

THÈSE  
présentée par

Marie-Laure ANDRIEUX

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER  
- GRENOBLE 1 -

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : PHYSIQUE

---

---

TITRE DE LA THÈSE

Étude de la désintégration  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$   
dans l'expérience DELPHI au LEP du CERN

---

---

Date de soutenance : Mardi 30 avril 1996

Composition du jury

|                 |                        |            |
|-----------------|------------------------|------------|
| M.M.            | Jean-Eudes AUGUSTIN    | Rapporteur |
|                 | Jean-François CAVIGNAC | Président  |
|                 | Joël CHAUVIN           |            |
| M <sup>me</sup> | Marie-Claude COUSINOU  |            |
| M.M.            | Jean-Pierre ENGEL      |            |
|                 | Gérard SAJOT           |            |
|                 | Gilles SAUVAGE         | Rapporteur |

Thèse préparée au sein du laboratoire :

INSTITUT DES SCIENCES NUCLÉAIRES DE GRENOBLE





*Je tiens à remercier Gérard Sajot, mon directeur de thèse, pour son écoute, ses encouragements et les conseils judicieux qu'il m'a prodigués. J'associe à ces remerciements Robert Barate qui, lui aussi, a joué un rôle déterminant dans l'aboutissement de cette recherche.*

*Je veux également remercier les membres du jury : Jean-Eudes Augustin, Jean-François Cavaignac, Joël Chauvin, Marie-Claude Cousinou, Jean-Pierre Engel, Gérard Sajot et Gilles Sauvage. Je suis vivement reconnaissante à Jean-Eudes Augustin et Gilles Sauvage d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur.*

*J'exprime aussi toute ma gratitude à Jon Guy et Patrick Stassi qui, dans leur domaine respectif, m'ont apporté une aide précieuse.*

*Je tiens à saluer tous les membres de l'Institut des Sciences Nucléaires, notamment Bernard Vignon qui m'a accueillie au sein de ce laboratoire. J'ai eu des contacts très sympathiques avec eux et ils m'ont accompagnée dans l'accomplissement de ce travail de thèse. Je remercie tout particulièrement les membres du groupe DELPHI de Grenoble ainsi que l'ensemble des personnes de la collaboration. J'ai trouvé dans cette équipe des interlocuteurs disponibles au contact desquels j'ai énormément appris.*



# Table des matières

|                                                                                                                     |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| INTRODUCTION                                                                                                        | 1         |
| <b>1 Introduction au modèle standard.</b>                                                                           | <b>3</b>  |
| 1.1 Les particules et leurs interactions . . . . .                                                                  | 3         |
| 1.1.1 Les quarks . . . . .                                                                                          | 3         |
| 1.1.2 Les leptons . . . . .                                                                                         | 5         |
| 1.1.3 Les hadrons et parmi eux les hadrons beaux. . . . .                                                           | 6         |
| 1.2 Les théories de Jauge. . . . .                                                                                  | 7         |
| 1.3 Le modèle standard. . . . .                                                                                     | 8         |
| 1.3.1 La théorie GSW. . . . .                                                                                       | 8         |
| 1.3.2 La chromodynamique quantique. . . . .                                                                         | 12        |
| 1.4 Modèles d'hadronisation. . . . .                                                                                | 14        |
| 1.5 Désintégration des quarks : la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). . . . .                              | 15        |
| 1.6 Modèles de désintégrations des mésons lourds. . . . .                                                           | 18        |
| 1.6.1 Généralités sur le modèle spectateur. . . . .                                                                 | 18        |
| 1.6.2 Le modèle spectateur et ses limites : application au cas des mésons $B$ . . . . .                             | 19        |
| 1.6.2.1 Le modèle spectateur. . . . .                                                                               | 19        |
| 1.6.2.2 Autres processus. . . . .                                                                                   | 20        |
| <b>2 Désintégration hadronique des mésons lourds.</b>                                                               | <b>23</b> |
| 2.1 Désintégration des hadrons charmés . . . . .                                                                    | 23        |
| 2.1.1 Phénoménologie des désintégrations inclusives. . . . .                                                        | 23        |
| 2.1.2 Phénoménologie des désintégrations non-leptoniques à deux corps. . . . .                                      | 25        |
| 2.2 Désintégration des hadrons beaux. . . . .                                                                       | 29        |
| 2.2.1 Détermination des facteurs de formes : introduction de la théorie effective des quarks lourds (HQET). . . . . | 29        |
| 2.2.2 Détermination des coefficients $a_1$ et $a_2$ . . . . .                                                       | 31        |

|          |                                                                                                                                                        |           |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>3</b> | <b>Désintégrations doublement charmées des mésons beaux.</b>                                                                                           | <b>35</b> |
| 3.1      | Estimations théoriques des désintégrations<br>$B \rightarrow D^{(*)} + \bar{D}^{(*)}$ et $B \rightarrow D_s^{(*)} + \bar{D}^{(*)}$ . . . . .           | 36        |
| 3.2      | Mise en évidence expérimentale de la désintégration $B \rightarrow D_s^{(*)} + \bar{D}^{(*)}$ et com-<br>paraison avec les modèles théoriques. . . . . | 39        |
| 3.2.1    | Méthode inclusive. . . . .                                                                                                                             | 39        |
| 3.2.2    | Méthode exclusive . . . . .                                                                                                                            | 40        |
| 3.3      | Autres sources physiques permettant la production de $D^{(*)} + \bar{D}^{(*)}$ . . . . .                                                               | 44        |
| 3.3.1    | Les événements à quatre jets $q\bar{q}c\bar{c}$ et $q\bar{q}b\bar{b}$ . . . . .                                                                        | 44        |
| 3.3.2    | Les mésons $B_c$ . . . . .                                                                                                                             | 48        |
| 3.3.2.1  | Production du méson $B_c$ . . . . .                                                                                                                    | 48        |
| 3.3.2.2  | Désintégration des mésons $B_c$ . . . . .                                                                                                              | 52        |
| <b>4</b> | <b>Le LEP et le détecteur DELPHI.</b>                                                                                                                  | <b>57</b> |
| 4.1      | Le LEP. . . . .                                                                                                                                        | 57        |
| 4.2      | Le détecteur DELPHI. . . . .                                                                                                                           | 60        |
| 4.2.1    | Description générale. . . . .                                                                                                                          | 60        |
| 4.2.2    | Mesure des traces chargées. . . . .                                                                                                                    | 61        |
| 4.2.3    | Les détecteurs de temps de vol. . . . .                                                                                                                | 63        |
| 4.2.4    | La calorimétrie. . . . .                                                                                                                               | 64        |
| 4.2.5    | Les chambres à muons. . . . .                                                                                                                          | 66        |
| 4.2.6    | Les RICH. . . . .                                                                                                                                      | 66        |
| 4.3      | Déclenchement de l'acquisition dans DELPHI. . . . .                                                                                                    | 69        |
| 4.4      | Reconstruction des événements et simulation du détecteur. . . . .                                                                                      | 71        |
| 4.5      | Réalisation d'un système d'analyse des mélanges gazeux pour les FRICH. . . . .                                                                         | 73        |
| 4.5.1    | Principe de la mesure. . . . .                                                                                                                         | 73        |
| 4.5.2    | L'appareillage d'analyse. . . . .                                                                                                                      | 75        |
| 4.5.3    | L'étalonnage. . . . .                                                                                                                                  | 76        |
| 4.5.3.1  | Etalonnage des débitmètres. . . . .                                                                                                                    | 76        |
| 4.5.3.2  | Mesure du temps de latence, <i>offset</i> . . . . .                                                                                                    | 77        |
| 4.5.3.3  | Mesure de la vitesse du son. . . . .                                                                                                                   | 77        |
| 4.5.3.4  | Proportion de $C_4F_{10}$ dans les mélanges d'étalonnage. . . . .                                                                                      | 78        |
| 4.5.4    | Mesure de la proportion de $C_4F_{10}$ . . . . .                                                                                                       | 78        |
| 4.5.5    | Conclusion . . . . .                                                                                                                                   | 79        |
| <b>5</b> | <b>La sélection des événements avec un <math>D^*</math>.</b>                                                                                           | <b>81</b> |
| 5.1      | Introduction . . . . .                                                                                                                                 | 81        |
| 5.2      | Sélection des événements. . . . .                                                                                                                      | 82        |
| 5.2.1    | Sélection des événements hadroniques. . . . .                                                                                                          | 82        |
| 5.2.2    | Reconstruction du vertex primaire. . . . .                                                                                                             | 82        |

|         |                                                                                                                                                                                                                                                                         |     |
|---------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.2.3   | Sélection des traces chargées utilisées dans l'analyse du signal de $D^*$ .                                                                                                                                                                                             | 83  |
| 5.3     | Reconstruction du $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ .                                                                                                                                                                                                                    | 84  |
| 5.3.1   | Principe de reconstruction des vertex secondaires.                                                                                                                                                                                                                      | 84  |
| 5.3.2   | Etude des canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ .                                                                                                                                                                                     | 85  |
| 5.3.3   | Etude du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ .                                                                                                                                                                                                                | 98  |
| 6       | Mise en évidence de la désintégration $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .                                                                                                                                                                                                 | 105 |
| 6.1     | Evaluation de $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$ avec JETSET7.3.                                                                                                                                                                                                       | 105 |
| 6.2     | Perspectives de reconstruction des événements par une méthode semi-exclusive.                                                                                                                                                                                           | 107 |
| 6.2.1   | Evaluation du nombre d'événements $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ attendus en considérant pour $D^{\pm}$ les canaux $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$ , $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$ et $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$ . | 108 |
| 6.2.2   | Conclusion sur la méthode semi-exclusive.                                                                                                                                                                                                                               | 110 |
| 6.3     | Méthode inclusive par la masse invariante des pions célibataires $\pi_c^+$ et $\pi_c^-$ .                                                                                                                                                                               | 110 |
| 6.4     | Analyse des données par la méthode inclusive.                                                                                                                                                                                                                           | 112 |
| 6.4.1   | Définition des critères de sélection.                                                                                                                                                                                                                                   | 113 |
| 6.4.2   | Estimation du fond                                                                                                                                                                                                                                                      | 114 |
| 6.4.3   | Premiers résultats expérimentaux dans le canal $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ .                                                                                                                                                                          | 115 |
| 6.5     | Amélioration du rapport signal sur bruit.                                                                                                                                                                                                                               | 116 |
| 6.5.1   | Analyse des événements avec un kaon chargé additionnel.                                                                                                                                                                                                                 | 116 |
| 6.5.1.1 | Sélection des kaons chargés.                                                                                                                                                                                                                                            | 117 |
| 6.5.1.2 | Première étape de reconstruction partielle de $\bar{D}_2^0$ .                                                                                                                                                                                                           | 118 |
| 6.5.1.3 | Deuxième étape de reconstruction partielle de $\bar{D}_2^0$ .                                                                                                                                                                                                           | 121 |
| 6.5.1.4 | Test de corrélation du signal à la présence d'un $D_1^{*+}$ .                                                                                                                                                                                                           | 124 |
| 6.5.1.5 | Efficacités finales.                                                                                                                                                                                                                                                    | 125 |
| 6.5.1.6 | Spectres de masses des mésons $D_2^{*-}$ et $\bar{D}_2^0$ .                                                                                                                                                                                                             | 127 |
| 6.5.2   | Analyse des événements avec un kaon neutre additionnel.                                                                                                                                                                                                                 | 129 |
| 6.5.2.1 | Reconstruction des $\bar{K}_{S2}^0$ dans DELPHI.                                                                                                                                                                                                                        | 130 |
| 6.5.2.2 | Critères de sélection propres aux désintégrations : $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .                                                                                                                                                                               | 130 |
| 6.5.2.3 | Résultats expérimentaux.                                                                                                                                                                                                                                                | 131 |
| 6.5.2.4 | Contribution de la désintégration du type $B \rightarrow D_s^{*-} D^{*+}$ , $D_s^{*-} \rightarrow D^{*+} K^0$ .                                                                                                                                                         | 133 |
| 6.6     | Composition de l'échantillon : recherche du méson $B_c$ , autres perspectives?                                                                                                                                                                                          | 134 |
| 6.7     | Conclusion.                                                                                                                                                                                                                                                             | 135 |
| 7       | Estimation du rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .                                                                                                                                                                                         | 139 |
| 7.1     | Introduction.                                                                                                                                                                                                                                                           | 139 |
| 7.2     | Revue des différentes sources de fonds.                                                                                                                                                                                                                                 | 140 |

|                                                                     |                                                                                                                           |            |
|---------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 7.2.1                                                               | Le fond interne. . . . .                                                                                                  | 140        |
| 7.2.1.1                                                             | Définition. . . . .                                                                                                       | 140        |
| 7.2.1.2                                                             | Analyse du “fond interne”. . . . .                                                                                        | 141        |
| 7.2.2                                                               | Autres sources de fonds . . . . .                                                                                         | 143        |
| 7.2.2.1                                                             | Etude des événements Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .                                                       | 143        |
| 7.2.2.2                                                             | Les événements du type $B \rightarrow D^{*0}(2420)X$ suivis de $D^{*0}(2420) \rightarrow D^{*+}\pi^-$ . . . . .           | 145        |
| 7.3                                                                 | Estimation de $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+}D_2^{*-}X)$ en fonction du canal de désintégration de $D_1^{*+}$ . . . . . | 146        |
| 7.3.1                                                               | Evaluation du nombre de candidats dans chacun des trois échantillons. . . . .                                             | 147        |
| 7.3.2                                                               | Estimations de $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+}D_2^{*-}X)$ . . . . .                                                     | 149        |
| 7.4                                                                 | Estimation des erreurs systématiques. . . . .                                                                             | 151        |
| 7.4.1                                                               | Erreur systématique due à la sélection des événements. . . . .                                                            | 151        |
| 7.4.2                                                               | Erreur systématique liée à l’identification des kaons. . . . .                                                            | 153        |
| 7.4.3                                                               | Erreur systématique provenant de la soustraction du fond. . . . .                                                         | 153        |
| 7.4.4                                                               | Autres sources d’erreurs systématiques. . . . .                                                                           | 153        |
| 7.4.5                                                               | Rapport d’embranchement $\text{Br}(B \rightarrow D^{*+}D^{*-}X)$ canal par canal. . . . .                                 | 154        |
| 7.5                                                                 | Estimation d’une valeur moyenne pondérée de $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+}D_2^{*-}X)$ . . . . .                        | 154        |
| 7.6                                                                 | $\text{Br}(B \rightarrow D^{*+}D^{*-}X)$ : approche complémentaire. . . . .                                               | 156        |
| <b>CONCLUSIONS</b>                                                  |                                                                                                                           | <b>161</b> |
| <b>A Estimation de <math>\text{Br}(Z \rightarrow B_c X)</math>.</b> |                                                                                                                           | <b>163</b> |
| <b>B Candidat <math>B \rightarrow D^{*+}D^{*-}X</math>.</b>         |                                                                                                                           | <b>169</b> |
| <b>Bibliographie</b>                                                |                                                                                                                           | <b>175</b> |

# INTRODUCTION

En 1977, à FERMILAB a lieu la première mise en évidence expérimentale du quark beau avec la découverte de l' $\Upsilon$  [1], état lié  $b\bar{b}$ . En 1995, à FERMILAB les deux collaborations CDF et D0 observent pour la première fois le quark *top* [2, 3]. Si la découverte du *top* est toute récente, les connaissances sur la physique de son partenaire dans le modèle standard, le quark *b*, ont été largement approfondies mais son étude est loin d'être complète.

Diverses expériences ont fait progresser la physique de la beauté, en premier lieu les collaborations CLEO et ARGUS qui fonctionnent au pic de l' $\Upsilon(4S)$  sur les collisionneurs  $e^+e^-$  CESR et DORIS. Ce sont elles qui ont reconstruit les premiers signaux de mésons beaux  $B_d^0(\bar{b}d)$  et  $B^+(\bar{b}u)$ .

Aux collisionneurs hadroniques  $p\bar{p}$  et  $pp$ , la section efficace de production des  $b\bar{b}$  est particulièrement favorable, par exemple sa valeur est d'environ  $500 \mu b$  à  $1.8 TeV$ . Les expériences UA1 et UA2 au CERN ou CDF et D0 au FNAL ont complété nos connaissances en physique de la beauté : modes de désintégration, temps de vie. L'expérience UA1 [4] a en particulier mis en évidence le processus d'oscillation  $B^0\bar{B}^0$ .

Depuis juillet 1989, date du démarrage du LEP, les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont contribué de façon significative à ce domaine de physique en étudiant les particules belles non produites à l' $\Upsilon(4S)$  : le  $B_s^0$  et les baryons beaux. Notamment grâce à la qualité de la reconstruction des vertex secondaires, l'étude en temps du processus d'oscillation  $B^0\bar{B}^0$  a pu être conduite. Les principales propriétés des mésons  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s^0$  sont donc maintenant relativement bien connues et les mesures s'affinent année après année. Seule la mise en évidence du méson  $B_c^+(\bar{b}c)$ , prévu par la théorie, n'a pas encore eu lieu. C'est le méson beau le plus lourd : sa masse est estimée à  $6.25 GeV/c^2$ , quant à son temps de vie il devrait être compris entre  $0.5ps$  et  $1.3ps$ .

A l'heure actuelle, les calculs théoriques ne permettent pas de décrire toute cette moisson de résultats expérimentaux. En particulier ils n'expliquent pas à la fois le rapport d'embranchement semileptonique  $B \rightarrow X l \nu_l$  estimé à  $(10.4 \pm 0.4)\%$  [5] et le nombre moyen  $n_c = 1.10 \pm 0.06$  de hadrons charmés par désintégration de  $B$ . Naïvement on attendrait  $n_c = 1 + Br(b \rightarrow c\bar{c}s)$ . L'écart par rapport à un indique la contribution des transitions  $b \rightarrow c\bar{c}s$  dont l'importance est encore mal connue [6]. L'analyse des canaux de désintégration du  $B$  en deux charmes devrait permettre d'affiner les modèles théoriques. En outre ils

présentent un grand intérêt pour l'étude de la violation de CP [7, 8]. Expérimentalement leur recherche est récente et la statistique attendue est faible.

CLEO et ARGUS ont mis en évidence les désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  dans lesquelles  $D_s^{(*)+}$  représente les mésons  $D_s^+$  et  $D_s^{*+}$  et  $\bar{D}^{(*)}$  recouvre l'ensemble des mésons  $D^-$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D^{*-}$  et  $\bar{D}^{*0}$ . En revanche, les désintégrations  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , "défavorisées par Cabibbo", n'ont pas encore été observées.

L'objet de cette thèse consiste en la mise en évidence expérimentale des désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  par une méthode inclusive. Les applications d'une telle étude peuvent aboutir notamment à l'isolation des mésons  $B_c^+$ , qui de part la présence des deux quarks  $\bar{b}$  et  $c$  devraient avoir une probabilité de se désintégrer dans ce canal supérieure à celle des autres hadrons beaux.

Dans un premier chapitre, on présentera les constituants fondamentaux et leurs interactions. On évoquera quelques aspects du Modèle Standard d'unification des interactions forte, électromagnétique et faible.

Dans un second chapitre, on s'intéressera plus particulièrement aux modèles qui décrivent les désintégrations des hadrons lourds : charmés ou beaux. Cela servant d'introduction au chapitre trois dans lequel on dresse un bilan des différentes prédictions théoriques des désintégrations à deux corps  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , les désintégrations à  $n$  corps  $n \geq 2$  n'ayant pas encore fait l'objet d'estimations de ce type. C'est dans l'étude des différentes sources de couples de  $(D^{(*)+}, \bar{D}^{(*)})$  qu'on abordera d'une part les événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  et d'autre part les mécanismes de production et de désintégration des mésons  $B_c$ .

Une présentation du LEP et du détecteur DELPHI est faite dans le quatrième chapitre. Nous insisterons plus particulièrement sur l'identification des kaons chargés par le détecteur RICH (Ring Imaging CHerenkov) et sur la mise au point d'un système d'analyse de la composition du mélange gazeux du FRICH (Forward Ring Imaging CHerenkov) qui constitue la partie développement d'appareillage de cette thèse.

Dans le cinquième chapitre, nous présenterons la méthode qui nous a permis d'extraire, dans les données enregistrées par le détecteur DELPHI entre 1991 et 1994, un lot d'événements contenant un méson  $D^*$  sélectionné dans l'un des trois canaux  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$ ,  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$  et sur lequel s'effectuera l'analyse.

Dans le chapitre six, sera exposé le principe de l'isolation du signal  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  qui repose essentiellement sur la masse invariante des deux pions célibataires émis lors des désintégrations  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$  et  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_c^-$ . Les résultats expérimentaux obtenus dans les trois canaux mentionnés précédemment, pour le  $D^{*+}$ , seront présentés et commentés. Nous évoquerons également la perspective d'une mise en évidence possible du méson  $B_c^+$ .

Enfin dans un septième et dernier chapitre, après un bilan et une estimation des différentes contributions possibles à ce signal, nous donnerons une estimation du rapport d'embranchement de la désintégration  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .



# Chapitre 1

## Introduction au modèle standard.

### 1.1 Les particules et leurs interactions

La physique des hautes énergies a pour objet d'étudier les constituants fondamentaux de la matière ainsi que les différents types d'interactions auxquelles ils sont soumis. Plusieurs décennies en arrière, on ne connaissait que quelques particules telles que le neutron, le proton, l'électron, le neutrino et le photon ... Le développement de la physique des particules a entraîné la construction d'accélérateurs toujours plus énergétiques permettant ainsi de sonder toujours un peu plus profondément la matière et de mettre en évidence de nouvelles particules de masse de plus en plus élevée. L'analyse et l'interprétation théorique des résultats a permis l'élaboration du schéma suivant :

- la matière est composée de particules élémentaires : les quarks et les leptons, de spin demi-entier, donc obéissant à la statistique de Fermi-Dirac,
- ces constituants interagissent en échangeant des bosons, particules de spin entier caractéristiques de l'une des quatre interactions fondamentales précisées dans le tableau 1.1 et classées par ordre d'intensité décroissante relative des constantes de couplage qui les caractérisent.

#### 1.1.1 Les quarks

Les quarks sont porteurs de charges électriques fractionnaires :

- $+\frac{2}{3}|e|$ , pour les quarks  $u$  (up),  $c$  (charm) et  $t$  (top),
- $-\frac{1}{3}|e|$ , pour les quarks  $d$  (down),  $s$  (strange) et  $b$  (beauty).

| Interaction       | Ordre de grandeur des constantes de Couplage |
|-------------------|----------------------------------------------|
| Forte             | $\sim 1$                                     |
| Electromagnétique | $\sim 10^{-2}$                               |
| Faible            | $\sim 10^{-6}$                               |
| Gravitationnelle  | $\sim 10^{-49}$                              |

TAB. 1.1 - Interactions fondamentales et leurs constantes de couplage classées par intensité relative.

Les quarks sont soumis à toutes les interactions. En particulier, c'est par l'interaction forte que les quarks se lient entre eux pour former des hadrons, édifices à deux ou trois quarks ou antiquarks.

Les quarks sont confinés dans les hadrons et on ne peut pas les observer à l'état libre. Leur masse, non prédite par la théorie, est estimée de façon indirecte en étudiant les propriétés des hadrons qu'ils constituent. Le résultat dépend de la procédure utilisée pour extraire les masses. Le tableau 1.2 résume les estimations.

| Quarks | Masse ( $GeV/c^2$ )                       | Référence |
|--------|-------------------------------------------|-----------|
| $u$    | $2 \cdot 10^{-3}$ à $8 \cdot 10^{-3}$     | [9]       |
| $d$    | $5 \cdot 10^{-3}$ à $15 \cdot 10^{-3}$    | [9]       |
| $s$    | 0.1 à 0.3                                 | [9]       |
| $c$    | 1. à 1.6                                  | [9]       |
| $b$    | 4.1 à 4.5                                 | [9]       |
| $t$    | $176 \pm 8(stat) \pm 10(syst)$            | [2]       |
|        | à<br>$199^{+19}_{-21}(stat) \pm 22(syst)$ | [3]       |

TAB. 1.2 - Estimation de la masse des quarks.

Les quarks  $u$  et  $d$  sont les plus légers et ont sensiblement la même masse. C'est la découverte des particules  $J/\Psi$  (état lié  $c\bar{c}$ ) et  $\Upsilon$  (état lié  $b\bar{b}$ ) en 1974 et 1977 respectivement qui a permis la mise en évidence expérimentale des quarks lourds  $c$  et  $b$ . Le  $top$  se désintégrant avant toute hadronisation, sa masse est déduite des propriétés de ses produits de désintégration. Très récemment, un signal de  $top$  a été observé à FERMILAB par les deux collaborations CDF et D0 [2, 3].

### 1.1.2 Les leptons

Les leptons ont une charge nulle ou égale à  $\pm|e|$ . Les neutrinos appartiennent à la première catégorie. La détermination de leur masse fait l'objet d'intenses recherches : est-elle nulle ou les neutrinos sont-ils massifs ? Parmi les leptons chargés on distingue l'électron, le muon dont la masse est 200 fois plus importante et enfin le lepton tau qui a été observé pour la première fois en 1974 [10]. S'ils sont sans masse, les neutrinos ont des hélicités bien déterminées : le neutrino est "gauche" (hélicité  $-1$ ) et son antiparticule est "droite" (hélicité  $+1$ ).

Les leptons chargés sont sensibles aux interactions faibles et électromagnétiques alors que les neutrinos participent seulement aux interactions faibles.

Les données enregistrées au LEP ont montré que le nombre de neutrinos légers, de masse inférieure à  $45 \text{ GeV}/c^2$ , était sensiblement égal à 3 [11] :

$$N_\nu = 2.991 \pm 0.016 \quad (1.1)$$

Ce nombre est obtenu avec  $M_Z = 91.1884 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M_{top} = 180 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M_{Higgs} = 300 \text{ GeV}/c^2$ . L'erreur a été calculée en faisant varier  $M_{top} = (180 \pm 12) \text{ GeV}/c^2$  et  $M_{Higgs}$  dans le domaine  $60 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{Higgs} \leq 1000 \text{ GeV}/c^2$ .

Ainsi les constituants fondamentaux de la matière sont des fermions : 6 quarks et 6 leptons (et leurs antiparticules). Les quarks et les leptons peuvent être regroupés en trois familles, chacune constituée d'un doublet de quarks et de leptons, cet arrangement trouve sa signification lorsqu'on étudie les interactions faibles et qu'on introduit la notion d'isospin, voir paragraphe 1.3.1.

| Famille                  | Particule                       |
|--------------------------|---------------------------------|
| 1 <sup>ère</sup> Famille | up ( $u$ )                      |
|                          | down ( $d$ )                    |
|                          | neutrino $_e$ ( $\nu_e$ )       |
|                          | électron ( $e$ )                |
| 2 <sup>ème</sup> Famille | charme ( $c$ )                  |
|                          | étrangeté ( $s$ )               |
|                          | neutrino $_\mu$ ( $\nu_\mu$ )   |
|                          | muon ( $\mu$ )                  |
| 3 <sup>ème</sup> Famille | top ( $t$ )                     |
|                          | beauté ( $b$ )                  |
|                          | neutrino $_\tau$ ( $\nu_\tau$ ) |
|                          | tau ( $\tau$ )                  |

TAB. 1.3 - Les trois familles de constituants fondamentaux de la matière.

### 1.1.3 Les hadrons et parmi eux les hadrons beaux.

Les hadrons sont des édifices formés par l'association des quarks. Actuellement, on en a identifié de l'ordre de 200. On distingue deux types de hadrons suivant leur constitution en quarks :

- les mésons, de spin entier, sont formés d'une paire quark-antiquark  $q_1\bar{q}_2$ .
- les baryons, de spin demi-entier, sont formés de trois quarks  $q_1q_2q_3$ .

Dans ce travail de thèse, nous avons travaillé plus particulièrement sur les hadrons charmés ou beaux.

On dénombre quatre mésons  $B$  :  $B^+$  ( $\bar{b}u$ ),  $B^0$  ( $\bar{b}d$ ),  $B_s^0$  ( $\bar{b}s$ ) et  $B_c^+$  ( $\bar{b}c$ ). Ce dernier méson beau n'a pas encore été mis en évidence. Il résulte de l'association de deux quarks "lourds", ce qui le différencie des autres mésons  $B$ . Un paragraphe lui sera d'ailleurs consacré (voir chapitre 2) et résumera les connaissances actuelles sur les propriétés de ce méson.

Les mésons  $B^+$ ,  $B^0$  et  $B_s^0$  sont relativement bien connus. Leur masse ainsi que leur temps de vie ont été mesurés avec une précision toujours croissante. Ces mesures sont résumées dans le tableau 1.4.

Une estimation du temps de vie moyenné sur l'ensemble des mésons  $B$  a également été effectuée notamment par DELPHI [12] :

$$\tau_B = (1.575 \pm 0.010(stat) \pm 0.026(syst.))ps \quad (1.2)$$

et par L3 [13] :

$$\tau_B = (1.535 \pm 0.035(stat) \pm 0.028(syst.))ps \quad (1.3)$$

| Méson   | Masse ( $MeV/c^2$ ) | Référence | Temps de vie (ps)                                  | Référence   |
|---------|---------------------|-----------|----------------------------------------------------|-------------|
| $B^0$   | $5279.0 \pm 2.0$    | [9]       | $1.55 \pm 0.06(stat) \pm 0.03(syst)$               | ALEPH [14]  |
|         |                     |           | $1.61^{+0.14}_{-0.13}(stat) \pm 0.08(syst)$        | DELPHI [15] |
|         |                     |           | $1.53 \pm 0.12(stat) \pm 0.08(syst)$               | OPAL [16]   |
| $B^+$   | $5278.7 \pm 2.0$    | [9]       | $1.58 \pm 0.09(stat) \pm 0.03(syst)$               | ALEPH [14]  |
|         |                     |           | $1.61^{+0.16}_{-0.16}(stat) \pm 0.12(syst)$        | DELPHI [15] |
|         |                     |           | $1.52 \pm 0.14(stat) \pm 0.09(syst)$               | OPAL [16]   |
| $B_s^0$ | $5375 \pm 6$        | [9]       | $1.61^{+0.30}_{-0.29}(stat)^{+0.18}_{-0.16}(syst)$ | ALEPH [17]  |
|         |                     |           | $1.67 \pm 0.14$                                    | DELPHI [18] |

TAB. 1.4 - Masse et temps de vie des mésons beaux.

En ce qui concerne les baryons, le modèle des quarks prédit l'existence de quatre baryons beaux, en excluant ceux contenant deux ou plus de deux quarks lourds qui se

désintègrent par interaction faible :  $\Lambda_b^0(bud)$ ,  $\Xi_b^0(bsu)$ ,  $\Xi_b^-(bsd)$  et  $\Omega_b^-(bss)$ . La masse du  $\Lambda_b^0$  a été récemment estimée à  $(5668 \pm 16(stat) \pm 8(syst)) MeV/c^2$  par DELPHI [19] et à  $(5614 \pm 21(stat) \pm 4(syst)) MeV/c^2$  par ALEPH [20] et le temps de vie à  $(1.14_{-0.19}^{+0.22} \pm 0.07) ps$  par OPAL [21]. La collaboration DELPHI a joué un rôle pionnier dans l'étude des baryons  $\Xi_b$  en observant pour la première fois des corrélations  $\Xi^\mp - l^\mp$  qu'elle a interprétées comme provenant de la désintégration du  $\Xi_b$  et a mesuré [22] :

$$P(b \rightarrow B_{baryon}) \times Br(B_{baryon} \rightarrow \Xi l^- X) = (5.9 \pm 2.1 \pm 1.0) 10^{-4} \quad (1.4)$$

par type de lepton et :

$$\tau_{\Xi_b} = (1.5_{-0.4}^{+0.7} \pm 0.3) ps \quad (1.5)$$

Les autres baryons n'ont pas encore été observés expérimentalement.

## 1.2 Les théories de Jauge.

La notion de jauge [23] est à la base de tous les modèles qui tentent d'aboutir à une théorie unifiée des quatre interactions. En physique quantique, elle est synonyme de phase : toute transformation de jauge agit sur la phase des fonctions d'ondes. Choisir sa jauge, c'est adopter une convention de phase. Pour une particule libre, cette phase est inobservable et le Lagrangien est invariant par transformation d'une phase globale  $\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x)$ . Pour des particules en interaction, cette phase dépend de la position dans l'espace temps et l'on est amené à considérer des transformations de jauge locale. On verra aussi que l'invariance du Lagrangien par transformation de jauge implique la conservation d'une grandeur physique.

Pour illustrer les théories de jauge, on prendra le cas de l'invariance de jauge  $U(1)$  pour une particule de masse  $m$ , de charge  $q$  de spin  $\frac{1}{2}$ , une particule de Dirac. Dans ces conditions le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.6)$$

où  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$  est le spineur adjoint.

Le Lagrangien n'est pas invariant par la transformation de jauge locale suivante où  $x$  désigne un point de l'espace temps :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \Psi \exp(iq\Lambda(x)) \quad (1.7)$$

Pour conserver l'invariance, on introduit le champ de jauge  $A_\mu$  qui se transforme selon :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu - \partial_\mu\Lambda(x) \quad (1.8)$$

A la dérivée  $\partial_\mu$ , on substitue la dérivée covariante :

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu(x) \quad (1.9)$$

Ce champ de jauge  $A_\mu$  est associé au photon et s'identifie au quadrivecteur potentiel de l'électromagnétisme classique. Le Lagrangien invariant de jauge local s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.10)$$

soit

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi - qA_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \quad (1.11)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{libre}} - j^\mu A_\mu \quad (1.12)$$

où  $j_\mu = q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$  est le courant électromagnétique invariant de jauge.

Au Lagrangien libre s'ajoute donc le terme d'interaction  $-j^\mu A_\mu$  entre la particule de Dirac et le champ du photon.

Pour obtenir le Lagrangien complet de Q.E.D, il faut ajouter un terme d'énergie au champ :  $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  avec  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . On obtient alors :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - j^\mu A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

qui ne contient pas de terme de masse pour le champ. Si le photon était massif, il faudrait ajouter au Lagrangien un terme de la forme  $\mathcal{L}_\gamma = \frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$  qui n'est pas invariant par transformation de jauge locale.

Cet exemple simple nous montre les conséquences très importantes qu'on déduit de l'invariance par transformation de jauge :

- conservation de la charge électrique,
- introduction d'un champ vectoriel  $A_\mu$  : le photon doit être sans masse,
- déduction de la forme du couplage champ-particule.

C'est sur cette idée de base d'invariance de jauge que s'est posé le problème de formuler une théorie qui unifie les interactions faibles et électromagnétiques.

## 1.3 Le modèle standard.

### 1.3.1 La théorie GSW.

A la fin des années 60, Glashow Weinberg et Salam [24, 25, 26] proposent une théorie de jauge de l'interaction électro-faible. Cette théorie est basée sur  $SU(2) \times U(1)$  où  $SU(2)$  est le groupe d'isospin faible  $I$  et  $U(1)$  celui d'hypercharge faible  $Y$ .  $Y$  et  $I$  sont reliés par une relation analogue à celle de Gell-Mann-Nishijima :  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$  où  $Q$  est la charge électrique. Dans ce modèle les quarks et les leptons :

- sont des doublets d'isospin faible qui se transforment sous  $SU(2)_L$ ,

- et s'ils sont massifs, peuvent exister sous forme d'états droits qui sont des singulets d'isospin.

Leurs nombres quantiques sont résumés dans le tableau 1.5 pour la première famille du tableau 1.3.

| Les leptons |               |                |     |     | Les quarks |               |                |                |                |
|-------------|---------------|----------------|-----|-----|------------|---------------|----------------|----------------|----------------|
|             | $I$           | $I_3$          | $Q$ | $Y$ |            | $I$           | $I_3$          | $Q$            | $Y$            |
| $\nu_e$     | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  | 0   | -1  | $u_L$      | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$  | $\frac{2}{3}$  | $\frac{1}{3}$  |
| $e_L^-$     | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | -1  | -1  | $d_L$      | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$  |
| $e_R^-$     | 0             | 0              | -1  | -2  | $u_R$      | 0             | 0              | $\frac{2}{3}$  | $\frac{4}{3}$  |
|             |               |                |     |     | $d_R$      | 0             | 0              | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{2}{3}$ |

TAB. 1.5 - Nombres quantiques pour la première famille.

Aux groupes de symétrie  $SU(2)$  et  $U(1)$  correspondent :

- des constantes de couplage  $g$  et  $g'$  respectivement,
- des champs de jauge notés habituellement :
  - $B_\mu$  correspondant à  $U(1)$ ,
  - $\vec{W}_\mu$  correspondant à  $SU(2)_L$ , la notation vectorielle indiquant qu'il y a 3 générateurs.

Tous ces champs sont de masse nulle, car par exemple, dans le cas de  $SU(2)$ , un terme du type  $m^2 \vec{W}^\mu \cdot \vec{W}_\mu$  ne serait pas invariant de jauge.

Les générateurs du groupe  $SU(2)$  sont représentés par les matrices  $\frac{\tau_j}{2}$  ( $j = 1, 2, 3$ ) où  $\tau_j$  sont les matrices de Pauli.

Afin de donner des termes de masse aux bosons de jauge, Weinberg [26] propose d'introduire un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes d'hypercharge égale à

1 :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

qui introduit dans le Lagrangien un potentiel d'interaction :

$$V(\Phi^+\Phi) = \mu^2 \Phi^+\Phi + \lambda(\Phi^+\Phi)^2 \quad (1.15)$$

avec  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$

On choisit de prendre pour état d'énergie minimale l'état particulier :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

avec  $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ .

On brise ainsi la symétrie. On développe  $\Phi$  autour du vide en posant  $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$  et on obtient ainsi le Lagrangien :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[ \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \lambda^2 v^2 H^2 \right] + \frac{g^2 v^2}{8} (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) + \frac{v^2}{8} (g W_\mu^3 - g' B_\mu)(g W^{3\mu} - g' B^\mu) \\ & + \text{termes d'ordre supérieur} \\ & + \text{termes d'énergie pour les champs } \vec{W}_\mu \text{ et } B_\mu \end{aligned} \quad (1.17)$$

Ce Lagrangien montre que :

- le Higgs scalaire  $H$  est massif :  $m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$ ,
- les champs  $W_\mu^1$  et  $W_\mu^2$  sont massifs ( $m_W = \frac{1}{2}gv$ ) et correspondent aux bosons  $W^+$  et  $W^-$ ,
- les champs  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  se mélangent.

Par transformation linéaire on fait apparaître de nouveaux champs :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \end{aligned} \quad (1.18)$$

où  $\theta_W$  est l'angle de Weinberg défini par  $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$



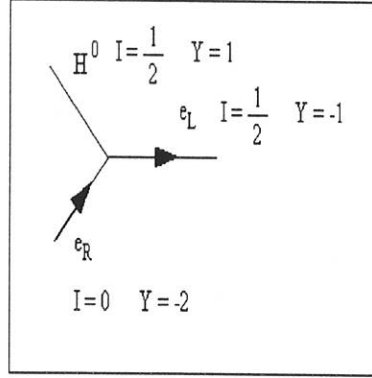


FIG. 1.1 - Couplage de l'électron au champ de Higgs.

En ignorant les termes d'interaction, le Lagrangien s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1)(\partial^\mu W^{1\nu} - \partial^\nu W^{1\mu}) + \frac{g^2 v^2}{8} W_\mu^1 W^{1\mu} \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu^2 - \partial_\nu W_\mu^2)(\partial^\mu W^{2\nu} - \partial^\nu W^{2\mu}) + \frac{g'^2 v^2}{8} W_\mu^2 W^{2\mu} \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)(\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) + \frac{v^2}{8}(g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)
\end{aligned} \tag{1.19}$$

Les deux derniers termes correspondent respectivement :

- à un boson  $Z$  massif :

$$m_Z = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)^{\frac{1}{2}}v = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$$

- et au photon sans masse.

On fait acquérir une masse aux fermions en les couplant au champ de Higgs ce qui introduit dans le Lagrangien des termes de couplage de Yukawa. Par exemple pour l'électron (voir figure 1.1) :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_e[\bar{L}\Phi e_R + \bar{e}_R\bar{\Phi}L] \tag{1.20}$$

avec  $L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$

Par brisure de symétrie  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\frac{g_e v}{\sqrt{2}}(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) - \frac{g_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)H \tag{1.21}$$

L'électron acquiert donc la masse  $m_e = \frac{g_e v}{\sqrt{2}}$ , dont le modèle ne prédit pas la valeur car  $g_e$  n'est pas connu. Le couplage électron-Higgs est  $\frac{m_e}{v}$  donc proportionnel à la masse du lepton. Le Higgs se désintégrera donc préférentiellement dans la paire de fermions les plus lourds  $\tau^+\tau^-$  ou  $b\bar{b}$ . Néanmoins si sa masse est suffisante le Higgs peut aussi décroître en paire  $WW$  et  $ZZ$ .

### 1.3.2 La chromodynamique quantique.

La mise en évidence du baryon  $\Delta^{++}$  ( $uuu$ ) constitué de trois fermions identiques a conduit à l'introduction d'un nouveau nombre quantique appelé couleur. Il peut prendre trois valeurs. Cette hypothèse a ensuite été confirmée par de nombreuses mesures expérimentales (désintégration du  $\pi^0$ , évaluation de  $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ ). Ceci conduit également à supposer que toute particule observable est un singulet de couleur.

L'interaction forte sera donc décrite par la théorie, appelée Q.C.D (Quantum Chromodynamics), invariante sous les transformations du groupe  $SU(3)$ , de dimension huit où chaque saveur de quarks se transforme comme un triplet. Les huit médiateurs de cette interaction sont les gluons. Leur masse est nulle car aucun mécanisme de Higgs n'est impliqué. À l'inverse des photons, les gluons interagissent et l'on a des couplages à 3 voire 4 gluons. Toutes ces propriétés rendent les calculs difficiles et c'est par des méthodes numériques que l'on obtient les grandeurs physiques qu'on compare ensuite aux résultats expérimentaux.

Le Lagrangien pour les quarks libres se met sous la forme :

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\Psi}_q^j i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_q^k - \sum_q m_q \bar{\Psi}_q^j \Psi_q^j \quad (1.22)$$

les indices  $j$  et  $k$  étant liés à la couleur ( $j, k = 1, 2, 3$ ) et les  $\Psi_q^j$  étant les spineurs de Dirac à quatre composantes associés à chaque saveur de quark  $q$  et chaque couleur  $j$ . Dans un but simplificateur, afin de ne pas trop surcharger les formules, par la suite on omettra les indices de couleur  $j$  et  $k$ .

Le Lagrangien dont une expression est donnée par la formule (1.22) n'est pas invariant par la transformation de jauge suivante :

$$\Psi_q(x) \rightarrow \Psi'_q(x) = \exp(ig_s \Lambda_a(x) T_a) \Psi_q(x) \quad (1.23)$$

dans cette expression  $g_s$  est la constante de couplage fort et la sommation sur l'indice  $a$  qui se rapporte aux huit générateurs de  $SU(3)$  est implicite. Les générateurs  $T_a$  sont des matrices  $3 \times 3$  de trace nulle qui jouent le même rôle dans  $SU(3)$  que les matrices de Pauli dans  $SU(2)$ . Elles sont déduites des matrices  $\lambda_a$  de Gell-Mann [28] :

$$T_a = \frac{\lambda_a}{2} \quad (1.24)$$

Elles vérifient la loi de commutation suivante :

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c \quad (1.25)$$

avec :

$$\begin{aligned} - f_{123} &= 1 \\ - f_{147} &= f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{516} = f_{637} = \frac{1}{2} \\ - f_{458} &= f_{678} = \sqrt{\frac{3}{2}} \end{aligned}$$

Si on considère la transformation infinitésimale suivante :

$$\Psi_q(x) \rightarrow \Psi'_q(x) = (1 + ig_s \Lambda_a(x) T_a) \Psi_q(x) \quad (1.26)$$

pour conserver l'invariance de jauge du Lagrangien, on doit introduire 8 champs de jauge  $G_\mu^a$ , tels que :

$$G_\mu^a(x) \rightarrow G_\mu^a(x) - \partial_\mu \Lambda_a(x) - g_s f_{abc} \Lambda_b(x) G_\mu^c \quad (1.27)$$

A la dérivée  $\partial_\mu$  dans l'expression du Lagrangien, on substitue donc la dérivée covariante :

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (1.28)$$

Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_q i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_q - g_s (\bar{\Psi}_q \gamma^\mu T_a \Psi_q) G_\mu^a - m_q \bar{\Psi}_q \Psi_q \quad (1.29)$$

Pour obtenir le Lagrangien complet, tout comme dans QED, il faut ajouter un terme d'énergie au champ :  $-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$  avec

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.30)$$

La forme finale du Lagrangien en réintroduisant les indices  $j$  et  $k$  de couleur est la suivante :

$$\mathcal{L} = i \sum_q \bar{\Psi}_q^j \gamma^\mu (\mathcal{D}_\mu)_{j,k} \Psi_q^k - \sum_q m_q \bar{\Psi}_q^j \Psi_q^j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.31)$$

avec

$$(\mathcal{D}_\mu)_{j,k} = \delta_{jk} \partial_\mu - ig_s (T_a)_{jk} G_\mu^a \quad (a = 1, 2, \dots, 8) \quad (1.32)$$

A l'ordre le plus bas, la constante de couplage caractéristique  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$  s'écrit :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2 N_F) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (1.33)$$

En fait, cette “*constante*” dépend du nombre  $N_F$  de saveurs de l’interaction et de l’énergie transférée  $Q^2$  ou en d’autres termes de la distance  $\frac{1}{Q^2}$ . Elle augmente avec la distance c’est-à-dire quand  $Q^2$  diminue : c’est le confinement. En revanche à petite distance, c’est-à-dire quand  $Q^2$  augmente, elle diminue : c’est la liberté asymptotique. Cette constante de couplage a été mesurée à l’énergie du  $Z$  [27] :

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.006 \quad (1.34)$$

## 1.4 Modèles d’hadronisation.

Au LEP, l’annihilation d’une paire  $e^+e^-$  à  $\sqrt{s} \simeq 91.2 GeV$  permet la formation du boson  $Z$  au repos dans le référentiel de l’expérience. Ce dernier se désintègre ensuite en une paire de leptons et ou de quarks à l’exception du quark  $t$  (top) qui est trop massif. Dans le cadre des expériences LEP, l’interprétation des résultats expérimentaux pose le problème des processus d’hadronisation permettant de passer des quarks initialement produits par l’annihilation  $e^+e^-$  aux jets de hadrons qu’on va ensuite détecter.

Le Monte-Carlo choisi par DELPHI pour ses simulations, repose sur le modèle de Lund. C’est le modèle de fragmentation des cordes qui en est à la base. On considère qu’il se forme un tube de couleurs entre deux ou plusieurs partons, quarks ou gluons. L’énergie potentielle accumulée augmente au fur et à mesure que les deux partons s’éloignent et la corde finit par se casser en produisant une paire  $q'\bar{q}'$ . L’un des nouveaux quarks se combine avec les précédents et le processus se poursuit tant qu’il reste assez d’énergie.

Il existe différents modèles pour décrire les probabilités de cassure ou fonctions de fragmentation dont nous venons d’évoquer le principe. Une paramétrisation communément employée est :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-\frac{bm_H}{z}} \quad (1.35)$$

où  $m_H$  est la masse du hadron créé,  $a$  et  $b$  sont des paramètres libres et  $z$  est la fraction de la somme de l’énergie et de l’impulsion longitudinale emportée par le hadron :

$$z = \frac{(E + p_L)_H}{(E + p_L)_{tot}} \quad (1.36)$$

Etant donné que les quarks ont des masses différentes, l’évolution des jets de partons va dépendre de la saveur des quarks. La paramétrisation de Peterson [29] :

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2} \quad (1.37)$$

où  $\epsilon_q$  est le seul paramètre libre, paraît mieux adaptée pour décrire la fragmentation des quarks  $b$  et  $c$ . Plus  $\epsilon_q$  est petit, plus le hadron emporte une fraction importante de l’énergie

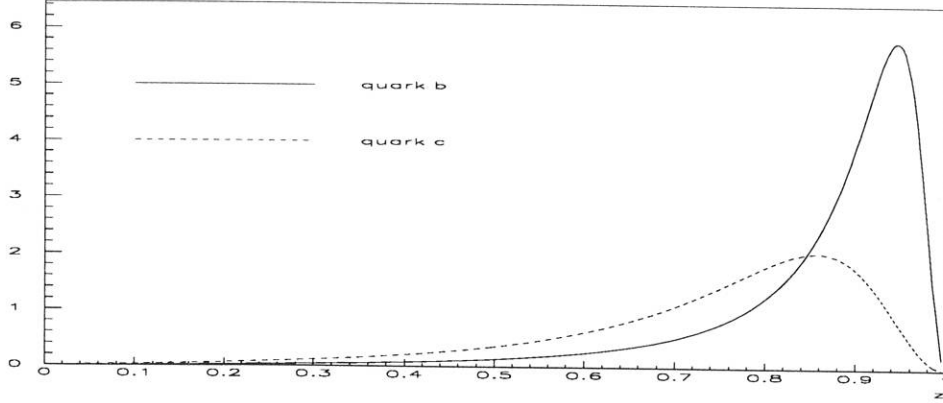


FIG. 1.2 - La fonction de Peterson ( $\epsilon_b = 0.003, \epsilon_c = 0.024$ ).

du parton  $q$ . Une valeur approchée de la constante  $N$  de normalisation est  $N \simeq \frac{4\sqrt{\epsilon_q}}{\pi}$ . On détermine expérimentalement la valeur de  $\epsilon_b$  en ajustant la distribution de la fraction d'énergie  $x_B = \frac{E_B}{E_{\text{faisceau}}}$ . L'expérience ALEPH [30] a mesuré récemment  $\langle x_B \rangle = 0.715 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.013(\text{syst})$  ce qui correspond à  $\epsilon_b = 0.0030 \pm 0.0005$ . La figure 1.2 représente la fonction de Peterson dans le cas des quarks  $b$  et  $c$ .

## 1.5 Désintégration des quarks : la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

Les états propres de masse des quarks ne sont pas les états propres des interactions faibles chargées. Les termes de masse du Lagrangien apparaissent de façon indépendante suivant les saveurs de quarks. On considère que la matrice de masse est diagonale [32] pour les quarks  $u, c, t$ . Pour les quarks  $d, s, b$ , on introduit la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)  $3 \times 3$  qui permet de passer des états propres de masse aux états propres de l'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

avec :

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

La matrice  $V_{CKM}$  est une matrice unitaire complexe :

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} \equiv 1$$

Son caractère unitaire implique l'absence de courants neutres qui changent la saveur :

$$d'\bar{d}' + s'\bar{s}' + b'\bar{b}' = (d' \ s' \ b') \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = (d \ s \ b) \underbrace{V_{CKM}^\dagger V_{CKM}}_{\equiv 1} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = d\bar{d} + s\bar{s} + b\bar{b} \quad (1.39)$$

et induit les relations :

$$\begin{aligned} V_{ud}^* V_{us} + V_{cd}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} &= 0 \\ V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb} + V_{ts}^* V_{tb} &= 0 \\ V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} &= 0 \end{aligned} \quad (1.40)$$

En se limitant à deux familles la matrice CKM se réduit à la matrice  $V$  de Cabibbo :

$$V = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}$$

où  $\theta_c$  est l'angle de Cabibbo ( $\sin\theta_c \simeq 0.22$ ) qui a été introduit initialement pour expliquer la durée de vie élevée de toutes les particules étranges.

Il existe différentes paramétrisations de la matrice CKM par exemple celle de Wolfenstein dans laquelle :

- les éléments sont exprimés en terme de puissances de  $\lambda$  :  $\lambda \sim \sin\theta_c \sim V_{us}$
- les termes d'ordre supérieur ou égal à  $\lambda^4$  ont été supprimés.

On a :

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

où  $A, \lambda, \rho$  et  $\eta$  sont des paramètres indépendants déterminés à partir de l'étude des désintégrations des mésons  $B$  :

$$A = 0.93 \pm 0.15 \quad (\rho^2 + \eta^2) = 0.45_{-0.15}^{+0.20}[33] \quad (1.41)$$

Cette paramétrisation montre très bien que les transitions favorisées ont lieu entre membres de la même famille et qu'elles sont de plus en plus défavorisées entre familles éloignées.

La présence d'une phase complexe permet d'introduire la violation de la symétrie CP où C représente la conjugaison de charge et P la parité c'est-à-dire une inversion de l'espace.

En effet lorsque le Lagrangien électrofaible (voir équation (1.19)) est transformé par cette symétrie il ne peut être invariant que si la matrice est réelle.

Chau, Keung [34] et Bjorken ont traduit de manière géométrique dans le plan complexe la dernière équation du système (1.40). Il s'agit du triangle d'unitarité dont les sommets ont pour coordonnées  $A(\rho, \eta)$ ,  $B(1, 0)$  et  $C(0, 0)$  (voir figure 1.3)  $V_{cd}V_{cb}^*$  étant pris horizontal. Trois angles caractéristiques (voir référence [6]) sont définis par :

$$\begin{aligned}\alpha &= \text{Arg}\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{tb}^*V_{td}}\right) \\ \beta &= \text{Arg}\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{tb}^*V_{td}}\right) \\ \gamma &= \text{Arg}\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ub}^*V_{ud}}\right)\end{aligned}\tag{1.42}$$

La physique du quark  $b$  est un terrain prometteur pour approfondir les connaissances sur la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. En particulier l'étude de la violation de CP dans les désintégrations du  $B$  devrait permettre de mesurer les angles  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  à partir de canaux tels que  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$  et  $B_s^0 \rightarrow \rho K_s^0$ . C'est un des buts des usines à  $B$  en projet dans le monde [35].

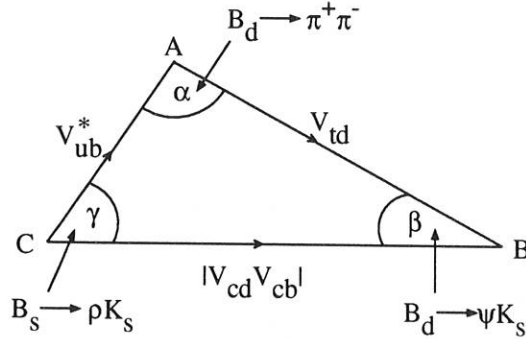


FIG. 1.3 - *Triangle d'unitarité.*

## 1.6 Modèles de désintégrations des mésons lourds.

### 1.6.1 Généralités sur le modèle spectateur.

Les mésons beaux (respectivement les mésons charmés) sont des états liés du type  $Q\bar{q}$  où  $Q$  est un quark lourd ( $b$  ou  $c$ ) et  $\bar{q}$  une saveur légère. Dans le modèle du quark spectateur, on attribue la désintégration d'un hadron  $H(Q\bar{q})$  à la désintégration du quark lourd  $Q$ , puisque comme on va le voir, la largeur de désintégration fait intervenir la masse du quark à l'exposant cinq. Elle se calcule sur la base du Lagrangien (1.19) en prenant en compte les éléments de la matrice  $V_{CKM}$ , les corrections d'espace de phase et les corrections QCD dans l'état initial et l'état final.

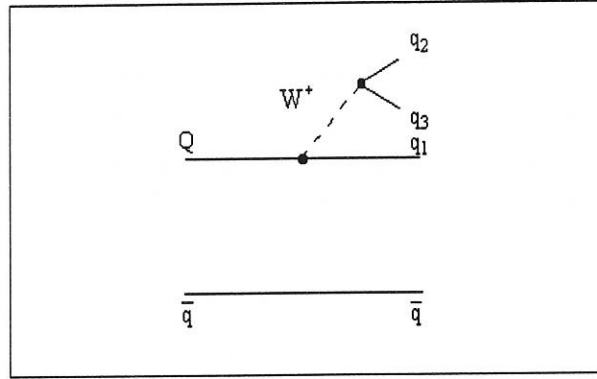


FIG. 1.4 - *Diagramme de Feynman spectateur.*

Le calcul du diagramme 1.4 donne l'expression suivante [36] :

$$\Gamma_H(H \rightarrow q_1, q_2, q_3) = N_c \frac{G_F^2 m_Q^5}{192\pi^3} |V_{q_1 Q}|^2 |V_{q_2 q_3}|^2 I(x_1, x_2, x_3) \quad (1.43)$$

où

- $N_c$  est le nombre de couleurs,
- $V_{q_1 Q}, V_{q_2 q_3}$  sont des éléments de la matrice CKM,
- les  $x_i = \frac{m_i}{m_Q}$  sont les rapports de masse des trois fermions  $q_1, q_2$  et  $q_3$ ,  $I$  est une fonction qui tient compte de la réduction de l'espace de phase due à la masse des produits de désintégration.

A la place des quarks  $q_2$  et  $q_3$ , on peut avoir production d'une paire de lepton anti-neutrino. Dans ce cas là il s'agit d'une désintégration semi-leptonique. L'élément de matrice  $V_{q_2 q_3}$  est alors pris égal à l'unité



## 1.6.2 Le modèle spectateur et ses limites : application au cas des mésons $B$ .

### 1.6.2.1 Le modèle spectateur.

La désintégration des mésons  $B$  se fait principalement par la transition  $b \rightarrow c$  qui est favorisée par l'élément de matrice CKM  $V_{cb}$ . Dans ces cas là c'est le diagramme spectateur qui est dominant (voir figure 1.5 (a)). Dans ce diagramme le boson virtuel  $W^-$  génère soit une paire de lepton anti-neutrino soit une paire de quarks  $\bar{u}d'$  ou  $\bar{c}s'$ . Dans les désintégrations hadroniques les paires de quarks  $\bar{u}d'$  et  $\bar{c}s'$  vont donner naissance, au plus bas ordre, à un premier hadron, le second étant obtenu par association du quark  $c$  issu de la transition  $b \rightarrow c$  avec le quark  $\bar{q}$  spectateur. Dans le cas de désintégrations semi-leptoniques le mécanisme d'hadronisation des quarks  $c$  et  $\bar{q}$  va être complètement dissocié du courant leptonique.

La principale difficulté pour déterminer les paramètres du Modèle Standard provient du fait qu'expérimentalement seuls les mésons  $B$  peuvent être observés et non les quarks libres  $b$ . Les quarks légers et les gluons qui sont présents avec le quark  $b$  dans les mésons  $B$  vont être autant de corrections dont il va falloir tenir compte dans les calculs. Etant donné que les leptons ne sont pas sensibles à l'interaction forte, les désintégrations semi-leptoniques des mésons  $B$  sont moins soumises à ces corrections et les calculs théoriques en sont simplifiés.

Dans les désintégrations hadroniques le diagramme spectateur peut être modifié par l'échange de gluons énergétiques entre les lignes de quarks entrantes et sortantes. Cela peut conduire à des associations différentes de quarks comme c'est le cas dans le diagramme supprimé de couleur (voir figure 1.5 (b)).

La méthode de factorisation procède par analogie avec les désintégrations semileptoniques et décrit les désintégrations hadroniques comme le produit de deux courants indépendants. Cette méthode sera discutée au chapitre suivant puisque nous nous intéresserons alors en détail aux désintégrations hadroniques des hadrons lourds  $D$  et  $B$ .

Ils existe également des désintégrations plus rares des mésons  $B$  mais qui sont toujours générées par le même processus : le diagramme spectateur correspondant aux transitions  $b \rightarrow u$  (voir figure 1.5 (c)). Ce type de désintégration introduit dans les calculs l'élément de matrice  $V_{ub}$  qui, dans le cas de la paramétrisation de Wolfenstein, va faire intervenir la combinaison  $(\rho^2 + \eta^2)$  en facteur d'un terme d'ordre trois en  $\lambda$  alors que  $V_{cb}$  est proportionnel à  $\lambda^2$ . En conséquence, la valeur de  $V_{ub}$  est inférieure à celle de  $V_{cb}$ , ces désintégrations sont quantitativement moins nombreuses.

### 1.6.2.2 Autres processus.

On peut également envisager des transitions  $b \rightarrow s$  que l'on peut illustrer par des diagrammes communément nommés *diagrammes pingouins* (voir figure 1.5 (d)). Pour expliquer ces transitions il est nécessaire d'introduire le quark *top* et les éléments de matrice  $V_{tb}$  et  $V_{ts}$ . L'observation par CLEO en 1993 [37] de  $B \rightarrow K^*(892)\gamma$  est la première mise en évidence expérimentale directe des diagrammes pingouins. Il s'agit en fait de transitions électromagnétiques  $b \rightarrow s\gamma$ , le photon étant émis soit à l'intérieur de la boucle soit par les quarks  $b$  ou  $s$ .

Il existe aussi deux autres types de diagrammes (voir figure 1.5 (e) et (f)) qui sont respectivement des diagrammes d'échange et d'annihilation. Le premier ne concerne que les hadrons neutres, le second uniquement les mésons chargés et les baryons. En réalité la contribution du diagramme d'annihilation est très faible aussi bien dans le cas des hadrons beaux que des hadrons charmés [38], pour les premiers on peut écrire :

$$\frac{\Gamma_{\text{annihilation}}}{\Gamma_{\text{spectateur}}} \sim \frac{|V_{ub}|^2 f_B^2 M_D^2}{|V_{cb}|^2 M_B^4} \sim 10^{-5} \quad (1.44)$$

Il n'a pas été encore mis en évidence, cependant une étude a été menée notamment dans DELPHI dans le canal  $B \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau$  [39].

Après cette revue générale des différents modes possibles de désintégrations des mésons lourds (processus spectateurs et non-spectateurs), nous allons nous intéresser de manière plus spécifique aux désintégrations hadroniques dans le chapitre qui va suivre.

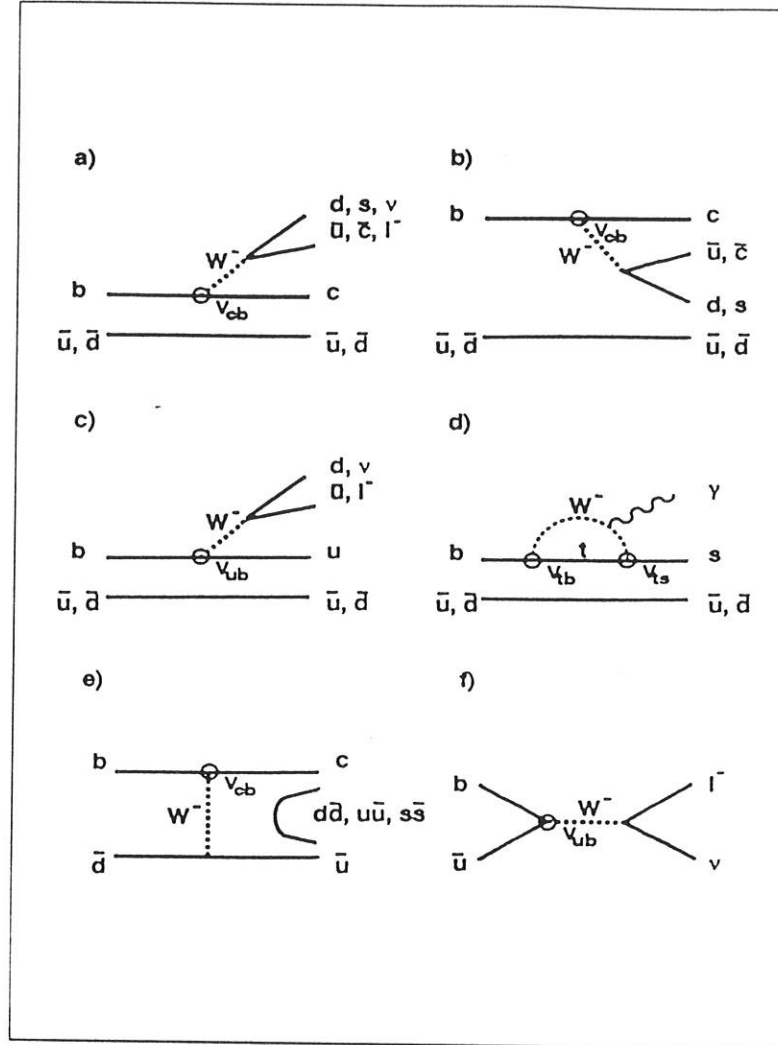


FIG. 1.5 - Diagrammes de désintégration des mésons  $B$  : (a) diagramme spectateur externe, (b) diagramme spectateur supprimé de couleur, (c) diagramme spectateur  $b \rightarrow u$ , (d) diagramme pingouin  $b \rightarrow s\gamma$ , (e) diagramme d'échange, (f) diagramme d'annihilation.



## Chapitre 2

# Désintégration hadronique des mésons lourds.

De nombreuses publications concernent l'étude des désintégrations des mésons charmés et des mésons beaux. Nous nous placerons dans le cadre des modèles de désintégrations exposés au chapitre précédent. Nous allons voir que même si ces deux types de désintégration ont été, au départ, abordés de manière similaire, des résultats expérimentaux récents ont conduit à apporter quelques distinctions et ont permis de revenir sur certaines estimations.

### 2.1 Désintégration des hadrons charmés

#### 2.1.1 Phénoménologie des désintégrations inclusives.

En ce qui concerne les désintégrations des hadrons charmés, l'Hamiltonien caractéristique s'écrit d'après [40, 31, 41] sous la forme :

$$\begin{aligned} H_{eff} &= \frac{G}{\sqrt{2}} V_{cs} [C_1(\mu) Q_1^{s'c} + C_2(\mu) Q_2^{s'c}] \\ &+ \text{hermitique conjugué} \\ &+ 4 \text{ opérateurs relatifs aux diagrammes pingouins} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$V_{cs}$  est l'élément de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa qui traduit la désintégration du quark  $c$  en quark  $s$ . Par la suite  $V_{cs}$  sera pris égal à 1.

Les opérateurs  $Q_1^{s'c}$  et  $Q_2^{s'c}$  sont donnés par :

$$\begin{aligned} Q_1^{s'c} &= (\bar{u}d')_{V-A}(\bar{s}'c)_{V-A} \\ Q_2^{s'c} &= (\bar{s}'d')_{V-A}(\bar{u}c)_{V-A} \end{aligned} \quad (2.2)$$

et

$$\begin{cases} d' &= d \cos\theta + s \sin\theta \\ s' &= -d \sin\theta + s \cos\theta \end{cases}$$

où :

- $\theta$  est l'angle de Cabibbo
- $u, d$  et  $s$  sont les spineurs associés aux quarks  $u, d$  et  $s$ ,
- $(\bar{u}d')_{V-A} = \bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)d'$ .
- $C_1(\mu)$  et  $C_2(\mu)$  sont les coefficients de Wilson qui rendent compte des corrections dues aux gluons depuis la masse du  $W$  jusqu'à une échelle  $\mu$  de l'ordre de la masse des quarks lourds en jeu.

Le calcul des coefficients  $C_{1,2}(\mu)$  se fait dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants (LLA) et du groupe de renormalisation (RGE). Les effets QCD non pris en compte lors de cette transformation sont contenus dans les éléments de matrice des deux opérateurs  $Q_i$ . A la place des coefficients  $C_1$  et  $C_2$  on utilise :

$$C_\pm = C_1(\mu) \pm C_2(\mu) \quad (2.3)$$

Dans l'approximation des logarithmes dominants on obtient [31] :

$$C_\pm = 1 + \gamma_\pm \frac{\alpha_s}{\pi} \ln\left(\frac{m_W}{\mu}\right) \xrightarrow{RGE} \left(\frac{\alpha_s(m_W)}{\alpha_s(\mu)}\right)^{\frac{-6\gamma_\pm}{33-2n_f}} \quad (2.4)$$

avec  $\gamma_- = -2\gamma_+ = 2$  et  $n_f$  est égal au nombre de saveurs participant à l'interaction. La constante de couplage  $\alpha_s$  s'écrit [42] :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \left[ 1 - \frac{6(153-19n_f)\ln(\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2}))}{(33-2n_f)^2\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \right] + o\left(\frac{\ln^2(\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2}))}{\ln^3(\frac{q^2}{\Lambda^2})}\right) \quad (2.5)$$

Le choix de l'échelle  $\mu$  est le plus souvent arbitraire. En prenant  $\mu = m_c \simeq 1.5\text{GeV}/c^2$  et en appliquant les résultats précédents, on obtient [41] :

$$\begin{aligned} C_1(m_c) &= 1.21 \\ C_2(m_c) &= -0.42 \end{aligned} \quad (2.6)$$

avec  $n_f = 4$  et  $\Lambda_{QCD} = 0.25\text{GeV}$  [43]. Ce formalisme permet d'accéder à des variables inclusives : temps de vie, rapport d'embranchement ...

### 2.1.2 Phénoménologie des désintégrations non-leptoniques à deux corps.

La plupart des modèles phénoménologiques de désintégration faible à deux corps  $D \rightarrow M_1 M_2$  supposent la factorisation, c'est-à-dire que l'élément de matrice  $\langle M_1 M_2 | J'_\mu J_\mu | D \rangle$  est le produit de deux éléments  $\langle M_1 | J'_\mu | D \rangle$  et  $\langle M_2 | J_\mu | 0 \rangle$ . Le dernier terme correspond à l'hadronisation du  $W$  virtuel.

Dans le cas des désintégrations à deux corps des mésons lourds, on peut réécrire l'Hamiltonien de l'interaction en ne faisant intervenir que les mésons présents dans l'état final ou initial. En effet, la production directe par un courant d'un méson  $X$  ou  $X^*$  dans l'état final peut être considéré comme une bonne approximation. L'Hamiltonien se met alors sous la forme [41] :

$$H_{eff} = \frac{G}{\sqrt{2}} : \{ a_1 (\bar{u} d')_H (\bar{s}' c)_H + a_2 (\bar{s}' d')_H (\bar{u} c)_H \} : \quad (2.7)$$

l'indice H précise qu'on ne considère que les états hadroniques final et initial. Les opérateurs se référant aux diagrammes de type pingouin ont été supprimés.

A la place des coefficients  $C_1$  et  $C_2$  figurent maintenant des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  normalisés. De plus, si on tient compte de l'invariance par un renversement du temps, il apparaît que ces coefficients  $a_1$  et  $a_2$  sont réels.

On peut établir une relation liant ces quatre coefficients [41] :

$$\begin{aligned} a_1 &= (C_1 + \xi C_2)_{(\mu=m_c)} \\ a_2 &= (C_2 + \xi C_1)_{(\mu=m_c)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

avec  $\xi = \frac{1}{N_c}$  où  $N_c$  est le nombre de couleurs.

L'expression de l'Hamiltonien effectif (2.7) correspond à trois types de désintégration possibles soit trois classes mettant en jeu  $a_1$ ,  $a_2$  ou les deux. En effet, il existe différentes possibilités pour le quark spectateur de s'hadroniser dans l'état final :

- **classe I** : association avec le quark  $q_1$  directement issu du quark lourd  $Q$  (voir figure 1.4), par exemple  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  figure 2.1, ce type de désintégration ( $D^0 \rightarrow M_1^+ M_2^-$ ) va faire intervenir uniquement  $a_1$ .
- **classe II** : association avec un quark issu de  $W$  ( $q_2$  ou  $q_3$ ), par exemple  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$  figure 2.2, d'après (2.7) ce type de désintégration ( $D^0 \rightarrow M_1^0 M_2^0$ ) va faire intervenir uniquement  $a_2$ .
- **classe III** : dans certains cas les deux paramètres  $a_1$  et  $a_2$  peuvent interférer, par exemple,  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$  figure 2.3, l'amplitude de désintégration ( $D^+ \rightarrow M_1^0 M_2^+$ ) fera intervenir  $a_1 + x a_2$ , avec  $x = +1$  dans le cadre de  $SU(3)$ .

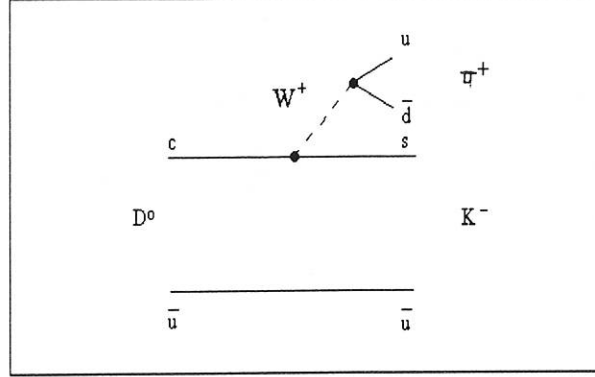


FIG. 2.1 - Diagramme de Feynman spectateur externe :  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ .

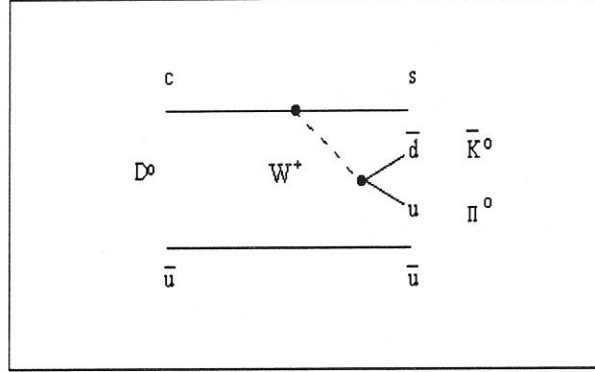


FIG. 2.2 - Diagramme de Feynman spectateur interne :  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ .

Dans les calculs, les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  sont considérés comme des paramètres libres. Très souvent, on considère  $\xi$  comme un paramètre qu'on ajuste ne sachant pas comment un quark et un anti-quark, qui ne sont pas corrélés en couleur, se combinent pour former un hadron. De ce fait, l'écart à  $\frac{1}{3}$  mesure en quelque sorte l'adaptabilité de la désintégration étudiée au modèle de factorisation [41, 31]. Par exemple, ce modèle ne convient pas dans le cas d'interactions fortes non perturbatives dans l'état final (FSI, Final State Interactions).

Il est possible de déterminer  $a_1$  et  $a_2$  en étudiant les désintégrations  $D \rightarrow K\pi$ . En se basant sur des considérations d'isospin I, on peut écrire les relations suivantes pour les amplitudes  $A$  de désintégration [41] :

$$A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}A_{\frac{1}{2}} + A_{\frac{3}{2}}) \quad (2.9)$$



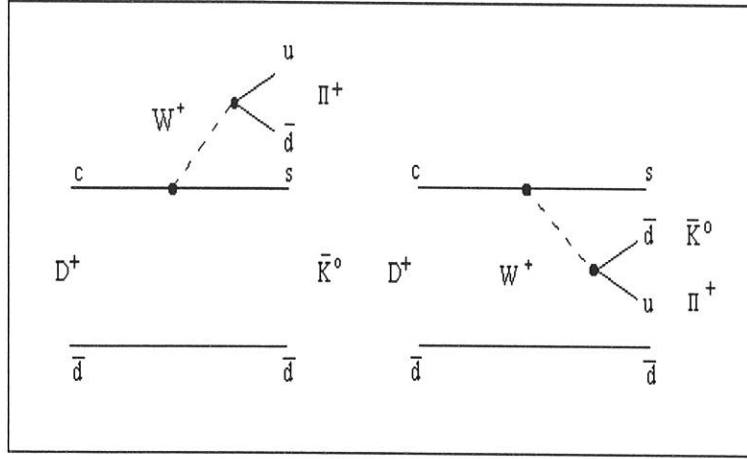


FIG. 2.3 - *Diagramme de Feynman spectateur*:  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ .

$$A(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = \frac{1}{\sqrt{3}}(-A_{\frac{1}{2}} + \sqrt{2}A_{\frac{3}{2}})$$

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = \sqrt{3}A_{\frac{3}{2}}$$

avec  $A_I = |A_I| \exp(i \delta_i)$ ,  
soit

$$|A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)|^2 = \frac{1}{3}[2|A_{\frac{1}{2}}|^2 + |A_{\frac{3}{2}}|^2 + 2\sqrt{2}|A_{\frac{1}{2}}||A_{\frac{3}{2}}| \cos(\delta_{\frac{3}{2}} - \delta_{\frac{1}{2}})]$$

$$|A(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)|^2 = \frac{1}{3}[|A_{\frac{1}{2}}|^2 + 2|A_{\frac{3}{2}}|^2 - 2\sqrt{2}|A_{\frac{1}{2}}||A_{\frac{3}{2}}| \cos(\delta_{\frac{3}{2}} - \delta_{\frac{1}{2}})]$$

$$|A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)|^2 = 3|A_{\frac{3}{2}}|^2 \quad (2.10)$$

Les résultats de Mark III [44] ont permis d'obtenir [41] :

$$|A_{\frac{1}{2}}| = (3.35 \pm 0.19) 10^{-6} GeV \quad (2.11)$$

$$|A_{\frac{3}{2}}| = (0.99 \pm 0.38) 10^{-6} GeV$$

$$\delta_{\frac{1}{2}} - \delta_{\frac{3}{2}} = (77 \pm 11)^\circ$$

En terme d'élément de matrice, l'amplitude d'hadronisation peut s'écrire :

$$A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_1 \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}d)(\bar{s}c) | D^0 \rangle \quad (2.12)$$

L'hypothèse de la factorisation permet d'écrire :

$$\langle K^- \pi^+ | (\bar{u}d)(\bar{s}c) | D^0 \rangle = \langle \pi^+ | (\bar{u}d) | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c) | D^0 \rangle \quad (2.13)$$

ce qui signifie que le courant  $(\bar{u}d)$  génère  $\pi^+$ , que le courant  $(\bar{s}c)$  correspond à  $D^0 \rightarrow K^-$  et que les deux courants interviennent de manière indépendante. Cette approche phénoménologique de la désintégration hadronique des mésons omet toute interaction entre les deux particules produites dans l'état final.

$$\begin{aligned} A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_1 \langle \pi^+ | (\bar{u}d) | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c) | D^0 \rangle \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos^2 \theta a_1 (-i f_\pi) p_\mu^\pi \langle K^- | (\bar{s}c)^\mu | D^0 \rangle_{q^2=m_{\pi^2}^2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Bauer, Stech et Wirbel [43], écrivent l'élément de matrice sous la forme :

$$\langle K^-(p') | (\bar{s}c)^\mu | D^0(p) \rangle = ((p+p')^\mu - \frac{m_D^2 - m_K^2}{q^2} q^\mu) F_1(q^2) + \frac{m_D^2 - m_K^2}{q^2} q^\mu F_0(q^2) \quad (2.15)$$

où

$$- q^\mu = p^\mu - p'^\mu$$

-  $F_1(q^2)$  et  $F_0(q^2)$  sont les facteurs de forme respectivement transverse et longitudinal.

Ils présentent dans la référence [43] une méthode de calcul des facteurs de formes  $F_1(q^2)$  et  $F_0(q^2)$ . Pour les désintégration du type  $D \rightarrow K$ , la fonction adoptée pour les décrire est une forme simple monopôle du type :  $\frac{h}{1 - \frac{q^2}{m_{D_s}^2}}$ , où  $h$  est une constante,  $q$  garde la même définition que précédemment et  $m_{D_s}$  est la masse du méson  $D_s$ , qui est considéré comme le pôle dominant dans les désintégrations  $D \rightarrow K$ .

A partir de l'estimation de ces facteurs par Bauer et al. dans [43] et des résultats (2.11), une valeur des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  a pu être extraite :

$$a_1 = 1.3 \pm 0.1 \quad (2.16)$$

De même en considérant  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$  et  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ , on obtient :

$$a_2 = -0.55 \pm 0.1 \quad (2.17)$$

Si on compare les valeurs trouvées pour  $a_1$  et  $a_2$  à celles trouvées pour  $C_1$  et  $C_2$  (équation (2.6)) on remarque qu'elles s'accordent si  $\xi = 0$ , ce qui correspond à un développement à l'ordre le plus bas de  $\frac{1}{N_c}$ . Le développement en  $\frac{1}{N_c}$  [47] est destiné à créer un cadre perturbatif pour QCD. On extrapole de  $N_c = 3$  à  $N_c = \infty$  tout en gardant le produit  $\alpha_s N_c$  constant [48]. Les amplitudes sont exprimées en puissance de  $\frac{1}{N_c}$  et on fait l'hypothèse que les amplitudes physiques correspondent à celles qu'on obtient avec  $N_c \rightarrow \infty$ . Dans ces conditions, on obtient :

$$\begin{aligned} a_1 &\simeq C_1(m_c) \\ a_2 &\simeq C_2(m_c) \end{aligned} \quad (2.18)$$

## 2.2 Désintégration des hadrons beaux.

Dans le cadre de transitions  $b \rightarrow c$  ou  $u$ , l'Hamiltonien effectif qui permet de les décrire est du type courant  $\times$  courant et peut se mettre sous la forme de la référence [31], analogue à celle du charme :

$$\begin{aligned}
 H_{eff} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} [C_1(\mu) Q_1^{cb} + C_2(\mu) Q_2^{cb}] \\
 &+ \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} [C_1(\mu) Q_1^{ub} + C_2(\mu) Q_2^{ub}] \\
 &+ \text{hermitique conjugué} \\
 &+ 4 \text{ opérateurs relatifs aux diagrammes pingouins}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

$C_1(\mu)$  et  $C_2(\mu)$  étant les coefficients de Wilson,  $V_{cb}$  et  $V_{ub}$  étant des éléments de la matrice de CKM [31].

Les opérateurs  $Q_1$  et  $Q_2$  sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 Q_1^{cb} &= [(\bar{d}'u)_{V-A} + (\bar{s}'c)_{V-A}](\bar{c}b)_{V-A} \\
 Q_2^{cb} &= (\bar{c}u)_{V-A}(\bar{d}'b)_{V-A} + (\bar{c}c)_{V-A}(\bar{s}'b)_{V-A} \\
 Q_1^{ub} &= [(\bar{d}'u)_{V-A} + (\bar{s}'c)_{V-A}](\bar{u}b)_{V-A} \\
 Q_2^{ub} &= (\bar{u}u)_{V-A}(\bar{d}'b)_{V-A} + (\bar{u}c)_{V-A}(\bar{s}'b)_{V-A}
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Mis à part pour les désintégrations du type  $B \rightarrow K^* \gamma$  (voir chapitre précédent) ou  $B \rightarrow K^* \pi$ , on peut négliger la présence des 4 opérateurs relatifs aux diagrammes de type pingouin.

De manière analogue au cas du charme, en introduisant de nouveau les coefficients  $a_1$  et  $a_2$ , on met en évidence trois classes de désintégrations possible (voir définition au paragraphe 2.1.2). A titre d'exemple, on peut citer, pour illustrer respectivement chacune de ces classes, les désintégrations :  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ ,  $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 J/\Psi$  et  $B^- \rightarrow D^0 K^-$  (figure 2.4). Dans le cas de  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ , l'amplitude de désintégration s'écrira de la façon suivante :

$$A(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 < \pi^- D^+ | (\bar{d}u)_{V-A} (\bar{c}b)_{V-A} | \bar{B}^0 > \tag{2.21}$$

### 2.2.1 Détermination des facteurs de formes : introduction de la théorie effective des quarks lourds (HQET).

En ce qui concerne l'estimation des facteurs de formes associés par exemple aux transitions  $B \rightarrow D$ , il existe deux méthodes.

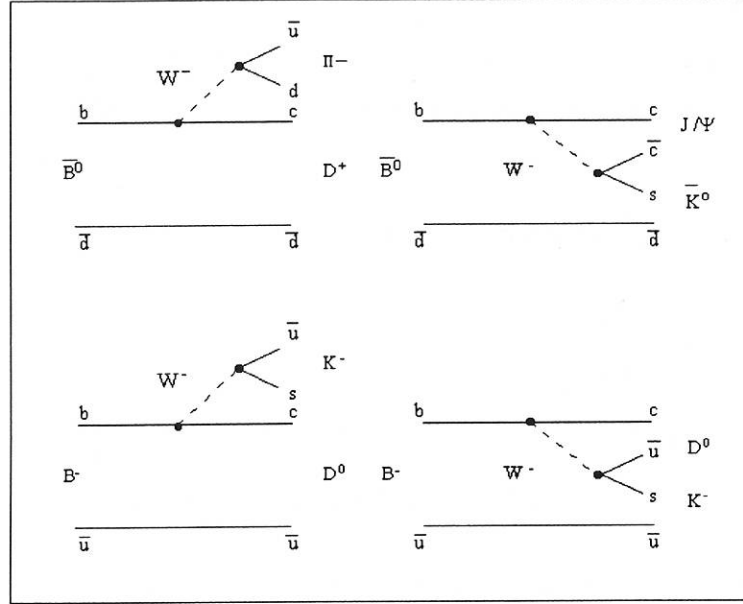


FIG. 2.4 - Diagramme de Feynman spectateur:  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ ,  $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 J/\Psi$  et  $B^- \rightarrow D^0 K^-$ .

Bauer et al [43] en ont développé une qui repose sur l'introduction d'une fonction monopôle (voir commentaires de l'équation (2.15)).

Neubert et al. [31] ainsi que Deandrea et al [45] utilisent au contraire des résultats de la théorie effective des quarks lourds (Heavy Quark Effective Theory:HQET). Cette théorie se place dans la limite où la masse du quark lourd tend vers l'infini. Cela est justifié par le fait suivant :

$$\begin{aligned} m_b &\simeq 5 \text{ GeV}/c^2 \gg \Lambda_{QCD} \\ m_c &\simeq 1.5 \text{ GeV}/c^2 \gg \Lambda_{QCD} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Deux symétries apparaissent alors : la symétrie de spin et la symétrie de saveur. Cela signifie que les propriétés d'un hadron ne dépendent ni du spin ni de la masse du quark lourd qu'il contient. Les conséquence de ces symétries sont intéressantes puisque dans l'évaluation des éléments de matrice des transitions d'un  $B$  ou d'un  $B^*$ , en  $D$  ou en  $D^*$ , un seul facteur de forme va subsister : Isgur et Wise [46] ont défini un facteur de forme universel  $\xi(v.v')$  connu sous le nom de la fonction Isgur-Wise. Dans cette fonction  $v$  et  $v'$  sont les quatre composantes de la vitesse respectivement dans l'état initial et final des quarks lourds. Cette fonction n'est pas connue explicitement, elle fait intervenir des phénomènes non perturbatifs de QCD. Elle dépend de  $v.v'$ ,  $v$  et  $v'$ , de plus, elle est normalisée :  $\xi(1) = 1$ .

Bjorken [49] a introduit le paramètre  $\rho$  défini par :

$$-\rho^2 \equiv \left. \frac{d}{dy} \xi(y) \right|_{y=v.v'=1} \quad (2.23)$$

et a démontré que  $\rho > \frac{1}{2}$ . De plus, la fonction  $\xi$  a un pôle en  $v.v' = -1$  ce qui correspond à  $q^2 = (m_b + m_c)^2$  et elle doit tendre vers zéro lorsque le produit  $v.v'$  devient infiniment grand ( $q^2$  négatif). Enfin, on s'attend à ce qu'elle ait un rayon de courbure positif pour  $v.v' \geq -1$ .

Expérimentalement on peut accéder au produit  $\xi(v, v')|V_{cb}|$  par l'étude de la désintégration semileptonique  $\bar{B} \rightarrow D^{*+} l \bar{\nu}_l$ . Dans ce cas là on a la relation :

$$\frac{1}{(w^2 - 1)^{1/2}} \frac{d\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{*+} l \bar{\nu})}{dw} = \frac{G_F^2}{4\pi^3} |V_{cb}|^2 (m_B - m_{D^*})^2 m_{D^*}^2 \xi(w) \quad (2.24)$$

en posant  $w = v.v'$ . C'est la technique utilisée par Neubert et al. [31].

Si la fonction  $\xi(v, v')$  n'est pas connue analytiquement, il en existe différentes paramétrisations, par exemple [31] :

$$\xi(v.v') = \left( \frac{2}{v.v' + 1} \right)^{2\rho^2} \quad (2.25)$$

où  $\rho$  a la même définition que celle donnée par l'équation (2.23).

Deandrea et al [45] ont quant à eux utilisé la paramétrisation suivante :

$$\xi(w) = \left( \frac{2}{1+w} \right) \exp[-(2\ell^2 - 1) \frac{w-1}{w+1}] \quad (2.26)$$

qui reproduit bien les désintégrations semileptoniques [50] pour  $\ell = 1.19$ ,  $V_{cb} = 0.04$  et  $\tau_B = 1.4ps$ .

## 2.2.2 Détermination des coefficients $a_1$ et $a_2$ .

Une détermination expérimentale des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  a été extraite à partir des données enregistrées par CLEO notamment [45]. Comme dans le cas du charme, ces estimations ont été obtenues en considérant que les  $a_i$  étaient des paramètres libres. Les valeurs données en [42] sont :

$$\begin{aligned} a_1 &= 1.05 \pm 0.10 \\ a_2 &= 0.25 \pm 0.05 \end{aligned} \quad (2.27)$$

elles sont compatibles avec un ajustement fait par K. Honscheid et al. [51] sur onze désintégrations hadroniques exclusives de  $B$  :

$$\begin{aligned} a_1 &= 1.05 \pm 0.03 \pm 0.10 \\ a_2 &= 0.227 \pm 0.012 \pm 0.022 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Le fait que le coefficient  $a_2$  soit positif est en contradiction avec des estimations plus anciennes [41] où l'on attendait une valeur négative. Celle-là était obtenue en extrapolant, au cas des désintégrations des mésons beaux, des résultats obtenus pour les désintégrations des mésons charmés, en prenant  $\mu = m_b \simeq 5.0 GeV/c^2$ , au lieu de  $\mu = m_c \simeq 1.5 GeV/c^2$  ce qui conduisait à :

$$\begin{aligned} a_1 &= C_1(m_b) \simeq 1.1 \\ a_2 &= C_2(m_b) \simeq -0.24 \end{aligned} \quad (2.29)$$

Le fait que  $a_2$  soit positif indique que l'on a à faire, pour les désintégrations appartenant à la classe III, à une interférence constructive. En revanche dans le cas du  $D^+$  (classe III du charme), l'interférence est destructive. Cela est possible pour le modèle BSW mais incompatible avec le modèle en développement de  $\frac{1}{N_c}$  [52] qui prévoit une interférence destructive pour les désintégrations à deux corps du  $D$  mais aussi du  $B$ .

Si on calcule les coefficients  $a_i(\mu)$  dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants pour :

$$\begin{aligned} \mu &= 5.0 GeV/c^2 \\ \Lambda_{LO} &= 225 \pm 85 MeV \end{aligned} \quad (2.30)$$

on obtient [42] :

$$\begin{aligned} a_1^{LO} &= 1.03 \pm 0.01 \\ a_2^{LO} &= 0.10 \pm 0.02 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Si le résultat obtenu pour  $a_1$  est compatible avec le résultat donné en (2.27), en revanche pour  $a_2$  la valeur obtenue diffère d'un facteur 2. De plus, si dans ce calcul on fait tendre  $\frac{1}{N_c}$  vers 0 dans les équations qui donnent les valeurs de  $a_1$  et  $a_2$  comme le suggère [41], on retrouve alors [42] :

$$\begin{aligned} a_1^{LO} &= 1.12 \pm 0.02 \\ a_2^{LO} &= -0.27 \pm 0.03 \end{aligned} \quad (2.32)$$

La valeur de  $a_2$  est pratiquement l'opposé de celle déduite de l'expérience CLEO.

Comme cela est souligné dans [42] pour avoir de meilleures estimations  $a_1(\mu)$  et  $a_2(\mu)$  il faut aller au-delà de l'approximation des logarithmes dominants. Il faut faire apparaître la dépendance en  $\mu$  et en  $\Lambda_{MS}$  (MS : Minimal Subtraction Scheme [53]) de ces coefficients. Dans cette nouvelle estimation présentée dans [42] trois schémas de renormalisation ont été comparés pour le calcul des opérateurs il s'agit des schémas NDR (N-Dimensional Reduction scheme) [54], HV (suivant les initiales des auteurs t'Hooft et Veltman) [55] et

DRED (Dimensional REDuction scheme) [56]. Il a été initialement suggéré par Wilson [57] de se placer dans des espaces de dimensions différentes de quatre pour expliquer certaines règles observées dans les désintégrations hadroniques (états purs  $\Delta I = 1/2$  favorisées par rapport aux états de mélange  $\Delta I = 1/2, 3/2$  voir référence [54]). Le passage à ces dimensions serait un moyen d'expliquer ce qui se passe à très courte distance si on va au delà de l'approximation des modes dominants. Cela a nécessité l'introduction d'une nouvelle algèbre des matrices  $\gamma$  pour une dimension  $n$ . Les schémas NDR et HV suivent ce principe, en revanche Altarelli et al. pour le modèle DRED sont restés en dimension quatre mais ont introduit un potentiel scalaire dit de compensation.

Buras et al. dans la référence [58] insistent sur le fait qu'à l'ordre supérieur dans le groupe de renormalisation les coefficients  $C_{1,2}(\mu)$  vont dépendre du schéma de normalisation choisi pour les opérateurs. En fait il apparaît que le coefficient  $a_1$  y est relativement insensible, pour  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = (225 \pm 85) MeV$  et  $4 GeV/c^2 \leq \mu \leq 8 GeV/c^2$  on a  $a_1 = 1.01 \pm 0.02$ . En revanche pour les coefficients  $a_2$  les résultats suivants ont été obtenus :

$$\begin{aligned} a_2^{NDR} &= 0.20 \pm 0.05 \\ a_2^{HV} &= 0.16 \pm 0.05 \\ a_2^{DRED} &= 0.15 \pm 0.05 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Ces trois valeurs de  $a_2$  sont néanmoins compatibles et si l'on compare ces nouveaux résultats aux résultats déduits des données expérimentales de CLEO, cités en (2.27), il semble qu'il y ait un meilleur accord entre les quatre.

Les modèles que nous venons de présenter sont ceux qui interviennent dans le calcul des rapports d'embranchement des désintégrations à deux corps du type  $B^0 \rightarrow D^+ D^-$  qui font l'objet du chapitre suivant. On verra que ces désintégrations appartiennent à la classe I. Le calcul de leur amplitude fera donc intervenir uniquement la valeur du coefficient  $a_1$ .





## Chapitre 3

# Désintégrations doublement charmées des mésons beaux.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au cas des désintégrations doublement charmées en deux corps des mésons  $B$ :  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  et  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . En ce qui concerne les prédictions théoriques des différents rapports d'embranchement, nous n'aborderons pas le cas des désintégrations du type  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)} X$  ou  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)} X$  où  $X$  représente au moins une particule, car on n'en dispose pas.

La notation  $D^{(*)+}$  représente à la fois les mésons  $D^+$  et  $D^{*+}$ . De même la notation  $D_s^{(*)+}$  est mise pour  $D_s^+$  et  $D_s^{*+}$ . Les mésons  $B$  auxquels nous nous intéresserons sont des mésons  $B^+$  ou  $B^0$ , en conséquence, pour le second méson  $D$ , la notation  $\bar{D}^{(*)}$  inclut tous les mésons  $D^-$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D^{*-}$  et  $\bar{D}^{*0}$ .

Différents modèles seront évoqués et nous donnerons des estimations théoriques des rapports d'embranchement. Une comparaison des mesures des rapports d'embranchement des désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  effectuées par les expériences CLEO et ARGUS avec les estimations théoriques sera ensuite présentée. Enfin, dans le cadre de la revue des différentes sources physiques permettant la production de deux mésons  $D^{(*)}$  dans l'état final, nous envisagerons le cas des événements à quatre jets:  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  ainsi que le cas du méson  $B_c^+$ , état lié ( $\bar{b}c$ ). Ce méson  $B_c^+$  n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement, mais étant donné la présence des deux quarks  $\bar{b}$  et  $c$ , la probabilité d'obtenir deux mésons  $D^{(*)}$  dans l'état final devrait être supérieure à celle des mésons  $B$ . Quant aux quatre jets, ils peuvent constituer un fond à un éventuel signal de  $B$  en double charme, cela justifie donc leur étude.

### 3.1 Estimations théoriques des désintégrations

$$B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)} \text{ et } B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}.$$

Nous allons nous intéresser aux huit modes de désintégration, respectivement des mésons  $B^0$  et  $B^+$ , permettant la production dans l'état final d'un couple de mésons charmés ( $D^{(*)+}, \bar{D}^{(*)}$ ) ou ( $D_s^{(*)+}, \bar{D}^{(*)}$ ). Ces modes sont les suivants :

– les désintégrations  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  :

$$\begin{array}{ll} B^+ \rightarrow D^+ \bar{D}^0 & B^0 \rightarrow D^+ D^- \\ \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 & \rightarrow D^{*+} D^- \\ \rightarrow D^+ \bar{D}^{*0} & \rightarrow D^+ D^{*-} \\ \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} & \rightarrow D^{*+} D^{*-} \end{array}$$

– les désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  :

$$\begin{array}{ll} B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0 & B^0 \rightarrow D_s^+ D^- \\ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0 & \rightarrow D_s^{*+} D^- \\ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0} & \rightarrow D_s^+ D^{*-} \\ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0} & \rightarrow D_s^{*+} D^{*-} \end{array}$$

Une illustration en est donnée figure 3.1.

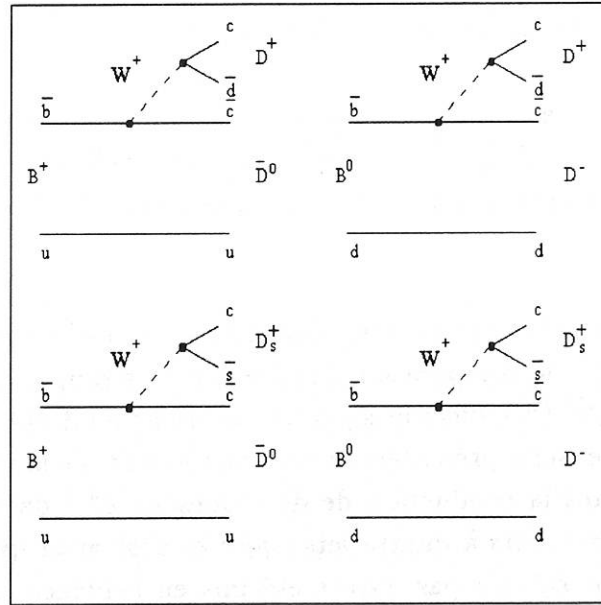


FIG. 3.1 - Diagrammes de Feynman du mode spectateur pour les désintégrations du type  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  et  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ .

Des modèles théoriques ont été mis en œuvre pour pouvoir estimer les rapports d'embranchement des désintégrations purement hadroniques des mésons  $B$ . Ces prédictions théoriques utilisent toutes la méthode de factorisation présentée au chapitre 2. Cette méthode a tout d'abord été présentée par Bauer, Stech et Wirbel (BSW) [41] et permet d'écrire les rapports d'embranchement sous la forme :

$$Br(B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}) = K G_F^2 a_1^2 |V_{cb} V_{cd}^*|^2 f_{D^{(*)+}}^2 F_{(*)}^2 \tau_B \quad (3.1)$$

$$Br(B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}) = K' G_F^2 a_1^2 |V_{cb} V_{cs}^*|^2 f_{D_s^{(*)+}}^2 F_{(*)}^2 \tau_B \quad (3.2)$$

où

- $K$  et  $K'$  sont des facteurs cinématiques dans lesquels rentre notamment en compte (voir équation (2.15)) la différence de masse  $(m_B^2 - m_{\bar{D}^{(*)}}^2)^2$ ,
- $a_1$  est le paramètre lié au développement de la méthode de factorisation dont les valeurs ont été discutées au chapitre 2. Le paramètre  $a_2$  n'intervient pas dans ce calcul car les désintégrations considérées se font suivant les diagrammes externes du mode spectateur.
- $f_{D^{(*)+}}$  est le facteur de forme du méson  $D^{(*)+}$ ,
- $F_{(*)}$  est également un facteur de forme caractéristique de la désintégration inclusive  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}$  qui a été calculé en tenant compte des effets de polarisation qu'implique ce type de désintégration.

Les différences entre les modèles de prédiction des rapports d'embranchement de ces désintégrations viennent principalement de la méthode de calcul du facteur de forme  $F_{(*)}$  (voir chapitre précédent). Neubert et al. [31] et Deandrea et al. [45] font intervenir des résultats de la théorie effective des quarks lourds (HQET) [46] alors que, dans leur modèle, Bauer et al. [41] procèdent de manière différente comme cela a été exposé en commentaire de l'équation (2.15).

Dans le tableau 3.1 sont données les estimations théoriques des rapports d'embranchement respectivement des désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  et  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . Dans ce tableau, on ne distinguera pas les mésons  $B$  des mésons  $B^0$  et les valeurs suivantes ont été utilisées pour le calcul [59] :

- $V_{cb} = 0.038$ ,  $V_{cs} = 0.974$  et  $V_{cd} = 0.224$
- $f_{D_s^{(*)+}} = 280 MeV$  et  $f_{D^{(*)+}} = 220 MeV$
- $\tau_B = 1.52 ps$

| Modèle théorique          | Référence | $D_s^- \bar{D}$<br>(%) | $D_s^{*-} \bar{D}$<br>(%) | $D_s^- \bar{D}^*$<br>(%) | $D_s^{*-} \bar{D}^*$<br>(%) |
|---------------------------|-----------|------------------------|---------------------------|--------------------------|-----------------------------|
| BSW                       | [41]      | 1.69                   | 0.99                      | 0.76                     | 2.74                        |
| Neubert et al.<br>(HQET)  | [31]      | 1.25                   | 1.07                      | 1.03                     | 2.76                        |
| Deandrea et al.<br>(HQET) | [45]      | 1.21                   | 0.83                      | 0.85                     | 3.17                        |
|                           |           | $D^- \bar{D}$<br>(%)   | $D^{*-} \bar{D}$<br>(%)   | $D^- \bar{D}^*$<br>(%)   | $D^{*-} \bar{D}^*$<br>(%)   |
| BSW                       | [41]      | 0.05                   | 0.05                      | 0.01                     | 0.08                        |
| Neubert et al.<br>(HQET)  | [31]      | 0.04                   | 0.03                      | 0.03                     | 0.07                        |
| Deandrea et al.<br>(HQET) | [45]      | 0.04                   | 0.03                      | 0.03                     | 0.1                         |

TAB. 3.1 - Rapports d'embranchement théoriques de  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  et  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  exprimés en pour-cent.

-  $a_1 = 1.07$  [60]

Les désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  sont favorisées par l'élément de matrice CKM  $V_{cs}$ , par rapport aux désintégrations  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . Ainsi, si on somme, indépendamment pour chacun des modèles et pour chacune des désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  et  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , les valeurs des quatre rapports d'embranchement qui correspondent aux quatre désintégrations présentées dans le tableau 3.1, on met en évidence, en moyenne, un facteur 30 entre les deux.

Les collaborations CLEO et ARGUS ont recherché ce type de désintégration du  $B$  en double charme. Ils sont parvenus à isoler des événements du type  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . Leur démarche expérimentale sera exposée au paragraphe 3.2. En revanche, la mise en évidence expérimentale d'événements du type  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  reste un enjeu qui peut motiver la recherche de désintégrations doublement charmées des mésons  $B$ .

## 3.2 Mise en évidence expérimentale de la désintégration $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ et comparaison avec les modèles théoriques.

Les collaborations ARGUS [61] et CLEO [62] ont pu réaliser une mesure des rapports d'embranchement des huit modes de désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  soit :

$$\begin{array}{ll} B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0 & B^0 \rightarrow D_s^+ D^- \\ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0 & \rightarrow D_s^{*+} D^- \\ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0} & \rightarrow D_s^+ D^{*-} \\ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0} & \rightarrow D_s^{*+} D^{*-} \end{array}$$

par deux méthodes différentes, l'une inclusive, l'autre exclusive. La mesure de ces rapports d'embranchement est intéressante car elle permet une comparaison entre les valeurs des rapports d'embranchement déterminés expérimentalement et ceux déduits des modèles théoriques qui décrivent les désintégrations des mésons lourds, que nous avons abordés précédemment.

### 3.2.1 Méthode inclusive.

La recherche des événements double charme  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , se fait par la mise en évidence du  $D_s$ . L'analyse de la production inclusive de  $D_s^+$  est basée sur l'étude de la désintégration  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . Les deux collaborations CLEO et ARGUS travaillent à l'énergie de  $\Upsilon(4S)$ . A cette énergie les mésons  $B$  sont produits pratiquement au repos. L'impulsion des  $D_s$  produits lors des désintégrations du  $B$ , compte tenu des contraintes cinématiques, est limitée à  $2.5 GeV/c$ . En terme de  $x_p = \frac{P_{D_s}}{P_{max}}$  (où  $P_{max} = \sqrt{E_{beam}^2 - M_{D_s}^2}$ ) cela signifie :  $x_p < 0.5$ .

L'extraction du signal de  $D_s$  dans les désintégrations du  $B$ , se fait en comparant la distribution des impulsions du  $D_s$ , exprimée en  $x_p$ , pour deux types d'événements :

- ceux issus du continuum  $q\bar{q}$  non résonnant,
- ceux produits à l' $\Upsilon(4S)$ .

En soustrayant ces deux contributions, CLEO et ARGUS ont obtenu la distribution en impulsion des  $D_s$  produits lors de la désintégration des mésons  $B$ .

Dans les désintégrations à deux corps des mésons  $B$ , comme celui des modes doublement charmés  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , le spectre en impulsion dans le centre de masse du  $B$  de chacun des mésons présents dans l'état final, est piqué à une valeur bien déterminée. Or, comme à l' $\Upsilon(4S)$ , les  $B$  sont produits pratiquement au repos, la largeur du spectre attendu pour le méson  $D_s$ , autour de cette même valeur moyenne, est pratiquement aussi étroite que celle observée dans le centre de masse du  $B$ .

La distribution en impulsion du  $D_s$  obtenue par ARGUS [61] et CLEO [62] montre clairement une accumulation autour de la valeur  $x_p \simeq 0.3$ . C'est la présence de cet excès qui permet de conclure à l'existence d'événements du type  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ .

Afin de déterminer la proportion de  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  dans les données, ARGUS [63] a envisagé trois contributions au spectre final d'impulsion du  $D_s$  :

- les désintégrations à deux corps  $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}, D_s^+ \bar{D}^*, D_s^{*+} \bar{D}$  et  $D_s^{*+} \bar{D}^*$  dont les proportions relatives ont été déterminées à partir des prédictions théoriques extraites du modèle de Bauer, Stech et Wirbel (BSW) [41],
- les désintégrations à trois corps  $B \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^* \pi / \rho / \omega$  en égale proportion de  $\pi / \rho / \omega$ ,
- les désintégrations du type  $B \rightarrow W^- D_s(q\bar{q}), W^-$  étant virtuel et pouvant se désintégrer en une paire de lepton-neutrino  $l^+ \nu_l$  ou de quarks  $q' \bar{q}'$ ,  $D_s$  étant produit par l'association du quark  $c$  intervenant dans la désintégration du  $b$  et d'un quark  $\bar{s}$  créé à partir du vide. Dans ce dernier cas, le  $D_s$  produit est beaucoup plus lent.

Un ajustement du spectre obtenu par combinaison linéaire de ces trois contributions à celui extrait des données a permis de déterminer la proportion relative de la désintégration à deux corps recherchée. ARGUS dans [61] donne :

$$\frac{Br(B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)})}{Br(B \rightarrow D_s^+ X)} = (58 \pm 7 \pm 9)\% \quad (3.3)$$

Ce résultat peut être comparé à celui présenté par CLEO dans [62] :

$$\frac{Br(B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)})}{Br(B \rightarrow D_s^+ X)} = (56 \pm 10)\% \quad (3.4)$$

Cela nous amène à la constatation suivante: plus de la moitié des désintégrations du  $B$  contenant un méson  $D_s$  sont des désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  à deux corps et doublement charmées. Cette remarque ainsi que le grand nombre d'événements  $b\bar{b}$  produits à l' $\Upsilon(4S)$  par les deux expériences CLEO et ARGUS permettent d'envisager une étude dite exclusive de la désintégration  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . Cela implique la reconstruction complète des mésons  $\bar{D}^{(*)}$  et  $D_s^{(*)+}$  à partir de leurs produits de désintégrations présents dans l'état final. Cette méthode a également été développée par ARGUS et CLEO.

### 3.2.2 Méthode exclusive

De nombreux canaux de désintégration ont été envisagés par ARGUS dans [61] pour reconstruire les mésons  $D$  et  $D_s$ . En plus des critères de sélection spécifiques à la mise en évidence des mésons  $D$  ou  $D_s$  tels que des contraintes cinématiques ou de masse, des critères propres à la désintégration  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  ont été définis :

- des contraintes liées à l'énergie totale du système,

- mais également des contraintes cinématiques liées à la topologie particulière de la désintégration en deux corps et destinées à réduire le fond combinatoire,
- enfin des contraintes sur la masse du couple  $D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ .

La mise en œuvre de ces différents critères a permis d'obtenir un pic dans une région de masse autour de  $5.28 \text{ GeV}/c^2$  dans le spectre de masse du  $B$ . En comptabilisant les huit modes de désintégration possibles  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , le nombre de candidats dans le pic est de  $(25.6 \pm 5.6)$  [61].

Les résultats obtenus canal par canal par ARGUS sont résumés dans le tableau 3.2

| Canal de désintégration du $B$          | Nombre d'événements dans la région de masse du $B$ | Nombre d'événements fonds | Rapport de branchement    |
|-----------------------------------------|----------------------------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$       | 5                                                  | $0.6 \pm 0.3$             | $(2.4 \pm 1.2 \pm 0.4)\%$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0}$    | 2                                                  | -                         | $(1.3 \pm 0.9 \pm 0.2)\%$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0$    | 3                                                  | $0.7 \pm 0.3$             | $(1.6 \pm 1.2 \pm 0.3)\%$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}$ | 5                                                  | $0.2 \pm 0.1$             | $(3.1 \pm 1.6 \pm 0.5)\%$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$             | 3                                                  | $0.6 \pm 0.4$             | $(1.7 \pm 1.3 \pm 0.6)\%$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}$          | 3                                                  | $0.4 \pm 0.3$             | $(1.4 \pm 1.0 \pm 0.3)\%$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-$          | 4                                                  | $0.8 \pm 0.4$             | $(2.7 \pm 1.7 \pm 0.9)\%$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$       | 4                                                  | $0.1 \pm 0.1$             | $(2.6 \pm 1.4 \pm 0.6)\%$ |

TAB. 3.2 - Rapports d'embranchement expérimentaux obtenus par ARGUS dans les canaux  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ .

Ces rapports d'embranchement ont été estimés en prenant une valeur de 2.7% pour  $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ .

La collaboration CLEO s'est également intéressée à l'analyse exclusive des désintégrations  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . Les résultats obtenus [59] sont résumés dans le tableau 3.3. La valeur du rapport d'embranchement  $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$  a été prise égale à  $(3.5 \pm 0.4)\%$ . Si on veut comparer ces résultats à ceux présentés par ARGUS, il faut tenir compte de cette différence dans l'estimation de ce rapport d'embranchement entre les deux expériences. Les résultats sont alors compatibles.

Dans [59] à partir de ces résultats, CLEO a calculé une *valeur moyenne* de ces rapports d'embranchement sur l'ensemble des mésons  $B^+$  et  $B^0$ . Cette valeur moyenne figure dans la table 3.4.



| Canal de désintégration<br>du B         | Nombre d'événements | Rapport d'embranchement<br>(%)    |
|-----------------------------------------|---------------------|-----------------------------------|
| $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$       | $58.4 \pm 10.0$     | $1.26 \pm 0.22 \pm 0.25 \pm 0.15$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$       | $16.1 \pm 5.0$      | $0.87 \pm 0.27 \pm 0.17 \pm 0.10$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}$ | $13.5 \pm 4.1$      | $1.40 \pm 0.43 \pm 0.35 \pm 0.17$ |
| $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}$ | $14.9 \pm 4.2$      | $3.10 \pm 0.88 \pm 0.65 \pm 0.37$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$             | $19.7 \pm 5.5$      | $0.87 \pm 0.24 \pm 0.20 \pm 0.10$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$             | $10.3 \pm 3.6$      | $1.00 \pm 0.35 \pm 0.22 \pm 0.11$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$       | $18.4 \pm 4.5$      | $0.93 \pm 0.23 \pm 0.16 \pm 0.11$ |
| $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$       | $17.7 \pm 4.4$      | $2.03 \pm 0.50 \pm 0.36 \pm 0.24$ |

TAB. 3.3 - Résultats expérimentaux obtenus par CLEO dans le canal  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . La première erreur est statistique, la seconde systématique et la troisième reflète les 11% d'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement  $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.5 \pm 0.4)\%$  qui reste constante sur l'ensemble des mesures.

Dans le tableau 3.5, on compare les résultats finaux de CLEO figurant dans le tableau 3.4 avec les prédictions théoriques figurant dans le tableau 3.1. Pour permettre cette comparaison, les trois erreurs qui viennent corriger les valeurs de ces rapports d'embranchement figurant dans le tableau 3.4 ont été ajoutées en quadrature. De cette comparaison, on peut en déduire que les différents modèles théoriques décrivent bien ce qu'on observe dans les données.

Dans le cas des désintégrations  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ , CLEO et ARGUS n'ont, semble-t-il, pas publié de résultats. La faible statistique attendue pour une telle désintégration rend son étude plus difficile et exclut a priori la mise en œuvre d'une méthode exclusive.

En effet, les prédictions théoriques relatives au rapport de  $\frac{Br(B \rightarrow D^{*+} \bar{D}^*)}{Br(B \rightarrow D^+ X)}$  sont de l'ordre de quelques pour-cents [9], soit un ordre de grandeur inférieur à ce qu'elles sont pour le canal  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  (voir relations (3.3) et (3.4)). En dehors des mésons  $B^0 (\bar{b}d)$ ,  $B_s^0 (\bar{b}s)$ ,  $B^+ (\bar{b}u)$ , il existe aussi d'autres sources possibles permettant la production d'une paire  $D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  dans l'état final. L'isolation d'événements de type  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  implique leur connaissance. C'est pourquoi nous allons donc à présent envisager les cas :

- des quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ ,
- et du méson  $B_c$ .



| Canal de désintégration<br>du B    | Rapport d'embranchement<br>(%)    |
|------------------------------------|-----------------------------------|
| $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}$      | $1.10 \pm 0.17 \pm 0.28 \pm 0.13$ |
| $B \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}$   | $0.89 \pm 0.21 \pm 0.20 \pm 0.10$ |
| $B \rightarrow D_s^+ \bar{D}^*$    | $1.12 \pm 0.21 \pm 0.26 \pm 0.13$ |
| $B \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^*$ | $2.41 \pm 0.45 \pm 0.51 \pm 0.29$ |

TAB. 3.4 - Moyenne sur les  $B^+$  et  $B^0$  des résultats expérimentaux obtenus par CLEO dans le canal  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . La première erreur est statistique, la seconde systématique et la troisième reflète les 11% d'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement  $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.5 \pm 0.4)\%$  qui reste constante sur l'ensemble des mesures.

| Modèle théorique | Référence | $D_s^- \bar{D}$<br>(%) | $D_s^{*-} \bar{D}$<br>(%) | $D_s^- \bar{D}^*$<br>(%) | $D_s^{*-} \bar{D}^*$<br>(%) |
|------------------|-----------|------------------------|---------------------------|--------------------------|-----------------------------|
| BSW              | [41]      | 1.69                   | 0.99                      | 0.76                     | 2.74                        |
| Neubert et al.   | [31]      | 1.25                   | 1.07                      | 1.03                     | 2.76                        |
| Deandrea et al.  | [45]      | 1.21                   | 0.83                      | 0.85                     | 3.17                        |
| CLEO             | [59]      | $1.10 \pm 0.35$        | $0.89 \pm 0.31$           | $1.12 \pm 0.36$          | $2.41 \pm 0.74$             |

TAB. 3.5 - Comparaison des rapports d'embranchement théoriques du  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  avec les résultats de CLEO.

### 3.3 Autres sources physiques permettant la production de $D^{(*)} + \bar{D}^{(*)}$

#### 3.3.1 Les événements à quatre jets $q\bar{q}c\bar{c}$ et $q\bar{q}b\bar{b}$

L'étude théorique de la production des événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  a été abordée suivant le type de collision envisagé  $e^+e^-$  (LEP) ou  $\bar{p}p/pp$  (TEVATRON ou le futur LHC). Parmi ces différents types de collisions nous nous intéresserons plus particulièrement à ce qui se passe dans le cas de l'annihilation  $e^+e^-$  au pôle du  $Z$ .

Les études théoriques convergent quant à la façon dont sont produits de tels événements à partir de l'annihilation  $e^+e^-$  [64], [65]. Les diagrammes de Feynmann à l'ordre le plus bas qui illustrent les modes possibles de production sont représentés par la figure 3.2.

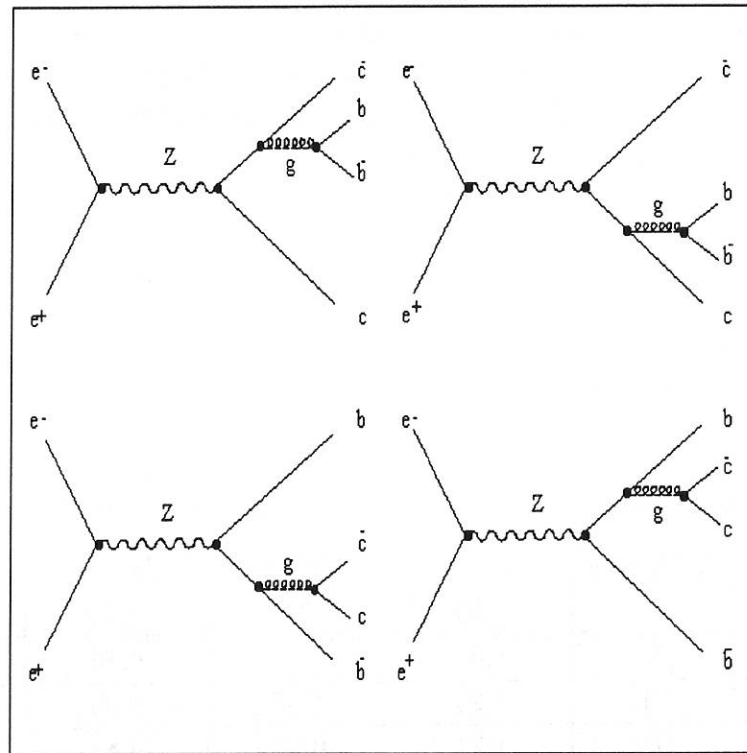


FIG. 3.2 - Diagrammes de Feynman : production d'événements à quatre jets  $c\bar{c}b\bar{b}$  au pôle du  $Z$ .

Le processus est le suivant : on a d'abord production d'une paire  $q\bar{q}$  :  $Z \rightarrow q\bar{q}$  l'un des deux quarks émet ensuite un gluon qui se fragmente en une paire de quark  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ . Cependant, il est à noter, comme nous le verrons, que la probabilité pour un gluon de se

fragmenter en une paire de quarks  $b\bar{b}$  est inférieure d'un ordre de grandeur à celle de se fragmenter en une paire de quarks  $c\bar{c}$  [66].

Dans [64] et [67], des calculs ont été effectués uniquement dans le cas où  $q$  est un quark lourd  $b$  ou  $c$ . La section efficace de production des quatre jets lourds  $b\bar{b}c\bar{c}$  au pôle du  $Z$  est calculée dans le cadre de la théorie perturbative QCD. Les résultats présentés concernent  $c\bar{c}c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}c\bar{c}$  et  $b\bar{b}b\bar{b}$ :

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})} = (0.7 - 2.4) \times 10^{-2} \quad (3.5)$$

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})} = (0.8 - 2.6) \times 10^{-2} \quad (3.6)$$

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})} = (1.0 - 2.3) \times 10^{-3} \quad (3.7)$$

En parallèle nous avons mené une étude à l'aide du générateur d'événements Monte-Carlo JETSET7.3 [68], pour essayer d'évaluer dans ce Monte-Carlo quelle était la proportion relative d'événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  en fonction de la nature du quark  $q$  initial. Les résultats présentés dans le tableau 3.6 sont compatibles avec les estimations théoriques (3.5), (3.6) et (3.7).

| Nature du quark $q$ | $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}$<br>(%) | $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}$<br>(%) |
|---------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $u$                 | $1.3 \pm 0.2$                                                                                    | $0.13 \pm 0.04$                                                                                  |
| $d$                 | $1.3 \pm 0.2$                                                                                    | $0.10 \pm 0.04$                                                                                  |
| $s$                 | $1.2 \pm 0.2$                                                                                    | $0.22 \pm 0.05$                                                                                  |
| $c$                 | $1.6 \pm 0.2$                                                                                    | $0.14 \pm 0.05$                                                                                  |
| $b$                 | $1.0 \pm 0.1$                                                                                    | $0.16 \pm 0.04$                                                                                  |

TAB. 3.6 - Etude de la production d'événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  avec le générateur d'événements Monte-Carlo JETSET7.3

Dans le cas des quatre jets  $q\bar{q}q'\bar{q}'$  où  $q'$  est mis pour  $b$  ou  $c$ , du fait de la présence de la paire  $q'\bar{q}'$  on peut avoir production d'événements qui présentent la caractéristique d'avoir deux mésons  $D^{(*)}$  dans l'état final. Le nombre de mésons  $D^{(*)}$  produits peut-être même supérieur à deux si le couple de quarks  $(q, \bar{q})$  est également un couple de quarks lourds.

Jusqu'à présent nous avons considéré la production indifférenciée de paires de mésons  $D^{(*)+}\bar{D}^{(*)}$  qui inclut pour  $D^{(*)+}$  les mésons  $D^+$  et  $D^{*+}$  et pour  $\bar{D}^{(*)}$  tous les mésons  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$  et  $D^{*0}$ . Pour l'étude suivante qui concerne uniquement les quatre jets, nous allons nous restreindre à la production de deux mésons  $D^*$  chargés.

Il existe différentes estimations de  $P(c \rightarrow D^{*+})$  qui représente la probabilité pour qu'une désintégration du quark  $c$  conduise à un méson  $D^{*+}$  dans l'état final. Elles sont récapitulées dans le tableau 3.7

| Estimation de $P(c \rightarrow D^{*+}) \times B_{D^{*+}}$ (%) | Référence                     |
|---------------------------------------------------------------|-------------------------------|
| $0.65 \pm 0.05 \pm 0.02$                                      | ALEPH<br>[69]                 |
| $0.584 \pm 0.087 \pm 0.040$                                   | DELPHI<br>[70]                |
| $0.690 \pm 0.061 \pm 0.081$                                   | CLEO et ARGUS<br>[71] et [72] |

TAB. 3.7 - Estimation de  $P(c \rightarrow D^{*+})$  par différentes expériences et où  $B_{D^{*+}}$  représente le rapport d'embranchement de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  suivie de  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . En ce qui concerne la seconde estimation les résultats de CLEO et ARGUS ont été combinés.

En utilisant [9] :

$$\begin{aligned} Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) &= (68.1 \pm 1.3)\% \\ Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= (4.01 \pm 0.14)\% \end{aligned} \quad (3.8)$$

on en déduit que l'estimation de  $P(c \rightarrow D^{*+})$  varie entre 21% et 25%.

En ce qui concerne le quark  $b$  et l'estimation de  $P(b \rightarrow D^{*+})$ , la mesure suivante a été effectuée par DELPHI [70] :

$$\frac{P(c \rightarrow D^{*+})}{P(b \rightarrow D^{*+})} = 0.87_{-0.20}^{+0.25} \pm 0.07 \quad (3.9)$$

On se propose à partir de ces résultats, d'estimer la probabilité  $P(\geq 2D^*)$  d'avoir deux mésons  $D^*$  chargés dans l'état final. Dans l'exposé de ce calcul, la notation  $P(nD^*)$  désignera la probabilité d'avoir  $n$   $D^*$  chargés,  $n \geq 0$ . Nous allons nous intéresser tout d'abord au cas des quatre jets  $c\bar{c}c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}c\bar{c}$  et  $b\bar{b}b\bar{b}$  puis à celui des quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  où  $q$  est une saveur légère.

#### Cas des événements $c\bar{c}c\bar{c}$ $b\bar{b}c\bar{c}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$ .

Pour des événements à quatre jets  $c\bar{c}c\bar{c}$  on a :

$$\sum_{i=0}^4 P(nD^*) = 1 \quad (3.10)$$

$$P(\geq 2D^*) = \sum_{i=2}^4 P(nD^*) = 1 - (P(0D^*) + P(1D^*)) \quad (3.11)$$

Si on pose :

$$P(c \rightarrow D^{*+}) = a \quad (3.12)$$

on a donc :

$$P(0D^*) = (1 - a)^4 \quad \text{et} \quad P(1D^*) = 4a \times (1 - a)^3 \quad (3.13)$$

On déduit des relations précédentes que :

$$P(\geq 2D^*) = 1 - (1 - a)^4 - 4a \times (1 - a)^3 \quad (3.14)$$

soit après calculs :

$$P(\geq 2D^*) = a^2 \times (6 - 8 \times a + 3 \times a^2) \quad (3.15)$$

Compte tenu des estimations de  $P(c \rightarrow D^{*+})$  figurant dans le tableau 3.7, on en conclut que  $P(\geq 2D^*)$  est comprise entre 20% et 26%. Ces nombres apparaissent comme non négligeables, cependant, on verra ultérieurement que ce fond  $c\bar{c}c\bar{c}$  peut-être réduit en imposant des contraintes supplémentaires sur les deux  $D^*$ .

Le calcul précédent est transposable au cas des quatre jets  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $b\bar{b}c\bar{c}$ , en considérant l'équation (3.9). Il présente plus de difficultés car, en toute rigueur, il faudrait tenir compte des désintégrations double charme des  $b$ , on ne l'exposera pas. Néanmoins en ce qui concerne cette estimation on pourra se référer au tableau 3.8 obtenu à partir de la simulation JETSET7.3 [68] pour une statistique de 4 millions de  $Z$  hadroniques. Dans le cas des quatre jets  $c\bar{c}c\bar{c}$ , le calcul nous conduit à un résultat final de 2500 événements avec deux  $D^*$  dans l'état final. Par simulation on en a répertorié  $2813 \pm 53$ . On peut considérer qu'il y a accord entre les deux.

### Cas des événements $q\bar{q}c\bar{c}$ .

On considère que  $q$  est une saveur légère  $u$ ,  $d$  ou  $s$ . Dans ces cas là on s'attend à avoir au plus 2  $D^{*\pm}$  dans l'état final. Un raisonnement similaire conduit à  $P(2D^*) = a^2$ . La probabilité d'avoir 2  $D^*$  dans l'état final varie donc, compte tenu des estimations précédentes de  $P(c \rightarrow D^{*+}) = a$ , entre 4% et 6%.

Ces résultats sont confirmés par la simulation JETSET7.3 (voir tableau 3.8).

On attend donc de l'ordre de 8600 événements à quatre jets de type  $q\bar{q}c\bar{c}$  avec 2  $D^{*\pm}$  dans l'état final dont 5300 tels que les 2  $D^{*\pm}$  produits soient de signes opposés et dans le même hémisphère. Si on considère les événements de type  $B \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ , dont une estimation du rapport d'embranchement est comprise entre (0.07 – 0.1)%, voir tableau 3.1, on en attend de l'ordre de 500 à 700 pour une même statistique de 4 millions de  $Z$  hadroniques.

| Nature de l'événement<br>à quatre jets | Nombre d'événements<br>avec au moins 2 $D^*$ | Nombre d'événements<br>avec au moins 2 $D^*$<br>de signe opposé et dans le même hémisphère |
|----------------------------------------|----------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|
| $u\bar{u}c\bar{c}$                     | $810 \pm 28$                                 | $763 \pm 28$                                                                               |
| $d\bar{d}c\bar{c}$                     | $1049 \pm 32$                                | $1002 \pm 32$                                                                              |
| $s\bar{s}c\bar{c}$                     | $940 \pm 31$                                 | $889 \pm 30$                                                                               |
| $b\bar{b}c\bar{c}$                     | $2990 \pm 55$                                | $1248 \pm 35$                                                                              |
| $c\bar{c}c\bar{c}$                     | $2813 \pm 53$                                | $1406 \pm 38$                                                                              |
| Total                                  | $8602 \pm 93$                                | $5308 \pm 73$                                                                              |

TAB. 3.8 - Etude de la production de deux  $D^*$  dans les événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  pour une statistique de 4 millions de  $Z$  hadroniques.

Seule une contrainte sur la masse des deux  $D^*$  peut permettre de réduire, a priori, le fond quatre jets. Dans le cas plus général de  $B \rightarrow D^{*+}D^{*-}X$  on montrera ultérieurement que la méthode d'analyse rend ce fond quatre jets négligeable.

### 3.3.2 Les mésons $B_c$

Des hadrons contenant deux quarks lourds de saveur différente n'ont pas encore été observés expérimentalement. Parmi eux figurent le  $B_c^+$  et qui est un état lié ( $\bar{b}c$ ) et que nous désignerons  $B_c$  par la suite même s'il s'agit de l'antiparticule  $B_c^-$ . Son étude ainsi que celle de ses états excités représenteraient un excellent test pour les différentes prédictions théoriques concernant ses modes de production et ses modes de désintégration. Etant donnée la présence des deux quarks  $\bar{b}$  et  $c$ , la probabilité de produire dans l'état final, un couple de mésons ( $D^{(*)+}\bar{D}^{(*)}$ ), devrait être supérieure à celle des autres mésons  $B$ . Si son taux de production le permet, l'étude des désintégrations  $B \rightarrow D^{(*)+}\bar{D}^{(*)}$  pourrait permettre sa mise en évidence.

#### 3.3.2.1 Production du méson $B_c$ .

Son mode de production a été largement étudié d'un point de vue théorique [67, 73]. Les mécanismes de production dominants ont été dégagés tout comme dans le cas des quatre jets suivant le type de collision envisagée  $e^+e^-$  ou  $\bar{p}p/pp$ . Comme précédemment, parmi ces différents types de collisions on s'intéressera plus particulièrement à l'annihilation  $e^+e^-$ .

Une première manière d'envisager la production d'un méson  $B_c$  consisterait à se référer à ce qu'on connaît à propos de la production des autres mésons  $B$  qui sont des états liés ( $\bar{b}q$ ) ou ( $b\bar{q}$ ) et où  $q$  est une saveur légère  $u, d$  ou  $s$ . Pour ces mésons le mécanisme de production est celui de la fragmentation. Les probabilités relatives de créer, à partir du

vide, une paire de quarks en fonction de la saveur de cette dernière, sont données dans [73] comme étant égales à :

$$u : d : s : c = 1.0 : 1.0 : 0.3 - 0.4 : 10^{-10} - 10^{-11} \quad (3.16)$$

ce qui conduit à une production extrêmement faible pour le méson  $B_c$ . En fait les auteurs s'accordent pour dire que le mécanisme de production dominant au pôle du  $Z$  est le suivant : on a d'abord production d'une paire  $b\bar{b}$  :  $Z \rightarrow b\bar{b}$  l'un des deux quarks émet ensuite un gluon virtuel caractérisé par un quadrivecteur  $q$  tel que  $q^2 > 4m_c^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ . Ce gluon se fragmente en une paire de quarks  $c\bar{c}$  et le quark  $c$ , ou respectivement  $\bar{c}$ , forme un état lié avec le quark  $\bar{b}$ , ou respectivement  $b$ , qui a généré le gluon. On peut également avoir au départ production d'une paire  $c\bar{c}$  par désintégration du  $Z$ , le gluon virtuel se fragmentant ensuite en une paire  $b\bar{b}$ . Cependant, comme cela était signalé dans le cas des quatre jets, la probabilité pour un gluon de se fragmenter en une paire de quarks  $b\bar{b}$  est inférieure d'un ordre de grandeur [66]. L'ensemble de ces mécanismes est illustré par la figure 3.3.

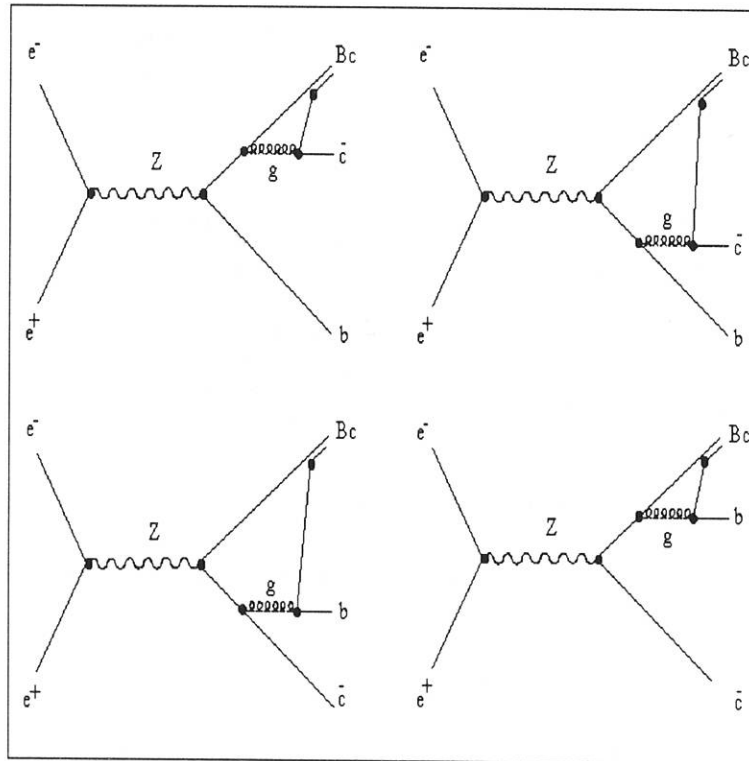


FIG. 3.3 - Diagrammes de Feynman : production du méson  $B_c$  au pôle du  $Z$ .

Dans le cas des mésons  $B_c$  il existe une riche spectroscopie d'états excités. Si la masse d'un état excité quelconque est supérieure au seuil de production d'un méson  $B$  et d'un

méson  $D$ , soit  $M_B + M_D \simeq 7.15 GeV/c^2$ , celui-là se désintégrera immédiatement en un méson  $B$  et un méson  $D$  et ne viendra pas peupler l'état fondamental du  $B_c$  et donc participer au taux de production d'un tel méson. Cependant environ 15 états excités de ces mésons sont prévus en dessous du seuil de production  $BD$  et devraient en revanche pouvoir peupler cet état fondamental après émission de photons ou de hadrons [74]. Par la suite dans tous les cas où le risque de confusion n'est pas possible la notation  $B_c$  recouvrira aussi bien les mésons  $B_c$  que les états excités  $B_c^*$ .

- **Premier type de méthode de calcul de  $Br(Z \rightarrow B_c X)$**

Ce premier type de méthode a été présenté par Chao-Hsi Chang et Yu-Qi Chen dans [73]. Il s'agit d'un calcul des éléments de matrice relatifs aux diagrammes 3.3 qui décrivent un processus de production du  $B_c$  à partir de  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z \rightarrow c\bar{c}$ . Ce calcul fait intervenir les règles de Feynman, il est présenté en ANNEXE A.

La valeur trouvée sous ces hypothèses est :

$$\Gamma(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c}) = 50.9 keV \quad (3.17)$$

Le même type de calculs a permis d'évaluer les largeurs partielles de désintégration du  $Z$  dans les états  $1^3S_1$ ,  $2^1S_0$  et  $2^3S_1$  de l'état fondamental ( $\bar{b}c$ ). Tous ces résultats figurent dans le tableau 3.9.

| Type de désintégration                                    | Largeur (keV) |
|-----------------------------------------------------------|---------------|
| $\Gamma(Z \rightarrow (\bar{b}c)_{1^1S_0} + b + \bar{c})$ | 50.9          |
| $\Gamma(Z \rightarrow (\bar{b}c)_{1^3S_1} + b + \bar{c})$ | 66.5          |
| $\Gamma(Z \rightarrow (\bar{b}c)_{2^1S_0} + b + \bar{c})$ | 28.5          |
| $\Gamma(Z \rightarrow (\bar{b}c)_{2^3S_1} + b + \bar{c})$ | 37.1          |

TAB. 3.9 - Largeurs partielles de désintégration du  $Z \rightarrow (\bar{b}c) + b + c$  dans les états S.

Si on considère l'ensemble des largeurs de désintégration présentées dans le tableau 3.9 le taux de production des mésons  $B_c$  est de :

$$Br(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c}) \simeq 7.2 \times 10^{-5} \quad (3.18)$$

ce résultat a été obtenu en prenant  $\Gamma_Z \simeq 2.53 GeV$  [73], non loin de la valeur combinée des quatre expériences LEP [11] :

$$\Gamma_Z = (2.4963 \pm 0.0030 \pm 0.0010) GeV \quad (3.19)$$

On a donc :

$$Br(Z \rightarrow B_c + X) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c + X) = 1.5 \times 10^{-4} \quad (3.20)$$



– Deuxième type de méthode de calcul de  $Br(Z \rightarrow B_c X)$

Une autre méthode que celle présentée précédemment, pour calculer les taux de production des mésons  $B_c$ , consiste à introduire les fonctions de fragmentation des quarks. La production du méson  $B_c$  est toujours décrite comme la production d'une paire  $b\bar{b}$  (ou  $c\bar{c}$ ) par désintégration du  $Z$ , suivie par la fragmentation du quark  $b$  ou  $\bar{b}$  (ou  $c$  ou  $\bar{c}$ ). Cette fonction, notée  $D$ , qui décrit le processus de fragmentation, se définit comme la probabilité que le hadron  $B_c$  soit produit à partir du quark  $b$  (ou  $c$ ) en emportant la fraction d'énergie  $z$ , avec :

$$z = \frac{2P \cdot k}{M_Z^2} \quad (3.21)$$

où  $P$  et  $k$  représentent respectivement les quadrivecteurs du méson  $B_c$  et du boson  $Z$ . On a alors [75] :

$$\frac{d\sigma}{dz}(e^+ e^- \rightarrow B_c X) = \Sigma_{q=c,b} \sigma(e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}) [D_{q \rightarrow B_c}(z) + D_{\bar{q} \rightarrow B_c}(z)] \quad (3.22)$$

La probabilité de production du  $B_c$  par fragmentation est donnée par :

$$P_{q \rightarrow B_c} = \int_0^1 dz D_{q \rightarrow B_c}(z) \quad (3.23)$$

En utilisant cette démarche, E. Braaten et al. [66] ont obtenu :

$$\begin{aligned} P_{\bar{b} \rightarrow B_c} &= 3.8 \times 10^{-4} \\ P_{\bar{b} \rightarrow B_c^*} &= 5.4 \times 10^{-4} \\ P_{c \rightarrow B_c} &= 5.0 \times 10^{-6} \\ P_{c \rightarrow B_c^*} &= 4.3 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Soit en considérant que  $Br(Z \rightarrow b\bar{b}) \simeq 0.15$  ils en déduisent :

$$Br(Z \rightarrow B_c + X) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c + X) = 2.3 \times 10^{-4} \quad (3.25)$$

Dans [64], V.V Kiselev et al. utilisent également les fonctions de fragmentation, leur estimation du rapport d'embranchement de  $Br(Z \rightarrow B_c + X) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c + X)$  est de  $(0.9 - 3.0) \times 10^{-4}$ . Une étude récente a également été menée par Tzu Chiang Yuan [76] et Yu-Qi Chen [77] pour calculer les rapports d'embranchement  $Br(Z \rightarrow B_c^* + X)$  pour les états 2P et 3P du  $B_c$ , les valeurs obtenues sont :

$$Br(Z \rightarrow B_c^* + X) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c^* + X) = (0.2 - 1.2) \times 10^{-4} \quad (3.26)$$

Si on dresse un bilan de ces différentes estimations, en incluant les états  $P$  des mésons  $B_c$ , on a :

$$Br(Z \rightarrow B_c^* + X) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c^* + X) = (1.1 - 4.2) \times 10^{-4} \quad (3.27)$$

L'expérience DELPHI a accumulé de 1991 à 1994 une statistique d'environ 3.2 millions de  $Z$  hadroniques [78], on attendrait donc de 500 à 1900  $B_c$  produits, d'après les estimations précédentes.

### 3.3.2.2 Désintégration des mésons $B_c$

Le méson  $B_c$  étant un état lié ( $\bar{b}c$ ), il existe trois types de désintégrations possibles pour celui-ci :

- le quark  $\bar{b}$  se désintègre et le quark  $c$  est spectateur, cette première classe correspond aux désintégrations  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ ,
- le quark  $c$  se désintègre et le quark  $\bar{b}$  est spectateur, cette deuxième classe correspond aux désintégrations  $c \rightarrow s$
- les deux quarks s'annihilent.

Elles sont illustrées par la figure 3.4.

En ce qui concerne les désintégrations semi-leptoniques, la largeur partielle de désintégration des mésons  $B_c$  peut s'écrire [79] :

$$\Gamma_{SL}(B_c) = \Gamma_{c \rightarrow s l \nu_l}^{spect}(B_c) + \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c} l \nu_l}^{spect}(B_c) \quad (3.28)$$

A partir de cette relation et en remplaçant  $\Gamma_{c \rightarrow s}(B_c)$  par  $\Gamma(D^0)$  et  $\Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}}(B_c)$  par  $\Gamma(B^0)$ , on obtient :

$$\tau(B_c) \simeq 3.10^{-13} sec \quad (3.29)$$

Dans ce cas à l'intérieur des désintégrations des mésons  $B_c$ , les désintégrations de type  $c \rightarrow s$  domineraient largement les désintégrations de type  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ . Le méson  $B_c$  donnerait donc peu de désintégrations doublement charmées. Néanmoins l'estimation (3.29) est le résultat d'un calcul simpliste et il est un peu prématuré de conclure. En fait il existe actuellement deux méthodes pour procéder à l'estimation du temps de vie du  $B_c$  :

- méthode 1 : elle a été développée par Lusignoli et al. [80]. Leur raisonnement est basé sur des considérations d'espace de phase. Pour eux  $\Gamma_{c \rightarrow s}(B_c)$  est en fait inférieur à  $\Gamma(D^0)$  en revanche  $\Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}}(B_c)$  ne devrait pas être réduit dans de telles proportions. Donc l'importance relative des désintégrations du type  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  à l'intérieur des désintégrations des mésons  $B_c$  est accrue. Leur estimation du temps de vie du  $B_c$  est alors de :

$$\tau(B_c) \simeq 5.10^{-13} sec \quad (3.30)$$

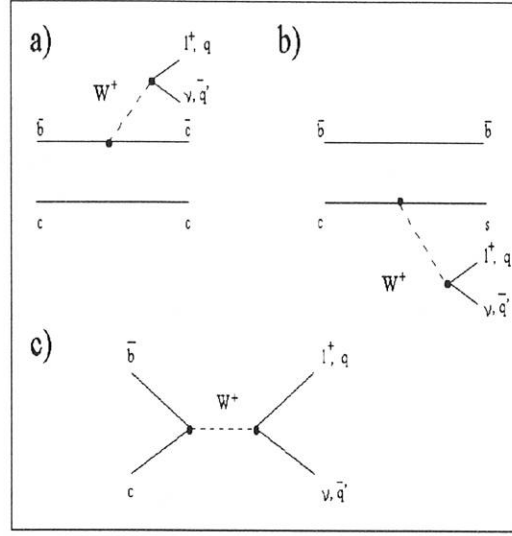


FIG. 3.4 - Diagrammes de désintégration du méson  $B_c$  :

- *Figure a : désintégrations du type  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ .*
- *Figure b : désintégrations du type  $c \rightarrow s$ .*
- *Figure c : diagrammes d'annihilation.*

- méthode 2 : une autre estimation de ce temps de vie a également été donnée par Eichten et Quigg [74]. Leur démarche est la suivante : la largeur partielle de désintégration  $\Gamma_Q$  est proportionnelle à  $G_F^2 m_Q^5$ , or pour  $m_Q$  on doit faire intervenir la masse du quark  $Q$  à laquelle on a retranché l'énergie de liaison qui existe entre les quarks qui composent le hadron considéré. Dans le cas particulier du méson  $B_c$ , l'énergie de liaison,  $\mu_{BE}$ , considérée dans ce calcul des largeurs de désintégration, est la même pour le quark  $b$  et le quark  $c$ . Etant donné les masses des quarks  $b$  et  $c$ , son effet va affecter davantage le calcul de  $\Gamma_{c \rightarrow s}$  que celui de  $\Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}}$ . De ce point de vue, les désintégrations de type  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  seraient dominantes. Pour une énergie de liaison  $\mu_{BE} = 500 MeV$ , on trouve que  $\Gamma_{c \rightarrow s}$  est réduite d'un facteur  $\left[ \frac{(m_c - 0.5)^5}{m_c^5} \right]^{-1} \simeq 6$  en prenant  $m_c \simeq 1.6 GeV/c^2$ , et  $\Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}}$  d'un facteur  $\left[ \frac{(m_b - 0.5)^5}{m_b^5} \right]^{-1} \simeq 1.7$  en prenant  $m_b \simeq 4.5 GeV/c^2$ . Ceci conduit à une estimation du temps de vie de :

$$\tau(B_c) \simeq 13.10^{-13} sec \quad (3.31)$$

L'ensemble de ces estimations révèlent une assez grande incertitude quant à la valeur du temps de vie du  $B_c$ . Seules des mesures expérimentales précises permettraient de trancher entre ces différents modèles.

A partir des résultats donnés par M. Lusignoli et al. [80] et C. Quigg [74] les proportions relatives des trois modes de désintégration possibles pour les mésons  $B_c$  sont résumées dans le tableau 3.10

|           | Désintégration $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ | Désintégration $c \rightarrow s$ | Annihilation |
|-----------|----------------------------------------------|----------------------------------|--------------|
| méthode 1 | 37%                                          | 45.5%                            | 17.5%        |
| méthode 2 | 56%                                          | 11%                              | 33%          |

TAB. 3.10 - Estimation des rapports d'embranchement des différents modes de désintégration des mésons  $B_c$

Les conclusions de ces deux études quant à savoir lequel des deux modes  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  ou  $c \rightarrow s$  est dominant à l'intérieur des désintégrations des mésons  $B_c$ , sont contradictoires.

Dans [80] en plus des estimations globales présentées dans le tableau 3.10, une estimation des rapports d'embranchement des principaux modes de désintégration à deux corps des mésons  $B_c$  faisant intervenir notamment des mésons  $B_s^0$ ,  $B_d^0$  et  $J/\Psi$  a même été effectuée. Néanmoins pour chacun de ces canaux de désintégration l'incertitude associée est assez importante. Dans le tableau 3.11 sont présentées différentes estimations des rapports d'embranchement des désintégrations hadroniques en deux corps et semi-leptoniques du méson  $B_c$  impliquant la production d'un méson  $J/\Psi$  dans l'état final.

Dans la littérature, les rapports d'embranchement proposés pour les désintégrations du type:  $B_c \rightarrow J/\Psi X$ , où  $X$  est mis pour représenter un groupement supérieur ou égal à une particule, sont comprises entre 10 et 24 % [80], [81]. En ce qui concerne les désintégrations du type  $B_c \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)-} X$  elles n'ont pas fait l'objet d'une estimation. Un diagramme qui peut conduire à la production dans l'état final d'une paire  $D^{(*)+} \bar{D}^{(*)-}$  est représenté par la figure 3.5.

C'est le diagramme de base correspondant aux désintégrations  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  qui permet la production dans l'état final de deux quarks  $c$  et  $\bar{c}$ . On peut donc prédire un rapport d'embranchement assez élevé, comparable, voire même supérieur à ce qu'on attend pour les désintégrations:  $B_c \rightarrow J/\Psi X$  où les contraintes d'espace de phase liées à la production du  $J/\Psi$  sont plus importantes.

Diverses expériences ont essayé par ailleurs de mettre en évidence les désintégrations du  $B_c$  impliquant la production d'un  $J/\Psi$  dans l'état final [82]. Leurs résultats figurent dans le tableau 3.12, le résultat de DELPHI est encore préliminaire. Les estimations théoriques de  $\frac{Br(Z \rightarrow B_c X)}{Br(Z \rightarrow q\bar{q})} Br(B_c \rightarrow J/\Psi \pi)$  et  $\frac{Br(Z \rightarrow B_c X)}{Br(Z \rightarrow q\bar{q})} Br(B_c \rightarrow J/\Psi l \nu_l)$  ont été effectuées

| Canal de désintégration              | Désintégrations hadroniques                  |                                                     |
|--------------------------------------|----------------------------------------------|-----------------------------------------------------|
|                                      | Rapport d'embranchement<br>modèle BSW<br>(%) | Rapport d'embranchement<br>$a_1 = 1.07$ [60]<br>(%) |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi \pi^+$     | $a_1^2 0.13$                                 | 0.15                                                |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi \rho^+$    | $a_1^2 0.38$                                 | 0.44                                                |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi K^+$       | $a_1^2 0.01$                                 | 0.01                                                |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi K^{*+}$    | $a_1^2 0.02$                                 | 0.02                                                |
|                                      | Désintégrations semileptoniques              |                                                     |
|                                      | Rapport d'embranchement modèle<br>BSW (%)    |                                                     |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi e^+ \nu$   | 1.64                                         |                                                     |
| $B_c^+ \rightarrow J/\Psi \mu^+ \nu$ | 1.64                                         |                                                     |

TAB. 3.11 - Estimation des rapports d'embranchement des désintégrations hadroniques à deux corps et semi-leptoniques du type  $B_c \rightarrow J/\Psi X$  d'après [80].

en considérant que :

- $Br(B_c \rightarrow J/\Psi \pi) = (0.15 - 2.0) \times 10^{-2}\%$  et  $Br(B_c \rightarrow J/\Psi l \nu_l) = (1.0 - 5.0)\%$  [81].
- $\frac{Br(Z \rightarrow B_c X)}{Br(Z \rightarrow q \bar{q})}$  est compris entre  $(1.6 - 6.0) \times 10^{-4}$  (voir équation (3.27)) en prenant  $Br(Z \rightarrow q \bar{q}) = 69.90 \pm .15\%$  [9]

|                      | $\frac{Br(Z \rightarrow B_c X)}{Br(Z \rightarrow q \bar{q})} Br(B_c \rightarrow J/\Psi \pi)$ | $\frac{Br(Z \rightarrow B_c X)}{Br(Z \rightarrow q \bar{q})} Br(B_c \rightarrow J/\Psi l \nu_l)$ |
|----------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|
| ALEPH<br>[83]        | $\leq 4 \times 10^{-5}$                                                                      | $\leq 7 \times 10^{-5}$                                                                          |
| DELPHI<br>[82]       | $\leq 6.5 \times 10^{-5}$                                                                    | $\leq 5.6 \times 10^{-5}$                                                                        |
| OPAL<br>[84]         | $\leq 4.6 \times 10^{-5}$                                                                    |                                                                                                  |
| Estimation théorique | $\leq 1.2 \times 10^{-5}$                                                                    | $\leq 3. \times 10^{-5}$                                                                         |

TAB. 3.12 - Limites expérimentales concernant la production de mésons  $B_c$  au LEP et comparaison avec les estimations théoriques. Le résultat de DELPHI est très préliminaire.

En conclusion, les estimations théoriques quant à la production au pôle du  $Z$  du méson  $B_c$  sont faibles, elles sont comprises entre  $(1.1 - 4.2) \times 10^{-2}\%$ . Cependant il nous est apparu

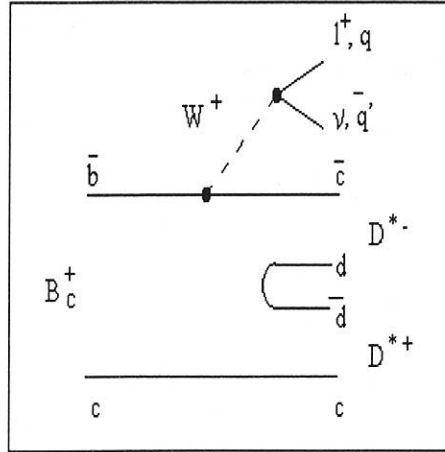


FIG. 3.5 - Diagrammes de Feynman du mode spectateur pour les désintégrations du méson  $B_c$  du type  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .

intéressant de considérer dans notre revue des sources de couples de mésons ( $D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ ) le méson  $B_c$  car une mise en évidence possible d'un tel méson peut se faire au travers de la désintégration  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ . C'est cette éventualité qui a également motivé notre analyse.

Parmi l'ensemble des désintégrations du type  $B \rightarrow D^{(*)+} \bar{D}^{*} X$  nous nous sommes, d'un point de vue expérimental, restreints à l'étude des désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  car celles-ci sont supérieures en nombre et se sont prêtées à une étude inclusive, comme ceci sera exposé dans les chapitres suivants. La méthode utilisée sera applicable uniquement dans le cas des mésons  $D^{*+}$ .

# Chapitre 4

## Le LEP et le détecteur DELPHI.

### 4.1 Le LEP.

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur électron-positron construit au CERN. Il est situé à la frontière franco-suisse à environ 100 mètres de profondeur. Sa circonférence est de  $26.7\text{km}$ .

Les électrons et les positrons subissent des accélérations successives avant d'atteindre le LEP. Les électrons sont d'abord accélérés jusqu'à  $200\text{MeV}$  dans un premier accélérateur linéaire LIL, Linear Injector for LEP. Ils ont alors suffisamment d'énergie pour créer des positrons. Ils sont accélérés jusqu'à  $600\text{MeV}$  pour être transférés au PS, Proton Synchrotron. Accélérés jusqu'à  $3.5\text{GeV}$ , ils sont ensuite transférés au SPS, Super Proton Synchrotron, où ils vont atteindre  $20\text{GeV}$ . Electrons et positrons sont mis en paquets, "*bunches*", pour être injectés dans l'anneau du LEP où ils sont accélérés jusqu'à l'énergie désirée.

#### Energie.

De juillet 1989, date de démarrage, jusqu'à octobre 1995 le LEP a fonctionné à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  voisine de la masse du  $Z$  soit  $\sqrt{s} = 2 \times 45.6\text{GeV} = 91.2\text{GeV}$ . Afin d'étudier les propriétés de ce dernier, une partie des données a été prise en dehors du pic du  $Z$ . Ainsi en 1995, l'énergie nominale des faisceaux a été de  $44.67\text{GeV}$ ,  $45.59\text{GeV}$  et  $46.44\text{GeV}$  [85]. Puis en octobre novembre 1995, l'énergie du LEP a progressivement été augmentée, d'abord  $65\text{GeV}$  puis  $68\text{GeV}$  et enfin  $70\text{GeV}$  par faisceau. Au cours des années 1996 – 1998, l'énergie des faisceaux va augmenter par étapes. Le plan prévisionnel est actuellement le suivant [85] :

- juin 1996 :  $80.5\text{GeV}$ ,
- octobre 1996 :  $88.0\text{GeV}$ ,

- mai 1997 :  $94.0 GeV$ ,
- mai 1998 :  $96 GeV$ .

### Luminosité.

La luminosité  $\mathcal{L}$  est un paramètre important des collisionneurs. Elle permet d'estimer le nombre d'événements attendus pour un processus de section efficace  $\sigma$  :

$$n = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad (4.1)$$

Pour un collisionneur comme le LEP, la luminosité s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{faisceau}^+ N_{faisceau}^- f}{4\pi k \sigma_x \sigma_y} \quad (4.2)$$

- $N_{faisceau}^+$  et  $N_{faisceau}^-$  sont respectivement les nombres de particules stockées dans chacun des faisceaux,  $N_{faisceau}^+ \simeq N_{faisceau}^- = 1.7 \cdot 10^{12}$ ,
- $f$  est la fréquence de révolution,  $f = 11 kHz$ ,
- $k$  est le nombre de paquets par faisceau,  $k = 4$  ou  $8$ ,
- $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont les tailles transverses des paquets,  $\sigma_x = 250 \mu m$  et  $\sigma_y = 15 \mu m$

Avec ces paramètres et pour 4 paquets, la luminosité est donc de :

$$\mathcal{L} = 1.6 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1} = 16 \mu b^{-1} s^{-1}$$

Les luminosités intégrées vues par les expériences LEP entre 1989 et 1995 [85] sont résumées dans le tableau 4.1.

| Année                       | 1989 | 1990 | 1991 | 1992 | 1993 | 1994  | 1995                                     |
|-----------------------------|------|------|------|------|------|-------|------------------------------------------|
| Luminosité<br>( $pb^{-1}$ ) | 1.73 | 7.6  | 17.3 | 28.6 | 40.0 | 64.45 | 46.1<br>dont $6.3 pb^{-1}$ à $68/70 GeV$ |

TAB. 4.1 - Luminosités intégrées vues par les expériences LEP entre 1989 et 1995.



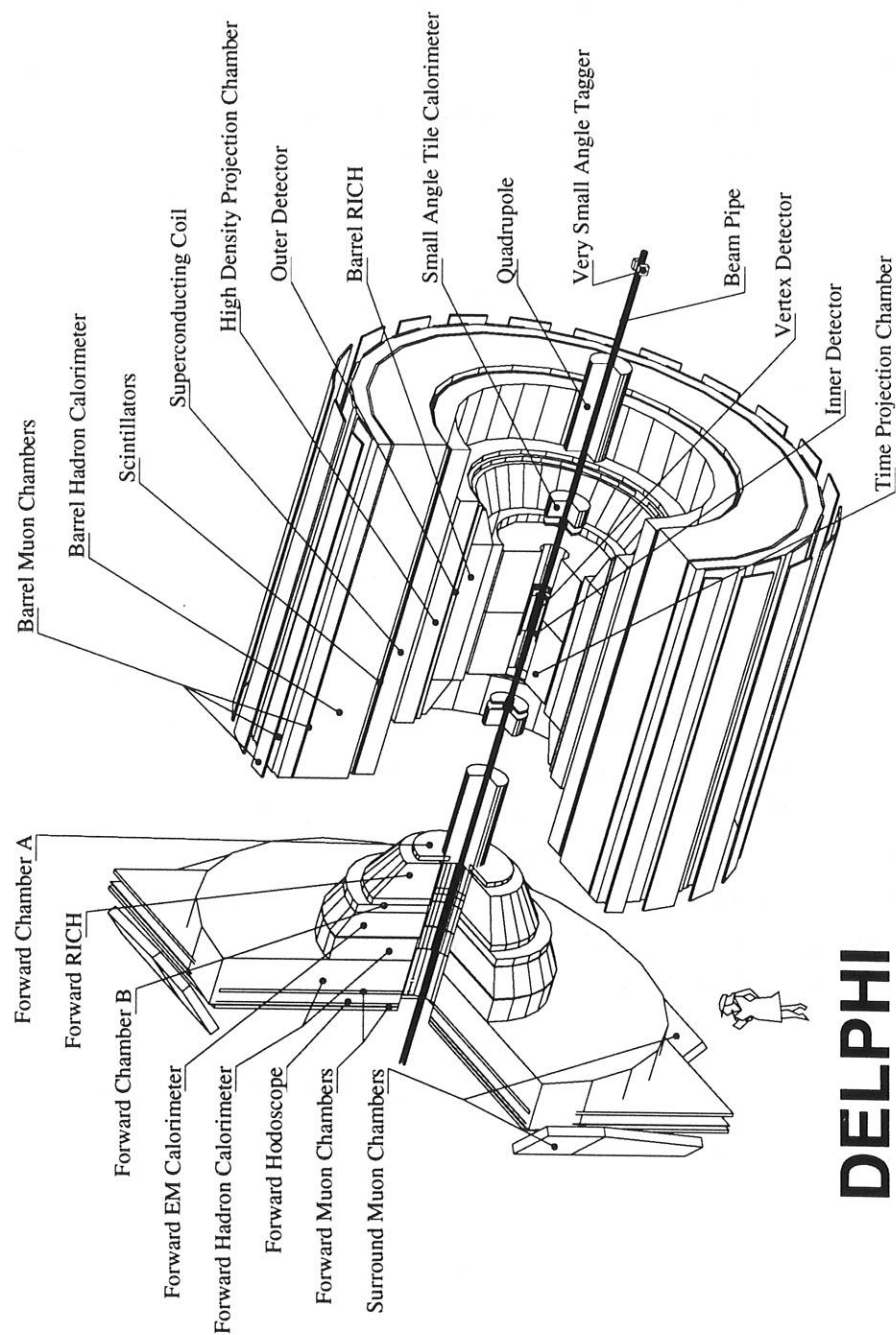


FIG. 4.1 - Schéma général du détecteur DELPHI.

## 4.2 Le détecteur DELPHI.

### 4.2.1 Description générale.

DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) est l'une des quatre expériences avec ALEPH, L3 et OPAL implantées sur le site du LEP [78, 86]. Le schéma général de l'appareillage DELPHI est représenté par la figure 4.1.

Le système de coordonnées spatiales adopté dans DELPHI est le suivant :

- l'axe des  $z$  est suivant l'axe du faisceau d'électrons,
- l'axe des  $x$  pointe vers le centre du LEP,
- l'axe des  $y$  est dirigé verticalement vers le haut.

L'angle polaire défini à partir de l'axe des  $z$  est appelé  $\theta$  et  $\phi$  est l'angle azimutal dans le plan transverse  $(x, y)$ .

La forme de l'ensemble est un compromis entre une double nécessité : d'une part celle de couvrir au mieux les  $4\pi$  stéradians de l'angle solide et d'autre part de répondre aux impératifs techniques qui rendent impossibles la réalisation d'une forme sphérique.

DELPHI est constitué d'une partie centrale à symétrie cylindrique appelée "*barrel*" ou baril,  $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ , complétée par deux "bouchons" ou "*end cap*", formant les parties avant et arrière du détecteur. Cette forme est imposée par le choix de l'aimant solénoïdal supraconducteur produisant un champ magnétique axial homogène de 1.23 Tesla.

La structure générale de DELPHI au niveau de la disposition des détecteurs est une structure en couches. L'ensemble va permettre :

- la détermination de paramètres cinématiques pour les traces chargées ou neutres,
- l'identification des particules,
- la détermination de l'énergie manquante.

C'est la présence de détecteurs RICH, Ring Imaging CHerenkov qui fait la particularité de DELPHI. Ils permettent l'identification des hadrons chargés en exploitant l'effet Čerenkov. Le paragraphe 4.2.6 sera consacré à ces détecteurs.

Le nombre de désintégrations hadroniques du  $Z$  enregistrées par DELPHI depuis 1989 jusqu'en 1995 est présenté dans le tableau 4.2.

| Année         | 1989 | 1990 | 1991 | 1992 | 1993 | 1994  | 1995 |
|---------------|------|------|------|------|------|-------|------|
| Z hadroniques | 13K  | 125K | 275K | 751K | 755K | 1484K | 750K |

TAB. 4.2 - Nombre de désintégrations hadroniques de  $Z$  enregistrées par le détecteur DELPHI pendant la période de fonctionnement LEP I.

#### 4.2.2 Mesure des traces chargées.

Le principal détecteur qui permet la mesure des traces chargées est la TPC, Time Projection Chamber. Cependant des détecteurs tels que l'ID (Inner Detector), l'OD (Outer Detector), FCA (Forward Chamber A) et FCB (Forward Chamber B) ainsi que le détecteur de micro vertex VD (Vertex Detector) jouent un rôle très important. Nous allons les décrire maintenant dans l'ordre de traversée par les particules.

##### Le micro détecteur de vertex.

Jusqu'à la fin des prises de données de 1993 [87, 88], il était composé de trois couches cylindriques simple-face de plaquettes de silicium, permettant des mesures en  $R\phi$  aux rayons  $R = 6.3cm$ ,  $9cm$  et  $10.9cm$ . Depuis 1994, la première couche, autrement dit la plus proche du tube à vide, ainsi que la troisième et dernière couche, ont été équipées de détecteurs silicium double-face. La disposition de ceux-ci permet désormais d'effectuer une mesure suivant la coordonnée  $z$ . L'angle polaire couvert par la première couche est maintenant de  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ . La résolution est de  $7.6\mu m$  en  $R\Phi$  et  $9\mu m$  en  $z$  pour des traces perpendiculaires aux plaquettes. L'incertitude sur le paramètre d'impact est de  $20\mu m$  en  $R\Phi$  et  $34\mu m$  en  $z$  pour les mêmes traces [87].

##### Les détecteurs ID, OD, FCA et FCB.

Le détecteur interne, ID, a un rayon interne de  $12cm$  et un rayon externe de  $28cm$ , il couvre les angles polaires de  $17^\circ$  à  $163^\circ$ . Il se compose d'une partie intérieure de type "chambre à jets" constituée de 24 secteurs en  $\Phi$  contenant chacun 24 fils sensibles et d'une partie extérieure constituée de cinq couches concentriques de chambres à paille. La partie intérieure permet donc jusqu'à 24 mesures en  $R\Phi$ , la partie extérieure cinq en  $R\Phi$  et cinq en  $Rz$ . L'ID permet de contraindre les traces reconstruites dans la TPC dans la direction du vertex et fournit une information au système de déclenchement. Les résolutions sont :  $\sigma_{R\Phi} = 50\mu m$ ,  $\sigma_\Phi = 1.5mrad$  et  $0.5mm \leq \sigma_z \leq 1.0mm$ . La résolution en  $z$  dépend de  $\theta$  [78].

Le détecteur externe, OD, en étant placé en sortie du RICH avant le calorimètre HPC (High density Projection Chamber) intervient dans le trigger rapide et permet d'améliorer la résolution en impulsion d'un facteur cinq en contraignant les traces avec un grand bras de levier. Il est constitué de 24 modules de  $4.6m$  de long, contenant chacun 145 tubes à dérive

arrangés en couches étagées. Il couvre la région  $198\text{ cm} \leq R \leq 206\text{ cm}$  et  $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ . La coordonnée  $z$  des traces est obtenue par mesure du temps de propagation du signal le long des fils. Pour l'OD seul, les résolutions sont  $\sigma_{R\Phi} = 110\mu\text{m}$  et  $\sigma_z = 35\text{mm}$ .

Les chambres avant FCA et FCB jouent en quelque sorte le rôle de l'ID et de l'OD vers l'avant.

Les chambres FCA sont constituées de six plans de tubes perpendiculaires à l'axe du faisceau à  $|z| = 160\text{cm}$ . D'un plan à l'autre, l'axe des tubes est décalé d'un angle de  $120^\circ$  permettant des mesures tridimensionnelles. Elles couvrent les angles polaires :  $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$  et  $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$  avec des résolutions :  $\sigma_x = 290\mu\text{m}$ ,  $\sigma_y = 240\mu\text{m}$ ,  $\sigma_\theta = 8.5\text{mrad}$  et  $\sigma_\Phi = 24\text{mrad}$ .

Les chambres FCB, situées à  $|z| = 275\text{cm}$  sont formées de 12 plans de fils décalés de  $60^\circ$  les uns par rapport aux autres. Elles permettent la reconstruction de deux points dans l'espace pour les particules d'angle polaire  $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$  et  $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$  avec des résolutions :  $\sigma_{x,y} = 150\mu\text{m}$ ,  $\sigma_\theta = 3.5\text{mrad}$  et  $\sigma_\Phi = \frac{4.0}{\sin\theta}\text{mrad}$ .

### La chambre à projection temporelle (TPC).

Une chambre à projection temporelle est composée d'une chambre à dérive terminée par un ensemble de chambres proportionnelles. Le premier détecteur de ce type a été construit pour l'expérience PEP-4 à Berkeley en 1974.

Celle de DELPHI est de grand volume (environ  $12\text{ m}^3$ ). Elle couvre une région telle que  $35\text{ cm} \leq R \leq 111\text{ cm}$  et  $z \leq 134\text{ cm}$ . Elle est remplie d'un mélange  $\text{Ar}-\text{CH}_4$  (80%, 20%). A chaque extrémité se trouvent des chambres proportionnelles divisées en 6 secteurs.

Chaque secteur contient 192 fils sensibles de  $20\mu\text{m}$  de diamètre et espacés de  $4\text{ mm}$  qui sont utilisés pour la mesure de la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$ , mais peuvent servir aussi d'appoint dans la reconstruction des traces de faible angle polaire.

La face terminale des secteurs est constituée d'une plaque de cuivre servant de cathode et segmentée en 16 rangées de damiers. Chaque secteur contient 1680 rangées de damiers au total.

Les traces chargées sont reconstruites à partir de l'information :

- $R\Phi$  fournie par les damiers,  $\sigma_{R\Phi} = 250\mu\text{m}$ ,
- $z$  obtenue par la mesure du temps d'arrivée du signal rapporté au temps d'origine du croisement des faisceaux. Ceci suppose une mesure très précise de la vitesse de dérive des électrons, donc du champ, de la température et de la pression. La résolution obtenue est  $\sigma_z = 900\mu\text{m}$ .

On dispose donc au plus de 16 points de mesures tridimensionnelles par trace pour reconstituer la trajectoire.

L'identification dans la TPC repose sur la mesure de la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  qui est fonction de  $\beta = \frac{v}{c}$  et de  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . La formule de Bethe et Bloch donne la valeur moyenne de l'énergie perdue par une particule de charge  $Z_i$  :

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A m_e c^2 \frac{Z_t Z_i^2}{A \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.3)$$

où :

- $N_A$  est le nombre d'Avogadro,
- $Z_t$  et  $A$  sont le numéro atomique et le nombre de masse du milieu traversé,
- $T_{max}$  est l'énergie cinétique maximale qu'on peut transférer à un électron libre dans une collision,
- $I$  est le potentiel effectif d'ionisation,  $I \simeq 16Z^{0.9} eV$ ,
- $\delta$  est un terme d'écran.

La TPC se comporte comme un empilement de 192 détecteurs gazeux d'épaisseur 4 mm (espace entre les fils sensibles). L'énergie déposée sur chaque fil suit une distribution de Landau. En général on calcule la moyenne du  $\frac{dE}{dx}$  en éliminant 20% des mesures les plus hautes. C'est cette moyenne tronquée qui est utilisée dans l'analyse présentée ici.

La figure 4.2 illustre la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  enregistrée dans la TPC en fonction de l'impulsion des traces.

### Résolution globale

Elle dépend des différents détecteurs rencontrés. Ainsi, pour des traces d'impulsion  $p$  qui traversent successivement :

- l'ID, la TPC et l'OD, on a :  $\sigma\left(\frac{1}{p}\right) = 0.001 [GeV/c]^{-1}$
- le VD, l'ID, la TPC et l'OD, on a :  $\sigma\left(\frac{1}{p}\right) = 0.0006 [GeV/c]^{-1}$

### 4.2.3 Les détecteurs de temps de vol.

Le système de déclenchement utilise des détecteurs de temps de vol ou TOF (Time Of Flight) dans la partie baril et HOF (Forward HODoscope) dans la partie avant.

Le TOF est constitué d'une couche de 172 scintillateurs de 3.55m de long et de 1.9cm d'épaisseur, lus à chaque extrémité par des photomultiplicateurs. La résolution en  $z$ , mesurée avec des cosmiques, est  $\sigma_z = 20cm$ , celle en temps est de 1.2ns.

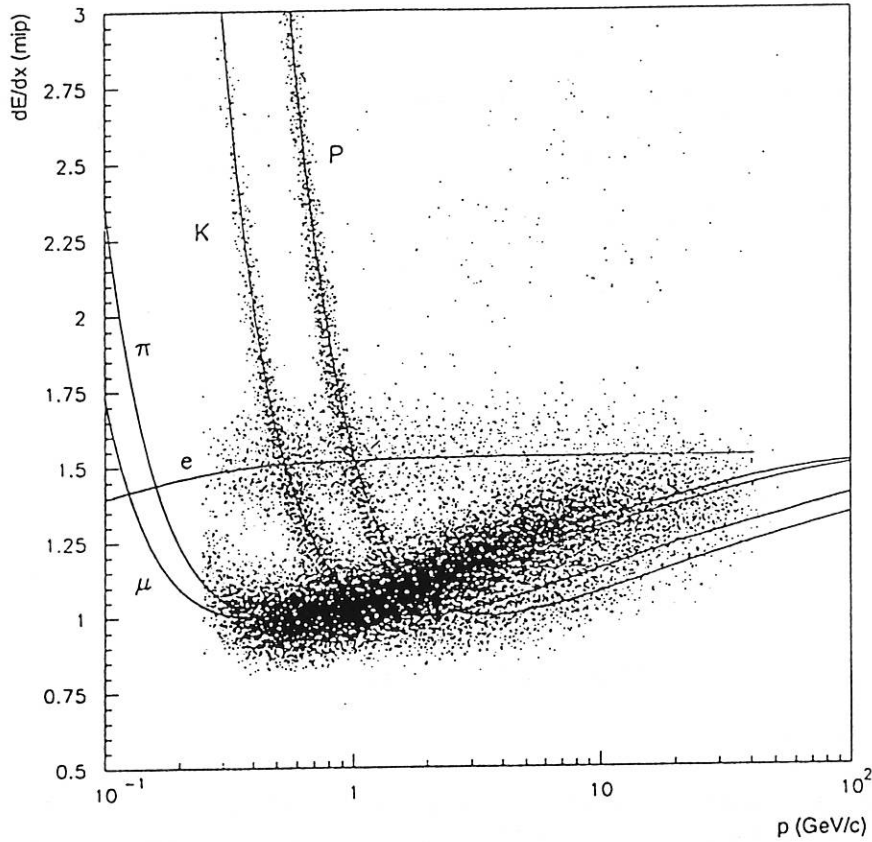


FIG. 4.2 - Perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  dans la TPC en fonction de l'impulsion.

Le HOF constitue une couche de 112 scintillateurs placés contre l'intérieur de la couche externe des MUF (Forward Muon Chambers). La résolution est de  $5ns$

#### 4.2.4 La calorimétrie.

##### Le calorimètre électromagnétique.

La partie baril de DELPHI est équipée par le calorimètre HPC, High density Projection Chamber. Quant aux parties avant et arrière elles sont pourvues du FEMC, Forward Electromagnetic Calorimeter, ainsi que du STIC, Small angle Tile Calorimeter, et du VSAT, Very Small Angle Tracker. Ces deux derniers sont utilisés pour la mesure de la luminosité.

Le calorimètre HPC,  $208cm \leq R \leq 260cm$ , est composé de 144 modules répartis en 6 couronnes. L'ensemble est soumis au champ magnétique. Chaque module fonctionne sur le principe d'une chambre à dérive constituée de 41 couches revêtues de fils de plomb et séparées par un espace de  $8mm$ . L'ensemble correspond à 18 longueurs de radiation. Pour le déclenchement rapide, une couche de scintillateurs a été insérée dans la HPC après cinq longueurs de radiation. La précision quant à la mesure en énergie peut être paramétrée par

[78] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E}} \quad (4.4)$$

où l'énergie mesurée  $E$  est en  $GeV$ . Pour des électrons de  $45GeV$ , la résolution en énergie a été estimée à 6.8% [78]. La précision angulaire est de  $\pm 1.0 mrad$  en  $\phi$  et  $\pm 1.7 mrad$  en  $\theta$ .

Le calorimètre vers l'avant, FEMC, couvre les angles polaires  $8^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$  et  $145^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$ , il est constitué de blocs de verre au plomb lus par des photodiodes. Leur longueur correspond à 20 longueurs de radiation. Chaque bloc couvre une aire de  $5 \times 5 cm^2$  ce qui correspond à une granulométrie de  $1^\circ \times 1^\circ$ . La précision quant à la mesure en énergie peut être paramétrée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.11}{E} \quad (4.5)$$

où  $E$  est en  $GeV$ . La résolution en énergie pour des électrons de  $45GeV$ , a été estimée à environ 4.8% [78].

### Le STIC et le VSAT.

Deux petits calorimètres vers l'avant permettent les mesures instantanées de luminosité à partir de la diffusion Bhabha :  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  dont on connaît précisément la section efficace.

Le STIC couvre les très petits angles polaires  $29 mrad \leq \theta \leq 185 mrad$  symétriquement par rapport au point d'interaction à  $|z| = 220 cm$ . Il est constitué d'un calorimètre électromagnétique, de deux disques de silicium pour la reconstruction de la direction de la gerbe et à l'avant de plans de scintillateurs pour séparer les gerbes neutres des chargées. Le calorimètre est formé de tuiles de scintillateur traversées de fibres optiques qui conduisent la lumière jusqu'à des photodiodes. Les résolutions sont  $\frac{\sigma_E}{E} = 2.7\%$  à  $45.6GeV$ ,  $\sigma_\phi = 1.5^\circ$  et radialement  $\sigma_R$  vaut entre  $300\mu m$  et  $1mm$ .

Le VSAT détecte les électrons et les positrons entre 5 et 7  $mrad$  et fournit une mesure de la luminosité indépendante de celle du STIC avec une faible erreur statistique. Il est constitué de quatre modules calorimétriques eux-mêmes composés de 12 diodes au silicium séparées par des absorbeurs en tungstène. La position  $x, y$  de la gerbe est déterminée par l'intermédiaire de trois plans de strips de silicium placés à 5, 7 et 9 longueurs de radiation. La résolution en énergie est de  $\frac{\sigma_E}{E} = 5\%$  à  $45.6GeV$ .

### Les compteurs à $40^\circ$

Afin d'améliorer l'herméticité en comptabilisant l'énergie électromagnétique qui échappait à la détection dans l'espace entre la partie baril et bouchons, des compteurs plomb-scintillateurs ont été installés en 1993 – 1994 [89]. Chaque compteur est constitué d'une couche de  $2cm$  de plomb et d'un scintillateur d' $1cm$  d'épaisseur. La collection de lumière se fait par des fibres à décalage de longueur d'onde. Ces compteurs ont une efficacité de



$(98.7 \pm 0.4)\%$  pour les électrons et de  $(44 \pm 2)\%$  pour les muons.

### Le calorimètre hadronique.

Il permet de détecter des hadrons neutres et chargés et de mesurer l'énergie hadronique totale. L'échantillonnage des gerbes se fait par des chambres à streamer (20 couches) qui s'intercalent entre des plaques de fer de 5cm d'épaisseur. Le fer sert également de retour de champ à l'aimant. Le calorimètre est segmenté en quatre compartiments. Il couvre la quasi totalité de l'angle solide :  $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ . Dans la région du baril ( $52^\circ \leq \theta \leq 128^\circ$ ) la résolution est [78] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E}} \quad (4.6)$$

Dans la partie bouchon  $11^\circ \leq \theta \leq 48^\circ$ , on retrouve la même structure avec seulement 19 couches.

### 4.2.5 Les chambres à muons.

Le détecteur de muons est constitué d'une partie centrale MUB (Barrel Muon Chambers) et d'une partie avant MUF (Forward Muon Chambers). Chaque partie contient une couche insérée dans la calorimétrie hadronique l'autre est externe. Dans le cas du MUB, cette dernière est en fait composée de deux couches séparées pour permettre le passage des câbles.

Chaque couche de chambres à muons est constituée de deux plans de chambres décalées dans la partie MUB et orthogonaux dans le MUF.

Les MUB couvrent les angles  $52^\circ \leq \theta \leq 128^\circ$  avec un trou à  $90^\circ$  les résolutions sont pour des événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  :  $\sigma_{R\Phi} = 4mm$  et  $\sigma_z = 25mm$ .

Les MUF couvrent les angles polaires  $9^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$  et  $137^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$  et ont des résolutions :  $\sigma_x = \sigma_y = 3mm$ .

Depuis 1994, les chambres SMC (Surround Muon Chambers) ont été ajoutées pour couvrir l'espace entre les MUB et les MUF.

### 4.2.6 Les RICH.

L'effet Čerenkov se produit lors du passage d'une particule chargée relativiste à travers un milieu transparent. Le champ électromagnétique de la particule polarise localement les molécules du milieu qui se dépolarisent ensuite en émettant une onde électromagnétique. Dans le cas où la vitesse de la particule est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, les ondes émises interfèrent constructivement.



Pour une particule de masse  $M$  et d'impulsion  $P$ , les photons, dans un milieu d'indice de réfraction  $n$ , sont émis avec un angle  $\theta_c$  par rapport à la trajectoire tel que :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \times \sqrt{1 + \frac{M^2}{P^2}} \quad (4.7)$$

On a donc un seuil correspondant à  $\cos\theta_c \leq 1$ , c'est-à-dire  $\beta \geq \frac{1}{n}$ . Un milieu gazeux aura donc un seuil en impulsion beaucoup plus haut qu'un milieu liquide ou solide.

Le nombre de photons émis par unité de longueur de matériau est proportionnel à  $\sin^2\theta_c$  [90]. Dans le cas du RICH l'identification des particules se fait par mesure de l'angle Čerenkov moyen d'émission, contrairement aux détecteurs Čerenkov à seuil qui ne détectent que la présence de lumière.

Dans DELPHI, il existe en fait deux systèmes de RICH [91] :

- l'un équipe le baril, BRICH (Barrel RICH) et couvre les angles  $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ ,
- l'autre équipe l'avant et l'arrière du détecteur, FRICH (Forward RICH), ce qui correspond respectivement à des angles  $15^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$  et  $145^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ .

Ces deux systèmes sont construits sur le même principe. Pour permettre une identification des particules sur un plus large domaine d'impulsion, ils sont tous deux équipés de radiateurs liquides, pour la région des basses impulsions et gazeux, pour la région des grandes impulsions.

En ce qui concerne le radiateur liquide, on utilise du perfluorohexane  $C_6F_{14}$  pour les deux systèmes. Son indice de réfraction est 1.28. Les seuils d'identification sont donc de 0.175 GeV/c pour les  $\pi$ , 0.618 GeV/c pour les  $K$  et 1.176 GeV/c pour les protons. Au delà de 8 GeV/c, l'identification n'est plus possible par le radiateur liquide, c'est le radiateur gazeux qui prend le relais.

La conception des radiateurs gazeux est différente suivant qu'il s'agisse du BRICH ou des FRICH.

Dans le baril on utilise du perfluoropentane  $C_5F_{12}$ , dans les FRICH du perfluorobutane  $C_4F_{10}$ . Leurs indices de réfraction sont respectivement [91] de 1.00192 et 1.00150 ce qui correspond aux seuils récapitulés dans le tableau 4.3.

Afin d'éviter toute condensation du  $C_5F_{12}$ , dont la température d'ébullition est de  $28^\circ C$ , le BRICH est régulé à la température de  $40^\circ C$ . Une régulation en pression à 1030 hPa est également assurée. En revanche pour le  $C_4F_{10}$  il n'y a ni régulation en température ni en pression [92]. Le radiateur gazeux permet une identification des traces ayant une impulsion comprise entre 2.5 et 25 GeV/c.

La position des photons Čerenkov est reconstituée en trois dimensions grâce à des chambres à projection temporelle photosensibles. Il y en a 48 dans le baril RICH et 24 dans

| Particules | Seuils en $GeV/c$  |                    |
|------------|--------------------|--------------------|
|            | B. gaz $C_5F_{12}$ | F. gaz $C_4F_{10}$ |
| $\pi$      | 2.258              | 2.555              |
| $K$        | 7.968              | 9.016              |
| $P$        | 15.162             | 17.156             |

TAB. 4.3 - Seuils théoriques d'identification des particules dans le radiateur gazeux pour le BRICH (B.) et le FRICH (F.).

chaque FRICH. La reconstruction de la trace initiale qui a émis ces photons Čerenkov se fait grâce aux détecteurs de traces chargées que nous avons précédemment évoqués.

La capacité d'identification d'une particule par le RICH dépend de la précision avec laquelle a été mesuré l'angle Čerenkov, donc en particulier, du nombre de photoélectrons émis. Le tableau 4.4 illustre les performances du détecteur RICH, dans le cas de désintégrations de type  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  qui ont servi à l'alignement du détecteur.

|                                             | B. liquide | B. gaz | F. liquide | F. gaz |
|---------------------------------------------|------------|--------|------------|--------|
| Nombre de photoélectrons par trace          | 14         | 8      | 7          | 8      |
| Angle Čerenkov(mrad)                        | 666        | 62.3   | 675        | 55.0   |
| Précision angulaire par photoélectron, mrad | 13.3       | 4.3    | 11.4       | 2.5    |
| Précision angulaire par trace, mrad         | 5.2        | 1.5    | 5.0        | 1.2    |

TAB. 4.4 - Nombre de photoélectrons, mesure de l'angle de Čerenkov ainsi que la précision des mesures obtenues dans l'étude des désintégrations  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , pour le baril RICH (B) et pour les FRICH (F).

Un programme de simulation très précis a été élaboré de façon à reproduire les données réelles enregistrées par le détecteur et mettre au point des méthodes d'identification.

L'algorithme qui est utilisé dans l'analyse s'appelle "HADSIGN" [93]. Son principe est le suivant : la distribution du nombre de photoélectrons associés à une trace dans les données est comparée directement avec la distribution attendue. La proportion de bruit de fond est a priori inconnue et différente pour chaque trace. En conséquence elle est ajustée pour rendre optimum la compatibilité entre l'hypothèse de masse qu'on est en train d'envisager (électron, muon, pion, kaon et proton) et le signal observé. Une probabilité du maximum de vraisemblance est utilisée. Cette procédure est répétée pour chaque hypothèse de masse, les cinq valeurs qui en résultent sont ensuite réduites à une seule : la meilleure. Les informations provenant à la fois des radiateurs liquides et gazeux sont combinées pour donner une valeur unique et continue quel que soit le domaine d'impulsion de la particule qu'on cherche à identifier.

En fait, pour réaliser une identification de hadron chargé on dispose donc en général d'au moins une information : l'une provenant de la TPC avec la mesure des  $\frac{dE}{dx}$ , l'autre provenant du RICH.

Par exemple, cela permet de classer les particules en tant que kaons ou pions avec trois niveaux de pureté qui sont par ordre croissant : les "lâches", les "standards" et les "serrés". En ce qui concerne les kaons  $K^\pm$  [78], l'efficacité moyennée sur le spectre en impulsion au-dessus d'une valeur seuil de  $0.7 \text{ GeV}/c$  est d'environ 70% avec une pureté de 70%.

En conclusion, pour les données enregistrées dans le baril RICH le radiateur liquide permet une séparation des particules  $\pi/K/p$  jusqu'à  $4.5 \text{ GeV}/c$  et  $K/p$  jusqu'à  $6 \text{ GeV}/c$ . Le seuil d'émission Čerenkov dans le radiateur gazeux est de  $2.5 \text{ GeV}/c$  pour les pions alors qu'il est de  $8 \text{ GeV}/c$  pour les kaons, c'est cette propriété qui va être utilisée pour la séparation  $K/\pi$ , dans ce domaine d'impulsion. La séparation  $p/\pi$  et  $K/p$  se fait sur le même principe respectivement dans les domaines  $2.5 \text{ GeV}/c - 16 \text{ GeV}/c$  et  $8 \text{ GeV}/c - 16 \text{ GeV}/c$ . Au delà, cette fois par la mesure des angles Čerenkov, le radiateur gazeux permet une séparation  $\pi/K/p$  jusqu'à  $20 \text{ GeV}/c$  et pour  $K/p$  jusqu'à  $25 \text{ GeV}/c$ . Le domaine sur lequel on peut pratiquer une identification avec le RICH est très large. Afin de pouvoir estimer l'apport du RICH dans l'analyse des données DELPHI au niveau de la qualité de la sélection des traces, on peut établir une comparaison avec la mesure de  $\frac{dE}{dx}$  pour la séparation kaons-protons pour des traces d'impulsion autour de  $2 \text{ GeV}/c$ . En ce qui concerne la mesure de  $\frac{dE}{dx}$  la séparation est inférieure à  $0.3 \sigma_{dE/dx}$  alors qu'elle est supérieure à 3 déviations pour le RICH.

### 4.3 Déclenchement de l'acquisition dans DELPHI.

Il existe quatre niveaux de déclenchement ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  et  $T_4$ ) dans DELPHI dont la complexité va croissante et dont les temps de décision sont de plus en plus longs. Les deux premiers niveaux  $T_1$  et  $T_2$  sont synchronisés sur le signal de croisement des faisceaux (BCO : Beam Crossing Over) toutes les  $22 \mu s$  dans le cas où on a quatre paquets (bunches).

La décision  $T_1$  est prise  $3.5 \mu s$  après le BCO. Elle utilise 86 signaux de déclenchement basés sur des critères de multiplicité :

- en traces chargées (ID, OD, FCA et FCB),
- en dépôt d'énergie dans les calorimètres (HPC),
- en scintillateurs touchés dans les détecteurs de temps de vol (TOF et HOF),
- dans les chambres à muons.

La décision  $T_2$  arrive  $39\mu s$  après le BCO; y contribuent les détecteurs à temps de collection plus long (TPC, HPC, MUB). Au total 95 signaux provenant de sous-détecteurs différents sont combinés ( voir tableau 4.5 pour les principaux dans le baril et dans les régions avant et arrière).

$T_3$  et  $T_4$  sont des filtres informatiques non synchronisés avec le BCO destinés à diminuer le taux d'événements fond. Par exemple pour un taux  $T_2$  de  $5 Hz$ ,  $T_3$  et  $T_4$  permettent de le diviser par un facteur  $1.5 \times 1.5$ . Ainsi le taux d'écriture sur bande est d'environ  $2 Hz$ . Typiquement, pour l'énergie du pic, sur bande on trouve : 15% d'événements  $Z$ , 30% de Bhabha ainsi qu'un total de 50% de  $\gamma - \gamma$ , cosmiques et d'événements fond. Les événements fond seront éliminés lors de la reconstruction et une sélection des désintégrations hadroniques du  $Z$  sera effectuée dans l'analyse des données (voir chapitre 5).

| Région centrale (baril)          |                |                  |       |          |         |
|----------------------------------|----------------|------------------|-------|----------|---------|
|                                  | Fréquence (Hz) | Traces détectées |       |          |         |
|                                  |                | $e$              | $\mu$ | $\gamma$ | $c^\pm$ |
| TPC                              | 0.8            | •                | •     |          | •       |
| OD et TPC                        | 0.2            | •                |       | •        |         |
| OD et TOF                        | 0.4            | •                | •     | •        | •       |
| HPC et TOF                       | 0.3            | •                |       | •        |         |
| HPC $\geq 2$ clusters            | 0.1            | •                |       | •        |         |
| ID et (MUB ou HAB <sup>1</sup> ) | 0.5            |                  | •     |          | •       |
| HPC                              | 0.3            | •                |       | •        |         |
| Région avant et arrière          |                |                  |       |          |         |
| TPC et FCA/B                     | 0.2            | •                | •     |          | •       |
| MUF et FCA/B                     | 0.1            |                  | •     |          |         |
| TPC et MUF                       | 0.1            |                  | •     |          |         |
| FEMC et FCA/B                    | 0.2            | •                |       |          |         |
| FCA/B et HAF <sup>2</sup>        | 0.4            |                  | •     |          | •       |
| HOF (dos à dos)                  | 0.3            |                  | •     |          |         |
| FEMC $\geq 2$ clusters           | 0.2            | •                |       | •        |         |
| FEMC (grand seuil)               | 0.5            | •                |       | •        |         |

TAB. 4.5 - Listes des détecteurs participant au niveau  $T_2$  dans le baril ou dans les régions avant et arrière [78]. En même temps que le nom de ces détecteurs est indiqué le type de particules détectées : électron ( $e$ ), muon ( $\mu$ ), photon ( $\gamma$ ) et particules chargées ( $c^\pm$ ).

1. Hadron Barrel calorimeter

2. Hadron Forward calorimeter

L'efficacité globale de déclenchement pour les paires de muons est de l'ordre de  $1 \pm 10^{-4}$  pour des angles polaires tels que :  $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ . La redondance d'information permet en effet de déterminer avec une très bonne précision chacune des efficacités. Si on considère des traces isolées de même nature avec une impulsion transverse de plus de  $1 \text{ GeV}/c$  par rapport à l'axe du faisceau, l'efficacité dans le baril ( $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ ), à l'avant ( $10^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ ) et à l'arrière ( $148^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ ) dépasse les 95%. En ce qui concerne les photons, l'efficacité croît linéairement de 5%, pour ceux dont l'énergie est comprise entre  $1 \text{ GeV}$  et  $2 \text{ GeV}$ , à 60% pour ceux d'énergie supérieure à  $4 \text{ GeV}$ . Etant donné la grande multiplicité des traces chargées dans les désintégrations hadroniques de  $Z$ , l'efficacité concernant ces événements peut être considérée égale à 1 quelque soit leur direction.

## 4.4 Reconstruction des événements et simulation du détecteur.

Le programme de reconstruction DELANA [95] va permettre d'effectuer le passage entre les données brutes et les mesures des paramètres cinématiques des traces chargées ou neutres. Le cœur de DELANA est constitué par l'ensemble TANAGRA (Track ANALysis and GRAPhics) dont la structure permet de stocker les informations sur les traces et les vertex dans un format indépendant des différents programmes utilisés dans chaque module. Tout transfert de données entre modules se fait par un appel aux routines de TANAGRA qui sont protégées en écriture d'un module à l'autre.

Lors de la première étape de reconstruction, les données brutes sont décodées au niveau de chaque sous-détecteur par des programmes spécifiques.

En ce qui concerne la reconstruction des traces, l'algorithme utilisé dans le baril part des segments de traces reconstruits dans la TPC. Une extrapolation est ensuite effectuée grâce aux données enregistrées de part et d'autre de la TPC par l'ID et par l'OD; des contraintes supplémentaires sont donc introduites. Un deuxième algorithme prend en compte les parties inactives de la TPC et relie directement l'ID à l'OD. Un certain nombre d'ajustements sont définis pour lever toute ambiguïté sur les traces. Les traces sont ensuite extrapolées à travers tout le détecteur. C'est à ce moment que les *coups* enregistrés dans le VD leurs sont associés.

Les dépôts d'énergie dans les calorimètres sont ensuite associés aux traces chargées. L'énergie "*non associée*" servira à la reconstruction des traces neutres, cela mettra en œuvre des algorithmes complexes. Les "*coups*" dans les chambres à muons sont rattachés aux traces afin de permettre l'identification ultérieure des muons. C'est également à ce moment là que l'information délivrée par les RICH est traitée puisqu'une détermination de l'angle Čerenkov nécessite une bonne connaissance du vecteur impulsion déterminé lors de la première étape (voir équation (4.7)).

Ce programme est passé une première fois alors que toutes les constantes d'alignement ne sont pas encore définies. Des cassettes de DST (Data Summary Tapes) sont écrites. La place moyenne occupée par un événement hadronique est de 60 *kbytes*. La densité d'information qu'elles contiennent est telle que la modification de l'alignement respectif de chaque sous-détecteur est possible dès que de nouvelles constantes, plus précises sont connues. De même dans le cas du détecteur de vertex VD il est possible de réassocier les "*coups*" et ainsi de recalculer tous les paramètres des traces.

L'analyse de ces cassettes de DST se fait grâce aux programmes et bibliothèques contenues dans DSTANA (DST ANALysis). Ces programmes ont été rédigés de façon à uniformiser et rendre optimales les différents codes d'analyses susceptibles d'être utilisés notamment lorsqu'il s'agit de procéder à :

- l'association des traces dans le VD,
- l'identification des particules (HADIDENT pour les hadrons),
- l'identification des  $V^0$  ( $K^0$   $\Lambda^0$ ),
- la signature de quarks  $b$  dans les désintégrations hadroniques.

Dans cette analyse, la simulation des désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  a joué un rôle prépondérant. De manière générale, celle-là s'opère dans DELSIM (DELphi SIMulation) en trois étapes.

- Un générateur extérieur d'événements est utilisé par exemple JETSET [96] pour les désintégrations  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , DYMU3[97] pour  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  BABAMC [98] pour  $Z \rightarrow e^+ e^-$  et KORALZ [99] pour  $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$
- Il s'agit ensuite de simuler les trajectoires des particules dans le détecteur tout en autorisant des interactions secondaires avec la matière qui le constitue ainsi que :
  - les effets photoélectriques, Compton et créations de paires,
  - les désintégrations faibles,
  - les réactions nucléaires.

Les particules sont "suivies pas à pas" et leur trajectoire est modifiée en fonction du champ magnétique.

- Enfin une dernière phase correspond à la simulation des réponses des détecteurs. Chacun est traité de manière indépendante. Quand une particule traverse une partie active d'un détecteur, l'information correspondante est stockée et reproduite sous la forme d'un signal électrique tout comme dans le cas des données.

En ce qui concerne le détail des sélections hadroniques des événements réalisées dans cette analyse, il sera donné dans le chapitre suivant.



## 4.5 Réalisation d'un système d'analyse des mélanges gazeux pour les FRICH.

Dans la partie FRICH gazeux, l'effet Čerenkov est obtenu grâce au perfluorobutane gazeux  $C_4F_{10}$ . A la fin des périodes de prises de données, le  $C_4F_{10}$  est remplacé par l'azote  $N_2$  et ce jusqu'au redémarrage. Lors du nouveau remplissage en  $C_4F_{10}$ , il est important de connaître avec précision la proportion de gaz utile par rapport à l'azote. Le bon fonctionnement des chambres à dérive en dépend. La mise sous tension de celles-ci exige une proportion de  $N_2$  inférieure à 10%. De plus, pendant toute la période de prise de données, l'azote sert également de gaz de compensation dans le cas où l'évaporateur de  $C_4F_{10}$  ne fournirait pas assez de gaz pour maintenir la pression atmosphérique [92]. En conséquence, la connaissance du pourcentage de  $N_2$  présent dans le détecteur est déterminante. C'est pour permettre cette mesure que nous avons réalisé un système à ultrasons, qu'on appellera par la suite *sonar*, qui permet de mesurer la vitesse du son dans le gaz et d'en déduire avec une précision de l'ordre du pour-cent, la composition d'un mélange gazeux binaire  $C_4F_{10}$ - $N_2$  [100].

Ce système d'analyse a déjà été développé pour le CRID du SLD à SLAC [101, 102] et pour le baril RICH de DELPHI [103, 104] pour l'étude de mélanges binaires  $C_5F_{12}$ - $N_2$ . Dans le cas présent, l'analyse, sur le plan du principe, se fait de manière similaire. Cependant les améliorations consistent en l'utilisation d'une carte mini PC pour l'acquisition et le traitement des données, ce qui permet d'afficher en temps réel la proportion de  $C_4F_{10}$ - $N_2$ .

### 4.5.1 Principe de la mesure.

Dans le cas d'un gaz parfait, la vitesse du son est donnée par :

$$c = \left( \frac{\gamma RT}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.8)$$

où  $M$  est la masse molaire,  $T$  la température absolue,  $R$  la constante des gaz parfaits et  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  le rapport entre les capacités calorifiques respectivement à pression constante et à volume constant. Cette relation est indépendante de la pression.

Lorsqu'il s'agit de mélanges gazeux, de nombreuses difficultés apparaissent pour formuler les paramètres qui représentent les propriétés physiques du mélange. Une approximation consiste à admettre que la vitesse du son dans le mélange est proportionnelle de façon linéaire à la concentration en volume des gaz qui le constituent :

$$V_m = \frac{\sum_i X_i \rho_i V_i}{\sum_i X_i \rho_i} \quad (4.9)$$

avec :

- $V_m$  vitesse du son dans le mélange,

- $X_i$ , proportion en volume,
- $\rho_i$ , masse volumique à une température donnée,
- $V_i$ , vitesse du son dans le gaz  $i$  pur.

En pratique, ce modèle semble convenir à des mélanges de gaz tels que hélium-néon ( $He - Ne$ ) mais il s'est avéré moins adapté dans le cas du mélange  $C_4F_{10} - N_2$ . La solution que nous avons adoptée est basée, par analogie avec le modèle précédent, sur une paramétrisation de la forme :

$$V_m = \frac{\sum_i X_i k_i V_i}{\sum_i X_i k_i} \quad (4.10)$$

où les  $k_i$  sont des constantes de calibration extraites des données expérimentales, les  $X_i$  et les  $V_i$  gardant leur signification précédente.

Le *sonar* que nous avons élaboré est un appareil qui émet un train d'ondes ultrasonores dans une enceinte où circule un échantillon du mélange à analyser. Il détecte le train d'ondes réfléchi sur l'extrémité de l'enceinte. On a ainsi une mesure du temps de propagation. A partir de cette mesure, le système va calculer la vitesse du son dans le mélange ainsi que les proportions de gaz qui le composent en utilisant la relation (4.10). Une représentation schématique du dispositif est donnée figure 4.3.

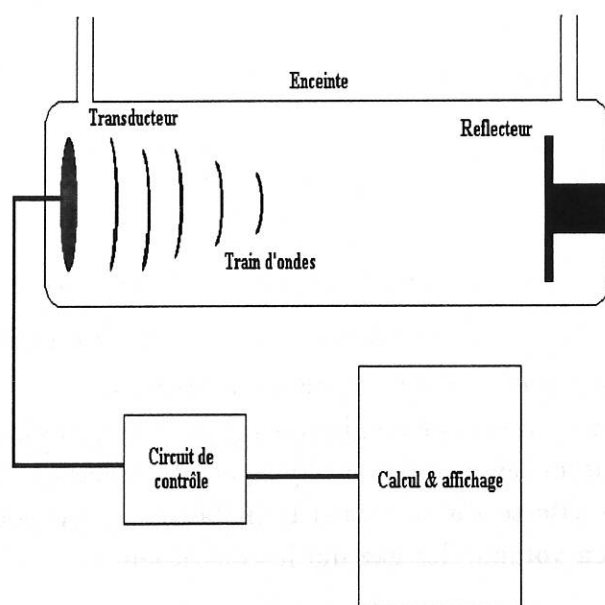


FIG. 4.3 - Représentation schématique du sonar.



#### 4.5.2 L'appareillage d'analyse.

En ce qui concerne la partie calcul, les progrès technologiques récents en matière de circuits intégrés (ASIC) ont permis l'apparition de petits ordinateurs ultra compacts, rassemblant sur une seule carte toutes les fonctions d'un PC. Ils constituent des machines de calcul très performantes, facilement interfaçables.

Pour la partie ultrason, la société POLAROID [105], a développé un système à ultrasons destiné à la télémétrie dans les appareils photographiques à mise au point automatique. Ce système (voir figure 4.4) se compose d'un transducteur électrostatique piloté par un petit circuit de commande de polarisation. Le système POLAROID 6500 a deux fonctions :

- émetteur : dès l'apparition d'un signal START, le "compteur par 16" crée un train de 16 impulsions à fréquence ultrasonique ( $49kHz$ ) qui est envoyé au transducteur sous la forme d'impulsions de 400V.
- récepteur : après un temps mort de  $2.3ms$ , le transducteur est mis en attente de réception. Il est polarisé à 200V. Pendant cette attente, le gain de l'amplificateur de réception est augmenté progressivement par paliers, pour compenser l'atténuation du signal réfléchi. Le train d'ondes réfléchi est capté par le transducteur en phase de réception. Le signal est ensuite converti par un comparateur et un générateur de courant en un signal en marches d'escalier à partir duquel on génère un STOP dès qu'un seuil de 12V est franchi.

L'enceinte d'analyse contenant le mélange gazeux se présente sous la forme d'un tube en inox d'un diamètre externe 102mm et de longueur 720 mm. A une extrémité se trouve le transducteur, à l'autre un réflecteur. Le gaz entre dans l'enceinte du côté du transducteur et ressort du côté du réflecteur. Sur les flasques des extrémités se trouvent des sondes de températures. La température est maintenue à  $(25.00 \pm 0.25)^{\circ}C$  grâce à un cordon chauffant qui est enroulé sur le pourtour extérieur du tube sur toute sa longueur et alimenté par un module régulateur de température programmable.

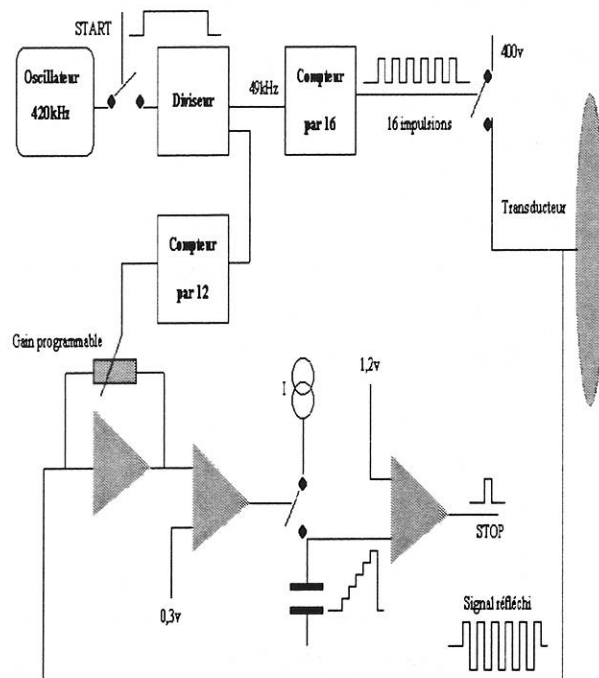


FIG. 4.4 - Sonar POLAROID.

### 4.5.3 L'étalonnage.

Le montage présenté sur la figure 4.5 est utilisé pour réaliser l'étalonnage du système. Une enceinte supplémentaire est utilisée pour assurer l'homogénéité du mélange gazeux obtenu à partir des deux gaz  $N_2$  et  $C_4F_{10}$ , correctement dosés au moyen de débitmètres étalonnés. Les mesures sont effectuées à une température régulée de  $(25.00 \pm 0.25)^\circ C$ .

#### 4.5.3.1 Etalonnage des débitmètres.

Nous avons étalonné tous les débitmètres à partir d'un même procédé illustré par la figure 4.6.

Le volumètre étant rempli d'eau, il suffit de mesurer à l'aide du chronomètre le temps  $t_m$  que met le gaz à chasser un volume d'eau  $V$  connu. Le débit lu sur le débitmètre,  $D_l$  divisé par le débit réel,  $D_r$ , mesuré à l'aide du système de calibration  $D_r = \frac{V \times 3600}{t_m}$ , donne le facteur de conversion  $F_c = \frac{D_r}{D_l}$ . L'erreur relative sur  $F_c$  est comprise entre 1.7% et 3.8%. Un ajustement de l'ensemble des points de mesure a été réalisé à l'aide d'une fonction polynômiale et a permis d'obtenir le facteur de conversion en fonction de  $D_l$ :  $F_c = f(D_l)$ .

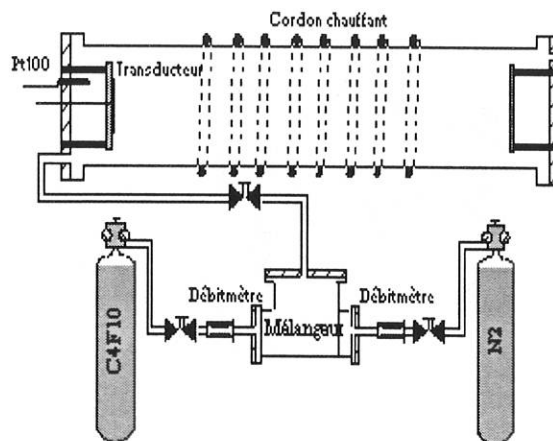


FIG. 4.5 - Dispositif d'étalonnage.

#### 4.5.3.2 Mesure du temps de latence, *offset*.

Les trains d'ondes sont émis après un temps de latence,  $T_{off}$ , après le START. Ce temps a été déterminé par mesure dans des gaz tels que l'air, l'argon et l'azote dont les vitesses de propagation du son sont bien connues et tabulées. A partir des temps de propagation  $T_m$  mesurés par le système, le temps  $T_{off}$  se déduit de la façon suivante :

$$T_{off} = T_m - \frac{2 \times L}{V_s} \quad (4.11)$$

où  $L$  représente la distance transducteur-réflexeur et  $V_s$  la vitesse du son tabulée pour le gaz de référence utilisé. La valeur ainsi déterminée de  $T_{off}$  est de  $(0.226 \pm 0.009)ms$ .

#### 4.5.3.3 Mesure de la vitesse du son.

La mesure de la vitesse  $V_m$  du son dans un gaz est déterminée par :

$$V_m = \frac{2 \times L}{T_m - T_{off}} \quad (4.12)$$

où  $T_m$  est le temps de transit mesuré à l'aide de l'appareil. Nous avons ainsi pu mesurer la vitesse du son dans le  $C_4F_{10}$  pur. Cette grandeur n'est pas donnée dans les tables. A  $(25.00 \pm 0.25)^\circ C$  nous avons mesuré  $V_{C_4F_{10}} = (101.145 \pm 0.087)ms^{-1}$ .

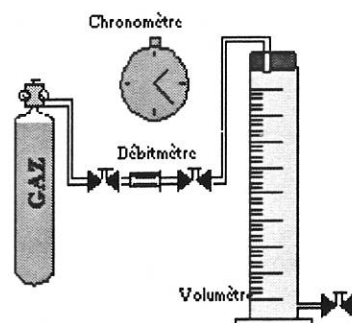


FIG. 4.6 - Dispositif d'étalonnage des débitmètres.

#### 4.5.3.4 Proportion de $C_4F_{10}$ dans les mélanges d'étalonnage.

Différentes proportions du mélange  $C_4F_{10}-N_2$  ont été utilisées. Celles-ci ont été établies à l'aide des débitmètres et d'après la formule suivante :

$$P_{C_4F_{10}} = \frac{D_{l_{C_4F_{10}}} \times F_{c_{C_4F_{10}}}}{D_{l_{C_4F_{10}}} \times F_{c_{C_4F_{10}}} + D_{l_{N_2}} \times F_{c_{N_2}}} \quad (4.13)$$

Le tableau 4.6 présente l'ensemble des ces résultats.

#### 4.5.4 Mesure de la proportion de $C_4F_{10}$ .

Un ajustement de la courbe d'étalonnage (voir figure 4.7) donnant une mesure de la vitesse du son dans le mélange ( $V_m$ ) en fonction de la proportion de  $C_4F_{10}$  ( $P_{C_4F_{10}}$ ) a été réalisé en utilisant le modèle présenté dans l'équation (4.10) :

$$V_{m_{P_{C_4F_{10}}}} = \frac{(100 - P_{C_4F_{10}}) \times V_{N_2} + (P_{C_4F_{10}} k V_{C_4F_{10}})}{(100 - P_{C_4F_{10}}) + (P_{C_4F_{10}} k)} \quad (4.14)$$

avec  $k = 5.88 \pm 0.084$ . On pourrait relier  $k$  au rapport des masses volumiques du perfluorobutane et de l'azote (voir équation (4.9)). Les valeurs de celles-ci sont respectivement de  $11.21 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $1.29 \text{ kg.m}^{-3}$ , leur rapport est donc de 8.7 environ. La différence entre les deux valeurs mesure l'écart avec le modèle.

C'est cette formule qui est programmée dans le logiciel du calculateur pour la détermination en temps réel de la proportion de  $C_4F_{10}$ . Le tableau 4.7 présente pour différents pourcentages de  $C_4F_{10}$  l'incertitude associée,  $\Delta P_{C_4F_{10}}$ . On remarquera que cette incertitude reste inférieure à 0.2%.

| $V_m$<br>( $ms^{-1}$ ) | $\Delta V_m$<br>( $ms^{-1}$ ) | $P_{C_4F_{10}}$<br>% | $\Delta P_{C_4F_{10}}$<br>% |
|------------------------|-------------------------------|----------------------|-----------------------------|
| 101.145                | 0.087                         | 100.00               | 0.00                        |
| 103.930                | 0.090                         | 92.23                | 0.36                        |
| 106.415                | 0.087                         | 86.25                | 0.45                        |
| 111.640                | 0.087                         | 74.45                | 0.64                        |
| 124.016                | 0.087                         | 60.87                | 0.82                        |
| 130.746                | 0.087                         | 53.65                | 0.91                        |
| 140.923                | 0.087                         | 46.30                | 1.24                        |
| 145.860                | 0.087                         | 44.80                | 1.16                        |
| 154.030                | 0.087                         | 40.14                | 1.11                        |
| 158.530                | 0.087                         | 39.20                | 1.82                        |
| 180.880                | 0.088                         | 27.70                | 0.83                        |
| 199.860                | 0.088                         | 21.86                | 1.06                        |
| 230.570                | 0.089                         | 13.60                | 1.02                        |
| 352.905                | 0.093                         | 0.00                 | 0.00                        |

TAB. 4.6 - Valeurs de la vitesse  $V_m$  du son dans le mélange en fonction du pourcentage  $P_{C_4F_{10}}$  utilisé pour l'étalonnage.

#### 4.5.5 Conclusion

Deux appareils de ce type ont été construits et installés sur le site de DELPHI. Ils sont venus équiper les deux FRICH. Ces installations ont été faites à un an d'intervalle, l'une avant le redémarrage des prises de données en 1994 et l'autre en 1995. L'analyse est effectuée en sortie des FRICH et s'est révélée fiable tout au long des périodes de prises de données.

| $P_{C_4F_{10}}$ | $\Delta P_{C_4F_{10}}$ | $P_{C_4F_{10}}$ | $\Delta P_{C_4F_{10}}$ |
|-----------------|------------------------|-----------------|------------------------|
| 100.00          | 0.19                   | 40.00           | 0.08                   |
| 90.00           | 0.17                   | 30.00           | 0.06                   |
| 80.00           | 0.15                   | 20.00           | 0.05                   |
| 70.00           | 0.13                   | 10.00           | 0.04                   |
| 60.00           | 0.11                   | 0.00            | 0.03                   |
| 50.00           | 0.08                   |                 |                        |

TAB. 4.7 - Précision attendue  $\Delta P_{C_4F_{10}}$  sur le pourcentage  $P_{C_4F_{10}}$  dans un mélange donné de  $C_4F_{10}$

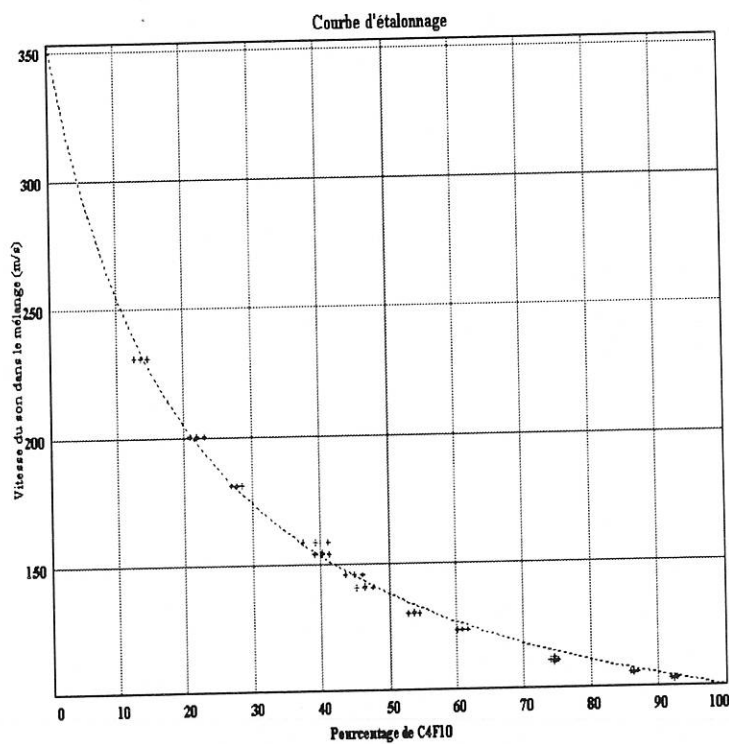


FIG. 4.7 - Vitesse du son dans le mélange.

# Chapitre 5

## La sélection des événements avec un $D^*$ .

### 5.1 Introduction

Afin de mettre en évidence les événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  dans les données DELPHI, il est tout d'abord nécessaire d'effectuer une sélection des événements avec au moins un  $D^*$  dans l'état final.

Nous allons donc décrire dans ce chapitre la procédure utilisée pour extraire un signal de  $D^*$  dans les données enregistrées par le détecteur DELPHI pendant les prises de données de 1991, 1992, 1993 et 1994. Les  $D^*$  seront recherchés dans les désintégrations suivantes :

$$\begin{array}{ll} D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \\ D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \\ D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \end{array}$$

Le but de cette sélection est :

- d'une part l'extraction d'un signal de  $D^*$  dans les trois canaux mentionnés ci-dessus et la réduction des bruits de fond,
- d'autre part un enrichissement du lot d'événements en mésons  $B$  par séparation des contributions  $b\bar{b}$  et  $c\bar{c}$  au signal de  $D^*$ .

Dans la suite de l'analyse, de façon à clarifier l'exposé, on appellera "*pion célibataire*" le pion noté  $\pi_c$  qui provient de la désintégration :  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ .

## 5.2 Sélection des événements.

### 5.2.1 Sélection des événements hadroniques.

Les désintégrations du  $Z$  peuvent être rangées dans deux catégories :

- les désintégrations leptoniques visibles :  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$  et invisibles :  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ,
- les désintégrations hadroniques :  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ .

Les désintégrations hadroniques sont en nombre les plus importantes [9] et elles représentent  $(69.90 \pm 0.15)\%$  de l'ensemble.

Elles se distinguent des autres par un nombre important de traces chargées [106] :

$$\langle n \rangle_{q\bar{q}} = 20.92 \pm 0.19 \quad (5.1)$$

$$\langle n \rangle_{b\bar{b}} = 23.32 \pm 0.08(stat) \pm 0.50(syst) \quad (5.2)$$

où  $\langle n \rangle_{q\bar{q}}$  représente le nombre moyen de traces chargées dans l'ensemble des désintégrations hadroniques  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et  $\langle n \rangle_{b\bar{b}}$  représente ce même nombre dans le cas particulier de  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . L'estimation de  $\langle n \rangle_{q\bar{q}}$  émane de mesures effectuées au LEP et au SLC. Quant à celle de  $\langle n \rangle_{b\bar{b}}$ , il s'agit d'un résultat de l'expérience DELPHI.

La sélection des événements hadroniques a été effectuée selon les critères suivants :

- la multiplicité  $n_{ch}$  des traces chargées dans l'événement doit être supérieure à cinq,
- l'énergie  $E_{ch}$  totale de l'ensemble des traces chargées doit vérifier :  $E_{ch} > 12\% \times \sqrt{s}$ , où  $\sqrt{s}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse.

L'efficacité de ces critères de sélection sur les événements hadroniques  $Z \rightarrow q\bar{q}$  a été estimée à  $(95.2 \pm 0.1)\%$  sur un échantillon Monte-Carlo d'événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

### 5.2.2 Reconstruction du vertex primaire.

Comme on l'a vu au paragraphe intitulé "Modèles d'hadronisation" du chapitre 1, les quarks primaires  $b$  et  $\bar{b}$  produits par la désintégration du  $Z$  vont "s'habiller" de quarks légers pour former des hadrons  $B$  accompagnés de particules d'hadronisation. Ces particules sont issues d'un même point : le vertex primaire.

On détermine tout d'abord la position moyenne du vertex primaire de manière globale à partir d'un lot de  $n$  événements. Ceux-là ont été enregistrés pendant une période de



stabilité des faisceaux qui correspond typiquement au temps entre deux remplissages. La procédure pour chacun des  $n$  vertex se déroule en deux étapes de façon itérative :

- dans la première, toutes les particules dont les trajectoires pointent vers la zone d'interaction et dont l'impulsion est supérieure à  $400 MeV/c$  sont considérées. Ces  $n'$  particules sont ajustées à un même vertex par minimisation du  $\chi^2$ . On a :

$$\chi_{Intersection}^2 = \sum_i^{n'} \chi_i^2 \quad (5.3)$$

- ensuite on supprime les traces dont la probabilité du  $\chi_i^2$  est inférieure à  $1/1000$ . On minimise le nouveau  $\chi^2$ . Le vertex ainsi déterminé est considéré comme le vertex primaire.

Les vertex sont reconstruits événement par événement, ils sont ensuite combinés afin de déterminer la position moyenne du point d'interaction  $e^+ e^- (x^f, y^f, z^f)$  ainsi que sa dispersion  $(\sigma_x^f, \sigma_y^f, \sigma_z^f)$ . Typiquement on a  $\sigma_x \simeq 250 \mu m$  et  $\sigma_y \simeq 15 \mu m$ , la résolution en  $z$  est moindre elle est de  $\sigma_z \simeq 7 mm$ .

Dans la recherche du vertex d'un événement particulier, la position moyenne préalablement trouvée est utilisée comme une contrainte ajoutée à la méthode précédente :

$$\chi_{total}^2 = \chi_{Intersection}^2 + \sum_{i=1}^3 \left( \frac{x_i - x_i^f}{\sigma_{x_i}^f} \right)^2 \quad (5.4)$$

où  $x_i^f$  et  $x_i$  représentent la  $i^{ème}$  coordonnée de la position respectivement du faisceau et du vertex recherché. Les deux itérations décrites ci-dessus sont conservées et conduisent à la détermination finale de la position du vertex utilisée dans l'analyse.

### 5.2.3 Sélection des traces chargées utilisées dans l'analyse du signal de $D^*$ .

Les traces chargées satisfaisant aux critères de sélection suivants ont été utilisées dans la reconstruction du signal de  $D^*$  :

- la longueur de trace (soit la distance mesurée entre le premier point et le dernier point de la trace) doit être supérieure à  $30 cm$ ,
- l'angle  $\theta_{trace}$  défini à partir de l'axe du faisceau doit être tel que :  $20^\circ \leq \theta_{trace} \leq 160^\circ$ ,
- l'impulsion  $P$  des particules doit être comprise entre  $0.4$  et  $50.0 GeV/c$ ,
- l'erreur relative sur  $P$  doit être inférieure à  $100\%$ ,
- les paramètres d'impact  $\delta^{xy}$  et  $\delta^z$  définis respectivement dans le plan transverse et par rapport à l'axe  $z$  doivent vérifier  $|\delta^{xy}| \leq 5.0 cm$  et  $|\delta^z| \leq 10.0 cm$ .

### 5.3 Reconstruction du $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ .

Quel que soit le canal de désintégration du  $D^0$  étudié, la sélection des candidats se fait de manière similaire. En revanche, les coupures sur chacune des variables peuvent être spécifiques et dépendre du canal. C'est pourquoi leur détail sera donné ultérieurement.

- Toutes les combinaisons à  $n$  particules chargées telles que la charge totale soit nulle ont été envisagées,  $n$  étant égal à la multiplicité de la désintégration du  $D^0$  considérée.
- La masse invariante du  $D^0$  a été calculée en considérant que l'une des  $n$  particules était un kaon et les autres des pions.
- Les candidats  $D^{*+}$  sont ensuite reconstruits en associant aux traces provenant de la désintégration du  $D^0$  une trace supplémentaire à laquelle est attribuée la masse d'un pion. Cette trace doit être dans le même hémisphère que le  $D^0$  et son signe doit être opposé à celui du kaon provenant de la désintégration du  $D^0$ . De plus, la sélection de cette trace additionnelle se fera également par une contrainte sur la valeur de la différence de masse  $m_{D^{*+}} - m_{D^0}$ . Cette valeur visant à limiter les fonds combinatoires dépend du canal de désintégration considéré.

#### 5.3.1 Principe de reconstruction des vertex secondaires.

Il est important de reconstruire de façon précise le vertex associé aux traces formant le candidat  $D^0$  afin de s'assurer qu'elles ont une origine commune et que l'on puisse demander que ce vertex soit séparé du vertex primaire. Les traces qui vont participer à ce vertex sont uniquement celles envisagées dans la reconstruction du  $D^0$ . Nous évoquons dès maintenant le principe utilisé car il est commun aux trois canaux étudiés. Les seules variantes d'un canal à l'autre seront le nombre de traces entrant dans la composition du vertex et les critères de sélections spécifiques auxquelles elles devront répondre.

Le principe de la détermination du vertex secondaire repose sur la minimisation d'un  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (h_i - h(x, p_i))^T W_i (h_i - h(x, p_i)) \quad (5.5)$$

- $n$  est le nombre de trajectoires contraintes en un même point,
- $h_i$  représente les cinq paramètres géométriques qui définissent la trajectoire d'une particule:
  - $p_i$  le vecteur impulsion,
  - $\delta_i^{xy}$  et  $\delta_i^z$  les paramètres d'impact respectivement dans le plan  $xy$  et selon l'axe  $z$ .

- $h(x, p_i)$  sont les paramètres attendus pour une particule d'impulsion  $p_i$  en un point  $x$  qui est le vertex recherché,
- $W_i$  est appelé la matrice de poids. Elle est l'inverse de la matrice de covariance associée à la trajectoire de la particule  $i$ .

La probabilité du  $\chi^2$  de l'ajustement s'écrit :

$$Prob(\chi^2, 2m) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{2^m \Gamma(m)} z^{m-1} e^{-z} dz \quad (5.6)$$

avec  $m = \frac{n_{dl}}{2}$ , où  $n_{dl}$  représente le nombre de degrés de liberté soit  $2n - 3$ , et  $\Gamma$  étant les fonctions d'Euler.

Pour les traces issues d'un même point, la distribution en probabilité de  $\chi^2$  est uniforme dans l'intervalle  $[0, 1]$ . Pour les associations fortuites de traces, la probabilité de  $\chi^2$  est faible, la distribution n'est plus uniforme. En ce qui concerne les événements hadroniques, étant donné leur haute multiplicité cette probabilité de  $\chi^2$  peut être également faible même pour des combinaisons correctes de traces. C'est en effet le cas si l'une des traces considérée a été mal reconstruite, par exemple, si le programme chargé de sa reconstruction lui a attribué un point de mesure qui ne lui appartient pas. Ceci est tout à fait possible étant donné la densité élevée des points de mesures.

D'autres critères de sélection plus spécifiques à chaque canal ont été définis et vont faire l'objet des paragraphes que nous allons maintenant aborder.

### 5.3.2 Etude des canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ .

Les rapports d'embranchement des désintégrations  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  et  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$  valent respectivement [9]  $(4.01 \pm 0.14\%)$  et  $(13.8 \pm 1.0\%)$ . Il est donc statistiquement important de chercher les canaux avec  $\pi^0$ . En revanche comme sa signature expérimentale est délicate, dans l'analyse inclusive présentée ici on n'essayera pas de l'identifier. La recherche du  $D^0$  reposera donc uniquement sur les propriétés du système  $K^- \pi^+$ . Ceci conduit au spectre de masse  $K^- \pi^+$  représenté à la figure 5.1 qui a été obtenu par l'étude d'événements Monte-Carlo  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ . En effet, il existe différentes contributions aux spectres de masses du signal  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ . Parmi ces contributions figurent celles qui contiennent la résonance  $K^*(892)$  et celles, majoritaires, qui contiennent un  $\rho^+$  [9]. Le détail des différentes désintégrations du  $D^0$  qui conduisent à cet état final ainsi que leurs rapports d'embranchement [9] figurent dans le tableau 5.1.

De façon à limiter le nombre de combinaisons et étant donné que le fond combinatoire a tendance à s'accumuler à basse masse, comme on le verra dans la figure 5.10, on a défini une première coupure en masse assez lâche. Les candidats  $K^- \pi^+$  et  $K^- \pi^+ \pi^0$  ont été rejetés si la masse invariante  $M_{K^- \pi^+}$  du  $D^0$  est en dehors de l'intervalle  $1.4 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{K^- \pi^+} \leq$

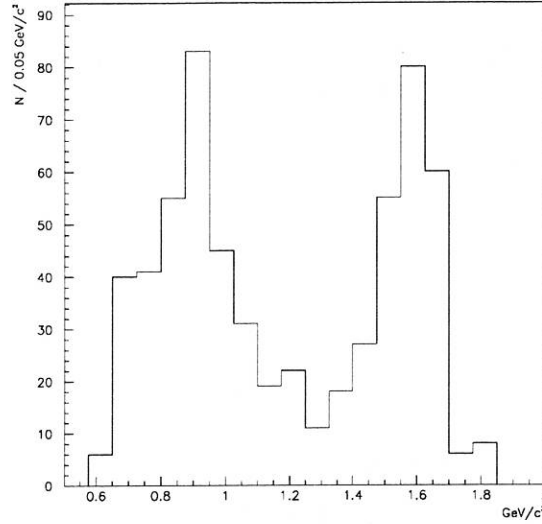


FIG. 5.1 - Spectre de masse  $K^-\pi^+$  pour des événements Monte-Carlo  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  dans le cas où  $\pi^0$  est non reconstruit.

$2.1\text{GeV}/c^2$  (la masse nominale du  $D^0$  est de  $(1864.6 \pm 0.5)\text{MeV}/c^2$  [9]). Il a été également imposé que la différence de masse  $\Delta M$  entre le  $D^{*+}$  et le  $D^0$  soit inférieure à  $170\text{MeV}/c^2$  (la différence de masse entre le  $D^{*+}$  et le  $D^0$  est de  $(145.42 \pm 0.05)\text{MeV}/c^2$ ). Le spectre en masse  $\Delta M$  pour les désintégrations  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_c^+$  est illustré par la figure 5.2 pour des événements Monte-Carlo  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  et  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  vérifiant la condition :  $1.4\text{GeV}/c^2 \leq M_{K^-\pi^+} \leq 2.1\text{GeV}/c^2$ .

La liste des coupures qui ont été appliquées pour obtenir un signal de  $D^*$  dans les canaux  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  et  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  va être maintenant abordée.

– **Vertex  $K^-\pi^+$  et paramètre d'impact du  $\pi_c$  par rapport à ce vertex.**

En ce qui concerne les traces qui constituent le  $D^0$ , seules les combinaisons telles que le kaon et le pion soient compatibles au même vertex ont été retenues, c'est-à-dire les couples de traces convergeant en un point de l'espace à trois dimensions. Aucune coupure en probabilité de vertex n'a été appliquée : dans le principe de notre analyse, la reconstruction des vertex secondaires a pour but essentiel de déterminer une origine commune aux traces formant le candidat  $D^0$  ainsi qu'une matrice d'erreur associée à cette détermination spatiale. Par la suite on imposera des critères sur la séparation entre vertex primaire et secondaire qui seront suffisamment sévères pour diminuer une part du fond combinatoire provenant de l'association de traces d'hadronisation issues du vertex primaire. La détermination de ce point d'interaction dans l'espace

| Canal de désintégration                                           | Rapport d'embranchement |
|-------------------------------------------------------------------|-------------------------|
| $K^-\pi^+\pi^0$                                                   | $13.8 \pm 1.0\%$        |
| $K^-\rho^+$                                                       | $10.4 \pm 1.3\%$        |
| $K^{*-}(892)\pi^+$ ,<br>$K^{*-} \rightarrow K^-\pi^0$             | $1.6 \pm 0.2\%$         |
| $\bar{K}^{*0}(892)\pi^0$ ,<br>$\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$ | $2.0 \pm 0.3\%$         |
| $K^-\pi^+\pi^0$<br>non résonnant                                  | $(6.0 \pm 2.7)10^{-3}$  |

TAB. 5.1 - Rapport d'embranchement des canaux de désintégrations du  $D^0$  conduisant à l'état final  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ .

tridimensionnel a également permis de définir une contrainte supplémentaire quant à la sélection du pion célibataire  $\pi_c$ . De façon à diminuer le fond combinatoire et étant donné, comme le montre la figure 5.3 a, que les directions des impulsions du  $\pi_c$  et du  $D^*$  sont quasi parallèles, une coupure sur le paramètre d'impact de  $\pi_c$  par rapport au vertex du  $D^0$  a été appliquée pour diminuer le nombre d'associations fortuites de traces. Ont été retenus les candidats  $\pi_c$  ayant un paramètre d'impact par rapport au vertex du  $D^0$  inférieur à  $5\sigma$ , où  $\sigma$  représente l'erreur associée à la détermination de ce paramètre d'impact (ici se termine ce que nous appellerons de manière générique la selection primordiale des candidats).

- **Coupures en masse  $K^-\pi^+$ .**

Elles ont été déterminées après une étude Monte-Carlo des événements de type signal. Celle retenue pour le canal  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  est :  $1.79 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{K^-\pi^+} \leq 1.94 \text{ GeV}/c^2$  ce qui correspond à une coupure à  $\pm 3\sigma$  par rapport à la valeur moyenne de la masse du  $D^0$  estimée à  $1.86 \text{ GeV}/c^2$  (voir figure 5.4).

Le cas de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  a été discuté en début du paragraphe 5.3.2. Le spectre de masse  $M(K^-\pi^+)$  est illustré par la figure 5.1. La fenêtre de masse a été réduite à l'intervalle  $[1.5 \text{ GeV}/c^2, 1.75 \text{ GeV}/c^2]$  de façon à diminuer la proportion de fond combinatoire.

- **Coupure en masse  $\Delta M$  où  $\Delta M = M_{K^-\pi^+\pi_c^+} - M_{K^-\pi^+}$ .**

De même que précédemment, les valeurs utilisées résultent d'une étude Monte-Carlo. Dans le cas du canal  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  on demande  $143 \text{ MeV}/c^2 \leq \Delta M \leq$

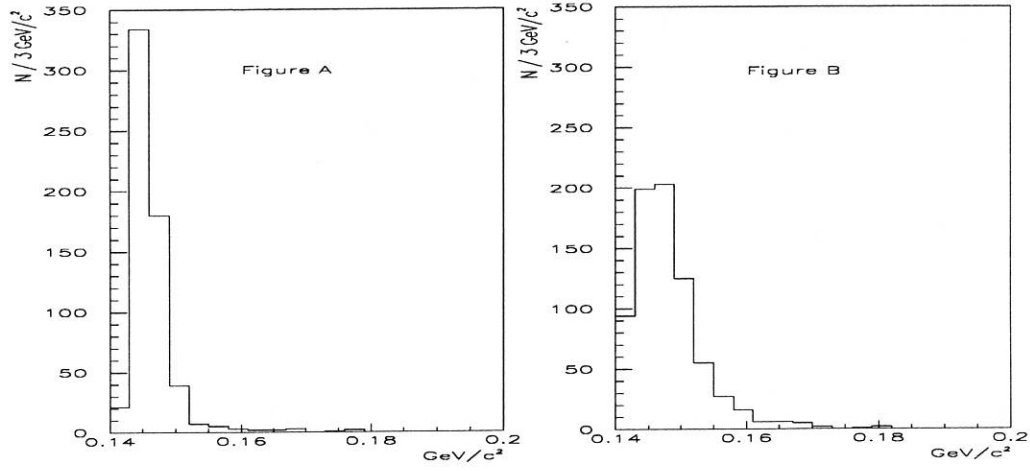


FIG. 5.2 - Spectre en masse  $\Delta M$  obtenu par l'étude d'événements Monte-Carlo

- Figure A :  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$
- Figure B :  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$ .

$148 \text{ MeV}/c^2$  ce qui représente un écart de  $3\sigma$  par rapport à la valeur moyenne de  $145.5 \text{ MeV}/c^2$ . La distribution en masse  $\Delta M$  de ce signal, obtenue à partir d'événements Monte-Carlo, est représentée sur la figure 5.5.

Pour le deuxième canal on impose seulement la condition  $\Delta M \leq 155 \text{ MeV}/c^2$ .

- **Coupe sur l'énergie des candidats  $D^*$ .**

On considère la fraction d'énergie  $x_E$  telle que :

$$x_E = \frac{E_{D^*}}{E_{\text{faisceau}}} \quad (5.7)$$

où  $E_{D^*}$  représente l'énergie du  $D^*$  dans le repère lié au laboratoire. La valeur prise pour  $E_{\text{faisceau}}$  est en fait l'énergie de  $45 \text{ GeV}$  attendue dans l'hémisphère.

En ce qui concerne le canal de désintégration  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ , comme la particule  $\pi^0$  n'est pas reconstruite, l'estimation de l'énergie du  $D^*$  s'effectue en renormalisant l'énergie du système  $K^- \pi^+$  selon la relation :

$$E_{D^*} = E_{K^- \pi^+} \times \frac{M_{D^0}}{M_{K^- \pi^+}} + E_{\pi_c} \quad (5.8)$$

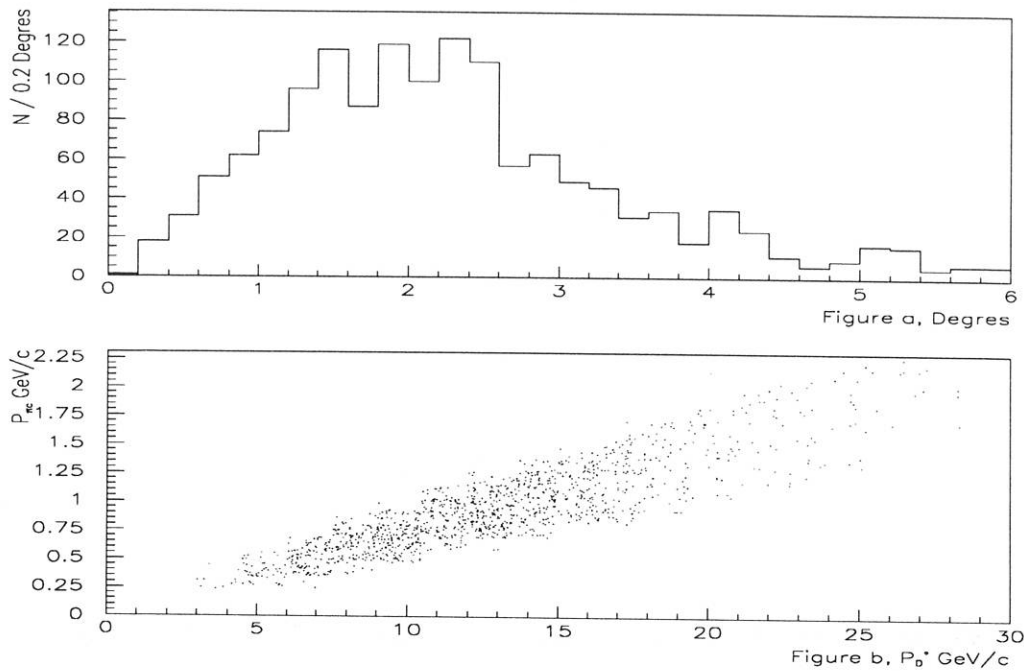


FIG. 5.3 - Événements Monte-Carlo JETSET7.3:  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ .

- Figure a : Distribution de l'angle entre l'impulsion du  $D^*$  et du pion célibataire  $\pi_c$ .
- Figure b : Impulsion du pion célibataire  $\pi_c$  en fonction de l'impulsion du  $D^*$ .

avec

$$M_{D^0} = 1.86 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.9)$$

La figure 5.6 représente, pour des événements Monte-Carlo, l'allure de la distribution en  $x_E$  pour les deux contributions physiques possibles conduisant à la production de  $D^*$  dans leur état final:  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$ . Du fait de la répartition en énergie pour les particules chargées dans les désintégrations hadroniques du  $Z$ , la valeur de  $x_E$  pour le fond combinatoire est davantage piquée à bas  $x_E$  (voir figure 5.7). Dans le cas de la désintégration  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  une coupure basse en  $x_E$  à 0.1 a été décidée. En revanche, comme dans le cas du signal de  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$  le fond combinatoire est plus important, la coupure basse sur  $x_E$  a été choisie supérieure à la précédente et vaut 0.2.

D'après les histogrammes figurant en 5.6, on voit qu'on peut réduire la part des



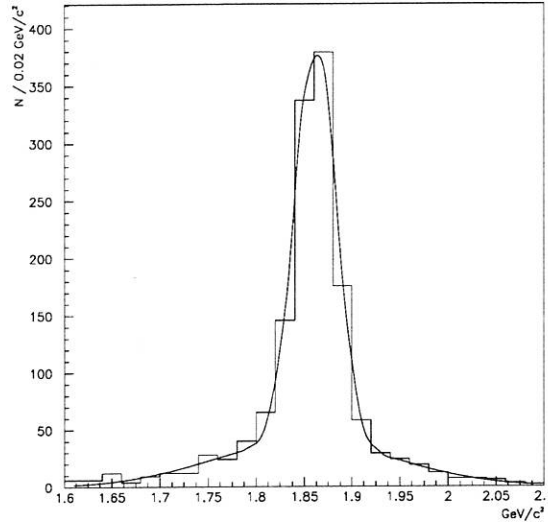


FIG. 5.4 - Masse reconstruite  $K^-\pi^+$  du signal  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  pour des événements Monte-Carlo.

$c \rightarrow D^*$  en demandant  $x_E \leq 0.5$ .

– **Coupures sur la distance vertex primaire-vertex du  $K^-\pi^+$ .**

De manière encore à réduire la proportion de traces issues du vertex primaire participant au fond du signal de  $D^*$  recherché, un critère supplémentaire portant sur la séparation vertex primaire-vertex secondaire du  $D^0$  a été imposé. Cette distance  $\Delta L$  a été calculée dans le plan transverse  $xy$  ainsi que l'erreur  $\sigma_{\Delta L}$  qui lui est associée. Les critères de sélection retenus ont été :

$$\Delta L \leq 2.0cm$$

$$\Delta L \geq 2 \times \sigma_{\Delta L}$$

Ce dernier critère permet également de réduire la contribution des événements  $c \rightarrow D^*$  au signal final de  $D^*$  obtenu, ainsi que le fond d'hadronisation.

– **Coupures cinématiques.**

Des critères de sélection portant sur les valeurs prises par l'angle d'hélicité ont également été définis. Cet angle d'hélicité, appelé  $\theta_H$ , est défini comme l'angle entre



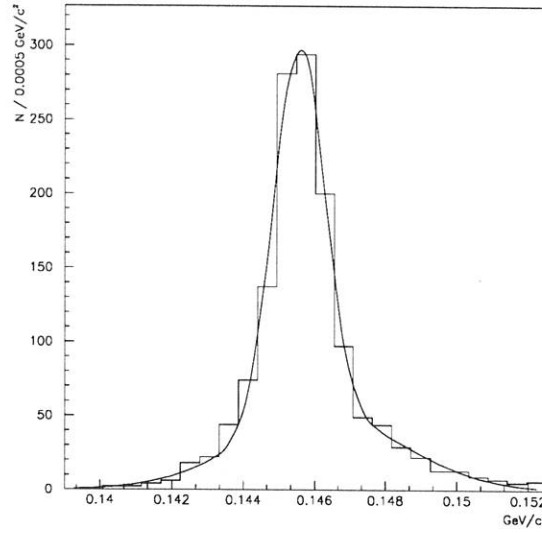


FIG. 5.5 - Spectre de masse  $\Delta M$  du signal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  pour des événements Monte-Carlo.

la direction du  $K^-$  dans le centre de masse du  $D^0$  et la direction de ce même  $D^0$  dans le repère du laboratoire. La distribution en  $\cos\theta_H$ , dans le cas où les combinaisons  $K^- \pi^+$  sont les produits de désintégrations du  $D^0$ , est uniforme sur l'intervalle  $[-1, 1]$ . En revanche, pour le fond combinatoire, cette distribution est piquée à  $\cos\theta_H = \pm 1$ . Du fait également de l'accumulation mentionnée précédemment à bas  $x_E$  de ce fond combinatoire, une série de coupures liant les variables  $x_E$  et  $\cos\theta_H$  a été établie (voir figure 5.8 et tableau 5.2).

| Valeurs de $x_E$          | Coupures sur $\cos\theta_H$ |
|---------------------------|-----------------------------|
| $0.1 \leq x_E \leq 0.15$  | $ \cos\theta_H  \leq 0.4$   |
| $0.15 \leq x_E \leq 0.25$ | $ \cos\theta_H  \leq 0.6$   |
| $0.25 \leq x_E \leq 0.5$  | $ \cos\theta_H  \leq 0.8$   |
| $0.5 \leq x_E \leq 1.$    | $ \cos\theta_H  \leq 0.9$   |

TAB. 5.2 - Coupures sur l'angle d'hélicité  $\theta_H$ .

Les coupures imposées aux combinaisons  $K^- \pi^+ \pi_c^+$  pour les deux canaux étudiés sont résumées respectivement dans les tableaux 5.3 et 5.4. Dans ceux-ci figurent conjointement

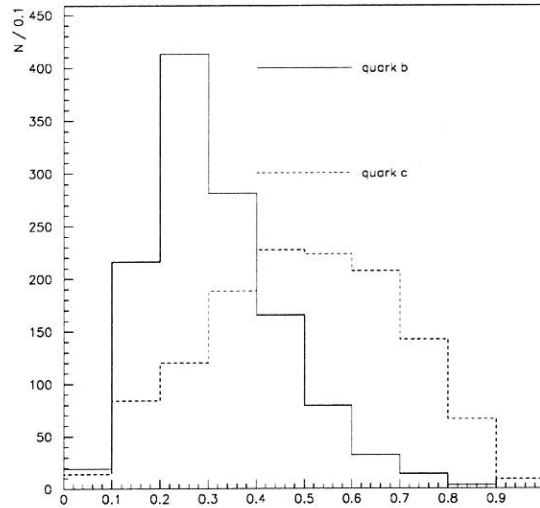


FIG. 5.6 - Distribution en  $x_E$  du  $D^*$  pour les deux contributions :  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$  dans le Monte-Carlo. Les deux courbes ont été normalisées au même nombre d'entrées.

les efficacités des critères de sélection pour des événements  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$  ainsi que pour le bruit de fond combinatoire  $Z \rightarrow q\bar{q}$  auquel on a retiré les deux contributions précédentes.

L'efficacité globale, dans le cas des signaux de  $D^*$  :  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$ , tient également compte :

- de l'efficacité de reconstruction par le détecteur de l'ensemble des trois traces rentrant dans la composition du signal de  $D^*$  :  $(64.3 \pm 2.0)\%$ ,
- de l'efficacité de sélection primordiale (voir alinea intitulé vertex  $K^-\pi^+$  au paragraphe 5.3, sans la coupure en masse  $K^-\pi^+$  entre  $1.4 \text{ GeV}/c^2$  et  $2.1 \text{ GeV}/c^2$  dont on tiendra compte ultérieurement) qui a été estimée à  $(76.4 \pm 2.9)\%$ .

Le fond combinatoire peut être encore réduit si on identifie le  $K^-$  avec le détecteur RICH ou par la mesure du  $\frac{dE}{dx}$  effectuée par la TPC.

#### - Identification des particules

Les désintégrations hadroniques génèrent un grand nombre de pions. Une grande partie du fond combinatoire est due à ces pions qu'on assimile à des kaons lors du calcul de la masse invariante  $M_{K^-\pi^+}$ . Pour améliorer la sélection des kaons provenant de la désintégration des  $D^0$  des critères ont donc été définis.

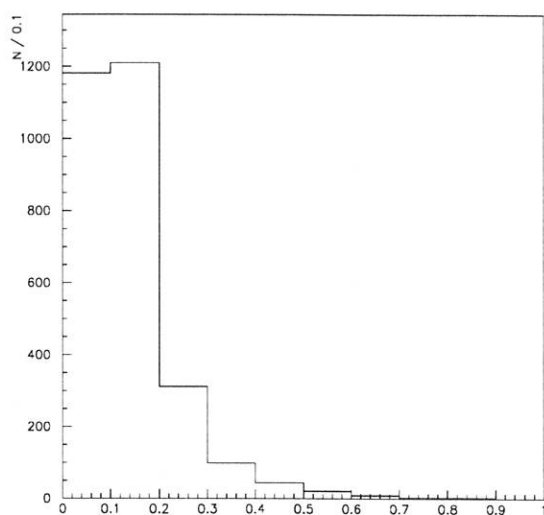


FIG. 5.7 - Distribution en  $x_E$  pour le fond combinatoire du  $K^-\pi^+\pi^+$  au signal de  $D^*$  dans le Monte-Carlo.

En ce qui concerne le détecteur RICH de DELPHI, l'information globale délivrée aussi bien par les radiateurs gazeux que liquide a été utilisée étant donné le spectre en impulsion des kaons provenant de la désintégration du  $D^0$  (voir figure 5.9) qui s'étend entre 400  $MeV/c$  et 30  $GeV/c$ .

L'ensemble de ces données est donc combiné et chaque trace rentre dans une catégorie qui est fonction de son degré d'assimilation possible à un kaon. Le programme d'identification utilisé est HADSIGN [93] (voir chapitre 4 pour le principe), mis au point par DELPHI. La répartition des particules se fait en cinq catégories :

- classe 1 : pas d'information RICH,
- classe 2 : particules assimilables à des pions,
- classe 3 à 5 : particules assimilables à des kaons avec une gradation en qualité d'identification.

Les traces rejetées dans l'analyse sont uniquement celles rangées par le RICH dans la catégorie notée 2, celle correspondant aux pions.

De plus, on peut également utiliser la mesure du  $\frac{dE}{dx}$  effectuée par la TPC. Cela permet notamment une identification des traces lorsque l'information du RICH est inexistante. Le principe de cette identification est le suivant.

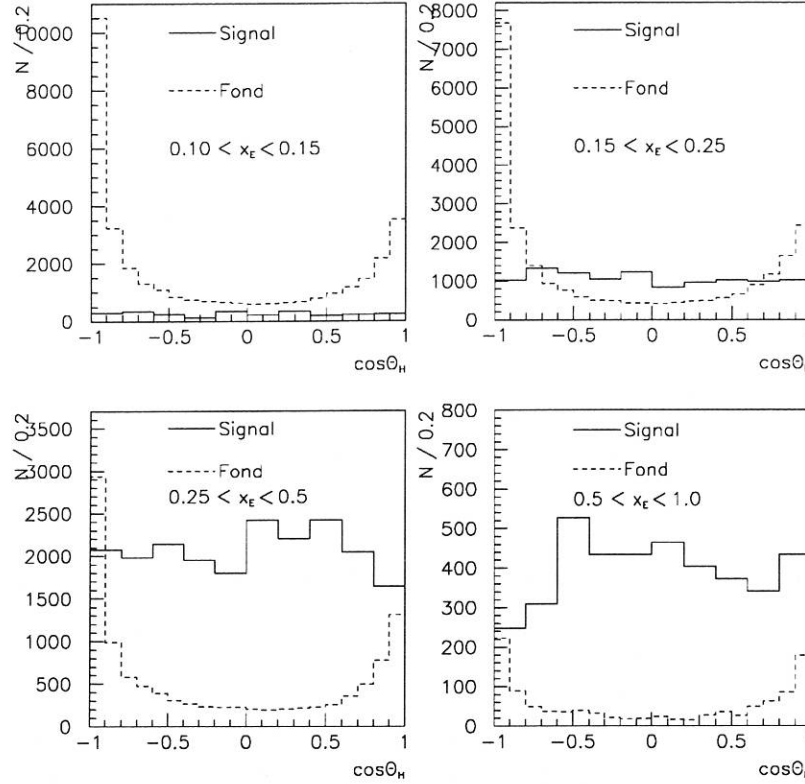


FIG. 5.8 - Distributions obtenues en  $\cos\theta_H$  pour le signal de  $D^*$  et pour le fond combinatoire par intervalle de  $x_E$ .

Un estimateur a été calculé afin de déterminer une probabilité, pour une trace, d'être assimilée à un kaon ou à un pion, dans cette double hypothèse. Cet estimateur fait intervenir les rapports  $R_K$  ou  $R_\pi$ , qu'on notera de manière plus générale  $R_{hypothèse}$ , et qui se définissent ainsi :

$$R_{hypothèse} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_m - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{th}}{\sigma_{th}} \quad (5.10)$$

où  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_m$  représente la mesure de la quantité  $\frac{dE}{dx}$  effectuée dans la TPC,  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{th}$  correspond à l'évaluation théorique de  $\frac{dE}{dx}$  dans l'hypothèse où la particule est un kaon, respectivement un pion. Cette évaluation fait également intervenir l'impulsion

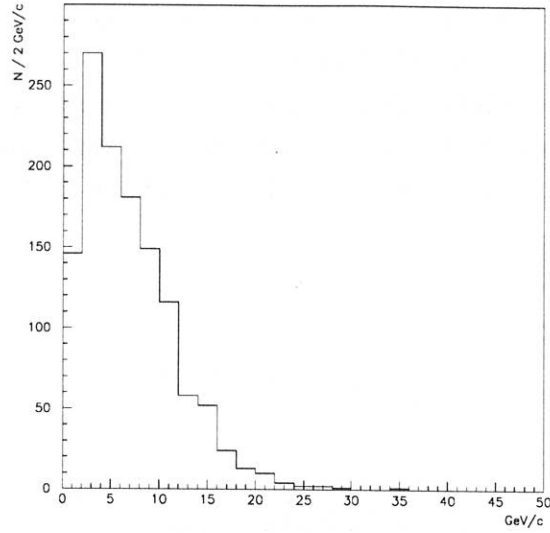


FIG. 5.9 - Spectre en impulsion des  $K^-$  provenant de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  dans le Monte-Carlo.

de la trace mesurée par le détecteur. Enfin,  $\sigma_{th}$  est l'incertitude sur  $(\frac{dE}{dx})_{th}$ .

A partir de la définition de ces estimateurs, on peut également définir les probabilités pour une trace d'être un kaon  $Prob_K$  ou un pion  $Prob_\pi$  :

$$\begin{aligned} Prob_K &= \exp(-R_K^2) \\ Prob_\pi &= \exp(-R_\pi^2) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Enfin, on exprime la qualité de l'hypothèse kaon par rapport à l'hypothèse pion par la variable :

$$Prob_{K/\pi} = \frac{Prob_K}{Prob_K + Prob_\pi} \quad (5.12)$$

On définit une variable analogue pour la séparation kaon-proton.

Sont assimilées à des kaons les traces telles que la valeur de  $Prob_{K/\pi}$  soit supérieure à 20%. On utilise ce critère pour les traces dont on ne dispose pas d'information RICH (classe 1). Si le nombre de mesures effectuées par la TPC pour une trace donnée est trop faible, par exemple inférieur à 30, l'information  $\frac{dE}{dx}$  n'est pas utilisée. Les traces qui ne présentent dans la suite, ni information RICH, ni mesure  $\frac{dE}{dx}$ , sont cependant conservées pour le restant de l'analyse.

L'efficacité finale de sélection qui tient compte de l'identification des kaons est présentée dans les tableaux 5.3 et 5.4 pour les deux canaux  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_c^+$  considérés dans ce paragraphe. On retiendra que dans le cas des  $b \rightarrow D^*$  elle vaut respectivement :  $(17.0 \pm 0.9)\%$  et  $(6.2 \pm 0.8)\%$  dans les canaux  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_c^+$ . La première est supérieure d'un facteur 2.5 environ à celle du  $c \rightarrow D^*$ , la seconde d'un facteur 3.5. Les deux désintégrations à l'origine sont produites dans des proportions très voisines (voir équation (3.9)). On a donc enrichi le lot final en désintégration  $b \rightarrow D^*$ .

| Critères de sélection                                                                                                                           | Signal $b \rightarrow D^*$<br>(%) | Signal $c \rightarrow D^*$<br>(%) | Fond combinatoire<br>issu de<br>$Z \rightarrow q\bar{q}$<br>(%) |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------------------------------------|
| Reconstruction des traces                                                                                                                       | $64.3 \pm 2.0$                    | $64.3 \pm 2.0$                    |                                                                 |
| Sélection primordiale                                                                                                                           | $76.4 \pm 2.9$                    | $76.4 \pm 2.9$                    |                                                                 |
| Coupures en masse<br>$1.79\text{GeV}/c^2 \leq M_{K^-\pi^+} \leq 1.94\text{GeV}/c^2$<br>$143\text{MeV}/c^2 \leq \Delta M \leq 148\text{MeV}/c^2$ | $80.9 \pm 2.5$                    | $78.3 \pm 2.5$                    | $2.0 \pm 0.1$                                                   |
| Coupure en $x_E$<br>$0.1 \leq x_E \leq 0.5$                                                                                                     | $88.1 \pm 4.1$                    | $50.0 \pm 2.7$                    | $59.7 \pm 2.6$                                                  |
| Coupures sur la distance<br>vertex primaire-secondaire                                                                                          | $77.6 \pm 3.7$                    | $54.7 \pm 3.0$                    | $19.8 \pm 1.5$                                                  |
| Coupures sur l'angle d'hélicité $\theta_H$                                                                                                      | $70.8 \pm 3.5$                    | $81.9 \pm 3.8$                    | $13.5 \pm 1.2$                                                  |
| Efficacité globale<br>avant identification                                                                                                      | $19.0 \pm 1.0$                    | $7.9 \pm 0.6$                     | $(5.39 \pm 0.6)10^{-2}$                                         |
| Efficacité finale<br>après identification                                                                                                       | $17.0 \pm 0.9$                    | $6.8 \pm 0.5$                     | $(2.5 \pm 0.4)10^{-2}$                                          |

TAB. 5.3 - Efficacité des critères de sélection sur le signal  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  et les fonds combinatoires provenant des désintégrations  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

Pour ces canaux, l'extraction des signaux de  $D^*$  dans les données enregistrées par le détecteur DELPHI, lors de ses périodes de fonctionnement en 1991, 1992, 1993 et 1994, a été effectuée suivant les principes décrits dans ce paragraphe. Les résultats obtenus sont illustrés par :

- la figure 5.10 qui représente le spectre de masse  $K^-\pi^+$  pour des combinaisons telles que la différence de masse  $\Delta M \leq 155\text{MeV}/c^2$ ,

| Critères de sélection                                                                                 | Signal $b \rightarrow D^*$<br>(%) | Signal $c \rightarrow D^*$<br>(%) | Fond<br>combinatoire<br>issu de<br>$Z \rightarrow q\bar{q}$<br>(%) |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| Reconstruction des traces                                                                             | $64.3 \pm 2.0$                    | $64.3 \pm 2.0$                    |                                                                    |
| Sélection primordiale                                                                                 | $76.4 \pm 2.9$                    | $76.4 \pm 2.9$                    |                                                                    |
| Coupures en masse<br>$1.5 GeV/c^2 \leq M_{K^-\pi^+} \leq 1.75 GeV/c^2$<br>$\Delta M \leq 155 MeV/c^2$ | $28.3 \pm 2.1$                    | $28.3 \pm 2.1$                    | $16.2 \pm 0.2$                                                     |
| Coupure en $x_E$<br>$0.2 \leq x_E \leq 0.5$                                                           | $71.0 \pm 8.8$                    | $48.4 \pm 6.8$                    | $18.7 \pm 0.5$                                                     |
| Coupures sur la distance<br>vertex primaire-secondaire                                                | $80.6 \pm 9.7$                    | $44.6 \pm 6.4$                    | $20.3 \pm 0.5$                                                     |
| Coupures sur l'angle d'hélicité $\theta_H$                                                            | $79.3 \pm 9.6$                    | $80.2 \pm 9.6$                    | $15.6 \pm 0.5$                                                     |
| Efficacité globale<br>avant identification                                                            | $7.2 \pm 0.9$                     | $2.5 \pm 0.5$                     | $(3.6 \pm 0.3)10^{-1}$                                             |
| Efficacité finale<br>après identification                                                             | $6.2 \pm 0.8$                     | $1.8 \pm 0.4$                     | $(1.6 \pm 0.1)10^{-1}$                                             |

TAB. 5.4 - Efficacité des critères de sélection sur le signal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$  et les fonds combinatoires provenant des désintégrations  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

- la figure 5.11 qui représente la distribution en  $\Delta M$  pour des combinaisons telles que :  $1.79 GeV/c^2 \leq M(K^- \pi^+) \leq 1.94 GeV/c^2$ .
- et la figure 5.12 qui représente la distribution en  $\Delta M$  pour des combinaisons telles que  $1.5 GeV/c^2 \leq M(K^- \pi^+) \leq 1.75 GeV/c^2$ .

La figure 5.13 illustre l'importance de l'identification des kaons dans l'extraction du signal et la réduction du bruit de fond combinatoire. Elle représente le spectre de masse  $K^- \pi^+$  pour des candidats sélectionnés pendant les périodes de prises de données de 1994 et tels que  $\Delta M \leq 155 MeV/c^2$ . Cette période a été retenue car elle correspond à un fonctionnement optimum du détecteur RICH.

- **Représentation du bruit de fond sous le signal.**

L'allure du fond sous le signal de  $D^*$ , dans les figures représentant le spectre en masse du  $D^0$  ou la différence de masse  $\Delta M$ , a été obtenue en considérant les combinaisons à

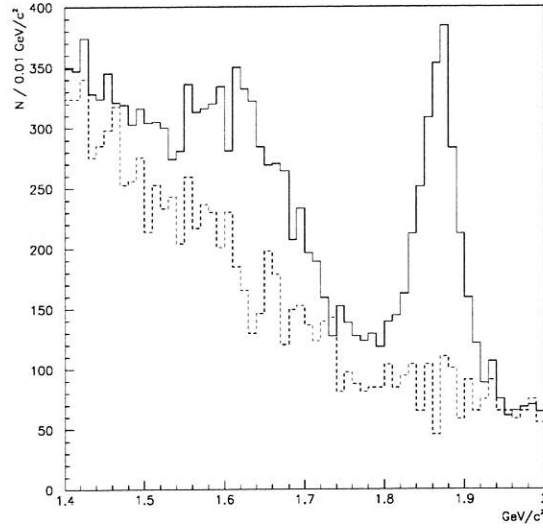


FIG. 5.10 - Spectre de masse invariante  $M(K^-\pi^+)$  obtenu avec les données enregistrées par DELPHI pour des événements tels que la différence de masse  $\Delta M \leq 155 \text{ MeV}/c^2$ . La courbe en traits pointillés représente les mauvaises combinaisons de charge.

deux particules du type  $K^-\pi^-$  et  $K^+\pi^+$  pour former un “faux”  $D^0$ . Le pion célibataire  $\pi_c$  a également été choisi du même signe que celui des traces qui constituent la combinaison précédente. Sur les figures 5.10, 5.11, 5.12 et 5.13, la normalisation des deux types d’histogrammes : celui obtenu avec les “bonnes” combinaisons de signe pour le  $D^*$ , représenté en traits pleins et celui des “fausses” combinaisons de signe, représenté en traits pointillés, a été effectuée sur la partie du spectre en  $\Delta M$  qui s’étend entre les masses de  $155 \text{ MeV}/c^2$  et  $170 \text{ MeV}/c^2$ .

### 5.3.3 Etude du canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$ .

Le rapport d’embranchement de la désintégration  $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$  est égal à [9]  $(8.1 \pm 0.5)\%$ . L’extraction du signal de  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$  s’est faite sur le même principe que celle des signaux avec  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  ou  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ . Les principales coupures sont pratiquement identiques.

Cependant comme la reconstruction du  $D^*$  impose la combinaison de quatre traces au vertex du  $D^0$  plus une trace additionnelle de signe opposé à celui du kaon provenant de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$ , le fond combinatoire est plus important en proportion que pour les deux canaux étudiés précédemment. Des critères de sélection portant sur les



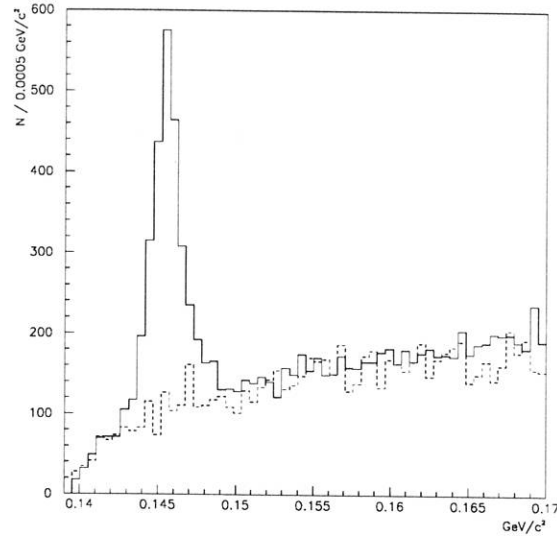


FIG. 5.11 - Recherche du  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  : distribution en  $\Delta M$  obtenue avec les données enregistrées par DELPHI pour des événements tels que  $1.79 \text{ GeV}/c^2 \leq M(K^- \pi^+) \leq 1.94 \text{ GeV}/c^2$ . La courbe en traits pointillés représente les mauvaises combinaisons de charge.

mêmes variables que pour le  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  et le  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  ont été repris mais leur définition est plus sévère. L'ensemble va être maintenant détaillé.

- Coupure sur le paramètre d'impact des traces participant au vertex du  $D^0$ .

Aucune coupure en probabilité de  $\chi^2$  du vertex du  $D^0$  n'a été pratiquée. Les raisons qui ont motivé ce choix sont similaires à celles évoquées dans le cas de l'étude des canaux précédents. Néanmoins de façon à améliorer la qualité de ce vertex à quatre traces, une coupure sur le paramètre d'impact de chacune par rapport au point d'interaction ainsi déterminé dans l'espace à trois dimensions a été effectuée. On impose que celui-la, calculé dans le plan transverse, soit inférieur à  $300 \mu m$ .

- Coupures en masses  $M(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+)$  et  $\Delta M = M((K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi^+) - M(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+)$ .

Les distributions en masse  $M(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+)$  et  $\Delta M$  de ce signal, obtenues à partir d'événements Monte-Carlo, sont représentées sur les figures 5.14 et 5.15. Elles ont permis de définir les coupures :

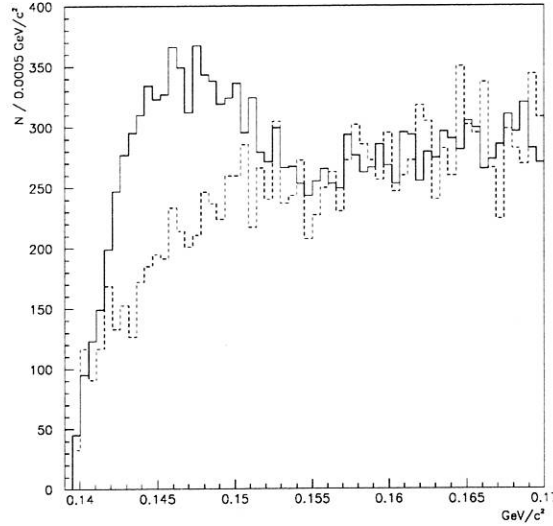


FIG. 5.12 - Recherche du  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_c^+$  : distribution en  $\Delta M$  obtenue avec les données enregistrées par DELPHI pour des événements tels que  $1.5\text{GeV}/c^2 \leq M(K^-\pi^+) \leq 1.75\text{GeV}/c^2$ . La courbe en traits pointillés représente les mauvaises combinaisons de charge.

$$1.81\text{GeV}/c^2 \leq M_{K^-\pi^-\pi^+\pi^+} \leq 1.92\text{GeV}/c^2$$

$$143\text{MeV}/c^2 \leq \Delta M \leq 148\text{MeV}/c^2$$

- **Coupure sur l'énergie des  $D^*$ .**

Pour les mêmes raisons que celles évoquées pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_{c_1}^+$ , une coupure basse en  $x_E$  a été choisie égale à 0.2.

Une coupure supérieure en  $x_E$  à 0.5 permet d'enrichir l'échantillon en mésons  $D^*$  issus des désintégrations des quarks  $b$  par rapport à ceux issus de celles du quark  $c$  (voir figure 5.6).

- **Coupsures sur la distance vertex primaire-vertex secondaire**

Elles sont similaires à celles définies pour les deux canaux précédents.

L'ensemble des critères de sélection imposés aux combinaisons  $K^-\pi^-\pi^+\pi^+$  provenant de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$  suivie de  $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$  est résumé dans le tableau 5.5 dans lequel on a séparé les deux contributions  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$  telles que  $D^{*+} \rightarrow$

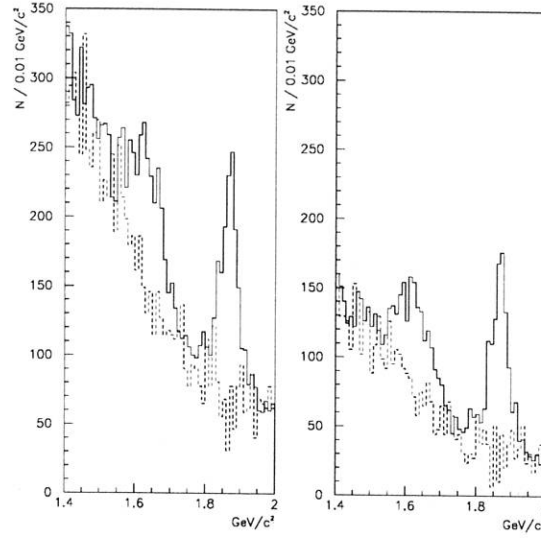


FIG. 5.13 - Spectre de masse invariante  $M(K^-\pi^+)$  obtenu avec les données enregistrées par DELPHI en 1994 pour des événements tels que la différence de masse  $\Delta M \leq 155 \text{ MeV}/c^2$ . La courbe en traits pointillés représente les mauvaises combinaisons de charge. A gauche aucune identification des kaons n'est pratiquée, à droite l'identification se fait par la méthode décrite dans l'analyse.

$(K^-\pi^-\pi^+\pi^+)\pi_c^+$ . On s'est également intéressé au fond combinatoire  $Z \rightarrow q\bar{q}$  auquel on a retiré les deux types d'événements précédents. L'efficacité globale, dans le cas des signaux de  $D^*$  :  $b \rightarrow D^*$  et  $c \rightarrow D^*$ , tient également compte :

- de l'efficacité de reconstruction par le détecteur de l'ensemble des cinq traces qui composent le signal de  $D^*$  dans le canal  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^-\pi^+\pi^+)\pi_c^+$   $((50.4 \pm 2.0)\%)$ ,
- de l'efficacité de sélection primordiale qui tient compte de la reconstruction du vertex à quatre traces du  $D^0$  ainsi que des coupures à  $300\mu\text{m}$  sur le paramètre d'impact  $((49.7 \pm 3.0)\%)$ .

#### - Identification des particules

Dans le cas du signal de  $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$ , le kaon et l'un des pions vont avoir le même signe. L'identification du kaon va donc permettre de réduire les inversions  $K^- \leftrightarrow \pi^-$  que peut induire la méthode de reconstruction, pour les événements  $D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+$  où chacune des particules  $K$  ou  $\pi$  considérées est bien issue du  $D^0$ .

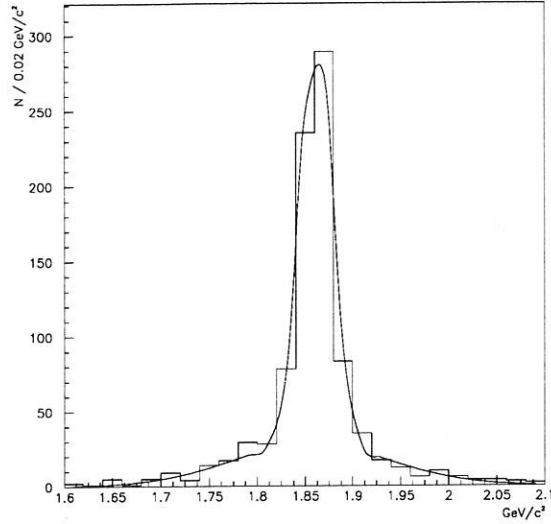


FIG. 5.14 - Masse reconstruite  $K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  du signal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  pour des événements Monte-Carlo.

L'identification des kaons se fait conformément au procédé décrit au paragraphe 5.3.2 et conduit aux efficacités indiquées dans le tableau 5.5.

On retiendra que dans le cas des  $b \rightarrow D^*$  l'efficacité finale après identification des kaons est :  $(9.3 \pm 0.8)\%$ . Elle est supérieure d'un facteur deux environ à celle des  $c \rightarrow D^*$ . Comme pour les deux canaux précédents, le lot final d'événements est enrichi en désintégrations  $b \rightarrow D^*$ .

Les spectres de masse du signal de  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  obtenus à partir des données enregistrées par le détecteur DELPHI, lors de ses périodes de fonctionnement en 1991, 1992, 1993 et 1994, sont représentés par les figures 5.16.

#### - Représentation du fond sous le signal

Comme dans le cas des signaux  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  et  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ , le fond sous le signal de  $D^*$  dans les deux spectres de masses a été obtenu en prenant des fausses combinaisons de signe pour les cinq particules sensées former le  $D^*$  dans ce canal.

Nous avons donc sélectionné trois lots d'événements avec un  $D^*$ . Ces lots sont enrichis en désintégrations  $b \rightarrow D^*$ . Nous avons réussi à réduire le bruit de fond combinatoire (le canal  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  est le plus favorable, voir figure 5.11). Nous allons donc pouvoir envisager maintenant la mise en évidence des désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .

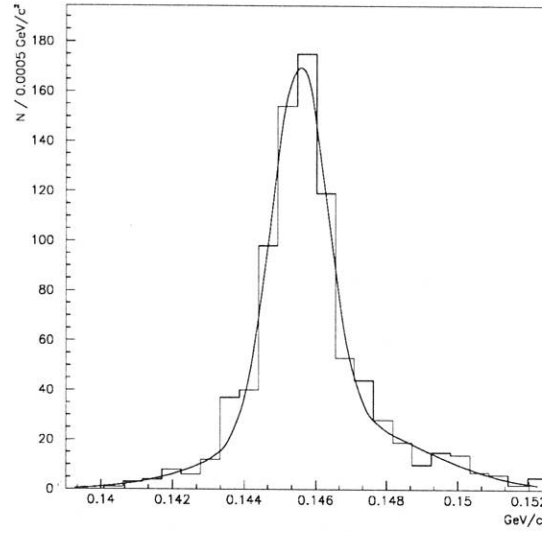


FIG. 5.15 - Spectre de masse  $\Delta M$  du signal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  pour des événements Monte-Carlo.

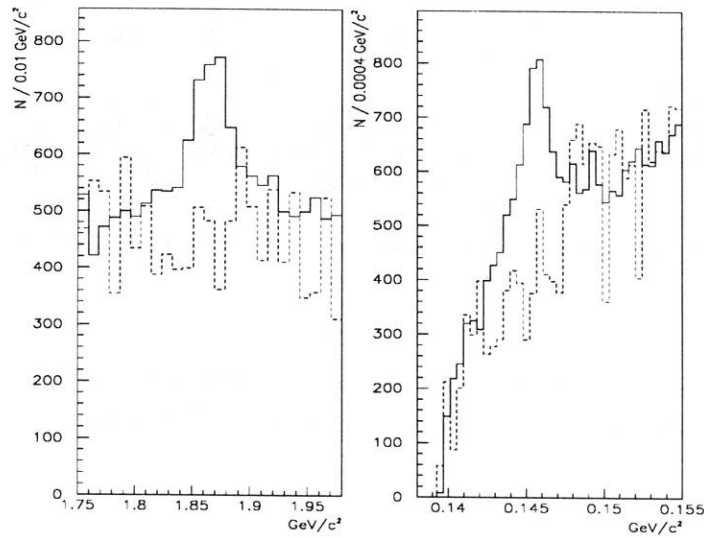


FIG. 5.16 - Spectre de masse  $M(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+)$  et  $\Delta M$  du signal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  dans les données DELPHI. En traits pointillés sont représentés les spectres de masses obtenus pour les fausses combinaisons de signe.

| Critères de sélection                                                                                                 | Signal $b \rightarrow D^*$<br>(%) | Signal $c \rightarrow D^*$<br>(%) | Fond<br>combinatoire<br>issu de<br>$Z \rightarrow q\bar{q}$<br>(%) |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| Reconstruction des traces                                                                                             | $50.4 \pm 2.0$                    | $50.4 \pm 2.0$                    |                                                                    |
| Sélection primordiale                                                                                                 | $49.7 \pm 3.0$                    | $49.7 \pm 3.0$                    |                                                                    |
| Coupure en masse<br>$1.81 GeV/c^2 \leq M_{K-\pi^+} \leq 1.92 GeV/c^2$<br>$143 MeV/c^2 \leq \Delta M \leq 148 MeV/c^2$ | $70.0 \pm 3.6$                    | $70.0 \pm 3.0$                    | $5.4 \pm 0.2$                                                      |
| Coupures en $x_E$<br>$0.2 \leq x_E \leq 0.5$                                                                          | $79.1 \pm 6.1$                    | $52.6 \pm 4.5$                    | $54.3 \pm 2.7$                                                     |
| Coupures sur la distance<br>vertex primaire-secondaire                                                                | $92.0 \pm 6.9$                    | $72.2 \pm 6.1$                    | $39.5 \pm 2.2$                                                     |
| Coupures sur l'angle d'hélicité $\theta_H$                                                                            | $76.7 \pm 6.0$                    | $85.8 \pm 6.4$                    | $43.8 \pm 2.4$                                                     |
| Efficacité globale<br>avant identification                                                                            | $10.9 \pm 0.8$                    | $5.2 \pm 0.5$                     | $(6.2 \pm 0.5)10^{-1}$                                             |
| Efficacité finale<br>après identification                                                                             | $9.3 \pm 0.8$                     | $4.2 \pm 0.5$                     | $(2.8 \pm 0.4)10^{-1}$                                             |

TAB. 5.5 - Efficacité des critères de sélection sur le signal de  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  et les fonds combinatoires provenant des désintégrations  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

## Chapitre 6

# Mise en évidence de la désintégration $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .

### 6.1 Evaluation de $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$ avec JETSET7.3.

Les désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  n'ont pas encore été mises en évidence expérimentalement. Les estimations théoriques des rapports d'embranchement ont été calculées uniquement dans le cas des désintégrations à deux corps, soit comme cela est exposé dans le tableau 3.1, on attend [31, 41, 45] :

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}) \simeq (0.07 - 0.1)\% \quad (6.1)$$

Une étude Monte-Carlo à partir du générateur d'événements JETSET7.3 [68] a permis d'obtenir des résultats supplémentaires sur l'évaluation de ces rapports d'embranchement. Il ne s'agit pas d'estimations théoriques mais pour les désintégrations  $\bar{b} \rightarrow \bar{c} c \bar{s}'$  (voir équation (2.2) pour la définition de  $s'$ ) dont fait partie  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  (voir figure 6.1), les méthodes numériques telles que celles utilisées par JETSET7.3 sont des outils très puissants. Elles vont permettre de modéliser l'hadronisation des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  en méson  $D^{*+}$  et  $D^{*-}$  ainsi que celle de la paire  $\bar{s}q$  par exemple en kaons où  $q$  dépend de la nature du méson  $B$  considéré (voir figure 6.1). Avec la version JETSET7.3, les résultats obtenus après simulation de 350 000 événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  ont été les suivants :

– pour les mésons :

$$\begin{aligned} Br(B^+ \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) &= (0.73 \pm 0.02)\% \\ Br(B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) &= (1.32 \pm 0.03)\% \\ Br(B_s^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) &= (0.80 \pm 0.04)\% \end{aligned} \quad (6.2)$$

– pour les baryons :

$$Br(b - \text{baryons} \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (0.60 \pm 0.05)\%$$

Les erreurs mentionnées sont des erreurs statistiques.

Le cas du méson  $B_c$  est particulier. Ce méson est produit par les mécanismes mis en œuvre dans JETSET7.3 mais sa désintégration n'est pas envisagée. De plus, on ne dispose que d'estimations théoriques assez dispersées. Dans le but d'évaluer quelle est la part de  $B_c^+ \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  produits, nous avons implémenté dans JETSET la liste des désintégrations du  $B_c$  accompagnée de leurs rapports d'embranchement telles qu'elles ont été évaluées par Lusignoli et al.[80]. Avec une statistique identique à la précédente, nous avons extrait la valeur :

$$Br(B_c^+ \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (10 \pm 3)\% \quad (6.3)$$

L'intérêt de ces résultats est avant tout d'estimer l'ordre de grandeur de  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$  en fonction de la nature du hadron  $B$  initial. En revanche les désintégrations en deux corps  $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$  ne sont pas générées. La figure 6.1 représente quatre diagrammes de Feynman du mode spectateur pouvant conduire aux désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  pour les quatre mésons  $B$ .

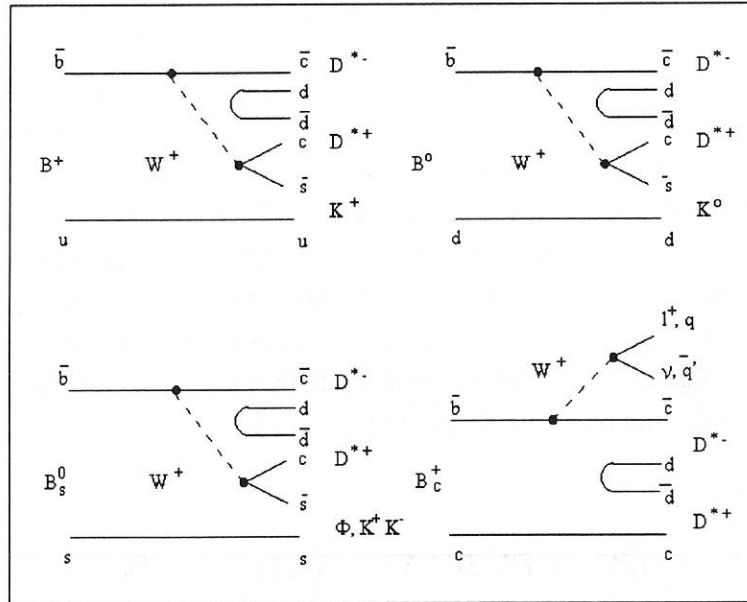


FIG. 6.1 - Diagrammes de Feynman du mode spectateur pour les désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  des mésons  $B$ .



Les proportions relatives de production des différents hadrons beaux sont indiquées dans le tableau 6.1 telles qu'elles sont prédites par JETSET7.3. A partir de ces valeurs et de celles des rapports d'embranchement (6.2), une estimation globale de  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$ , où  $B$  est mis pour représenter un hadron beau, est la suivante :

$$Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (0.97 \pm 0.02)\% \quad (6.4)$$

| Hadrons beaux | Proportions prédites<br>par JETSET7.3<br>(%) |
|---------------|----------------------------------------------|
| $B_d^0$       | $39.7 \pm 0.1$                               |
| $B_u^+$       | $39.7 \pm 0.1$                               |
| $B_s^0$       | $12.0 \pm 0.1$                               |
| baryons       | $8.7 \pm 0.1$                                |

TAB. 6.1 - Proportions relatives de production des hadrons beaux par JETSET7.3.

Ces estimations permettent de calculer le nombre d'événements de ce type attendu pour la statistique enregistrée par DELPHI, pendant les périodes de prise de données entre 1991 et 1994, soit environ 3.2 millions de  $Z$  hadroniques (voir tableau 4.2). Notre objectif est d'évaluer si une méthode de reconstruction totale des deux  $D^{*\pm}$ , conformément à ce qui a été décrit au chapitre 5, pour chercher le signal de  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  est viable ou au contraire ne l'est pas. Dans la suite cette méthode sera dite *méthode semi-exclusive*.

## 6.2 Perspectives de reconstruction des événements par une méthode semi-exclusive.

Les canaux de reconstruction envisageables pour reconstruire chacun des deux  $D^{*\pm}$  présents dans la désintégration  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  sont ceux qui ont été étudiés précédemment au chapitre 5 soit :

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \\ D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \\ D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+, & D^0 &\rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \end{aligned}$$

On dispose d'un lot d'événements avec au moins un candidat  $D^*$  dans l'état final se désintégrant dans l'un ou l'autre des canaux mentionnés ci-dessus. Compte tenu des efficacités totales de reconstruction de ces  $D^*$ , figurant dans les tableaux 5.3, 5.4 et 5.5, il s'agit

d'évaluer si la statistique finale est suffisante pour extraire un signal de  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ . Cette mise en évidence expérimentale pourrait se faire, par exemple, après reconstruction d'un premier  $D_1^{*+}$  dans l'un des trois canaux présentés dans cette analyse, au travers des spectres de masses  $M(K_2^+ \pi_2^-)$  et  $\Delta M_2$  qui signeraient la présence d'un second  $D_2^{*-}$  dans le même hémisphère.

### 6.2.1 Evaluation du nombre d'événements $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ attendus en considérant pour $D^{*\pm}$ les canaux $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$ , $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$ et $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$ .

Dans le tableau 6.2 figurent les différents rapports d'embranchement [9] concernant les désintégrations qu'il nous faut envisager dans le cas de la méthode semi-exclusive.

| Canal de désintégration                 | Rapport d'embranchement (%) |
|-----------------------------------------|-----------------------------|
| $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$        | $68.1 \pm 1.3$              |
| $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$             | $4.01 \pm 0.26$             |
| $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$       | $13.8 \pm 1.0$              |
| $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ | $8.1 \pm 0.5$               |

TAB. 6.2 - Rapports d'embranchement des désintégrations du  $D^*$  et du  $D^0$  utilisées dans l'analyse [9].

Dans le tableau 6.3 sont donnés le nombre d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  attendus pour la statistique de 3.2 millions de  $Z$  hadroniques enregistrés par DELPHI en tenant compte :

- de la fraction  $\Gamma_{b\bar{b}}$  d'événements  $b\bar{b}$  produits au pôle du  $Z$  rapportée à la fraction d'événements hadroniques  $\Gamma_{had}$  [107] :

$$R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = 0.2219 \pm 0.0017 \quad (6.5)$$

- des proportions des hadrons beaux, voir tableau 6.1,
- des différents rapports d'embranchement.

Dans le tableau 6.4 sont rappelées les efficacités de reconstruction de ces signaux de  $D^*$  par les méthodes décrites au chapitre 5. Etant donné la haute multiplicité des traces dans un événement de type hadronique, nous avons vérifié que la reconstruction d'un  $D^*$  à

| $D^{*+} \setminus D^{*-}$       | $(K^+ \pi^-) \pi^-$ | $(K^+ \pi^- \pi^0) \pi^-$ | $(K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^-$ |
|---------------------------------|---------------------|---------------------------|---------------------------------|
| $(K^- \pi^+) \pi^+$             | $9.9 \pm 0.8$       | $34.2 \pm 3.2$            | $20.1 \pm 1.7$                  |
| $(K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$       | $34.2 \pm 3.2$      | $117.8 \pm 17.8$          | $69.2 \pm 7.2$                  |
| $(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi^+$ | $20.1 \pm 1.7$      | $69.2 \pm 7.2$            | $40.6 \pm 5.3$                  |

TAB. 6.3 - Nombre d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  attendus dans DELPHI avant reconstruction, pour la statistique correspondant aux prises de données entre 1991 et 1994, et pour les canaux de désintégration des  $D^{*\pm}$ :  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$ ,  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$ .

| Canal de désintégration                                                 | Efficacité de reconstruction (%) |
|-------------------------------------------------------------------------|----------------------------------|
| $B \rightarrow D^*, D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$             | $17.0 \pm 0.9$                   |
| $B \rightarrow D^*, D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$       | $6.2 \pm 0.8$                    |
| $B \rightarrow D^*, D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$ | $9.3 \pm 0.8$                    |

TAB. 6.4 - Efficacités finales de reconstruction en fonction du canal de désintégration.

l'intérieur de tels événements ne modifie pas la valeur de l'efficacité de reconstruction d'un éventuel second  $D^*$  dans le même hémisphère.

Le tableau 6.5 résume le nombre d'événements attendus en tenant compte des efficacités de reconstruction pour chaque canal. Par exemple, si on prend le cas où les deux  $D^{*+}$  et  $D^{*-}$  se désintègrent dans le canal  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  dans lequel on attend de l'ordre de 118 événements avant reconstruction (voir tableau 6.3), compte tenu de l'efficacité sur chacun des  $D^{*\pm}$  des coupures suivantes (voir tableau 5.4) :

- reconstruction des traces  $K$ ,  $\pi$  et  $\pi_c$  ( $64.3 \pm 2.0$ )%,
- reconstruction du vertex  $K\pi$  ( $76.4 \pm 2.9$ )%,
- coupures en masse ( $28.3 \pm 2.1$ )%

on n'attend déjà plus qu'environ 2 événements ( $118 \times (0.643 \times 0.764 \times 0.283)^2$ ). Or on n'a pas encore appliqué la coupure en  $x_E$  dont l'efficacité est de ( $71.0 \pm 8.8$ )% (estimée sur chaque signal individuel de  $D^*$ ) et qui joue un rôle très important dans la réduction du bruit de fond combinatoire et dans la séparation des contributions des quarks  $b$  et  $c$ .

| $D^{*+} \backslash D^{*-}$      | $(K^+ \pi^-) \pi^-$ | $(K^+ \pi^- \pi^0) \pi^-$ | $(K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) \pi^-$ |
|---------------------------------|---------------------|---------------------------|---------------------------------|
| $(K^- \pi^+) \pi^+$             | $0.29 \pm 0.05$     | $0.36 \pm 0.06$           | $0.31 \pm 0.04$                 |
| $(K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$       | $0.36 \pm 0.06$     | $0.44 \pm 0.10$           | $0.39 \pm 0.08$                 |
| $(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi^+$ | $0.31 \pm 0.04$     | $0.39 \pm 0.08$           | $0.34 \pm 0.07$                 |

TAB. 6.5 - Nombre d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  attendus dans DELPHI après reconstruction, pour la statistique correspondant aux prises de données entre 1991 et 1994, et pour les canaux de désintégration des  $D^{\pm}$ :  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$ ,  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  et  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_c^+$ .

### 6.2.2 Conclusion sur la méthode semi-exclusive.

Compte tenu de la faible statistique du nombre total d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  attendus, une méthode semi-exclusive pour mettre en évidence ce type de désintégration ne semble pas adaptée. Dans le cas des désintégrations à deux corps  $B_d^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ , le nombre d'événements dans l'échantillon final, en tenant compte du pourcentage de mésons  $B_d^0$  produits (39.7% voir tableau 6.1) et des estimations respectives de  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (0.97 \pm 0.02)\%$  et  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-}) = (0.07 - 0.1)\%$ , devrait être inférieur d'un facteur  $\frac{.397 \times 0.1}{0.97} = 4 \times 10^{-2}$  dans chaque canal. En ce qui concerne les fonds attendus, l'observation des spectres de masse obtenus dans les données pour chacun des trois canaux, voir figures 5.11, 5.12 et 5.16, indique qu'ils ne seront pas négligeables.

Dans la perspective d'isoler des événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ , la mise en œuvre d'une méthode de reconstruction partielle, ou *méthode inclusive* s'impose. C'est cette méthode qui va être maintenant développée dans les paragraphes suivants.

## 6.3 Méthode inclusive par la masse invariante des pions célibataires $\pi_c^+$ et $\pi_c^-$ .

La mise au point de cette méthode inclusive s'est faite à partir des résultats observés sur un échantillon de 350 000 événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  produits par JETSET7.3. De façon à clarifier la suite de l'exposé, on écrira maintenant :

- $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  pour  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ ,
- avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ ,

le choix 1, 2 étant parfaitement arbitraire.

L'étude Monte-Carlo du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  a permis de mettre en évidence deux aspects particuliers liés à la topologie de ce type d'événements. En effet il apparaît que :

- les  $D_{1,2}^*$  sont produits presque au repos dans le centre de masse du  $B$ , ainsi que le montre l'histogramme de masse invariante  $M(D_1^{*+}, D_2^{*-})$  qui est piqué au seuil, figure 6.2,
- les  $\pi_{c_{1,2}}$  sont également produits presque au repos dans le centre de masse des  $D_{1,2}^*$ , ce qui a pour conséquence que la masse invariante des deux pions célibataires, notée par la suite  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$ , est au seuil, figure 6.3.

On remarquera sur la figure 6.2 qu'aucun  $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$  n'a été produit, alors que d'après les estimations théoriques de  $Br(B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}) \simeq (0.07 - 0.1)\%$ , voir tableau 3.1, on s'attendrait à en avoir une soixantaine. Dans JETSET7.3 ce type de désintégration à deux corps n'est pas généré. Les désintégrations simulées sont de la forme  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ , où  $X$  est mis pour représenter au moins une particule supplémentaire.

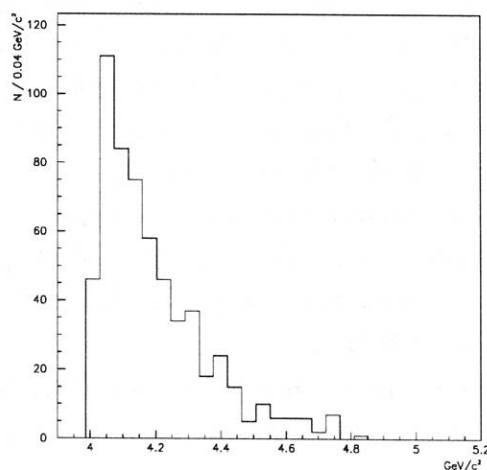


FIG. 6.2 - Masse  $M(D_1^{*+}, D_2^{*-})$  pour les événements Monte-Carlo :  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ , sans simulation du détecteur.

Pour pouvoir établir une comparaison entre la masse  $M(\pi_{c_1}^+ \pi_{c_2}^-)$  pour des événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et les autres sources possibles conduisant à la production de deux mésons  $D^*$  dans l'état final, notamment les événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ , une étude de l'ensemble de ces sources a été

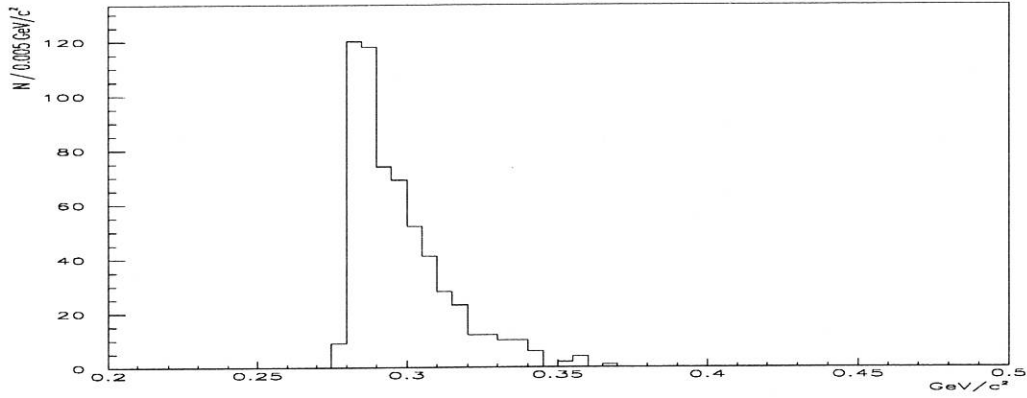


FIG. 6.3 - Masse  $M(\pi_{c_1}^+ \pi_{c_2}^-)$  pour les événements Monte-Carlo :  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ , sans simulation du détecteur.

réalisée avec le Monte-Carlo JETSET7.3. Dans cette étude il s'est simplement agi pour nous d'évaluer les proportions relatives au niveau du spectre de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  des différentes contributions possibles tout en nous limitant à une fenêtre de masse qui inclut la totalité des désintégrations  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  soit :  $0.28 \text{ GeV}/c^2 \leq M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 0.5 \text{ GeV}/c^2$ . Dans le spectre de masse présenté par la figure 6.4 une efficacité de 100% a été supposée dans la reconstruction et l'identification des  $D^*$ . Sur cette figure l'histogramme grisé rend compte de toutes les sources de double  $D^*$  autres que les désintégrations du type  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ . On peut donc en conclure que l'allure du spectre obtenu pour la masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  est caractéristique d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  et que la contribution des autres sources physiques possibles conduisant à la production de deux mésons  $D^*$  dans le même hémisphère dans l'état final est minime.

La méthode inclusive que nous allons maintenant développer, repose sur la masse invariante  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  qui présente donc la particularité d'être au seuil.

## 6.4 Analyse des données par la méthode inclusive.

Pour chacun des lots d'événements avec un  $D_1^*$  reconstruit dans l'une des trois voies de désintégrations étudiées au chapitre 5, nous allons rechercher, dans le même hémisphère, un pion  $\pi_{c_2}^-$  tel que :  $0.28 \text{ GeV}/c^2 \leq M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 0.5 \text{ GeV}/c^2$

La sélection a été ensuite affinée par le choix de critères adaptés à la topologie des événements étudiés.

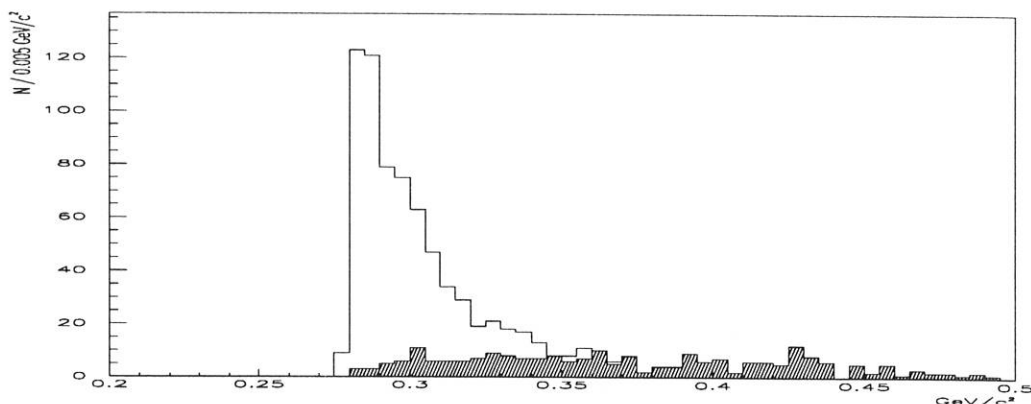


FIG. 6.4 - Masse  $M(\pi_{c1}^+, \pi_{c2}^-)$  pour l'ensemble des événements Monte-Carlo produits dans JETSET7.3 conduisant à la production de deux mésons  $D^*$  dans le même hémisphère dans l'état final. L'histogramme grisé rend compte des autres sources de double  $D^*$  telles que, par exemple, les événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$ .

#### 6.4.1 Définition des critères de sélection.

Afin de limiter le nombre de combinaisons  $(D_1^{*+}, \pi_{c2}^-)$ , des critères de sélection portant sur ce pion  $\pi_{c2}^-$  additionnel ont été définis.

- **Coupure sur l'impulsion de  $\pi_{c2}^-$ .**

Le spectre en impulsion des pions célibataires émis par la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+$  est représenté par la figure 6.5, dans le cas d'événements  $B \rightarrow D^* X$ . Ces pions sont donc émis avec une impulsion relativement faible. Pour l'ensemble des traces additionnelles, candidates au rôle de  $\pi_{c2}^-$ , une coupure en impulsion à  $2.5 \text{ GeV}/c$  a donc été imposée. Suite à la sélection des traces présentée dans le chapitre 5, il existe aussi une coupure basse à  $400 \text{ MeV}/c$ .

- **Coupure sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire.**

Les traces que nous devons considérer sont de faible impulsion. Certaines proviennent des interactions secondaires des particules dans la matière du détecteur ou des désintégrations du type  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Afin de diminuer leur contribution au fond, le paramètre d'impact des candidats  $\pi_{c2}^-$  par rapport au vertex primaire et calculé dans le plan transverse doit être inférieur à  $4 \text{ mm}$ .

L'efficacité d'une telle sélection sur le signal a été estimée à  $(96. \pm 4.)\%$ .

- **Critère de compatibilité des deux pions  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$  au même vertex.**

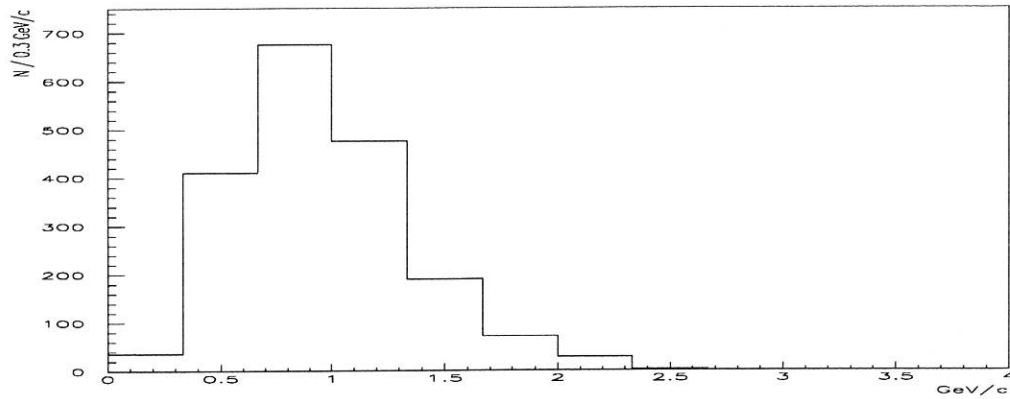


FIG. 6.5 - Impulsion du pion célibataire émis dans les désintégrations  $B \rightarrow D^* X$ ,  $D^* \rightarrow D^0 \pi_c$ , pour des événements Monte-Carlo

Au cours de notre étude du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , s'est posé le problème de la compatibilité au même vertex des deux pions  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$ , cela toujours dans le but de diminuer les fonds combinatoires. Les deux pions célibataires sont en effet au même vertex car :

- chaque pion célibataire est produit au vertex du  $D^*$
- le  $D^*$  étant une résonance, son vertex peut être confondu avec celui de son parent  $B$ .

Cependant cette contrainte supplémentaire nous est apparue comme inexploitable dans le cas du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . La raison en est la suivante : les trajectoires des deux pions célibataires  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$  étant quasi parallèles, il existe une grande indétermination sur leur vertex en particulier longitudinalement. La recherche de ce dernier sur des événements Monte-Carlo n'a pu aboutir à des résultats convaincants. C'est pourquoi cette condition n'a pas été retenue dans la suite de l'analyse.

#### 6.4.2 Estimation du fond

Dans le cas d'événements de type signal  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , on attend la présence de deux pions célibataires  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$  de signes opposés. Le fond a donc été décrit par l'association de deux pions  $\pi_{c1}^{+/-} \pi_{c2}^{+/-}$  de même signe. Par conséquent l'étude repose sur la comparaison des résultats obtenus avec :

- les combinaisons  $\pi_{c1}^{+/-} \pi_{c2}^{-/+}$  pour le signal,



– les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-}\pi_{c_2}^{+/-}$  pour le fond.

La normalisation des deux spectres de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  obtenus pour ces deux types de combinaisons se fait par un ajustement du nombre d'entrées dans les deux histogrammes pour la région de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2}) \geq 0.4 \text{ GeV}/c^2$  dominée par le fond. La valeur du coefficient de normalisation est de 1.2.

### 6.4.3 Premiers résultats expérimentaux dans le canal $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Dans un premier temps nous avons appliqué cette méthode en nous limitant au canal  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  qui nous avait permis d'obtenir le signal de  $D^*$  avec un rapport signal sur bruit le plus favorable, voir chapitre 5.

Les premiers résultats expérimentaux concernant la désintégration  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ , sont représentés par la figure 6.6.

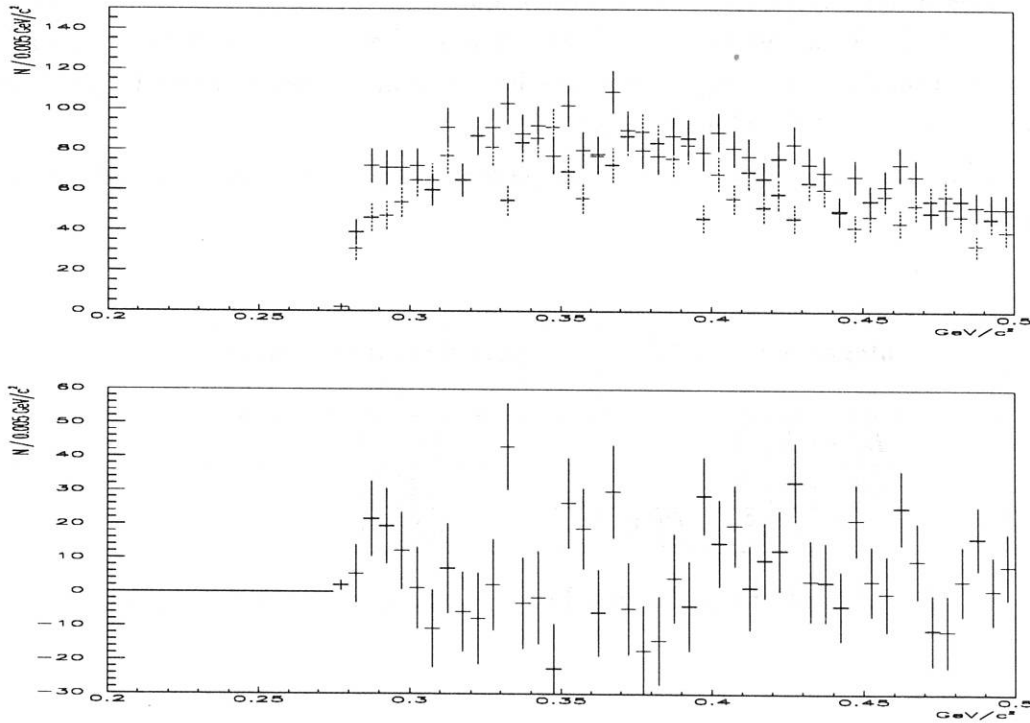


FIG. 6.6 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et un pion additionnel  $\pi_{c_2}^-$  dans le même hémisphère. Pour les histogrammes du haut, les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-}\pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-}\pi_{c_2}^{+/-}$ . En bas il s'agit de la soustraction des deux histogrammes.

Dans la région du seuil, en dessous de  $310 MeV/c^2$ , on observe un excès des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-}\pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-}\pi_{c_2}^{+/-}$ . Etant donné le spectre de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  attendu pour les événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , représenté par la figure 6.3, cela correspond à la région que devrait peupler le signal. Donc cet excès d'événements pourrait être lié à la présence éventuelle d'un signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

Cependant, les histogrammes obtenus présentent des fluctuations, on le voit très nettement quand on en fait la soustraction. Elles peuvent être liées à des fonds qui sont encore mal maîtrisés du fait de la recherche uniquement d'un pion célibataire pour signer le méson  $D_2^{*-}$ . La mise en évidence claire de ce type de signal nécessite une étude plus approfondie qui doit conduire à une amélioration du rapport signal sur bruit. C'est ce point qui va être développé dans les paragraphes suivants.

## 6.5 Amélioration du rapport signal sur bruit.

Dans le principe actuel de la méthode inclusive que nous avons détaillée, on signe la présence du  $D_2^{*-}$  dans les événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  par celle du pion célibataire  $\pi_{c_2}^-$  émis lors de la désintégration  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ . Une possibilité pour améliorer le rapport signal sur bruit est de reconstruire partiellement le méson  $\bar{D}_2^0$ .

La présence d'un kaon chargé ou neutre supplémentaire va permettre d'enrichir les événements en  $D^0$ , voir table 6.6.

| Désintégrations du $\bar{D}_2^0$                                            | Rapport d'embranchement (%) |
|-----------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|
| $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ X'$                                          | $53 \pm 4$                  |
| $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^- X'$                                          | $3.4^{+0.6}_{-0.4}$         |
| $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^0 X' + \bar{D}_2^0 \rightarrow \bar{K}_2^0 X'$ | $42 \pm 5$                  |

TAB. 6.6 - Désintégrations inclusives du  $\bar{D}_2^0$  en kaons chargés ou neutres.

### 6.5.1 Analyse des événements avec un kaon chargé additionnel.

Cette recherche de kaons chargés additionnels nous a amené à envisager deux étapes successives dans notre analyse. La deuxième est un prolongement de la première dans la perspective de l'amélioration du rapport signal sur bruit.

### 6.5.1.1 Sélection des kaons chargés.

D'une manière générale la trace chargée, candidat kaon, notée  $K_2$  dans la suite, doit vérifier un certain nombre de conditions pour être retenue.

- **Condition sur le signe de  $K_2$ .**

Dans le cas des deux désintégrations successives auxquelles nous nous sommes intéressés :  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et  $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ X'$ , le signe de  $K_2^+$  est opposé à celui de  $\pi_{c_2}^-$ . On a négligé la présence de désintégrations du type :  $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^-$ , choix justifié par le faible rapport d'embranchement mentionné dans la table 6.6. En conséquence et de manière générique  $K_2$  sera noté  $K_2^+$  de façon à ce que son signe s'accorde avec celui de  $\pi_{c_2}^-$  émis par  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  dans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

- **Coupage sur l'impulsion.**

Les traces n'ont été sélectionnées que si leur impulsion était supérieure à  $1\text{GeV}/c$  de façon à réduire la part des particules issues de l'hadronisation.

- **Identification de  $K_2^+$ .**

Ce kaon additionnel a été identifié par la méthode exposée au paragraphe 5.3.2. Cependant dans ce cas particulier, l'identification du kaon est un facteur essentiel pour mettre en évidence les  $D_2^{*-}$  car on ne peut pas appliquer par exemple de technique de coupage en  $\Delta M = m_{D^*} - m_{D^0}$ . Donc, contrairement à ce qui est pratiqué dans le cas de l'identification des kaons issus de  $D_1^{*+}$ , les candidats pour lesquels on ne disposait ni d'information RICH, ni de mesure de  $\frac{dE}{dx}$  n'ont pas été retenus.

- **Coupage sur la masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^-)$  et critère d'unicité.**

Le spectre en masse  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^-)$  des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  est représenté par la figure 6.7. L'histogramme de cette masse invariante est également piqué à basse masse dans une région proche du seuil. Cette particularité du spectre de masse nous a permis de dégager un critère supplémentaire. En effet parmi tous les candidats  $K_2^+$  possibles qui répondaient aux critères précédents, le candidat  $K_2^+$  unique, associé à un couple  $(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  donné, a été celui de plus basse masse  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^-)$ . De plus pour éliminer une part du fond fortuit et afin de garder le plus grand nombre d'événements possibles, les couples donnant une masse  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^-)$  supérieure à  $800\text{MeV}/c^2$  ont été éliminés.

Avant de commenter les nouveaux résultats obtenus avec ces coupures, il est important de noter qu'à l'intérieur d'une désintégration  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , il existe en fait deux sources possibles de kaons  $K_2^+$ , hormis celle du fond d'hadronisation. Ce kaon peut provenir :

- soit directement du  $B$ , c'est-à-dire du groupement de particules noté  $X$  dans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ ,

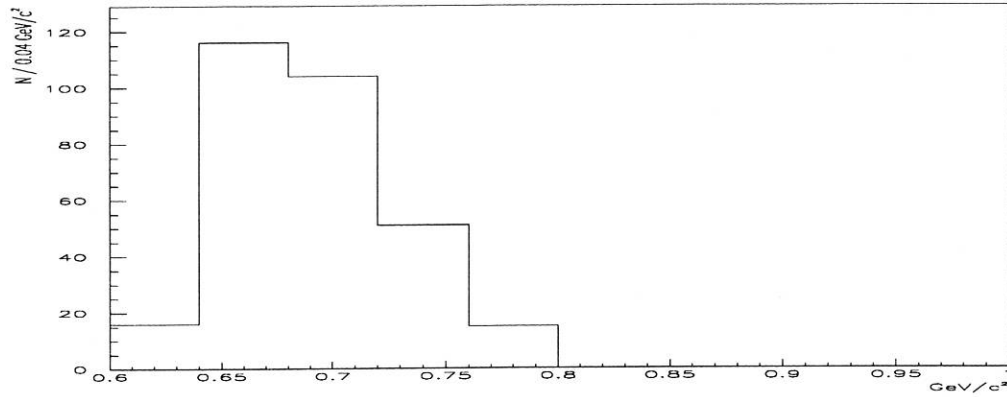


FIG. 6.7 - Masse  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^-)$  des événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$ ,  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et  $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ X'$ .

- soit du second  $\bar{D}_2^0$ .

Dans l'analyse présentée, c'est cette seconde source qu'on tend à favoriser en imposant notamment la contrainte de signe sur  $K_2^+$ , notre objectif final étant de démontrer la présence de deux mésons  $D_{1,2}^*$  dans l'état final.

#### 6.5.1.2 Première étape de reconstruction partielle de $\bar{D}_2^0$ .

Cette première étape de reconstruction partielle de  $\bar{D}_2^0$  s'effectue sur des événements qui contiennent donc :

- un  $D_1^{*+}$ , reconstruit dans l'un ou l'autre des canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,
- un pion additionnel  $\pi_{c_2}^-$  dans le même hémisphère,
- et un kaon chargé additionnel  $K_2^+$ , toujours dans le même hémisphère, et dont le signe est corrélé à celui de  $\pi_{c_2}^-$ .
- Canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Nous allons nous intéresser au canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . L'histogramme de la masse invariante  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  est représenté figure 6.8. Les conventions de représentation sont les mêmes que pour la figure 6.6.

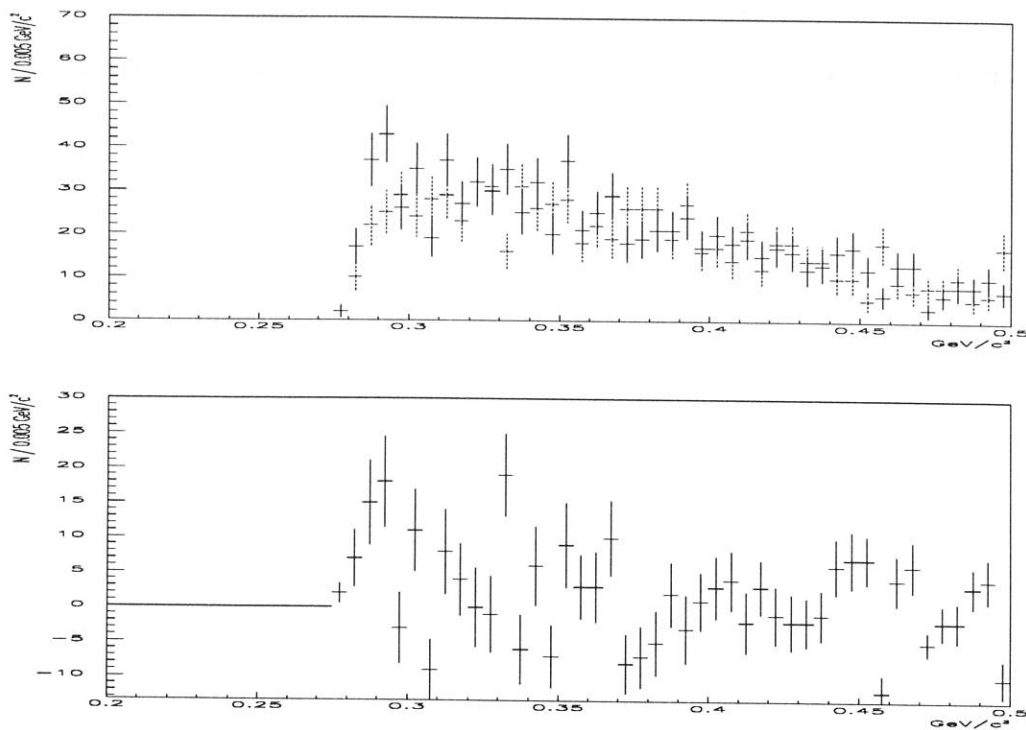


FIG. 6.8 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  dont le signe est corrélé à celui de  $\pi_{c_2}^\mp$ . Pour les histogrammes du haut les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ . En bas il s'agit de la soustraction des deux histogrammes.

La comparaison de ces deux histogrammes nous a amené à la double constatation :

- l'excès, dans la région du seuil en dessous de  $310 \text{ MeV}/c^2$  des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ , est confirmé,
- le fond sous le signal a été réduit.
- Canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ .

A la suite de ces premières constatations, le cas de la désintégration  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  a également été envisagé. Le but de cette analyse étant soit de confirmer soit d'infirmer les résultats précédents dans une autre voie de désintégration pour le premier méson  $D_1^{*+}$ . Cette seconde désintégration, dans le cas de la mise en évidence d'un seul  $D^*$ , est moins favorable que la précédente car le rapport signal sur bruit initial est moindre. Une estimation grossière de ce rapport signal sur bruit, pour

le  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , voir figure 5.11, est d'environ 5, alors que pour le signal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ , elle vaut environ 1, voir figure 5.12.

Les histogrammes de la masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  obtenus sont représentés par la figure 6.9.

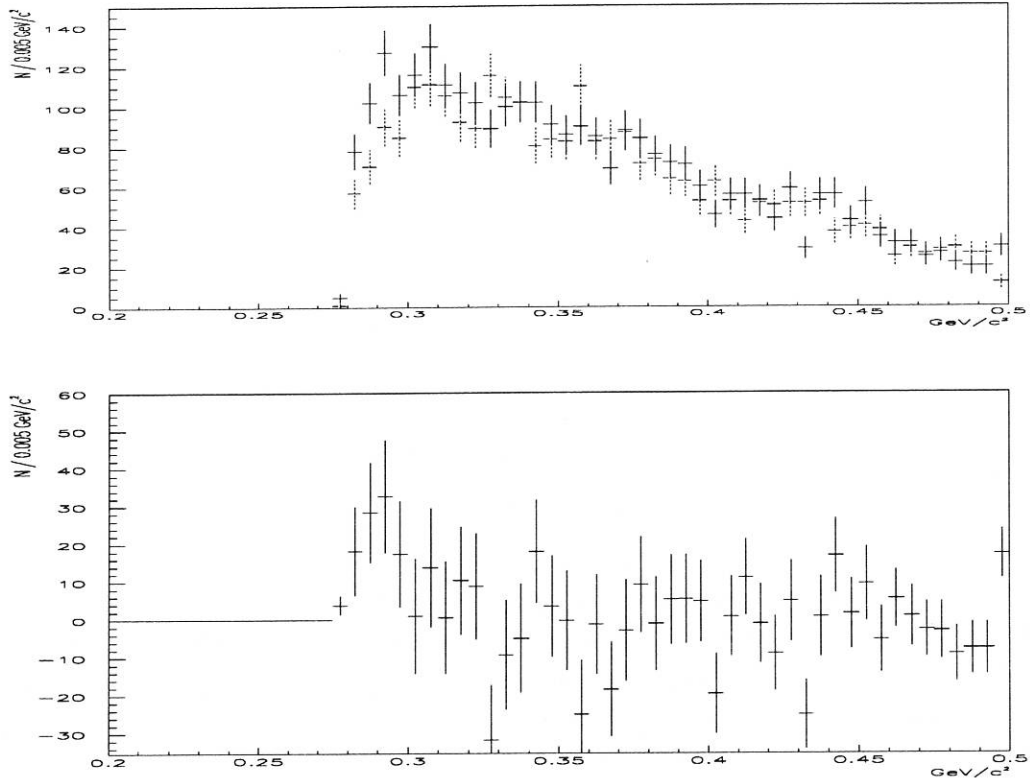


FIG. 6.9 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  dont le signe est corrélé à celui de  $\pi_{c_2}^\mp$ . Pour les histogrammes du haut les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ . En bas il s'agit de la soustraction des deux histogrammes.

Dans ce cas aussi on observe :

- un excès, dans la région du seuil en dessous de  $310 \text{ MeV}/c^2$  des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ ,
- un fond plus important, conséquence de la dégradation du rapport signal sur bruit dans le cas  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  par comparaison avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

A ce stade de l'analyse, la présence dans les données DELPHI du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  semble se confirmer. Cependant, même si la recherche d'un kaon chargé additionnel en caractérisant davantage les désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  nous a permis de réduire les fonds combinatoires, cela ne nous est pas apparu comme totalement satisfaisant. Le fond est encore trop important. Pour nous assurer de la présence de ce signal, nous sommes allés plus loin dans la reconstruction du  $\bar{D}_2^0$ . C'est cette progression dans la reconstruction du  $\bar{D}_2^0$  qui a marqué le passage entre la première et la deuxième étape de la recherche de kaons additionnels.

### 6.5.1.3 Deuxième étape de reconstruction partielle de $\bar{D}_2^0$ .

Au seuil de cette deuxième étape, la caractérisation de  $\bar{D}_2^0$  se fait essentiellement par la présence de  $K_2^+$ . Dans les désintégrations du  $\bar{D}_2^0$ , on a nécessairement production d'au moins deux traces chargées, de façon à ce que la neutralité de l'ensemble soit respectée. La sélection du  $\bar{D}_2^0$  a pu donc être améliorée en cherchant une trace additionnelle. Cette trace à laquelle nous avons attribué la masse d'un pion devait également répondre à un certain nombre de critères de sélection. De façon à clarifier la suite de l'exposé, cette nouvelle trace sera notée  $\pi_{add_2}$ .

- **Coupe sur le signe de  $\pi_{add_2}$ .**

Etant donné la neutralité du méson  $\bar{D}_2^0$ , le signe doit être opposé à celui de  $K_2^+$ ,  $\pi_{add_2}$  sera donc noté  $\pi_{add_2}^-$ .

- **Coupe sur l'impulsion de  $\pi_{add_2}^-$ .**

Comme dans le cas des traces qui sont entrées dans la composition de chacun des  $D_1^{*+}$ , une coupe basse en impulsion de  $400 \text{ MeV}/c$  a été imposée.

- **Coupe sur les masses invariantes  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  et  $\Delta M_2 = M(K_2^+, \pi_{add_2}^-, \pi_{c_2}^-) - M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$ .**

Les traces additionnelles  $K_2^+$ ,  $\pi_{add_2}^-$  et  $\pi_{c_2}^-$  que nous avons cherché à mettre en évidence dans notre analyse sont celles issues des deux désintégrations successives :  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et  $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ \pi_{add_2}^- X'$ . A ce titre des coupures portant sur les masses  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  et  $\Delta M_2$  ont pu être appliquées. Cependant ces critères ont été définis de manière un peu plus lâche que dans le cas de la reconstruction des signaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ . Cela de façon à recouvrir un plus large spectre en masse  $M_{D_2^0}$  et en différence de masse  $M_{D_2^{*-}} - M_{\bar{D}_2^0}$ . La valeur de ces coupures a été déterminée afin d'autoriser la sélection de désintégrations du  $\bar{D}_2^0$  telles que :  $\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ \pi_{add_2}^- 2(\pi^0)$  qui vont se trouver représentées :

- à basse masse  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$ , comme le montre la figure 6.10,

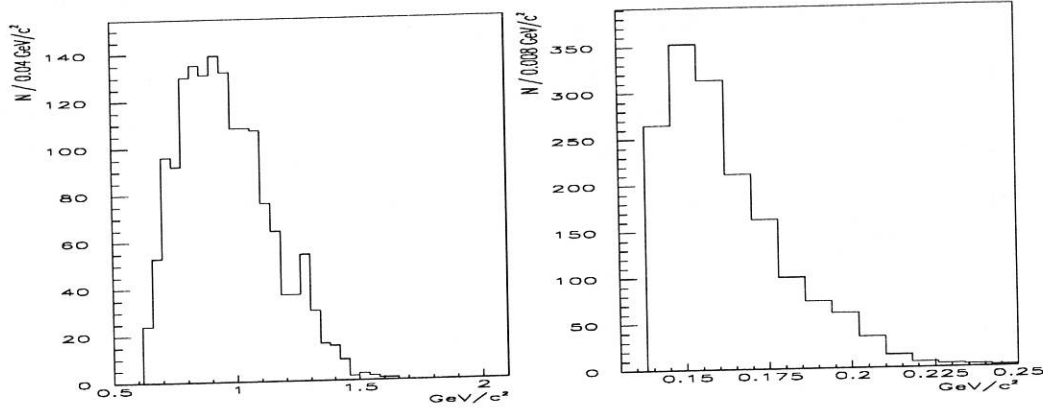


FIG. 6.10 - Spectres de masse invariantes  $M(K^-\pi^+)$  et  $\Delta M = M(K^-\pi^+\pi^+) - M(K^-\pi^+)$  pour les désintégrations  $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+2(\pi^0))\pi^+$  pour des événements Monte-Carlo.

- et à grande masse  $\Delta M_2$ , comme le montre également la figure 6.10, et dont le rapport d'embranchement, non négligeable, est [9] :

$$Br(\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+\pi_2^-\pi^0) = (15 \pm 5)\%.$$

Aucune coupure basse pour ces deux masses n'a été imposée, en revanche des limites supérieures ont été définies. On a en effet imposé que :

- $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-) \leq 2.0 \text{ GeV}/c^2$ ,
- $\Delta M_2 \leq 250 \text{ MeV}/c^2$ , le choix de cette deuxième coupure se justifie par le fait qu'on souhaite garder le plus grand nombre possible de désintégrations du  $\bar{D}_2^0$  y compris des désintégrations dans lesquelles figurent  $n(\pi^0)$  avec  $n \geq 2$  dont les spectres de masse  $\Delta M$  vont avoir l'allure de celui représenté en 6.10, pour le cas particulier où  $n = 2$ .
- **Coupure sur le vertex des trois traces :  $K_2^+$ ,  $\pi_{add_2}^-$  et  $\pi_{c_2}^-$ .**

Comme il a été précisé lors de l'étude des signaux individuels de  $D_1^{*+}$  au paragraphe 5.3.2, le pion célibataire émis lors de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_c^+$  est compatible avec le vertex du  $D^0$  formé par les deux traces  $K^-$  et  $\pi^+$ . Dans le cas présent du  $\bar{D}_2^0$  nous avons été plus sévères dans la définition du critère de sélection chargé d'évaluer cette compatibilité. Ceci de façon à rétablir d'une part un certain équilibre avec la coupure de masse précédente, celle-là étant plus lâche que dans le cas des  $D_1^{*+}$  et



d'autre part à restreindre le nombre des traces candidates au rôle de  $\pi_{add_2}^-$ . Ce vertex à trois traces est construit par la méthode exposée au paragraphe 5.3.

De plus, la contribution au fond des traces issues directement du vertex primaire a été réduite en exigeant que :

$$\Delta L \geq 1 \times \sigma_{\Delta L}$$

où  $\Delta L$  représente la distance vertex primaire-vertex secondaire dans le plan transverse.

C'est sur le critère de la meilleure probabilité de  $\chi^2$  de ce vertex que s'est effectuée la sélection du candidat  $\pi_{add_2}^-$  final qui sera associé à la combinaison  $(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-, K_2^+)$  déjà existante.

Ces critères de sélection ayant été définis, nous les avons appliqués aux données enregistrées par DELPHI entre 1991 et 1994. Les trois canaux de désintégrations du  $D_1^{*+}$  présentés jusqu'alors ont été étudiés. La figure 6.11 représente les résultats obtenus dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , la figure 6.12 ceux obtenus pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et enfin la figure 6.13, ceux obtenus pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

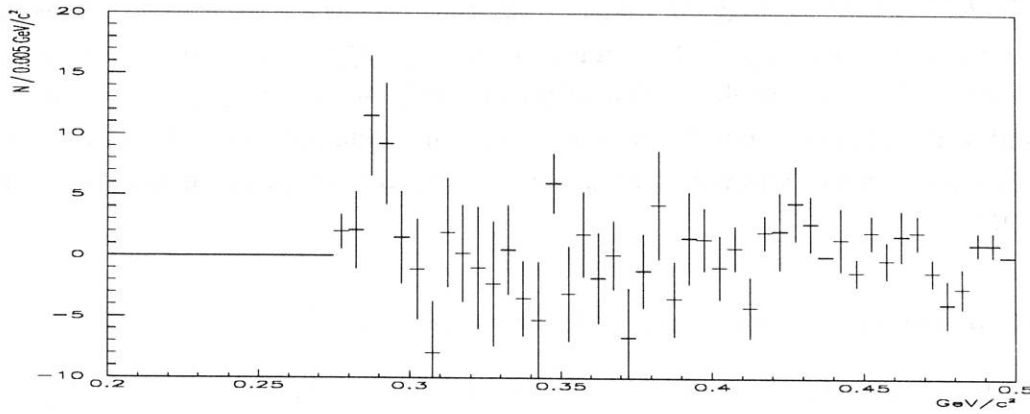


FIG. 6.11 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI avec dans le même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  et une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^\pm$  dont les signes sont corrélés à celui de  $\pi_{c_2}^\mp$ .

Pour ces différentes figures un seul histogramme est représenté, il a été obtenu en soustrayant, après normalisation, à l'histogramme représentant la masse invariante  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$

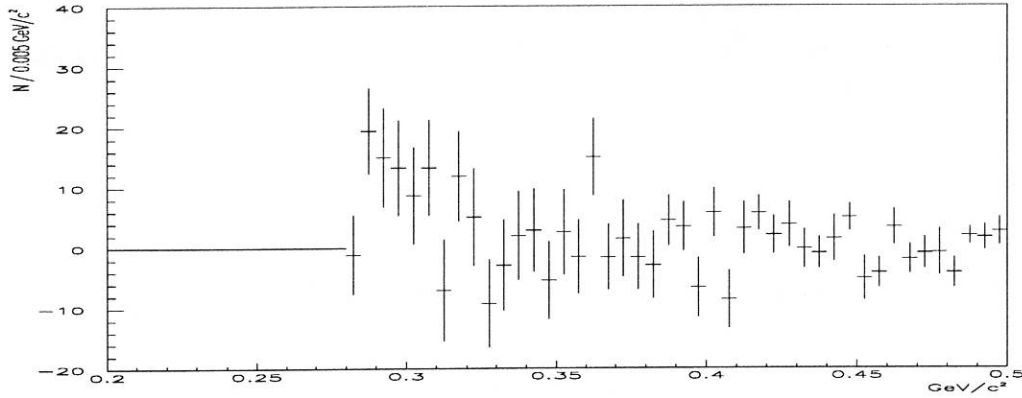


FIG. 6.12 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI avec dans la même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  et une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^\pm$  dont les signes sont corrélés à celui de  $\pi_{c_2}^\mp$ .

pour les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$ , celui lié aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  qui décrivent le fond. La normalisation s'effectue là aussi dans la région de masse :  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2}) \geq 0.4 \text{ GeV}/c^2$ . La valeur du coefficient de normalisation est de 1.3 pour les trois canaux.

Ces trois représentations de la même variable  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$ , pour trois canaux de désintégrations de  $D_1^{*+}$  différents, font apparaître dans tous les cas un excès dans la région du seuil, en dessous de  $310 \text{ MeV}/c^2$ , des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ . Dans le cas de la désintégration  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , ce signal est particulièrement clair. Comme nous l'avons déjà souligné, cela est fonction du rapport signal sur bruit auquel notre analyse nous a permis de parvenir pour chaque canal de recherche du  $D_1^{*+}$ .

#### 6.5.1.4 Test de corrélation du signal à la présence d'un $D_1^{*+}$ .

Cette étude des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  repose sur une reconstruction de  $D_1^{*+}$  et une mise en évidence de  $D_2^{*-}$  par la présence des particules :  $K_2^+$ ,  $\pi_{add_2}^-$  et  $\pi_{c_2}^-$ . Afin de confirmer la corrélation avec le  $D_1^{*+}$ , on a étudié les mêmes spectres mais cette fois-ci en se plaçant en dehors de la fenêtre de masse du  $D_1^0$ . Ainsi, pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  nous avons sélectionné :

$$- 1.94 \text{ GeV}/c^2 \leq M(K_1^- \pi_1^+) \leq 2.1 \text{ GeV}/c^2$$

$$- \Delta M \leq 170 \text{ MeV}/c^2.$$

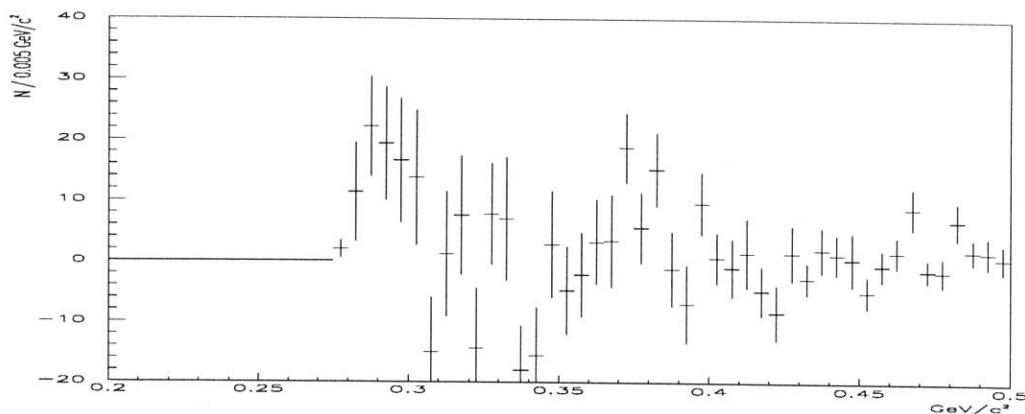


FIG. 6.13 - Masse  $M(\pi_{c1}, \pi_{c2})$  des événements dans les données DELPHI avec dans la même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  et une trace additionnelle  $\pi_{add2}^\pm$  dont les signes sont corrélés à celui de  $\pi_{c2}^\pm$ .

Le choix de ces coupures sur le signal de  $D_1^{*+}$  revient à se placer dans une région en dehors de la fenêtre de masse qui correspond à un éventuel signal de  $D_1^{*+}$ . Ces conditions étant définies, nous avons procédé à la même analyse des données que précédemment. Les résultats obtenus par soustraction des deux histogrammes représentant la masse invariante  $M(\pi_{c1}^+, \pi_{c2}^-)$  respectivement pour les combinaisons  $\pi_{c1}^{+/-} \pi_{c2}^{+/-}$  et  $\pi_{c1}^{+/-} \pi_{c2}^{-/+}$  sont reproduits par la figure 6.14.

L'analyse de cet histogramme tend à prouver qu'aucun signal n'est observé dans le cas où le  $D_1^{*+}$  est un faux  $D_1^{*+}$ . Elle confirme nos conclusions précédentes. Les excès observés dans les figures 6.11, 6.12 et 6.13 sont donc bien liés à la présence de  $D^*$  dans l'événement. Cela exclut un signal dû, par exemple, aux conversions  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$  qui seraient également apparues dans le spectre 6.14. Parmi les coupures, ce sont celles sur les paramètres d'impact des  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$  qui sont les plus efficaces pour éliminer les conversions de  $\gamma$ .

#### 6.5.1.5 Efficacités finales.

À l'issue de ce que nous avons appelé la deuxième étape de notre analyse, les efficacités totales de reconstruction du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  sont présentées dans le tableau 6.7.

Le calcul des efficacités a été effectué sur trois échantillons de Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , chacun correspondant à une des trois désintégrations de  $D_1^{*+}$ . Nous avons considéré qu'un événement était correctement étiqueté si les deux pions  $\pi_{c1}^+$  et  $\pi_{c2}^-$  l'étaient. La pureté des lots dépend du canal :

- pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ , dans  $(98^{+2}_{-8})\%$  des cas une bonne détermination du couple

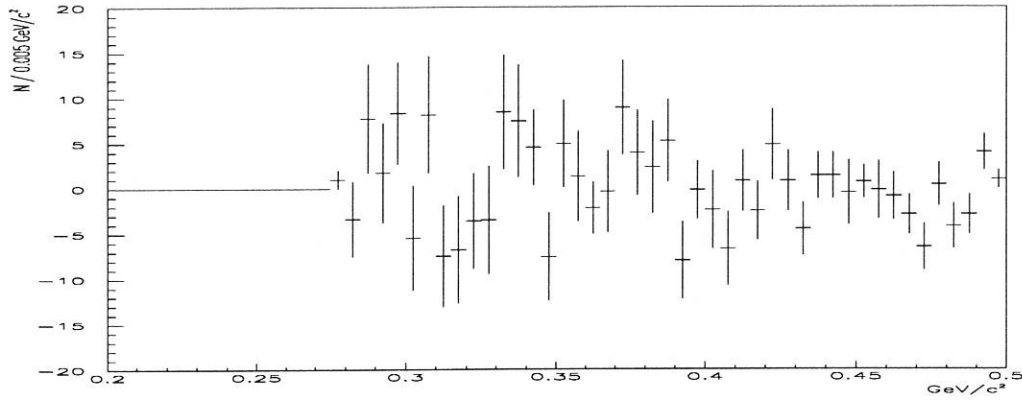


FIG. 6.14 - Masse invariante  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  obtenue dans les données DELPHI par reconstruction d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^\pm$  et une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^\pm$  dont les signes sont corrélés à celui de  $\pi_{c_2}^\mp$ , en se plaçant dans les bandes latérales du signal de  $D_1^{*+}$ .

$(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  correspond à une bonne reconstruction de  $D_1^{*+}$ ,

- pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ , ce même rapport est  $(82 \pm 13)\%$ ,
- enfin pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , il est  $(38 \pm 7)\%$ .

Ces puretés varient dans le même sens que le rapport signal sur bruit pour chaque canal. Nous les prendrons en compte au moment de nos estimations du rapport d'embranchement du signal de  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et de la comparaison des valeurs obtenues.

| Canal de désintégration de $D_1^{*+}$                      | Efficacité totale (%) |
|------------------------------------------------------------|-----------------------|
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$             | $6.8 \pm 0.5$         |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$       | $2.1 \pm 0.2$         |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ | $5.0 \pm 0.5$         |

TAB. 6.7 - Efficacités totales de reconstruction du signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , par la méthode de recherche dans le même hémisphère de  $D_1^{*+}$ ,  $\pi_{c_2}^-$ ,  $K_2^+$  et  $\pi_{add_2}^-$ , en fonction des canaux de désintégration du  $D_1^{*+}$ .

### 6.5.1.6 Spectres de masses des mésons $D_2^{*-}$ et $\bar{D}_2^0$ .

A l'issue de cette deuxième étape dans la recherche de kaons chargés additionnels, un signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  a pu être mis en évidence dans les trois modes de désintégration choisis pour le  $D_1^{*+}$ .

Cette recherche est basée sur une reconstruction partielle du second  $D_2^{*-}$  présent dans la désintégration du  $B$ . Ce  $D_2^{*-}$  a été mis en évidence par la présence d'un pion célibataire  $\pi_{c_2}^-$  provenant de la désintégration  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et du couple  $(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  issu de celle de  $\bar{D}_2^0$ .

Afin de confirmer sa présence ainsi que celle du  $\bar{D}_2^0$ , nous avons représenté pour l'échantillon d'événements issus de l'analyse précédente et tels que :  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$  :

- le spectre de masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , figure 6.15
- et le spectre de masse de  $\Delta M_2 = M(K_2^+, \pi_{add_2}^-, \pi_{c_2}^-) - M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$ , pour les trois modes de désintégrations du  $D_1^{*+}$ , figures 6.16, 6.17 et 6.18.

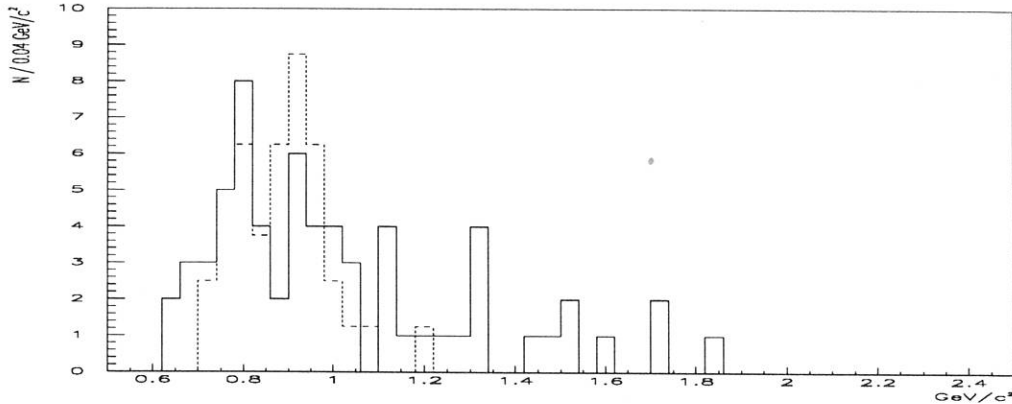


FIG. 6.15 - Masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  calculée pour les événements dans les données DELPHI tels que :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

En ce qui concerne l'histogramme de masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$ , la présence dans les événements de  $\bar{D}_2^0$  est confirmée par l'excès pour les masses supérieures à  $1 \text{ GeV}/c^2$  des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

De même en ce qui concerne les histogrammes représentant la variable  $\Delta M_2$ , il est apparu également, dans la région de masse qui s'étend entre  $140 \text{ MeV}/c^2$  et  $180 \text{ MeV}/c^2$ , un excès similaire.

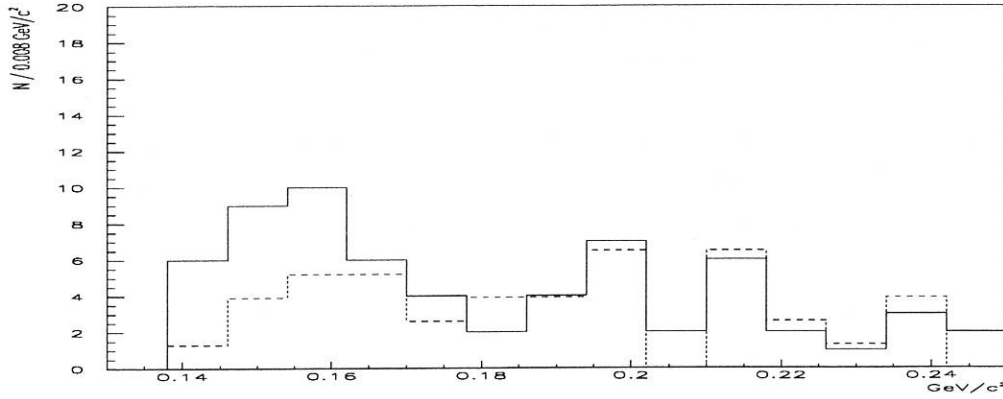


FIG. 6.16 - Différence de masse  $\Delta M_2$  calculée pour les événements dans les données DELPHI tels que :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

En ce qui concerne le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , la figure 6.19 représente le spectre de masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  dans les données DELPHI de l'ensemble des événements qui vérifient la double condition :

- $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ ,
- et  $\Delta M_2 \leq 180 \text{ MeV}/c^2$ .

Ces événements présentent toutes les caractéristiques de “bons” candidats  $D_2^{*-}$  (l'un d'entre eux figure en ANNEXE B). En effet, on peut remarquer que la coupure additionnelle  $\Delta M_2 \leq 180 \text{ MeV}/c^2$  diminue le nombre d'entrées dans la région de masse  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  en dessous de  $1 \text{ GeV}/c^2$  sans réduire le nombre de celles qui sont au-dessus. C'est bien le comportement attendu pour les événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

En ce qui concerne les 18 candidats, dont la masse  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  est supérieure à  $1 \text{ GeV}/c^2$ , 50% d'entre eux ont été identifiés par la mesure de la perte d'ionisation  $\frac{dE}{dx}$ . Il s'agit pour la plupart d'événements des années 1991 à 1993. Les points situés sur la courbe 6.20 rendent compte de cette mesure. Du fait de la coupure en impulsion à  $1 \text{ GeV}/c$ , ces candidats se trouvent dans un domaine d'impulsion où l'identification est délicate, en particulier autour de  $1.5 \text{ GeV}/c$  car les courbes théoriques (voir figure 6.20) traduisant la perte d'ionisation  $\frac{dE}{dx}$  attendue pour les pions, les kaons et les protons sont proches.

L'autre moitié des candidats a été identifiée grâce aux informations collectées par le RICH suivant la méthode que nous avons évoquée au chapitre 5 dans le paragraphe consacré

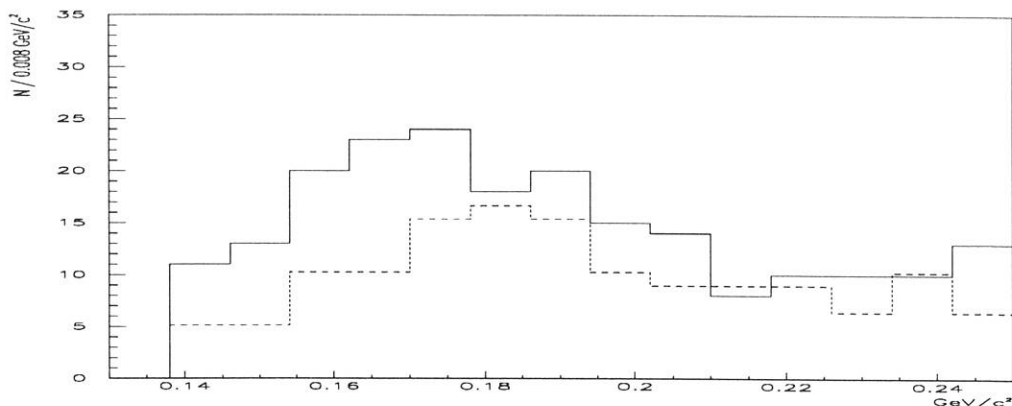


FIG. 6.17 - Différence de masse  $\Delta M_2$  calculée pour les événements dans les données DELPHI tels que :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

à l'identification des particules. Ils sont au nombre de 10 :

- pour trois d'entre eux les kaons sont considérés comme des kaons "lâches" (classe 3),
- deux autres ont un kaon additionnel "standard" (classe 4),
- et cinq autres un kaon "serré" (classe 5).

### 6.5.2 Analyse des événements avec un kaon neutre additionnel.

De même que les désintégrations de  $\bar{D}_2^0$  peuvent impliquer la présence d'un kaon chargé, elles peuvent également impliquer, dans un rapport d'embranchement légèrement inférieur, voir tableau 6.6, la présence d'un kaon neutre.

En ce qui concerne la recherche de kaons neutres il nous faut au préalable tenir compte de deux facteurs supplémentaires [9] :

- on ne va pouvoir reconstruire que les  $K_{S2}^0$ , soit seulement 50% des  $K_2^0$ ,
- le canal de désintégrations de  $K_{S2}^0$  qui est utilisé pour la reconstruction de ces derniers est  $K_{S2}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  dont le rapport d'embranchement est  $(68.61 \pm 0.28)\%$ ,

On en conclut que le rapport d'embranchement final pour les désintégrations :  $\bar{D}_2^0 \rightarrow \bar{K}_{S2}^0 X$  avec  $\bar{K}_{S2}^0 \rightarrow \pi_2^+ \pi_2^-$  est de l'ordre de  $(14 \pm 5)\%$ . Si on compare avec les kaons chargés pour lesquels on a  $Br(\bar{D}_2^0 \rightarrow K_2^+ X') = (53 \pm 4)\%$ , on attend environ quatre fois moins

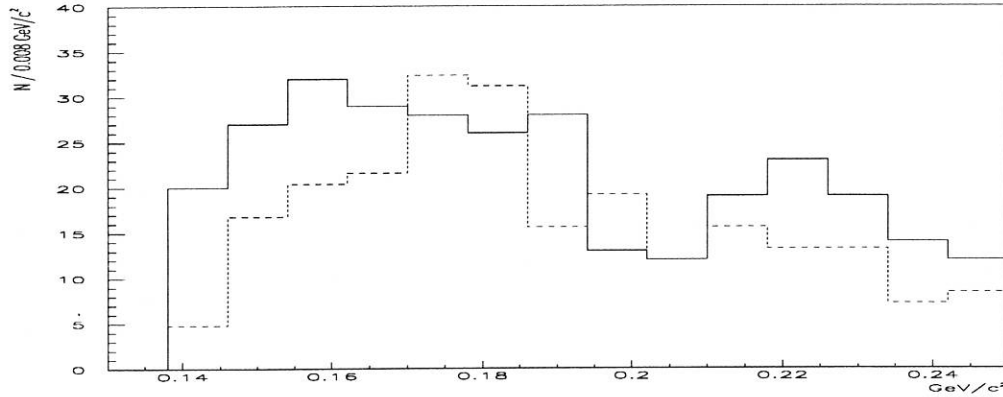


FIG. 6.18 - Différence de masse  $\Delta M_2$  calculée pour les événements dans les données DELPHI tels que :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

d'événements dans les canaux choisis, sans tenir compte des efficacités de reconstruction des  $\bar{K}_{S2}^0$ . D'un point de vue purement statistique cette voie paraît moins favorable que la précédente. Néanmoins, de façon à confirmer les résultats que nous avons observés, cette analyse a été envisagée et des critères de sélections ont été définis.

#### 6.5.2.1 Reconstruction des $\bar{K}_{S2}^0$ dans DELPHI.

En ce qui concerne la reconstruction des  $\bar{K}_{S2}^0$  dans le canal  $\bar{K}_{S2}^0 \rightarrow \pi_2^+ \pi_2^-$ , des programmes ont été mis au point par DELPHI pour étiqueter les candidats [108]. Le spectre de masse obtenu pour les candidats  $\bar{K}_{S2}^0$ , dans les données, est représenté par la figure 6.21. Cet ajustement gaussien donne comme valeur moyenne de la masse du  $\bar{K}_{S2}^0$  :  $497.7 \text{ MeV}/c^2$  avec un  $\sigma$  égal à  $0.05 \text{ MeV}/c^2$ . La valeur précédente est en bon accord avec la moyenne mondiale [9] :  $(497.672 \pm 0.031) \text{ MeV}/c^2$ .

L'analyse d'événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  nous a permis d'estimer que l'efficacité de la sélection des  $K_S^0$  par ce programme est de  $(25.6 \pm 1.5)\%$  et que la pureté d'un échantillon de candidats  $K_S^0$  est de  $(88.9 \pm 7.4)\%$ .

#### 6.5.2.2 Critères de sélection propres aux désintégrations $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

De même que dans le cas de l'étude avec un kaon chargé, nous allons demander que  $\bar{K}_{S2}^0$  et  $D_1^{*+}$  soient dans le même hémisphère et satisfassent un certain nombre de critères de



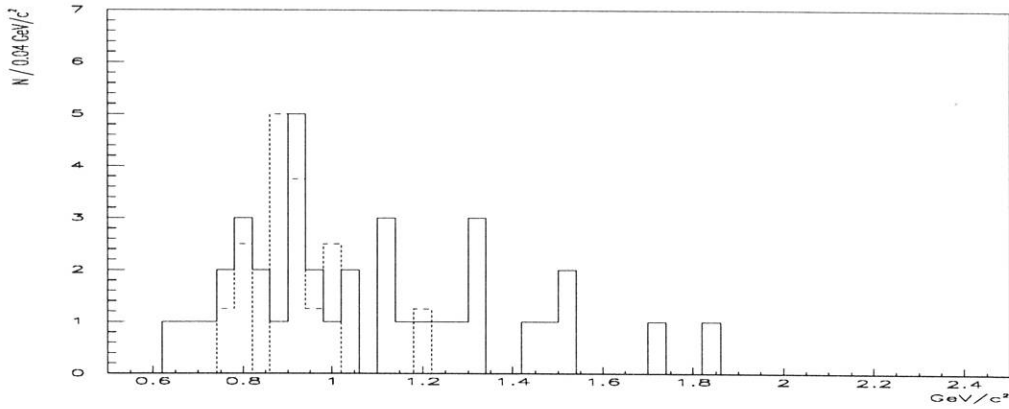


FIG. 6.19 - Masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  calculée pour les événements dans les données DELPHI tels que :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$  et  $\Delta M_2 \leq 180 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

sélection.

– **Coupage sur l'impulsion du  $\bar{K}_{S2}^0$ .**

De façon à améliorer la sélection de candidats  $\bar{K}_{S2}^0$  issus de désintégration des  $B$ , une coupure en impulsion à  $1 \text{ GeV}/c$  a été appliquée.

– **Coupage sur la masse invariante  $M(\bar{K}_{S2}^0, \pi_{c_2}^-)$  et critère d'unicité**

Comme pour le cas du kaon chargé additionnel, le candidat  $\bar{K}_{S2}^0$  retenu pour une combinaison  $(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  donnée est celui de plus basse masse  $M(\bar{K}_{S2}^0, \pi_{c_2}^-)$ . Les candidats pour lesquels la masse  $M(\bar{K}_{S2}^0, \pi_{c_2}^-)$  est supérieure à  $0.8 \text{ GeV}/c^2$  sont rejetés. Le spectre en masse  $M(\bar{K}_{S2}^0, \pi_{c_2}^-)$  apparaît sur la figure 6.22.

L'ensemble de ces critères de sélection a donc été mis en application pour l'étude des données DELPHI enregistrées pendant les périodes de prises de données entre 1991 et 1994. Ces nouveaux résultats expérimentaux vont être maintenant discutés.

### 6.5.2.3 Résultats expérimentaux.

L'étude des données expérimentales se résume à la recherche :

- d'un  $D_1^{*+}$  dans l'un ou l'autre des trois canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

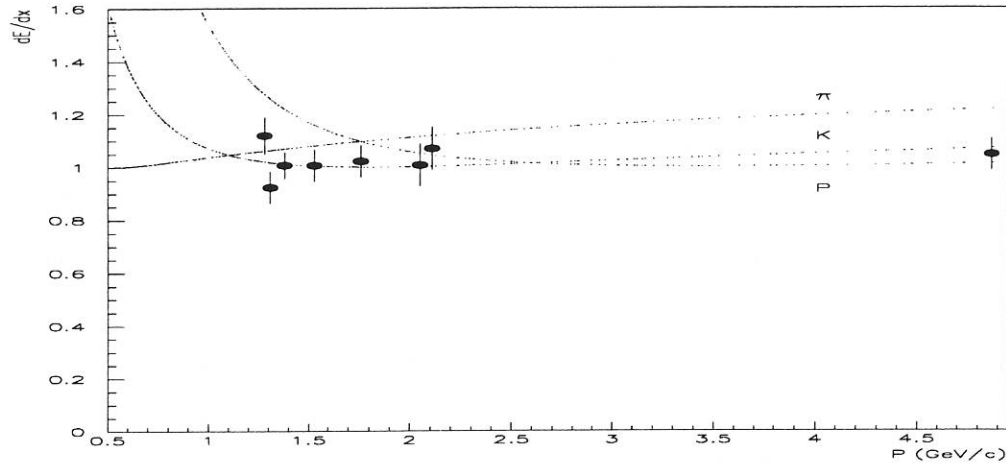


FIG. 6.20 - Distribution de la variable  $\frac{dE}{dx}$  en fonction de l'impulsion pour le kaon additionnel  $K_2^+$  des candidats sélectionnés dans le spectre de masse  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Les courbes tracées correspondent aux valeurs moyennes attendues pour les pions ( $\pi$ ), les kaons ( $K$ ) et les protons ( $P$ ).

- d'un pion additionnel  $\pi_{c_2}^-$  dans le même hémisphère,
- et d'un  $\bar{K}_{S_2}^0$  toujours dans le même hémisphère se désintégrant dans le canal  $\bar{K}_{S_2}^0 \rightarrow \pi_2^+ \pi_2^-$ .

La discussion des résultats obtenus se fait toujours par comparaison des spectres de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  et  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$ .

La principale difficulté à laquelle nous avons été confrontés dans cette nouvelle analyse provient de l'étude d'une faible statistique. De façon à ne pas en être trop pénalisés nous avons supprimé le critère qui concerne l'identification du  $K^-$  à l'intérieur des signaux de  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . En effet avec la méthode de comparaison que nous utilisons, si la statistique que nous envisageons est trop faible, l'excès que nous cherchons à observer peut être affecté par toute fluctuation du fond ou du signal.

Les résultats obtenus dans les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  sont reproduits respectivement par les figures 6.23, 6.24 et 6.25.

Malgré la présence de fluctuations, on observe dans une région de masse proche du seuil un excès des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$ .

Cette dernière étude confirme ce que nous observions par la voie d'analyse avec le  $K_2^+$ . Cependant étant donné la faible statistique dont nous disposons pour effectuer une telle

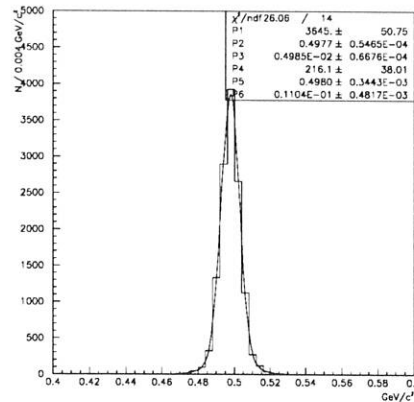


FIG. 6.21 - Masse invariante reconstruite du  $K_S^0$  dans les données DELPHI. L'ajustement a été effectué à l'aide de deux gaussiennes.

recherche, il est donc difficile d'apporter une conclusion définitive dans cette voie. Compte tenu de la taille de nos échantillons, la recherche de kaons chargés pour signer la présence de  $D_2^0$  paraît mieux appropriée que celle de kaons neutres.

#### 6.5.2.4 Contribution de la désintégration du type $B \rightarrow D_s^{**} D^{*-}$ , $D_s^{**} \rightarrow D^{*+} K^0$ .

La recherche d'un  $K^0$  est intéressante pour l'étude des désintégrations  $D_s^{**}(2536) \rightarrow D^{*+} K^0$ . En effet une source possible d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ , qui ne figure d'ailleurs pas dans la version de JETSET7.3 que nous avons utilisée est :  $B \rightarrow D_s^{**}(2536) D^{*-}$ ,  $D_s^{**}(2536) \rightarrow D^{*+} K^0$

Il s'agit d'une désintégration à deux corps du méson  $B$ . On va voir que de ce fait la topologie en est différente des désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . En particulier, le spectre de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  représenté par la figure 6.26 sur lequel repose notre méthode d'analyse est décalé vers la droite. Il n'est donc plus à très basse masse, il démarre dans une zone où on attend plus de fond et où, par conséquent, il va être plus difficile à mettre en évidence. On peut en conclure facilement qu'on peut attendre le même type de spectre pour les désintégrations à deux corps  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-}$ . Ces désintégrations sont donc doublement pénalisées, d'une part le rapport de branchement théorique est faible et d'autre part du fait de leur spectre de masse elles vont être difficiles à mettre en évidence par cette méthode. Dans l'étude des données expérimentales, on n'observe pas de réelle accumulation des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  dans la région de masse correspondant à ce type de signal. Nous n'avons pas poursuivi l'étude dans ce canal.

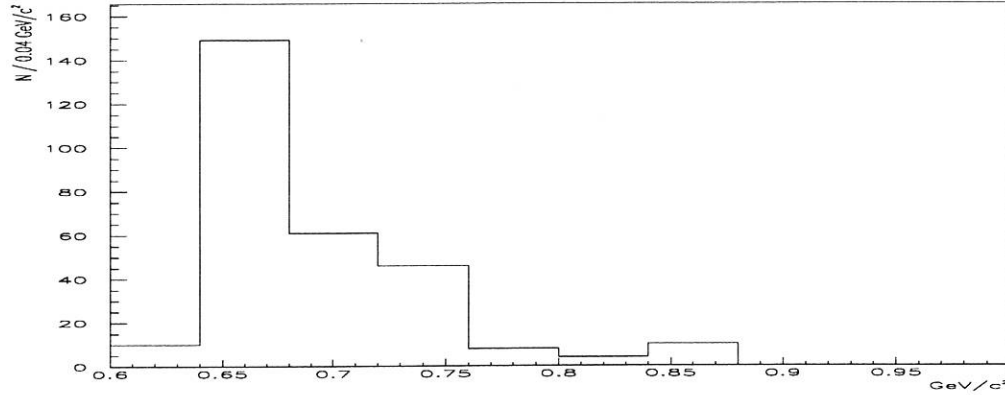


FIG. 6.22 - Masse  $M(K_{S2}^0, \pi_{c2}^-)$  pour des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c2}^-$ , dans le Monte-Carlo.

## 6.6 Composition de l'échantillon : recherche du méson $B_c$ , autres perspectives?

Cette analyse nous a permis d'isoler trois lots d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . Comme l'étude du Monte-Carlo JETSET7.3 l'a démontré, ce canal de désintégration est accessible à tous les mésons  $B$  y compris le méson  $B_c$ . Une séparation de ce méson de l'ensemble des autres mésons est envisageable en demandant un lepton additionnel à grande impulsion transverse pour éliminer une partie du fond provenant de la désintégration semi-leptonique des  $D^0$ . En effet, a priori seule la désintégration du méson  $B_c$  en deux  $D^{*\pm}$  peut également conduire à la production d'un lepton additionnel (voir figure 6.1). Ce type de désintégration, si on considère le mode spectateur comme dominant, n'est pas autorisé pour les autres mésons  $B$ . Dans les fonds, on s'attend à trouver  $B \rightarrow D^* l \nu_l X$ . Seuls des critères de masse assez sévères concernant le  $D_2^{*-}$  partiellement reconstruit dans les désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , devraient permettre de réduire celui-ci. On a procédé à cette analyse dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$  où le rapport signal sur bruit est le plus favorable en demandant :

- $M(\pi_{c1}^+, \pi_{c2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ ,
- $M(K_2^-, \pi_{add2}^+) \geq 1 \text{ GeV}/c^2$ ,
- $\Delta M_2 \leq 180 \text{ MeV}/c^2$ ,
- et un lepton "lâche" dans le même hémisphère que celui du méson  $D_1^{*+}$ .

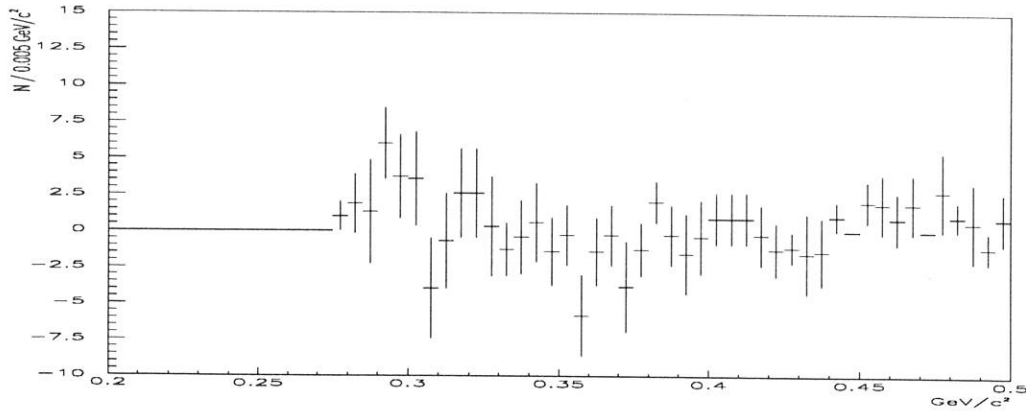


FIG. 6.23 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  pour les événements sélectionnés dans les données DELPHI avec dans le même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon  $\bar{K}_{S2}^0$  et un pion  $\pi_{c_2}^-$ .

Nous n'avons pas trouvé de candidats répondant à ces critères. La statistique actuelle est insuffisante pour permettre une telle mise en évidence. Compte tenu des rapports d'embranchement et des efficacités on attend moins d'un événement  $B_c$  (de 0.5 à 0.7) se désintégrant en  $D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec les trois canaux envisagés dans cette analyse pour  $D_1^{*+}$  et  $D_2^{*-}$  partiellement reconstruit en  $K_2^+ \pi_{add_2}^-$ . Il nous faudrait donc au moins une statistique dix fois supérieure.

## 6.7 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons détaillé une méthode inclusive de reconstruction d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . Nous avons mis en évidence dans le spectre de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$ , un excès des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  que nous avons attribué à un signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . La recherche de kaons additionnels chargés ( $K_2^-$ ) ou neutres ( $K_{S2}^0$ ) a permis de réduire les fonds. Dans le premier cas, l'extraction d'une trace supplémentaire  $\pi_{add_2}^+$  nous a permis de signer les mésons  $D_2^{*-}$  et  $\bar{D}_2^0$  dans les spectres de masse  $M(K_2^- \pi_{add_2}^+)$  et  $\Delta M_2$ . La double condition  $M(K_2^-, \pi_{add_2}^+) \geq 1 \text{ GeV}/c^2$  et  $\Delta M_2 \leq 180 \text{ MeV}/c^2$  nous a permis dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  de minimiser les fonds.

Notre objectif maintenant est d'estimer le rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

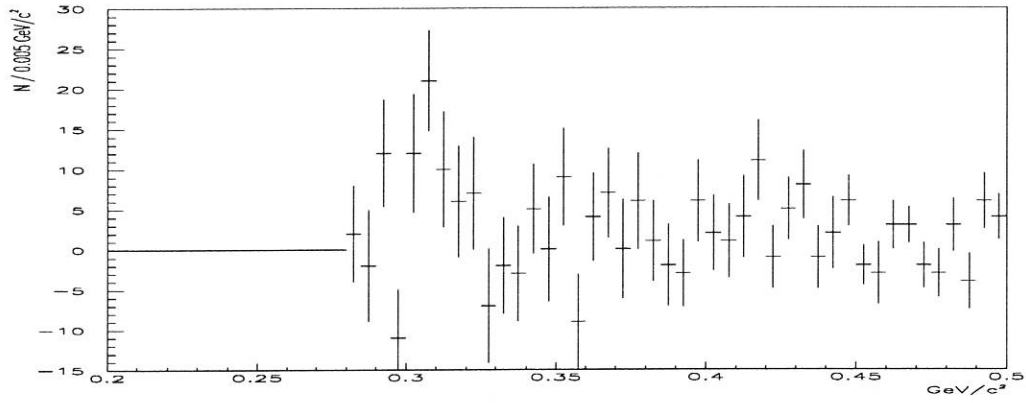


FIG. 6.24 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  pour les événements sélectionnés dans les données DELPHI avec dans le même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon  $\bar{K}_{S2}^0$  et un pion  $\pi_{c_2}^-$ .

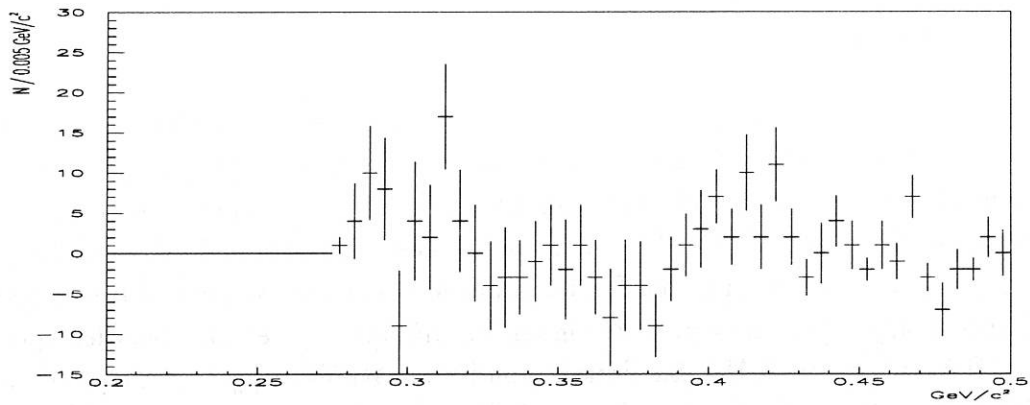


FIG. 6.25 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  pour les événements sélectionnés dans les données DELPHI avec dans le même hémisphère :  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon  $\bar{K}_{S2}^0$  et un pion  $\pi_{c_2}^-$ .

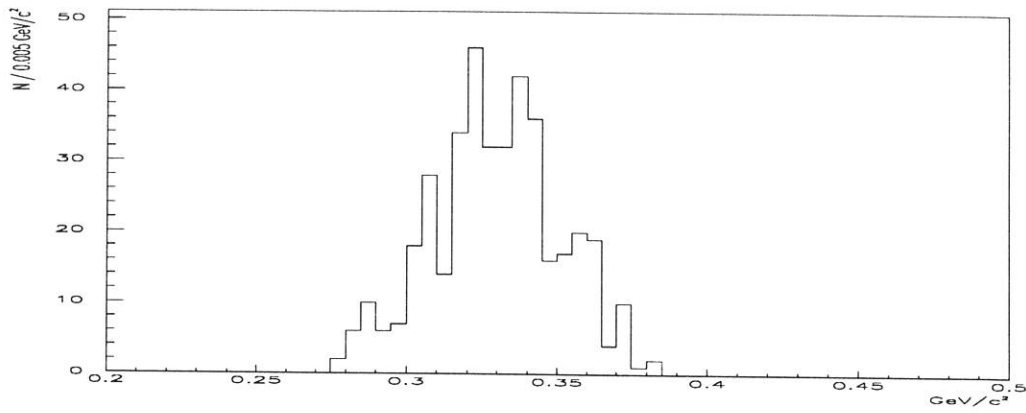


FIG. 6.26 - Masse  $M(\pi_{c_1}^+ \pi_{c_2}^-)$  pour les événements Monte-Carlo :  $B \rightarrow D_s^{**} D_2^{*-}$ ,  $D_s^{**} \rightarrow D_1^{*+} K^0$ , avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ .





# Chapitre 7

## Estimation du rapport d'embranchement $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

### 7.1 Introduction.

L'analyse précédente des données enregistrées par le détecteur DELPHI entre 1991 et 1994 montre la présence d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . Il s'agit maintenant d'estimer la valeur du rapport d'embranchement  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  dans chacun des trois canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et de comparer les résultats. Dans cette perspective, il nous faudra également détailler et estimer les différentes sources de fond.

Parmi celles-ci, nous distinguerons tout d'abord "*le fond interne*" généré au sein même des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  par application du principe de notre méthode d'analyse. Nous envisagerons ensuite les autres bruits de fond :

- par étude des événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$ ,
- ou en tenant compte de désintégrations qui ne sont pas simulées dans ce Monte-Carlo, par exemple  $B \rightarrow D^{**}(2420)X$ ,  $D^{**}(2420) \rightarrow D^{*+} \pi^-$ . Celles-ci, étant donné leur topologie, peuvent néanmoins jouer un rôle important.

L'évaluation du rapport d'embranchement  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  pour chaque canal du  $D_1^{*+}$  se fera à partir des résultats obtenus par :

- reconstruction d'un  $D_1^{*+}$  dans l'un des trois canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  ou  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  ou  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,

- reconstruction partielle d'un  $D_2^{*-}$  avec la sélection :
  - d'un kaon chargé  $K_2^+$ ,
  - d'une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^+$ ,
  - du pion célibataire  $\pi_{c_2}^-$ .

Nous n'allons pas évaluer ce rapport d'embranchement pour l'analyse avec un  $K_{s2}^0$  car la statistique est trop faible et par conséquent conduirait à un résultat trop imprécis.

## 7.2 Revue des différentes sources de fonds.

### 7.2.1 Le fond interne.

#### 7.2.1.1 Définition.

Comme il a été souligné au paragraphe 6.5.1.5, lors du calcul des efficacités canal par canal de la méthode de reconstruction partielle des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  : un événement est considéré comme correctement étiqueté si les deux pions célibataires le sont.

Bien que des critères de sélection aient été définis pour sélectionner des  $D_1^{*+}$  dans trois canaux, rien n'interdit, a priori, qu'à l'intérieur des échantillons de  $D_1^{*+}$  de présélection dont on est parti, par exemple  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ , figurent des  $D_1^{*+}$  qui sont des vrais  $D^*$  mais qui ne se désintègrent pas suivant le mode spécifiquement recherché. Cette remarque s'applique essentiellement aux désintégrations  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Dans le cas où cela se produit, ce "fond" au signal de  $D_1^{*+}$  apparaîtra comme du signal dans le spectre de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$ , si les deux pions célibataires  $\pi_{c_1}^+$  et  $\pi_{c_2}^-$  ont été bien identifiés.

Ce "fond interne" est inhérent à notre méthode d'analyse.

Les raisons pour lesquelles on peut pratiquer une mauvaise identification du canal de désintégration d'un  $D^*$  peuvent être nombreuses, on retiendra essentiellement les suivantes.

- Dans le cas du  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ , comme le  $\pi^0$  n'est pas identifié on peut avoir une contamination de l'échantillon par les désintégrations  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- l^+ \nu_l) \pi_{c_1}^+$  dont le rapport d'embranchement est égal à  $(7.0 \pm 0.4)\%$  [9].
- De plus, dans le cas des désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , comme le montre la figure 7.1 les deux  $D_{1,2}^{*\pm}$  sont produits au repos et l'angle entre les deux est dans  $(94. \pm 5.)\%$  des cas inférieur à 10 degrés. La proximité entre ces deux  $D_{1,2}^{*\pm}$  peut entraîner dans une zone de l'espace limitée une multiplicité importante de traces. Dans le cas du canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  il peut s'en suivre une mauvaise identification du  $D_1^{*+}$  du fait de la largeur de la fenêtre de masse  $1.5 GeV/c^2 \leq M(K^- \pi^+) \leq 1.75 GeV/c^2$ .

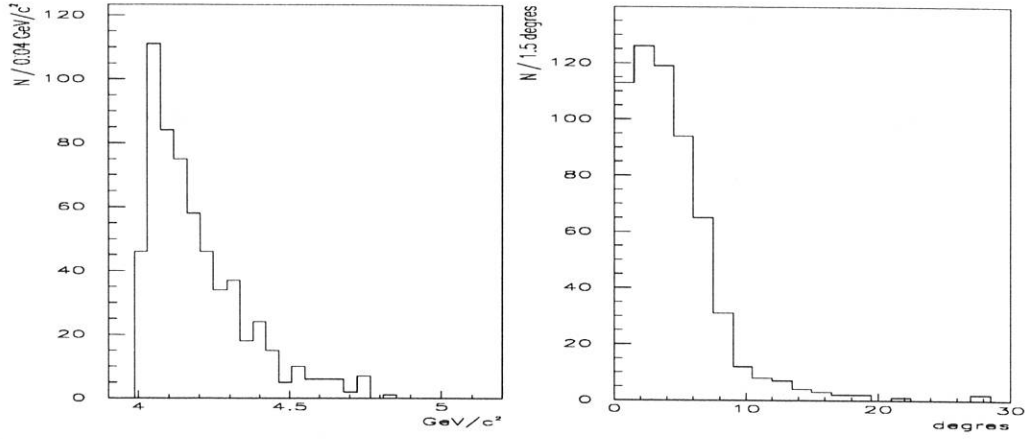


FIG. 7.1 - Masse  $M(D_1^{*+}, D_2^{*-})$  et angle entre les deux  $D^*$  pour les événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

#### 7.2.1.2 Analyse du “fond interne”.

Dans cette partie de l’analyse, notre but a été d’évaluer quelle était la contamination d’événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dont aucun des  $D^*$  ne se désintégrait, par exemple, dans le canal  $D^* \rightarrow (K\pi\pi^0)\pi_c$ , à l’intérieur de notre échantillon final de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  mais dont le  $D_1^{*+}$  a passé les critères de sélection de  $D_1^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_{c1}^+$ .

Pour cette étude on a généré 5684 événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c2}^-$  sans restriction sur les canaux de désintégration de  $D_1^0$  et  $\bar{D}_2^0$ . Cet échantillon correspond, en prenant  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (0.97 \pm 0.2)\%$  (voir équation (6.4)), à une statistique d’environ 3.2 millions de  $Z$  hadroniques. Compte tenu des rapports d’embranchement suivants :

$$Br(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (4.01 \pm 0.14)\% \quad (7.1)$$

$$Br(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0) = (13.8 \pm 1.0)\%$$

$$Br(D^0 \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\pi^+) = (8.1 \pm 0.5)\%$$

le pourcentage d’événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  tels que :

- Cas 1 : aucun des  $D_{1,2}^0$  ne se désintègre dans le canal  $K\pi$  est :  $(1 - .04)^2 \simeq 92\%$ ,
- Cas 2 : aucun des  $D_{1,2}^0$  ne se désintègre dans le canal  $K\pi\pi^0$  est :  $(1 - .138)^2 \simeq 74\%$ ,
- Cas 3 : aucun des  $D_{1,2}^0$  ne se désintègre dans le canal  $K\pi\pi\pi$  est :  $(1 - .08)^2 \simeq 85\%$ .

Pour ces cas évoqués précédemment, nous avons analysé ces événements Monte-Carlo avec respectivement chacun des programmes mis au point pour l'étude des désintégrations  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Les résultats sont consignés dans le tableau 7.1. Dans ce tableau figurent les pourcentages, notés  $\epsilon_{FI}$ , d'étiquetages non corrects d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  suivant les trois cas détaillés ci-dessus. La définition de  $\epsilon_{FI}$  étant la suivante :

$$\epsilon_{FI} = \frac{N_f}{N_i} \quad (7.2)$$

où

- $N_i$  représente par exemple dans le **Cas 2**, le nombre d'événements dans l'échantillon Monte-Carlo de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dont aucun  $D_{1,2}^{\pm}$  ne se désintègre dans le canal  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$ ,
- et  $N_f$  le nombre d'événements précédents qui passent les critères de sélection de l'analyse des désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  imposés par la reconstruction d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  plus d'un kaon chargé  $K_2^-$ , d'une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^-$  et du pion célibataire  $\pi_{c_2}^-$ .

En ce qui concerne le **Cas 1**, l'analyse d'un échantillon de  $5267 \simeq 5684 \times (1 - .04)^2$  événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$  et tels qu'aucun des deux  $D^0$  ne se désintègre dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  nous a permis d'isoler un seul événement répondant néanmoins aux critères imposés par l'analyse de ce canal. Par conséquent nous avons considéré qu'un calcul de  $\epsilon_{FI}$  n'était pas significatif et qu'on pouvait négliger les effets du fond interne sur ce signal.

| Cas étudié   | $\epsilon_{FI}$<br>(%) |
|--------------|------------------------|
| <b>Cas 1</b> | 0                      |
| <b>Cas 2</b> | $0.5 \pm 0.1$          |
| <b>Cas 3</b> | $0.5 \pm 0.1$          |

TAB. 7.1 - Etude des fonds internes : pourcentage d'étiquetages non corrects en fonction des trois cas considérés.

Les conclusions de cette analyse du "*fond interne*" figurant dans le tableau 7.1 sont donc les suivantes :

- dans le cas de la désintégration  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  on peut négliger les effets de cette contamination,

- il faut par contre en tenir compte pour les désintégrations  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

## 7.2.2 Autres sources de fonds

### 7.2.2.1 Etude des événements Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

Pour répertorier toutes les sources de fonds possibles nous avons réalisé une étude Monte-Carlo d'un échantillon de 3 625 697 d'événements du type  $Z \rightarrow q\bar{q}$ . Dans ce Monte-Carlo ne figurent pas d'événements du type  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  ni du type  $B \rightarrow D^{**}(2420)X$  suivis de  $D^{**}(2420) \rightarrow D^{*+} \pi^-$ . Par contre figurent des événements à quatre jets  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ . Les résultats de cette étude sont reproduits par les figures 7.2 et 7.3 qui correspondent respectivement au canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et au canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ . Les histogrammes représentés ont été obtenus par soustraction des histogramme correspondant aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  à ceux obtenus dans le cas des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$ . La normalisation entre ces deux histogrammes a été opérée comme dans le cas de l'étude des données DELPHI sur une région de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  telle que :  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2}) \geq 400 \text{ MeV}/c^2$ .

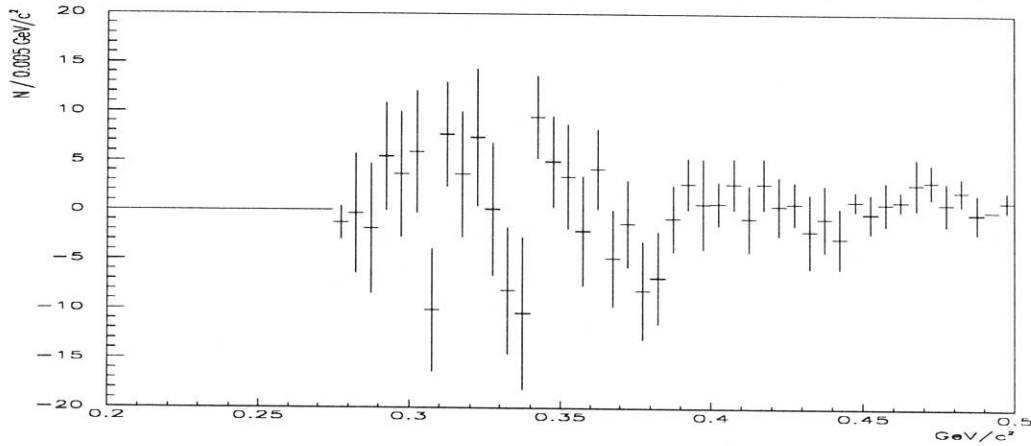


FIG. 7.2 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans le cadre de la recherche d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

L'étude de ces deux histogrammes ne fait pas apparaître de signal dans la région de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$  contrairement à ce qu'on observait dans les données. On notera néanmoins dans le cas des désintégrations  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  du  $D_1^*$  la présence de fluctuations plus nombreuses que dans le cas du canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

La composition finale de l'échantillon correspondant à l'étude des désintégrations  $Z \rightarrow$

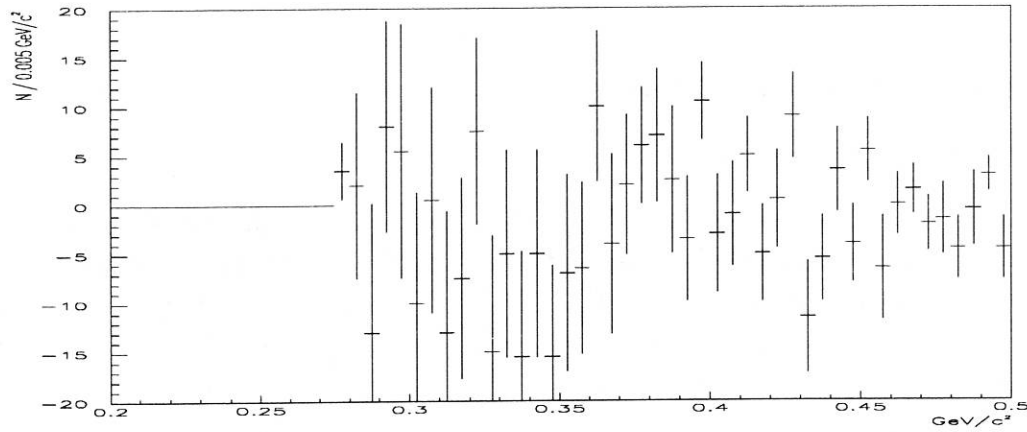


FIG. 7.3 - Masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans le cadre de la recherche d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ .

$q\bar{q}$ , pour la fenêtre de masse  $280 \text{ MeV}/c^2 \leq M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 350 \text{ MeV}/c^2$ , est reportée dans le tableau 7.2 en fonction de la saveur du quark  $q$  initial. Ces résultats concernent l'analyse des fonds associés à la recherche d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Bien qu'on s'attende à des résultats identiques, l'étude a été scindée en d'une part celle des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et d'autre part celle des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

| Nature du quark initial | Pourcentage dans l'échantillon final de $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$ | Pourcentage dans l'échantillon final de $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ |
|-------------------------|---------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| $u, d, s$               | $(7 \pm 3)\%$                                                             | $(4 \pm 2)\%$                                                             |
| $c$                     | $(10 \pm 3)\%$                                                            | $(7 \pm 2)\%$                                                             |
| $b$                     | $(83 \pm 11)\%$                                                           | $(89 \pm 10)\%$                                                           |

TAB. 7.2 - Composition du fond dans la région de masse  $280 \text{ MeV}/c^2 \leq M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 350 \text{ MeV}/c^2$ , dans le cadre de l'analyse avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Cette étude démontre que la source principale de fond est due aux désintégrations du quark  $b$ . A l'intérieur de celles-la, nous avons pu remarquer que le fond le plus important était  $B \rightarrow D^* X$  avec  $D^* \rightarrow (K \pi) \pi$ . En effet dans  $(69 \pm 8)\%$  des cas pour les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  le méson  $D_1^{*+}$  a bien été identifié dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Cette remarque s'applique également aux désintégrations  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  avec un pourcentage de  $(68 \pm 10)\%$ . Le reste du fond émanant de la désintégration des quarks  $b$  correspond à du fond combi-

natoire avec par exemple des événements contenant un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  mais dont les traces ont été mal associées.

Nous avons également étudié la masse invariante  $\Delta M_2 = M(K_2^+ \pi_{add_2}^- \pi_{c_2}^-) - M(K_2^+ \pi_{add_2}^-)$ , pour les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  tels que  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Cela concerne les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , figure 7.4, ainsi que  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ , figure 7.5. Nous avons superposé les histogrammes correspondant aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ . Les premiers sont représentés en traits pleins, les seconds en pointillés. On peut remarquer qu'aucun excès des combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  par rapport aux combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  n'apparaît contrairement aux données (voir figure 6.16 et 6.17).

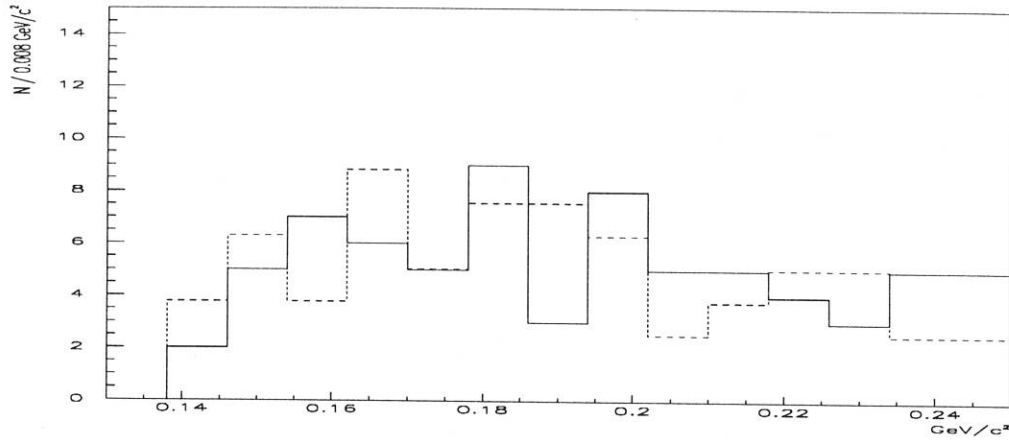


FIG. 7.4 - Différence de masse  $\Delta M_2$  calculée pour les événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans le cadre de la recherche d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

Etant donné que ne figure pas dans ce Monte-Carlo une source de fond possible :  $B \rightarrow D^{*0}(2420)X$  suivi de  $D^{*0}(2420) \rightarrow D^{*+} \pi^-$ , nous avons réalisé une étude complémentaire.

#### 7.2.2.2 Les événements du type $B \rightarrow D^{*0}(2420)X$ suivis de $D^{*0}(2420) \rightarrow D^{*+} \pi^-$ .

Le méson appelé habituellement  $D_1^0(2420)$  [9] sera noté de manière générique  $D^{**}$  pour éviter tout risque de confusion entre ce méson et celui que nous avons noté  $D_1^0$  jusqu'à présent. Dans le cas où le méson  $\bar{D}^{**}$  se désintègre en  $D^{*+} \pi^-$ , on retrouve dans l'état final un méson  $D_1^{*+}$  pouvant se désintégrer en  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  associé à un pion  $\pi^-$  de signe opposé au pion célibataire  $\pi_{c_1}^+$ . C'est la combinaison de signes attendue dans le cas d'une désintégration  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . Nous avons donc étudié dans les données DELPHI, la masse invariante

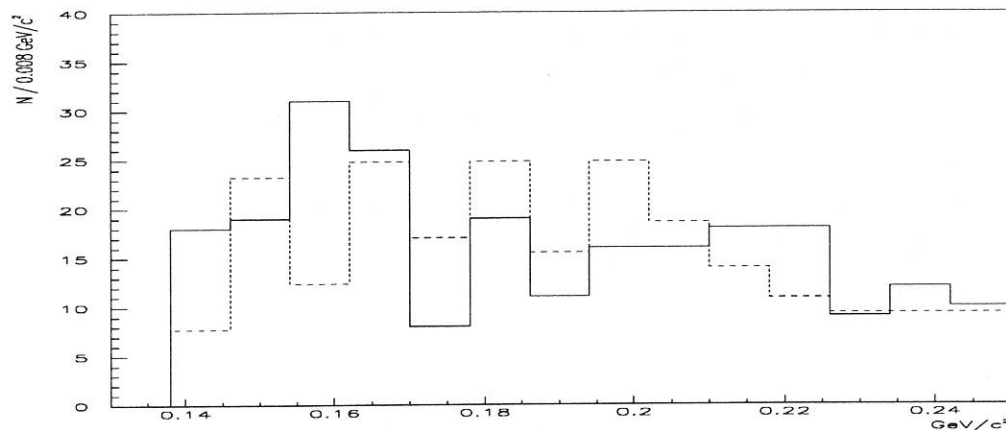


FIG. 7.5 - Différence de masse  $\Delta M_2$  calculée pour les événements Monte-Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sans  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans le cadre de la recherche d'un  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les traits pleins représentent les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  et les traits pointillés les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$ .

$M(D_1^{*+}, \pi_{c_2}^-)$  pour l'échantillon final d'événements tels que :  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ . Les résultats concernant le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  sont reproduits par la figure 7.6.

On remarque qu'aucun événement ne vient peupler la région de masse du  $D^{**}$ . On en déduit donc que la contribution d'événements  $D^{**} \rightarrow D^{*+} \pi^-$  est parfaitement négligeable.

En fait, ce résultat était prévisible pour des événements à basse masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$ . En effet dans le cas des désintégrations  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , le fait que les deux  $D_{1,2}^{*\pm}$  soient produits pratiquement au repos dans le centre de masse du  $B$  et que par conséquent la masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  soit pratiquement au seuil, est essentiellement lié à la présence dans le groupement  $X$  d'au moins une particule. En ce qui concerne les désintégrations  $D^{**} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ , il s'agit d'une désintégration à deux corps du méson  $D^{**}$ , l'espace de phase disponible est plus important, le spectre de masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  est par conséquent décalé vers les grandes masses comme dans le cas des événements  $B \rightarrow D_s^{*+} D^{*+}$  et donc ne devrait pas venir peupler la région de masse près du seuil dans laquelle on a observé un signal.

### 7.3 Estimation de $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ en fonction du canal de désintégration de $D_1^{*+}$ .

L'estimation du rapport d'embranchement  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  a été effectuée de manière identique sur l'ensemble des trois canaux considérés pour les désintégrations du



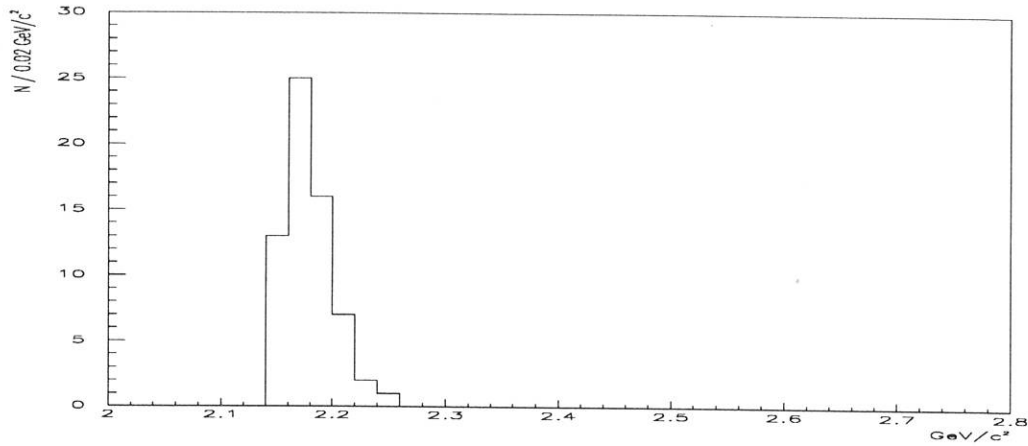


FIG. 7.6 - Masse  $M(D_1^{*+}, \pi_{c_2}^-)$  des événements dans les données DELPHI avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  plus un kaon chargé  $K_2^+$  et une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^-$  et tels que  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) \leq 310 \text{ MeV}/c^2$ .

méson  $D_1^{*+}$ .

### 7.3.1 Evaluation du nombre de candidats dans chacun des trois échantillons.

L'allure du spectre en masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  d'événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  est dissymétrique. Le démarrage vers  $280 \text{ MeV}/c^2$  est quasi vertical alors que la fin de la distribution pour les masses au delà de  $310 \text{ MeV}/c^2$  est plus douce. L'expression analytique de la fonction qui a été choisie pour l'ajustement est :

$$F(x) = \frac{P_1}{(x - P_2)^2 + \frac{P_3^2}{4}} \times \frac{1}{e^{\frac{2(x-P_2)}{P_4}} + 1} \quad (7.3)$$

Le rôle des  $P_i$  est le suivant :

- $P_1$  est le facteur d'amplitude de la distribution au pic,
- $P_2$  détermine la position du pic,
- $P_3$  est lié à la largeur du pic,
- enfin  $P_4$  est le facteur d'asymétrie.

L'ajustement de cette fonction aux différents histogrammes a été effectué par l'intermédiaire du programme MINUIT tout d'abord sur des événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  (voir l'histogramme de masse invariante figure 7.7) puis dans les données pour chacun des canaux de désintégrations (voir figures 7.8, 7.9 et 7.10).

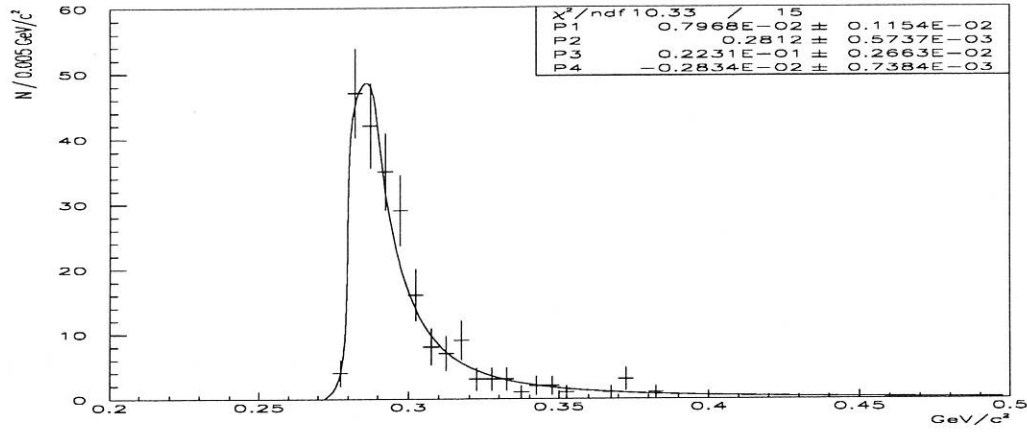


FIG. 7.7 - Ajustement de la masse  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  des événements Monte-Carlo  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ .

Dans le cas du signal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ , la statistique est moindre. L'accumulation des données se fait essentiellement sur deux bins, la forme du signal obtenu est donc sensiblement différente.

A partir de ces ajustements une estimation du nombre d'événements à l'intérieur des trois échantillons a été effectuée par intégration par la méthode de Gauss [109]. Le nombre d'événements ainsi estimé canal par canal a été reporté dans le tableau 7.3. Il sera appelé  $N_{éch}$  par la suite.

| Canal de désintégration de $D_1^{*+}$                      | Nombre d'événements dans l'échantillon |
|------------------------------------------------------------|----------------------------------------|
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$             | $29 \pm 10$                            |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$       | $95 \pm 27$                            |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ | $80 \pm 24$                            |

TAB. 7.3 - Nombre d'événements dans chacun des trois échantillons après analyse des données DELPHI dans les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

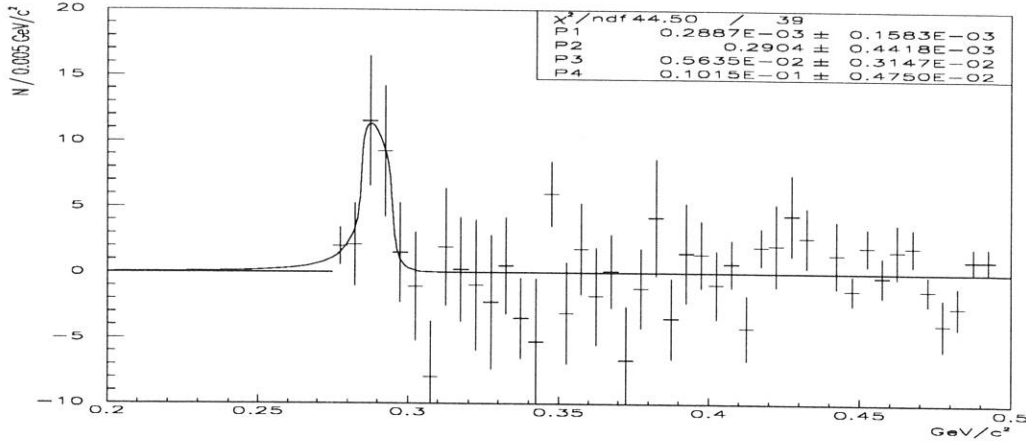


FIG. 7.8 - Ajustement de la masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

### 7.3.2 Estimations de $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

Dans ce paragraphe on se propose de donner une estimation du rapport d'embranchement  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  pour chacun des trois canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_c^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Il est à noter que nous avons comparé entre eux les trois échantillons et qu'il n'existe pas, à un ou deux événements près, de candidats en commun. Par conséquent on peut les considérer comme indépendants. Nous pourrions donc combiner ultérieurement ces trois estimations pour obtenir une valeur moyenne de  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

Le rapport d'embranchement pour chaque canal est donné par :

$$\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = \frac{N_{\text{éch}}}{N_{Z_{\text{had}}} \times \epsilon_{Z_{\text{had}}} \times R_b \times 2 \times [\text{Br}_{D^*}]^2 \times [P_{SI} \times \epsilon_{SI} + P_{FI} \times \epsilon_{FI}]} \quad (7.4)$$

où

- $N_{\text{éch}}$  et  $N_{Z_{\text{had}}}$  sont respectivement le nombre de candidats  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans l'échantillon et le nombre de  $Z$  hadroniques enregistrés par DELPHI,
- $\epsilon_{Z_{\text{had}}}$  est l'efficacité de la sélection hadronique,
- $\text{Br}_{D^*}$  est mis pour  $\text{Br}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_c^+)$
- $P_{SI}$  est le pourcentage d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dont l'un des  $D^0$  au moins se désintègre dans le canal  $D^0 \rightarrow X$  :

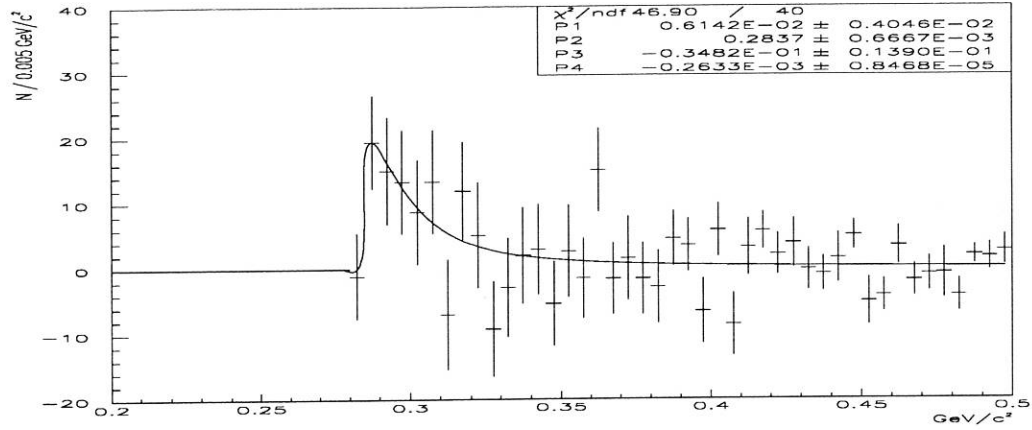


FIG. 7.9 - Ajustement de la masse  $M(\pi_{c1}, \pi_{c2})$  des événements dans les données DELPHI dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c1}^+$ .

$$P_{SI} = 2x(1 - x) + x^2 \text{ en posant } Br(D^0 \rightarrow X) = x$$

- $P_{FI}$  est le pourcentage d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dont aucun des  $D^0$  ne se désintègre dans le canal  $D^0 \rightarrow X$  :

$$P_{FI} = (1 - x)^2 = 1 - P_{SI}$$

- $\epsilon_{SI}$  et  $\epsilon_{FI}$  sont respectivement les efficacités des critères de sélection sur le signal de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  (voir tableau 6.7) et sur "le fond interne" (voir équation (7.2)).

Les valeurs utilisées pour ces différents facteurs figurent dans le tableau 7.4

Les rapports d'embranchement obtenus sont :

$$\begin{array}{ll} D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (0.8 \pm 0.3(stat))\% \\ D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.6 \pm 0.5(stat))\% \\ D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.0 \pm 0.3(stat))\% \end{array}$$

Seules les erreurs statistiques ont été calculées pour l'instant. Ces erreurs statistiques portent sur les estimations de :  $N_{éch}$ ,  $\epsilon_{Z_{had}}$ ,  $\epsilon_{FI}$  et  $\epsilon_{si}$ . Les incertitudes sur chacun de ces paramètres sont reportées dans le tableau 7.4.

Les valeurs obtenues dans les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c1}^+$  sont plus élevées. Une partie du signal peut provenir de désintégrations dont on a tenu compte dans nos estimations du "fond interne" mais dont on a sous-estimé dans le Monte-Carlo le rapport d'embranchement.

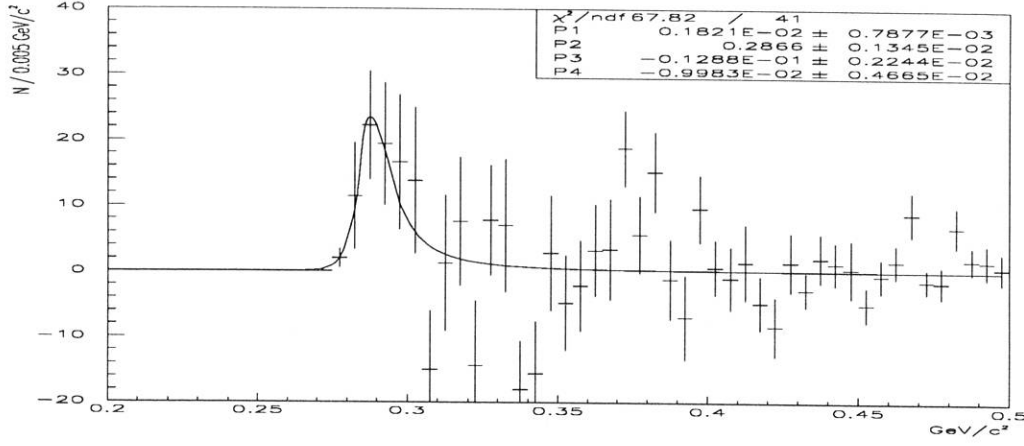


FIG. 7.10 - Ajustement de la masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  des événements dans les données DELPHI dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

## 7.4 Estimation des erreurs systématiques.

L'estimation par (7.4) du rapport d'embranchement est entâchée d'erreurs systématiques dont nous allons détailler les sources.

### 7.4.1 Erreur systématique due à la sélection des événements.

Pour isoler les trois échantillons d'événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  dans les données nous avons défini un certain nombre de critères de sélection. Nous désignerons par l'expression *sélection de base* l'ensemble des critères qui correspond aux choix qui ont été exposés aux chapitres 5 et 6 et qui nous ont permis d'extraire les signaux représentés sur les figures 7.8, 7.9 et 7.10. Nous avons modifié certaines valeurs de ces paramètres de façon à mesurer l'influence de celles-la sur la sélection finale de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  et évaluer ainsi les erreurs systématiques. Pour chacune des valeurs de ces paramètres nous avons, en effet procédé à une nouvelle détermination du rapport d'embranchement  $\text{Br}(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ . Les variables étudiées ont été :

- la fraction d'énergie  $x_E$ , définie au chapitre 5, on a demandé :

- pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  :  $x_E \geq 0.15$  au lieu de  $x_E \geq 0.1$ ,
- pour  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  :  $x_E \geq 0.25$  au lieu de  $x_E \geq 0.2$ ,

| Liste des paramètres                      | Canal de désintégration du $D_1^{*+}$ |                               |                                     |
|-------------------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------|-------------------------------------|
|                                           | $(K^- \pi^+) \pi_{c_1}$               | $(K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}$ | $(K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}$ |
| $N_{éch}$                                 | $29 \pm 10$                           | $95 \pm 27$                   | $80 \pm 24$                         |
| $N_{Z_{had}}$                             | $3.265 \cdot 10^6$                    | $3.265 \cdot 10^6$            | $3.265 \cdot 10^6$                  |
| $\epsilon_{Z_{had}}$                      | $95.2 \pm 0.1$                        | $95.2 \pm 0.1$                | $95.2 \pm 0.1$                      |
| $R_b$ [107]                               | $(22.19 \pm .17)\%$                   | $(22.19 \pm .17)\%$           | $(22.19 \pm .17)\%$                 |
| $Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$<br>[9] | $(68.1 \pm 1.3)\%$                    | $(68.1 \pm 1.3)\%$            | $(68.1 \pm 1.3)\%$                  |
| $Br(D^0 \rightarrow X)$<br>[9]            | $(4.01 \pm 0.14)\%$                   | $(13.8 \pm 1.0)\%$            | $(8.1 \pm 0.5)\%$                   |
| $\epsilon_{SI}$                           | $(6.8 \pm 0.5)\%$                     | $(2.1 \pm 0.2)\%$             | $(5.0 \pm 0.5)\%$                   |
| $\epsilon_{FI}$                           | 0                                     | $(0.5 \pm 0.1)\%$             | $(0.5 \pm 0.1)\%$                   |

TAB. 7.4 - Liste des paramètres entrant dans le calcul de  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  pour chacun des canaux de désintégration de  $D_1^{*+}$ .

- la masse invariante  $M(K_2^+, \pi_{c_2}^+)$  sur laquelle on a basé notre critère d'unicité pour la sélection du  $K_2^+$ , on a effectué une coupure à  $900 MeV/c^2$  au lieu de  $800 MeV/c^2$ ,
- la distance  $L$  entre le vertex primaire et le vertex du  $D_1^0$  dans le plan transverse pour laquelle on a imposé une coupure à  $1\sigma$  au lieu de  $2\sigma$ .

Les résultats concernant le canal  $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_c^+$  figurent dans le tableau 7.5.

| Liste des critères de sélection modifiés | Estimation de $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ | $\frac{\Delta Br}{Br}$ |
|------------------------------------------|-------------------------------------------------------|------------------------|
| $0.15 \leq x_E \leq 0.5$                 | $(0.6 \pm 0.3)\%$                                     | 0.22                   |
| $M(K_2^+, \pi_{c_2}^+) \leq 900 MeV/c^2$ | $(0.7 \pm 0.3)\%$                                     | 0.11                   |
| $L \geq 1 \times \sigma_L$               | $(0.7 \pm 0.3)\%$                                     | 0.11                   |

TAB. 7.5 - Etude des erreurs systématiques : influence du choix des critères de sélection sur l'estimation de la valeur de  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Après combinaison en quadrature on a obtenu :

$$- \frac{\Delta Br}{Br} = \pm 27\% \text{ pour le canal } D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+,$$

- $\frac{\Delta Br}{Br} = \pm 20\%$  pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$ ,
- $\frac{\Delta Br}{Br} = \pm 35\%$  pour le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

C'est la source la plus importante d'erreurs systématiques. Elles sont du même ordre de grandeur que l'erreur statistique seule.

#### 7.4.2 Erreur systématique liée à l'identification des kaons.

Etant donné qu'un des points importants de notre analyse est lié à la sélection et à l'identification du kaon additionnel, noté  $K_2^+$ , nous avons consacré une large part de ce travail d'analyse aux conséquences du choix des critères d'identification sur la détermination du rapport d'embranchement final. Nous avons d'abord relâché les critères d'identification, en acceptant par exemple les traces considérées comme des pions par le RICH mais dont la mesure du  $\frac{dE}{dx}$  satisfaisait l'hypothèse kaon telle qu'elle a été définie au chapitre 5. Nous avons également essayé de nous restreindre aux traces qui au contraire étaient considérées au moins comme des kaons "standards" par le RICH. L'analyse de l'identification des  $K_2^+$  a été essentiellement conduite dans le cas de l'étude du canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . On a pu constater par ailleurs que les conclusions étaient identiques pour les autres canaux. L'erreur systématique relative liée à ces critères d'identification a été estimée à  $\frac{\Delta Br}{Br} = \pm 10\%$ .

#### 7.4.3 Erreur systématique provenant de la soustraction du fond.

Un autre paramètre important est celui lié à la normalisation entre les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{+/-}$  et les combinaisons  $\pi_{c_1}^{+/-} \pi_{c_2}^{-/+}$  sur la région de masse  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  telle que  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2}) \geq 400 MeV/c^2$ . En effet l'influence de ce paramètre se situe au niveau de soustraction du fond au signal. L'erreur systématique relative associée a été estimée à  $\frac{\Delta Br}{Br} = \pm 14\%$ .

#### 7.4.4 Autres sources d'erreurs systématiques.

Les autres paramètres importants sont ceux liés aux estimations des rapports d'embranchement utilisés dans le calcul de  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ . Leur liste ainsi que les erreurs systématiques associées figurent dans le tableau 7.6.

En conclusion, dans le tableau 7.7 est résumé l'ensemble des sources d'erreurs systématiques. Les valeurs du rapport  $\frac{\Delta Br}{Br}$  sont exprimées en pour-cent.

| Liste des paramètres<br>P                | $\frac{\Delta P}{P}(\%)$ |                            |                                 |
|------------------------------------------|--------------------------|----------------------------|---------------------------------|
|                                          | $(K^-\pi^+)\pi_{c_1}$    | $(K^-\pi^+\pi^0)\pi_{c_1}$ | $(K^-\pi^-\pi^+\pi^+)\pi_{c_1}$ |
| $R_b$<br>[107]                           | $\pm 0.8$                | $\pm 0.8$                  | $\pm 0.8$                       |
| $Br(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+)$<br>[9] | $\pm 2.0$                | $\pm 2.0$                  | $\pm 2.0$                       |
| $Br(D^0 \rightarrow X)$<br>[9]           | $\pm 3.5\%$              | $\pm 3.5\%$                | $\pm 3.5\%$                     |

TAB. 7.6 - Erreurs relatives des paramètres entrant dans le calcul de l'erreur systématique  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

#### 7.4.5 Rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$ canal par canal.

Compte tenu de l'ensemble des paramètres, des erreurs systématiques qui leur sont associées et de la formule utilisée pour calculer le rapport d'embranchement présenté dans l'équation (7.4), les résultats finaux avec leurs erreurs statistiques et systématiques sont :

$$\begin{aligned}
D_1^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_{c_1}^+ & \quad Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (0.8 \pm 0.3(stat) \pm 0.3(syst))\% (7.5) \\
D_1^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi_{c_1}^+ & \quad Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.6 \pm 0.5(stat) \pm 0.4(syst))\% \\
D_1^{*+} \rightarrow (K^-\pi^-\pi^+\pi^+)\pi_{c_1}^+ & \quad Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.0 \pm 0.3(stat) \pm 0.4(syst))\%
\end{aligned}$$

### 7.5 Estimation d'une valeur moyenne pondérée de $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

A partir des trois estimations indépendantes précédentes du même rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ , nous en avons déduit une valeur moyenne pondérée. Cependant en ce qui concerne les erreurs systématiques associées, seule celle portant sur la sélection de l'échantillon de  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  est indépendante, les autres sont identiques quel que soit le canal considéré et seront traitées à part. Nous allons donc tout d'abord moyenner les trois valeurs des rapports d'embranchements qui sont de la forme  $x_i \pm \delta x_i$ , où  $\delta x_i$  est la somme en quadrature des erreurs statistiques et d'une partie des systématiques pour obtenir une estimation globale du type  $\bar{x} \pm \delta \bar{x}$ . Nous combinerons ensuite le reste des erreurs systématiques, notées  $\Delta$  ( $\Delta = 17.9\%$ ), à la valeur moyenne de l'erreur  $\delta \bar{x}$  conformément



| Liste des paramètres                                              | $\frac{\Delta Br}{Br}(\%)$ |                           |                                |
|-------------------------------------------------------------------|----------------------------|---------------------------|--------------------------------|
|                                                                   | $(K^-\pi^+)\pi_{c1}$       | $(K^-\pi^+\pi^0)\pi_{c1}$ | $(K^-\pi^-\pi^+\pi^+)\pi_{c1}$ |
| Sélection de l'échantillon<br>$B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ | $\pm 27.0\%$               | $\pm 20.0\%$              | $\pm 35.0\%$                   |
| Identification des kaons                                          | $\pm 10.0\%$               | $\pm 10.0\%$              | $\pm 10.0\%$                   |
| Soustraction du fond                                              | $\pm 14.0\%$               | $\pm 14.0\%$              | $\pm 14.0\%$                   |
| Autres facteurs                                                   | $\pm 5.2\%$                | $\pm 5.1\%$               | $\pm 5.1\%$                    |

TAB. 7.7 - Contribution des différentes sources à l'erreur systématique relative du rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ .

à la méthode utilisée dans la référence [9].

Pour le calcul de la valeur moyenne on utilise la relation [9] :

$$\bar{x} \pm \delta\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \pm \left( \sum_{i=1}^n w_i \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (7.6)$$

avec

$$w_i = \frac{1}{(\delta x_i)^2} \quad (7.7)$$

où  $x_i$  et  $\delta x_i$  sont respectivement la valeur et l'erreur sur la mesure de  $x = Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  pour le canal  $i$  de désintégration du  $D_1^{*+}$ . Pour évaluer la cohérence des différentes estimations on calcule ensuite :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n w_i (\bar{x} - x_i)^2 \quad (7.8)$$

et on le compare avec la valeur attendue du  $\chi^2$ , c'est-à-dire  $N - 1$  dans le cas d'une distribution gaussienne. Ici on a  $N = 3$ . Dans le cas où la valeur de  $\frac{\chi^2}{N - 1}$  est :

- au voisinage de 1, les résultats sont compatibles,
- très inférieure à 1, les erreurs de mesures sont sur estimées,
- très supérieure à 1, on ne peut pas les moyenner, il existe une erreur de mesure ou les erreurs sont sous estimées.

Pour cette analyse la valeur du rapport  $\frac{\chi^2}{N-1}$  est de 0.7, elle est légèrement inférieure à 1 mais elle indique néanmoins la compatibilité des résultats.

L'estimation finale du rapport d'embranchement est présentée dans le tableau 7.8. Dans le calcul de l'erreur, conformément à la démarche annoncée en début de ce paragraphe on a ajouté en quadrature les erreurs  $\delta\bar{x}$  (liée au calcul précédent de valeur moyenne) et  $\Delta$  (erreurs systématiques communes à chacun des canaux).

| Canal de désintégration<br>du $D_1^{*+}$                   | Estimation du rapport d'embranchement<br>$Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ |
|------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------|
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$             | $(0.8 \pm 0.4)\%$                                                                |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$       | $(1.6 \pm 0.6)\%$                                                                |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ | $(1.0 \pm 0.5)\%$                                                                |
| Moyenne pondérée                                           | $(1.0 \pm 0.3)\%$                                                                |

TAB. 7.8 - Estimation d'une valeur moyenne pondérée du rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  à partir des trois mesures indépendantes dans les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

En conclusion de l'analyse des données DELPHI enregistrées par le détecteur pendant les périodes de prises de données entre 1991 et 1994, l'estimation globale du rapport d'embranchement  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$  est de :

$$Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.0 \pm 0.3)\% \quad (7.9)$$

Cette valeur est en bon accord avec la prédiction de JETSET7.3  $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (0.97 \pm 0.02)\%$  (erreur statistique seulement).

## 7.6 $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$ : approche complémentaire.

Une méthode complémentaire pour extraire une mesure de  $Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X)$  à partir des résultats obtenus dans cette analyse a été réalisée. Dans la détermination de ce rapport d'embranchement, la méthode précédente ne tient pas compte de la propriété suivante : la masse invariante  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  est indépendante du canal étudié pour la désintégration du  $D^0$ . En conséquence on s'attend à ce que les trois signaux observés aient une forme identique.

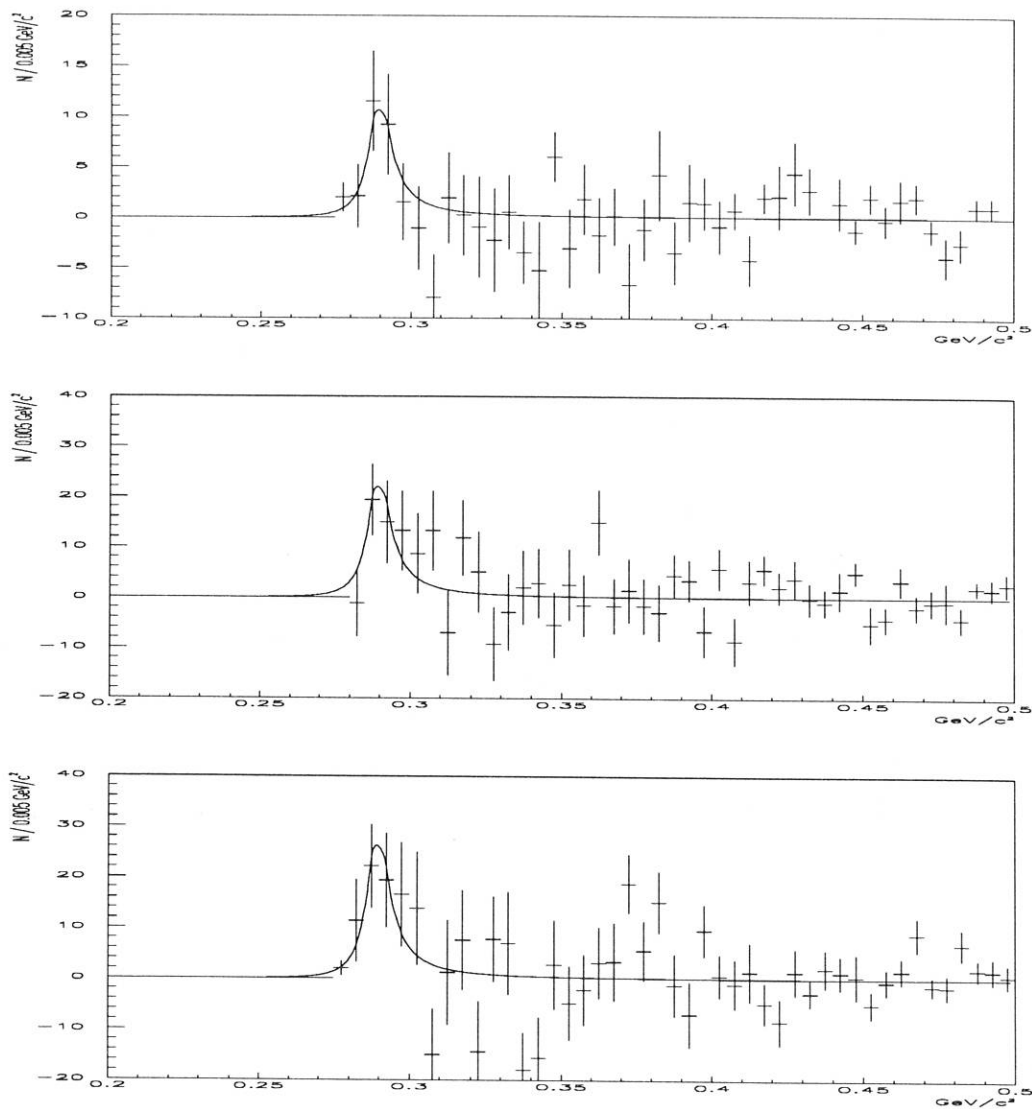


FIG. 7.11 - Ajustement simultané des signaux obtenus en masse  $M(\pi_{c1}, \pi_{c2})$  dans les canaux (de haut en bas)  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ ,  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c1}^+$ . Seul le paramètre lié au nombre d'événements dans le pic varie d'un échantillon à l'autre.

Cela signifie que seul le paramètre  $P_1$  de la fonction utilisé pour l'ajustement est appelé à varier d'un échantillon à l'autre. Celui-là est en effet directement lié au nombre d'événements (voir équation (7.3)) dans chacun des pics.

A partir de ce principe, une second ajustement a été réalisé des trois signaux observés. Les résultats sont figurés sur la figure 7.11. Le nombre d'événements ainsi que les nouveaux rapports d'embranchement sont résumés dans le tableau 7.9.

| Canal de désintégration du $D_1^{*+}$                      | Nombre d'événements | Rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X)$ |
|------------------------------------------------------------|---------------------|-----------------------------------------------------------------|
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$             | $30 \pm 10$         | $(0.9 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$                                       |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$       | $60 \pm 21$         | $(1.0 \pm 0.4 \pm 0.3)\%$                                       |
| $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ | $71 \pm 24$         | $(0.9 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$                                       |

TAB. 7.9 - Nombre d'événements dans les trois échantillons et mesure des rapports d'embranchement avec la méthode des ajustements simultanés.

On peut constater en les comparant aux précédents que cette seconde méthode fait apparaître une moindre grande dispersion entre les trois résultats obtenus. En revanche, il ne s'agit plus de trois mesures indépendantes comme c'était le cas précédemment. On a établi une corrélation dans la forme des trois signaux. On ne peut donc plus combiner ces trois mesures avec la méthode exposée au paragraphe 7.5.

Une détermination du rapport d'embranchement moyen de  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$  a pu néanmoins être réalisée en considérant la somme des signaux obtenus dans les trois canaux analysés. Cela est justifié par le fait que les trois échantillons sont indépendants et qu'il n'existe pas d'événements en commun.

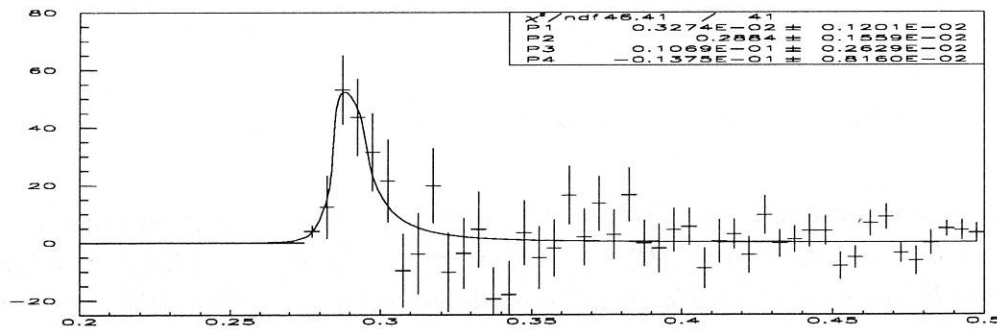


FIG. 7.12 - Ajustement de la somme des signaux obtenus en masse invariante  $M(\pi_{c_1}, \pi_{c_2})$  dans les trois canaux étudiés.

Le nombre d'événements total est alors de  $161 \pm 40$ .

La figure 7.12 représente ce résultat final qui conduit à :  $Br(B \rightarrow D^{*+}D^{*-}X) = (1.0 \pm 0.2(stat) \pm 0.3(syst))\%$ , soit en ajoutant en quadrature les erreurs statistique et systématique :  $(1.0 \pm 0.4)\%$ .

Ce résultat est compatible avec la mesure précédente :  $(1.0 \pm 0.3)\%$ , l'erreur associée est sensiblement plus importante.



# CONCLUSIONS

A partir des données enregistrées entre 1991 et 1994 par le détecteur DELPHI, nous avons pu observer un signal que nous attribuons à la désintégration  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ . L'ensemble des mésons  $B$  ainsi que les baryons beaux peuvent se désintégrer dans cette voie. Jusqu'à présent seules les désintégrations double charme du type  $B \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$  avaient été isolées par les expériences CLEO et ARGUS.

Une méthode de reconstruction partielle, basée sur la masse invariante  $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-)$  des deux pions célibataires provenant des désintégrations  $D_1^{*+} \rightarrow D_1^0 \pi_{c_1}^+$  et  $D_2^{*-} \rightarrow \bar{D}_2^0 \pi_{c_2}^-$ , a été élaborée. Pour ces événements, cette masse présente la caractéristique d'être au seuil, dans une région comprise entre  $280 \text{ MeV}/c^2$  et  $310 \text{ MeV}/c^2$ . Ceci nous a permis d'extraire un signal  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  et de rendre négligeables les sources de fond physique conduisant à la production de deux mésons  $D_{1,2}^{*\pm}$ , en particulier le fond constitué par les quatre jets lourds  $q\bar{q}c\bar{c}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ .

Cette méthode implique la reconstruction d'un méson  $D_1^{*+}$  dans l'un des trois canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  ou  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  ou  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et la signature du méson  $D_2^{*-}$  par les présences du pion célibataire  $\pi_{c_2}^-$  d'un kaon chargé additionnel  $K_2^+$  et d'une trace additionnelle  $\pi_{add_2}^-$ .

La présence d'un second  $D_2^{*-}$  a également été confirmée par les spectres de masse  $M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$  et  $\Delta M_2 = M(K_2^+, \pi_{add_2}^-, \pi_{c_2}^+) - M(K_2^+, \pi_{add_2}^-)$ . La taille de nos échantillons varie entre environ 30 candidats dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$  et environ 90 dans les canaux  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+$  et  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+$ .

Cette analyse a permis d'extraire un rapport d'embranchement de cette désintégration en fonction du canal étudié pour  $D_1^{*+}$ . Nos estimations sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (0.8 \pm 0.3(stat) \pm 0.3(syst))\% \\ D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi_{c_1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.6 \pm 0.5(stat) \pm 0.4(syst))\% \\ D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^- \pi^+ \pi^+) \pi_{c_1}^+ & Br(B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X) = (1.0 \pm 0.3(stat) \pm 0.4(syst))\% \end{array}$$

Ces valeurs ont été combinées de façon à extraire une valeur moyenne pondérée :

$$Br(B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (1.0 \pm 0.3)\%$$

Un gain d'un facteur dix en statistique permettrait d'envisager l'étude exclusive d'événements  $B \rightarrow D^{*+} D^{*-}$  qui présentent un grand intérêt pour la connaissance des mécanismes

de la violation de CP, ou l'isolation de mésons  $B_c^+$  en cherchant par exemple un lepton additionnel.



## Annexe A

### Estimation de $Br(Z \rightarrow B_c X)$ .

L'estimation présentée ici de  $Br(Z \rightarrow B_c X)$  a été effectuée suivant le principe de la méthode décrite par Chao-Hsi Chang et Yu-Qi Chen dans [73]. Dans le calcul de l'élément de matrice relatif au diagramme A.1 qui décrit un processus de production du  $B_c$  à partir de  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , il nous faut introduire différents facteurs de couplage et appliquer les règles de Feynman.

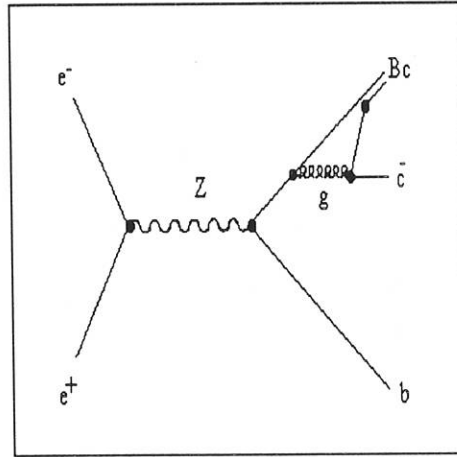


FIG. A.1 - *Un mode de production du méson  $B_c$  au pôle du  $Z$ .*

Les quadivecteurs du  $Z$ , du méson  $B_c$ , du quark  $c$  (ou  $\bar{c}$ ) et du quark  $b$  (ou  $\bar{b}$ ) seront appelés dans les équations respectivement  $k$ ,  $P$ ,  $p_1$  et  $p_2$ . De plus la variable  $q$  représentera la quantité de mouvement relative entre les deux quarks lourds qui composent le  $B_c$ . La définition de  $q$  est contenue dans les formules suivantes :

$$p_1 = \frac{m_c}{m_b + m_c} P - q \quad (\text{A.1})$$

$$p_2 = \frac{m_b}{m_b + m_c} P + q$$

En suivant la démarche adoptée en [73] les différents facteurs sont les suivants :

– vertex  $V_{Z,b,\bar{b}}$  [75] :

$$-i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (C_V^f - C_A^f \gamma^5) \quad (\text{A.2})$$

– où  $C_V^f$  et  $C_A^f$  sont des constantes relatives au couplage vecteur-axial et sont déterminées par le modèle standard de la façon suivante [75] :

$$\begin{aligned} C_V^f &= T_f^3 - 2\sin^2\theta_W Q_f \\ C_A^f &= T_f^3 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

– où  $T_f^3$  et  $Q_f$  sont respectivement la troisième composante du vecteur d'isospin faible et la charge du fermion  $f$ . Les valeurs de ces deux coefficients dans le cas des quarks  $\bar{b}$  et  $c$  sont résumées dans le tableau A.1. En effet pour l'ensemble des diagrammes de Feynman décrits par la figure 3.3 étant donné que ce sont les quarks  $\bar{b}$  et  $c$  qui vont former le méson  $B_c$ , ce sont les valeurs relatives à ces deux quarks des coefficients  $C_V^f$  et  $C_A^f$  qu'il nous faut utiliser dans ces formules [110].

| $f$       | $Q_f$         | $C_A^f$       | $C_V^f$                                   |
|-----------|---------------|---------------|-------------------------------------------|
| $c$       | $\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$ |
| $\bar{b}$ | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$ |

TAB. A.1 - Les facteurs de vertex  $Z \rightarrow f\bar{f}$  dans le cadre du modèle standard.

En utilisant les valeurs données dans le tableau A.1 l'équation (A.2) devient :

$$-i \frac{e}{\cos\theta_W \sin\theta_W} \gamma^\mu \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{3}\sin^2\theta_W - \frac{1}{4}\gamma^5 \right) \quad (\text{A.4})$$

en posant

$$e = g \sin\theta_W \quad (\text{A.5})$$

- **premier terme de propagation** : entre les vertex  $V_{Z,\bar{b},b}$  et  $V_{\bar{b},\bar{b} \rightarrow B_c,g}$  où  $b \rightarrow B_c$  est mis pour symboliser le quark  $\bar{b}$  qui participe au  $B_c$ . Ce terme de propagation s'écrit :

$$i \frac{\not{q}_2 - \not{k} + m_b}{(q_2 - k)^2 - m_b^2} \quad (\text{A.6})$$

- **vertex  $V_{\bar{b},\bar{b} \rightarrow B_c,g}$**  :

$$-i \frac{g_s}{2} \lambda^\alpha \gamma^\mu \quad (\text{A.7})$$

- où  $g_s$  est la constante de couplage de QCD qui vaut :

$$g_s^2 = 4\pi\alpha_s \quad (\text{A.8})$$

$\alpha_s$  étant la constante de couplage fort définie par l'équation (2.5)

- $\lambda^\alpha$  sont des matrices introduites par Gell-Mann [28] associées aux générateurs de  $SU(3)$ , voir chapitre 1.

- **deuxième terme de propagation** : celui lié au gluon.

$$-i \frac{g_{\mu\nu} \delta^{\alpha\beta}}{(p_1 + q_1)^2} \quad (\text{A.9})$$

- **vertex  $V_{g,\bar{c}, c \rightarrow B_c}$**  : de même que précédemment  $c \rightarrow B_c$  est mis pour symboliser le quark  $c$  qui participe au  $B_c$ ,

$$-i \frac{g_s}{2} \lambda^\beta \gamma^\nu \quad (\text{A.10})$$

En regroupant les termes de couleur [111] on obtient le facteur de couleur du gluon échangé dans ce cas là vaut  $\frac{4}{3}$ . Par ailleurs en posant :

$$\Gamma_{Z\bar{b}} = \frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W - \frac{1}{4} \gamma_5 \quad (\text{A.11})$$

l'élément de matrice s'écrit :

$$M = \bar{U}_s(q_2) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \not{\epsilon}_Z \Gamma_{Z\bar{b}} \frac{\not{q}_2 - \not{k} + m_b}{(q_2 - k)^2 - m_b^2} \gamma^\mu \frac{\kappa(q)}{(p_1 + q_1)^2} \gamma^\mu g_s^2 \quad (\text{A.12})$$

$$\times \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \frac{4}{3\sqrt{3}} V_{s'}(q_1)$$

où  $s$  et  $s'$  représentent les spins du quark et de l'antiquark,  $\kappa(q)$  est la fonction d'onde BS [110] [112] et  $\epsilon_Z$  est le vecteur de polarisation du boson  $Z$ .

La fonction  $\kappa(q)$ , dans le cadre de l'approximation non relativiste [112], peut s'écrire de la manière suivante [110] [73] :

$$\kappa(q) = \frac{a - b}{(q_0 - a_+)(q_0 - b_-)} [\gamma_5 \alpha + \not{\epsilon}(P)\beta] \times \frac{1 + \gamma_0}{2\sqrt{2}} \phi(|q|) \sqrt{2M} \quad (\text{A.13})$$

avec

- $\alpha = 1, \beta = 0$  pour les mésons pseudoscalaires comme le  $B_c$  ou  $\alpha = 0, \beta = 1$  pour les mésons vecteurs comme le  $B_c^*$ ,
- $\epsilon_\mu(P)$  est le vecteur polarisation du méson,
- $a_+$  et  $b_-$  sont définis par [110]:

$$\begin{aligned} a_+ &= m_c - \sqrt{q^2 + m_c^2} + i\epsilon \\ b_- &= -m_b - \sqrt{q^2 + m_b^2} - i\epsilon \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

- et  $\phi(|q|)$  est la fonction d'onde du système  $(\bar{b}c)$  ou  $(b\bar{c})$ .

Si on considère maintenant chacun des quatre diagrammes représentés par la figure 3.3, le calcul des différents éléments de matrices se fait de la même manière, et on peut finalement écrire :

$$M_T = \bar{U}_s(q_2) \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} (\Lambda_1 + \Lambda_2 + \Lambda_3 + \Lambda_4) g_s^2 \times \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \frac{4}{3\sqrt{3}} V_{s'}(q_1) \quad (\text{A.15})$$

avec

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \not{\epsilon}_Z \Gamma_{Z\bar{b}} \frac{\not{q}_2 - \not{k} + m_b}{(q_2 - k)^2 - m_b^2} \gamma^\mu \frac{\kappa(q)}{(p_1 + q_1)^2} \gamma_\mu \\ \Lambda_2 &= \gamma^\mu \frac{\not{k} - \not{p}_2 + m_b}{(k - p_2)^2 - m_b^2} \not{\epsilon}_Z \Gamma_{Z\bar{b}} \frac{\kappa(q)}{(p_1 + q_1)^2} \gamma_\mu \\ \Lambda_3 &= \gamma^\mu \frac{\kappa(q)}{(p_2 + q_2)^2} \not{\epsilon}_Z \Gamma_{Zc} \frac{\not{p}_1 - \not{k} + m_c}{(p_1 - k)^2 - m_c^2} \gamma_\mu \\ \Lambda_4 &= \gamma^\mu \frac{\kappa(q)}{(p_2 + q_2)^2} \gamma_\mu \frac{\not{P} + \not{q}_2 + m_c}{(P + q_2)^2 - m_c^2} \not{\epsilon}_Z \Gamma_{Zc} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Les auteurs de [73] ont ainsi pu calculer la valeur de  $\Gamma(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c})$  en considérant que :

$$\int \kappa(q) \frac{d^4q}{(2\pi)^4} = (\gamma_5 \alpha + \not{\epsilon}\beta) \frac{P + M}{2\sqrt{M}} \phi(0) \quad (\text{A.17})$$

où  $\phi(0)$  représente la valeur de la fonction d'onde à l'origine. Différents types de potentiels ont été envisagés dans les calculs, l'un de type coulombien à petite distance et l'autre qui varie linéairement avec la distance pour traduire le confinement. Les résultats de cette étude sont reproduits dans [73]. Enfin les valeurs suivantes ont été utilisées par [73]:

$$\alpha_s = 0.15, \sin^2\theta_W = 0.225, M_Z = 91.18 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{A.18})$$

La valeur trouvée pour  $\Gamma(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c})$  sous ces hypothèses est de :

$$\Gamma(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c}) = 50.9 keV \quad (A.19)$$

En prenant  $\Gamma_Z \simeq 2.53 GeV/c^2$  [73], on obtient comme résultat :

$$Br(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c}) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c})}{\Gamma_Z} \simeq 2.0 \times 10^{-5} \quad (A.20)$$

soit finalement en tenant compte des mésons  $B_c$  et  $\bar{B}_c$  :

$$Br(Z \rightarrow B_c + b + \bar{c}) + Br(Z \rightarrow \bar{B}_c + \bar{b} + c) \simeq 4.0 \times 10^{-5} \quad (A.21)$$



## Annexe B

### Candidat $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ .

Les figures B.1 et B.2 représentent une vue dans le plan transverse  $(x, y)$  (voir chapitre 4 pour la définition des axes dans DELPHI) d'un candidat  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$ , dans le canal  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c_1}^+$ . Sur la première est schématisé le détecteur de vertex VD. Cet événement a été enregistré par DELPHI pendant la période de prise de données de l'année 1993. Il passe les critères de sélection des événements  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  qui correspondent à l'analyse en kaon et trace chargés additionnels. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- $M(K_1^- \pi_1^+) = (1.87 \pm 0.03) GeV/c^2$ ,
- $\Delta M_1 = (146 \pm 2) MeV/c^2$ ,
- $M(\pi_{c_1}^+, \pi_{c_2}^-) = (289 \pm 2) MeV/c^2$
- $M(K_2^+ \pi_2^-) = (1.49 \pm 0.03) GeV/c^2$ ,
- $\Delta M_2 = (170 \pm 2) MeV/c^2$ ,
- le kaon noté  $K_1^-$  du  $D_1^0$  a été identifié par le RICH comme un kaon "serré" (classe 5 voir chapitres 4 et 5)
- le kaon noté  $K_2^+$  ne possède pas d'information délivrée par le RICH mais la probabilité qu'il soit un kaon plutôt qu'un pion est estimée par la mesure du  $\frac{dE}{dx}$  (voir paragraphe 5.3.2), est de 98%.

Compte tenu de la valeur des masses  $M(K_2^+ \pi_2^-)$  et  $\Delta M_2$ , il se situe dans une région où d'après la figure (6.19) on n'attend pas de bruit de fond. Il est donc un très bon candidat.

Les traces des produits de désintégration des mésons  $D_1^{*+}$  et  $D_2^{*-}$  ont été bien associées dans le détecteur VD, comme cela est symbolisé par les carrés sur la figure B.1 aux points d'intersection des traces avec les plaquettes de silicium.

La forme générale de l'événement correspond à celle attendue pour une désintégration du  $Z$  en deux jets hadroniques  $b\bar{b}$  (voir figure B.1).

Dans un hémisphère en plus des traces attribuées aux deux mésons  $D_1^{*+}$  et  $D_2^{*-}$  on a deux traces supplémentaires de signes opposés. Si on leur attribue la masse d'un pion, la masse invariante de toutes les traces chargées est d'environ  $5.1\text{GeV}/c^2$ .

Sur les figures B.3 (vue en  $(x, y)$ ) et B.4 (vue en  $(y, z)$ ), au voisinage des dépôts d'énergie associés aux traces chargées précédemment identifiées, il y a des dépôts d'énergie neutre qu'on peut attribuer à des  $\pi^0$ .

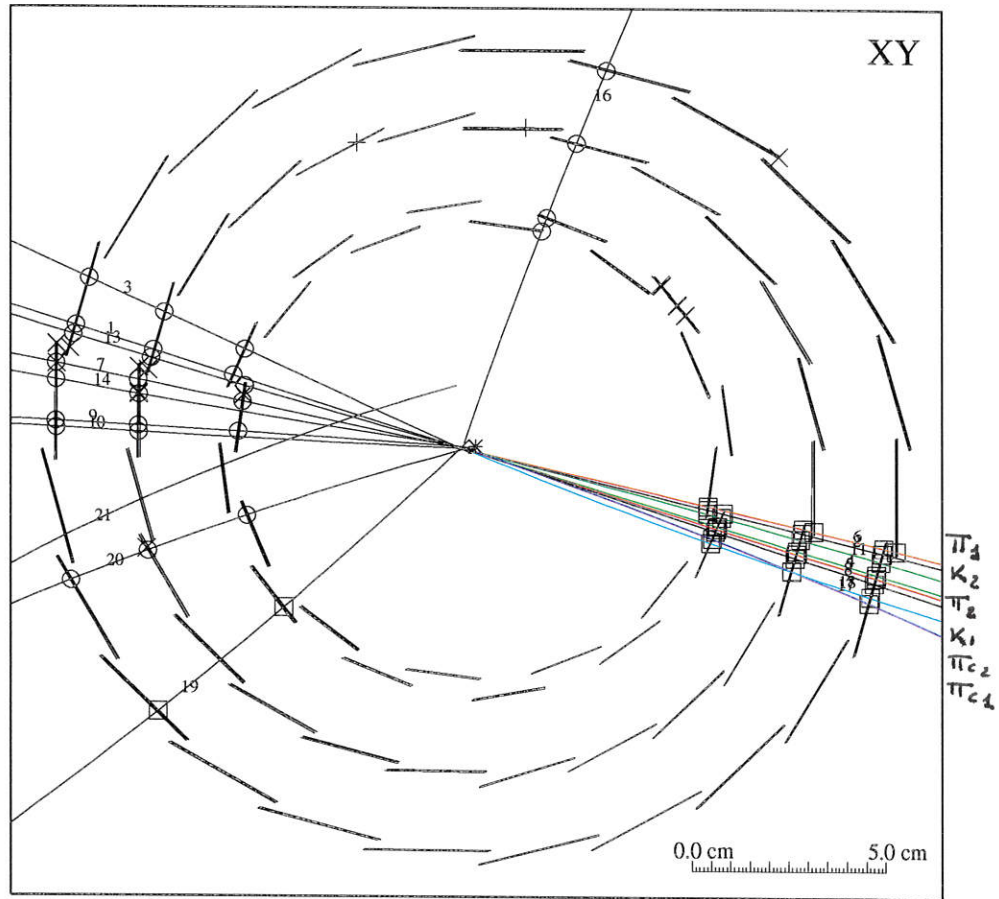


# Delphi Vertex Detector

10/Nov/95 10:23

Run 42091 event 26706

A



| Itk | R    | RPhi | Z    | The  | phiP | D0    | P    | Code | Itk | R    | RPhi | Z    | The  | phiP | D0    | P    | Code |
|-----|------|------|------|------|------|-------|------|------|-----|------|------|------|------|------|-------|------|------|
| 1   | 11.0 | 31.1 | 5.0  | 1.12 | 2.82 | -1573 | 12.1 | 41   | 13  | 11.0 | 31.3 | 5.3  | 1.14 | 2.83 | -1415 | -1.8 | 41   |
| 2   | 11.0 | 66.3 | -4.0 | 1.92 | 6.03 | 1498  | -7.9 | 41   | 14  | 11.0 | 32.6 | 3.5  | 1.28 | 2.96 | -567  | -1.3 | 41   |
| 3   | 11.0 | 29.7 | 4.5  | 1.18 | 2.70 | -2149 | 7.6  | 6    | 16  | 11.0 | 13.8 | 1.3  | 1.48 | 1.19 | -3100 | -0.7 | 41   |
| 4   | 11.0 | 65.7 | -4.2 | 1.93 | 5.98 | 1453  | 6.9  | 41   | 17  | 11.0 | 64.9 | -5.5 | 2.04 | 5.86 | 1255  | -0.6 | 41   |
| 5   | 11.0 | 65.6 | -7.5 | 2.20 | 5.97 | 1491  | 4.2  | 42   | 18  | 11.0 | 65.1 | -4.2 | 1.93 | 5.96 | 1682  | 0.5  | 41   |
| 6   | 11.0 | 66.5 | -1.6 | 1.72 | 6.04 | 1379  | -3.1 | 41   | 19  | 11.0 | 42.4 | -7.3 | 2.18 | 3.83 | 2441  | -0.5 | 41   |
| 7   | 11.0 | 32.2 | 5.2  | 1.13 | 2.94 | -1261 | 2.8  | 42   | 20  | 11.0 | 38.1 | 3.3  | 1.27 | 3.54 | 176   | 0.4  | 41   |
| 8   | 11.0 | 65.5 | -2.8 | 1.82 | 5.96 | 1379  | 2.7  | 41   | 21  | 11.0 | 37.0 | 0.8  | 1.51 | 3.62 | 17160 | 0.2  | 41   |
| 9   | 11.0 | 33.7 | 5.9  | 1.07 | 3.09 | -340  | 2.6  | 41   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |
| 10  | 11.0 | 33.9 | 1.0  | 1.51 | 3.08 | -676  | -2.6 | 42   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |
| 11  | 11.0 | 66.1 | -8.3 | 2.21 | 6.00 | 1374  | -2.1 | 41   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |

FIG. B.1 - Candidat  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ .

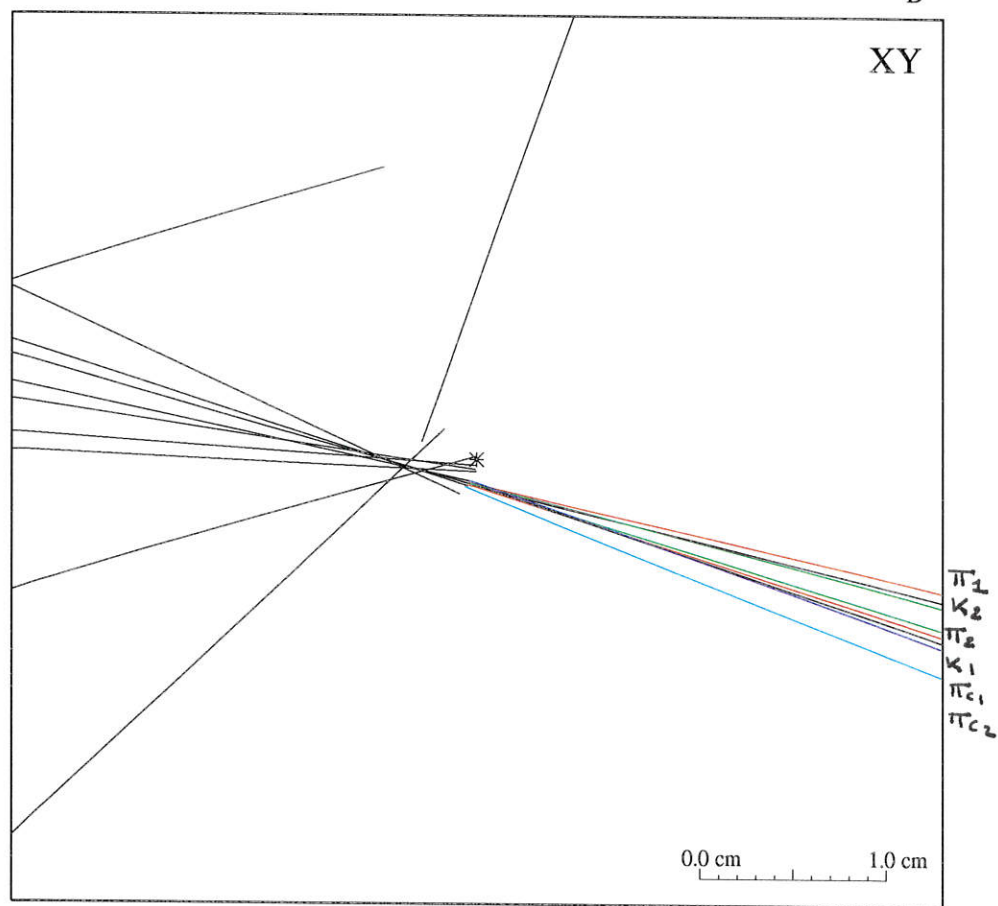


# Delphi Vertex Detector

10/Nov/95 10:23

Run 42091 event 26706

B



| Itk | R    | RPhi | Z    | The  | phiP | D0    | P    | Code | Itk | R    | RPhi | Z    | The  | phiP | D0    | P    | Code |
|-----|------|------|------|------|------|-------|------|------|-----|------|------|------|------|------|-------|------|------|
| 1   | 11.0 | 31.1 | 5.0  | 1.12 | 2.82 | -1573 | 12.1 | 41   | 13  | 11.0 | 31.3 | 5.3  | 1.14 | 2.83 | -1415 | -1.8 | 41   |
| 2   | 11.0 | 66.3 | -4.0 | 1.92 | 6.03 | 1498  | -7.9 | 41   | 14  | 11.0 | 32.6 | 3.5  | 1.28 | 2.96 | -567  | -1.3 | 41   |
| 3   | 11.0 | 29.7 | 4.5  | 1.18 | 2.70 | -2149 | 7.6  | 6    | 16  | 11.0 | 13.8 | 1.3  | 1.48 | 1.19 | -3100 | -0.7 | 41   |
| 4   | 11.0 | 65.7 | -4.2 | 1.93 | 5.98 | 1453  | 6.9  | 41   | 17  | 11.0 | 64.9 | -5.5 | 2.04 | 5.86 | 1255  | -0.6 | 41   |
| 5   | 11.0 | 65.6 | -7.5 | 2.20 | 5.97 | 1491  | 4.2  | 42   | 18  | 11.0 | 65.1 | -4.2 | 1.93 | 5.96 | 1682  | 0.5  | 41   |
| 6   | 11.0 | 66.5 | -1.6 | 1.72 | 6.04 | 1379  | -3.1 | 41   | 19  | 11.0 | 42.4 | -7.3 | 2.18 | 3.83 | 2441  | -0.5 | 41   |
| 7   | 11.0 | 32.2 | 5.2  | 1.13 | 2.94 | -1261 | 2.8  | 42   | 20  | 11.0 | 38.1 | 3.3  | 1.27 | 3.54 | 176   | 0.4  | 41   |
| 8   | 11.0 | 65.5 | -2.8 | 1.82 | 5.96 | 1379  | 2.7  | 41   | 21  | 11.0 | 37.0 | 0.8  | 1.51 | 3.62 | 17160 | 0.2  | 41   |
| 9   | 11.0 | 33.7 | 5.9  | 1.07 | 3.09 | -340  | 2.6  | 41   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |
| 10  | 11.0 | 33.9 | 1.0  | 1.51 | 3.08 | -676  | -2.6 | 42   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |
| 11  | 11.0 | 66.1 | -8.3 | 2.21 | 6.00 | 1374  | -2.1 | 41   |     |      |      |      |      |      |       |      |      |

FIG. B.2 - Candidat  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ .



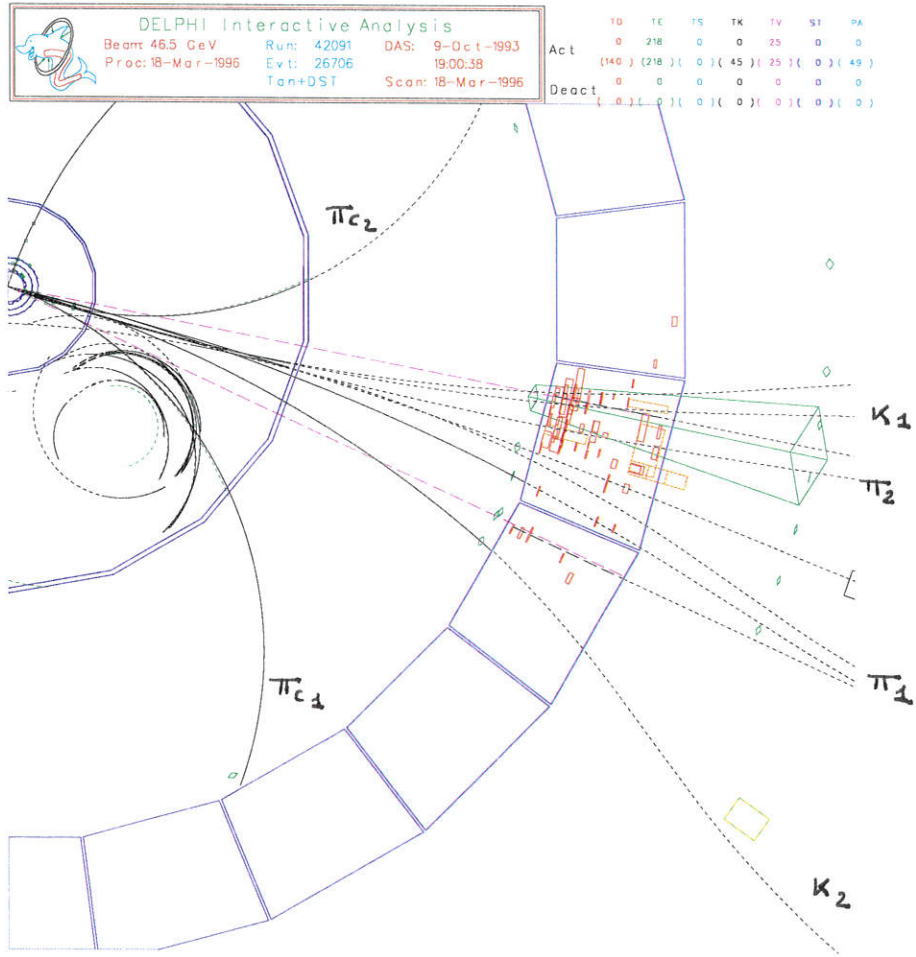


FIG. B.3 - Candidat  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ .



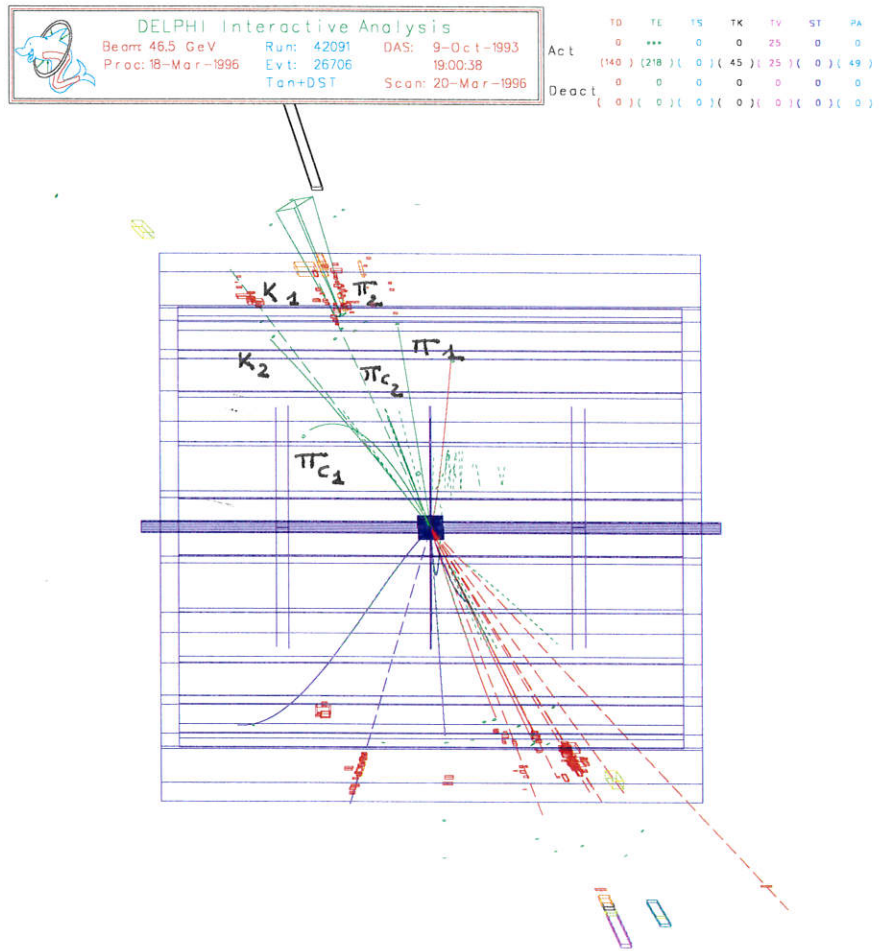


FIG. B.4 - Candidat  $B \rightarrow D_1^{*+} D_2^{*-} X$  avec  $D_1^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{c1}^+$ .





# Bibliographie

- [1] S.W Herb et al., CFS collaboration, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [2] F. Abe et al., CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
- [3] S. Abachi et al., D0 collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [4] C. Albajar et al. UA1 collaboration, Phys. Lett. **186** (1987) 247.
- [5] G. Buchalla, I. Dunietz, H. Yammamoto, Phys. Lett. **B 364** (1995) 188-195.
- [6] T.E Browder and K.Honscheid, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 35, (1995) 81-219.
- [7] R. Aleksan et al., Phys. Lett. **B 317** (1993) 173-178.
- [8] S. Barshay et al., Phys. Lett. **B 185** (1987) 150-157.
- [9] Particle Data Group, Phys. Rev **D50** (1994)
- [10] Abrams et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.
- [11] A combination of the preliminary LEP electroweak results for the 1995 summer conferences DELPHI 95-137 PHYS 562.
- [12] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, CERN-PPE/96-13.
- [13] O. Adriani et al., L3 collaboration, Phys. Lett. **B 317** (1993) 474-484.
- [14] D. Buskulic et al., ALEPH collaboration, CERN-PPE/96-14.
- [15] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, Z. Phys. **C 68** (1995) 13-23.
- [16] R. Akers et al. OPAL collaboration, Z. Phys. **C 67** (1995) 379-388.
- [17] D. Buskulic et al., ALEPH collaboration, CERN-PPE/95-092.
- [18] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, CERN-PPE/96-32.
- [19] P. Abreu et al, DELPHI collaboration, CERN-PPE/96-016.

- [20] D. Buskulic et al., ALEPH collaboration, CERN-PPE/96-28
- [21] R. Akers et al., OPAL collaboration, Phys. Lett. **B 353** (1995) 402-412.
- [22] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, Z. Phys **C 68** (1995) 541-553.
- [23] "Gauge Theories in Particle Physics", I-J-R Aitchison and A.J.G Hey, Adam Higler LTD, Bristol.
- [24] S.L Glashow, Nucl. Phys **22** (1961) 579.
- [25] A. Salam et J.C Ward, Phys. Lett **13** (1964) 168.
- [26] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **13** (1967) 1264.
- [27] P.D. Acton, OPAL collaboration, Z. Phys. **C 59** (1993) 1-19.
- [28] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125** (1962) 1067.
- [29] T. Sjöstrand, International Journal of Modern Physics **A 3** (1988) 751
- [30] D. Buskulic et al., ALEPH collaboration, Phys. Lett. **B 357** (1995) 699-714.
- [31] M. Neubert, V. Rieckert, B. Strech et Q.P Xu, "Heavy Flavours", eds. A.J Buras et M. Linder (Worlds Scientific, Singapore,1992).
- [32] F.J. Gilman "Quark Mixing: The CKM picture", Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. **40** (1990) 213-238.
- [33] L. Wolfenstein in 4<sup>th</sup> International Symposium on Heavy Flavour Physics, Orsay France, 25-29 June 1991, édité par M. Davier et G. Wormser, page 229.
- [34] L.L. Chau and W.Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984).
- [35] L. Maiani, "Physics with future colliders", Proceedings of International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bruxelles, 27 juillet- 2 août 1995.
- [36] G. Altarelli and P.J. Franzini, Z. Phys. **C 37** (1988) 271.
- [37] R. Ammar et al., CLEO collaboration, Phys. Rev. Lett. **71**, 674 (1993).
- [38] M.B. Voloshin and M.A. Schifman, Sov. Phys. **JETP64** (1986) 698.
- [39] M-L Andrieux, R Barate, F Ledroit et G Sajot, Delphi note DELPHI 93-141 PHYS 348.

- [40] I. Bigi, B. Bloch, M. Shifman, N. Uraltsev, A. Vainshtein, "Non leptonic decays of beauty hadrons - from phenomenology to theory", edité par Sheldone Stone, 132.
- [41] M. Bauer, B. Stech et M. Wirbel, Z. Phys. C **34** (1987) 103-115.
- [42] A.J Buras, Nucl. Phys. B **434** (1995) 606-618.
- [43] M.Wirbel, B.Stech et M.Bauer, Z. Phys. C **29** (1985) 637-642.
- [44] MARK III Collaboration, Invited talk given at SLAC Summer School, Physics on High Energy Accelerators, Stanford, Jul. 15-26 1985, SLAC Summer Inst. 1985, 625.
- [45] A.Deandrea, N.Di Bartolomeo, R.Gatto et G.Nardulli, Phys. Lett. B **318** (1993) 549.
- [46] N.Isgur, D. Scora, B. Gristein and M.B. Wise, Phys. Rev. D **39**, (1989) 799  
N. Isgur et M.B. Wise, Phys. Lett. B **232** (1989) 113.  
N. Isgur et M.B. Wise, Phys. Lett. B **237** (1990) 527.
- [47] J.F Donoghue, E. Golowich et B. Holstein. Dynamics of the standard model  
Cambridge University Press.
- [48] G.T'Hooft, Nucl. Phys. B **72** (1974) 461.
- [49] J.D Bjorken , invited talk given at Les Rencontres de la Valle d'Aoste L Thuile, Aosta Valley, Italy, March 18-24, 1990 : 583-596.
- [50] H. Albrecht et al., ARGUS collaboration, Phys. Lett. B **229** (1989) 175.  
D. Bortoletto et al., CLEO collaboration, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1667.
- [51] K. Honsheid, K. Schubert, R. Waldi, Z Phys. C **63** (1994) 117-120.
- [52] A.J Buras, J.M Gerard et R. Ruckl, Nucl. Phys. B**268** (1986) 16-48.
- [53] A.J Buras et P.H Weisz, Nucl. Phys. B **333** (1990) 66-69.
- [54] N. Tracas et N. Vlachos, Phys. Lett. B**115** (1982) 419.  
C.G. Bollini et J.J. Giambiagi, Nuovo Cim. **12 B** (1972) 20.
- [55] G.'t Hooft et M. Veltman, Nucl. Phys. B**44** (1972) 189.
- [56] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B **187** (1981) 461.  
W. Siegel, Phys. Lett. **84 B** (1979) 193.
- [57] K. Wilson, Phys. Rev. **169** (1969) 1499.
- [58] A.J. Buras, M. Jamin, M.E Lautenbacher and P.H. Weisz, Nucl. Phys. B **370** (1992) 69.

- [59] M.S Alam et al., CLEO collaboration, CLNS 95/1354, CLEO 95-16.
- [60] M.S Alam et al. CLEO collaboration, Phys. Rev. **D 50** (1994) 43.
- [61] H. Albrecht et al., ARGUS collaboration, Z. Phys. **C 54** (1992) 1-11.
- [62] D. Bortoletto et al. CLEO collaboration, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2117.
- [63] H. Albrecht et al. ARGUS coll., Phys. Lett. **187** (1987) 425.
- [64] V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, M.V. Shevlyagin, Phys. Atom. Nucl. **57** (1995) 689.
- [65] E.N. Argyres, C.G Papadopoulos, Phys. Lett. **B 237** (1990) 581.
- [66] E.Braaten, K.Cheung, T.C.Yuan, Phys. Rev. **D48** (1993) 5049.
- [67] V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, M.V. Shevlyagin, Phys. Atom. Nucl. **58** (1995) 82.
- [68] T. Sjöstrand, Comput. Phys. JETSET: commun. **27** (1982) 243 et PYTHIA 5.6 and JETSET7.3, Physics and Manual, CERN-TH.6488/92.
- [69] D. Buskulic et al, ALEPH collaboration, Z. Phys. **C 62**, (1994) 1-14.
- [70] P. Abreu et al, DELPHI collaboration, Z. Phys. **C 59**, (1993) 533-545.
- [71] D. Bortoletto et al., CLEO collaboration, Phys. Rev. **D 37** (1998) 1719  
et Phys. Rev. **D 39** (1989) 1471.
- [72] H. Abrecht et al., ARGUS collaboration, Z. Phys. **C 52** (1991) 353.  
D. Bortoletto et al., CLEO collaboration, Phys. Rev. **D 45** (1992) 21.
- [73] Chao-Hsi Chang, Yu-Qi Chen, Phys. Rev. **D46** (1992) 3845.
- [74] C.Quigg, Proceedings 28<sup>th</sup> Rencontres de Moriond, Q.C.D and High Hadronic interactions, Les Arc, France, Mars 20-27 1993, 251-256.
- [75] "Quarks and Leptons", F. Halzen et A. D. Martin, Wiley éditeur, 300.
- [76] Tzu Chiang Yuan, Phys. Rev. **D 50** (1994) 5664.
- [77] Yu-Qi Chen, Phys. Rev. **D48** (1993) 5181.
- [78] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, CERN-PPE/95-194  
submitted to Nucl. Instr. and Meth. **A**.
- [79] I.I.Bigi, preprint UND-HEP-95-BIG09.

- [80] M.Lusignoli et M.Masetti, Z. Phys. **C 51** (1991) 549-555.
- [81] A. Leike et R. Rückl, Nucl. Phys. **B (Proc. Suppl.) 37B** (1994) 215.
- [82] M.L.Andrieux, R.Barate, D.J.Crennell, B.Franeck, G.P.Gopal, F. Naraghi, G.Sajot, DELPHI-Note, (1996), en préparation.
- [83] ALEPH collaboration, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bruxelles, Belgique, 27 juillet 2 août, 1995, **PA-05,14, PL-11**.
- [84] P.D Acton, OPAL collaboration, preprint CERN-PPE/95-153.
- [85] K. Hübner, Status report on LEP and LEP2, ECFA/95/170 et ECFA/95/174.
- [86] P. Aarnio et al, DELPHI collaboration, Nucl. Instr. and Meth., **A 303** (1991) 233.
- [87] V.Chabeau et al, DELPHI collaboration, Nucl. Instru. and Meth., **A 368** (1996) 314.
- [88] V.Chabeau et al, DELPHI collaboration, Nucl. Instru. and Meth., **A 328** (1993) 447.
- [89] F. Stichelbant, DELPHI note 96-18-herm2.
- [90] J. Séguinot, compte-rendu de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire, Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules, Maubuisson, France 26-30 Septembre 1988.
- [91] IEE Transaction on Nuclear Science, Vol 42, (1995) 499.
- [92] C. Barnoux, P. Carecchio, P. Cavalli, A. Fontenille et G. Sajot, Station d'alimentation du radiateur gazeux du Forward RICH de DELPHI, Note Interne, ISN-91-133.
- [93] P. Baillon, Nucl. Instr and Meth. **A 238** (1985) 341;  
P. Abreu et al., DELPHI collaboration, Z Phys. **C 67** (1995) 1.
- [94] P. Abreu et al., DELPHI collaboration., Phys. Lett. **B 334** (1994) 435.
- [95] "DELANA User's Guide", DELPHI 89-44/PROG 137, 1989.
- [96] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [97] J.E. Campagne and R. Zitoun, Z. Phys. **C 43** (1989) 469.
- [98] F.A Berends, W. Hollik and R. Kleiss, Nucl. Phys. **304** (1988) 712.
- [99] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.



- [100] M.L Andrieux et P. Stassi, Système d'analyse des mélanges gazeux par ultrasons, Note Interne, ISN-95-43.  
M.L Andrieux, P.Cavalli, A. Fontenille, G. Sajot et P.Stassi, Nucl. Instr. and Meth. **A 371** (1996) 259-262.
- [101] G. Hallewell et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 264** (1988) 219.
- [102] H. Kawahara et J. Va'vra, CRID note 78, 3.18.1993.
- [103] J. Werner, Diploma thesis WUB-89-3, Janvier 1989.
- [104] G. Lenzen et J. Werner, rapport interne, octobre 1990.
- [105] POLAROID Corp., 575 Technology squ. 3, Cambridge, MA 02139, USA.
- [106] P. Abreu et al, DELPHI collaboration, Phys. Lett. **B 347** (1995) 447-466.
- [107] A. Olshevski, Proceedings of International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bruxelles, 27 juillet- 2 août 1995.
- [108] P. Abreu et al., DELPHI collaboration, Z Phys. **C 65** (1995) 587-602.
- [109] Progam library, CERN computer centre.
- [110] Chao-Hsi Chang et Yu-Qi Chen, Phy. Lett. **B 284** (1992) 127-132.
- [111] V. Barger, Kingman Cheung et W.Y. Keung, Phys. Rev. **D41** (1990) 1541.
- [112] E.E Salpeter, Phys. Rev **87** (1952) 328.







## RESUME

Le travail présenté dans cette thèse consiste en la mise en évidence des désintégrations des hadrons beaux  $B$  en double charme  $D^{*+} D^{*-}$  à l'aide du détecteur DELPHI du LEP.

Une méthode de reconstruction partielle basée sur la masse invariante des deux pions célibataires produits dans la désintégration des mésons  $D^{*+}$  en  $D^0$  a été élaborée. Les données enregistrées entre 1991 et 1994 ont été analysées. Cette étude a permis d'isoler des événements dans trois canaux de désintégration du  $D^0$ . La recherche de kaons chargés additionnels a entraîné la réduction du bruit de fond combinatoire. La valeur du rapport d'embranchement de la désintégration inclusive des hadrons  $B$  en mésons  $D^{*+}$  et  $D^{*-}$  est estimée à  $(1.0 \pm 0.3)\%$ .

**Mots Clefs:** LEP, DELPHI, Hadrons  $B$ , désintégration double charme, rapport d'embranchement.

## Abstract

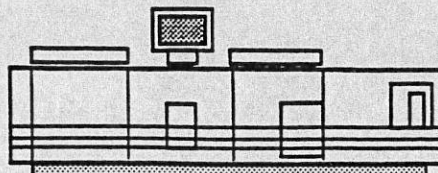
The topic of this thesis is the isolation of  $B$  hadrons decays to double charm  $D^{*+} D^{*-}$  mesons with the DELPHI detector at LEP.

An inclusive method based on the invariant mass of the two bachelor pions produced in  $D^{*+}$  to  $D^0$  decays has been worked out. The data recorded from 1991 to 1994 have been analysed. Events were selected in three  $D^0$  mesons decay channels. The presence of an additional charged kaon succeeded in reducing the combinatorial background. The branching ratio of the inclusive double charm  $B$  decays to  $D^{*+} D^{*-}$  has been estimated to be equal to  $(1.0 \pm 0.3)\%$ .

**Keywords:** LEP, DELPHI,  $B$  hadrons, double charm decays, branching ratio.



Grenoble, septembre 1996



Imprimé sur "Xerox 5090",  
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.