

**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**

**THESE**

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR D'UNIVERSITE**  
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

**Stéphane MONTEIL**  
Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**PRODUCTION ET DESINTEGRATIONS SEMILEPTONIQUES DES QUARKS LOURDS  
AU LEP AVEC LE DETECTEUR ALEPH**

Thèse soutenue le 15 Mai 1996, devant la commission d'examen:

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs: M. J.E. AUGUSTIN  
M. P. BINETRUY  
M. A. FALVARD  
M. L. FAYARD  
M. B. MICHEL  
M. P. PERRET  
M. J. STEINBERGER



*Monsieur Alain Falvard, Directeur de Recherche au CNRS, a initié et dirigé ce travail de thèse. Ce travail, et singulièrement ma formation de physicien, doivent beaucoup à ses grandes compétences dans la physique des saveurs lourdes et c'est avec plaisir que je lui adresse ma reconnaissance pour notre collaboration de trois années.*

*C'est également avec plaisir que j'exprime ici ma gratitude et ma sympathie à Monsieur Pascal Perret, Chargé de Recherche au CNRS, qui a assuré l'encadrement de ce travail quotidiennement; je le remercie pour la solidarité constante qui a entretenu notre collaboration et rendu ces résultats visibles. Ce travail est, je pense, le nôtre.*

*Messieurs Jack Steinberger, Professeur, et Jean-Eudes Augustin, Directeur de Recherche au CNRS, m'ont fait l'honneur de juger mon travail. Ce document doit beaucoup à l'exigence de leurs remarques et je les remercie de l'intérêt qu'ils lui ont témoigné.*

*Je remercie Messieurs Louis Fayard, Directeur de Recherche au CNRS, et Pierre Binetruy, Professeur à l'université d'Orsay, d'avoir participé à ce jury de thèse. Je remercie ce dernier d'avoir pris le temps de commenter la première partie de ce document.*

*Je remercie vivement Monsieur Jean-Claude Montret, Professeur à l'université Blaise Pascal, d'avoir accepté de présider la soutenance de cette thèse. Monsieur Bernard Michel, Directeur de Recherche au CNRS, m'a accueilli au sein de l'équipe ALEPH du laboratoire et a accepté de participer au jury. Je l'en remercie très sincèrement.*

*Merci aux membres de l'équipe ALEPH-Clermont, en particulier Fouzia Saadi, Pierre Henrard, Dominique Pallin, Philippe Rosnet et Catherine Ferdi, pour les discussions à plusieurs entrées sur nos travaux respectifs, qui remplirent les pauses. Je remercie Jeanine Pellet pour les figures de ce document. Je remercie particulièrement Arnaud Lucotte et Vincent Lafage de m'avoir fait l'amitié d'assister à la soutenance de ma thèse.*

*Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes de la collaboration ALEPH qui ont participé de près ou de loin à ce travail, du groupe online aux groupes d'analyse.*

*Enfin, merci Marie, pour tout.*



à Marie, Jujy,  
Françoise et Jean-Marc.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Cadre théorique</b>	<b>9</b>
<b>1</b>	<b>Physique électrofaible au LEP par l'étude du couplage <math>Zb\bar{b}</math></b>	<b>11</b>
1.1	Présentation du couplage $Zb\bar{b}$ . . . . .	11
1.2	Largeur partielle de désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ dans le cadre du modèle standard	12
1.2.1	Description de la largeur partielle dans l'approximation de Born . . .	12
1.2.2	Corrections QED au processus processus $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	13
1.2.3	Corrections QCD . . . . .	14
1.2.4	Corrections électrofaibles . . . . .	15
1.2.5	Formalisme pour le calcul des corrections radiatives . . . . .	16
1.2.6	Conclusion sur l'influence des corrections radiatives pour $R_b$ et $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ . . . . .	18
1.3	Largeur partielle de désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ hors modèle standard . . . . .	19
1.3.1	$R_b$ et la supersymétrie . . . . .	19
1.3.2	$R_b$ et la technicouleur . . . . .	21
1.3.3	$R_b$ et quelques autres extensions du modèle standard . . . . .	21
1.4	Asymétrie de production avant-arrière de la paire de quarks beaux . . . . .	22
1.4.1	Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ . . . . .	22
1.4.2	Expression de l'asymétrie de charge avant-arrière . . . . .	23
1.4.3	Sensibilité à $\sin^2 \theta_W^{eff}$ . . . . .	23
1.5	Mélange $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ . . . . .	24
1.5.1	Présentation . . . . .	24
1.5.2	Description du mélange . . . . .	25
1.5.3	Mesure de $\chi$ . . . . .	26
1.6	Contribution du couplage $Z^0 b\bar{b}$ aux tests de précision de la théorie électrofaible	26
<b>2</b>	<b>De la production des quarks <math>b</math> à la désintégration des hadrons beaux</b>	<b>29</b>
2.1	Introduction . . . . .	29
2.2	La cascade de partons . . . . .	30
2.3	Hadronisation et fonction de fragmentation . . . . .	31
2.3.1	Fragmentation transverse . . . . .	32
2.3.2	Fragmentation longitudinale . . . . .	32
2.3.3	Etudes expérimentales de la fragmentation des quarks lourds . . . . .	33
2.4	Désintégration semileptoniques des hadrons beaux . . . . .	35
2.4.1	Présentation . . . . .	35
2.4.2	Cinématique . . . . .	36
2.4.3	Le modèle ACCMM . . . . .	38
2.4.4	Le modèle ISGW . . . . .	39
2.4.5	La théorie effective des quarks lourds HQET et $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$ . . . . .	41

<b>II</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>47</b>
1	Le LEP	51
2	Le détecteur ALEPH :	53
2.1	Le système de reconstruction des traces chargées et la mesure de leur impulsion	55
2.1.1	Le détecteur de vertex, VDET	55
2.1.2	La chambre à dérive interne, ITC	56
2.1.3	La chambre à projection temporelle, TPC	57
2.2	La calorimétrie	59
2.2.1	Le calorimètre électromagnétique, ECAL	59
2.2.2	Le calorimètre hadronique, HCAL	60
2.3	Les chambres à muons	62
<b>III</b>	<b>Préparation de l'analyse des données et étiquetage de la beauté dans les désintégrations du <math>Z</math></b>	<b>63</b>
1	Préparation de l'analyse des données	65
1.1	Sélection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$	65
1.2	Quelques grandeurs expérimentales incontournables	66
1.2.1	Le thrust et les hémisphères des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$	66
1.2.2	Définition des jets dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$	66
2	Etiquetage de la beauté	69
2.1	Etiquetage de la beauté à partir des informations de masse	70
2.2	Production de leptons et information de masse	70
2.2.1	Impulsion du lepton	71
2.2.2	Impulsion transverse du lepton	72
2.2.3	$p_{\otimes}$ et $p_{\perp m}$ : deux variables dédiées à l'étude des événements dileptons	72
2.3	Etiquetage de la beauté à partir des informations de temps de vie	73
2.3.1	Définition du paramètre d'impact	74
2.3.2	Interprétation du paramètre d'impact : définition de $\frac{D}{\sigma_D}$	74
2.3.3	Algorithme d'étiquetage	75
2.4	Comparaison des performances de chaque étiquetage	76
<b>IV</b>	<b>Identification des leptons avec ALEPH pour la physique des saveurs lourdes</b>	<b>77</b>
1	Identification des électrons	81
1.1	Identification des électrons avec la TPC	81
1.2	Identification des électrons par le ECAL	82
1.2.1	$R_T$ : estimateur de profil transverse de la gerbe électromagnétique	82
1.2.2	$R_L$ : estimateur du profil longitudinal de la gerbe électromagnétique	82
1.2.3	Coupures sur $R_T, R_L$ et $R_I$ pour identifier les électrons	83



<b>2</b>	<b>Performances de l'identification des électrons</b>	<b>85</b>
2.1	Efficacité d'identification des électrons par ECAL . . . . .	86
2.1.1	Toutes traces chargées . . . . .	86
2.1.2	Conversions de photons . . . . .	86
2.1.3	Electrons isolés issus de la désintégration du lepton $\tau$ : étude en fonction de l'impulsion . . . . .	89
2.1.4	Electrons isolés issus de l'interaction faisceau-gaz et de diffusion bhabha : etude dans les bouchons . . . . .	91
2.2	Efficacité d'identification des électrons par $dE/dx$ . . . . .	91
2.2.1	Efficacité aux nombres de fils touchés . . . . .	91
2.2.2	Efficacité à $R_I$ . . . . .	92
2.3	Conclusions . . . . .	92
<b>3</b>	<b>Contamination du lot d'électrons</b>	<b>95</b>
3.1	Hadrons identifiés électrons par erreur : les "simulateurs" . . . . .	95
3.1.1	Electrons de sources non-promptes . . . . .	98
3.2	Conclusions . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Identification des muons</b>	<b>103</b>
4.1	Sélection des muons par le HCAL . . . . .	103
4.2	Sélection par les chambres à muons . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Performances de l'identification des muons</b>	<b>107</b>
5.1	Efficacité d'identification des muons . . . . .	107
5.1.1	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ : . . . . .	107
5.1.2	$\tau \rightarrow \mu$ : . . . . .	109
5.2	Contamination de l'échantillon de muons . . . . .	109
5.2.1	Présentation : . . . . .	109
5.2.2	$\tau \rightarrow \rho\pi^0, \tau \rightarrow \pi\pi\pi$ . . . . .	110
5.2.3	$K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ . . . . .	111
5.2.4	Formes d'impulsion et d'impulsion transverse des hadrons simulateurs . . . . .	111
5.3	Conclusion . . . . .	112
<b>V</b>	<b>Mesure de <math>R_b</math></b>	<b>115</b>
<b>1</b>	<b>Principe des mesures par double étiquetage</b>	<b>117</b>
1.1	Mesures dites de simple étiquetage . . . . .	117
1.2	Mesures dites de double étiquetage . . . . .	117
<b>2</b>	<b>Principe de la mesure : production inclusive de leptons dans les événements <math>Z \rightarrow q\bar{q}</math></b>	<b>121</b>
2.1	Principe de la mesure de $P(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$ . . . . .	122
2.1.1	Coupages d'étiquetage . . . . .	123
2.1.2	Mesures des puretés . . . . .	123
2.2	Principe de la mesure de $P(c \rightarrow l)(p, p_\perp)$ . . . . .	124
2.3	Principe de la mesure de $P(uds \rightarrow l)(p, p_\perp)$ . . . . .	126
2.4	Méthode et résumé . . . . .	126

<b>3</b>	<b>Résultats et étude des erreurs systématiques</b>	<b>127</b>
3.1	Peuplement des différentes classes d'événements leptons	127
3.2	Correction d'acceptance	127
3.3	Résultats	128
3.3.1	Combinaison des résultats	128
3.3.2	Stabilité de la mesure	133
3.4	Etude des erreurs systématiques	134
3.4.1	Erreurs systématiques propres aux leptons	134
3.4.2	Erreurs systématiques propres à l'étiquetage par temps de vie	136
3.4.3	Etude qualitative des corrélations leptons - temps de vie	141
<b>4</b>	<b>Interprétation des résultats et conclusion</b>	<b>145</b>

**VI Analyse du spectre inclusif de leptons : mesures des rapports de branchement semileptoniques et de la fragmentation des hadrons beaux; mesure simultanée du paramètre de mélange intégral  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0, \chi$ .** **149**

<b>1</b>	<b>Introduction : le spectre de leptons</b>	<b>151</b>
1.1	Le spectre des leptons dans les désintégrations de la beauté	151
1.2	Caractérisation des sources de leptons	152
1.2.1	L'échantillon simple lepton $b, S_b^l$	155
1.2.2	Définition de $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$	155
1.2.3	L'échantillon de dileptons de charges opposées détectés dans le même hémisphère	158
1.2.4	L'échantillon de dileptons détectés dans des hémisphères opposés	159
1.3	Objectifs et problèmes de la mesure des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux	160
<b>2</b>	<b>Mesure à partir de la production inclusive de leptons dans les événements <math>Z \rightarrow b\bar{b}</math></b>	<b>163</b>
2.1	Principe de construction de l'échantillon simple lepton $b, S_b^l$	163
2.2	Sélectionner des événements beaux par le temps de vie	163
2.3	Probabilité qu'un quark $b$ produise un lepton	164
2.4	Ajustement du spectre d'impulsion transverse des leptons du lot $S_b^l$	165
2.5	Sensibilité du spectre de $p_\perp$ à $\epsilon_b$ et traitement de la fragmentation	166
2.6	Résultats	167
2.6.1	Compatibilité des résultats	168
2.7	Etude des systématiques	169
2.7.1	Autres rapports de branchement semileptoniques du $b$	169
2.7.2	La contamination du lot $S_b^l$	170
2.7.3	Corrélations entre hémisphères : un biais possible dans la mesure de $P$	170
2.7.4	Dépendance de la mesure en fonction des modèles de désintégration semileptonique	172
2.8	Cohérence des mesures. Stabilité des résultats en fonction de la coupure sur $P_{hemi}$	173

<b>3</b>	<b>Mesures de <math>BR(b \rightarrow l)</math>, <math>BR(b \rightarrow c \rightarrow l)</math>, <math>\chi</math> et <math>\langle X_b \rangle</math> sur les spectres de simples leptons <math>S_b^l</math> et dileptons dans des hémisphères opposés <math>D^{\leftrightarrow}</math></b>	<b>177</b>
3.1	Traitement du mélange $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ . . . . .	177
3.2	La mesure . . . . .	179
3.3	Résultats . . . . .	179
3.4	Combinaison des résultats pour les données de 1992 et 1993 . . . . .	179
3.5	Erreurs systématiques et discussion des résultats . . . . .	184
<b>4</b>	<b>Mesure de <math>BR(b \rightarrow c \rightarrow l)_D</math></b>	<b>187</b>
4.1	Résultats . . . . .	188
4.1.1	Combinaison . . . . .	188
4.2	Discussion des résultats et erreurs systématiques associées . . . . .	191
<b>5</b>	<b>Interprétation des résultats et conclusions</b>	<b>193</b>
5.1	Deux manières d'envisager la mesure . . . . .	193
5.1.1	Mesure à l'aide d'un comptage du nombre de leptons . . . . .	193
5.1.2	Dépendance aux modèles : supposition d'une forme dans l'ajustement . . . . .	194
5.1.3	Comparaison et Intérêt des méthodes . . . . .	195
5.2	Le LEP et l' $\Upsilon(4s)$ . . . . .	196
5.2.1	Les mesures dans le temps et l'énergie . . . . .	196
5.2.2	Les données du LEP et de l' $\Upsilon(4s)$ . . . . .	197
5.2.3	Différences expérimentales . . . . .	200
5.3	Conclusion . . . . .	203
<b>VII</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>205</b>
<b>VIII</b>	<b>Annexes</b>	<b>209</b>
<b>A</b>	<b>Identification des leptons</b>	<b>211</b>
A.1	Le traqueur de paire . . . . .	211
A.2	Sélection d'électrons isolés à partir des interactions faisceau-gaz ou des dif-fusions Bhabhas . . . . .	211
A.3	Sélection d'électrons isolés à partir du canal $\tau \rightarrow e$ . . . . .	212
A.4	Sélection des événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	213
A.5	Sélection des transitions $\tau \rightarrow \mu$ . . . . .	213
A.6	Sélection des transitions $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$ . . . . .	214
A.7	Sélection des transitions $\tau \rightarrow \rho \rightarrow \pi\pi^0$ . . . . .	216
A.8	Sélection des transitions $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ . . . . .	218
<b>B</b>	<b>Figures de calibration des estimateurs <math>R_T</math>, <math>R_L</math> et <math>R_I</math></b>	<b>221</b>
<b>C</b>	<b>Identification des électrons dans les événements <math>Z \rightarrow b\bar{b}</math></b>	<b>229</b>
<b>D</b>	<b>Une suggestion pour mesurer la contamination du lot de leptons inclusifs par les saveurs légères</b>	<b>231</b>
D.1	Principe . . . . .	231
D.2	Etude de faisabilité . . . . .	232

<b>E</b>	<b>Mesure de la pureté du lot de leptons inclusifs : test du contrôle des formes des leptons <i>udsc</i></b>	<b>235</b>
E.1	Méthode . . . . .	235
E.2	Résultats . . . . .	236
<b>F</b>	<b>La technique bleue ou "blue technic" : un moyen pour combiner plusieurs mesures en tenant compte des corrélations entre leurs erreurs</b>	<b>239</b>

## Introduction

Ce mémoire de thèse voit le jour à une période charnière de l'étude de l'interaction électrofaible : la fin de la première phase du LEP. Le modèle standard de l'interaction électrofaible a connu une confirmation éclatante avec l'observation des courants neutres en 1973 et la découverte en 1983 des bosons intermédiaires  $Z$  et  $W$ ; l'avènement du collisionneur  $e^+e^-$  LEP a fourni, depuis 1989, des tests qui le valident à des niveaux de précision remarquables. Cependant, le succès le plus récent du modèle standard a été la découverte en 1994, auprès du Tevatron, du quark top. Plus encore, la mesure de sa masse a confirmée celle déduite des mesures de précisions électrofaibles, en particulier au LEP.

Bien que de nombreuses études restent à mener auprès du LEP, une grande partie des ambitions des physiciens des particules en 1989 a été satisfaite, souvent au-delà des espérances émises. Un élément manque aujourd'hui à la complétude du modèle : l'observation du boson de Higgs, dont l'existence est liée à la brisure spontanée de symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  vers  $U(1)_{EM}$ , conférant une masse aux fermions et aux bosons intermédiaires  $Z$  et  $W$ . Une grande partie des efforts des expérimentateurs pour les années à venir (avec la conception et la mise en oeuvre des nouvelles machines LEP200 et LHC) est consacrée à sa mise en évidence.

Même s'il était découvert, il n'en reste pas moins que le modèle standard électrofaible demeure du point de vue théorique peu satisfaisant, en raison du grand nombre de paramètres libres ou arbitraires qui lui sont nécessaires; les réponses à plusieurs questions fondamentales doivent être recherchées au-delà du modèle standard :

- quelle est l'origine des masses des particules ? Cette question est évidemment connectée au mécanisme de Higgs; cependant, dans le cadre du modèle standard minimal, il n'est pas possible de rendre compte des masses des particules ni de leur hiérarchie.
- quelle est l'origine des différents saveurs des quarks et des leptons ? le modèle standard n'explique pas non plus les transitions de saveurs pour les quarks et rend compte de façon ad hoc de la violation de CP. Son étude constitue d'ailleurs un des enjeux principaux de l'usine à mésons beaux du SLAC, qui rentrera en fonctionnement en 1998.

Les réponses à ces questions sont recherchées dans le cadre de théories unifiant les interactions fondamentales ou de modèles composites des quarks et des leptons. C'est la première voie qui emporte aujourd'hui la conviction du plus grand nombre de physiciens. Les théoriciens ont la tâche délicate de contraindre les extensions du modèle standard pour préserver l'excellent accord de ses prédictions avec l'expérience et de dégager simultanément des manifestations de ces extensions que l'on puisse mettre en évidence expérimentalement.

Bien sûr, la recherche directe de nouvelles particules est le moyen naturel d'y parvenir. Une autre approche parfaitement complémentaire de cette dernière (et qui a motivé ce travail de thèse) consiste à faire des mesures de précision des quantités physiques susceptibles de présenter des contributions non standards. Dans cette perspective, l'étude de la production de beauté au LEP revêt un intérêt unique et original, via des corrections radiatives uniques qui se manifestent au vertex  $Zb\bar{b}$ . La quantité la mieux adaptée pour étudier ces corrections radiatives et par conséquent tester la structure interne de la théorie est la largeur partielle de désintégration du  $Z$  en paire de quarks beaux. La première partie de ce mémoire est

consacrée à sa mesure. Une autre quantité importante du point de vue des tests de précision du modèle standard est l'asymétrie de production avant-arrière des quarks beaux; sa mesure n'est pas présentée dans ce mémoire mais constitue une perspective directe de mon travail, via la mesure des rapports de branchements semileptoniques des hadrons beaux et du paramètre de mélange intégral  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ .

La base de ce travail est le traitement des informations physiques portées par les leptons issus des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux; ils permettent de discriminer les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  des quatre autres saveurs de quarks produites au LEP. Ce travail repose également sur les récents développements en matière de reconstruction des traces chargées par les détecteurs de vertex, dont le but est basiquement de mesurer les temps de vie des particules produites dans les détecteurs. Ce dernier aspect constitue un moyen puissant d'étiquetage de la beauté et a été utilisé en association avec l'information leptonique dans toutes les mesures présentées dans ce mémoire.

Les données collectées en 1992 et 1993 par le détecteur ALEPH ont été analysées pour mesurer la largeur partielle de désintégration du  $Z$  en paires de quarks beaux et les rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux. Une étude préliminaire des données de 1994 pour les rapports de branchement est également présentée.

L'intérêt de la mesure des rapports de branchement inclusifs semileptoniques des hadrons beaux et particulièrement la quantité  $Br(b \rightarrow lX)$  n'est pas seulement connecté à la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks beaux. De nouvelles idées très prometteuses dans la physique des saveurs lourdes ont vu le jour ces cinq dernières années sous l'impulsion d'Isgur et Wise; elles sont fondées sur des symétries propres aux quarks lourds. S'appuyant sur un cadre théorique désormais robuste, de nombreux développements ont été conduits réclamant des mesures de plus en plus précises. C'est aussi dans ces perspectives que s'inscrit la mesure de  $Br(b \rightarrow lX)$  présentée dans ce mémoire. Longtemps, la mesure de  $Br(b \rightarrow lX)$  a constitué le moyen le plus pertinent d'accéder à l'élément de matrice  $V_{cb}$ . Ce n'est plus vrai aujourd'hui, la détermination de  $V_{cb}$  étant limitée par des incertitudes d'ordre théorique. Nous ne présenterons donc pas d'extraction de  $V_{cb}$  dans ce rapport.

Ce mémoire est organisé en quatre parties :

1. La première partie s'attache à la présentation du couplage  $Zb\bar{b}$  et à la définition de l'intérêt de son étude expérimentale. Cette partie est également dédiée à la description des différentes phases phénoménologiques rendant compte de l'évolution du système  $q\bar{q}$ , de la production de la paire de quarks initiale à l'observation des particules dans le détecteur.
2. Nous décrirons dans la deuxième partie le dispositif expérimental et les outils d'analyse utilisés dans nos mesures : l'étiquetage de la beauté et l'identification des leptons.
3. La troisième partie est consacrée à la mesure de la largeur partielle de désintégration du  $Z$  en paires de quarks beaux.
4. Enfin, la mesure des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux et du paramètre de mélange intégral  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  est l'objet de la quatrième partie.

Partie I

**Cadre théorique**





# Chapitre 1

## Physique électrofaible au LEP par l'étude du couplage $Zb\bar{b}$

### 1.1 Présentation du couplage $Zb\bar{b}$

Le modèle standard électrofaible (MSE) [1] a été confirmé par les expériences LEP au rang de théorie. Toutes les mesures de précision, à l'exception de la largeur partielle de désintégration  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  et dans une moindre mesure la largeur de désintégration  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ , ont confirmé ses prédictions à des niveaux de précision remarquables, voisins de quelques pour mille [2]. La table 1.1 compare, par exemple, les mesures de quatre quantités électrofaibles fondamentales,  $\sigma_{had}$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $R_l$  et  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ , aux prédictions du modèle standard.

Quantités	Mesure	Prédiction	Déviations ( $\sigma$ )
$\sigma_{had}$ (nb)	$41.488 \pm 0.078$	41.450	0.5
$\Gamma_Z$ (GeV)	$2.4963 \pm 0.0032$	2.4973	-0.3
$R_l$	$20.788 \pm 0.032$	20.773	0.5
$\sin^2 \theta_W^{eff}$	$0.23206 \pm 0.00030$	0.2317	0.6

Tableau 1.1: Comparaison des mesures de quatre quantités électrofaibles fondamentales aux prédictions du MSE.  $\sigma_{had}$  est la section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ ,  $\Gamma_Z$  est la largeur totale de désintégration du boson  $Z$ ,  $R_l$  est le rapport de la largeur de désintégration du  $Z$  en leptons à la largeur de désintégration du  $Z$  en quarks.  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  est l'angle de mélange des secteurs faible et électromagnétique.

En marge des succès du MSE, la quantité  $R_b = \Gamma(b\bar{b})/\Gamma(had)$ , rapport de la largeur partielle de désintégration du  $Z$  en paire de quarks beaux à la largeur hadronique totale du  $Z$ , se distingue par une déviation singulière de  $3.7 \sigma$  par rapport à la prédiction du MSE.

L'appartenance du quark  $b$  au même doublet d'isospin faible que le quark  $t$  confère au couplage  $Zb\bar{b}$  un caractère unique parmi toutes les quantités électrofaibles et cette spécificité a motivé son étude dès les premières campagnes de prises de données des expériences LEP [3]. Les précisions des mesures n'ont cessé de s'améliorer grâce aux développements de nouvelles méthodes d'analyse et de nouvelles techniques expérimentales.

Les corrections radiatives de la théorie électrofaible mettent en jeu des particules qui ne

peuvent être produites directement en raison de leur masse; par exemple le couplage  $Zb\bar{b}$  fait intervenir le quark  $t$ , via les corrections radiatives au vertex, comme nous le détaillerons dans la suite; le couplage  $Zb\bar{b}$  est le seul endroit où apparaissent ces corrections et l'observable la mieux appropriée pour les tester est alors  $R_b$ . Une littérature abondante a été consacrée à ce sujet et nous rappellerons dans la suite les points essentiels de cette étude.

Une autre grandeur importante dans les tests de précision électrofaibles est l'asymétrie de production avant-arrière de la paire de quarks beaux, notée  $A_{FB}^b$ . Les mesures des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux et du paramètre de mélange des mésons beaux neutres également présentées dans ce travail de thèse sont réalisées pour une part dans la perspective de mesurer  $A_{FB}^b$ . Contrairement à  $R_b$ , la dépendance de l'asymétrie des  $b$  avec les paramètres inconnus ou mal connus du MSE n'est pas différente de celle des autres fermions. Sa spécificité se manifeste par la grande sensibilité qu'elle présente à  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ . Un court paragraphe sera consacré à sa description dans le cadre du MSE.

## 1.2 Largeur partielle de désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ dans le cadre du modèle standard

### 1.2.1 Description de la largeur partielle dans l'approximation de Born

La figure 1.1 montre le diagramme de Feynman qui gouverne la production d'une paire  $q\bar{q}$  à l'ordre le plus bas.

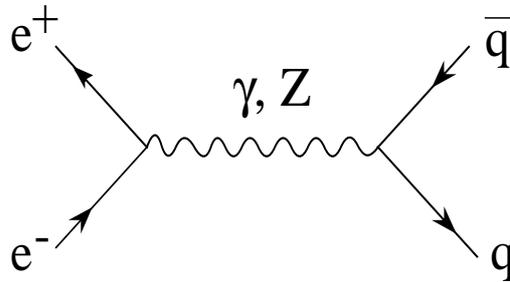


Figure 1.1: Diagramme de production d'une paire de quarks au LEP.

La largeur de désintégration correspondante est donnée par l'expression suivante dans l'approximation de Born :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = \beta \frac{3-\beta^2}{2} \Gamma_0^v + \beta^3 \Gamma_0^a$$

avec  $\beta = \sqrt{1-\mu^2}$  et  $\mu = 2 \frac{M_q}{M_Z}$ .

Elle fait intervenir les composantes vectorielle et axiale du couplage  $Zq\bar{q}$ , cette dernière rendant compte du caractère V-A de l'interaction faible, qui s'expriment en fonction de la masse du boson  $Z$ , notée  $M_Z$ , et de la constante de Fermi de l'interaction faible, notée  $G_F$ , suivant la formule :

$$\Gamma_0^{v(a)} = v_q^2 (a_q^2) \frac{G_F M_Z^3}{8\sqrt{2}\pi}$$

Les largeurs vectorielle et axiale font intervenir les couplages  $v_q$  et  $a_q$  respectivement, dont les définitions sont :

$$\begin{aligned} v_q &= 2I_3 - 4e_q \sin^2 \theta_W \\ a_q &= 2I_3 \end{aligned}$$

où :

- $I_3$  est la troisième composante d'isospin faible,
- $e_q$  est la charge électrique du quark  $q$ ,
- $\theta_W$  est l'angle de mélange des secteurs faible et électromagnétique.

La dépendance de  $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$  avec la masse du quark est introduite par le terme de masse  $\beta$ , qui n'est significativement différent de 1 que pour le quark  $b$ . Seule la composante axiale de la largeur partielle est affectée et subit une décroissance de quelques pour mille.

L'approximation de Born est insuffisante pour rendre compte de la largeur de désintégration  $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ . Il est nécessaire d'introduire les termes d'ordres supérieurs. Ces corrections sont de trois types : QED et électrofaibles bien sûr, mais aussi QCD, les quarks portant couleur. Nous en ferons une description générale sommaire, en insistant sur les points importants concernant  $R_b$ .

### 1.2.2 Corrections QED au processus $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

La figure 1.2 reproduit les diagrammes représentant les corrections QED. Rayonnement

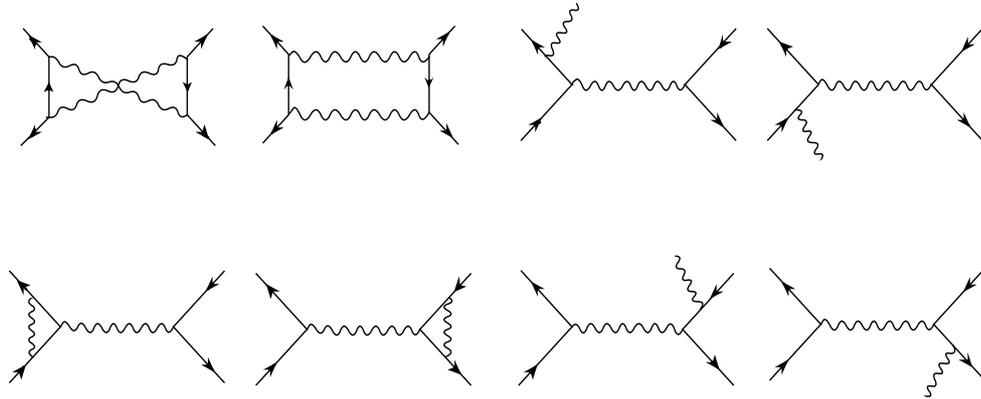


Figure 1.2: Corrections électromagnétiques au processus  $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}$ .

de photons réels et échange de photons virtuels en sont principalement responsables. Dans le cas des largeurs partielles, seuls les effets électromagnétiques dans l'état final important et la largeur est redéfinie suivant :

$$\Gamma \rightarrow \Gamma \left( 1 + \frac{3\alpha e_q^2}{4\pi} \right)$$

Cette correction est faible et dépend de la charge électrique du quark dans l'état final. Typiquement, pour les quarks  $b$ , la correction est 0.020 %. Ces processus radiatifs ou d'échange sont bien connus et de faibles incertitudes leur sont attachées. De plus, comme  $R_b$  est un rapport de largeurs, ces corrections affectent numérateur et dénominateur et sont supprimées par un facteur 15. Elles peuvent par conséquent être considérées comme universelles avec une bonne approximation, c'est-à-dire indépendantes de l'état final.

### 1.2.3 Corrections QCD

La figure 1.3 montre les diagrammes correspondant aux corrections d'interaction forte dans l'état final [4]. L'argument concernant l'universalité des corrections revêt toute son im-

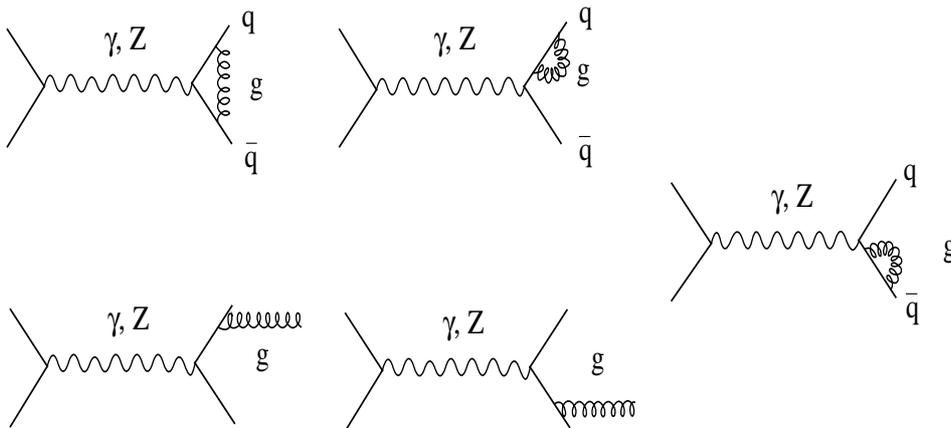


Figure 1.3: Corrections fortes au processus  $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}$ .

portance au moment d'aborder les corrections fortes. En effet, contrairement aux corrections électromagnétiques, elles souffrent de grandes incertitudes.

Ces corrections dépendent peu de l'état final mais il existe néanmoins un comportement particulier pour le couplage  $Zb\bar{b}$ . Composantes axiales et vectorielles sont affectées différemment non seulement parce que la masse brise la symétrie chirale, ce qui est sensible au moins pour les deuxième et troisième familles mais surtout en raison de la grande différence de masse entre le quark  $b$  et son partenaire d'isospin faible, le top. Ainsi, ces corrections s'écrivent en fonction de  $\alpha_s$  jusqu'au troisième ordre séparément pour les composantes axiale et vectorielle, suivant l'expression :

$$\begin{aligned} \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q} + \dots) &= \Gamma^v \left( 1 + c1 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right) + c2 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + c3 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right) \\ &+ \Gamma^a \left( 1 + d1 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right) + d2 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + d3 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right) \end{aligned}$$

Ces corrections sont connues pour des quarks de masse non nulle au premier ordre en  $\alpha_s$  et dans l'approximation des masses nulles jusqu'au troisième ordre.

La largeur partielle  $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$  subit des corrections QCD voisines de 4%, souffrant d'une incertitude relative de 20%. On voit tout l'intérêt de mesurer  $R_b$  plutôt que  $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$

puisque ces corrections et les incertitudes qui leur sont attachées sont supprimées d'un facteur 20 dans le premier cas.

### 1.2.4 Corrections électrofaibles

Le calcul de ces corrections au premier ordre est suffisant pour la comparaison avec les données pour le cas des largeurs partielles [5]. Deux sources de corrections peuvent être distinguées : les corrections au propagateur et les corrections au vertex. Les calculs à l'arbre se font à partir de trois grandeurs :  $\alpha(M_Z)$ ,  $G_F$  et  $M_Z$  par exemple, qui sont choisies parce qu'elles sont mesurées très précisément expérimentalement. La particularité et l'intérêt des corrections radiatives électrofaibles sont qu'elles font intervenir des particules qui ne peuvent être produites directement en raison de leur masse. Elles dépendent donc de nouvelles grandeurs :  $m_{top}$ ,  $m_{Higgs}$ , dont les valeurs sont respectivement mal connue et inconnue. L'intérêt spécifique de la mesure de  $R_b$  réside quant à lui dans les corrections au vertex, comme nous le verrons dans la suite.

#### Corrections au propagateur

La figure 1.4 montre les corrections au propagateur. Elles dépendent de toutes les

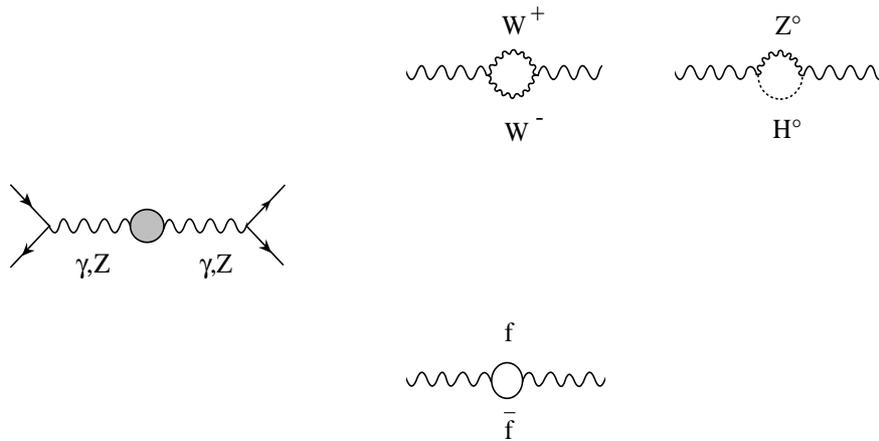


Figure 1.4: Corrections au propagateur du Z ou du photon; corrections universelles.

particules de la théorie et sont décrites par le paramètre  $\rho$  dont la définition à l'ordre le plus bas est la suivante :

$$\rho_0 = (\cos^2 \theta_W)^{-1} \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 1$$

Cette valeur est modifiée pour prendre en compte les corrections au propagateur suivant la forme :

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \Delta\rho}$$

$\Delta\rho$  dépend au premier ordre de  $m_{top}^2$  et  $\ln(m_{Higgs})$ .

Le calcul actuel de  $\Delta\rho$  est opéré jusqu'au deuxième ordre, qui est déjà très petit devant le premier ordre pour la masse de top mesurée par CDF et D0 :  $m_{top} = 180 \pm 12 \text{ GeV}/c^2$  [6]. Comme le boson  $Z^0$  se couple aux boucles de fermions proportionnellement à la masse carrée du fermion mis en jeu, il est clair que la contribution complètement dominante est celle du quark  $t$ . Posons  $x_t = \frac{G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2}$ ;

En se limitant à la contribution dominante en  $m_t^2$  :

$$\Delta\rho = 3x_t + 3x_t^2(19 - 2\pi^2)$$

Les corrections au propagateur ne dépendent évidemment pas de l'état final et sont donc supprimées dans  $R_b$ . En revanche, elles revêtent une importance capitale pour le calcul de l'asymétrie de production avant-arrière de la paire de quarks beaux.

### Corrections au vertex

Toutes les corrections que nous avons discutées n'affectent pas, dans une bonne première approximation, la quantité  $R_b$ . Seules les corrections de vertex, dont les diagrammes correspondant sont reportées figure 1.5, modifient  $R_b$ . Le diagramme dominant est la production d'une paire de quarks  $t$  virtuels, qui se désintègrent par interaction faible. Cette transition est proportionnelle à l'élément de matrice  $|V_{tq}|^2$ . Or, les éléments de matrice  $CKM$  impliquant le quark  $t$  ont approximativement les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} |V_{tb}| &\approx 1 \\ |V_{ts}| &\approx 0.04 \\ |V_{td}| &\approx 0.01 \end{aligned}$$

Il est clair que ces corrections ne sont importantes que pour le vertex  $Zb\bar{b}$ ; le paramètre  $\Delta\tau$  rendant compte des corrections au vertex s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta\tau = -2x_t - \frac{G_F M_Z^2}{6\sqrt{2}\pi^2} (1 + \cos\theta_W) \ln\left(\frac{m_t}{M_W}\right) - 2x_t^2 \left(9 - \frac{\pi^2}{3}\right)$$

Les corrections au vertex sont, dans le cadre du modèle standard, indépendantes de la masse du Higgs. La dépendance principale est en  $m_t^2$ . Leur valeur sera donc d'autant mieux déterminée que la mesure directe de la masse du top sera précise. D'ores et déjà, ces corrections sont calculées à un niveau de précision bien supérieur aux prétentions expérimentales.

#### 1.2.5 Formalisme pour le calcul des corrections radiatives

L'approche généralement adoptée pour introduire les corrections radiatives électrofaibles et interpréter les résultats expérimentaux est donnée dans la référence [7]. Elle consiste en une redéfinition des constantes de couplage dans l'expression des largeurs partielles à l'ordre le plus bas. Ainsi, les constantes de couplage deviennent des constantes de couplage effectives :

- $\alpha \rightarrow \alpha(M_Z)$
- $\sin^2\theta_W \rightarrow \sin^2\theta_W^{eff} = \sin^2\theta_W (1 + \Delta\rho \cot^2\theta_W)$

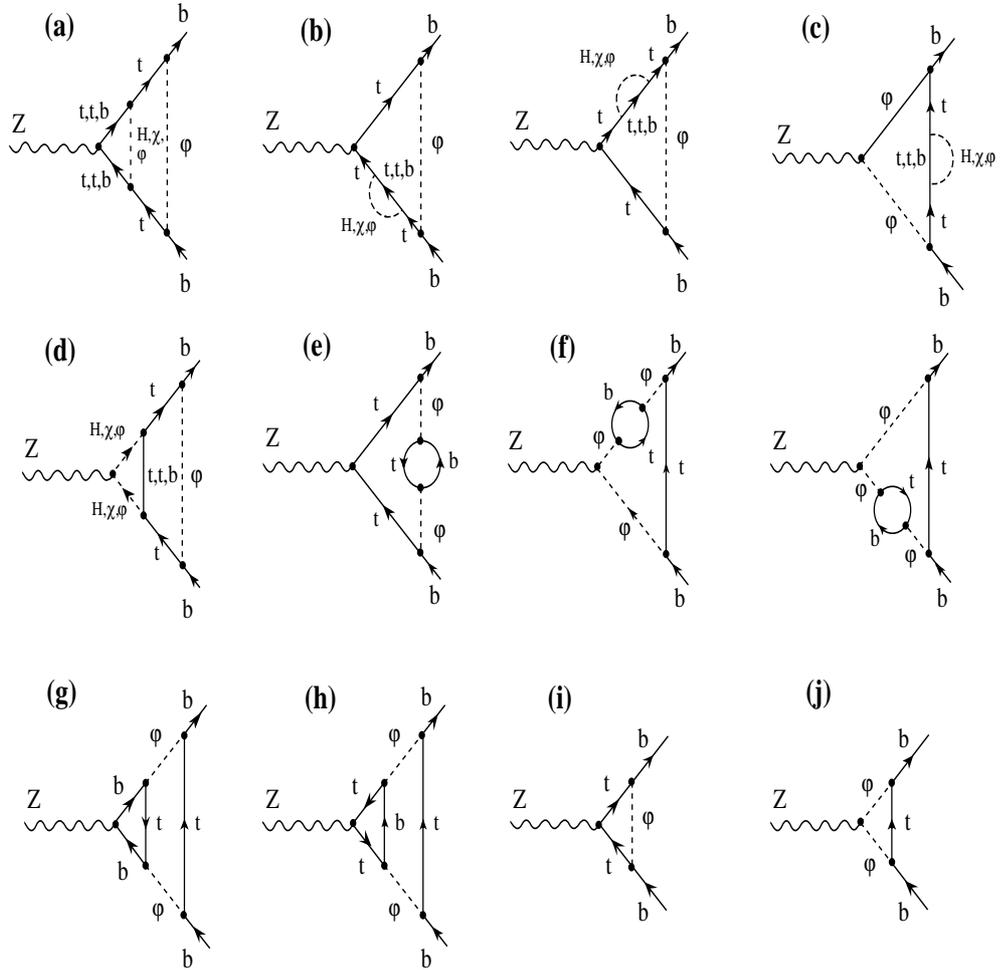


Figure 1.5: Corrections au vertex  $Zb\bar{b}$ ;  $\phi$  représente les bosons  $W^\pm$ .

- $\rho_0 \rightarrow \rho_q = \rho(1 + \Delta\tau)^2$
- $v_q \rightarrow \bar{v}_q = \sqrt{\rho_q} [2I_3 - \frac{4e_q \sin^2 \theta_W^{eff}}{1 + \Delta\tau}]$
- $a_q \rightarrow \bar{a}_q = \sqrt{\rho_q} 2I_3$

La largeur partielle  $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$  se réécrit en fonction de ces quantités redéfinies :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = (1 + \delta_{QED}) \frac{G_F M_Z}{8\sqrt{2}\pi} [\beta \frac{3 - \beta^2}{2} \bar{v}_q^2 (1 + \delta_{QCD}^v) + \beta^3 \bar{a}_q^2 (1 + \delta_{QCD}^a)]$$

### 1.2.6 Conclusion sur l'influence des corrections radiatives pour $R_b$ et $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$

Elle tient en deux points :

- $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$  dépend logarithmiquement de  $m_{top}$ . En effet, du point de vue de  $m_{top}^2$ , corrections au propagateur et au vertex ont des amplitudes voisines mais des signes opposés. D'autre part, toutes les largeurs partielles dépendent logarithmiquement de la masse du Higgs. Enfin, notons que les corrections fortes induisent une décroissance de 4% de la largeur partielle.  $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$  souffre par conséquent d'incertitudes théoriques importantes. Elle permet néanmoins dans l'ajustement de tous les paramètres électrofaibles de contraindre  $\alpha_s$  et  $M_{higgs}$ .
- La quantité  $R_b$  est intrinsèquement très riche, car complètement déterminée dans le cadre du modèle standard (voir figure 1.6). Elle est indépendante de la masse du

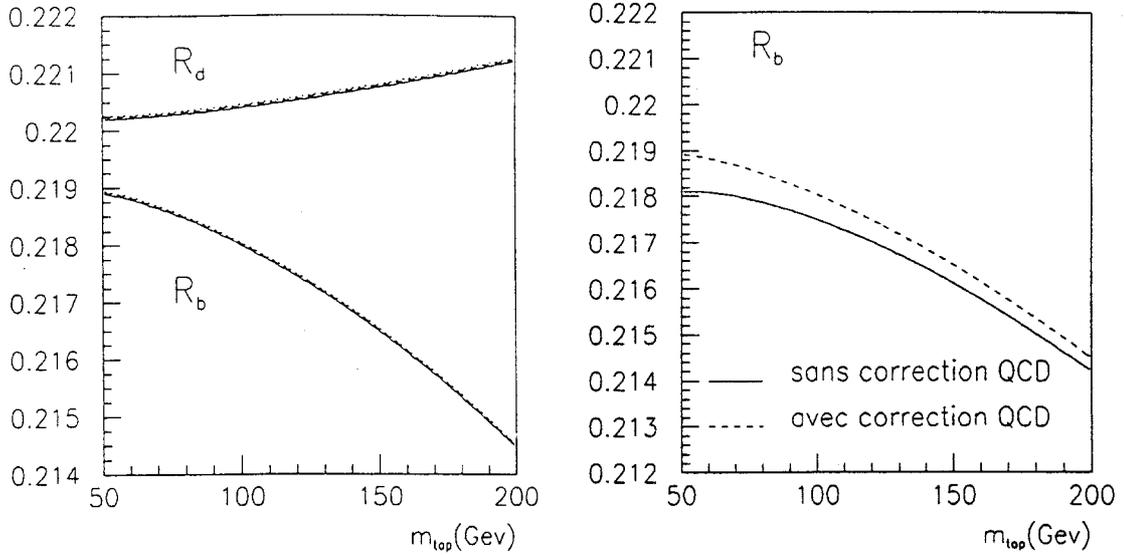


Figure 1.6: Dépendance de  $R_b$  avec  $m_{top}$ ,  $m_{Higgs}$  et les corrections QCD.

Higgs et des corrections fortes et dépend principalement de  $m_{top}^2$ , qui est d'ores et déjà mesurée avec une précision suffisante pour considérer qu'aucune incertitude théorique dans le cadre du modèle standard n'affecte  $R_b$ .



Ainsi, la mesure de  $R_b$  permet une mesure indirecte de  $m_{top}$  indépendante de la quantité  $m_{Higgs}$ , caractéristique unique parmi l'ensemble des observables de LEP. Ces arguments peuvent être interprétés d'une manière différente mais équivalente : la mesure de  $R_b$  n'est plus aujourd'hui motivée par la mesure indirecte des paramètres peu ou mal connus du MSE, mais vise à mettre en évidence des contributions au vertex  $Z \rightarrow b\bar{b}$  hors modèle standard. C'est explicitement dans cette perspective que nous nous plaçons. Dans le cadre du MSE, la valeur prédite de  $R_b$  est  $21.56 \pm 0.04 \%$ .

### 1.3 Largeur partielle de désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ hors modèle standard

Au début de ce travail de thèse, le quark top n'était pas découvert et la mesure de  $R_b$  atteignait des précisions relatives voisines de 1.5%, ce qui interdisait d'accéder aux corrections de vertex. Nous ne pouvons pas passer ici sous silence la déviation actuelle observée par rapport au MSE. Le résultat présenté à Pékin par les collaborations LEP est le suivant [8]:

$$R_b = 22.19 \pm 0.17$$

Une déviation de 3.7 écarts standards par rapport à la prédiction du MSE est observée. Cette valeur de  $R_b$  résulte de la moyenne compliquée des mesures des quatre expériences LEP et il demeure des difficultés dans la combinaison des erreurs systématiques attachées à chaque mesure, dont les définitions changent d'une expérience à l'autre. S'il n'est pas possible au demeurant d'affirmer un désaccord définitif, une intense activité théorique s'est néanmoins emparée du sujet. Nous livrons dans la suite des idées et contributions récentes à cette question. Ce panorama est non exhaustif. Nous présenterons d'abord des contributions hors modèle standard, puis finalement les extensions possibles au modèle standard.

#### 1.3.1 $R_b$ et la supersymétrie

Deux scénarios ont été envisagés pour trouver une interprétation de la valeur de  $R_b$  dans le cadre du modèle supersymétrique minimal. Une description peut être trouvée dans les références [9], [10] et [11].

Le premier scénario implique des contributions de chargino léger et de squark top léger respectivement notés  $\chi_1^\pm$  et  $\tilde{t}_1$ , au niveau des corrections au vertex. Le second scénario envisage une contribution au vertex  $Zb\bar{b}$  d'un boson de Higgs pseudoscalaire léger, noté  $A$ . La figure 1.7 montre les diagrammes décrivant ces processus. A la lumière des dernières limites sur les masses des charginos établies au LEP à l'énergie de 130 GeV dans le centre de masse [12], ces deux scénarios ont été examinés en détail dans la référence [13]. Le diagnostic est réservé; si l'on note  $R_b^{susy}$  le décalage par rapport au modèle standard induit par ces contributions, les résultats suivants ont été obtenus pour chacun des scénarios :

- $R_b^{susy} < +0.17\%$ , dans l'hypothèse des chargino et stop légers,
- $R_b^{susy} < +0.10\%$ , dans l'hypothèse du Higgs  $A$ .

D'autres contraintes théoriques ont été ajoutées et les valeurs reportées ci-dessus correspondent à l'excès maximal que l'on peut attendre. La direction des corrections va dans le sens de la mesure, mais leur amplitude est insuffisante pour en rendre compte.

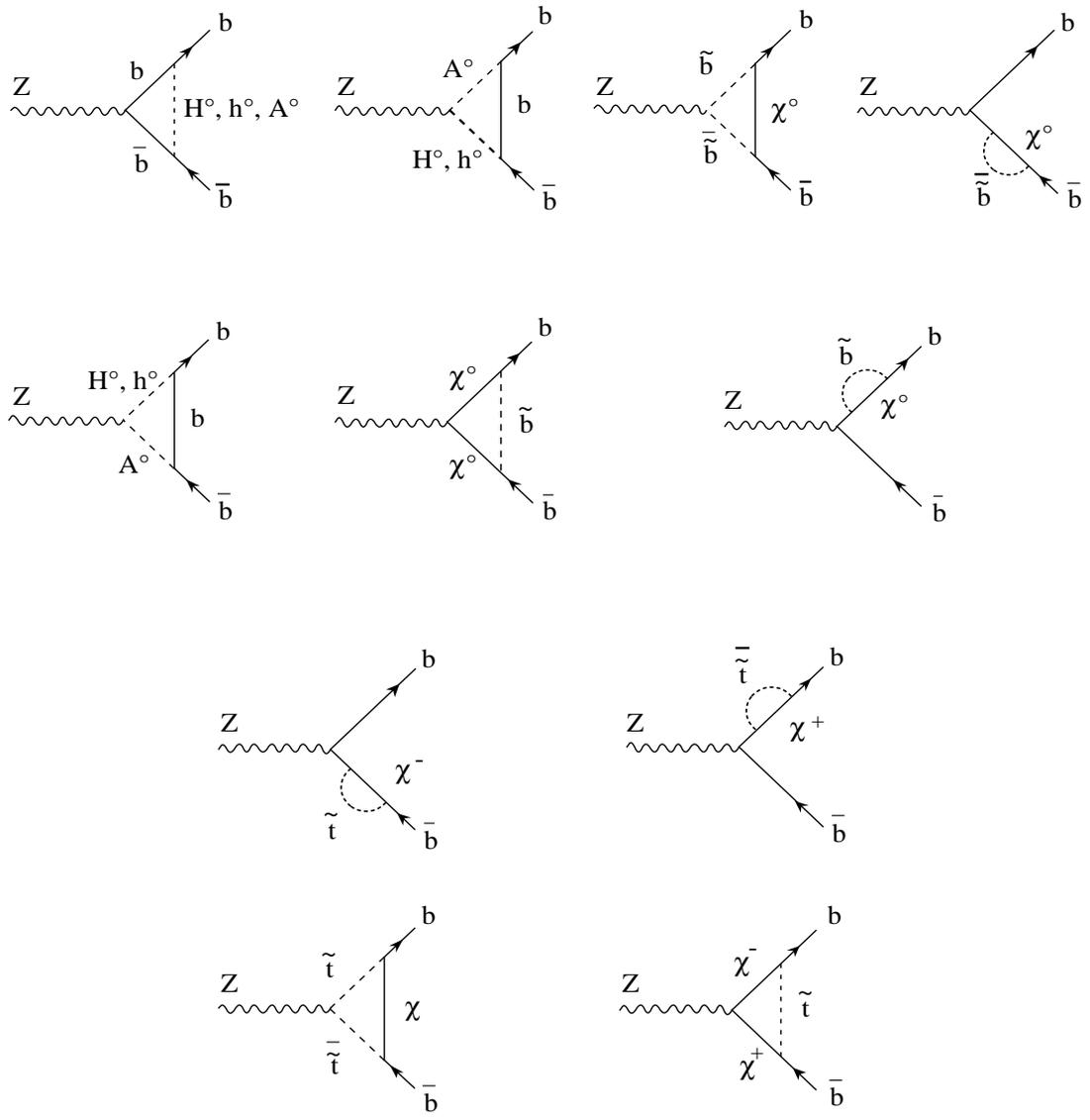


Figure 1.7: Diagrammes de corrections au vertex faisant intervenir des particules supersymétriques.

### 1.3.2 $R_b$ et la technicouleur

Il s'agit entre eux d'une déjà longue histoire. La technicouleur a été introduite comme alternative au mécanisme de Higgs pour expliquer la génération de la masse. Les modèles de technicouleur les plus simples trouvaient un écho dans le couplage  $Zb\bar{b}$ , notamment en diminuant significativement la valeur de  $R_b$  calculée dans le cadre du modèle standard. Ces modèles ont pour hypothèse principale que le groupe de symétrie de technicouleur (que nous noterons ETC dorénavant) commute avec le groupe  $SU(2)_W$  de l'interaction faible. Les premières mesures de  $R_b$  au LEP ont contribué à mettre à bas cette approche.

De nouveaux développements ont été entrepris en considérant cette fois que ETC et  $SU(2)_W$  ne commutent pas [14]. Cela implique l'existence de bosons intermédiaires très lourds de l'interaction électrofaible qui se mélangent à l'énergie du LEP à nos  $Z$  et  $W$  communs, changeant ainsi les constantes de couplage électrofaibles. Cela est particulièrement marqué pour le quark  $t$  et affecte donc essentiellement le couplage  $Zb\bar{b}$ . La valeur de  $R_b$  dans ce modèle est 21.94%. Il faut par ailleurs noter que cette approche rend compte de toutes les autres quantités électrofaibles mesurées.

### 1.3.3 $R_b$ et quelques autres extensions du modèle standard

Une production tout azimuth de travaux théoriques, depuis la parution des mesures de  $R_b$  et de  $R_c$  à la conférence de Pékin, s'intéresse à l'interprétation de la valeur de  $R_b$  par des extensions dans le cadre du groupe de jauge  $SU(2)\otimes U(1)$ ; le point que nous développerons concerne l'existence d'une quatrième famille de quarks. Une autre interprétation sera envisagée mettant en jeu un  $Z'$  très lourd et hadrophile, c'est-à-dire se couplant préférentiellement aux quarks. Dans ce cas, il s'agit d'une extension du groupe de jauge.

#### a) Une quatrième famille?

Cette interprétation, proposée pour rendre compte de la mesure de  $R_b$ , est en relation étroite avec le déficit observé dans la production de charme par rapport à la prédiction du MSE. La proposition minimale est de considérer un isosinglet de  $SU(2)$ , de charge électrique  $2/3$ , noté  $Q$  [15]; la pierre d'angle de ce scénario est que ce nouveau quark se mélange de façon significative avec les quarks  $c$  et  $t$ . Le vertex  $Zc\bar{c}$  est alors affecté par ces nouveaux couplages, qui tendent à diminuer  $R_c$ . Comme les mesures de  $R_b$  et  $R_c$  sont corrélées à 35 %, cet effet tend indirectement à augmenter  $R_b$ . Toutefois, il est insuffisant pour rendre compte des mesures. Hou et Huang [16] ont proposé l'existence d'un quark top léger "caché". Si l'on se conforme à cette proposition, il est naturel d'associer le top découvert par CDF et D0 à l'isosinglet  $Q$ . Dès lors, les corrections de vertex en particulier seraient sensibles majoritairement au top léger ( $\approx 70$  GeV/c<sup>2</sup>), augmentant drastiquement la prédiction de la valeur de  $R_b$  dans le cadre du modèle standard. Simultanément, cette hypothèse affecte la largeur hadronique totale, via la quantité  $R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$  par exemple, et un nouveau conflit avec l'expérience est mis à jour. La solution proposée par G. Bhattacharyya et al. [15] est de considérer un second doublet de Higgs, tel que  $M_{H^+} > v$ , où  $v$  est la valeur du vide et  $M_{h^0} < M_W$ . Dans ces conditions, les corrections au propagateur restent inchangées par rapport au MSE. Comme il n'y a pas de limite inférieure sévère sur la masse du Higgs neutre le plus léger, la transition  $t \rightarrow ch^0$  deviendrait dominante devant  $t \rightarrow Wb$  et masquerait le top aux expérimentateurs du Tevatron.

D'autres hypothèses impliquant une quatrième famille de quarks ont été formulées [17],

[18], fondées sur des considérations voisines et conduisant aux mêmes conclusions.

Ces traitements sont très largement ad hoc et en tout état de cause, LEP 200 est à même de trancher la question dès les premières prises de données, via l'observation de la production directe de toponium.

### c) Un $Z'$ hadrophile

Récemment, Chiapetta et al [20] ont suggéré l'existence d'un boson vecteur  $Z'$  lourd, qui se couple préférentiellement aux quarks. Cette proposition est compatible avec l'ensemble des résultats électrofaibles de LEP et notamment, le mélange ( $ZZ'$ ) rend compte des déviations de sens opposé par rapport au modèle standard de  $R_c$  et  $R_b$ .

Les effets de mélange ( $ZZ'$ ) sont traités de manière indépendante d'un modèle suivant les prescriptions de [21]. En supposant l'universalité des couplages du  $Z'$  aux quarks de type "up" d'une part et "down" d'autre part, la relation entre les décalages induits par le mélange  $ZZ'$  par rapport au (MSE) pour  $R_b$  et  $R_c$ , notés  $\delta R_b$  et  $\delta R_c$  est obtenue "naturellement" :

$$\delta R_b \times R_c \approx -0.5 \delta R_c \times R_b$$

Ces effets, de signes opposés, permettent de rendre compte de la mesure de  $\Gamma_{had}$ . Il faut noter que les couplages du  $Z'$  croissent linéairement avec sa masse. Dans ce cas encore, LEP200 est à même de trancher cette question. Le couplage privilégié du  $Z'$  aux quarks ne motive pas l'étude des canaux leptoniques pour observer cet effet. En revanche, l'étude de la section efficace et de l'asymétrie de charge du processus  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  doivent constituer des tests puissants de l'existence d'un tel  $Z'$ .

## 1.4 Asymétrie de production avant-arrière de la paire de quarks beaux

Les rapports de branchement semileptoniques inclusifs des hadrons beaux au LEP doivent être connus pour mesurer l'asymétrie de production avant-arrière de la paire de quarks beaux avec les leptons. La mesure de cette quantité n'est pas présentée dans ce mémoire, mais nous avons choisi d'en exposer rapidement les principales caractéristiques, puisqu'elle constitue une perspective directe de ce travail de thèse. Cette asymétrie est communément appelée asymétrie de charge.

### 1.4.1 Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Deux diagrammes (figure 1.8) décrivent la réaction  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ . Le boson  $Z$  ne peut se coupler, dans le modèle standard qu'à une paire fermion-antifermion de même chiralité; l'intensité des couplages gauche et droit induit une asymétrie angulaire de production des fermions. La section efficace différentielle en  $\theta$ , angle de production des fermions par rapport à la ligne de vol du faisceau, de la réaction  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , pour des faisceaux non polarisés, s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3\pi\alpha^2}{2s} [A_0(1 + \cos^2\theta) + A_1\cos\theta]$$

où,

- $A_0 = e_f^2 - 8e_f Re(H)v_e v_f + 16(a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)|H|^2$

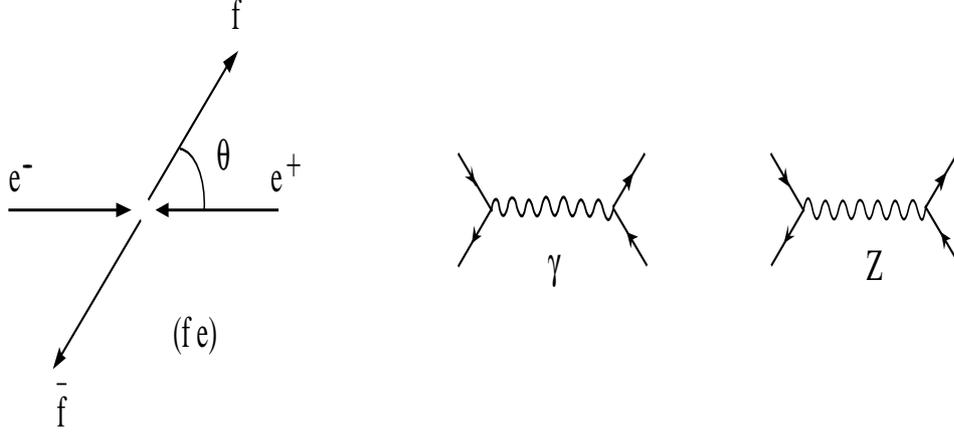


Figure 1.8: Diagramme à l'ordre de l'arbre décrivant le processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ .

- $A_1 = a_e a_f v_e v_f |H|^2 - e_f \text{Re}(H) a_e a_f$ ,
- $H$  décrit la résonance du  $Z$ ,  $H \propto \frac{sM_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}$ .

#### 1.4.2 Expression de l'asymétrie de charge avant-arrière

De façon générale, l'asymétrie de charge est définie par l'expression suivante :

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$$

avec

$$I^+ = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta \text{ et } I^- = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta$$

Considérant maintenant l'asymétrie au pôle du  $Z$ , les termes proportionnels à  $(s - M_Z^2)$  deviennent négligeables et la formule précédente se simplifie pour donner la célèbre relation :

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{3}{4} A_e A_f \text{ avec } A_f = \frac{a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2}$$

L'asymétrie  $A_f$ , ou asymétrie gauche-droite, mesure le degré de violation de la parité au couplage du  $Z$ . Cette écriture met en jeu l'interférence des couplages axial et vectoriel et fait apparaître une dépendance en  $\sin^2\theta_W$ , grandeur que l'on cherche à extraire.

En dehors du pôle du  $Z$ , l'asymétrie de charge met également en jeu l'interférence ( $\gamma, Z$ ) ( $s < M_Z$ ).

#### 1.4.3 Sensibilité à $\sin^2\theta_W^{eff}$

Comme nous l'avons déjà vu pour  $R_b$ , les corrections radiatives sont introduites par une redéfinition des paramètres du modèle. La définition de l'asymétrie au niveau de l'arbre est conservée en opérant la transformation  $\sin^2\theta_W \rightarrow \sin^2\theta_W^{eff}$  suivant la procédure formelle

explorée plus haut; cette quantité est pratiquement insensible aux corrections de vertex [22], [5]. Tout ce que nous avons dit à propos de  $A_{FB}$  jusqu'à présent vaut pour tous les fermions. Il est clair que la dépendance en  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  des asymétries des différents fermions n'est pas universelle en raison des différents couplages de chaque fermion au  $Z$ . La table 1.2 résume les sensibilités respectives des asymétries de leptons et de quarks lourds à  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ , données par le calcul de  $\frac{\partial A_{FB}}{\partial \sin^2 \theta_W^{eff}}$ . Cette table de sensibilité désigne  $A_{FB}^b$  comme une des observables

	l	c	b
$A_f$	0.20	0.70	0.95
$\frac{\partial A_f}{\partial \sin^2 \theta_W^{eff}}$	-8	-1.5	-0.5
$\frac{\partial A_{FB}}{\partial \sin^2 \theta_W^{eff}}$	-2	-4	-6

Tableau 1.2: Sensibilité de  $A_{FB}$  à  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ .

au LEP les plus importantes pour contraindre  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ .

## 1.5 Mélange $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$

### 1.5.1 Présentation

Dans le modèle standard, l'oscillation d'un méson  $B^0$  vers un méson  $\bar{B}^0$ , autrement désignée sous le terme de mélange  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  apparaît via les diagrammes en boîte, dont un schéma est donné figure 1.9. La grande masse du quark top et sa connexion privilégiée à son

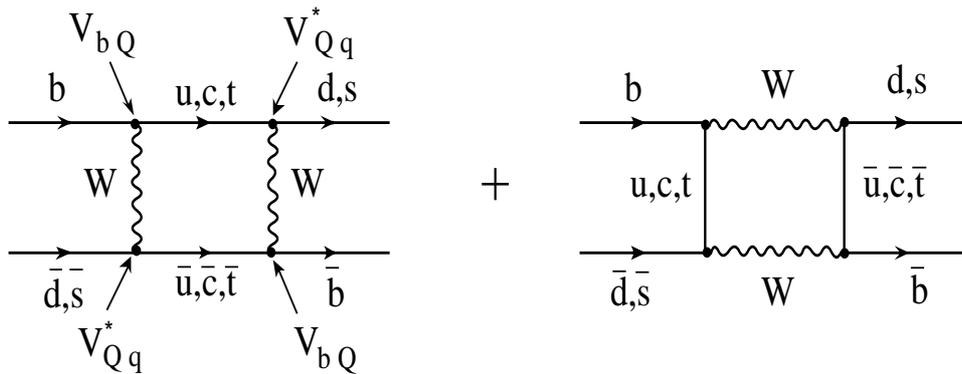


Figure 1.9: Diagramme de Feynman d'une oscillation  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ .

partenaire d'isospin faible confère au mélange  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  une grande intensité, ce processus étant proportionnel à  $m_t^2$ . L'observation du mélange  $B_d^0 \bar{B}_d^0$ , par la collaboration ARGUS a d'ailleurs constitué l'une des premières évidences expérimentales indirectes de l'existence du quark  $t$  [23] et [24].

A l'énergie du LEP, les deux mésons beaux neutres  $B_d^0$  et  $B_s^0$ , susceptibles d'osciller, sont produits. Notons  $\chi_d$  et  $\chi_s$  leurs probabilités de mélange respectives. Le mélange inclusif est décrit par le paramètre  $\chi$ , qui répond à l'équation :

$$\chi = \chi_d f_{B_d^0} + \chi_s f_{B_s^0}$$

où  $f_{B_d^0}$  et  $f_{B_s^0}$  sont les taux de production des mésons  $B_d^0$  et  $B_s^0$ .

La mesure la plus puissante de l'asymétrie  $A_{FB}^b$  utilise la charge électrique des leptons résultant de la désintégration semileptonique  $b \rightarrow l$  pour déterminer la nature du quark  $b$  initial. Clairement, lorsque le méson  $B^0$  initial oscille vers son conjugué de charge  $\bar{B}^0$  et que ce dernier se désintègre semileptoniquement, l'information de charge est perdue. Il est alors indispensable pour interpréter la mesure d'asymétrie, de la corriger de la probabilité de mélange  $\chi$ . Une mesure de  $\chi$  au moyen d'événements dileptons est présentée dans ce mémoire.

L'étude du mélange  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  est, en soi, très importante dans les tests de la théorie électrofaible. Notre propos n'est pas ici d'exposer en détail l'intérêt de la mesure du mélange  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  du point de vue du modèle standard, d'autant plus que le paramètre de mélange inclusif  $\chi$  n'est pas la quantité la plus intéressante pour en faire l'étude. Nous décrirons rapidement dans la suite la phénoménologie du mélange et sa dépendance temporelle, en reliant cette dernière au paramètre  $\chi$ .

### 1.5.2 Description du mélange

Comme les états  $|B_q^0\rangle$  et  $|\bar{B}_q^0\rangle$  se mélangent, ce ne sont plus des états propres de l'hamiltonien d'interaction faible. Dans le cadre général de la mécanique quantique, l'évolution temporelle du système  $|B_q^0\rangle \leftrightarrow |\bar{B}_q^0\rangle$  est décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} \Psi = H \Psi$$

Explicitement :

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} |B_q^0\rangle &= (M - i\Gamma/2) |B_q^0\rangle + (M_{12} - i\Gamma_{12}/2) |\bar{B}_q^0\rangle \\ i \frac{d}{dt} |\bar{B}_q^0\rangle &= (M_{12} - i\Gamma_{12}/2) |B_q^0\rangle + (M - i\Gamma/2) |\bar{B}_q^0\rangle \end{aligned}$$

En supposant la symétrie  $CP$  conservée, masses et largeurs sont réelles. Les états propres de masse sont alors définis par les expressions :

$$\begin{aligned} B_1(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (B^0(t) + \bar{B}^0(t)) \\ B_2(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (B^0(t) - \bar{B}^0(t)) \end{aligned}$$

Les masses et largeurs de ces états sont :

- $M_1 = M - M_{12}$  et  $M_2 = M + M_{12}$ ; on note  $\Delta M$  la différence des masses.
- $\Gamma_1 = \Gamma - \Gamma_{12}$  et  $\Gamma_2 = \Gamma + \Gamma_{12}$ ; on note  $\Delta\Gamma$  la différence des largeurs.

$\Delta M$  et  $\Delta\Gamma$  caractérisent le mélange dans le système  $B_q^0\bar{B}_q^0$ . Notons que contrairement au mélange dans le système  $K^0\bar{K}^0$ ,  $\Delta\Gamma$  est faible devant  $\Delta M$ . Cette propriété permet d'écrire une forme d'évolution temporelle simple; partant d'un  $B_q^0$  à  $t = 0$ , les probabilités d'observer un état  $B_q^0$  ou  $\bar{B}_q^0$  à l'instant  $t$  sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0) &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 + \cos(x_q\Gamma t)) \\ \mathcal{P}(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0) &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 - \cos(x_q\Gamma t))\end{aligned}$$

où  $x_q = \frac{\Delta M}{\Gamma}$  est le paramètre fondamental du mélange, dont l'expression est la suivante :

$$x_q \propto \tau_{B_q^0} M_{B_q^0} m_{top}^2 |V_{tq}^* V_{tb}|^2$$

Dans le cadre du modèle standard, il est très difficile de prédire  $x_q$  précisément en raison des incertitudes d'interaction forte et des erreurs sur les éléments de matrice CKM. Une limite inférieure pour  $x_s$  est néanmoins prédite et la mesure de  $x_s$  constitue en cela un élément important du modèle standard. Depuis l'installation des détecteurs de vertex et les grandes statistiques collectées dans les expériences LEP, le meilleur moyen pour accéder à  $x_q$  est bien sûr la mesure de la fréquence d'oscillation.

### 1.5.3 Mesure de $\chi$

La mesure que nous réalisons porte sur le mélange inclusif indépendant du temps et son principal intérêt est lié à la correction d'asymétrie. En effet, la mesure inclusive de  $\chi$  ne distingue pas la saveur du méson beau qui oscille; d'autre part, l'information en  $x$  est diluée dans  $\chi$ . En effet, l'intégration par rapport au temps des probabilités  $\mathcal{P}(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0)$  et  $\mathcal{P}(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0)$  conduit au résultat suivant :

$$\begin{aligned}P(B^0) &= \frac{1}{\Gamma} \left( 2 + \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta M^2} \right) \\ P(\bar{B}^0) &= \frac{1}{\Gamma} \left( 2 - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta M^2} \right)\end{aligned}$$

Si l'on appelle  $\chi_q = \mathcal{P}(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)$ , la probabilité d'oscillation d'un méson :

$$\chi = \frac{P(B^0)}{P(\bar{B}^0) + P(B^0)}$$

En fonction de  $x_q$ ,  $\chi_q$  s'écrit :

$$\chi_q = \frac{x_q^2}{2(1 + x_q^2)}$$

La sensibilité de  $\chi_q$  à  $x_q$  est d'autant plus faible que  $x$  devient grand. Or, c'est précisément le cas pour le mélange  $B_s^0\bar{B}_s^0$ .

## 1.6 Contribution du couplage $Z^0 b\bar{b}$ aux tests de précision de la théorie électrofaible

Deux quantités fondamentales liées à la production de beauté contribuent aux tests de précision de la théorie électrofaible,  $R_b$  et  $A_{FB}^b$ . Nous avons détaillé les intérêts respectifs de ces deux quantités, en soulignant la place privilégiée et le caractère unique de  $R_b$  au sein de ces tests d'une part, et la grande sensibilité de  $A_{FB}^b$  à  $\sin^2 \theta_W^{eff}$ , dont l'extraction constitue un point important de la physique électrofaible au LEP, d'autre part.



Ces constats établis, la richesse de ces observables doit toutefois être mise en perspective avec les précisions expérimentales que l'on peut attendre. Là encore, l'étude de la beauté est privilégiée du fait qu'il est expérimentalement plus aisé d'isoler les quarks  $b$  que les autres saveurs de quarks, en raison de leurs comportements paroxystiques en termes de temps de vie et de masse par rapport aux autres saveurs accessibles au LEP.

Dans les deux cas, les enjeux expérimentaux sont complètement définis. Pour  $R_b$ , une précision relative inférieure au pourcent est nécessaire afin d'être sensible aux corrections de vertex et aux contributions exotiques susceptibles d'y participer. C'est anecdotique de le dire, c'est une gageure d'y parvenir.

La mesure de l'asymétrie de charge  $A_{FB}^b$  contrairement à la mesure de  $R_b$  est définitivement limitée par le nombre de  $Z$  collectés par les expériences LEP. Néanmoins, si la limitation intrinsèque est de quelques pourcents, cette mesure permet d'extraire  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  avec une précision relative de quelques pour mille. Elle constitue par conséquent la meilleure mesure de  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  au LEP.



## Chapitre 2

# De la production des quarks $b$ à la désintégration des hadrons beaux

### 2.1 Introduction

Ce travail de thèse repose expérimentalement sur l'étude de la production inclusive de leptons issus des désintégration semileptoniques des hadrons beaux. Du quark  $b$  au lepton, une somme de processus élémentaires a fait son oeuvre, qu'il est indispensable de comprendre. Typiquement, la variable de base des analyses présentées dans ce mémoire est l'impulsion du lepton qui dépend :

- de l'impulsion initiale du hadron beau quand il se désintègre,
- de la dynamique de désintégration du hadron beau.

La dynamique de désintégration du hadron beau est régie par différents modèles, qui feront l'objet d'une étude détaillée dans la suite.

L'impulsion du hadron beau dépend de l'énergie du quark lourd au moment où il s'habille : cette transition est appelée fragmentation du quark et se situe aux énergies pour lesquelles QCD est dans un régime non perturbatif. La fraction d'énergie du quark cédée au hadron est par conséquent gouvernée par une fonction de fragmentation, décrite par des modèles phénoménologiques. L'énergie du quark lourd au moment de l'habillage dépend quant à elle de la manière dont l'énergie initiale du quark a été dégradée. Cette phase est communément désignée sous le terme de cascade de partons et est décrite perturbativement.

Nous venons de présenter sommairement l'ensemble des processus intermédiaires entre la production de la paire initiale et le lepton que l'on détecte en remontant le temps. Le chemin inverse est suivi dans la suite. A partir de la paire de quarks initiale, nous présenterons comment sont décrites les phases :

1. de développement de la cascade de partons,
2. de la fragmentation des quarks et des gluons en hadrons,
3. de la désintégration des hadrons beaux.

Même si la théorie de l'interaction forte a fait des progrès considérables ces dernières années, une grande partie de ces processus physiques se heurte à la barrière de la région non perturbative de QCD. Il est alors nécessaire de recourir peu ou prou à des modèles phénoménologiques pour décrire le plus complètement possible chacune de ces phases.

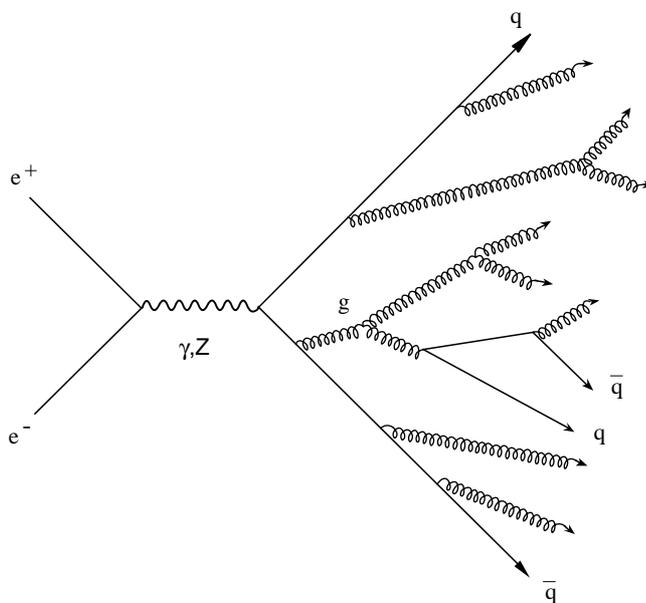


Figure 2.1: Modélisation du processus  $Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$ .

## 2.2 La cascade de partons

Il existe plusieurs approches pour appréhender ce phénomène, dont le souci ultime et partagé est de reproduire au mieux les données typiques de cette phase : nombre de jets, sphéricité, thrust ... Les données disponibles auprès des collisionneurs  $e^+e^-$  sont nombreuses (PEP, PETRA, CESR, LEP...) et les modèles ont donc évolué au cours du temps en s'affinant toujours plus. Il n'y a pas d'arguments forts pour en privilégier un par rapport aux autres; le choix dépend de l'analyse physique que l'on entreprend. Le modèle qui reproduit le mieux les variables globales telles que la sphéricité et le thrust est le modèle de la gerbe de partons, utilisé par le programme de simulation JETSET 7.3 PS, qui sert à la simulation standard des événements dans ALEPH [25].

Le principe en est le suivant; chacun des deux quarks produits par le  $Z$  initie une cascade de partons. L'énergie initiale est suffisamment grande pour que les quarks et les gluons soient considérés comme libres, autorisant ainsi un traitement perturbatif du phénomène.

La formation de la cascade est gouvernée par trois processus :

1.  $q \rightarrow qg$ ,
2.  $g \rightarrow gg$ ,
3.  $g \rightarrow q\bar{q}$ .

Chaque processus est régi par la probabilité de transition  $P_{i \rightarrow jk}$  où  $i, j$  et  $k$  sont les partons  $g, q$  ou  $\bar{q}$ . Ces probabilités sont utilisées de façon itérative dans les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi : [26] :

$$\frac{d(P_{i \rightarrow jk})}{dt} = \int \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{i \rightarrow jk}(z) dz$$

$z$  est la fraction d'énergie du parton  $i$  emportée par le parton  $j$  et  $t$  est un paramètre d'évolution, fonction de la masse du parton initial et de l'échelle  $\Lambda$  de QCD suivant  $t = \ln(\frac{M_i^2}{\Lambda^2})$  à l'approximation des logarithmes dominants. Les probabilités sont les suivantes :

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qg} &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{g \rightarrow gg} &= 6 \left[ \frac{1}{z(1-z)} + z(1-z) - 2 \right] \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}} &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \end{aligned}$$

La cascade s'achève lorsque l'énergie des partons est dégradée au niveau de l'énergie de confinement, typiquement 1 GeV. Notons que la première phase de la cascade de partons est traitée rigoureusement par le calcul de l'élément de matrice intervenant dans l'amplitude de chaque processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg, q\bar{q}q'\bar{q}'$ .

L'étape suivante, l'hadronisation proprement dite, est beaucoup plus obscure et l'on recourt à des modèles phénoménologiques pour en rendre compte.

### 2.3 Hadronisation et fonction de fragmentation

Là encore, plusieurs modèles existent. Nous nous restreindrons à décrire l'approche utilisée dans la simulation d'ALEPH [27], basée sur le programme JETSET. Les quarks présents en fin de cascade sont soumis à un potentiel de couleur, fonction linéaire de la distance entre deux quarks. Schématiquement, il est créé par une corde de couleur élastique de tension  $K$  ( $\approx 1$  GeV/fm) reliant les deux quarks; lorsque la distance entre quarks augmente, l'énergie potentielle de la corde croît jusqu'à une valeur limite permettant la création d'une nouvelle paire  $q\bar{q}$  (figure 2.2). Une fois que l'énergie disponible est insuffisante pour pro-

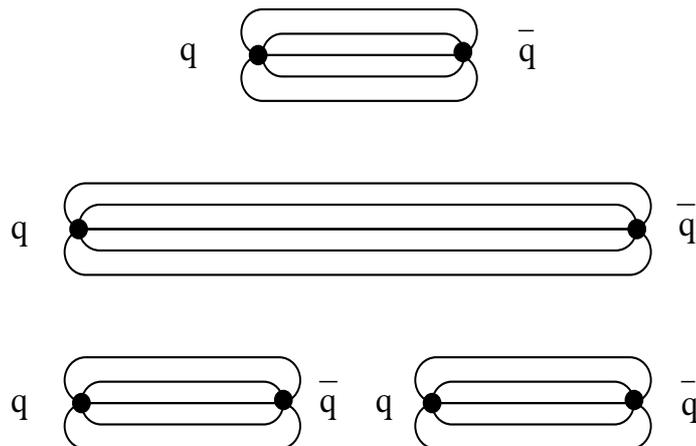


Figure 2.2: Brisure d'une corde de couleur : modèle de fragmentation des quarks en hadrons.

duire une nouvelle paire, les quarks produits s'habillent pour former les hadrons, que nous observons directement ou par leurs produits de désintégration dans les détecteurs.

### 2.3.1 Fragmentation transverse

La probabilité de production d'une nouvelle paire (hadron) est décrite dans le modèle des cordes par :

$$P_{q\bar{q}} = e^{(-\pi m^2/K)} e^{(-\pi P_{\perp}/K)}$$

où  $m$  est la masse de la paire de quarks (i.e du hadron) et  $p_{\perp}$  son impulsion transverse par rapport à la direction de vol du quark primaire. L'impulsion transverse du hadron formé est distribuée dans ce modèle suivant une gaussienne. Cette phénoménologie résulte de l'étude des caractéristiques des jets dans les expériences de plus basses énergies.

Notons que la production de saveurs lourdes est essentiellement supprimée dans la phase d'hadronisation en raison de leur grande masse.

### 2.3.2 Fragmentation longitudinale

La fragmentation longitudinale des quarks en hadrons est un point important des analyses concernant les rapports de branchement, puisqu'elle participe pour une part du spectre d'énergie des hadrons et donc de leurs produits de désintégration. L'enjeu est ici de déterminer la probabilité qu'un hadron emporte la fraction d'impulsion  $z$  du quark initial;  $z$  est défini comme le rapport :

$$z = \frac{(E + P_{\parallel})_{had}}{(E + P_{\parallel})_{quark}}$$

La fraction d'impulsion longitudinale emportée par le hadron est distribuée suivant une fonction  $f(z)$ , appelée fonction de fragmentation.

Il a été montré depuis longtemps que plus le quark est lourd, plus sa fragmentation en hadrons est dure : un hadron lourd emporte une plus grande fraction de l'énergie du quark primaire qu'un hadron léger. Ceci implique qu'une paramétrisation de la fonction de fragmentation qui reproduit correctement le spectre d'énergie de hadrons d'une saveur donnée n'est pas nécessairement adaptée aux autres saveurs de quarks. C'est le cas de la première paramétrisation de la fonction de fragmentation, proposée par le groupe de LUND; l'analyse des données expérimentales a montré que cette fonction rendait correctement compte de la fragmentation des saveurs légères. En revanche, elle conduit à un spectre de hadrons lourds trop énergétiques. Deux classes d'arguments phénoménologiques ont alors été proposées pour paramétriser la fonction de fragmentation des quarks lourds. Les paragraphes suivants sont dédiés à leur présentation.

#### a) Fonction de fragmentation de Kartvelishvili

Cette paramétrisation est fondée sur le principe de réciprocité, selon lequel la fonction de structure du quark dans le hadron est égale à sa fonction de fragmentation en hadron dans la limite  $z \rightarrow 1$  [28]. Cet argument est fondé sur la hiérarchie de masse dans les hadrons lourds ( $|Qq\rangle$ ),  $M_Q \gg M_q$ , et semble donc approprié au cas du quark  $b$ . Pour satisfaire ce principe, la fonction de fragmentation s'écrit :

$$f(z) = z^{\alpha_q} (1 - z)$$

$\alpha_q$  est un paramètre libre de la fonction. Typiquement, les ajustements aux données d'ALEPH donnent :  $\alpha_c \approx 4$  et  $\alpha_b \approx 10$ .

La figure 2.3 montre la distribution de  $z$  dans ce modèle. Cette approche est probablement

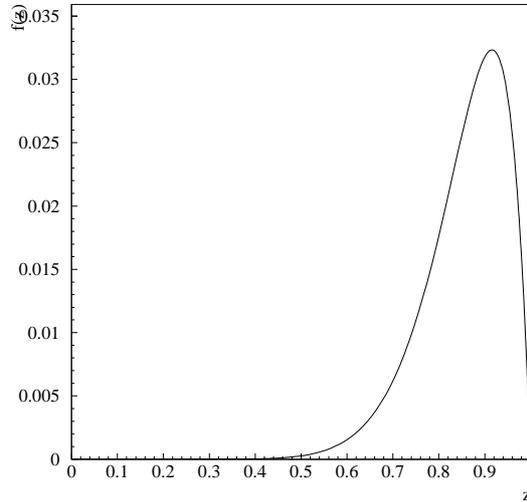


Figure 2.3: Fonction de fragmentation longitudinale de Kartvelishvili (échelle arbitraire).

la mieux appropriée pour rendre compte des très grandes valeurs de  $z$ , mais la description d'ensemble n'a jamais paru la plus satisfaisante aux expérimentateurs.

### b) Fonction de fragmentation de Peterson

L'argument phénoménologique proposé par Brodsky et al., sur lequel repose cette distribution, est que l'amplitude de désintégration pour la fragmentation d'un quark lourd est inversement proportionnel au transfert d'énergie  $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$  au cours du processus  $Q \rightarrow H + q$  [29]. Deux approximations sont alors considérées : la masse du quark  $Q$  est suffisamment grande pour considérer  $M_H = M_Q$  et l'impulsion du système, notée  $P$ , est très grande devant les masses mises en jeu. Ainsi,

$$\Delta E \approx -\frac{M_Q^2}{2P} \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)$$

avec  $\epsilon_Q = \frac{m_q^2}{M_Q^2}$ .

ce qui conduit à la fonction suivante :

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

$\epsilon_Q$  est le paramètre libre de cette fonction. La figure 2.4 montre la fonction de Peterson.

### 2.3.3 Etudes expérimentales de la fragmentation des quarks lourds

L'impulsion d'un lepton issu de la désintégration semileptonique d'un hadron lourd dépend de l'impulsion du hadron qui l'a engendré. Elle porte donc une information sur la fragmentation du quark lourd. Les premières études sur la fragmentation des quarks lourds ont été proposées aux collisionneurs PEP et PETRA et reposaient sur un lissage des distributions d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons produits par les hadrons

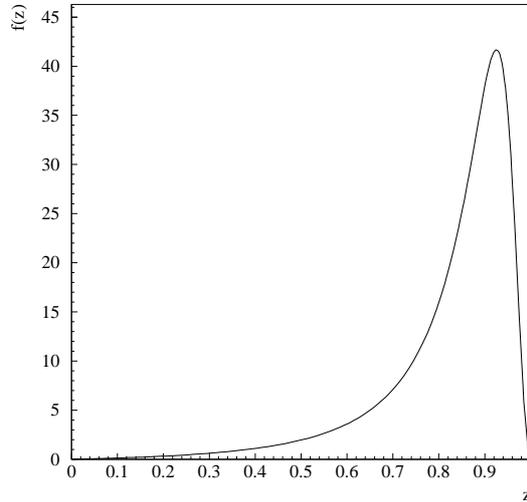


Figure 2.4: Fonction de fragmentation longitudinale de Peterson (échelle arbitraire).

lourds. Une autre manière d’aborder l’étude de la fragmentation des quarks lourds est la reconstruction exclusive des mésons  $D^*$  par exemple pour la fragmentation du charme et des modes de désintégrations  $B \rightarrow D^* l \nu$  pour la fragmentation des  $b$ . Les spectres d’impulsion des mésons reconstruits sont sensibles à la fragmentation, à laquelle on accède à partir de la distribution de la variable  $X_E = \frac{E_{hadron}}{E_{faisceau}}$ . Les productions relatives de charme et de beauté dans les annihilations  $e^+e^-$  dans le continuum favorisent l’étude du charme, en raison de sa charge électrique. Au pic du  $Z$ , à LEP, productions de charme et de beauté sont équilibrées, leurs taux de production étant respectivement de 17% et 22%. Le LEP est donc un instrument mieux adapté que les collisionneurs  $e^+e^-$  dans le continuum pour étudier la physique de la beauté en général et la fragmentation en particulier. Il peut rivaliser avec les usines à  $B$  comme CESR et DORIS.

Une récente étude d’ALEPH [30] sur ce sujet a permis de mesurer la valeur moyenne et la forme de la distribution de  $X_E$  pour les  $b$  indépendamment d’un schéma de fragmentation (voir figure 2.5). Pour remonter à la distribution de  $z$ , qui est la quantité théoriquement pertinente pour traiter la fragmentation, il faut supposer à nouveau un schéma de fragmentation. Cette étude semble privilégier la fonction de Peterson, sans vraiment trancher la question.

Le travail que nous présentons porte sur l’étude des distributions d’impulsion et d’impulsion transverse des leptons par rapport à la direction de vol des hadrons qui les ont produits; à ce titre, ces études sont sensibles à la fragmentation du quark  $b$ , et cette sensibilité est mise à profit pour mesurer le paramètre  $\epsilon_b$  de la fonction de Peterson. Il n’y a pas d’intérêt majeur à mesurer  $\epsilon_b$  de cette manière mais la valeur obtenue correspond au meilleur ajustement de la distribution d’impulsion du lepton mesurée et aussi, comme nous le verrons plus tard d’impulsion transverse. En d’autres termes, dynamique de désintégration du hadron lourd et fragmentation du quark lourd jouent des rôles indistinguables lorsque l’on regarde seulement les spectres d’énergie des produits de désintégration. Ajuster l’un revient à ajuster l’autre. Dans la suite, nous présenterons les différentes descriptions de la dynamique de désintégration en discutant les incertitudes qui lui sont associées.



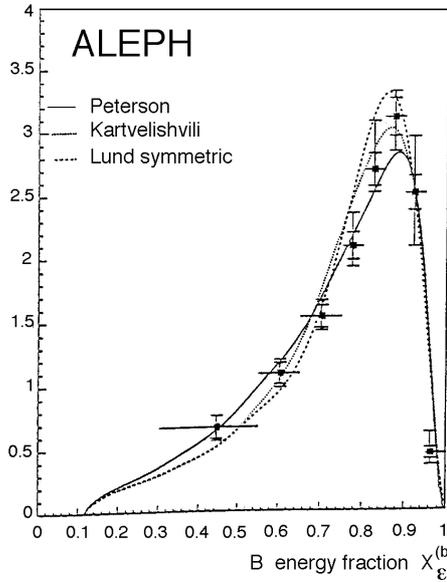


Figure 2.5: Mesure de la fonction de fragmentation des quarks  $b$  en hadrons,  $f(X_b)$ .

## 2.4 Désintégration semileptoniques des hadrons beaux

### 2.4.1 Présentation

A l'énergie du LEP, Les baryons et mésons beaux sont produits dans les proportions relatives d'environ 10% et 90% respectivement. La dynamique de désintégration des baryons beaux est a priori plus complexe que celle des mésons puisqu'ils portent du spin. Il n'existe pas de description théorique satisfaisante s'adressant spécifiquement à leur cas. Notons tout de même que des modèles de désintégration des baryons existent, notamment proposés par Korner et al. [35] ou Singleton [36].

Il est très important pour les analyses présentées dans ce mémoire, de décrire le plus complètement possible les distributions d'énergies des leptons. Même si le taux de baryons beaux est faible, l'approche conceptuellement la plus appropriée pour rendre compte de ces spectres est celle proposée par Altarelli et al, noté dans la suite ACCMM [32]. Plusieurs raisons justifient ce propos : c'est un modèle de quark spectateur modifié, qui décrit inclusivement les désintégrations des quarks  $b$ . D'autre part, il rend très correctement compte des mesures de temps de vie des hadrons beaux [34]. Enfin, il est particulièrement approprié aux désintégrations semileptoniques puisqu'il n'y a pas, bien sûr, d'interaction forte dans l'état final avec les leptons.

Des approches exclusives ont également été proposées. Elles sont a priori mieux armées pour décrire correctement les effets de spin. Longtemps, les seules contributions imaginées aux désintégrations semileptoniques des mésons beaux, fortement majoritaires étaient les transitions  $B \rightarrow l\nu D$  et  $B \rightarrow l\nu D^*$ . La description de ces processus a fait l'objet d'un grand effort théorique et les données expérimentales ont confirmé les qualités des modèles proposés, par exemple ceux de Bauer et al. [38] et de Korner-Schuller [37]. Cependant, cette approche n'est valide que si les transitions  $B \rightarrow l\nu D$  et  $B \rightarrow l\nu D^*$  saturent les désintégrations

semileptoniques. Or, les résultats expérimentaux récents montrent qu'il n'en est rien et qu'il faut impérativement prendre en compte la production de système charmés plus lourds, notés dans la suite  $D^{**}$  de façon générique (bien que des systèmes non résonants soient également présents). Les transitions impliquant un  $D^{**}$  sont plus complexes et souffrent de larges incertitudes théoriques. Isgur, Scora, Grinstein et Wise ont proposé un modèle [39] qui traite ces états lourds de manière exclusive comme des états liés  $D^{**}$  de spin-parité  $2^+$ ,  $1^+$  ou  $0^+$ . Ce modèle est noté ISGW et fera l'objet du quatrième paragraphe.

Récemment, de grands progrès théoriques ont été réalisés dans la physique des saveurs lourdes, par la mise en évidence de symétries de saveur et de spin propres aux quarks lourds  $c$  et  $b$  [42]. Ces symétries sont le fondement d'une théorie effective de QCD des quarks lourds, communément désignée sous le nom HQET (Heavy Quark Effective Theory). Cette théorie n'apporte pas d'informations nouvelles par rapport aux modèles discutés plus haut du point de vue des spectres d'énergie des leptons <sup>1</sup>. En revanche, des prédictions sur le rapport de branchement semileptonique inclusif des hadrons beaux sont obtenues et un des enjeux de la mesure de  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  que nous présentons est précisément de tester HQET.

Après avoir rappelé la cinématique de la désintégration semileptonique des hadrons beaux, nous discuterons sa dynamique et les modèles ACCMM et ISGW qui en rendent compte. Enfin, les prédictions de  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds seront exposées.

### 2.4.2 Cinématique

Comme la production de hadrons beaux est largement dominée par la production de mésons pseudoscalaires  $B^0$  et  $B^+$  et leur conjugués de charge, nous nous limiterons à la description de la cinématique de désintégration  $B \rightarrow l\bar{\nu}_l + X$ . Elle procède de deux étapes (figures 2.6 et 2.7) :

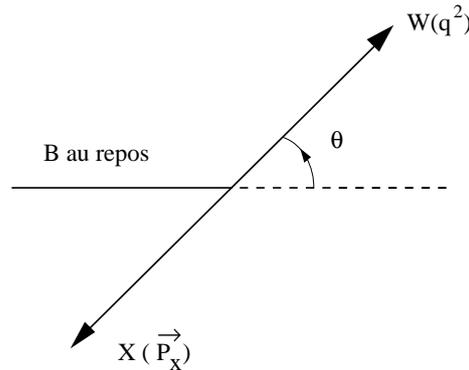


Figure 2.6: Désintégration d'un méson beau :  $B \rightarrow WX$ .

- $B \rightarrow W + X$  :

---

<sup>1</sup>Cette remarque ne vaut plus si l'on étudie par exemple les spectres d'énergie des leptons lors de transitions  $b \rightarrow u$ .

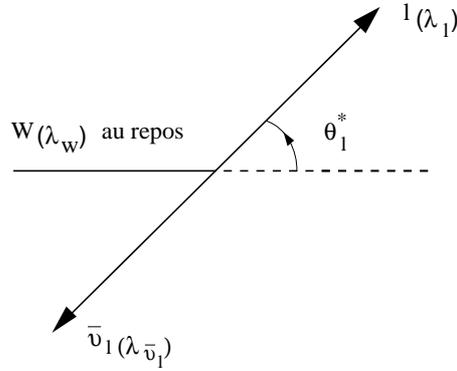


Figure 2.7: Désintégration du  $W$  :  $W \rightarrow l\nu$ .

Trois variables décrivent cette transition : la masse carrée du boson  $W$ , notée  $q^2$  et les angles de production  $\theta$  et  $\phi$  dans le centre de masse du  $B$ . Dans le cas des mésons beaux les plus légers, qui sont pseudoscalaires,  $\theta$  et  $\phi$  sont distribués de façon isotrope dans le centre de masse du  $B$ .

- $W \rightarrow l\bar{\nu}_l$  :

Deux variables gouvernent la cinématique de cette transition : la masse du  $W$  et son état d'hélicité, noté  $\lambda_W$ .

Le boson  $W$  est un vecteur; l'angle polaire  $\theta_l^*$  du lepton par rapport à la ligne de vol du  $W$ , dans le centre de masse du  $W$ , répond à la distribution :

$$|d_{\lambda_W, \lambda_l - \lambda_{\bar{\nu}_l}}^{S_W}|^2 d\cos\theta_l^*$$

$d$  est la matrice de rotation de Wigner,  $S_W$  et  $\lambda_W$  respectivement le spin et l'hélicité du  $W$ .  $\lambda_l$  et  $\lambda_{\bar{\nu}_l}$  sont l'hélicité du lepton et du neutrino.

### a) Energie du lepton

Notons :

- $M_B$  la masse du méson  $B$ ,
- $M_X$  la masse du méson  $X$ ,
- $P_W^*$  l'impulsion du  $W$  dans le centre de masse du  $B$  :

$$P_W^* = \frac{\sqrt{Q_- Q_+}}{2M_B} \text{ et } Q_{\pm} = (M_B \pm M_X)^2 - q^2$$

L'énergie du lepton dans le centre de masse du méson  $B$  vaut :

$$E_l^* = \frac{M_B^2 - M_X^2 + q^2 - 2M_B P_W^* \cos\theta_l^*}{4M_B}$$

L'énergie du lepton est fonction de  $\cos\theta_l^*$ ; par conséquent, la distribution d'énergie du lepton dépend du taux relatif des trois hélicités possibles du  $W$ . Ce taux est lui fonction de la nature du méson  $X$ .

## b) Limite du spectre d'énergie

L'énergie maximale du lepton dans le centre de masse du  $B$  est atteinte pour  $q^2$  maximum :

$$q_{max}^2 = (M_B - M_X)^2$$

$$E_l^{max} = \frac{M_B^2 - M_X^2}{2M_B}$$

Deux enseignements peuvent être tirés :

- Les leptons issus de désintégrations semileptoniques de hadron beau sont produits avec une impulsion plus grande que les leptons issus de désintégrations semileptoniques de hadrons charmés.
- Ce constat vaut aussi pour l'impulsion transverse des leptons par rapport à la direction de vol du hadron.

## c) Conclusions de l'étude cinématique

Prédire complètement le spectre d'énergie des leptons issus de désintégrations semileptoniques de hadrons lourds et la probabilité de cette transition nécessite de connaître les amplitudes d'hélicité d'une part et le moment de transfert  $q^2$  du boson  $W$ . Deux types de modélisation de ces transitions sont proposés : une approche au niveau des quarks, dans laquelle des corrections de radiations de gluons sont considérées, mais qui ne prend pas en compte les effets de spin, et d'autre part une approche exclusive au niveau des mésons, basée sur l'observation que les états finals hadroniques ne forment pas un continuum; elle est plus appropriée pour prendre en compte les effets de spin.

### 2.4.3 Le modèle ACCMM

Ce modèle est une version améliorée du modèle des quarks spectateurs. Le quark lourd  $b$  ou  $c$  est traité au premier ordre comme une particule libre se désintégrant dans le modèle de Fermi [31]. Le quark (les quarks dans le cas des baryons) qui forme avec le quark lourd le méson est supposé ne jouer aucun rôle. La largeur de désintégration, par exemple en quark charmé, est donnée par l'expression classique :

$$\Gamma_{b \rightarrow c} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 I$$

avec  $I$  le terme d'espace de phase et  $V_{cb}$  l'élément de matrice CKM.

Le modèle des quarks est ensuite modifié afin de prendre en compte la radiation de gluons. Deux processus participent à la largeur semileptonique : la radiation de gluons au vertex et le bremsstrahlung (figure 2.8). Deux problèmes sont mis à jour à ce stade du modèle. La largeur de désintégration dépend fortement de la masse du quark  $b$  qui souffre d'incertitudes suffisantes pour devenir problématiques et les effets de liaisons entre le quark  $b$  et le quark spectateur ne sont pas pris en compte. Altarelli et al. ont répondu à ces lacunes en faisant intervenir l'impulsion relative  $P$  entre le quark  $b$  et le (les) quark(s) spectateur(s) dans le centre de masse du méson (baryon) [32]. L'impulsion relative entre les deux quarks est attribuée au mouvement d'agitation de Fermi dans le méson dont la distribution  $\Phi(P)$  répond à une loi normale :

$$\Phi(P) = \frac{4}{P_F^3 \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{P^2}{P_F^2}\right)$$

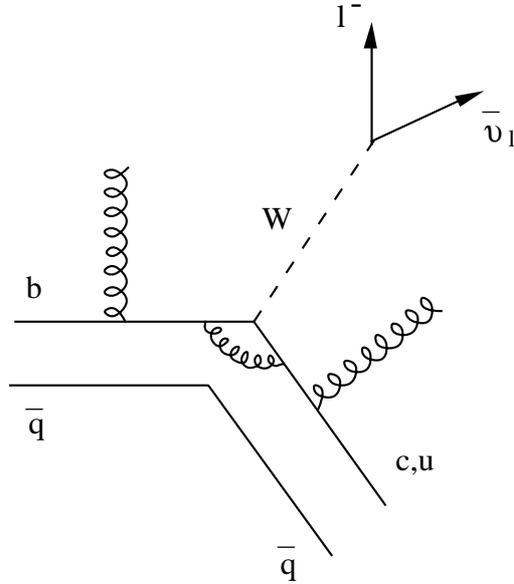


Figure 2.8: Corrections de gluons au vertex et de bremsstrahlung.

où  $P_F$  est l'impulsion de Fermi du quark dans le hadron.

Le quark lourd est alors considéré comme une particule virtuelle de masse  $m_b^2 = M_B^2 + m_q^2 - 2M_B\sqrt{P^2 + m_q^2}$ . La masse du quark spectateur  $m_q$  peut être négligée devant celle du méson lourd et la dépendance de la largeur en fonction de  $m_b$  devient une dépendance en  $M_B$ , masse du hadron beau, qui est bien mieux connue expérimentalement. Le modèle d'Altarelli et al. a donc deux paramètres libres,  $P_F$  et la masse du quark  $c$  ou  $u$ . Ils sont déterminés par ajustement aux données de CLEO et d'ARGUS. La figure 2.9 montre le résultat de l'ajustement. Les expériences à l' $\Upsilon(4s)$  ont montré que ce modèle reproduit de façon satisfaisante la forme générale du spectre d'énergie des leptons : c'est pourquoi nous l'avons utilisé comme standard dans nos analyses. En revanche, le calcul de la largeur partielle de désintégration semileptonique des hadrons beaux donne des valeurs significativement plus grandes que les mesures (de l'ordre de 14 %, alors que l'on mesure  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-) \approx 11\%$  expérimentalement). De récents développements incluant des corrections de QCD à l'ordre supérieur ont montré qu'en tout état de cause  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-) \geq 12.5\%$  [33]. Ce désaveu (entre autres choses) a motivé de nouveaux développements théoriques sur ce sujet, notamment dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds ou plus généralement des symétries de quarks lourds. Les résultats obtenus sont maintenant en bon accord avec l'expérience mais, selon une loi triviale bien connue, soulèvent d'autres questions.

#### 2.4.4 Le modèle ISGW

De nombreux modèles ont traité les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux avec le formalisme des facteurs de forme. Les plus achevés sont certainement les modèles de Bauer et al ou de Korner-Schuller, établis dans un cadre relativiste [37], [38]. Nous avons choisi de traiter ici le modèle d'Isgur et al [39] [40], bien qu'il ne soit pas aussi abouti que les deux précédents. En revanche, il est le seul qui inclut la production de  $D^{**}$  et à ce titre,

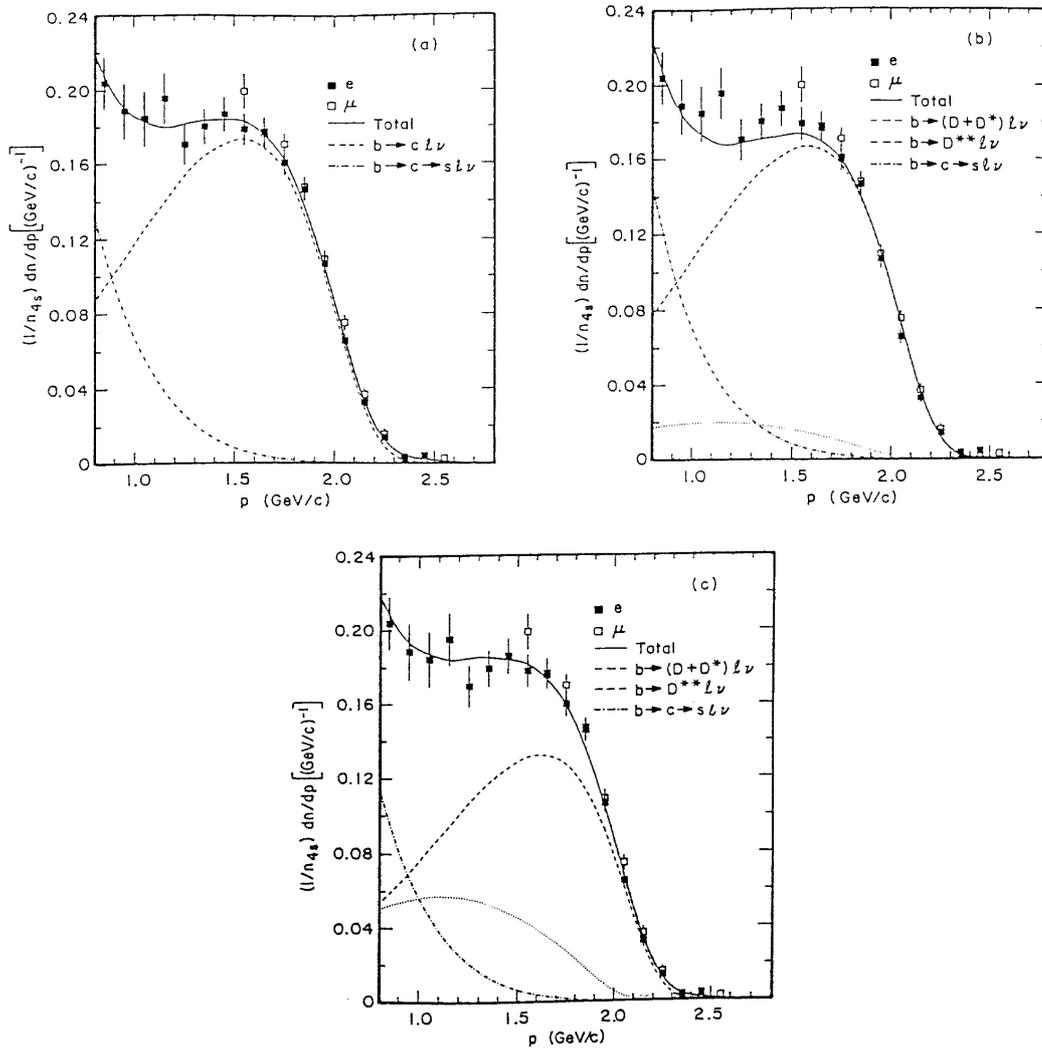


Figure 2.9: Distribution d'impulsion des électrons et des muons tels que  $P_l \geq 0.8$  GeV/c et les ajustements aux données des modèles : a) ACCMM, b) ISGW, c) ISGW\*\*, où la fraction de  $D^{**}$  est autorisée à varier.

il est utilisé en standard dans les analyses de LEP pour prendre en compte et évaluer les erreurs de modélisation.

De façon tout à fait générale, le principe de ces modèles est de considérer explicitement les états hadroniques finals, où spin et hélicité associés sont connus. Rigoureusement, l'élément de matrice associé à la transition  $B \rightarrow X l \nu$  s'écrit

$$T = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} \bar{u}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_{\nu_l} \langle X_q(P_X S_X) | j_{qb}^\mu | B(P_B) \rangle$$

où  $j_{qb}^\mu$  est le courant hadronique  $b \rightarrow q$ . Dans l'amplitude totale apparaissent les sommes de spin mettant en jeu les facteurs de forme invariants de Lorentz. Ils ne sont pas connus et tout l'enjeu est de les calculer. Le fondement du modèle ISGW est la correspondance, à transfert maximum  $q_{max}^2$ , entre les facteurs de forme mésoniques invariants de Lorentz et les facteurs de forme calculés au moyen d'un modèle de quarks constituants. Explicitement, si l'on considère la transition  $B^0 \rightarrow D^+$ , l'élément de matrice correspondant est  $\langle D^+(P_D) | j_{cd}^\mu | B^0(P_B) \rangle = f_+(P_B + P_D)^\mu + f_-(P_B - P_D)^\mu$  où  $f_\pm$  sont les facteurs de forme invariants de Lorentz. Les hypothèses physiques sont ici que les états hadroniques sont faiblement liés et que l'état hadronique final est non-relativiste. Dans ces conditions, les facteurs de forme s'écrivent en fonction des fonctions d'onde du méson  $\Phi_X$ , qui décrivent l'impulsion relative  $q\bar{q}'$ . Elles sont calculées en résolvant l'équation de Schrödinger avec un potentiel d'interaction forte prenant la forme :

$$V(r) = -4\alpha_s/3 + br + c$$

Ce modèle a été construit pour traiter essentiellement la région terminale du spectre d'énergie des leptons, ce qui constitue un point important dans les mesures de l'élément de matrice  $V_{ub}$ . Des succès sont portés à son crédit : les prédictions des rapports de branchement semileptoniques  $K \rightarrow \pi$  et  $D \rightarrow X_s$ . Sa force par rapport aux autres modèles exclusifs de facteurs de forme, en regard du spectre d'énergie des leptons de  $B$ , est de considérer la production de mésons tenseurs  $D^{**}$ . C'est aussi la signature de ses lacunes puisqu'il prédit 11 % de  $D^{**}$ , alors que les mesures de CLEO et d'ARGUS mesurent  $\approx 30\%$  [41]. Dans cet ordre d'idées, la collaboration CLEO a proposé une modélisation du spectre d'énergie des leptons prenant en compte une production de  $D^{**}$  de 32%, correspondant au meilleur ajustement à leurs données du modèle ISGW (voir figure 2.9). Dans les analyses présentées dans ce mémoire, le spectre d'énergie de référence est celui donné par Altarelli et al., les erreurs systématiques associées étant déterminées en faisant varier la forme du spectre de la prédiction ISGW (11%  $D^{**}$ ) à la prédiction ISGW\*\* (32%  $D^{**}$ ).

#### 2.4.5 La théorie effective des quarks lourds HQET et $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$

HQET est une théorie effective de QCD, basée sur deux symétries propres aux quarks lourds [44]. Après avoir rappelé le lagrangien effectif, les symétries de quarks lourds qui y apparaissent seront décrites; les principaux éléments de calcul de  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  dans ce cadre seront donnés.

##### a) Le lagrangien effectif du quark lourd

Le hadron, beau ou charmé, est considéré comme un quark lourd  $M_Q$  en interaction avec des quarks et des gluons de masses très faibles devant celle du quark lourd, de telle sorte

que  $M_Q \gg \Lambda_{QCD}$ . L'impulsion du quark lourd dans ce schéma s'écrit :

$$P_Q^\mu = M_Q v^\mu + k^\mu$$

$v^\mu$  est la vitesse du hadron et  $k^\mu$  est l'impulsion résiduelle des quarks et des gluons qui accompagnent le quark lourd. Si  $M_Q \rightarrow \infty$ ,  $v_Q^\mu = v^\mu$ ; dans la limite de masse infinie, la vitesse du hadron est conservée dans les interactions de couleur. Partant du lagrangien d'un quark en interaction avec un champ  $A_\mu$  :

$$\mathcal{L} = \bar{\Phi}(iD - M_Q)\Phi \text{ avec } D_\mu = \partial - igA_\mu^a t_a$$

cette propriété est mise à profit pour factoriser le terme de masse, suivant l'expression :

$$\Phi(x) = e^{-iM_Q t} \phi_v(x)$$

où  $\phi_v(x)$  est un champ indépendant de la masse. On peut encore écrire  $\Phi(x) = e^{-iM_Q v(x)x} \phi_v(x)$ . Le premier constat qui s'impose est que la masse disparaît du problème en première approximation. Il convient toutefois de réintroduire des effets de masse dans un cas réaliste mais qui répondront à un développement en  $\frac{1}{M_Q}$ .

Par ailleurs, pour rendre compte de l'annihilation du quark lourd de vitesse  $v$ , on introduit un projecteur sur les états d'énergie positive  $P_+ = \frac{1+\not{v}}{2}$  qui satisfait la contrainte sur couche de masse  $\not{v}\Phi(v) = \Phi(v)$ . On peut aussi montrer l'égalité  $P_+ \gamma^\mu P^+ = P_+ v^\mu P_+$ . Ce dernier point est extrêmement puissant puisqu'il implique que les interactions des quarks et des gluons avec le quark lourd qu'ils accompagnent sont indépendantes des couplages spin-spin. Le lagrangien décrivant le comportement du quark lourd dans le hadron est donc égal à :

$$\mathcal{L} = \bar{\phi}_v P_+ i v_\mu D^\mu P_+ \phi_v = \bar{\phi}_v i v_\mu D^\mu \phi_v$$

## b) Symétries de quarks lourds

Souvent, dans la littérature, un hadron contenant un quark de masse infinie est assimilé par analogie à l'atome d'hydrogène. Les propriétés de l'atome d'hydrogène sont déterminées par le cortège électronique. Identiquement, les quarks et les gluons qui accompagnent le quark lourd dans le hadron fixent celles du hadron. Deux symétries propres aux quarks lourds [42] [43] apparaissent dans le lagrangien écrit plus haut :

- l'interaction dans le hadron entre les quarks et les gluons légers et le quark lourd est indépendante de la saveur du quark lourd. Cet argument est implicite dans l'écriture du lagrangien. Explicitement, le propagateur du quark lourd s'écrit :

$$\frac{i(P + M_Q)}{P_Q^2 - M_Q^2}$$

Dans la limite de masse lourde, l'impulsion du quark lourd est  $P_Q^\mu = M_Q v^\mu + k^\mu$ , ce qui conduit à l'expression suivante du propagateur :

$$\frac{i(1 + \not{v})}{2v \cdot k}$$

pour laquelle la dépendance avec la saveur du quark lourd a disparu.



- la seconde symétrie a été mise en évidence plus haut et concerne l'absence du spin dans l'expression du lagrangien. Ceci implique par exemple que les mésons respectivement pseudoscalaires et vecteurs  $B$  et  $B^*$  sont traités de la même manière.

Ces symétries sont extrêmement puissantes. En relation avec notre propos, elles permettent par exemple d'écrire les facteurs de forme présentés au paragraphe précédent en fonction d'une grandeur unique, appelée fonction d'Isgur-Wise et notée  $\xi$ .

### c) Désintégration d'un hadron beau vue par HQET

Schématiquement, la désintégration du hadron beau est décrite en deux phases (voir figure 2.10). Nous nous restreignons à la transition  $b \rightarrow c$ .

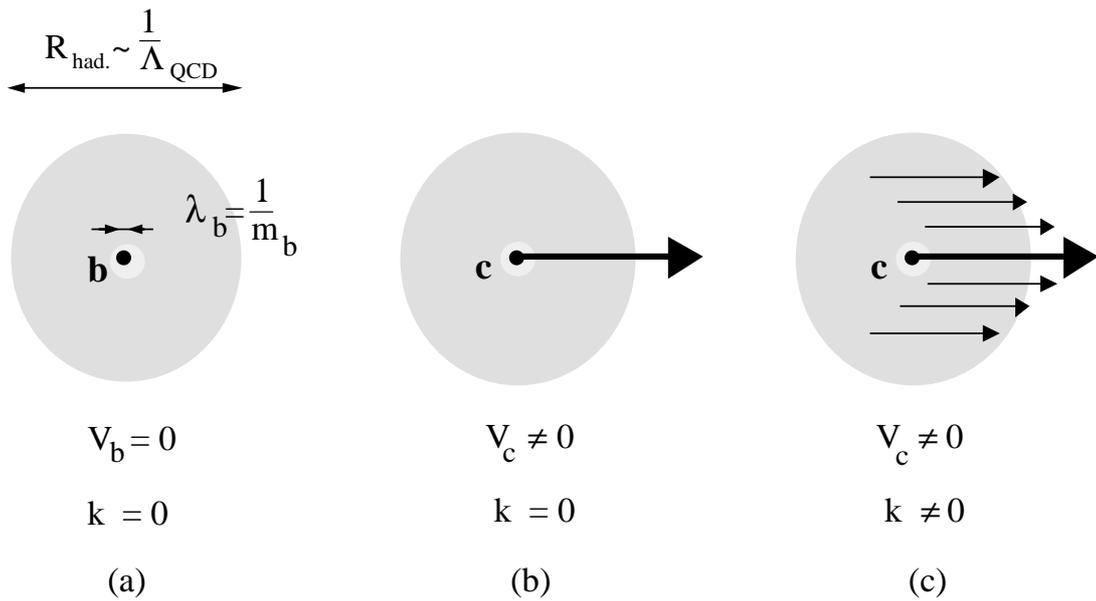


Figure 2.10: Désintégration d'un hadron beau vue par HQET.

1. Initialement le quark beau et les quarks et les gluons qui l'accompagnent sont au repos dans le hadron. Le hadron se désintègre; un quark  $c$  est alors émis avec une vitesse  $v_c$  et dans le même temps quarks et gluons légers sont statiques. Cette transition est indépendante de saveur et de spin et elle est modélisée par la seule fonction d'Isgur-Wise. Comme il y a symétrie de saveur, l'égalité  $v_b = v_c$  implique que  $\xi = 1$ .
2. Pour assurer la cohésion du hadron charmé formé, les quarks et les gluons légers interagissent avec le quark charmé et acquièrent une vitesse.

Ce schéma simplifié est corrigé des effets de masse pour prendre en compte la masse finie des quarks; ces corrections sont de type  $\frac{1}{M_Q}$ . Elles sont d'autant plus faibles que la différence de masse entre le hadron beau et le hadron charmé est petite. Cela implique par exemple que les corrections de masse d'une transition  $B \rightarrow l\nu D^*$  pourront être négligées alors qu'elles ont un effet de 5% sur la transition  $B \rightarrow l\nu D$ . Par ailleurs, il convient également de corriger des

interactions entre quarks et gluons légers et le quark lourd; l'amplitude de ces corrections est voisine de 5%.

#### d) Calcul de la largeur de désintégration semileptonique des hadrons beaux

Le calcul complet de la largeur peut être trouvé dans l'article de Bagan et al [71] et les références internes. Comme nous l'avons vu, les prédictions QCD pour les désintégrations faibles des quarks lourds reposent sur des fondations théoriques robustes. Le conflit entre les mesures de  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  et les prédictions du modèle des quarks modifié a été d'abord attribué aux corrections QCD non perturbatives. Les développements théoriques mentionnés au paragraphe précédent ont montré qu'elles étaient faibles, la taille naturelle dérivée des symétries de quarks lourds étant  $1 \text{ GeV}/c^2 / M_b^2$  ( $\approx 5 \%$ ). Les développements qui suivirent s'intéressèrent donc aux corrections perturbatives intervenant dans les largeurs des désintégrations non leptoniques des hadrons beaux.

$$\text{Br}(b \rightarrow l) = \frac{\Gamma(B \rightarrow l\nu X)}{\Gamma(B \rightarrow l\nu X) + \Gamma(B \rightarrow \tau\nu X) + \Gamma(B \rightarrow c\bar{c}X) + \Gamma(\text{rare})}$$

Les développements en puissance de  $1/M_b$ , appelés HQE pour Heavy Quark Expansion, permettent de relier le taux de production inclusif d'un méson beau au processus de désintégration au niveau du quark suivant :

$$\Gamma(B \rightarrow X) = \Gamma(b \rightarrow x) + \mathcal{O}(1/M_b^2)$$

Toutes les largeurs intervenant dans l'expression des rapports de branchement sont calculées à l'ordre NLO (pour next-to-leading order) à l'exception de  $\Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s + c\bar{c}d)$ . Ce calcul a été fait en prenant en compte les corrections radiatives, par Bagan et al [46] et conduit à une augmentation de 30 % de cette contribution. Des calculs complets présentés dans les références [71] et [47] considèrent les effets de masse des quarks sur ces corrections et sont opérés dans deux schémas de renormalisation. La conclusion la plus récente renforce la contribution  $\Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s)$  d'un facteur  $1.32 \pm 0.15$ . Corrélativement, le rapport de branchement  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  est déprécié par rapport à la prédiction du modèle des quarks modifié.

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow \ell^-) &= 12.0 \pm 1.4 \% \\ \text{Br}(b \rightarrow \ell^-) &= 11.2 \pm 1.7 \% \end{aligned}$$

La première prédiction utilise le schéma sur couche de masse, la seconde le schéma  $\overline{MS}$ . Il faut noter que le résultat dépend du schéma de renormalisation de façon significative. Les auteurs ont une tendresse particulière pour le schéma  $\overline{MS}$ , la resommation de termes d'ordre supérieur conduisant à des valeurs plus faibles dans ce cas.

En tout état de cause, ce calcul est en bon accord avec les mesures existantes faites à la fois au LEP et aux expériences à l'énergie de l' $\Upsilon(4s)$ . Toutefois, la diminution du rapport de branchement semileptonique s'accompagne d'une production de charme dans les désintégrations de  $B$  significativement plus grande, notée  $\langle n_c \rangle$ , ce qui met en évidence un nouveau conflit avec l'expérience. En effet, l'expérience CLEO a mesuré  $n_c$  et obtient [48] :

$$\langle n_c \rangle = 1.16 \pm 0.05$$

à comparer à la prédiction :

$$\langle n_c \rangle = 1.30 \pm 0.07$$

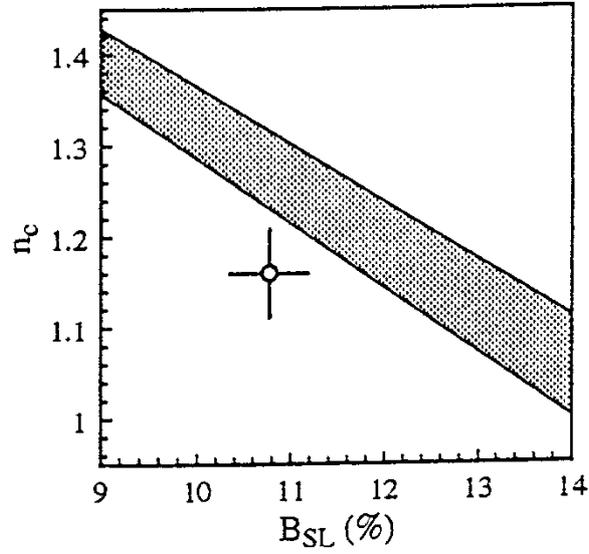


Figure 2.11: Domaine de variation des calculs en HQE dans le plan  $(Br(b \rightarrow l), n_c)$ .

Cette observation change pour une part la problématique de  $Br(b \rightarrow \ell^-)$  : l'interprétation de la mesure de  $Br(b \rightarrow \ell^-)$  doit se faire conjointement avec la production de charme dans les désintégrations des hadrons beaux : une différence de 2 écarts standards entre les prédictions et l'expérience est observée [49] (voir figure 2.11). Cependant, même si la question s'est déplacée, la nécessité d'une mesure précise du rapport de branchement semileptonique inclusif des hadrons beaux demeure afin de contraindre fortement le domaine de variation autorisé à  $\langle n_c \rangle$ .



## Partie II

# Dispositif expérimental



Pour étudier la physique du  $Z$ , il faut le produire : c'est la fonction du LEP <sup>2</sup> dans sa première phase. Le LEP est le dernier né des grands accélérateurs du CERN <sup>3</sup>. Initié en 1976, le projet LEP a été accepté en 1981. La construction du LEP s'est achevée en 1989 (l'observation des premiers  $Z$  a été faite dès le mois d'août de cette année). Les performances de la machine n'ont cessé de s'améliorer au cours du temps et près de vingt millions de  $Z$  ont été enregistrés à ce jour auprès de ce collisionneur. Reconnaître les processus fondamentaux liés à la décroissance du  $Z$  impose de détecter l'ensemble de ses produits de désintégration : c'est le rôle des quatre détecteurs installés auprès du collisionneur LEP : ALEPH <sup>4</sup>, DELPHI <sup>5</sup>, L3 <sup>6</sup> et OPAL <sup>7</sup>. Bien que des philosophies différentes aient guidé la construction des différents détecteurs, une constante des expériences LEP est la grande richesse des sujets de physique que l'on peut étudier qui couvrent une grande partie des objets d'étude de la physique des particules. Les quatre détecteurs ont été conçus pour exploiter le plus complètement possible cette richesse d'informations (les acronymes DELPHI et OPAL sont à ce titre tout à fait explicites).

Dans la suite, un bref synopsis du fonctionnement du LEP et une description d'ALEPH seront donnés.

---

<sup>2</sup>Large Electron Positron

<sup>3</sup>Laboratoire Européen pour la Physique des Particules; CERN est historiquement l'acronyme de Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>4</sup>Apparatus for LEP PHysics

<sup>5</sup>DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification

<sup>6</sup>Lep proposal 3

<sup>7</sup>Omni Purpose Apparatus for Lep





# Chapitre 1

## Le LEP

Le LEP est le plus grand collisionneur  $e^+e^-$  au monde [50], sa circonférence est un peu inférieure à 27 km. Différentes configurations des faisceaux ont été adoptées suivant les années de prises de données, qui ont commencé en 1989. Jusqu'en 1992, quatre paquets d'électrons et de positrons se croisent dans les quatre sections droites du collisionneur où sont disposés les détecteurs. De 1989 à 1991, trois régimes d'énergie ont été étudiés : le pic du  $Z$  ( $M_Z$ ),  $M_Z + 2 \text{ GeV}/c^2$  et  $M_Z - 2 \text{ GeV}/c^2$ , pour lesquels 400000  $Z$  ont été collectés. Toutes les données de 1992 ont été prises au pic du  $Z$ . En 1993, le nombre de paquets a été augmenté de quatre à huit, et un balayage aux trois énergies citées plus haut a été fait. Une collection d'environ 700000  $Z \rightarrow q\bar{q}$  a été obtenue pour chacune des années 1992 et 1993 dans ALEPH. Les données de 1994 ont toutes été prises à l'énergie de la masse du  $Z$  et près de 1 600 000  $Z \rightarrow q\bar{q}$  ont été collectés. Le tableau 1 recense l'ensemble des événements acquis par ALEPH et utilisés dans les analyses présentées dans ce mémoire. En 1995, une

Source	1992	1993	1994
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	701238	677315	1599055
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	16647	31475	52363
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	16274	31500	49604
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	17082	31240	52802
faisceau-gaz	668003	768207	-

Tableau 1.1: Nombre d'événements acquis par ALEPH pour les trois années de prises de données 1992, 1993, 1994, considéré dans les analyses présentées dans ce mémoire.

toute autre configuration de la machine a été mise en oeuvre dans la perspective de LEP 200 : quatre trains de deux ou trois paquets d'électrons et de positrons circulent dans la machine. A terme, le projet est de faire circuler quatre trains de deux paquets pour LEP 200.

La figure 1.1 montre les opérations préalables au remplissage de la machine et les machines qui leur sont dédiées. Succinctement, les différentes étapes sont les suivantes :

- LIL1 et LIL2 (deux linacs) produisent et accélèrent jusqu'à 600 MeV électrons et positrons,
- l'EPA est un anneau de stockage où les positrons sont accumulés, puis injectés dans le

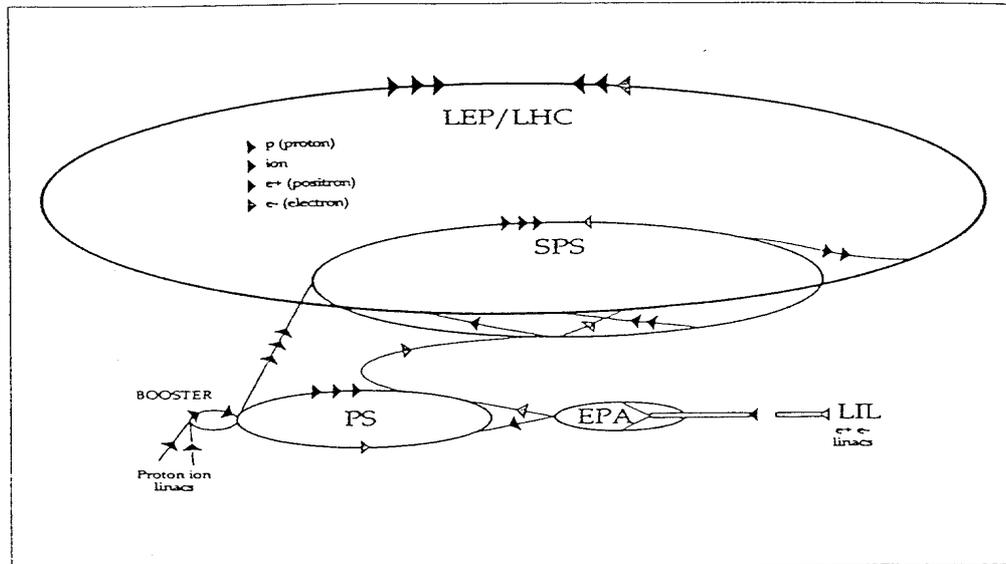


Figure 1.1: Synopsis du complexe d'accumulateurs et d'accélérateurs nécessaires à l'injection des électrons dans le LEP.

PS,

- le PS accélèrent les paquets jusqu'à 3.5 GeV, avant injection dans le SPS,
- le SPS accélère finalement les paquets à l'énergie de 20 GeV, énergie à laquelle s'effectue l'injection dans le LEP.

Le LEP accélère les faisceaux à 45 GeV, puis réduit la taille transverse des paquets afin de limiter les interactions faisceau-faisceau, ajuste les collimateurs avant les sections droites pour centrer le point d'interaction et éliminer une grande partie du bruit de fond résiduel : l'acquisition des données commence à ce moment-là.

## Chapitre 2

# Le détecteur ALEPH :

ALEPH est un détecteur "4 $\pi$ "; une description exhaustive peut être trouvée dans les trois références [51] [52] [53]. En première approximation, les événements  $Z \rightarrow f\bar{f}$  présentent une isotropie dans le détecteur. Idéalement, la symétrie sphérique est réclamée. Pratiquement, les quatre détecteurs LEP ont choisi une symétrie cylindrique, techniquement mieux adaptée. Un effort a été porté pour minimiser les zones mortes dans le détecteur et lui assurer la plus grande homogénéité possible.

La philosophie générale du détecteur ALEPH tient en un mot : la granularité. La chambre à projection temporelle, dédiée à la reconstruction des traces chargées, a été conçue pour isoler toutes les traces. Identiquement, le calorimètre électromagnétique est formé de tours projectives pointant vers le point d'interaction, construites pour identifier les électrons et les photons au milieu d'autres particules.

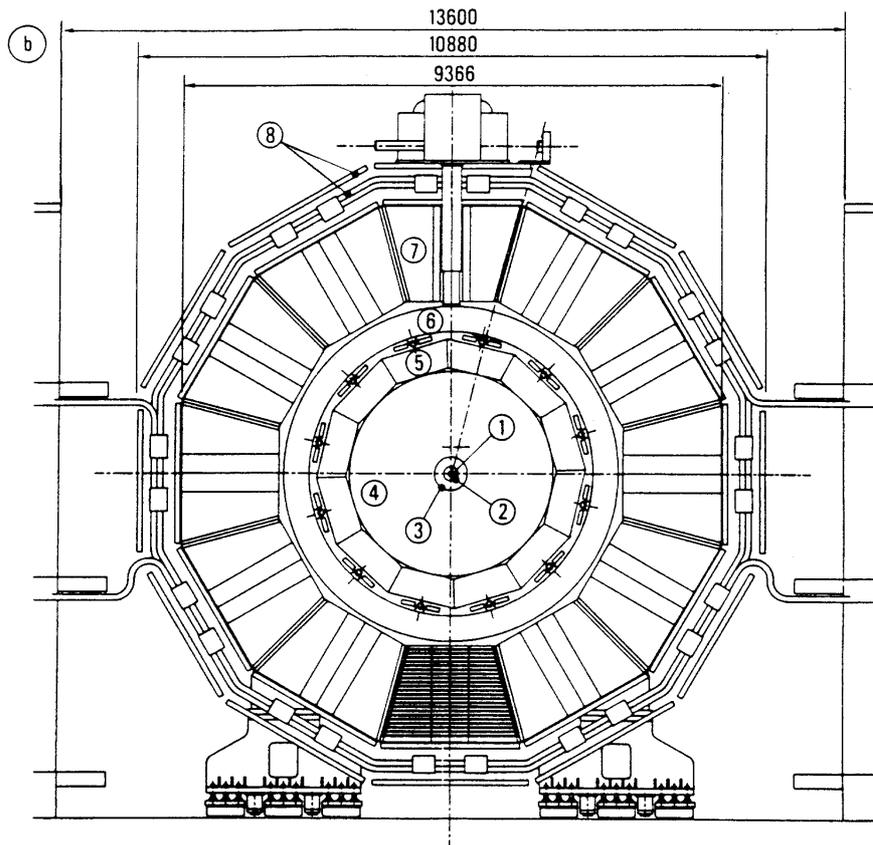
ALEPH est un ensemble de sous-détecteurs concentriques, chacun délivrant des informations complémentaires sur les objets physiques produits dans les événements  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ . Deux tâches fondamentales sont assignées aux sous-détecteurs :

1. la reconstruction des trajectoires des traces chargées et en même temps la mesure de leur impulsion réalisées par l'ensemble détecteur de vertex, chambre à dérive interne et chambre à projection temporelle,
2. les calorimétries électromagnétique et hadronique participant aux mesures de flots d'énergie et à l'identification des leptons et des photons (voir figure 2.1).

Chaque sous-détecteur intervient également dans les différents systèmes de déclenchements et de sélection d'ALEPH.

Deux points sont capitaux dans les mesures présentées ici : les informations de temps de vie des hadrons beaux délivrées par le détecteur de vertex et l'identification des leptons. Une attention particulière sera portée sur ces deux questions.

La luminosité est une quantité fondamentale pour nombre d'analyses physiques au LEP. Ce n'est pas vrai des mesures présentées ici, aussi la description des luminomètres sera brève. LEP donne une valeur de luminosité délivrée, mais la quantité importante est la luminosité vue par le détecteur. Elle est déduite de la mesure du taux de production de diffusion Bhabha à petits angles grâce à deux calorimètres silicium/tungstène, situés symétriquement de part et d'autre du détecteur.



- Légende :**
- ① tube à vide
  - ② détecteur de vertex
  - ③ chambre interne (ITC)
  - ④ chambre à projection temporelle (TPC)
  - ⑤ calorimètre électromagnétique
  - ⑥ solénoïde supraconducteur
  - ⑦ calorimètre hadronique
  - ⑧ chambres à muons
  - ⑨ luminomètres

Figure 2.1: Vue transversale du détecteur ALEPH.

## 2.1 Le système de reconstruction des traces chargées et la mesure de leur impulsion

Trois détecteurs de traces chargées concourent à la reconnaissance de leurs trajectoires : détecteur de vertex VDET, chambre à dérive interne ITC, et chambre à projection temporelle TPC. Ils baignent dans un champ magnétique de 1.5 T parallèle à la ligne de vol des faisceaux, délivré par un solénoïde supraconducteur. Les trajectoires des particules sont donc courbées pour permettre la mesure de leur impulsion par la TPC.

### 2.1.1 Le détecteur de vertex, VDET

Le détecteur de vertex d'ALEPH a été installé en 1991. Son rôle est fondamental dans la majorité des analyses de physique des saveurs lourdes : il permet en effet de reconstruire le vertex de désintégration des particules de courtes durées de vie, typiquement les hadrons beaux ( $v\tau = 2mm$ ). D'autre part, il permet avec la contrainte de taille du faisceau, la détermination événement par événement du point d'interaction. Avant son installation, une position moyenne du point d'interaction était mesurée à chaque remplissage du LEP.

Le VDET est constitué de deux couches concentriques, de rayons 6 et 11 cm; le centre des cylindres est le point présumé d'interaction. Ces deux couches sont formées de modules eux-mêmes divisés en gaufres parcourues par des pistes de silicium. La figure 2.2 schématise la structure mécanique du VDET. La lecture des pistes de silicium permet de reconstruire

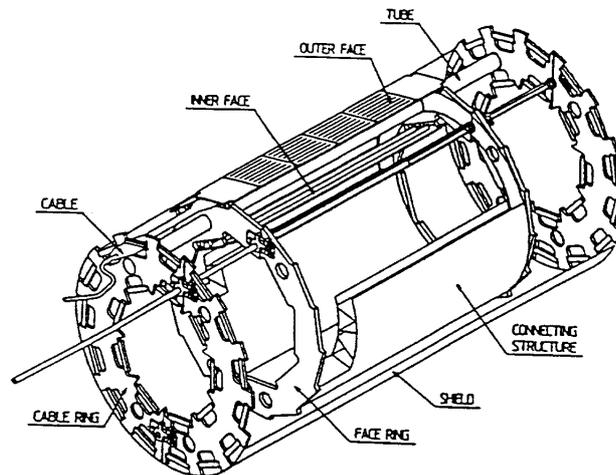


Figure 2.2: Vue d'ensemble du détecteur de vertex.

spatialement les impacts - i.e en  $r$ ,  $\phi$  et  $z$ .

La couverture angulaire intégrée sur les deux couches du VDET est voisine de 75% de l'acceptance totale. La première couche du VDET couvre 82 % de l'angle solide total.

Une caractéristique importante du VDET du point de vue des analyses physiques est sa résolution sur la mesure des paramètres d'impact des traces chargées, que l'on note  $D$ . Deux points sont importants à ce propos : la qualité de reconstruction du vertex primaire et la qualité de l'extrapolation de la trace. Cette dernière dépend de l'impulsion de la trace

considérée comme la figure 2.3 l'indique. Elle est étudiée, pour les traces de haute impulsion,

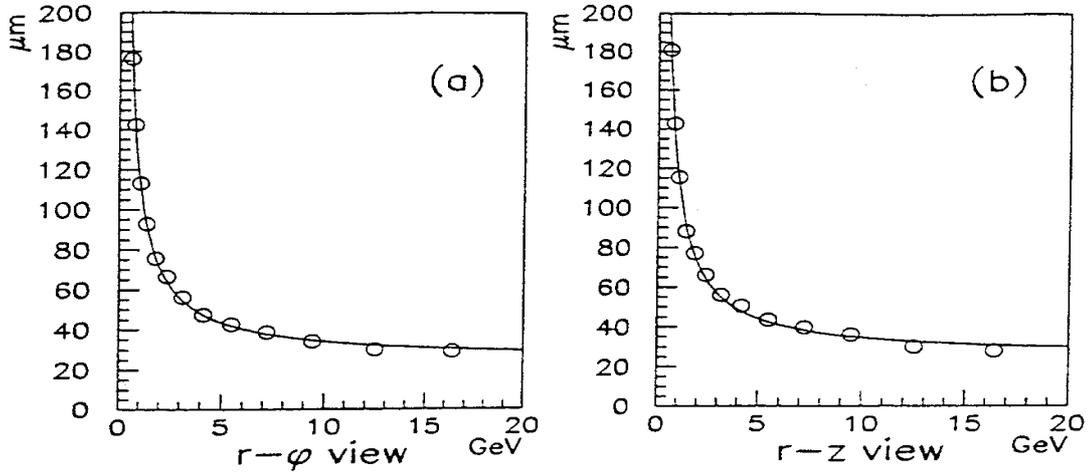


Figure 2.3: Résolutions des mesures des paramètres d'impact des traces ayant des impacts dans chacune des couches du VDET, en fonction de leur impulsion a) dans le plan  $(r, \phi)$  et b) dans le plan  $(r, z)$ .

à l'aide des événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , en faisant la différence des distances des traces  $\mu^+$  et  $\mu^-$  au point d'interaction. Les résolutions obtenues sont  $23 \mu\text{m}$  dans le plan  $(r, \phi)$  et  $28 \mu\text{m}$  en  $z$ .

Pour les particules chargées d'impulsion plus basse, la résolution est mesurée à partir des traces dont le paramètre d'impact est signé négativement; nous reviendrons au chapitre III 2 sur la définition de son signe. Retenons ici que les paramètres d'impacts négatifs correspondent physiquement aux traces qui ne présentent pas de temps de vie apparent. La figure 2.3 montre l'évolution de la résolution dans les plans  $(r, \phi)$  et  $(r, z)$  en fonction de l'impulsion de la trace. Elle peut être paramétrisée suivant :

$$\sigma(D) = 25 + \frac{95}{P} \mu\text{m}$$

où  $P$  est exprimé en  $\text{GeV}/c$ .

Ces résultats peuvent être comparés aux valeurs des paramètres d'impact des traces provenant des hadrons beaux, typiquement  $250 \mu\text{m}$ , soit une précision relative de 15 %, pour une trace d'impulsion  $10 \text{ GeV}/c$ .

Ces performances sont tout à fait remarquables, et permettent de construire un algorithme d'étiquetage puissant des événements  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  basé sur la mesure des paramètres d'impact.

### 2.1.2 La chambre à dérive interne, ITC

Trois tâches sont remplies par ce sous-détecteur : construit pour avoir un système de lecture rapide, il signe la présence de traces chargées et opère le premier niveau de

déclenchement. Sa couverture angulaire est  $97\% \times 4\pi$  et il couvre par conséquent la zone morte entre le VDET et la TPC. Finalement, il offre huit points de mesure dans le plan  $(r, \phi)$  utilisés en association avec ceux du VDET et de la TPC pour reconstruire les trajectoires des particules chargées.

### 2.1.3 La chambre à projection temporelle, TPC

C'est une chambre à dérive cylindrique dont les deux extrémités sont équipées de chambres à fils proportionnelles. Un schéma de principe est donné figure 2.4. Le principe de

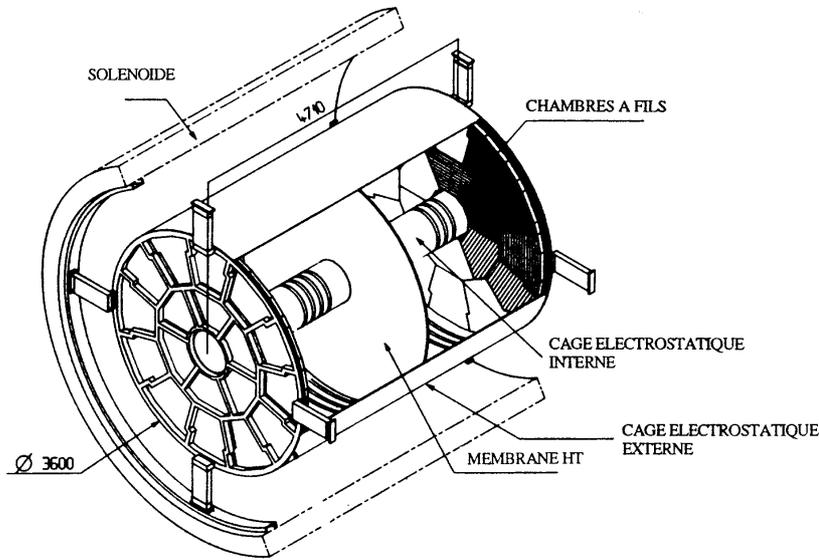


Figure 2.4: Schéma de la TPC.

détection repose sur l'ionisation du gaz qui emplit le volume du cylindre et les électrons migrent vers les chambres à fils suivant la coordonnée  $z$  en raison du champ magnétique parallèle à la ligne de vol des faisceaux. Les fils mesurent la perte linéique d'énergie par ionisation, notée dans la suite  $dE/dx$  (voir figure 2.5).

Aux chambres proportionnelles sont associés des secteurs constitués de damiers cathodes. La lecture des signaux se fait ici par induction capacitive du signal des fils sur les damiers. On obtient ainsi une lecture en  $(r, \phi)$ . Le temps de dérive des électrons d'ionisation donne la coordonnée  $z$  (voir figure 2.6). En raison du champ magnétique, la trajectoire des particules depuis le point d'interaction est une hélice; en projection dans le plan  $(r, \phi)$ , on a affaire à un arc de cercle à partir duquel la quantité de mouvement de la particule est mesurée. Les informations conjointes du VDET, de l'ITC et de la TPC servent à la reconstruction de la trajectoire et la résolution obtenue sur l'impulsion des particules est  $\frac{\Delta P}{P^2} = 6.6 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$

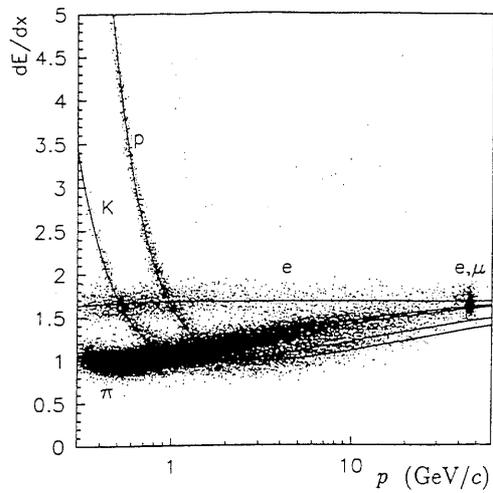


Figure 2.5: Perte d'énergie linéique mesurée ( $dE/dx$ ) en fonction de l'impulsion des traces considérées. La paramétrisation ajustée pour électrons, pions, kaons, muons et protons est superposée.

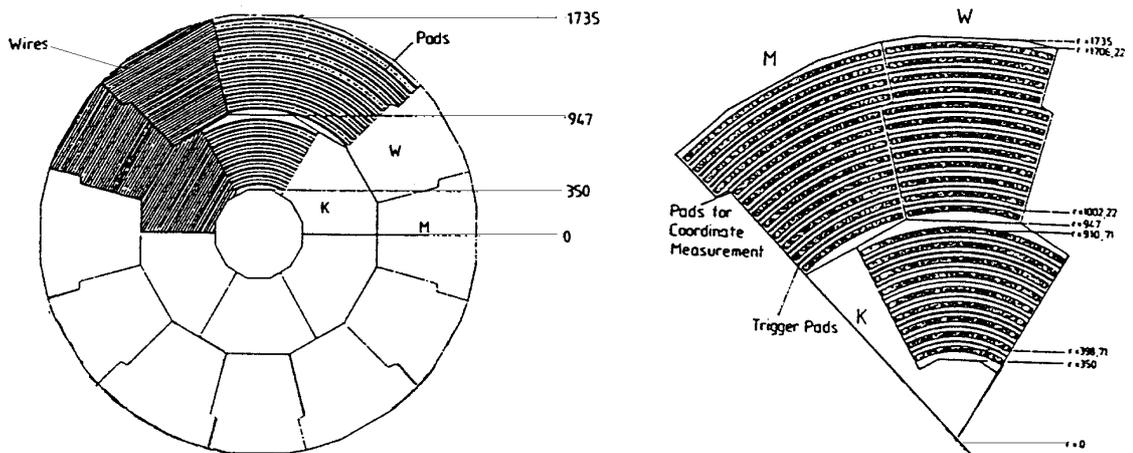


Figure 2.6: Répartition des secteurs aux extrémités de la TPC.



## 2.2 La calorimétrie

### 2.2.1 Le calorimètre électromagnétique, ECAL

Le calorimètre électromagnétique est formé d'une alternance de feuilles de plomb et de chambres à fils proportionnelles; l'épaisseur totale correspond à 22 longueurs de radiations, épaisseur suffisante pour absorber intégralement photons et électrons. Le ECAL se décompose en 36 modules, 12 pour le barrel et 12 pour chacun des bouchons (voir figure 2.7). Chaque

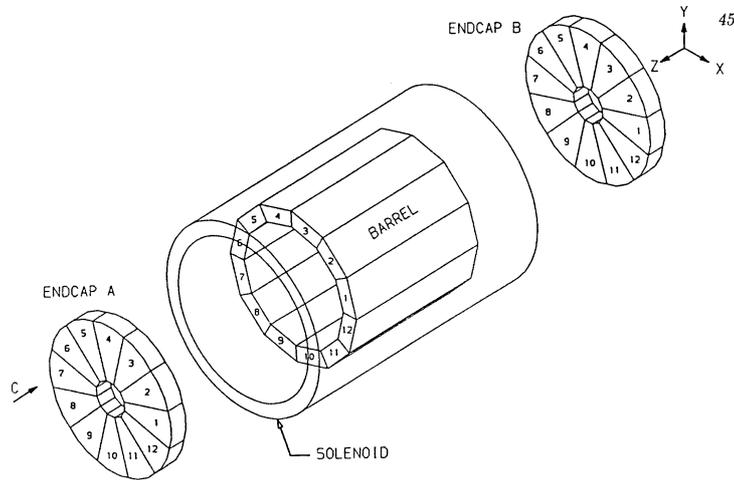


Figure 2.7: Schéma du ECAL.

module est segmenté en profondeur en trois parties, que l'on appelle stacks et comprend au total 45 plans de détection : 10 plans de détection pour le premier stack, 23 pour le second et 12 pour le dernier correspondant respectivement à 4, 9 et 9 longueurs de radiation afin d'ajuster au mieux la distribution de dépôt d'énergie d'une gerbe électromagnétique. Les 33 premiers plans de détection sont formés de 2 mm de radiateur et un plan de chambres à fils; le troisième stack, pour lequel une granularité moins bonne est suffisante, comprend des plans de détection comportant 4 mm de radiateur et un plan de chambres à fils.

Les concepteurs du ECAL ont voulu qu'il présente une très grande granularité pour identifier les électrons et les photons au sein des jets de particules. Elle est obtenue en associant aux fils des chambres un système de lecture par effet capacitif sur des damiers cathode, de dimension variable ( $3 \times 3$  cm à 1.85 m du point d'interaction, qui correspond à un rayon de Molière pour le plomb, soit une couverture angulaire de  $1^\circ \times 1^\circ$ ). Les damiers qui couvrent un même domaine angulaire sur chacun des plans de détection sont regroupés et forment une tour projective pointant vers le point d'interaction (voir figure 2.8). La partie d'un stack appartenant à une tour projective est appelée storey et définit la granularité du détecteur. L'identification des électrons repose sur la lecture par storey de l'énergie déposée. Les performances du ECAL sont pour une part définies par la mesure de sa résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left( \frac{18}{\sqrt{E}} + 0.009 \right) \%$$

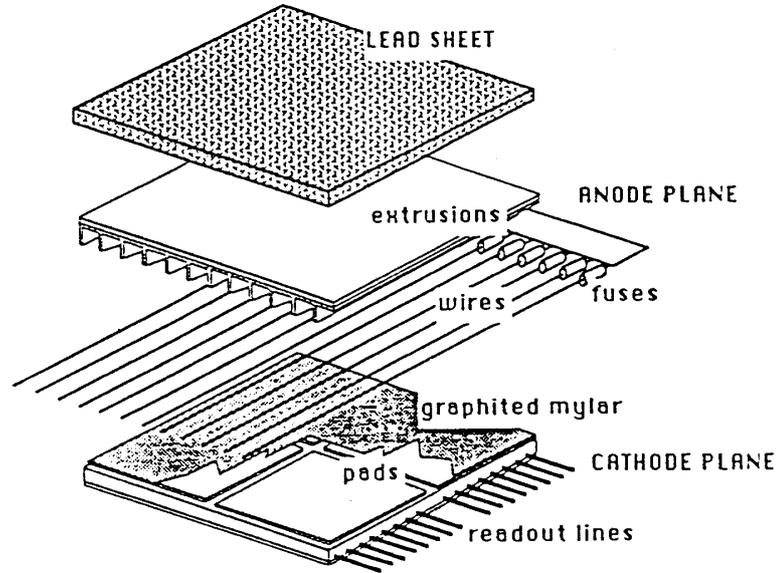


Figure 2.8: Schéma d'une tour projective; définition d'un storey.

comme le montre la figure 2.9.

### 2.2.2 Le calorimètre hadronique, HCAL

Deux fonctions principales lui sont assignées : l'identification des muons et la mesure du flot d'énergie des événements. Il est situé à l'extérieur de l'aimant. La structure du calorimètre hadronique HCAL est similaire à celle du ECAL, si l'on excepte la segmentation longitudinale en stacks (voir figure 2.10). Il est donc segmenté en modules, 12 pour le barrel et 6 pour chaque bouchon, formés de 22 plans de détection. Ils sont constitués de plaques de radiateur (fer) de 5 cm d'épaisseur assurant le retour de champ de l'aimant et de tubes à streamers recouverts pour moitié de cathodes de lecture par effet capacitif, formant des tours projectives. Cela correspond à 7.2 longueurs d'interaction à 90°. Par ailleurs, une partie du tube est couverte d'une bande d'aluminium dont la lecture binaire indique basiquement si le tube est touché (figure 2.11). Elle permet de reconstruire la trajectoire des particules dans le plan  $(r, \phi)$  et à ce titre constitue l'information de base de l'identification des muons. La géométrie projective est donc conservée avec 4788 tours dont la section droite correspond à l'extension transversale d'une gerbe hadronique.

La résolution sur la mesure de l'énergie déposée en GeV est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{85}{\sqrt{E}}\%$$

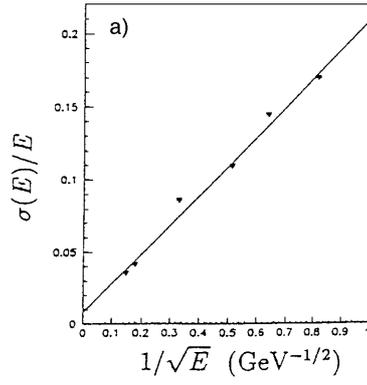


Figure 2.9: Résolution en énergie du ECAL en fonction de l'énergie.

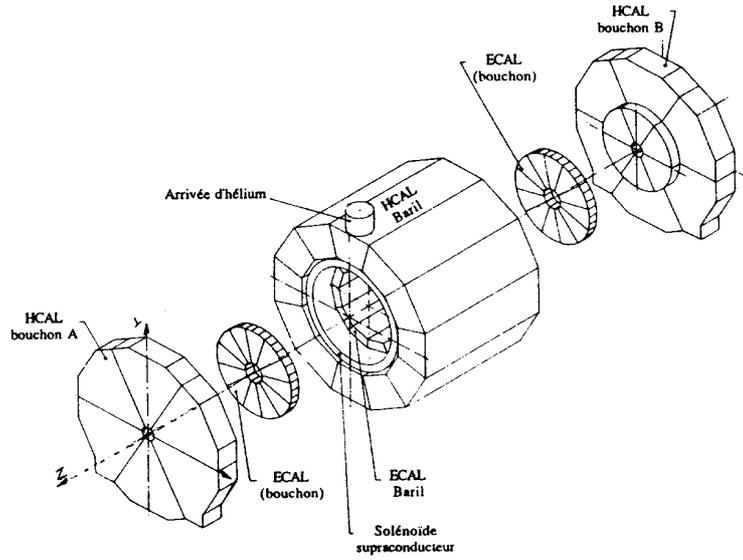


Figure 2.10: Diagramme de production d'une paire de quarks au LEP.

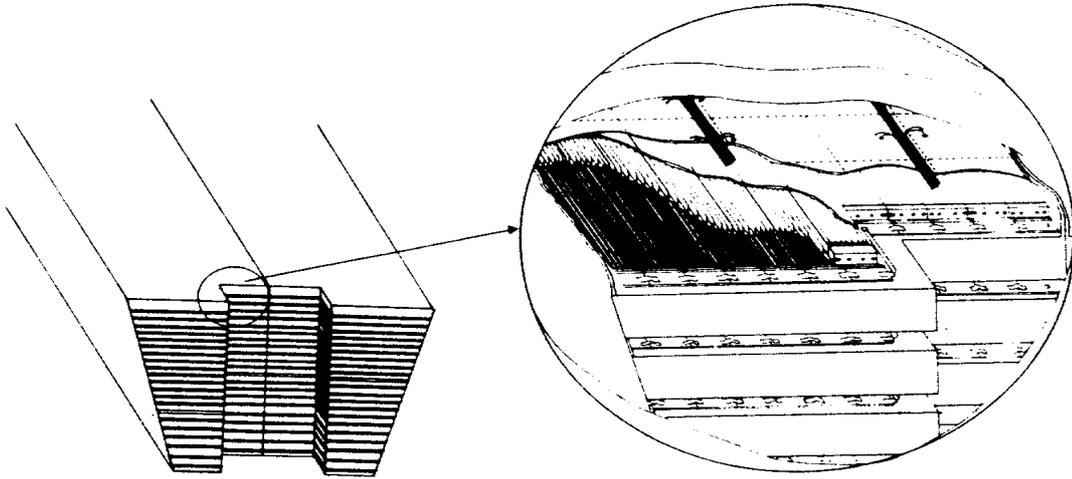


Figure 2.11: Schéma d'un plan de détection du HCAL.

### 2.3 Les chambres à muons

Toutes les particules produites dans les désintégrations du  $Z$  sont en première approximation absorbées par le détecteur à l'exception des muons et bien sûr des neutrinos. Le calorimètre hadronique est complété, pour l'identification des muons par deux couches de détecteurs à muons (tubes à streamers analogues à ceux du HCAL), leur déclenchement signant en principe sans ambiguïté un muon.

Deux points de mesure associés à une trace peuvent être obtenus, dont l'information est bi-dimensionnelle.

## Partie III

# Préparation de l'analyse des données et étiquetage de la beauté dans les désintégrations du $Z$



# Chapitre 1

## Préparation de l'analyse des données

### 1.1 Sélection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$

La première étape pour l'ensemble des analyses que nous présentons est d'isoler les désintégrations hadroniques  $Z \rightarrow q\bar{q}$  des autres classes d'événements comme les désintégrations du  $Z$  en paires de leptons (essentiellement  $\tau^+\tau^-$ ) et les interactions  $\gamma\gamma$ . La sélection des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  se fonde uniquement sur l'information des traces chargées dans les détecteurs VDET, ITC et TPC. Cinq traces au moins doivent être reconstruites dans la TPC et répondre aux caractéristiques suivantes :

- au moins quatre points tridimensionnels reconstruits dans la TPC, afin de rejeter la plupart des fausses traces,
- la trace doit intercepter un cylindre centré sur le point d'interaction, de rayon 2 cm et de hauteur 10 cm. Cette coupure rejette les particules qui proviennent d'un vertex éloigné du point d'interaction ou encore les particules d'origine cosmiques.
- Il y a également une contrainte géométrique : afin de s'assurer que la trace soit associée à un nombre suffisant de damiers TPC, elle doit former un angle supérieur à  $18^\circ$  avec la direction du faisceau.

Des coupures supplémentaires sont imposées pour rejeter les événements  $\gamma\gamma$  et les interactions faisceau-gaz. L'énergie visible des traces chargées doit être supérieure à 10% de l'énergie dans le centre de masse, calculée avec une hypothèse de masse de pion pour toutes les particules. Notons que la contamination du fond est inférieure à 0.3%, et essentiellement constituée d'événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ , dont les désintégrations hadroniques à haute multiplicité répondent aux critères définis plus haut.

Notons que cette sélection ne présente pas la même efficacité à toutes les saveurs d'événements; comme elle se base sur des considérations de multiplicités de traces chargées, elle accepte environ 1% d'événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  en plus par rapport aux autres saveurs. Cette faible dissymétrie de sélection doit être prise en compte pour les mesures de précision de  $R_b$ .

## 1.2 Quelques grandeurs expérimentales incontournables

Le propos de cette section est de définir principalement deux grandeurs expérimentales basiques portant sur la topologie des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  ou les caractéristiques des traces :

- le thrust et les hémisphères de l'événement,
- les jets de particules par rapport auxquels on calcule l'impulsion transverse des particules détectées.

Ces quantités ou ces objets sont utilisés expérimentalement depuis longtemps auprès des collisionneurs  $e^+e^-$  et une description rapide sera donnée ici.

### 1.2.1 Le thrust et les hémisphères des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$

Une mesure de  $R_b$  par une méthode dite de double étiquetage est développée dans ce mémoire. Cela signifie simplement que les informations de chacun des deux quarks produits dans la désintégration du  $Z$  sont utilisées. Il est donc nécessaire d'isoler chacun des deux quarks et le moyen le plus naturel de le faire est de couper l'événement en hémisphères, chaque hémisphère portant l'information d'un quark.

Différentes manières de procéder ont été envisagées mais nous ne parlerons que de celle qui fait loi dans ALEPH et qui constitue le standard harmonisé des analyses saveurs lourdes. Le point de départ est le calcul de la direction moyenne du flux d'énergie, que l'on appelle l'axe du thrust (en d'autres termes, c'est l'axe sur lequel les traces tendent à s'aligner ou encore l'axe qui minimise la valeur du thrust). Considérant les  $N$  traces de l'événement, le thrust s'écrit :

$$T = \frac{\text{Max} \sum_{i=1}^N |P_{i\parallel}|}{\sum_{i=1}^N |P_i|}$$

où  $P_{i\parallel}$  est l'impulsion longitudinale par rapport à l'axe du thrust, défini de telle sorte que  $\sum_i |P_{i\parallel}|$  soit maximal. Tous les objets, neutres et chargés, participent à sa construction. Sans radiation dure de gluons, l'axe du thrust approxime correctement les directions de vol des quarks primaires.

Les hémisphères d'un événement sont alors définis par rapport au plan perpendiculaire à l'axe du thrust. Dans la plupart des configurations, les deux quarks (ou leurs produits de désintégration) appartiendront à des hémisphères distincts.

### 1.2.2 Définition des jets dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$

De façon générale, pour analyser un événement  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , il est important expérimentalement d'identifier les particules issues d'un même quark. En raison de la poussée de Lorentz que reçoivent les particules associées au quark, elles sont produites avec des directions voisines et ce que l'on observe dans le détecteur est un jet de particules. C'est à la définition du jet que nous nous attachons dans la suite. Elle est particulièrement importante pour les mesures de  $R_b$  et des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux que nous présentons, car ces dernières utilisent une grandeur cinématique fondamentale : l'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet de particules qui le contient, que l'on note



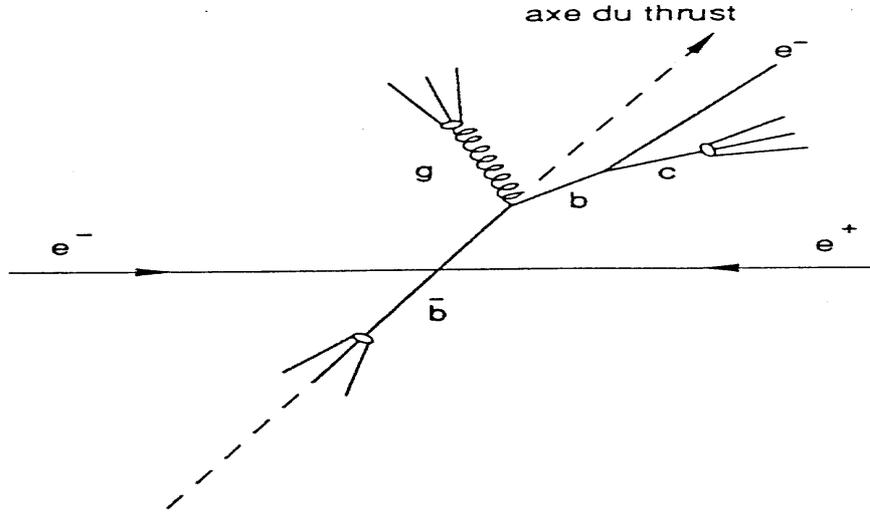


Figure 1.1: Schéma de production d'une paire de quarks beaux et définition du thrust.

$p_{\perp}$ . La construction d'un jet de particules est basée sur l'ensemble des traces neutres et chargées d'un événement. Les traces chargées répondent aux critères explicités dans la sélection des événements hadroniques. Les traces neutres sont reconstruites à partir des objets calorimétriques qui ne sont pas associés à des traces chargées. La procédure qui associe les particules pour former les jets est de façon standard l'algorithme dit de masse minimale, conçu par la collaboration JADE et largement documenté dans les références [56] et [57]. Nous ne rappellerons donc que les grandes lignes de la méthode.

L'algorithme de masse minimale apparie deux traces  $i$  et  $j$  en les classant jet si  $y_{ij} \geq y_{cut}$ .

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

où

- $E_i, E_j$  sont les énergies des traces  $i$  et  $j$ ,
- $\theta_{ij}$  est l'angle entre les traces  $i$  et  $j$ ,
- $E_{vis}$  est l'énergie totale de l'événement [58].

La procédure est itérative et s'arrête lorsque la valeur de coupure  $y_{cut}$  est atteinte. La valeur utilisée dans les analyses de cette thèse est  $y_{cut} = (\frac{M^2}{s}) = 0.006$ , sauf mention contraire ( $s$  est l'énergie disponible dans le centre de masse). Cette valeur est obtenue pour  $M$  approximativement égal à la masse d'un hadron beau.



## Chapitre 2

# Etiquetage de la beauté

Les mesures de  $R_b$  et des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux, nécessitent des lots d'événements beaux les plus purs possibles. Il est donc nécessaire d'étiqueter de façon performante les événements beaux parmi les cinq saveurs produites au LEP.

La séparation des processus  $b \rightarrow \ell$  et  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ , dans l'optique de la mesure de leurs rapports de branchement semileptoniques est méthodologiquement très proche de l'étiquetage leptonique des quarks beaux que nous développerons en détail dans la suite. Il a été choisi, afin de préserver ce lien de principe, de présenter également dans ce chapitre les moyens de discrimination de ces deux processus.

Deux caractéristiques des quarks beaux permettent de les différencier des quatre autres saveurs accessibles à l'énergie du LEP : leur masse et leur temps de vie. Evidemment, les quarks beaux sont habillés quand ils sont détectés et les tableaux 2.1 et 2.2 répertorient les propriétés moyennes des particules belles par rapport aux particules d'autres saveurs. Les quarks  $u, d$  et  $s$  seront traités ensemble sous la dénomination de quarks légers.

Saveur	$uds$	$c$	$b$
Temps de vie (ps)	-	0.8	1.6

Tableau 2.1: Temps de vie moyen  $\tau_i$  des particules de saveurs  $i$ , où  $i = u, d, s, c$  ou  $b$

Saveur	$uds$	$c$	$b$
Masse $\text{GeV}/c^2$	$< 1$	1.5	5

Tableau 2.2: Masse approximative  $\mathcal{M}_i$  des particules de saveurs  $i$

Trois méthodes d'étiquetage de beauté distinctes ont été construites dans ALEPH sur la base de ces propriétés de temps de vie et de masse. Deux d'entre elles reposent sur l'information de masse : la présence de leptons de hautes impulsion et impulsion transverse par rapport à l'axe de leur jet d'une part, une analyse multivariable inclusive fondée sur les propriétés topologiques de l'événement d'autre part [60]. Cette dernière méthode n'a pas

été utilisée dans ce travail.

## 2.1 Etiquetage de la beauté à partir des informations de masse

La hiérarchie des masses par saveur décrite dans la table 2.2 conduit à trois considérations qui guident essentiellement la manière d' étiqueter :

1. Les quarks  $b$  ou  $\bar{b}$  produits dans la désintégration du  $Z^0$  perdront moins d'énergie par rayonnement de freinage de gluons dans la phase perturbative de la cascade de partons que les quarks plus légers.
2. La fragmentation du quark  $b$  est plus dure que celle des autres quarks. Quantitativement, ces deux remarques impliquent que le quark  $b$  emporte 70% de l'énergie du faisceau contre 50% au quark charme. En raison de sa masse, la poussée moyenne de Lorentz que subit le quark  $b$  est néanmoins plus faible que celle que subit le quark  $c$  ( $\langle \beta_b \rangle = 0.988$  et  $\langle \beta_c \rangle = 0.998$ ).
3. L'espace de phase disponible dans la désintégration du  $b$  est plus grand que pour les autres quarks, conduisant à une plus grande multiplicité de traces issus du hadron primaire.

Les conséquences de ces trois propriétés sont multiples et servent la construction des variables d'identification de la saveur  $b$ . Nous exposons dans la suite les caractéristiques essentielles qui en découlent, en relation avec les propriétés de l'étiquetage leptonique qui constitue le fondement de l'ensemble de ce travail.

Les propriétés (1) et (2) donnent en moyenne une énergie plus grande au jet engendré par la désintégration de la particule belle initiale.

La propriété (3) confère aux produits de désintégrations des grandes impulsions transverses par rapport à l'axe du jet, relativement à celles des quarks plus légers.

## 2.2 Production de leptons et information de masse

Les hadrons beaux se désintègrent semileptoniquement dans  $\approx 20\%$ <sup>1</sup> de leurs désintégrations et d'autre part les hadrons charmés produits dans la cascade se désintègrent également dans  $\approx 20\%$  des cas en leptons. Une grande partie du travail présenté dans ce mémoire s'attache à la mesure de ces taux de production. Indépendamment des considérations cinématiques exposées plus haut, réclamer la présence d'un lepton dans un événement enrichit significativement l'échantillon sélectionné en événements beaux. La figure 2.1, construite pour une coupure sur l'impulsion des électrons à 3 GeV/c, renseigne sur le peuplement relatif de l'échantillon par saveur : à titre indicatif, la proportion relative de leptons, électrons et muons, par saveur, est la suivante :

- $N_l^b = 60\%$
- $N_l^c = 25\%$
- $N_l^{uds} = 15\%$

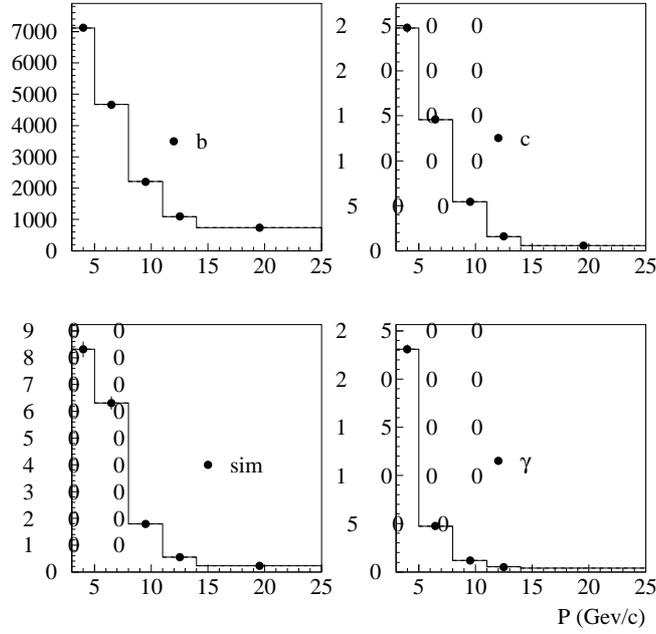


Figure 2.1: Distributions d'impulsion obtenu dans la simulation pour les processus suivants : (a)  $b \rightarrow e + b \rightarrow c \rightarrow e$ , (b)  $c \rightarrow e$ , (c) hadrons simulant un électron, (d) électrons de conversion.

Les remarques du paragraphe précédent, en même temps que l'étude cinématique du chapitre I 2.4, impliquent que ces leptons sont produits avec de grandes impulsion et impulsion transverse par rapport au jet.

Détecter un électron ou un muon de grand  $(p, p_{\perp})$  permet par conséquent de sélectionner des événements beaux. Ces considérations cinématiques sont capitales pour les mesures que nous avons réalisées et il convient de définir précisément les variables cinématiques qui ont été utilisées.

### 2.2.1 Impulsion du lepton

La figure 2.1 montre les distributions d'impulsion des électrons détectés. La contribution provenant de la désintégration primaire du hadron beau, notée  $b \rightarrow \ell$ , se distingue des autres, puisque peuplant la région des hautes impulsions. La hiérarchie des processus, par impulsion décroissante est la suivante, pour l'ensemble des leptons détectés dans les événements contenant des quarks  $b$  :

- $b \rightarrow \ell$
- $c \rightarrow \ell$
- $b \rightarrow c \rightarrow \ell$
- $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma, \gamma \rightarrow e^+e^-$  ou  $X \rightarrow \ell$ , X étant un hadron léger.

Il est donc possible de sélectionner un état final  $b\bar{b}$  à partir de l'impulsion du lepton. Idem et en relation avec l'avertissement en tête du chapitre, il apparaît que l'on peut séparer les contributions  $b \rightarrow \ell$  et  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ .

<sup>1</sup>Nous ne considérons que les désintégrations semileptoniques impliquant électrons et muons seulement

L'identification des leptons, comme nous le verrons au chapitre IV- 2.4, n'est opérable qu'à partir d'une certaine impulsion. C'est trivial pour les muons, puisqu'une impulsion minimale de 3 GeV/c leur est nécessaire pour atteindre les chambres à muons. Concernant les électrons, les informations calorimétriques ont un sens à partir d'une impulsion de 2 GeV/c. Les processus  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  ou  $X \rightarrow l$  sont les plus affectés par ces coupures : plus de la moitié d'entre eux est rejetée. La moitié des transitions  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$  et  $c \rightarrow \ell$  est également rejetée alors que  $\approx 75\%$  des transitions  $b \rightarrow \ell$  sont acceptées.

### 2.2.2 Impulsion transverse du lepton

En principe, si l'on connaissait exactement la direction de vol du hadron  $b$  qui produit le lepton, l'impulsion transverse du lepton par rapport à cet axe, notée  $p_\perp$ , serait un invariant relativiste. L'intérêt d'une telle variable est d'étudier les processus de désintégration des hadrons beaux, dans le référentiel du centre de masse des hadrons.

Malheureusement, la direction du hadron initial n'est pas connue pour deux raisons principales : la production de neutrinos associés aux leptons et, de façon indépendante, l'impossibilité de détecter et identifier toutes les traces issues du hadron beau. Il faut donc utiliser un axe de référence qui approxime au mieux la direction du hadron beau initial. L'axe naturel qui est utilisé généralement, et en particulier dans les études qui sont présentées ici, est l'axe du jet de particules qui contient le lepton. Du fait de la production de neutrinos, cet axe ne correspond évidemment pas à la direction de vol du hadron initial donc  $p_\perp$  n'est pas en moyenne invariant relativiste. Notons par ailleurs que l'axe du jet est reconstruit en excluant le lepton; il a été montré [62] que cette définition correspondait à la discrimination maximale à la fois des saveurs et des processus  $b \rightarrow \ell$  et  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ . Par définition, notre  $p_\perp$  n'est pas un invariant relativiste. Cet "inconvenient" sera toutefois mis à profit dans notre analyse pour un développement particulier dans la mesure de la fragmentation et des rapports de branchement semileptoniques.

La figure 2.2 représente les distributions d'impulsion transverse des leptons pour toutes saveurs, dans leur production relative. La discrimination de la beauté par rapport aux autres saveurs est plus marquée en impulsion transverse qu'en impulsion, essentiellement en raison de l'espace de phase autorisé par la grande masse du quark  $b$ .

### 2.2.3 $p_\otimes$ et $p_{\perp m}$ : deux variables dédiées à l'étude des événements dileptons

Toute combinaison des grandeurs cinématiques fondamentales des leptons  $p$  et  $p_\perp$  peut être utilisée pour sélectionner au sein des états finaux  $b\bar{b}$ , les deux sources de désintégrations semileptoniques des hadrons beaux. Par anticipation, nous présentons dans ce chapitre deux variables dédiées à l'étude des événements dans lesquels deux leptons sont produits, soit dans la cascade de désintégration du hadron beau primaire, soit quand chacun des quarks  $b$  de la paire  $b\bar{b}$  se désintègre semileptoniquement. Une étude du pouvoir discriminant de nombreuses variables cinématiques, par test de Fischer [61], a conduit au choix des deux variables suivantes [79]:

- $p_\otimes = p_\perp^1 \times p_\parallel^2 + p_\perp^2 \times p_\parallel^1$
- $p_{\perp m} = \text{Min}(p_\perp^1, p_\perp^2)$

$p_\parallel^i$  and  $p_\perp^i$  étant les composantes respectivement longitudinale et transverse de l'impulsion du lepton  $i$  ( $i = 1, 2$ ) par rapport à l'axe du jet qui le contient. Plus la quantité  $p_\otimes$  est grande,

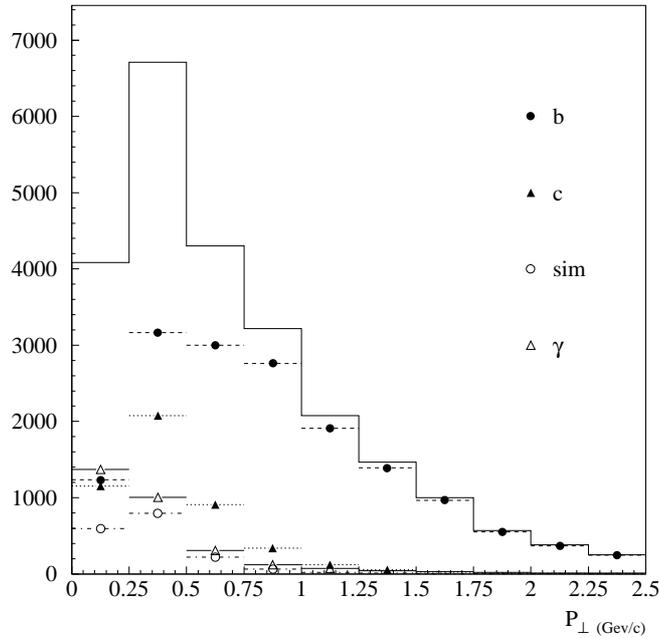


Figure 2.2: Distribution d'impulsion transverse pour les différents saveurs  $b$ ,  $c$  et  $uds$ . L'histogramme représente la somme de toutes les contributions.

plus les dileptons sont produits énergétiques et à grand angle par rapport à l'axe de leur jet : il est clair dès lors que les grands  $p_{\perp}$  sélectionnent les dileptons ( $b \rightarrow l^-$ )  $\leftrightarrow$  ( $\bar{b} \rightarrow l^+$ ).

L'espace cinématique  $(p_{\perp}, p_{\perp m})$  dans lequel sont étudiés les dileptons, est utilisé pour mesurer simultanément la valeur du paramètre de mélange  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$  et les rapports de branchements semileptoniques.

### 2.3 Etiquetage de la beauté à partir des informations de temps de vie

L'étiquetage par temps de vie est le plus puissant discriminateur de beauté par rapport aux autres saveurs, à l'énergie du LEP. Deux manières d'envisager l'étiquetage sont possibles :

1. Reconstruire explicitement le vertex de désintégration du hadron beau,
2. Considérer les paramètres d'impact signés des traces.

Pour nos analyses inclusives des spectres de leptons, nous avons utilisé la seconde approche :

1. Dans la plupart des cas, les hadrons beaux se désintègrent en hadrons charmés, qui ont aussi un grand temps de vie. Les traces issues de ce vertex secondaire sont perdues pour le vertex du hadron beau, ce qui réduit le pouvoir statistique de détection du temps de vie. Du point de vue des paramètres d'impact, il est clair que ces traces contribuent à la détection du temps de vie, puisqu'il lui est directement proportionnel :

$$D \propto \gamma c \tau$$

2. Le paramètre d'impact est peu sensible à l'énergie de la particule. Il est par conséquent indépendant en première approximation du mécanisme de fragmentation du quark  $b$ .
3. L'information de temps de vie est, par définition, portée par les paramètres d'impact positifs. Les paramètres d'impact négatifs forment donc un échantillon de contrôle représentant la résolution expérimentale seule.

### 2.3.1 Définition du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact d'une trace est la distance minimale d'approche de la trace par rapport au point de production du quark  $b$ , le vertex du  $Z$ , mesuré événement par événement.

Afin d'améliorer la sensibilité au temps de vie, le paramètre d'impact est signé suivant l'angle que forme la direction de la trace avec la direction du jet dont elle est issue. La figure 2.3 définit l'ensemble des grandeurs à partir desquelles le paramètre d'impact signé est construit :

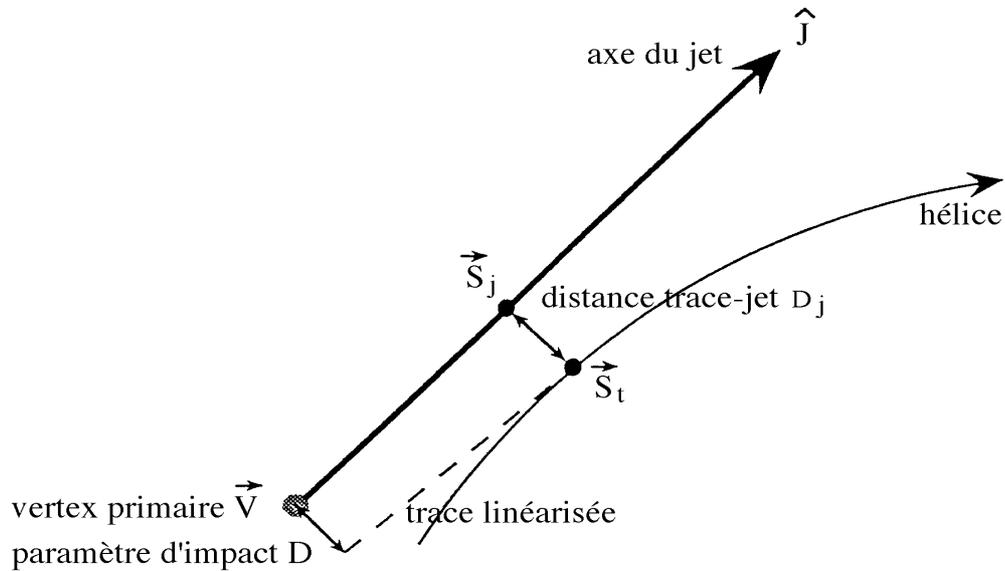


Figure 2.3: Définition du module du paramètre d'impact et de son signe.  
 $signe(D) = signe(\vec{S}_j \cdot \vec{J})$

### 2.3.2 Interprétation du paramètre d'impact : définition de $\frac{D}{\sigma_D}$

Il est difficile de donner un sens absolu au paramètre d'impact. En effet, la résolution du paramètre d'impact dépend très fortement de l'impulsion de la trace, de sa situation dans le détecteur et du nombre d'impacts dans le VDET qui lui sont associés. La grandeur pertinente à partir de laquelle il convient de travailler pour prendre en compte ces fluctuations de résolution est  $\frac{D}{\sigma_D}$ , où  $\sigma_D$  est précisément la résolution sur la mesure du paramètre d'impact.



La figure 2.4 montre la distribution de  $\frac{D}{\sigma_D}$  pour l'ensemble des traces appartenant à des événements  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ . La partie gauche ( $\frac{D}{\sigma_D} \leq 0$ ) signe les traces qui ne présentent pas

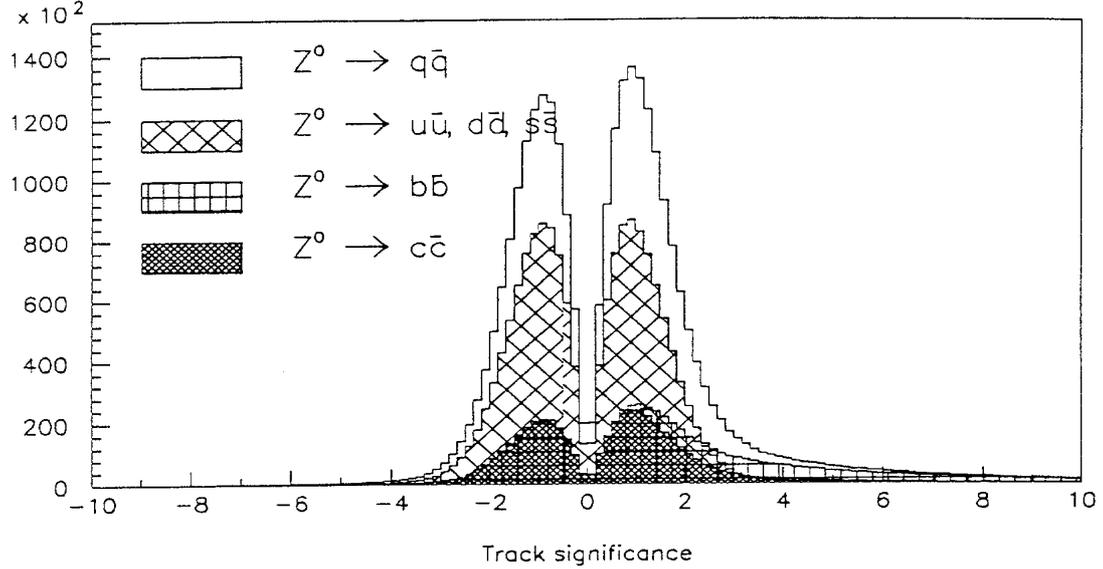


Figure 2.4: Distribution de la quantité  $\frac{D}{\sigma_D}$  pour des traces dans les événements  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ .

de temps de vie, reflétant la résolution globale de la partie droite ( $\frac{D}{\sigma_D} \geq 0$ ). La queue de distribution de la partie positive représente le signal de temps de vie.

### 2.3.3 Algorithme d'étiquetage

Pour toutes les analyses que nous présentons, il est primordial d'étiqueter chaque quark de l'événement. Ceci est réalisé en séparant l'événement en deux hémisphères par rapport à l'axe du thrust, pour lesquels est associée une variable d'étiquetage propre, indépendante ou très peu dépendante de l'information de l'autre hémisphère [83]. Dans cette perspective, il convient de combiner les informations de temps de vie de chaque trace appartenant à un même hémisphère.

Très schématiquement, à partir de la fonction de résolution déduite de la partie gauche de la distribution de  $\frac{D}{\sigma_D}$ , une probabilité par trace est construite; elle représente physiquement la probabilité qu'un  $\frac{D}{\sigma_D}$  positif ne porte pas de temps de vie. Les faibles probabilités correspondent aux traces portant une information de temps de vie.

Toutes les probabilités des traces appartenant à un même hémisphère sont combinées pour former la variable finale d'étiquetage. Mathématiquement, la combinaison est définie par la formule suivante :

$$P_H = \Pi \times \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!}$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^N P_{T_i}$$

où,

- $N$  désigne le nombre de traces appartenant à un même hémisphère,
- $P_{T_j}$  est la probabilité associée à la trace  $T_j$ .

Les grandes probabilités  $P_H$  désignent les hémisphères sans temps de vie, et signent par conséquent un état final  $uds$ . Inversement, une très faible probabilité par hémisphère étiquette un état final  $b\bar{b}$ .

## 2.4 Comparaison des performances de chaque étiquetage

Les étiquetages sont complémentaires puisqu'opérant sur des objets différents. Les étiquetages basés sur les topologies des événements et le temps de vie sont inclusifs et par conséquent beaucoup plus efficaces que l'étiquetage leptonique. Il est donc difficile de comparer les étiqueteurs inclusifs - temps de vie et masse - aux leptons en terme d'efficacité-pureté; en revanche une comparaison directe des étiqueteurs de temps de vie et de masse est aisée : pour une efficacité dans chaque cas de  $\approx 20\%$ , la table 2.4 donne les performances des étiqueteurs en terme de pureté :

Etiqueteurs	Temps de vie	Masse	Leptons
Efficacité au $b$	20%	20%	5%
Pureté en $b$	95%	55%	90%

Tableau 2.3: Comparaison de performances des étiqueteurs.

L'information de temps de vie est la plus puissante. Il est possible de sélectionner des lots d'événements  $b\bar{b}$  extrêmement purs, en conservant une statistique très satisfaisante. Les performances remarquables de l'étiquetage par temps de vie ont ouvert tout un champ d'investigation dans le secteur des saveurs lourdes, qui rend l'étude de la beauté au LEP tout à fait compétitive face aux usines à  $B$  à l'énergie de l' $\Upsilon(4s)$ .

L'étiquetage leptonique permet également d'atteindre des puretés remarquables, mais c'est au prix d'une efficacité aux événements  $b$  très faible. Il n'en reste pas moins que les leptons sont une source importante d'informations physiques. Ils permettent en effet de sélectionner avec de bonnes performances des états finaux  $b\bar{b}$  et simultanément, leur charge électrique indique la nature du quark  $b$  dont ils sont issus. C'est ce dernier point qui en fait un des outils majeurs des tests de précision de la théorie électrofaible, notamment pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière de  $b$ .

Le travail présenté dans ce mémoire a pour base l'étude des leptons et l'utilisation de l'étiquetage leptonique. La partie suivante présente les moyens d'identifier les leptons avec ALEPH et le contrôle des performances de leur identification.

## Partie IV

# Identification des leptons avec ALEPH pour la physique des saveurs lourdes



De nombreux leptons sont produits dans les désintégrations hadroniques du  $Z$ . Ils ont pour origine deux sources distinctes :

- les leptons dits "prompts" originaires des désintégrations semileptoniques des hadrons lourds (beaux et charmés), qui sont la base de l'ensemble du travail présenté dans ce mémoire,
- les leptons "non prompts" issus des désintégrations des hadrons légers, dont les exemples les plus caractéristiques sont la désintégration Dalitz du  $\pi^0$  :  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ , les conversions de photons au sein de la matière d'ALEPH  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$  ou bien des désintégrations faibles de hadrons légers telles  $\pi \rightarrow \mu \nu$  et  $K \rightarrow \mu \nu$ ,

Par ailleurs, des hadrons peuvent être identifiés par erreur comme leptons. L'enjeu de l'identification des leptons est alors triple :

1. Identifier les leptons prompts avec une bonne efficacité tout en rejetant au maximum leurs bruits de fond (leptons non prompts et hadrons).
2. Mesurer le plus précisément possible sur les données l'efficacité d'identification.
3. Contrôler également à partir des données les sources de contamination, leptons non prompts et hadrons mal identifiés.

Ce cahier des charges est réalisé évidemment de manière très différente pour les électrons et les muons, en raison de leurs modes d'interaction avec la matière. Les performances de l'identification des électrons et des muons et le contrôle du bruit de fond aux leptons prompts seront présentés dans la suite séparément. Les deux sections consacrées respectivement aux électrons et aux muons sont organisées symétriquement : dans chaque section, une première partie est dédiée à la définition des variables utilisées pour identifier les leptons. La deuxième partie s'attache à la mesure des efficacités d'identification sur les données elles-mêmes; enfin, dans la troisième partie, le contrôle de la contamination du lot de leptons prompts est exposé. Les outils de base servant à contrôler ces performances sont utilisés depuis longtemps dans la collaboration ALEPH. Mon travail dans ce domaine a consisté, en premier lieu, à mettre à jour ces outils pour les collections de  $Z$  des campagnes de données postérieures à 1991, mais aussi à développer des outils complémentaires pour contrôler plus finement les performances d'ALEPH dans l'identification des leptons, progrès nécessaires dans le cadre des mesures présentées ici.

L'ensemble des données utilisées a déjà été présenté antérieurement et correspond, pour la période 1992-1994, à environ  $3 \times 10^6$  désintégrations hadroniques du  $Z^0$  observées dans ALEPH. Les études présentées ici ont par ailleurs nécessité d'utiliser un grand nombre d'événements simulés pour prédire (quitte à les distordre adéquatement pour tenir compte d'informations supplémentaires) les spectres des diverses variables utilisées. Ainsi 1.228.777 événements avec la géométrie 1992 et 1.596.615 événements avec la géométrie 1993 ont-ils été produits. Ces lots d'événements simulés ont été engendrés en tenant compte des différences enregistrées sur le détecteur année après année. Un exemple typique réside dans la cartographie du calorimètre hadronique essentielle pour l'efficacité aux muons, mais bien d'autres exemples pourraient être cités. Seule la géométrie de l'année 1994 n'a pas encore été utilisée, la simulation n'ayant pas encore été produite. La carte d'efficacité du HCAL a toutefois été introduite dans les analyses.



# Chapitre 1

## Identification des électrons

L'identification des électrons est réalisée par l'utilisation simultanée de mesures indépendantes et complémentaires :

- la mesure de  $dE/dx$  dans la TPC,
- la mesure des dépôts d'énergie dans le ECAL.

Le principe de l'identification est d'exprimer les informations de base du détecteur, que sont l'ionisation dans la TPC et les dépôts d'énergie dans les storeys du ECAL, sous la forme d'estimateurs, distribués suivant une loi normale pour les électrons, sur lesquels les coupures d'identification seront appliquées. L'intérêt d'utiliser ces deux informations est double : d'une part, la TPC donne une mesure plus précise de l'impulsion des traces pour les basses impulsions et le ECAL a une meilleure résolution sur la mesure de l'énergie à haute impulsion; d'autre part les deux informations étant incorrélatées, utiliser les unes permet de former un échantillon de contrôle des autres sur les données.

### 1.1 Identification des électrons avec la TPC

La perte d'énergie linéique, notée  $dE/dx$ , est mesurée pour toute trace dans la TPC; nous ne considérons pour l'identification des électrons que les traces pour lesquelles 50 fils isolés (i.e associés à la trace) ont déclenché. L'estimateur de l'ionisation spécifique d'un électron, baptisé  $R_I$ , est bâti par la comparaison de la mesure du  $dE/dx$  pour chaque trace à la valeur attendue pour un électron, notée  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  :

$$R_I = \frac{dE/dx - \langle \frac{dE}{dx} \rangle}{\sigma_{dE/dx}}$$

La perte d'énergie linéique répond à une distribution de Landau. La moyenne de  $dE/dx$  est donc sensible aux queues de la distribution de Landau des points de mesure. En conséquence, pour rendre la valeur moyenne de  $dE/dx$  stable de trace à trace, la distribution des points de mesure est tronquée. Ainsi,  $R_I$  est distribué suivant une loi normale centrée pour les électrons. Typiquement, la coupure  $R_I > -2.5$  est exigée pour sélectionner les candidats électrons. La figure 2.1 (c) montre la distribution de  $R_I$ , pour les électrons (partie grisée).

## 1.2 Identification des électrons par le ECAL

Deux informations de dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique sont mises à profit pour identifier les électrons : la distribution transverse d'énergie électromagnétique d'une part, et la distribution longitudinale d'énergie de la gerbe d'autre part. La première est fondée sur le fait qu'un objet électromagnétique dépose 90% de son énergie dans un rayon de Molière. Comme nous l'avons vu dans la description du ECAL (voir chapitre II 2.1), sa granularité a été étudiée pour correspondre au rayon de Molière du plomb. Un électron déposera donc 90% de son énergie dans une tour du ECAL s'il l'a frappée en son centre. La distribution en profondeur de la gerbe électromagnétique est également très caractéristique des objets électromagnétiques et la mesure des dépôts d'énergie dans chaque stack est alors exploitée. Deux estimateurs indépendants, distribués suivant une loi normale, sont ainsi définis pour identifier les électrons. Ils sont notés  $R_T$  et  $R_L$ .

### 1.2.1 $R_T$ : estimateur de profil transverse de la gerbe électromagnétique

Chaque trace chargée est extrapolée suivant une droite à partir de la fin de la TPC. L'intersection de la direction extrapolée de la trace avec chacun des trois stacks du ECAL est déterminée, de telle sorte que les quatre storeys les plus proches de la trace extrapolée soient définis.

Ainsi, l'estimateur  $R_T$  s'exprime de la manière suivante :

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}}$$

où,

- $E_4 = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j$ ;  $E_i^j$  est l'énergie déposée dans le  $i^{eme}$  storey du  $j^{eme}$  stack,
- $p$  est la quantité de mouvement, mesurée dans la TPC de la trace chargée responsable du dépôt d'énergie dans le ECAL.
- $\langle E_4/p \rangle$  est la fraction d'énergie moyenne déposée par un électron dans les quatre tours centrales touchées. Notons que cette grandeur est constante avec l'impulsion de la particule considérée et vaut 0.85 dans le barrel. Cette valeur augmente dans la région des bouchons jusqu'à 0.89.
- $\sigma_{E_4/p}$  est la résolution attendue sur la fraction d'énergie moyenne. Elle dépend donc à la fois des résolutions du ECAL et de la TPC.

$R_T$  est donc un estimateur de la compacité de la gerbe électromagnétique. Les variations de résolution de la TPC et du ECAL définies plus haut impliquent que  $R_T$  rejette plus efficacement les hadrons avec de grandes quantités de mouvement.

### 1.2.2 $R_L$ : estimateur du profil longitudinal de la gerbe électromagnétique

La quantité fondamentale dans la construction de  $R_L$  est la position moyenne du maximum de dépôt d'énergie le long de la gerbe électromagnétique.

$$X_L^{-1} = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j}$$



où  $S_j$  est la profondeur moyenne du dépôt d'énergie dans le  $j^{eme}$  stack. Nous avons porté l'inverse de  $X_L$  dans la formule, car elle est distribuée selon une loi normale, contrairement à  $X_L$ .

La valeur de  $S_j$  n'est pas connue a priori et le calcul de  $X_L$  est fait de manière itérative à partir de l'énergie mesurée dans chacun des stacks. A chaque itération, le dépôt longitudinal d'énergie est décrit par la forme longitudinale standard d'une gerbe électromagnétique [54]. Cette procédure converge très rapidement lorsque l'on a affaire à un électron. En moyenne, la procédure diverge pour les hadrons puisque le dépôt longitudinal hadronique d'énergie ne peut être ajusté par la forme d'une gerbe électromagnétique.

$R_L$  est construit comme  $R_I$  et  $R_T$  de telle sorte qu'il soit distribué suivant une loi normale [55] :

$$R_L = \frac{X_L^{-1} - \langle X_L^{-1} \rangle}{\sigma_{X_L^{-1}}}$$

$R_L$  mesure donc la qualité de l'ajustement de la distribution longitudinale observée à celle attendue pour un électron. La dépendance de  $\langle X_L^{-1} \rangle$  par rapport à la quantité de mouvement de la trace qui a initié la gerbe est paramétrisée au moyen d'événements Bhabha et d'électrons sélectionnés à partir de coupures sévères sur les estimateurs  $R_T$  et  $R_I$ .

### 1.2.3 Coupures sur $R_T, R_L$ et $R_I$ pour identifier les électrons

La figure 1.1 montre à partir d'événements  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  simulés les distributions de pureté en électrons par rapport à l'efficacité d'identifier un électron, pour différentes coupures en  $R_T$  (les courbes sont iso- $R_L$ ). La pureté en électrons est la fraction de vrais électrons identifiés rapportée au nombre total de particules identifiées (électrons et hadrons). Le point de fonctionnement, défini par les coupures  $-1.6 < R_T$  et  $-1.8 < R_L < 3.0$ , correspond au point d'inflexion de la courbe 1.1. Ce choix est dicté par la nécessité de stabilité à la fois de la pureté et de l'efficacité, pour minimiser la sensibilité de l'identification à la calibration des estimateurs. Notons qu'il n'y a pas de coupure supérieure sur  $R_T$ . Une telle coupure rejeterait des électrons de haute impulsion accompagnés d'un photon de rayonnement de freinage; en effet, la poussée de Lorentz ramène le photon dans la direction de l'électron et tous deux participent du même amas d'énergie dans le ECAL, imposant  $E_4$  significativement plus grande que l'impulsion de l'électron mesurée dans la TPC.

En résumé, pour les analyses qui seront développées dans la suite, l'identification des électrons répond aux critères suivants :

- L'impulsion des candidats électrons doit être supérieure à 2 GeV/c,
- $-1.6 < R_T$  et  $-1.8 < R_L < 3.0$
- $-2.5 < R_I$  et  $50 < N_{fils}$ .

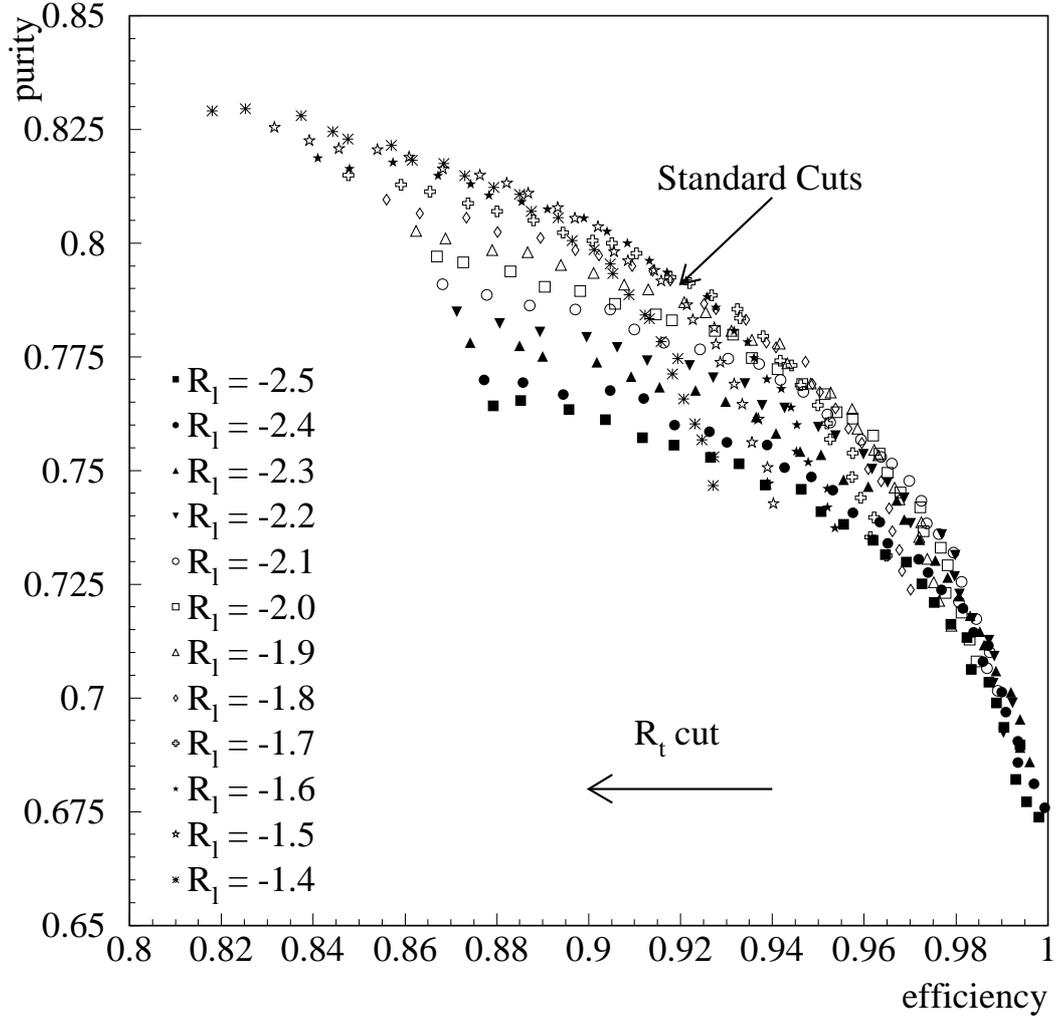


Figure 1.1: Courbes pureté-efficacité de l'identification des électrons pour des candidats électrons. Pour une coupure unique sur  $R_L$  différentes courbes sont montrées pour plusieurs coupures sur  $R_T$ . Chaque point est obtenu avec les coupures suivantes  $R_{T_i}^{cut} < R_T$ ,  $R_{L_i}^{cut} < R_L < 3.0$ . Pour un symbole donné, la même coupure sur  $R_L$  est appliquée et chaque point correspond à une nouvelle coupure sur  $R_T$  i.e  $-2.5 \leq R_{T_i}^{cut} \leq -1.2$ , avec un incrément de 0.05 de la droite vers la gauche. Les coupures standards sont  $-1.6 < R_T$  and  $-1.8 < R_L < 3.0$ . L'efficacité est normalisée au nombre d'événements passant les coupures sur  $-2.5 < R_L$  et  $-2.5 < R_T$ .

## Chapitre 2

# Performances de l'identification des électrons

Le but poursuivi dans le contrôle des performances de l'identification des leptons varie suivant les analyses de physique que l'on veut mettre en oeuvre. De façon générale, les mesures de  $R_b$  et des rapports de branchements semileptoniques des hadrons beaux présentées dans ce mémoire s'appuient sur les distributions d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons. Il est par conséquent capital de contrôler la maîtrise que l'on a de l'identification des leptons en fonction de ces quantités. Pour l'asymétrie avant-arrière de production de la paire de quarks beaux, l'angle polaire du lepton est la grandeur fondamentale, avec sa charge électrique, de la mesure. Par ailleurs, les mesures de  $\text{Br}(b \rightarrow \ell^-)$  et  $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$  s'opèrent en partie grâce aux productions doubles de leptons, dont les charges électriques sont physiquement corrélées. Là encore, comprendre l'identification des leptons suivant leur charge électrique est nécessaire.

Les identifications des électrons par ECAL et  $dE/dx$  sont indépendantes et peuvent être contrôlées séparément et surtout directement à partir des données. Par construction, les estimateurs  $R_{T,L,I}$  sont gaussiens; par conséquent, la valeur moyenne et l'écart type de leurs distributions suffisent à qualifier leurs performances. Ce contrôle a été réalisé en fonction de  $p$ ,  $p_\perp$ ,  $\cos\theta$  (angle polaire) et la charge électrique du lepton.

Quatre échantillons ont été utilisés dans cette optique :

- un échantillon formé de toutes les traces chargées produites dans les désintégrations hadroniques du  $Z$ ; le comportement d'un des trois estimateurs est étudié après coupure sur les deux autres. Cet échantillon présente l'avantage d'une grande statistique mais souffre d'une forte contamination en hadrons. Il est néanmoins approprié pour l'étude spécifique de  $R_T$ .
- Une source très propre d'électrons dans un environnement hadronique est la conversion de photons au sein de la matière d'ALEPH. Ce lot permet une bonne mesure de l'efficacité d'identification des électrons jusqu'à des impulsions voisines de 10 GeV/c.
- Une source d'électrons également très propre est la désintégration leptonique du lepton  $\tau$ . L'intérêt d'un tel lot est de vérifier le comportement de l'identification en fonction de l'impulsion de l'électron. Cependant, les leptons qui nous intéressent pour les analyses de physique que nous entreprenons, sont produits dans un environnement hadronique; les conclusions brutes, relatives à l'étude des  $\tau$ , ne sont donc pas universelles.

- Deux autres sources de leptons sont utilisées : les électrons isolés produits lors d'interaction faisceau-gas et les électrons de diffusion Bhabha. Leur intérêt réside essentiellement dans l'étude du comportement de  $R_T$  à bas angles dans les bouchons. Ils donnent également des informations complémentaires des échantillons précédents à propos de la dépendance en impulsion et en charge électrique des estimateurs.

Toujours au niveau des généralités, deux remarques sont nécessaires au sujet de l'étude de  $R_I$ . D'abord, deux coupures sont responsables de l'inefficacité de l'identification par  $dE/dx$  : la coupure sur l'ionisation mesurée mais aussi et surtout le fait de réclamer que 50 fils isolés (i.e associés à la trace) au minimum soient touchés. L'efficacité de la coupure sur  $R_I$  pure est mesurée grâce aux électrons issus des conversions de photons. Comme ils sont produits sans ouverture angulaire, il est rare que la requête de 50 fils isolés soit satisfaite; Il est donc difficile de mesurer sur ce lot l'efficacité globale du  $dE/dx$ . Aussi, le lot toutes traces des événements hadroniques est mis à profit pour étudier spécifiquement la coupure à 50 fils.

## 2.1 Efficacité d'identification des électrons par ECAL

### 2.1.1 Toutes traces chargées

La figure 2.1 montre :

- (a) la distribution de  $R_T$  après coupure sur  $R_L$  et  $R_I$ ,
- (b) la distribution de  $R_L$  après coupure sur  $R_T$  et  $R_I$ ,
- (c) la distribution de  $R_I$  après coupure sur  $R_T$  et  $R_L$ .

Comme nous l'avons précisé plus haut, un important bruit de fond aux électrons contamine les distributions de  $R_L$  et  $R_I$ . Néanmoins, l'échantillon toutes traces permet de s'assurer que ces estimateurs ne présentent pas de comportement pathologique.

Le contrôle de  $R_T$  au moyen de cet échantillon est plus favorable. Sa distribution peut en effet être ajustée par la somme d'une gaussienne pour les électrons, et d'une exponentielle décroissante pour le bruit de fond hadronique (cf figure 2.2).

Qualitativement, les conclusions sur le comportement de  $R_T$  sont les suivantes :

- La simulation sousestime un peu  $\sigma_{R_T}$  et surestime  $\langle R_T \rangle$  avec  $p$  et  $p_\perp$ . Néanmoins, il n'y a pas de dépendance de  $R_T$  en fonction de  $p$  ou de  $p_\perp$ . C'est vrai pour toutes les données.
- La figure B.2 (donnée en annexe) montre en revanche une dépendance en fonction de l'angle polaire du lepton  $\cos\theta$ . Différentes régions du détecteur sont étudiées suivant la charge du candidat électron. Le comportement de  $R_T$  pour les électrons et positrons est très similaire.

### 2.1.2 Conversions de photons

L'efficacité d'identification des électrons est mesurée directement sur les données grâce aux paires d'électrons produites dans la matérialisation de photons au sein de la matière d'ALEPH: tube à vide, VDET, ITC et mur interne de la TPC. Ils sont identifiés au moyen d'un algorithme de reconstruction des paires, dont une description sommaire est donnée dans

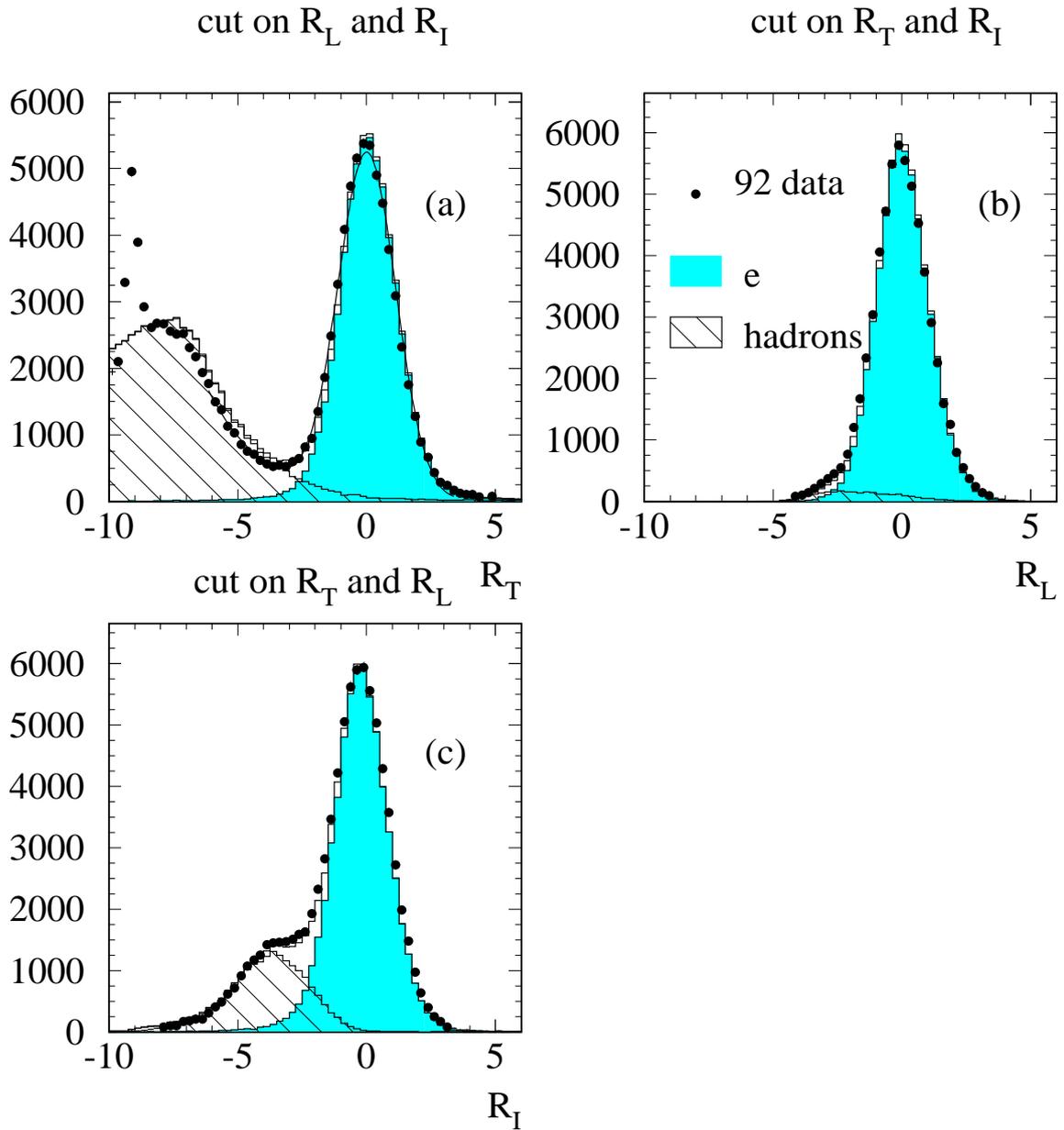


Figure 2.1: (a) distribution de  $R_T$  après coupure sur  $R_L$  et  $R_I$ , (b) distribution de  $R_L$  après coupure sur  $R_T$  et  $R_I$ , (c) distribution de  $R_I$  après coupure sur  $R_T$  et  $R_L$ . La partie hachurée correspond à la contamination hadronique, la partie grisée aux électrons. La réflexion observée aux bas  $R_T$  est artificielle et comprise.

All tracks  $P > 3$  Gev , cut on  $R_L$  and  $R_I$

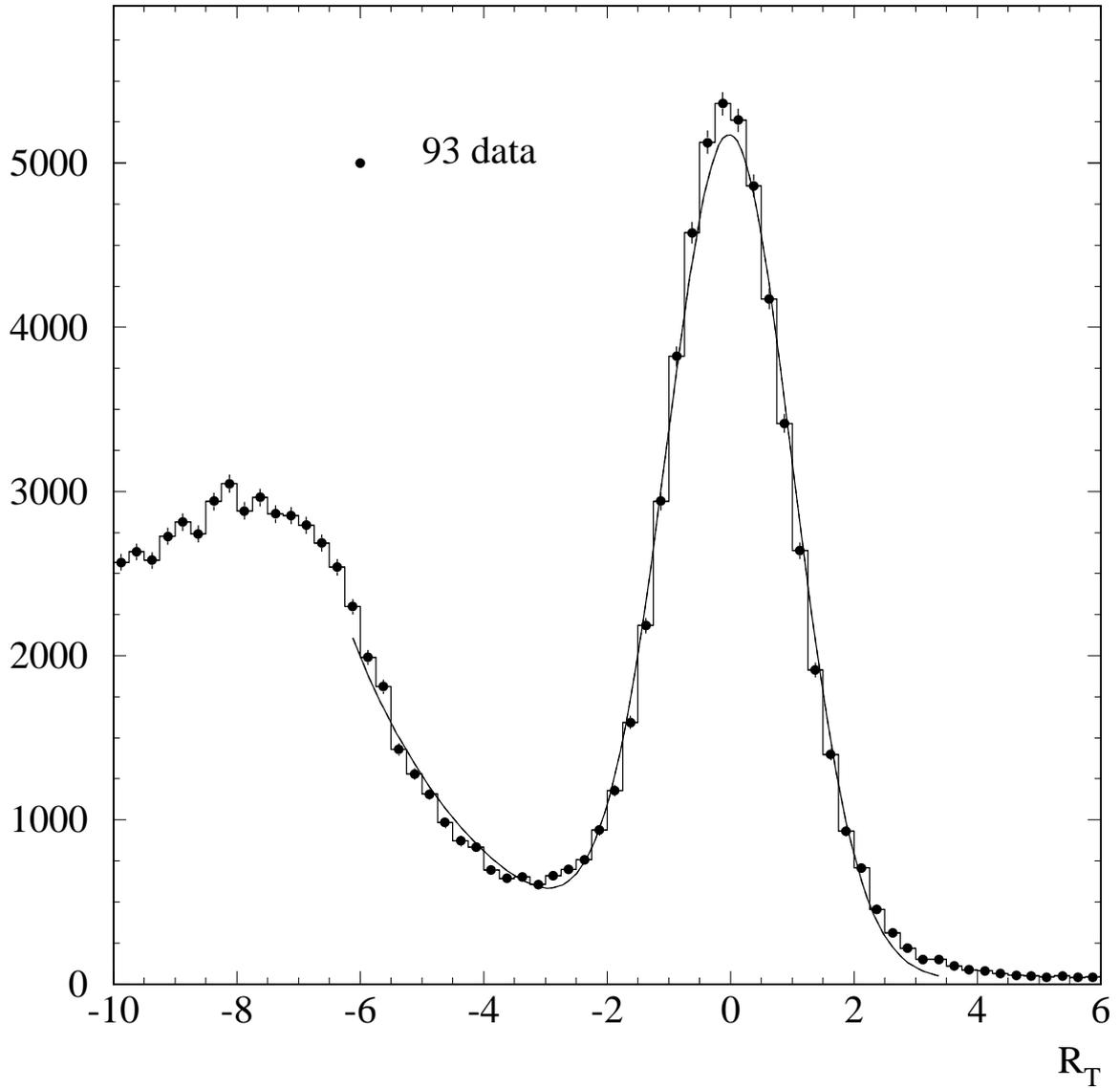


Figure 2.2: Fit de la distribution de  $R_T$  après coupure sur  $R_L$  et  $R_I$  par la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle décroissante. Les données sont de 1993.

l'annexe A.1.

Un échantillon contenant 98% d'électrons peut être sélectionné à partir des matérialisations de photons dont les deux électrons sont résolus. La mesure de l'efficacité de la procédure d'identification des électrons est réalisée après que l'on a procédé aux deux requêtes suivantes :

- les coupures ECAL et  $dE/dx$  sont appliquées au conjoint de la trace qui nous intéresse. La paire issue de la matérialisation doit de plus trouver son origine dans le VDET, les murs de l'ITC, ou le mur interne de la TPC. Une impulsion minimale de 2 GeV/c est requise pour au moins une des traces de la paire.
- La trace que l'on considère est sélectionnée par une coupure très sévère sur l'estimateur  $dE/dx$   $R_T$ .

Le contrôle de l'estimateur  $R_T$  (respectivement  $R_L$ ) est opéré au moyen d'un ajustement de la distribution de  $R_T$  ( $R_L$ ) par une gaussienne de valeur moyenne  $\langle R_T \rangle$  ( $\langle R_L \rangle$ ) et d'écart type  $\sigma_{R_T}$  ( $\sigma_{R_L}$ ). L'ajustement est réalisé en fonction de l'impulsion, de l'impulsion transverse, de la charge électrique et de l'angle polaire du lepton. La figure B.1 montre les résultats obtenus en fonction de l'impulsion transverse du lepton pour les données de 1994, comparés à la simulation. Le comportement de  $R_T$  est qualitativement le même que pour l'échantillon toutes traces. Notons également que la simulation de  $R_L$  est tout à fait satisfaisante.

Quantitativement, l'efficacité d'identification des électrons par le ECAL est montrée sur la figure 2.3 en fonction de la région du détecteur (a), de  $p$  (b) et de  $p_\perp$  (c), toujours pour les données 1992.

Aucune dépendance en fonction de  $p$  ou  $p_\perp$  n'est observée. De faibles variations en fonction de la région du détecteur sont mises en évidence et corrigées en conséquence. Le calorimètre électromagnétique est stable suivant les années de prises de données, au moins dans la région du tonneau.

L'efficacité moyenne d'identification des électrons pour les données 1992, 1993, et 1994 et pour la coupure  $p \geq 2$  GeV/c sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_{data}^{92} \rangle &= 0.798 \pm 0.004 \\ \langle \epsilon_{data}^{93} \rangle &= 0.791 \pm 0.004 \\ \langle \epsilon_{data}^{94} \rangle &= 0.789 \pm 0.003 \end{aligned}$$

### 2.1.3 Electrons isolés issus de la désintégration du lepton $\tau$ : étude en fonction de l'impulsion

La désintégration  $\tau \rightarrow e$  conduit à un spectre d'impulsion des électrons beaucoup plus large que l'échantillon des conversions. Il est donc possible de vérifier le comportement des estimateurs de l'identification des électrons en fonction de l'impulsion. Cette étude a essentiellement confirmé les conclusions obtenues avec les conversions de photons. Des informations supplémentaires ont néanmoins été extraites mais seront omises ici puisque s'adressant à la structure fine de l'identification des électrons. La procédure de sélection de l'échantillon de  $\tau \rightarrow e$  est donnée en annexe.

Les figures B.3 (a), (b), (c) et (d) (annexe 2) montrent respectivement  $\langle R_T \rangle$ ,  $\sigma_{R_T}$ ,  $\langle R_L \rangle$  et  $\sigma_{R_L}$  en fonction de l'impulsion des électrons.

Les résultats en terme d'efficacité ne mettent pas en évidence de dépendance par rapport à l'impulsion de l'identification des électrons par le ECAL. Des conclusions identiques à celles

## ECAL efficiency

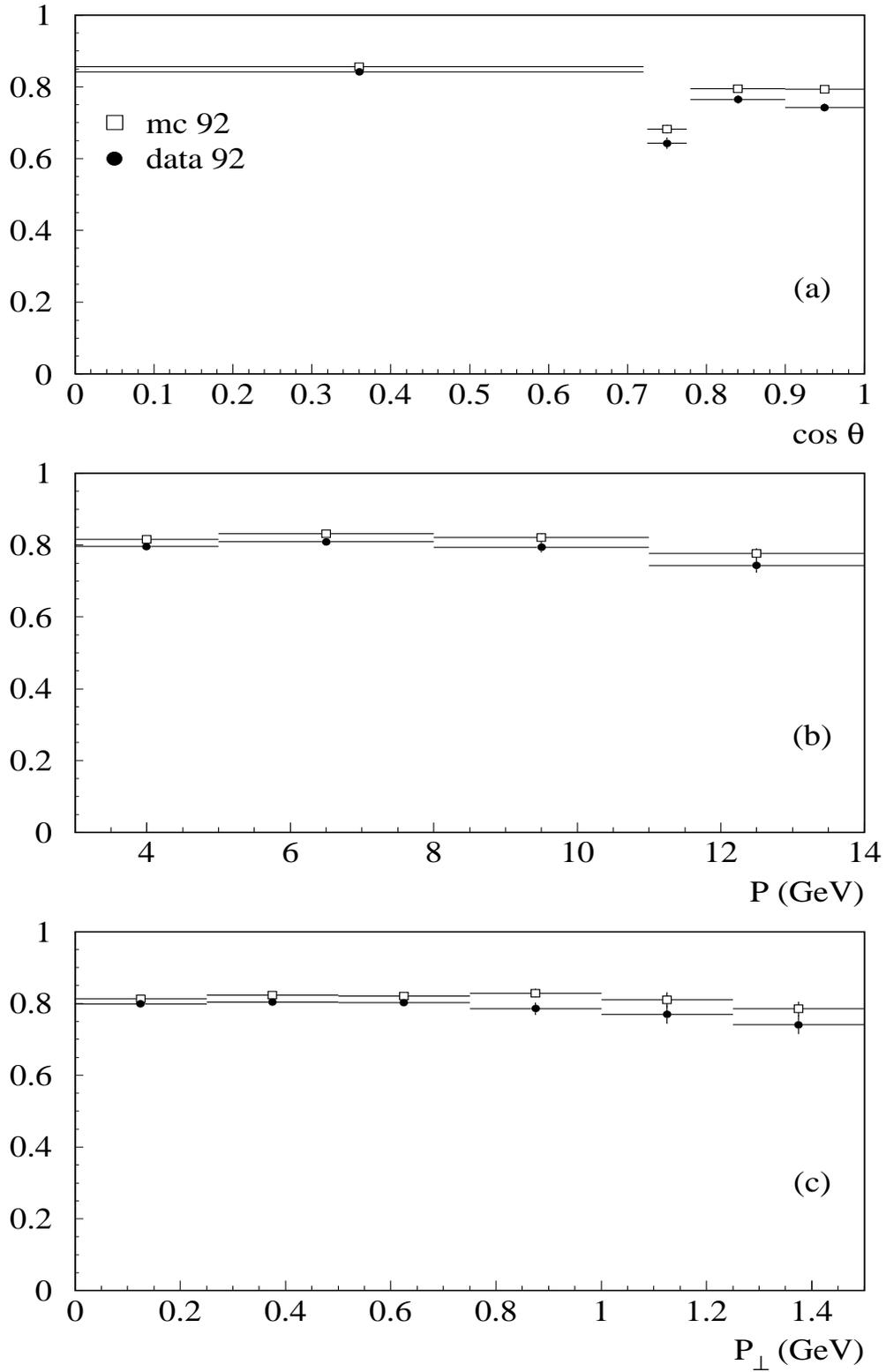


Figure 2.3: Efficacité de l'identification des électrons avec le ECAL pour les électrons qui proviennent des conversions de photons pour les données 1992 (a) en fonction de la région du détecteur : barrel, overlap, end-cap A et end-cap B, (b) en fonction de  $p$  et (c) en fonction de  $p_{\perp}$ .



obtenues avec les conversions sont donc apportées. Aucun effet significatif n'est observé en relation avec la charge électrique de l'électron ou la région du détecteur.

Le fait que les électrons issus de désintégration du lepton  $\tau$  soient isolés rend inutile le calcul des efficacités absolues d'identification. Seule la comparaison aux résultats de la simulation est pertinente. Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux déduits de l'échantillon des conversions de photons.

### 2.1.4 Electrons isolés issus de l'interaction faisceau-gaz et de diffusion bhabha : etude dans les bouchons

Cette étude est dédiée au diagnostic de problèmes dans les bouchons du calorimètre électromagnétique. La figure 2.4 montre la distribution d'impulsion des électrons produits dans les interactions faisceau-gaz. La région des très grandes impulsions est peu peuplée. Il a été choisi d'utiliser les électrons des diffusions bhabhas pour contrôler le comportement des estimateurs dans les bouchons pour les plus hautes impulsions.

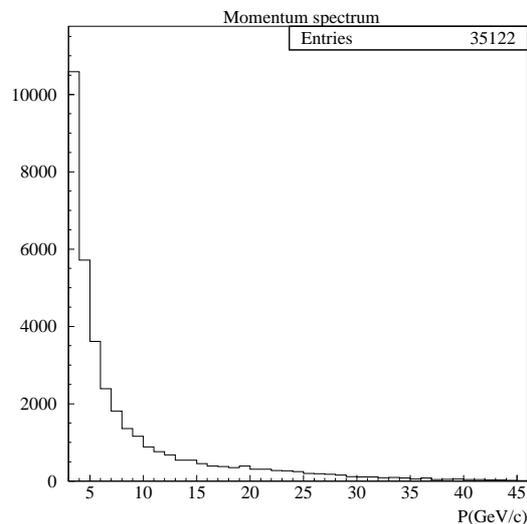


Figure 2.4: Distribution d'impulsion des électrons isolés provenant des événements faisceau-gaz.

Il n'est pas possible de faire l'étude des estimateurs au moyen de ce lot suivant la charge électrique des électrons. En effet, les positrons sont massivement détectés dans le bouchon B et les électrons dans le bouchon A (voir figure A.1). Aucune différence entre électrons et positrons n'a été observée dans les régions des bouchons  $0.78 < |\cos\theta| < 0.90$ . En revanche, une dépendance de  $R_T$  en fonction de l'impulsion des électrons seulement apparaît pour les régions du bouchon telles que  $|\cos\theta| > 0.90$ . Cela a été adéquatement corrigé. Le comportement de  $R_L$  est quant à lui bien compris (voir figure B.4 annexe B).

## 2.2 Efficacité d'identification des électrons par $dE/dx$

### 2.2.1 Efficacité aux nombres de fils touchés

Réclamer au moins 50 fils isolés implique une grande inefficacité dépendant fortement de l'impulsion transverse  $p_\perp$  de l'électron(voir figure 2.5 (a)). Cette inefficacité est due au

recouvrement des traces qui est d'autant plus grand que l'ouverture angulaire de la trace par rapport à l'axe de son jet est faible. Une forte dépendance avec  $\cos\theta$  est aussi observée comme l'indique la figure 2.5 (b), puisque les traces sont mieux séparées en  $z$  à petit angle, la distance de vol dans le volume de la TPC étant plus longue. Cet effet est mesuré en fonction de  $p$ ,  $p_\perp$  et  $\cos\theta$  dans les données en considérant les traces tout venant dans les désintégrations hadroniques du  $Z$ .

### 2.2.2 Efficacité à $R_I$

$R_I$  est distribué suivant une loi gaussienne, avec une très bonne approximation. Comme pour  $R_T$  et  $R_L$ , le contrôle de  $R_I$  s'effectue en vérifiant que valeur moyenne et écart type de la gaussienne ont le comportement attendu. Comme la coupure sur  $R_I$  est appliquée au côté gauche de la distribution, on s'attend, pour la coupure  $R_I > -2.5$ , à une inefficacité de 1% si la résolution est correctement calibrée. Cette calibration est vérifiée sur les événements hadroniques au moyen des matérialisations de photons qui fournissent comme nous l'avons vu un lot d'électrons d'une grande pureté, en fonction de  $p$ ,  $p_\perp$  et  $\cos\theta$ . La figure B.5 montre par exemple les résultats obtenus en fonction de  $\cos\theta$  pour les données 1993. Valeur moyenne et écart type sont décalés par rapport à la distribution idéale et sont corrigés en conséquence. Si le comportement de  $R_I$  est correctement compris en fonction de  $p$  et  $p_\perp$ , il n'en est pas de même de l'évolution en fonction de l'angle essentiellement à bas et grand angles. Qualitativement, le comportement de  $R_I$  dans les données est le même année par année. Il convient néanmoins de noter que le centrage de  $R_I$  est meilleur en 1993 et 1994 qu'en 1992. A l'aide des électrons issus de la désintégration des  $\tau$ , une étude similaire à celle réalisée pour  $R_T$  et  $R_L$  a été menée. L'intérêt typique de considérer un échantillon d'électrons isolés est qu'ils correspondent dans un environnement hadronique à des électrons de haut  $p_\perp$ ; notons simplement qu'ils sont en accord avec les données des conversions pour  $p_\perp > 1.5$  GeV/c. Comme la coupure appliquée sur  $R_I$  est large, les décalages observés sur  $\langle R_I \rangle$  et  $\sigma_{R_I}$  affectent très peu l'efficacité d'identification des électrons. L'efficacité de la coupure  $R_I > -2.5$  est représentée figure 2.6 en fonction de  $|\cos\theta|$ ,  $p$  et  $p_\perp$ , pour les données 1992 et 1993. Les résultats sont très voisins pour 1994. Essentiellement, les seules corrections à apporter concernent la dépendance avec  $\cos\theta$ .

## 2.3 Conclusions

Une étude exhaustive a été menée pour mesurer l'efficacité d'identification des électrons directement sur les données et contrôler le comportement des estimateurs dans l'espace des variables fondamentales des analyses de physique développées dans ce mémoire,  $p$ ,  $p_\perp$ ,  $\cos\theta$  et la charge électrique de l'électron. Le lot d'électrons issus des matérialisations de photons est un outil unique et puissant pour contrôler la procédure d'identification des électrons dans un environnement hadronique. Ainsi, le comportement des estimateurs de l'identification est compris de telle sorte qu'une précision relative voisine de 2% est obtenue sur l'efficacité d'identification des électrons.

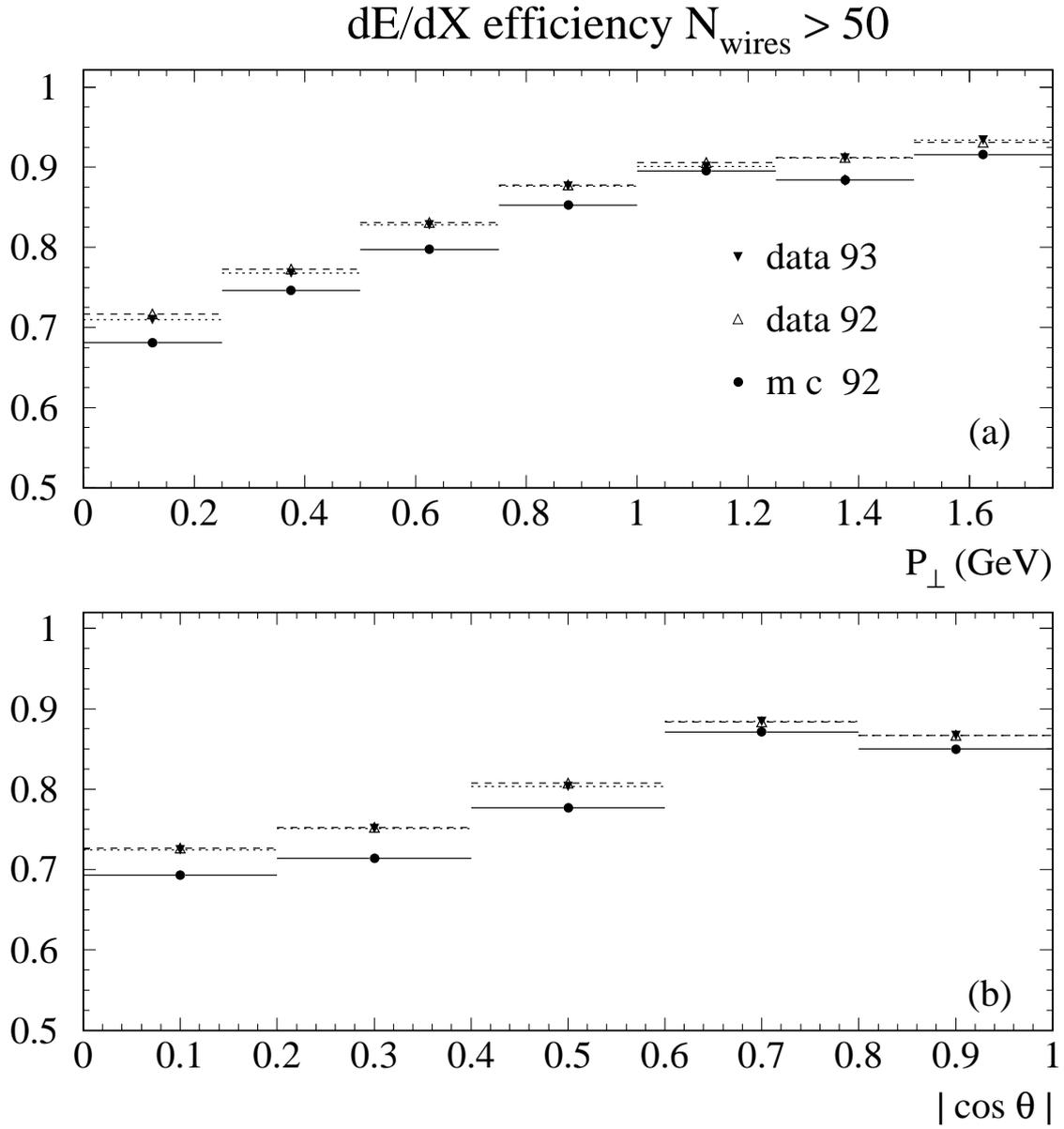


Figure 2.5: Efficacité de la coupure au 50 fils pour des candidats électrons sélectionnés par l'information ECAL pour les données 1992 et 1993; (a) en fonction de  $p_{\perp}$  et (b) en fonction de  $|\cos \theta|$ .

## $R_I$ efficiency

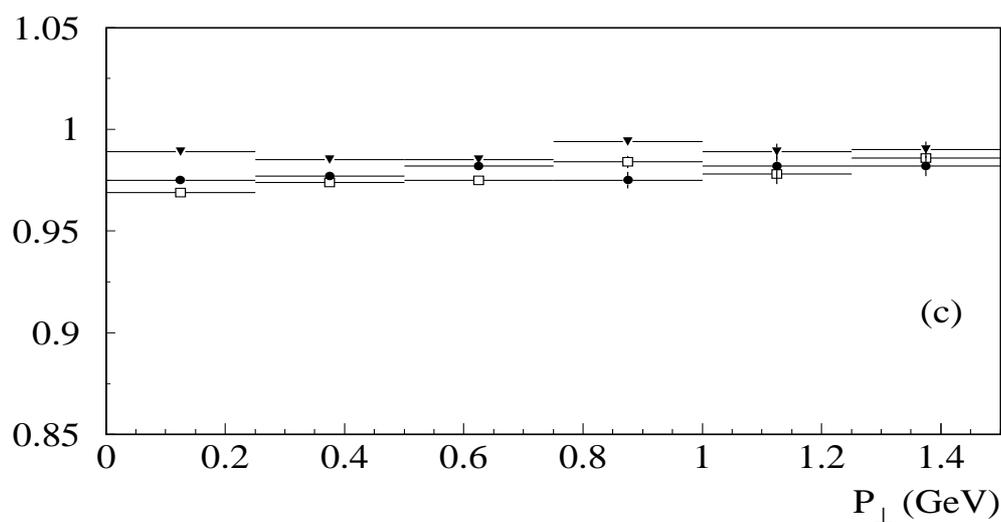
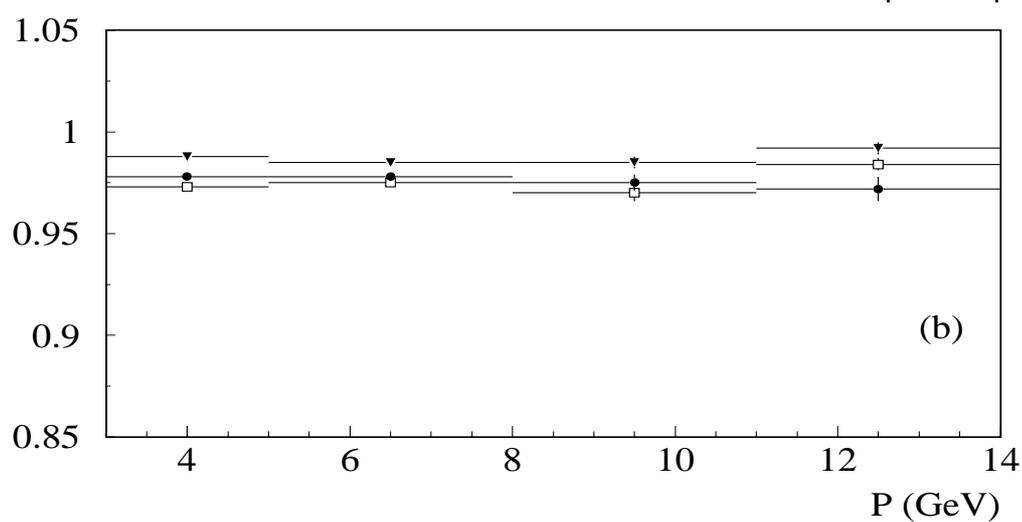
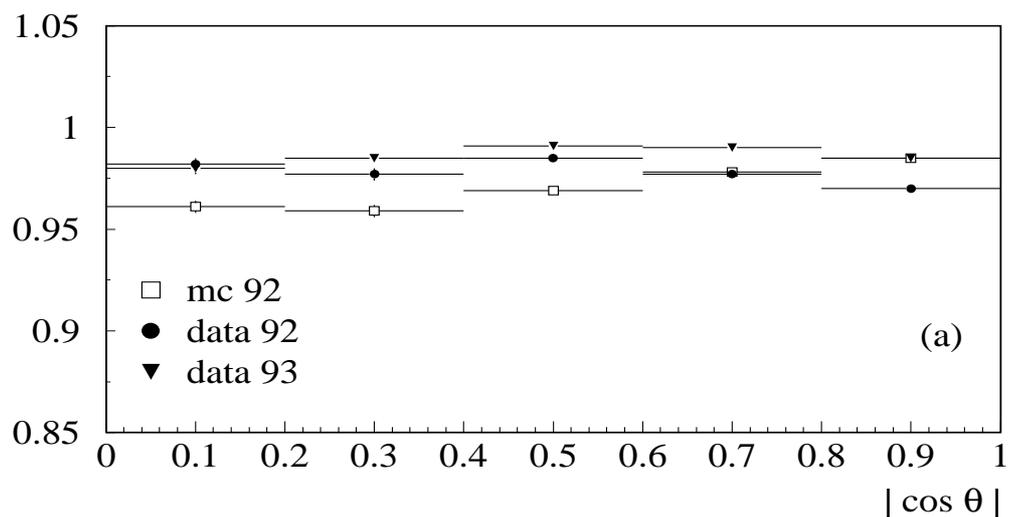


Figure 2.6: Efficacité de l'identification des électrons pour  $R_I$  mesurée à partir des électrons de conversions, (a) en fonction de  $|\cos \theta|$ , (b) en fonction de  $p$  et (c) en fonction de  $p_{\perp}$ .

## Chapitre 3

# Contamination du lot d'électrons

La question de la contamination du lot d'électrons qui sert de base aux analyses de physiques développées dans cette thèse est un point capital. En effet, ce bruit de fond est en compétition avec les processus physiques qui nous intéressent et sa méconnaissance constituerait la plus grande part de l'erreur systématique attachée aux mesures s'il n'était pas maîtrisé. Dans le cas des électrons, il est possible de déterminer directement sur les données à la fois le nombre absolu de particules qui contaminent le lot et leurs formes d'impulsion et d'impulsion transverse, qui constituent les deux sources les plus importantes d'erreurs. La contamination du lot d'électrons "prompts" a deux origines :

- les hadrons que l'on identifie par erreur comme électrons,
- les électrons non prompts qui proviennent des matérialisations de photons dans la matière d'ALEPH et les désintégrations faibles des hadrons légers.

Chacune de ces deux sources de bruit de fond sera explorée dans la suite.

### 3.1 Hadrons identifiés électrons par erreur : les "simulateurs"

Simulateur est la traduction littérale de "fake". Probablement, l'utilisation du mot "fake" dans la vie de tous les jours de l'apprenti physicien a galvaudé son sens courant en anglais et l'a rendu parfaitement neutre. Qualifier un hadron de simulateur n'est donc pas ici un jugement de valeur et ne marque aucun souci de déclassement de ces objets.

Toute précaution sémantique adoptée, la vraie question est de savoir comment mesurer la contamination hadronique du lot d'électron. Ceci est réalisé en mettant à profit le fait que les informations ECAL et  $dE/dx$  sont incorrélatées. Les simulateurs passant les coupures ECAL peuvent donc être étudiés à partir de l'information  $dE/dx$ . La forme de la distribution de  $R_I$  pour l'ensemble des candidats électrons sélectionnés par le ECAL est montrée sur la figure 3.1. Elle est la somme de deux composantes qui sont mesurées directement sur les données en fonction de  $p$  et  $p_{\perp}$ :

- une gaussienne qui donne par construction la forme des électrons,
- une fonction de distribution de  $R_I$  pour les hadrons, qui est déterminée à partir de traces sélectionnées hadrons par le ECAL.

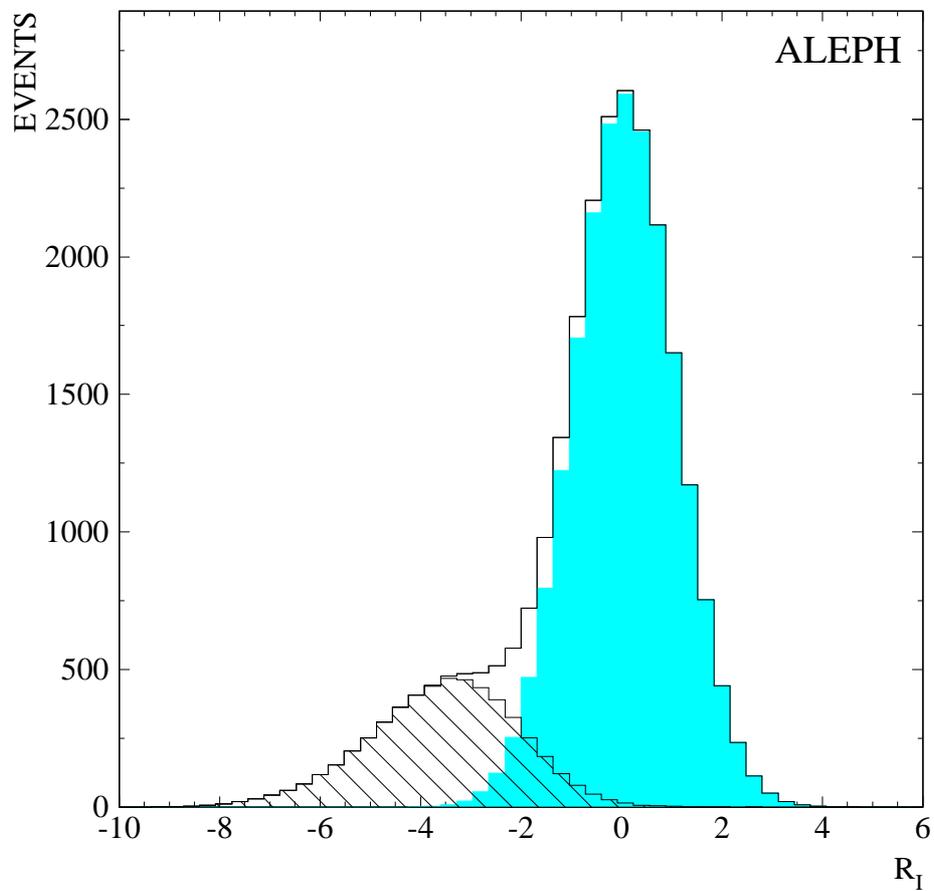


Figure 3.1: Distribution de  $R_I$  des candidats électrons (simulée). La partie hachurée représente la contamination hadronique, et la partie ombrée les électrons.

Techniquement, la contamination hadronique est estimée par ajustement de la distribution de  $R_I$  des candidats électrons pour différentes régions de  $(p, p_\perp)$  à la fonction suivante :

$$N^e f^e(R_I) + N^h f^h(R_I)$$

Où :

- $N^e$  et  $N^h$  sont les nombres d'électrons et de hadrons présents dans l'échantillon.
- $f^e$  est une gaussienne dont la valeur moyenne et l'écart type sont laissés libres et qui représente la forme des électrons.
- $f^h$  est la forme de la distribution de  $R_I$  pour les hadrons  $f_h$  est la distribution des traces sélectionnées hadron par le ECAL suivant les coupures  $R_T < -3$  et  $R_L < -3$ .

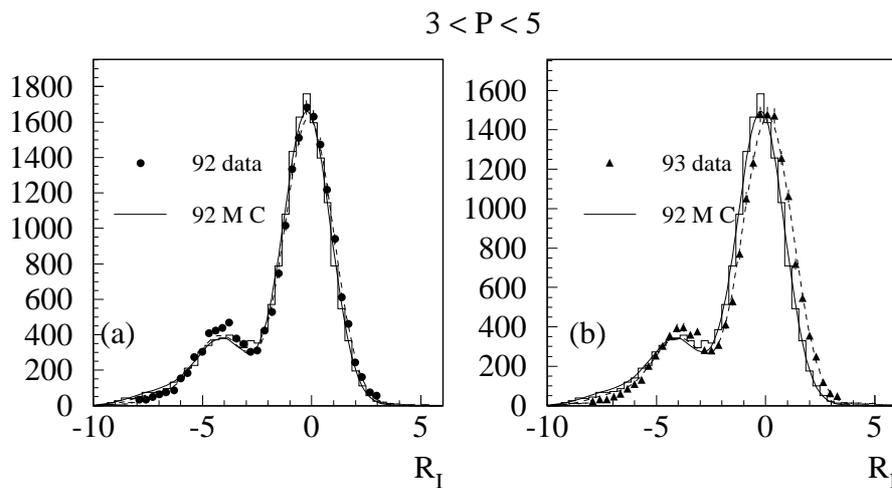


Figure 3.2:  $R_I$  Distribution de  $R_I$  des candidats électrons d'impulsion comprise entre 3 et 5 GeV/c dans les données et la simulation. (a) données de 1992 (b) données de 1993.

La contribution des électrons est alors soustraite et la contamination des simulateurs est la part de la différence qui passe la coupure d'identification  $dE/dx R_I > -2.5$ . En d'autres termes, la probabilité qu'un hadron soit un simulateur est mesurée en fonction de  $p$  et  $p_\perp$ . La distribution de  $R_I$  pour les candidats électrons du ECAL est portée sur la figure 3.2. Surimposé, le résultat de l'ajustement pour les données (a) 1992 et (b) 1993 est également montré ainsi que ce que prédit le Monte-Carlo brut.  $R_I$  est mieux centré en 1993 qu'en 1992 : il y a plus de contamination en 1993 qu'en 1992. Qualitativement toujours, les données 1994 se comportent comme les données 1993.

La probabilité qu'un hadron soit un simulateur du point de vue du ECAL est montrée sur la figure 3.3 en fonction de l'impulsion pour les données 1992 et 1993. On voit que cette probabilité descend au niveau du pour mille au-delà de 15 GeV/c. La figure 3.4 décrit la même évolution mais en requérant de surcroît la coupure standard  $R_I > -2.5$  et montre que le taux de réjection du pour mille est atteint sur l'ensemble du domaine d'impulsion. L'évolution de ces probabilités en fonction de l'impulsion transverse est donnée en annexe (B.6).

Une dépendance avec l'impulsion des candidats électrons est observée et corrigée. Elle est présente à la fois dans l'identification avec le ECAL seul ou dans l'identification ECAL

et  $dE/dx$  conjoints. Une faible dépendance avec l'impulsion transverse existe pour le ECAL seul, qui augmente quand on applique la coupure  $dE/dx$ . Tous ces effets sont pris en compte dans notre simulation.

### 3.1.1 Electrons de sources non-prompts

Les matérialisations de photons au sein de la matière du détecteur ont été extrêmement utiles pour la calibration des estimateurs de l'identification des électrons. Malheureusement, elles constituent aussi le bruit de fond principal aux électrons provenant des désintégrations semileptoniques des hadrons lourds avec les désintégrations Dalitz des  $\pi^0$ .

Une partie importante des conversions de photons peut être rejetée lorsque les deux partenaires de la paire sont identifiés, suivant des critères de vertex et de masse invariante. Il arrive cependant qu'un seul électron soit détecté; typiquement, l'autre trace peut être perdue dans un trou de l'appareillage ou bien la paire peut présenter une balance énergétique déséquilibrée. Le moyen le plus approprié pour s'assurer que la production d'électrons par matérialisation de photons est correctement comprise est de vérifier que la quantité de matière vue par les photons est bien simulée et, le cas échéant, effectuer les corrections qui s'imposent. Pour cela, il faut utiliser des paires parfaitement identifiées et calculer pour chacune le rayon de conversion. La figure 3.5 montre les distributions de rayon de conversion pour les données de 1992. La contribution des désintégrations Dalitz de  $\pi^0$ , pour des rayons de matérialisation  $RMA < 4\text{ cm}$ , est très bien comprise. Au-delà, pour  $6 < RMA < 15\text{ cm}$ , se situent le VDET, les murs de l'ITC et le mur interne de la TPC. Nous trouvons que le nombre de conversions est statistiquement compatible pour toutes les années de prise de données. La simulation ne prédit pas correctement le nombre de paires observées après la coupure sur le  $dE/dx$ . En fait, la divergence entre simulation et données ne vient pas de la méconnaissance sur la quantité de matière dans le détecteur mais des différences initiales sur l'information  $dE/dx$ . Celle-ci est par ailleurs parfaitement connue et ne constitue donc pas un problème.

Outre le nombre absolu de conversions, les analyses de physique présentées ici sont sensibles aux formes en impulsion et impulsion transverse des électrons non prompts. Une étude soignée des formes a montré que ces distributions étaient globalement bien comprises comme le montre la figure 3.6 pour les données 1992 et ne nécessitaient pas de correction.

## 3.2 Conclusions

La contamination du lot d'électrons prompts issus des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux (qui constitue la base des mesures exposées dans cette thèse) a été mesurée sur les données, à la fois pour les hadrons simulateurs et les matérialisations de photons. Pour la première source de bruit de fond, les simulateurs, le fait que les informations ECAL et  $dE/dx$  soient incorrélatées a été mis à profit pour extraire la contamination des données elles-mêmes. Les matérialisations de photons complètement reconstruites ont ensuite servi à contrôler la fraction d'électrons qui contaminent le signal, fraction qui provient des conversions de photons dont un seul électron est détecté. Normalisation absolue et formes de  $p$  et  $p_{\perp}$  de la contamination sont simultanément mesurées des données.



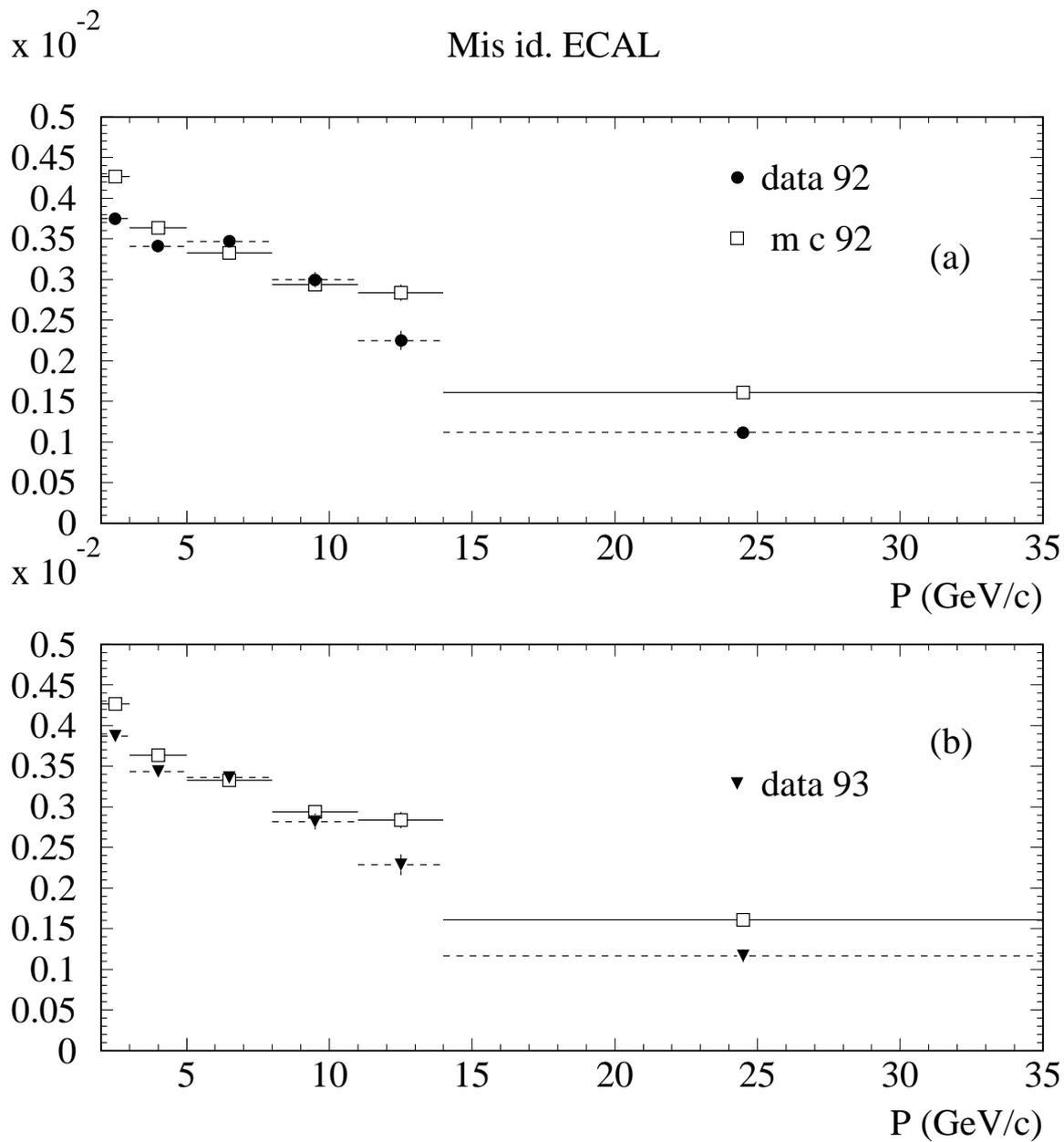


Figure 3.3: Probabilité d'identifier un hadron comme électron, en fonction de l'impulsion, pour le ECAL seul, (a) dans les données de 1992 et (b) de 1993.

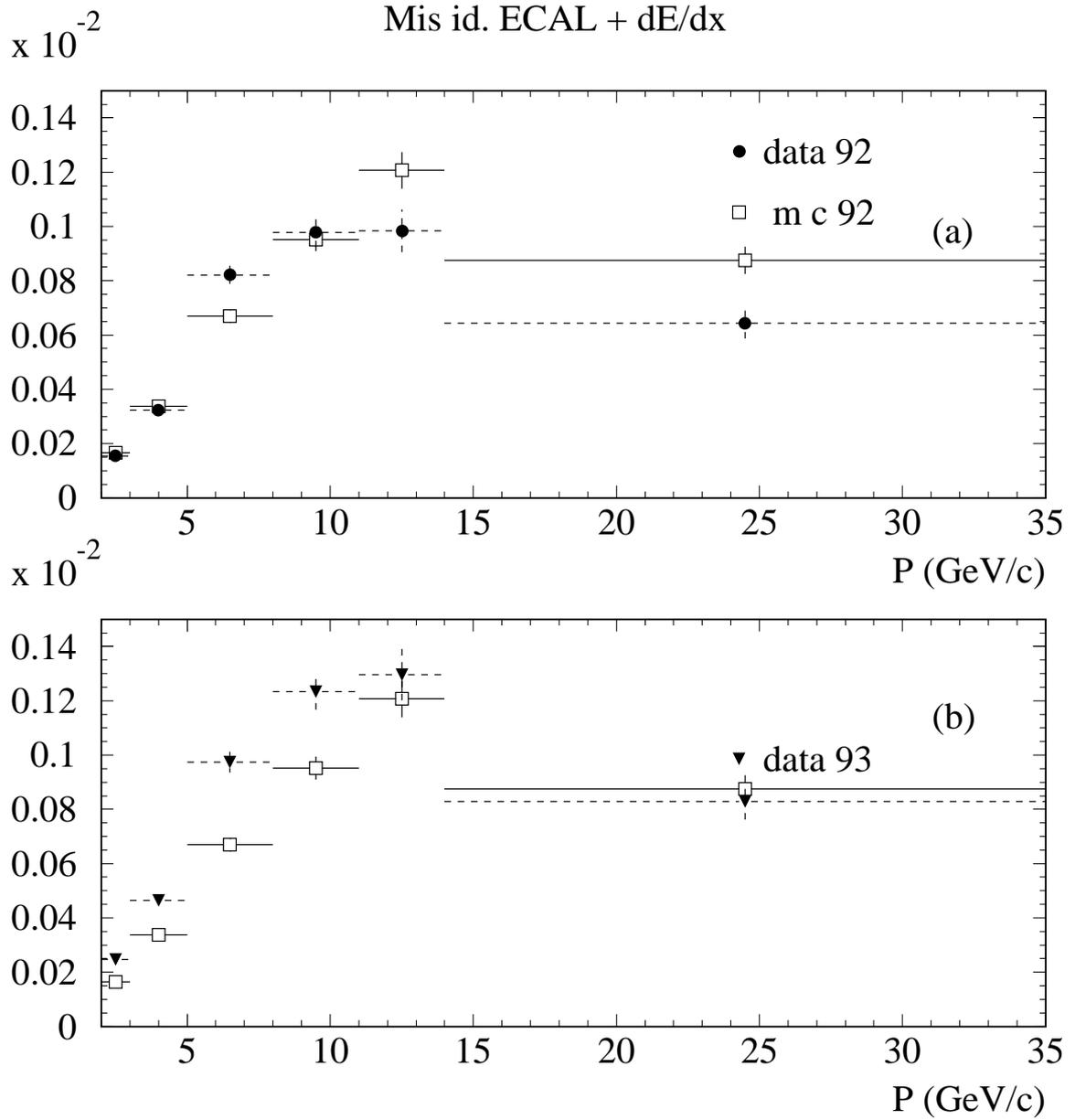


Figure 3.4: Probabilité d'identifier un hadron comme électron, en fonction de l'impulsion, après la coupure ( $R_I > -2.5$ ), (a) dans les données de 1992 (b) et de 1993.

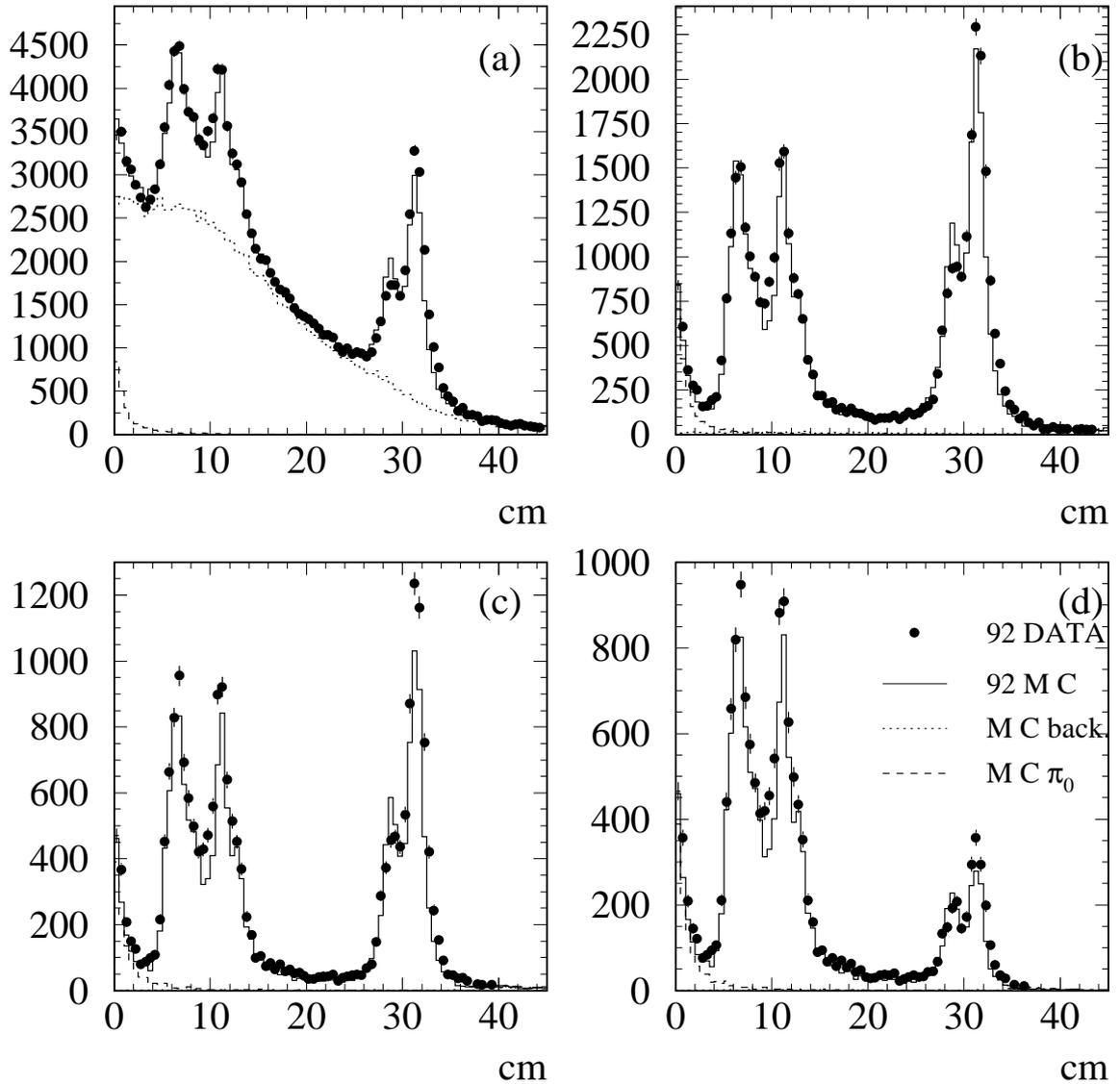


Figure 3.5: (a) Nombre de conversions détectées en 1992 en fonction du rayon de matérialisation dans le plan  $x, y$ . (b) Nombre de conversions qui contiennent au moins un électron identifié par le ECAL. (c) Nombre de conversions qui contiennent au moins un électron identifié par ECAL et  $dE/dx$ . (d) Même chose après coupure sur le paramètre d'impact des traces  $|d_0| \leq 0.5 \text{ cm}$ .

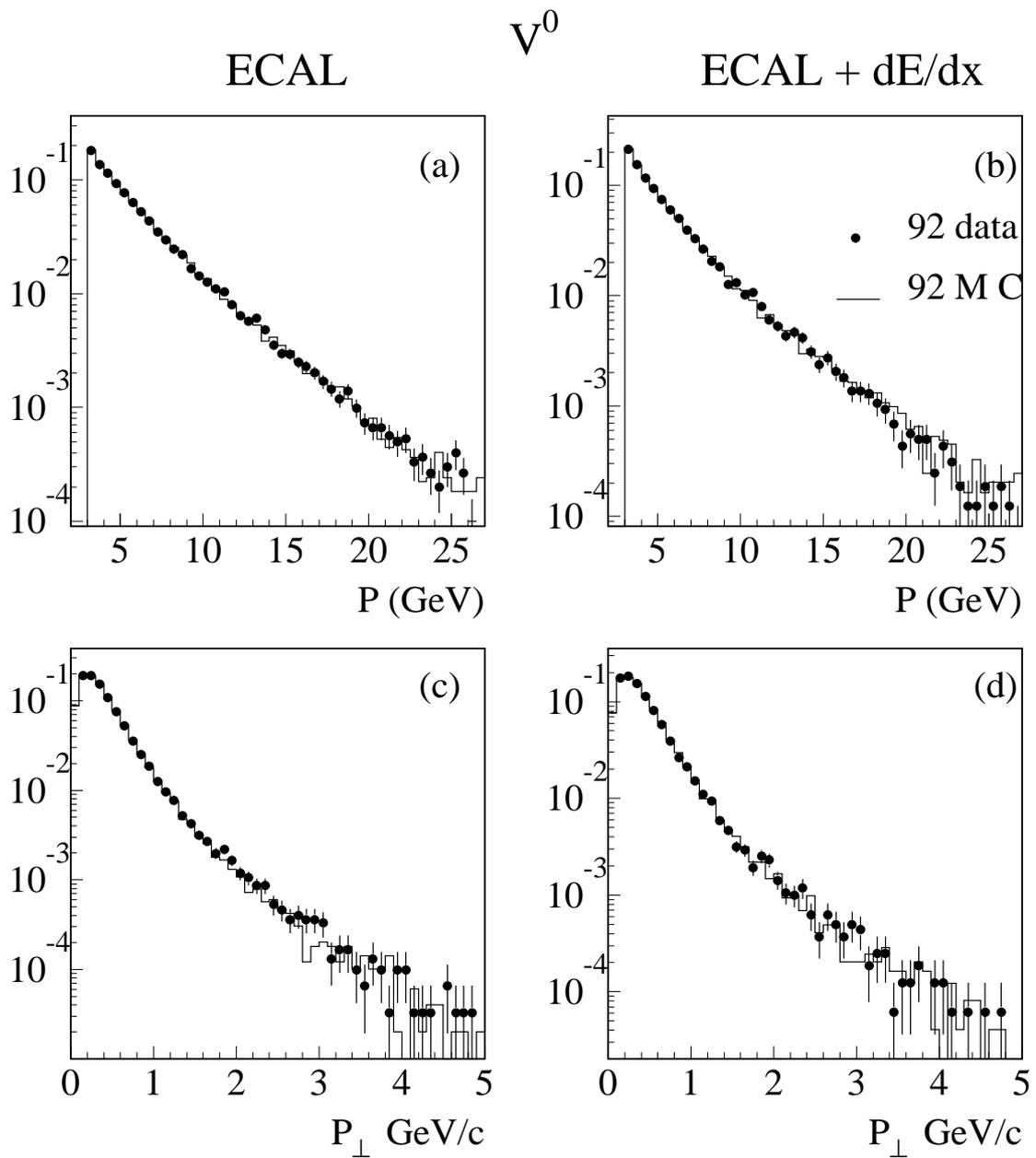


Figure 3.6: Nombre de conversions détectés en 1992 en fonction de l'impulsion identifié (a) par ECAL, (b) ECAL et  $dE/dx$ , (c) en fonction de  $p_{\perp}$  identifié par ECAL, (d) ECAL et  $dE/dx$ .

## Chapitre 4

# Identification des muons

Les muons sont identifiés dans ALEPH en utilisant les informations combinées du calorimètre hadronique HCAL et des chambres à muons. Comme décrit dans la section dédiée à l'appareillage, l'information fondamentale délivrée par le HCAL est celle des cellules actives des tubes à streamer couplés à des bandes d'aluminium qui convertissent les coups enregistrés par les cellules en informations digitalisées.

Techniquement, l'identification des muons dans le HCAL procède de deux étapes :

- chaque trace reconstruite dans la TPC avec une impulsion minimale de 1.5 GeV/c est extrapolée à travers le calorimètre hadronique, comme si c'était un muon. L'extrapolation prend en compte la carte détaillée du champ magnétique et la perte d'énergie par ionisation attendue pour un muon.
- Une route est alors définie autour de la trace extrapolée. Sa largeur correspond à trois déviations standards par rapport à la diffusion coulombienne multiple estimée dans l'extrapolation. On s'attend alors à ce que les plans du HCAL qui interceptent cette route soient touchés : le nombre de plans touchés attendu est noté  $N_{exp}$ . En fait on sait quels tubes doivent être touchés dans le HCAL : un plan touché est ici un plan réduit aux tubes que l'on attend dans la route.

Un plan est dit touché si des signaux digitaux qui lui correspondent se trouvent sur la route : le nombre de plans touchés est noté  $N_{fir}$ .

Deux précautions initiales doivent être prises pour l'identification des muons: il faut tout d'abord que le muon ait une impulsion minimale de 3 GeV/c afin de s'assurer que quelle que soit la région du détecteur qu'il traverse, il puisse sortir du calorimètre. L'autre point est de rejeter les traces qui développent une gerbe dans le calorimètre; ceci est réalisé en limitant le nombre de tubes touchés adjacents au tube attendu que l'on considère à 3.

### 4.1 Sélection des muons par le HCAL

A l'intérieur de la route autour de la trace extrapolée, des variables caractéristiques de l'interaction des muons dans la matière sont construites :

- $N_{exp}$  : nombre de plans dont le déclenchement est attendu,
- $N_{fir}$  : nombre de plans qui ont effectivement déclenché,

- $N_{10}$  : nombre de plans touchés parmi les dix derniers qui interceptent la route autour de la trace,
- $X_{mult}$  : estimateur de la taille transversale du signal digital.

La figure 4.1, extraite de la référence [82], montre les distributions de ces variables pour des muons issus de la désintégration  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et pour des pions issus des désintégrations hadroniques du lepton  $\tau$ ,  $\tau \rightarrow \pi$ .

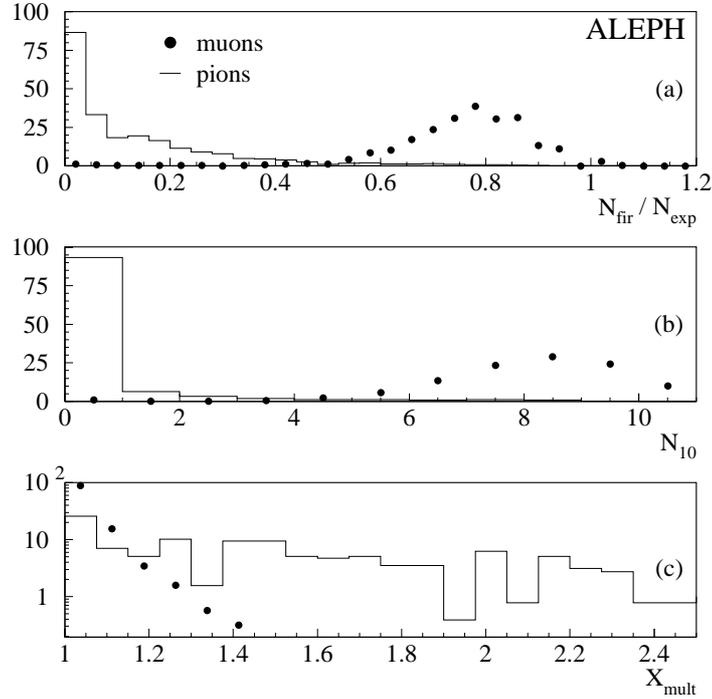


Figure 4.1: Distribution de  $N_{fir}/N_{exp}$  (a),  $N_{10}$  (b), et  $X_{mult}$  (c), pour des muons et des pions tels que  $N_{exp} > 10$ . Les figures ont été normalisées aux mêmes aires; l'échelle verticale est arbitraire.

Les coupures adoptées pour définir une trace pénétrante dans le calorimètre hadronique sont les suivantes :

- $N_{fir}/N_{exp} \geq 0.4$
- $N_{exp} \geq 10$
- $N_{10} > 4$
- $X_{mult} \leq 1.5$

Les trois premières coupures sélectionnent des traces pénétrantes et sont parfaitement adaptées à la sélection de muons isolés. La variable  $X_{mult}$  s'adresse spécifiquement au rejet des hadrons. En effet, elle est calculée par comptage du nombre de coups digitaux dans les onze derniers plans du calorimètre situés à l'intérieur de la route autour de la trace extrapolée. Ce résultat est normalisé au nombre de plans qui ont déclenché de telle sorte que  $X_{mult}$  représente la multiplicité moyenne de coups par plan touché.  $X_{mult}$  est donc une mesure de la taille latérale du signal dans le HCAL, dédiée à la réjection des hadrons qui développent une gerbe au sein du calorimètre.

## 4.2 Sélection par les chambres à muons

95% des muons identifiés par le HCAL donnent un signal dans les chambres à muons, alors que 20% des hadrons identifiés par erreur muons par le HCAL frappent les chambres à muons. Deux raisons principales concourent à ceci : tout d'abord la nature bi-dimensionnelle des chambres à muons alors que le HCAL est uni-dimensionnel et d'autre part le fait que l'on ne considère que les traces d'impulsion supérieure à 3 GeV/c.

L'utilisation des informations des chambres à muons est donc un excellent moyen de rejeter puissamment les hadrons pour une perte statistique du signal muon tout à fait acceptable. En conséquence, l'identification des muons s'opère en demandant un impact dans les chambres à muons en addition des critères HCAL.

Dans un environnement hadronique, la grande multiplicité de traces à l'intérieur d'un jet rend possible le recouplement des routes associées à des traces distinctes. Dans ces conditions, un même impact peut être associé à plusieurs traces. Lorsque deux traces ou plus partagent les mêmes impacts et qu'elles sont toutes deux identifiées muons, il faut lever la dégénérescence; dans le plus grand nombre des cas, la structure bi-dimensionnelle des chambres à  $\mu$  permet de résoudre l'ambiguïté. Sinon, la trace dont la distance à l'impact est minimale est choisie. En résumé, les traces pénétrantes définies par les critères HCAL qui sont associées à au moins un impact dans les chambres à muons, sont définies muons.





## Chapitre 5

# Performances de l'identification des muons

### 5.1 Efficacité d'identification des muons

Comme pour les électrons, il est capital de mesurer l'efficacité de la procédure d'identification directement à partir des données. La situation expérimentale pour les muons est moins confortable que pour les électrons, puisqu'il n'existe pas de lot purs de muons en milieu hadronique comme c'était le cas avec les matérialisations de photons.

Trois questions nous sont adressées :

- mesurer l'efficacité d'identification des muons,
- quel est le comportement de l'efficacité en fonction de l'angle polaire ?
- y-a-t-il une dépendance de l'identification des muons avec l'impulsion?

Les réponses à ces questions sont apportées par l'étude de deux canaux :

- $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  qui constitue un lot pur de muons avec une grande statistique,
- $\tau \rightarrow \mu$  ; cet échantillon est sélectionné avec une bonne pureté en muons (80 %).

#### 5.1.1 $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ :

Les événements dimuons permettent de mesurer avec une grande précision statistique l'efficacité de la procédure d'identification. Les détails de la sélection des dimuons sont donnés en annexe A.4.

75 % des  $\mu$  sont acceptés par cette sélection, avec une pureté voisine de 100% (table A.2).

La figure 5.1 montre l'efficacité de l'identification des muons en fonction de la région du détecteur pour les données 1993. Les inefficacités observées symétriquement en  $\cos\theta$  correspondent aux pieds d'ALEPH qui ne sont pas instrumentés en chambres en muons. Le comportement du détecteur est très stable suivant les années de prise de données. Les données de 1993 souffrent néanmoins d'une inefficacité un peu plus grande ( $\approx 1\%$ ) en raison du dysfonctionnement de deux chambres à muons pendant 25% de la campagne de données. Cette inefficacité est particulièrement visible sur la figure 5.2 qui représente l'efficacité en

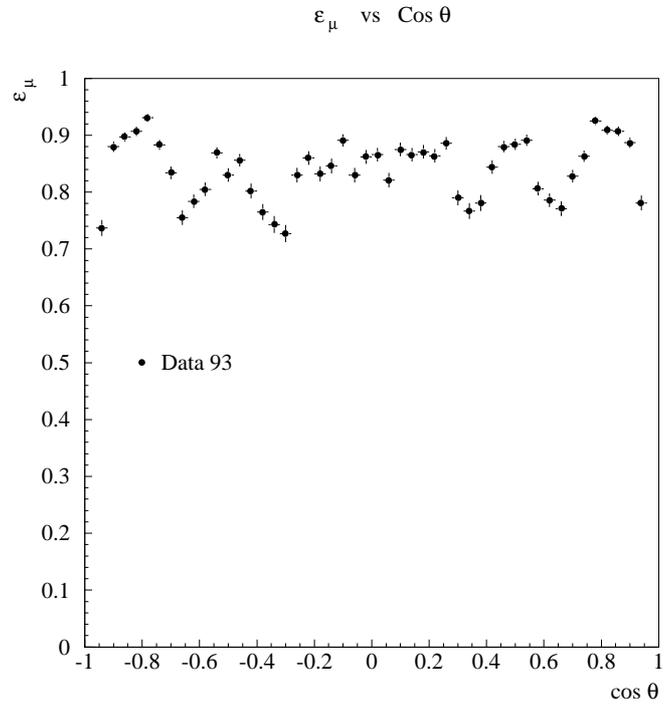


Figure 5.1: Efficacité aux muons pour les données 1993.

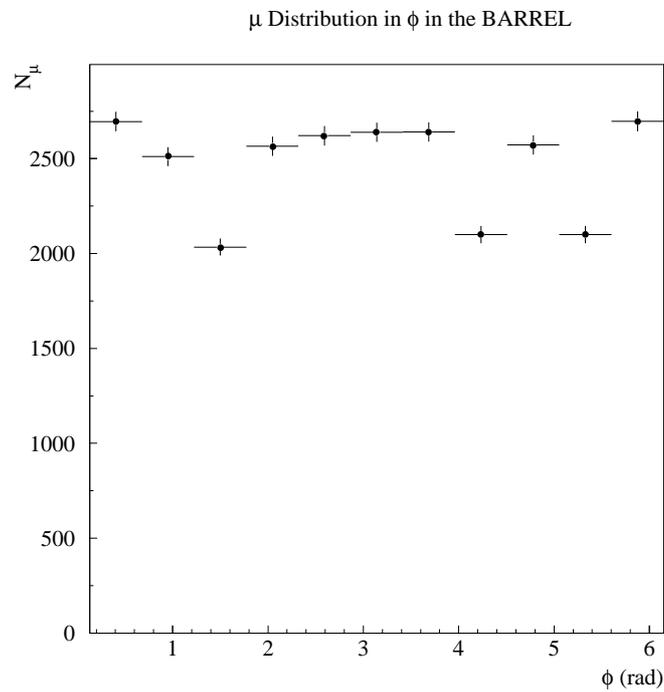


Figure 5.2: Distribution du nombre de muons en fonction de  $\phi$  dans le barrel, pour les données de 1993.

fonction de l'angle azimuthal  $\phi$ . Cet effet s'intègre sur l'ensemble du barrel dans le plan  $\cos\theta$ .

L'efficacité moyenne de la procédure d'identification des muons est la suivante :

$$\begin{aligned}\epsilon_{1992}^{\mu} &= (85.94 \pm 0.15) \% \\ \epsilon_{1993}^{\mu} &= (84.70 \pm 0.17) \% \\ \epsilon_{1994}^{\mu} &= (85.86 \pm 0.11) \%\end{aligned}$$

Les erreurs sont statistiques.

### 5.1.2 $\tau \rightarrow \mu$ :

Les muons issus des désintégrations de  $\tau$  servent à mesurer la dépendance de la procédure d'identification avec l'impulsion des muons. Des tests des tubes à streamer ont montré qu'ils présentaient la même efficacité aux muons sur un très grand champ d'impulsions. Néanmoins, il convient de tester si la procédure, intégralement, est sensible à l'impulsion des candidats. La sélection de l'échantillon de  $\tau \rightarrow \mu$  et le traitement du fond sont donnés dans l'annexe A. Nous retiendrons ici que la pureté en muons obtenue est  $(79.85 \pm 0.38) \%$ .

La statistique de l'échantillon  $\tau \rightarrow \mu$  est faible. Corrigées adéquatement de la pureté et de la probabilité d'identifier un hadron comme muon, les efficacités suivantes sont obtenues :

$$\begin{aligned}\epsilon_{data92}^{\mu} &= (86.0 \pm 1.6) \% \text{ (stat. seule)} \\ \epsilon_{data93}^{\mu} &= (86.6 \pm 1.7) \% \text{ (stat. seule)}\end{aligned}$$

Les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus avec les dimuons. Ce travail n'a pas été répété pour les données 1994.

La question qui motive cette section est la dépendance par rapport à l'impulsion. La figure 5.3 donne une réponse négative pour les données 1993. Il n'apparaît pas non plus de dépendance en 1992.

## 5.2 Contamination de l'échantillon de muons

Ce point constitue une des limitations systématiques des mesures présentées dans cette thèse. La connaissance de la contamination (nombre absolu de simulateurs et leurs caractéristiques cinématiques) est un peu plus importante que pour les électrons puisque plus grande. Malheureusement, les outils de contrôle à notre disposition sont moins puissants que pour les électrons et la connaissance de la contamination demeure partielle.

### 5.2.1 Présentation :

Deux types de mauvaise identification existent. Les sources physiques sont différentes bien qu'elles soient indistingables expérimentalement :

- les désintégrations faibles des hadrons neutres: ce sont des pions ou des kaons qui se désintègrent en muons. Longtemps, une distinction s'est opérée entre les désintégrations dans la TPC et en dehors de la TPC . Cette distinction trouvait son fondement dans la possibilité de signer les désintégrations en muons dans la TPC. Des études dédiées ont montré que ceci était très difficile à réaliser et qu'en tout cas, les progrès enregistrés étaient insatisfaisants.

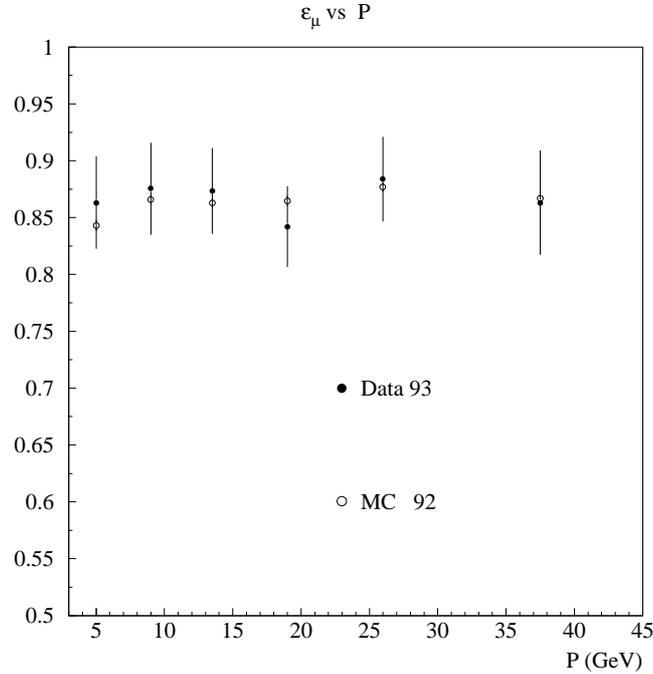


Figure 5.3: Comparaison de l'efficacité d'identification des muons sur les données 1993 et sur la simulation en fonction de l'impulsion

- Les punch-through et les sail-through : pions et kaons qui simulent le comportement des muons dans le HCAL, les premiers après avoir interagi fortement, les seconds en ayant échappé à ces collisions fortes.

Aucune de ces deux sources ne peut être complètement connue indépendamment d'un recours à la simulation. Une manière d'évaluer la contamination est de définir la probabilité d'identifier par erreur un hadron, notée  $\epsilon^{had}$ . En pratique le contrôle de  $\epsilon^{had}$  ne peut être réalisé que sur des pions. La mesure de  $\epsilon^\pi$  nécessite de sélectionner des lots de hadrons extrêmement purs, en tout cas très peu contaminés par de vrais muons. La justification de ces puretés est que la probabilité de confondre un hadron est très faible devant l'efficacité d'identification des muons.

Trois canaux physiques ont été utilisés :

- la désintégration  $\tau \rightarrow \rho\pi^0$ , suivie par la désintégration  $\rho \rightarrow \pi\pi^0$ ,
- la désintégration  $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$
- la désintégration  $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ , intervenant en milieu hadronique.

### 5.2.2 $\tau \rightarrow \rho\pi^0$ , $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$

Les détails de la sélection des hadrons issus des désintégrations  $\tau \rightarrow \rho\pi^0$  et  $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$  sont donnés dans l'annexe A. La pureté en pions obtenue à partir de ces deux lots est voisine de 100 % ce qui permet un calcul élémentaire de la probabilité d'identifier un pion comme muon.

Ces deux lots sont tout de même qualitativement différents. En effet, le canal  $\tau \rightarrow \rho\pi^0$  donne lieu à une trace chargée dans l'état final contre trois au canal  $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$ . Les possibilités de recouvrement des routes des pions existent dans ce dernier cas et ce canal constitue un lot de contrôle intermédiaire entre un environnement propre (une trace chargée) et un environnement hadronique. Le lot de pions issus des transitions  $\tau \rightarrow \rho\pi^0$  offre quant à lui l'image des hadrons de haut  $p_{\perp}$  dans les environnements hadroniques.

Les probabilités d'identifier un pion comme muon ont été calculées pour les données 92 et 93 dans chacun des cas :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\tau \rightarrow 1\pi}^{\pi} &= 0.0045 \pm 0.0011 \\ \epsilon_{\tau \rightarrow 3\pi}^{\pi} &= 0.0073 \pm 0.0009\end{aligned}$$

La statistique disponible est faible (cf annexe A); Néanmoins, en ajoutant les données 1994, elle peut être doublée. Nous n'avons pourtant pas répété cette étude, jugeant qu'elle apportait un test finalement assez médiocre du comportement de l'identification en milieu hadronique. En tout état de cause, ces études ne signent pas de comportement pathologique du point de vue des hadrons simulant les muons. L'autre raison est que l'échantillon que nous utilisons dans la suite est statistiquement plus riche; l'interprétation des résultats est de surcroît plus satisfaisante puisque les pions sélectionnés appartiennent à des événements  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ .

### 5.2.3 $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$

La sélection des  $K_s^0$  se désintégrant en deux pions chargés est décrite dans l'annexe A. Une très bonne pureté en pions est atteinte ( $\approx 98\%$ ) et la contamination des muons prompts issus des désintégrations semileptoniques de beauté ou de charme est négligeable. Le calcul de la probabilité de mauvaise identification conduit à un résultat compatible avec les précédents :

$$\begin{aligned}\epsilon_{92}^{\pi} &= 0.0068 \pm 0.0004 \\ \epsilon_{93}^{\pi} &= 0.0066 \pm 0.0004 \\ \epsilon_{94}^{\pi} &= 0.0065 \pm 0.0003\end{aligned}$$

Les erreurs sont statistiques seulement.

Les résultats obtenus avec les canaux de désintégration des  $\tau$ , qui peuvent être interprétés comme traces de haut  $p_{\perp}$  dans un environnement hadronique sont en accord avec les résultats obtenus avec l'échantillon des  $K_s^0$ . Les barres d'erreur sont grandes dans tous les cas et ne permettent pas d'assurer un contrôle fin de la contamination.

Ces tests ne s'adressent qu'à la contamination des pions. Or, les kaons constituent une grande part de la contamination (environ 50%), et leur comportement demeure sans contrôle, faute de lots tests. Il est alors nécessaire d'avoir recours à la simulation.

### 5.2.4 Formes d'impulsion et d'impulsion transverse des hadrons simulateurs

Connaître les formes en  $p$  et  $p_{\perp}$  du bruit de fond aux muons prompts est important pour les analyses de physique développées dans ce mémoire. Là encore, de nombreuses difficultés expérimentales existent et aucune approche jusqu'à présent ne permet de les mesurer sur les données. Clairement, les statistiques des lots de contrôle définis plus haut sont insuffisantes pour mener cette étude.

Le point central de la connaissance des formes de  $p$  et  $p_{\perp}$  des hadrons simulateurs est la connaissance des formes de  $p$  et  $p_{\perp}$  des pions et des kaons plus généralement dans les événements hadroniques. Il est raisonnable de penser que les spectres cinématiques des simulateurs sont identiques aux spectres génériques des hadrons. Avec cette hypothèse, le problème se résume à la question suivante : connaît-on les spectres génériques des pions et des kaons ?

Nous avons cette fois les outils pour répondre. Les  $K_s^0$ , dans une très bonne approximation, sont produits avec des spectres cinématiques identiques aux kaons chargés ( ce sont eux qui potentiellement peuvent être confondus avec les muons). Le spectre d'impulsion est très bien compris; en revanche l'impulsion transverse des kaons mérite moins d'éloges et a été corrigée dans la simulation afin de reproduire les données. Le spectre de  $p_{\perp}$  des hadrons tout venant est lui aussi, dans une moindre mesure mal simulé. La totalité de l'effet peut être imputée aux kaons dans le taux relatif de kaons par rapport aux pions. Notre seconde hypothèse est donc que les spectres de  $p$  et  $p_{\perp}$  des pions sont compris, hypothèse compatible avec les arguments précédents. Une correction globale est appliquée aux impulsions transverses des simulateurs pondérées des proportions relatives de pions et de kaons dans la contamination. Ce type de correction souffre de grandes erreurs et ces méconnaissances constituent une des limitations les plus importantes des mesures exposées dans la suite.

### 5.3 Conclusion

Comme pour les électrons, l'efficacité d'identification des muons est mesurée directement sur les données au moyen d'événements dimuons. Un algorithme dit d' "ombrage" traite les ambiguïtés d'identification en milieu hadronique et donne lieu à une perte d'efficacité par rapport à la mesure à partir des dimuons. Simulation et données sont en bon accord et l'erreur obtenue ultimement sur l'efficacité est voisine de 2%.

Si les sources de bruit de fond aux muons prompts sont parfaitement identifiées, les performances de l'identification en terme de réjection de ce bruit sont difficiles à mesurer. Des contrôles partiels sont réalisés sur les données en terme de nombre absolu de simulateurs et de leurs spectres cinématiques, notamment au moyen de lots de  $K_s^0$  qui se désintègrent en deux pions chargés. Un recours à la simulation pour la prédiction de ces quantités reste néanmoins parfois nécessaire.

## Conclusion générale sur les performances de l'identification des leptons

Les mesures de  $R_b$  et des rapports de branchement semileptoniques des hadrons beaux qui font l'objet de ce travail, nécessitent bien sûr d'identifier les leptons. Depuis les débuts de la collaboration ALEPH, des procédures d'identification des leptons ont été développées. Réaliser des mesures de précision nécessite de contrôler les performances de ces algorithmes d'identification et une partie importante de ce travail de thèse a consisté à mettre en oeuvre les outils dédiés à ces contrôles.

En résumé, les efficacités d'identification des électrons et des muons sont mesurées avec une précision voisine de 2%, tout à fait satisfaisante pour réaliser des mesures de précision avec les leptons. La réjection des bruits de fond et la mesure de la contamination des lots de leptons est également un point fondamental des mesures de précision présentées. En terme d'efficacité d'identification, électrons et muons sont connus avec les mêmes performances et bénéficient d'une égalité de traitement. Cette démocratie est renversée dans la mesure de la contamination. Des outils existent pour mesurer la contamination du lot d'électrons directement sur les données en fonction des variables fondamentales des analyses physiques  $p$ ,  $p_{\perp}$ ,  $\cos\theta$  et charge électrique du lepton, avec de bonnes précisions. Peu de lots de contrôle sont en revanche disponibles pour les muons et un recours à la simulation est nécessaire.

En tout état de cause, les performances de l'identification des leptons sont mesurées aux niveaux de précision requis pour faire les mesures de précisions que cette thèse défend.





## Partie V

# Mesure de $R_b$



# Chapitre 1

## Principe des mesures par double étiquetage

La mesure de  $R_b$  a été envisagée dès la première année de prise de données au LEP [62]. Si l'enjeu physique de la mesure était parfaitement défini - atteindre une précision relative de 1 % -, les outils et méthodes d'analyse pour y parvenir étaient insuffisants, notamment l'absence de détecteurs de vertex performants. Afin de comprendre les motivations de l'analyse présentée ici, nous dressons tout d'abord un rapide historique des questions adressées par les différentes générations d'analyse de  $R_b$ .

### 1.1 Mesures dites de simple étiquetage

Les premières mesures de  $R_b$  s'attachaient, à partir des étiquetages de beauté leptonique ou de forme des événements, à résoudre la simple équation :

$$N_t^b = N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}} \times R_b \times \epsilon_b + \text{fond}$$

où :

- $N_t^b$  est le nombre d'événements étiquetés  $b$ ,
- $\epsilon_b$  est l'efficacité d'étiquetage des événements  $b$ ,
- *fond* est la contamination par les quarks légers du lot sélectionné.

La mesure de  $R_b$  par cette approche nécessite de recourir à la simulation afin de connaître l'efficacité d'étiquetage  $\epsilon_b$  en premier lieu et également la contamination.  $\epsilon_b$  est extrêmement sensible aux différents paramètres régissant la cascade de partons et l'hadronisation des quarks : parmi eux, la méconnaissance de la fragmentation des quarks beaux ou du paramètre  $\Lambda_{QCD}$  ruine la mesure. L'erreur systématique de 3-4% pour la plus grande part incompressible est rédhibitoire pour extraire de l'information physique.

### 1.2 Mesures dites de double étiquetage

Dès 1991, une méthode d'analyse, dite de double étiquetage, a été développée. L'idée de départ est de mettre à profit la production de deux quarks de même saveur dans un événement, apportant deux informations redondantes et indépendantes.

L'événement est divisé en hémisphères qui portent chacun les informations d'un quark et l'étiquetage est alors réalisé pour chaque hémisphère. Deux équations peuvent être écrites dans deux configurations :

- au moins un hémisphère est étiqueté  $b$  dans l'événement,
- les deux hémisphères de l'événement sont étiquetés  $b$ ,

conduisant au système suivant :

$$\begin{cases} F_{st} = R_b \epsilon_b + R_c \epsilon_c + (1 - R_b - R_c) \epsilon_{uds} \\ F_{dt} = R_b \epsilon_b^2 + R_c \epsilon_c^2 + (1 - R_b - R_c) \epsilon_{uds}^2 \end{cases}$$

où :

- $F_{st}$  est la fraction d'événements simplement étiquetés,
- $F_{dt}$  est la fraction d'événements doublement étiquetés,
- $\epsilon_i$  est l'efficacité d'étiquetage de la saveur  $i$ ,
- $R_b$  et  $R_c$  sont les largeurs partielles de désintégration du  $Z^0$  en paires  $b\bar{b}$  et  $c\bar{c}$  respectivement.

Si les contributions des quarks légers et charmés sont connues par ailleurs,  $R_b$  et  $\epsilon_b$  peuvent être extraits simultanément des données. Typiquement, les analyses de double étiquetage permettent d'atteindre des précisions relatives sur  $R_b$  inférieures à 2 %, précision pour laquelle on commence à être sensible aux corrections de vertex.

Les inconnues du problème restent néanmoins nombreuses :  $R_b, R_c, \epsilon_b, \epsilon_c, \epsilon_{uds}$  auxquelles il convient d'ajouter la quantité  $C_b$  qui mesure le biais que l'étiquetage d'un hémisphère induit sur l'autre. L'équation de double étiquetage doit être écrite de la manière suivante :

$$F_{dt} = C_b R_b \epsilon_b^2 + R_c \epsilon_c^2 + (1 - R_b - R_c) \epsilon_{uds}^2$$

encore a-t-on négligé dans cette équation les corrélations entre hémisphères de quarks légers. La quantité  $C_b$  est prise de la simulation. Le double étiquetage a rendu la mesure indépendante de la simulation du point de vue de  $\epsilon_b$  mais restaure en partie la dépendance via les corrélations hémisphériques que l'on attend tout de même bien moins grande.

$R_b$  et  $\epsilon_b$  sont les quantités mesurées. Restent à connaître  $C_b, R_c, \epsilon_c$  et  $\epsilon_{uds}$ . Deux classes d'incertitudes systématiques sont mises en évidence : la contamination par les saveurs plus légères (particulièrement la contamination par le charme), et les corrélations entre hémisphères. Ces deux sources existent pour les trois étiqueteurs de beauté qui ont été présentés dans la partie III de ce mémoire, leur importance dans la mesure variant suivant les performances et la construction des étiqueteurs.

Au début de ce travail de thèse, la situation expérimentale est donc la suivante : trois mesures de  $R_b$ , basées sur la méthode de double étiquetage, sont faites pour les données de 1992 et correspondent chacune à un étiqueteur. Le système d'équation donné plus haut est utilisé à la fois pour l'étiquetage leptonique et l'étiquetage par temps de vie. Concernant les analyses de formes, les puretés obtenues ne sont pas suffisantes pour résoudre le système avec de

bonnes précisions. Il est alors nécessaire d'avoir recours à une troisième équation, qui peut être donnée par les leptons ou par le temps de vie. Les précisions obtenues par chacune de ces mesures sont assez dissemblables. La méthode leptonique souffre d'une erreur statistique grande compte tenu de la faible efficacité d'étiquetage; le travail de thèse de Fouzia Saadi [63] a montré que la méthode par analyse de forme pouvait conduire à une précision relative de 1.6%, dominée par l'erreur systématique. Enfin, la méthode utilisant l'étiquetage par temps de vie est la plus puissante, atteignant une précision relative de 1.5 % [83]. La combinaison de ces trois mesures permettait d'obtenir une précision relative sur  $R_b$  voisine de 1.2% dominée par l'erreur systématique.

En résumé, la précision relative de 1% sur  $R_b$ , pour l'expérience ALEPH, semblait parfaitement accessible avec les gains statistiques obtenus au LEP. Une remarque tempère cette description : l'exigence du contrôle de l'erreur systématique n'est pas la même en fonction des prétentions de mesure et certaines sources d'erreurs systématiques deviennent capitales dans la perspective d'une mesure au 1 %, alors qu'elles sont diluées pour des précisions un peu inférieures à 2%. Ainsi, plusieurs questions furent soulevées concernant par exemple la pureté du lot de leptons, quantité intervenant dans la troisième équation des analyses de forme ou encore le contrôle de l'efficacité des événements  $c\bar{c}$  de l'étiquetage par temps de vie.

Deux questions de fond sont donc adressées à la mesure de  $R_b$  :

- comprend-on les corrélations hémisphériques au niveau de précision requis pour une mesure de  $R_b$  au pourcent ou mieux ?
- peut-on réduire les incertitudes liées à la contamination du lot simplement étiqueté  $b$  par les saveurs plus légères ?

L'expertise développée dans ce travail de thèse concerne les leptons. C'est donc dans le cadre de l'étiquetage leptonique que ces questions ont été regardées et la plus grande partie de l'effort a été portée sur le deuxième point : la contamination du lot de leptons étiquetés  $b$  par les leptons produits dans les événements  $Z \rightarrow c\bar{c}, s\bar{s}, d\bar{d}, u\bar{u}$ . Pour que l'analyse leptonique soit compétitive, une nouvelle méthode de mesure a été développée, permettant d'atteindre la précision statistique relative de 1 %.

La combinaison des informations de chaque étiquetage conduit évidemment à un gain statistique mais aussi, et c'est le plus important dans la mesure de  $R_b$ , à un gain systématique [63]. Le propos de l'analyse est d'utiliser l'étiquetage par temps de vie pour garder l'information la plus complète des leptons (enrichissement en saveur  $b$  mais aussi séparation cinématique des saveurs). La combinaison des étiquetages peut s'opérer également par comptage pour des leptons de  $p_{\perp} \geq 1.25$  GeV/c; c'est cependant le premier terme de l'alternative qui a retenu notre intérêt, car les deux informations des leptons permettent de mesurer simultanément  $R_b$  et la contamination de l'étiquetage leptonique, réduisant de fait l'erreur qui lui est associée, dominante dans toutes les analyses leptoniques.

La mesure par temps de vie est clairement la plus puissante et constitue la pierre d'angle de la mesure de  $R_b$ ; la méthode que nous présentons a donc été envisagée pour apporter une information originale dans la perspective d'une combinaison avec ce résultat.



## Chapitre 2

# Principe de la mesure : production inclusive de leptons dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$

Le point de départ de cette analyse est l'identification des leptons dans les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ . Les leptons détectés et identifiés peuvent être divisés en trois classes, fonction de la saveur de l'événement dans lequel ils sont produits :

$$\begin{aligned} N_l &= 2 \times N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}} \times R_b \times \mathcal{P}(b \rightarrow l) \\ &+ 2 \times N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}} \times R_c \times \mathcal{P}(c \rightarrow l) \\ &+ 2 \times N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}} \times (1 - R_b - R_c) \times \mathcal{P}(uds \rightarrow l) \end{aligned}$$

avec  $\mathcal{P}(q \rightarrow l)$  la probabilité qu'un quark  $q$  produise un lepton. Notons que les événements  $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  sont traités démocratiquement. En effet, les sources de leptons identifiés dans ces événements sont pratiquement indistingables : ce sont les désintégrations faibles ou électromagnétiques de hadrons légers, les simulateurs ou encore les matérialisations de photons; en revanche, si ces sources sont également présentes dans les événements impliquant les quarks lourds, la majorité des leptons sont produits dans les désintégrations semileptoniques de hadrons beaux et charmés.

En utilisant les outils du contrôle du bruit de fond ( $K, \pi \rightarrow l, \gamma \rightarrow e^+e^-$ , simulateurs),  $\mathcal{P}(uds \rightarrow l)$  est mesurée directement sur les données. Le fondement de l'analyse que nous développons est de mesurer simultanément  $R_b$  et le bruit de fond majoritaire aux événements beaux, i.e la contribution du charme qualifiée par  $R_c$ . Les informations dont nous disposons sont les formes d'impulsion  $p$  et d'impulsion transverse par rapport à l'axe de leur jet,  $p_\perp$ , des leptons issus du bruit de fond  $uds$  et du charme (voir chapitre IV 2.4), ainsi que la forme de  $p$  et  $p_\perp$  des leptons issus des désintégrations semileptoniques du charme. Cette dernière est déduite des données de MARK III et DELCO au seuil de production du charme. En d'autres termes,  $\mathcal{P}(uds \rightarrow l)(p, p_\perp)$  et  $\mathcal{P}(c \rightarrow l)(p, p_\perp)$ , probabilités de détecter un lepton issu respectivement d'un quark  $u, d$  ou  $s$  ou d'un quark  $c$ , sont soit mesurées directement sur les données d'ALEPH soient obtenues à partir des données enregistrées à plus basse énergie. La probabilité  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$  pourrait également, pour une part, être déterminée à partir des données enregistrées à l'énergie de  $1^3\Upsilon(4s)$ . Cependant, les arguments concernant la nécessité de mesurer l'efficacité  $\epsilon_b$  (ici  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$ ) simultanément avec  $R_b$ , exposés au chapitre précédent dans le cas d'un double étiquetage classique, s'appliquent avec autant d'acuité à

notre problème. Il faut par conséquent déterminer  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$  directement des données. Le moyen mis en oeuvre pour y parvenir est de sélectionner un lot d'hémisphères contenant un quark  $b$  et de mesurer son contenu en leptons ainsi que leurs distributions de  $p$  et  $p_\perp$ . La méthode d'étiquetage naturelle pour opérer cette sélection est la méthode de temps de vie, appliquée à l'hémisphère opposé au lepton, en raison de ses grandes performances d'efficacité-pureté.

En résumé, nous connaissons les formes des distributions d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons inclusifs et la philosophie de l'analyse est donc de mesurer simultanément par ajustement de ces formes les normalisations des contributions de  $b$  et  $c$ , explicitement  $R_b$  et  $R_c$ . La suite de ce chapitre s'intéresse à la technique des mesures des différentes probabilités  $\mathcal{P}(q \rightarrow l)(p, p_\perp)$ .

## 2.1 Principe de la mesure de $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$

Le point de départ est la construction d'un lot d'hémisphères contenant un quark  $b$ , idéalement complètement pur, et le plus homogène possible.  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$  mesure le contenu en leptons de ce lot. Pour le construire, les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sont divisés en hémisphères et l'étiquetage par temps de vie est appliqué à tous les hémisphères conduisant à la sélection d'un nombre  $N_t^{hemi}$  d'événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , où  $q$  est majoritairement égal à  $b$ , suivant les performances de l'étiquetage par temps de vie; l'analyse est faite sur les événements tels que  $|\cos\theta_{thr}| < 0.7$  afin que ils soient compris dans l'acceptance du VDET. Cette coupure, comme celles participant à la sélection des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , modifie les proportions de chaque saveur dans le lot analysé et doit être corrigé.

Il faut que l'échantillon d'hémisphères de  $b$  soit le plus homogène possible du point de vue de l'information des leptons. Or, les leptons produits dans les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux ont en moyenne une grande impulsion, ce qui implique de bonnes résolutions sur la mesure de leur paramètre d'impact (voir chapitre III 2); cette caractéristique leur confère un poids important dans l'étiquetage de l'hémisphère considéré. L'information initiale qu'ils portent est donc distordue par la procédure d'étiquetage. Mettant à profit le fait que les quarks  $b$  issus de la désintégration du  $Z$  sont produits par paire, l'hémisphère opposé à l'hémisphère explicitement étiqueté  $b$  contient également un quark  $b$ . Dans le même temps, le biais exposé plus haut est supprimé. C'est à partir de ce lot d'hémisphères que le contenu en leptons des événements beaux est mesuré. Toutes les sources de biais ne sont malheureusement pas éradiquées et elles constituent une des limites intrinsèques de toutes les mesures de  $R_b$ .

Notons  $N_t^l(p, p_\perp)$  le nombre de leptons d'impulsion ( $p$ ) et d'impulsion transverse ( $p_\perp$ ) compté dans le lot d'hémisphères étiquetés par temps de vie; la probabilité de détecter un lepton de ( $p, p_\perp$ ) données issu d'un quark  $b$  s'écrit :

$$\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp) = \frac{N_t^l(p, p_\perp) P_b^l(p, p_\perp)}{N_t^{hemi} P_b^{hemi}}$$

avec :

- $N_t^{hemi}$  le nombre d'hémisphères étiquetés  $b$ ,
- $P_b^{hemi}$  la pureté en  $b$  dans le lot  $N_t^{hemi}$ ,



- $P_b^l(p, p_\perp)$  la pureté en  $b$  dans le lot  $N_t^l(p, p_\perp)$ , c'est-à-dire la fraction de leptons effectivement issus d'un  $b$  parmi l'ensemble des leptons détectés dans les hémisphères étiquetés.

### 2.1.1 Coupures d'étiquetage

L'étiquetage par temps de vie est réalisé en appliquant une coupure sur la probabilité qu'un hémisphère contienne du temps de vie  $\mathcal{P}_H$  (cf chapitre III2); notre but est d'obtenir un lot d'hémisphères très pur en quarks  $b$ , avec la contrainte de conserver une statistique convenable. Un autre argument dicte le choix de cette coupure; cette analyse a été mise en oeuvre pour une grande part dans l'optique de combiner cette mesure avec celle réalisée par ALEPH utilisant un double étiquetage par temps de vie [83]. Par souci de cohérence, la même coupure,  $\mathcal{P}_H < 10^{-4}$ , a été adoptée. Les performances correspondantes de l'étiquetage en termes d'efficacité de sélection des hémisphères et pureté en  $b$  du lot sont les suivantes :

- $\epsilon_b = 17\%$
- $P_b^{hemi} = 96\%$

### 2.1.2 Mesures des puretés

La mesure de  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_\perp)$  nécessite de déterminer les puretés adjointes  $P_b^{hemi}$  et  $P_b^l(p, p_\perp)$ , qui mesurent le taux de contamination par les saveurs légères de quarks des quantités  $N_t^{hemi}$  et  $N_t^l(p, p_\perp)$ . La contamination dépend essentiellement des efficacités d'étiquetage par temps de vie des quarks légers avec bien sûr une prépondérance de l'efficacité des événements  $c\bar{c}$ , puisque les hadrons charmés volent également avant de se désintégrer.

Les deux puretés sont définies par les deux expressions :

$$P_{hemi}^b = 1 - \frac{\epsilon^{udsc} \times (1 - R_b)}{F_{st}}$$

$$P_l^b = 1 - \frac{\epsilon^{udsc} \times (1 - f_b^l)}{F_{st}^l}$$

où,

- $f_b^l$  est le contenu en  $b$  de l'échantillon original de leptons inclusifs,
- $F_{st}$  est la fraction d'hémisphères étiquetés par rapport au nombre total d'événements hadroniques  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et  $F_{st}^l$  est la fraction d'hémisphères étiquetés parmi l'ensemble des hémisphères opposés à un lepton,
- $\epsilon^{udsc}$  est l'efficacité globale d'étiquetage par temps de vie des événements  $udsc$ .

Les puretés initiales,  $R_b$  et  $f_b^l$ , sont connues avec une précision meilleure que 3%. Comme elles interviennent au second ordre, il n'est pas dangereux de supposer  $R_b$  à cet endroit. De plus, une procédure itérative pourrait être mise en oeuvre pour s'affranchir de cette difficulté. Dans le même temps, les incertitudes relatives sur l'efficacité d'étiquetage par temps de vie des quarks légers sont mesurées voisines de 20 % au moyen de la simulation comme nous le précisons plus tard. Cette dernière incertitude est donc prédominante dans la mesure des puretés. Une description complète de sa détermination est donnée dans la partie consacrée aux systématiques. La figure 2.1 montre l'évolution de la probabilité  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$  pour les données de 1992, en fonction de  $p$  et  $p_\perp$ . Cette quantité est directement proportionnelle au nombre de leptons dans les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ .

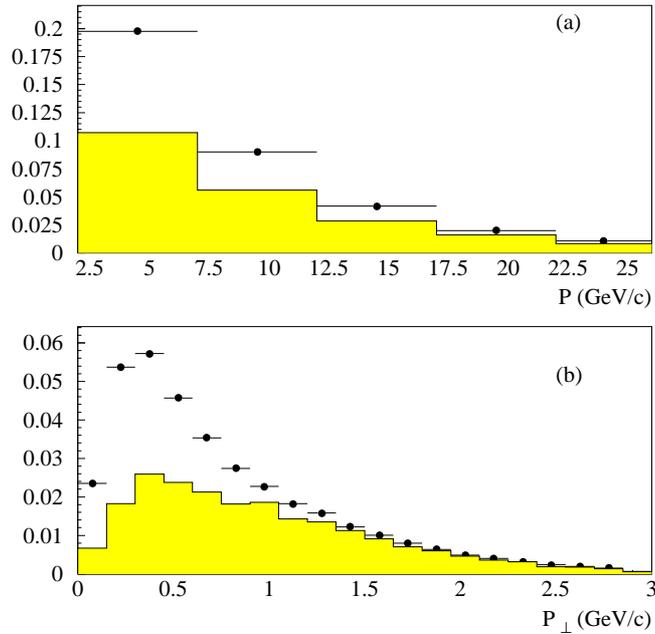


Figure 2.1: Distributions de la probabilité  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$  pour les données de 1992, en fonction de a)  $p$  et b)  $p_{\perp}$ , en grisé. Les points représentent la probabilité  $\mathcal{P}(q \rightarrow l)$ .

## 2.2 Principe de la mesure de $\mathcal{P}(c \rightarrow l)(p, p_{\perp})$

En principe, si l'on disposait d'une méthode d'étiquetage performante des événements  $Z \rightarrow c\bar{c}$ , il serait possible de mesurer  $\mathcal{P}(c \rightarrow l)(p, p_{\perp})$  directement sur nos données. Des tentatives ont été faites dans ce sens en utilisant simultanément les informations de temps de vie et la reconstruction explicite d'états charmés comme le  $D^*$ . Il n'est pas envisageable, même avec tous les événements collectés par ALEPH dans la première phase LEP d'extraire cette quantité avec une précision statistique suffisante. Une autre démarche, également multivariable mais inclusive cette fois permet de sélectionner des événements  $Z \rightarrow c\bar{c}$ . Pour l'instant, les puretés en  $c$  sont insuffisantes pour prétendre faire cette mesure.

En revanche, des expériences de plus basse énergie travaillant au seuil de production du charme ou dans le continuum au dessus du seuil, DELCO [64] et MARK III [65] ont mesuré la distribution d'énergie des leptons issus des désintégrations semileptoniques du charme dans le centre de masse des hadrons charmés. En vérité, elle n'est pas utilisée telle quelle mais le modèle ACCMM appliqué aux désintégrations semileptoniques du charme lui est ajusté. La figure 2.2 montre cet ajustement. Comme dans les cas des hadrons beaux, les deux paramètres libres du modèle sont l'impulsion de Fermi  $P_F$  et la masse des quarks secondaires,  $s$  ou  $d$ . Le quark  $s$  est seul mentionné dans la suite mais les effets de masse sont de toute façon négligeables dans ce cas. Les résultats de l'ajustement sont les suivants :

$$P_F = 0.467 \text{ GeV}/c, m_s = 0.001 \text{ GeV}/c^2.$$

Les incertitudes sur ces deux paramètres définissent les variations de formes de la distribution d'énergie du processus  $c \rightarrow l$ . En fait, une estimation correcte du contour à une déviation standard dans le plan  $(P_F, m_s)$  est de considérer deux points le long de l'axe  $m_s$ , ce qui correspond à une variation de  $P_F$  [94] :

$$P_F = 0.467^{+0.205}_{-0.114}$$

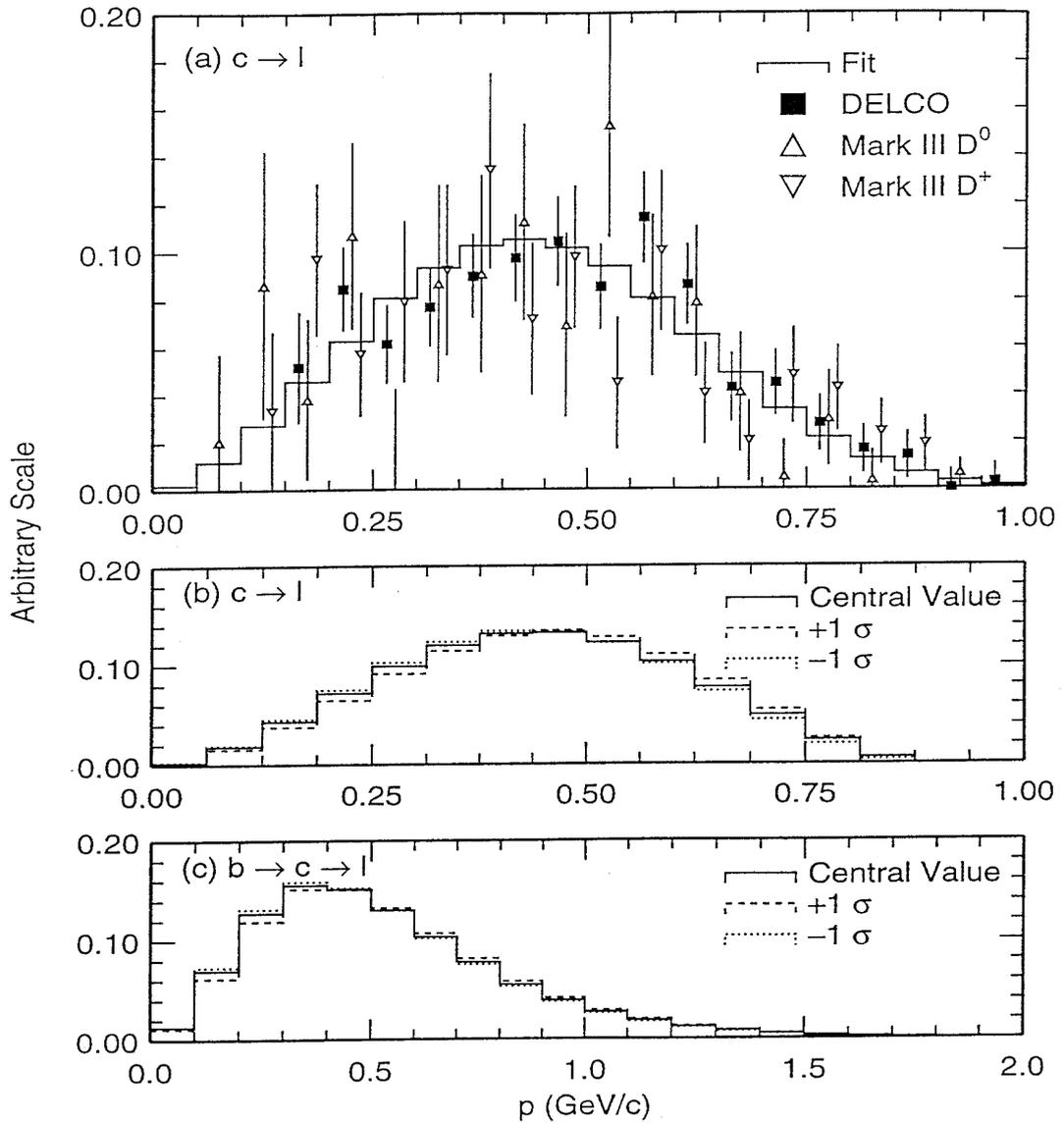


Figure 2.2: Distribution d'impulsion des leptons pour a) ajustement aux données  $c \rightarrow l$  de DELCO et MARK III incluant les effets de résolution, b) un muon dans le centre de masse du  $D$  pour les désintégrations  $c \rightarrow \mu$ , c) un muon dans le centre de masse du  $B$  pour les désintégrations  $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ .

## 2.3 Principe de la mesure de $\mathcal{P}(uds \rightarrow l)(p, p_\perp)$

Les sources de leptons non prompts ou de hadrons qui contribuent au spectre inclusif de leptons ont été détaillés au chapitre IV 2.4. Nous avons vu que le bruit de fond aux leptons prompts (majoritairement dominé par les matérialisations de photons, dont un seul électron de la paire a été identifié) est complètement mesuré au moins dans le cas des électrons. En effet, les formes d'impulsion et d'impulsion transverse des électrons de conversions sont déterminées à partir des matérialisations dont les deux électrons sont identifiés. C'est aussi le cas des simulateurs d'électrons. Pour les muons, la situation expérimentale est plus délicate et les incertitudes associées à leurs bruits de fond sont non négligeables dans notre mesure.

## 2.4 Méthode et résumé

Nous connaissons les formes d'impulsion et d'impulsion transverse des bruits de fond aux leptons appartenant aux événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  (désintégrations semileptoniques des hadrons charmés dans les événements  $Z \rightarrow c\bar{c}$ , leptons non prompts et simulateurs dans les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  avec  $q = u, d, s, c$ ). Par ailleurs, nous mesurons la distribution dans le plan  $(p, p_\perp)$  des leptons appartenant aux événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  grâce à l'étiquetage par temps de vie de l'hémisphère opposé au lepton. L'expression du nombre de leptons ne dépend plus que des normalisations de chacune des trois distributions décrites plus haut :  $R_b$ ,  $R_c \times Br(c \rightarrow l)$  et  $(1 - R_b - R_c)$ . Nous avons vu au chapitre III 2 que les distributions de  $(p, p_\perp)$  sont différentes pour les leptons produits dans les  $b$  par rapport aux leptons produits dans les événements impliquant les saveurs plus légères. Cette propriété permet de faire la mesure de  $R_b$  et  $R_c \times Br(c \rightarrow l)$  par un ajustement aux données des trois distributions de  $(p, p_\perp)$  considérées. La méthode d'ajustement adoptée est la maximisation de la vraisemblance calculée avec des fluctuations statistiques poissoniennes. La vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L}^S = - \sum_i^{e_i} \sum_j^\mu \ln \left( \frac{x_{i,j}^S \mathcal{N}_{i,j}^S e^{-x_{i,j}^S}}{\mathcal{N}_{i,j}^S!} \right)$$

avec

- $x_j^S = NS(p, p_\perp)$  : nombre de leptons reconstruits à partir des mesures de formes dans un intervalle de  $(p, p_\perp)$ ; il dépend dans chaque intervalle de  $R_b$  et  $R_c \times Br(c \rightarrow l)$ , paramètres libres de l'ajustement,
- $\mathcal{N}_j^S = NS(p, p_\perp)$  : nombre de leptons identifiés dans un intervalle de  $(p, p_\perp)$ .

En pratique, les normalisations des distributions de  $(p, p_\perp)$  des quantités  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$  et  $\mathcal{P}(c \rightarrow l)$ , c'est-à-dire  $R_b$  et  $R_c \times Br(c \rightarrow l)$ , sont mesurées; le fond est fixé. La mesure de  $R_c \times Br(c \rightarrow l)$  sera exprimée en fonction de  $Br(c \rightarrow l)$ , la valeur de  $R_c$  étant fixée à la prédiction du modèle standard  $R_c = 17.23\%$ . La quantité  $Br(c \rightarrow l)$  a été mesurée auprès de collisionneurs  $e^+e^-$  de plus basses énergies [96] et il est donc possible de déduire de notre mesure une valeur de  $R_c$ , que nous présentons dans la conclusion.

## Chapitre 3

# Résultats et étude des erreurs systématiques

### 3.1 Peuplement des différentes classes d'événements leptons

La table 3.1 consigne les nombres de leptons identifiés pour les différentes années de données analysées, en séparant les électrons et les muons. Le nombre total de leptons identifiés et le nombre de leptons recensés dans les hémisphères étiquetés  $b$  sont donnés. L'erreur statistique dépend du peuplement dans chaque intervalle de  $(p, p_{\perp})$  ce qui implique

Données	$N^e$ total	$N_t^e$	$N^{\mu}$ total	$N_t^{\mu}$
1992	30 863	4373	40472	5052
1993	30 928	4173	38330	4807

Tableau 3.1: Nombres d'électrons et de muons identifiés dans les données de 1992, 1993 et acceptés par l'analyse.  $N^l$  total est le nombre total de leptons et  $N_t^l$  le nombre de leptons identifiés dans les hémisphères étiquetés  $b$ .

que nous devons considérer deux types d'erreurs statistiques : celle associée au nombre total de leptons mais également et surtout l'erreur statistique portant sur  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)(p, p_{\perp})$ . Elles sont prises en compte en pondérant la fonction de vraisemblance par la somme quadratique des erreurs associées à chaque quantité.

### 3.2 Correction d'acceptance

La sélection des événements hadroniques, comme nous l'avons évoqué, enrichit les lots d'événements analysés en saveur  $b$ . Il est donc nécessaire de corriger a posteriori la mesure de  $R_b$  de cet effet d'acceptance. La coupure responsable de cette dissymétrie de sélection porte sur la multiplicité en traces de l'événement. La multiplicité en traces dans les désintégrations des hadrons beaux est mesurée par ARGUS et CLEO :  $\langle n_b \rangle = 10.45 \pm 0.45$ . Pour évaluer l'erreur systématique associée à cette coupure, la multiplicité en traces de l'événement est modifiée au niveau du générateur pour rendre compte de l'erreur sur  $\langle n_b \rangle$ . De plus, la coupure  $|\cos\theta_{thr}| < 0.7$  est appliquée aux événements analysés et elle a pour effet de déprécier

la saveur  $b$  par rapport aux autres. Ces deux effets se compensent et conduisent à un facteur correctif global de la mesure de  $R_b$  :  $C_{acc} = 0.998 \pm 0.002$

### 3.3 Résultats

Les valeurs de probabilité  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$  intégrée sur tout l'espace  $(p, p_\perp)$  sont reportées dans la table 3.2. Les résultats obtenus sont voisins à la fois pour les électrons et les muons suivant

Année	1992	1993
$\mathcal{P}(b \rightarrow e)$ %	$10.16 \pm 0.16$	$10.24 \pm 0.17$
$\mathcal{P}(b \rightarrow \mu)$ %	$11.73 \pm 0.17$	$11.79 \pm 0.18$

Tableau 3.2: Valeurs de  $\mathcal{P}(b \rightarrow l)$  pour électrons et muons en 1992 et 1993. Seule l'erreur statistique est donnée.

l'année de prise de données étudiée. La différence entre électrons et muons est essentiellement justifiée par les différences d'efficacité d'identifications. L'ajustement des distributions de  $p$  et  $p_\perp$  formées à partir des probabilités conduit aux mesures de  $R_b$  et  $Br(c \rightarrow l)$ , reportées dans la table 3, pour électrons et muons séparément et pour les différentes années de prises de données.

Année	1992	1993	92 + 93
$R_b$ électrons %	$21.54 \pm 0.52$	$21.98 \pm 0.53$	$21.76 \pm 0.37$
$R_b$ muons %	$22.01 \pm 0.49$	$21.86 \pm 0.49$	$21.93 \pm 0.35$
$Br(c \rightarrow e)$ %	$8.34 \pm 0.58$	$9.93 \pm 0.62$	$9.14 \pm 0.42$
$Br(c \rightarrow \mu)$ %	$8.21 \pm 0.53$	$8.04 \pm 0.57$	$8.13 \pm 0.39$

Tableau 3.3: Valeurs de  $R_b$  et  $Br(c \rightarrow l)$  pour les ajustements aux données de 1992 et 1993.

Seule l'erreur statistique est donnée dans cette table.

Les figures 3.2, 3.1, 3.3 et 3.4 montrent les distributions de  $p$  et  $p_\perp$  séparément pour électrons et muons suivant l'année. Un bon accord est observé entre les valeurs mesurées pour les électrons et les muons. Ces résultats présentent également un bon accord quelles que soient les années de prises de données. La corrélation statistique entre les deux paramètres vaut 58 %.

#### 3.3.1 Combinaison des résultats

La combinaison des résultats entre électrons et muons fait intervenir les erreurs systématiques, afin de réaliser une pondération correcte; ces erreurs seront détaillées dans la section suivante. Par anticipation, nous donnons ici les valeurs moyennes de  $R_b$  et  $Br(c \rightarrow l)$  calculées en utilisant la méthode "blue technic" [66]. Elle est un outil performant pour prendre en compte correctement les corrélations entre les erreurs systématiques de deux mesures.

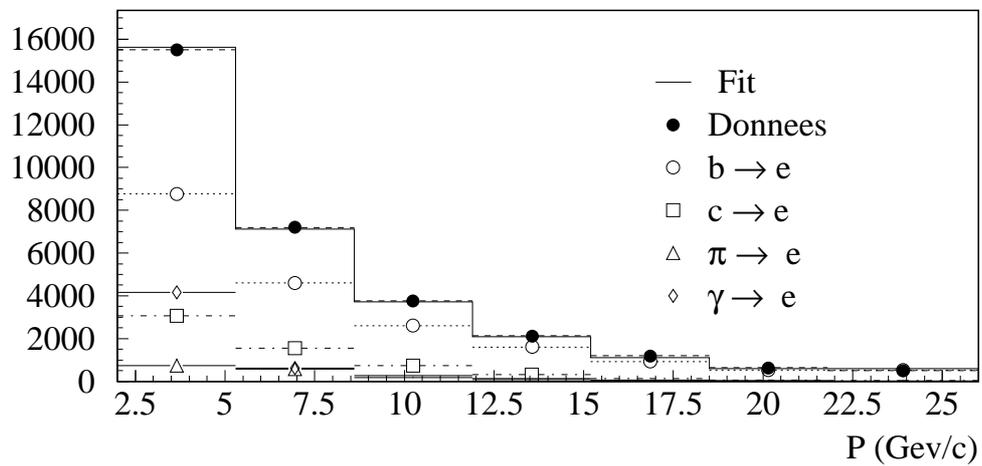
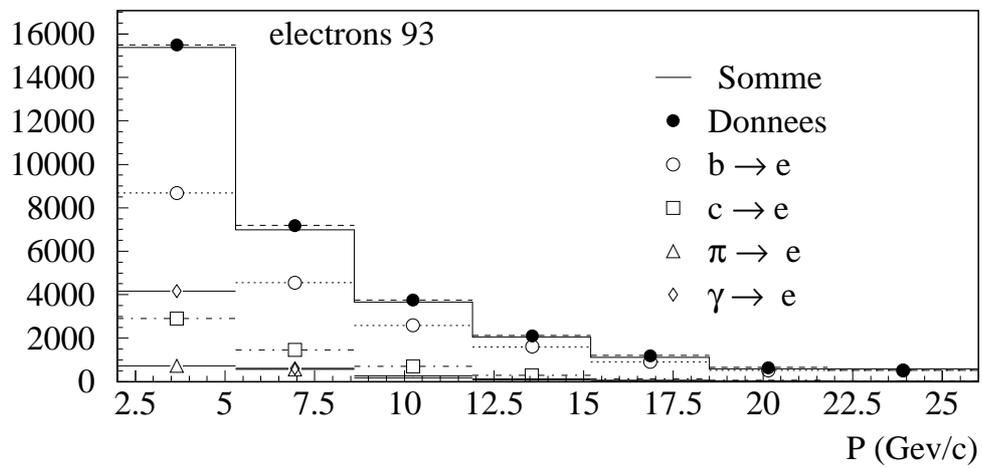


Figure 3.1: Distribution d'impulsion des électrons pour les données de 1993 avant et après l'ajustement.

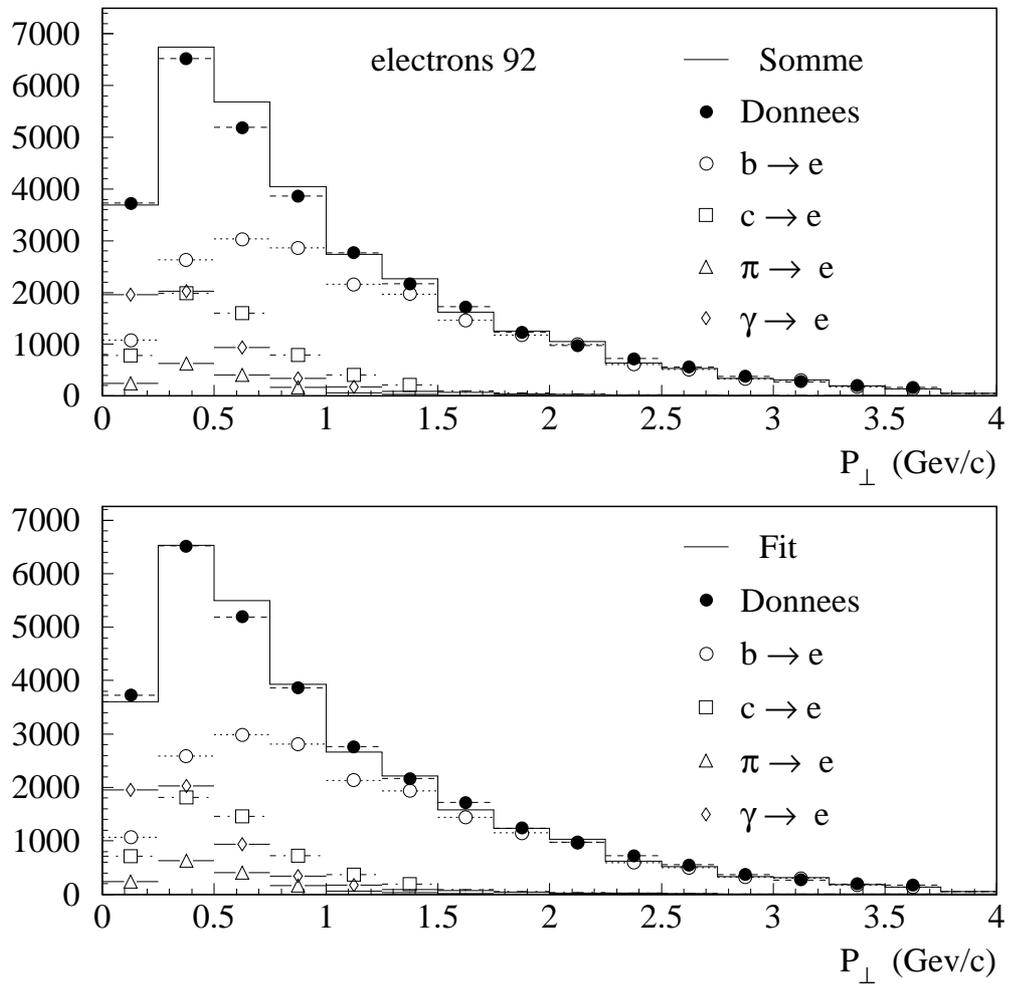


Figure 3.2: Distribution d'impulsion transverse des électrons pour les données de 1992 avant et après l'ajustement.



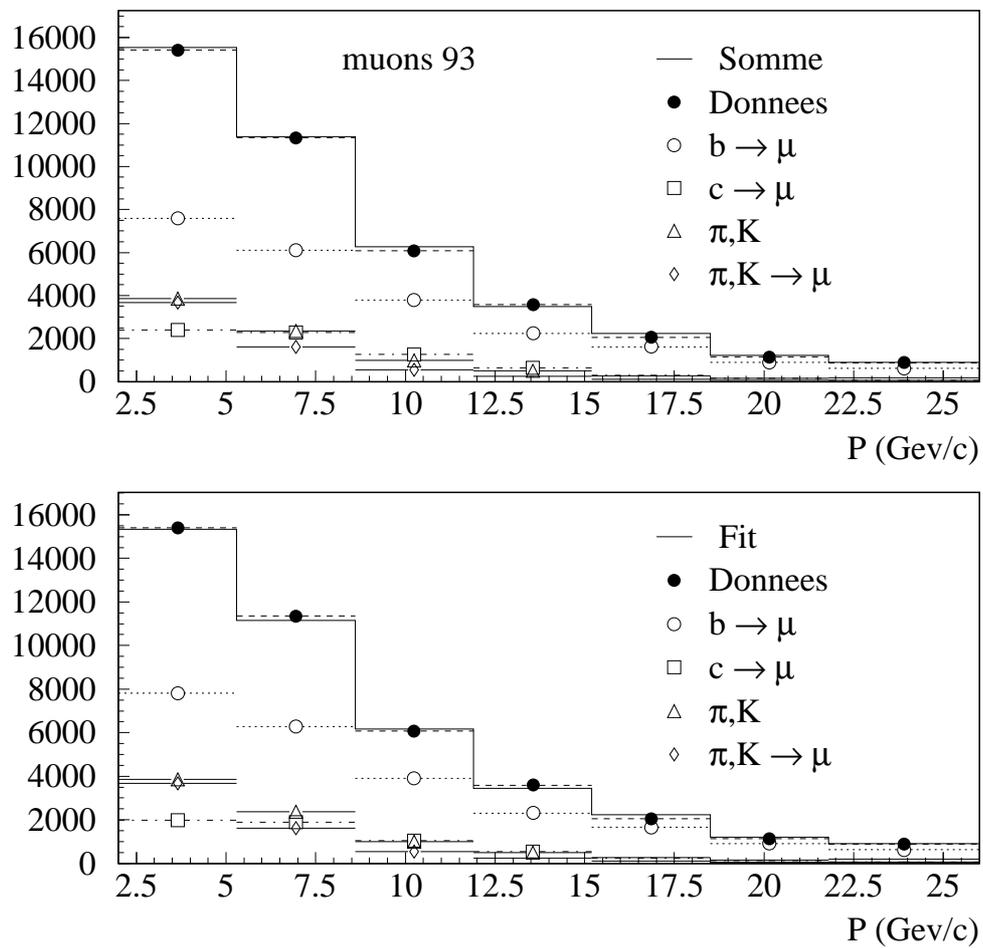


Figure 3.3: Distribution d'impulsion des muons pour les données de 1993 avant et après l'ajustement.

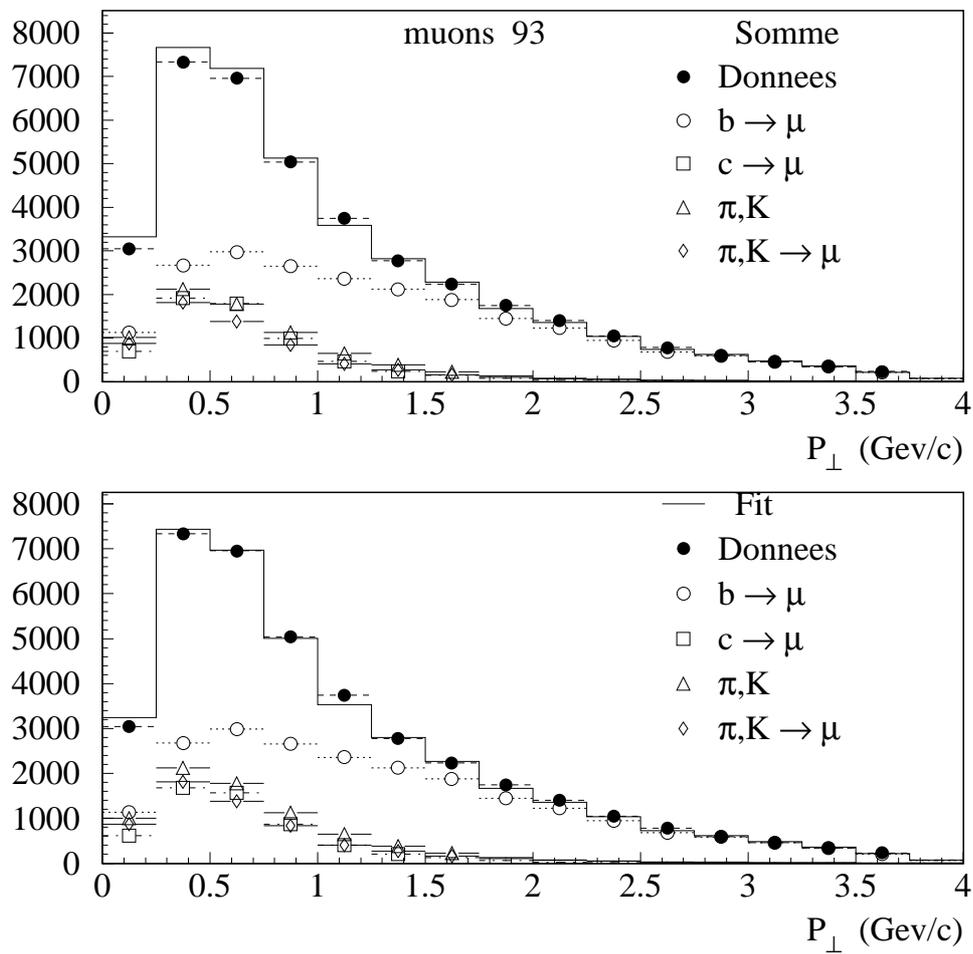


Figure 3.4: Distribution d'impulsion transverse des muons pour les données de 1993 avant et après l'ajustement.

$$\begin{aligned}
R_b^{92} &= 21.71 \pm 0.36 \pm 0.24 \% \\
R_b^{93} &= 21.93 \pm 0.37 \pm 0.24 \% \\
\langle R_b \rangle &= 21.82 \pm 0.25 \pm 0.24 \% \\
Br(c \rightarrow l) &= 9.11 \pm 0.29 \pm 0.66 \%
\end{aligned}$$

Une précision relative de 1.15 % statistique est obtenue.

### 3.3.2 Stabilité de la mesure

Une manière de vérifier le contrôle de la contamination du lot d'hémisphères étiquetés  $b$  et des corrélations hémisphériques est de répéter la mesure pour différentes coupures sur la variable d'étiquetage par temps de vie  $P_H$ . Les figures 3.5 et 3.6 montrent les courbes de stabilités obtenues respectivement pour les mesures de  $R_b$  en 1992 et 1993.

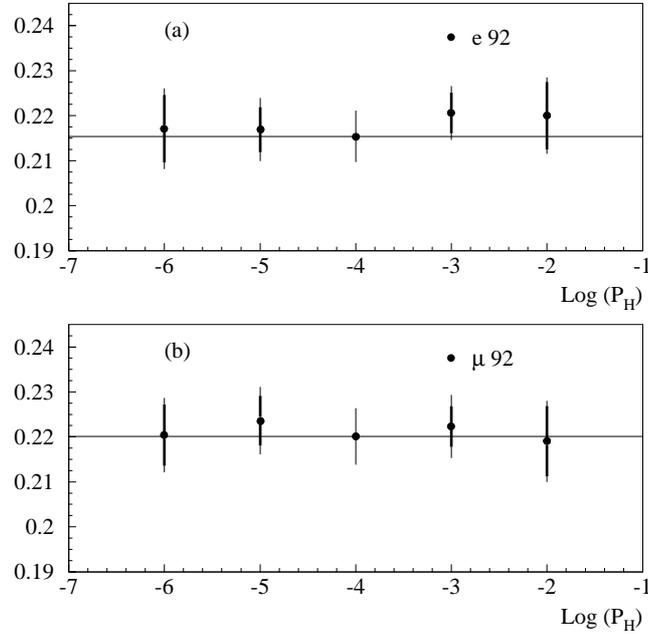


Figure 3.5: Figures de stabilité de la mesure de  $R_b$  en fonction de la coupure sur le logarithme de la variable d'étiquetage par temps de vie  $\text{Log}(P_H)$ , pour les données de 1992 : a) électrons, b) muons.

Les barres d'erreurs étroites correspondent à l'erreur incorrélée totale et les barres d'erreurs larges représentent les erreurs statistiques incorrélées par rapport à la mesure faite au point de fonctionnement  $P_H < 10^{-4}$ .

Deux remarques qualitatives peuvent être faites à partir de cette étude. Le domaine de coupures des grands  $P_H$  correspond à une région où la contamination des saveurs légères est importante et permet par conséquent de tester la qualité du contrôle du fond. La conclusion est satisfaisante. La région des faibles  $P_H$  est quant à elle très pure en hémisphères de  $b$  et une méconnaissance des corrélations hémisphériques se refléterait à cet endroit. Là encore, les résultats sont stables, à la fois pour  $R_b$  et  $R_c$ , et indiquent que les biais induits

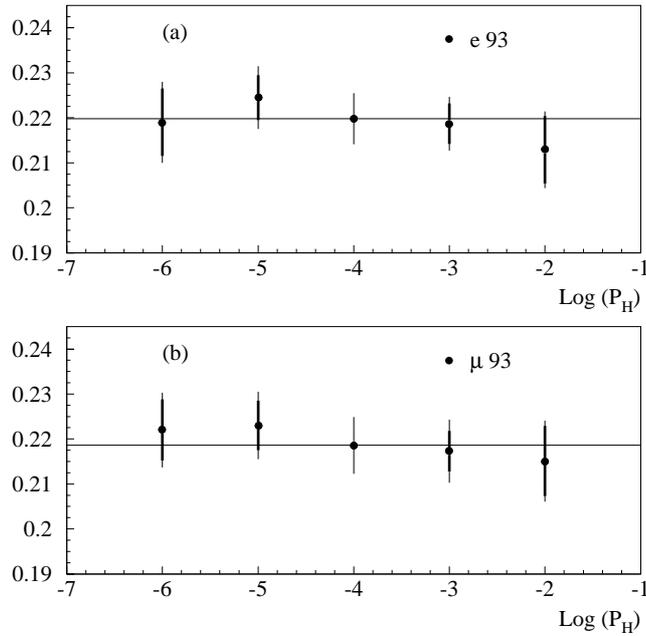


Figure 3.6: Figures de stabilité de la mesure de  $R_b$  en fonction de la coupure sur le logarithme de la variable d'étiquetage par temps de vie  $\text{Log}(P_H)$ , pour les données de 1993 : a) électrons, b) muons.

par l'étiquetage par temps de vie sur les distributions des leptons sont bien compris. Il faut noter que les erreurs incorrélées sont dominées dans cette zone par les fluctuations statistiques.

En répétant l'analyse pour différentes coupures en  $p_\perp$ , on peut également contrôler si les distributions de  $p_\perp$  des leptons provenant des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sont correctement comprises. La figure 3.7 représente les différentes mesures pour quatre valeurs de coupure en  $p_\perp$ . Notons que contrairement au test précédent, cette étude est qualitativement différente pour électrons et muons puisque les formes de  $p_\perp$  du fond sont différentes. Dans les deux cas, la mesure de  $R_b$  est stable dans les barres d'erreurs incorrélées.

### 3.4 Etude des erreurs systématiques

Deux classes d'erreurs systématiques contribuent à l'imprécision de la mesure. Tout d'abord, les erreurs propres à l'identification des leptons et aux spectres d'énergie du fond ( $u, d, s, c$ ) et d'autre part les erreurs systématiques liées à l'étiquetage par temps de vie. La table 3.7 détaille l'ensemble de ces sources et leur contribution à l'erreur totale.

#### 3.4.1 Erreurs systématiques propres aux leptons

Quatre sources d'incertitudes systématiques sont portées par les leptons :

##### a) Modélisation du processus $c \rightarrow l$

Nous avons vu dans la section précédente comment les distributions de  $p$  et  $p_\perp$  des leptons issus des désintégrations semileptoniques du charme sont construites. Les incertitudes sur ces

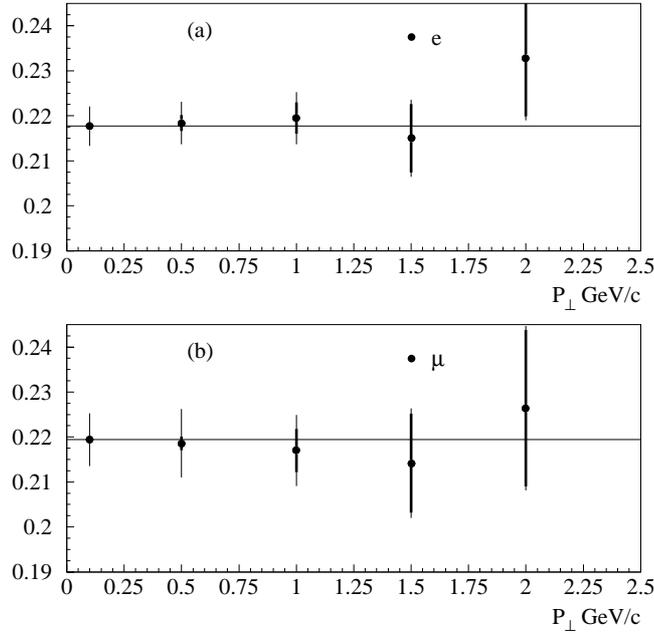


Figure 3.7: Figures de stabilité de la mesure de  $R_b$  (1992 et 1993 combinées) en fonction d'une coupure sur  $p_{\perp}$  : a) électrons, b) muons.

Les barres d'erreurs étroites correspondent à l'erreur incorréllée totale et les barres d'erreurs larges représentent les erreurs statistiques incorréllées par rapport à la mesure faite au point de fonctionnement  $p_{\perp} > 0$  GeV/c.

deux paramètres définissent les variations de formes de la distribution d'énergie du processus  $c \rightarrow l$ . L'erreur est la même pour électrons et muons; dans la suite nous noterons  $\frac{\delta R_b}{R_b}$  et  $\frac{\delta Br(c \rightarrow l)}{Br(c \rightarrow l)}$  les erreurs relatives sur  $R_b$  et  $Br(c \rightarrow l)$ .

$$\frac{\delta R_b}{R_b} = 0.3 \%$$

$$\frac{\delta Br(c \rightarrow l)}{Br(c \rightarrow l)} = 0.3 \%$$

### b) Fragmentation du charme

C'est une erreur importante de la mesure de  $R_b$ . Nous avons montré au chapitre I 2.3 que la fragmentation des quarks lourds est sujette à de grandes incertitudes. Ces incertitudes distordent significativement les distributions d'énergie des produits de désintégration des hadrons lourds et ce constat est d'autant plus marqué que l'énergie des produits de désintégration est grande. Les variations imposées à la fonction de fragmentation de Peterson pour le charme afin d'évaluer l'erreur systématique associée joueront donc essentiellement sur les queues de distribution de ces leptons. Or, c'est précisément dans ces régions des spectres de  $p$  et  $p_{\perp}$  que l'ajustement mesure  $R_b$ . La valeur de fragmentation que l'on considère est extraite de la référence [69].

$$\frac{\delta R_b}{R_b} = 0.12 \%$$

$$\frac{\delta Br(c \rightarrow l)}{Br(c \rightarrow l)} = 0.6 \%$$

### c) Identification des leptons

Le chapitre IV 2.4 est dédié à cette question. Rappelons ici que l'efficacité d'identification des leptons est mesurée sur les données directement avec une précision relative de 2%, à la fois pour les électrons et les muons. Aucune dépendance en fonction de l'impulsion n'est observée pour les muons. L'efficacité d'identification des électrons est mesurée en fonction du  $p$  et  $p_{\perp}$  de l'électron.

$$\frac{\delta R_b}{R_b} = 0.4 \%$$
$$\frac{\delta Br(c \rightarrow l)}{Br(c \rightarrow l)} = 0.4 \%$$

### d) Contamination du spectre inclusif de leptons

Un développement complet du contrôle de la contamination du spectre inclusif de leptons a été donné au chapitre IV 2.4. L'égalité de traitement accordée aux électrons et aux muons du point de vue des erreurs systématiques n'est plus de mise. En effet, les sources physiques qui contaminent le spectre inclusif de leptons prompts sont évidemment différentes mais elles sont surtout très diversement comprises. Nous rappelons dans cette section les conclusions du chapitre IV 2.4. La première observation que l'on peut faire est que la distribution de  $p$  et  $p_{\perp}$  de la contamination des muons prompts (appelée le fond dans la suite) est plus énergétique que celle des électrons et donc plus problématique pour la mesure de  $R_b$ . Par ailleurs, l'ensemble de la contamination des électrons prompts est mesurée directement sur les données en fonction de  $p$  et  $p_{\perp}$ , ce qui n'est malheureusement pas possible pour les muons. Nous avons estimé une forme et une normalisation du fond des muons, qui repose pour une grande part sur la simulation et associé une erreur systématique pour prendre en compte l'incertitude qui lui est attachée.

$$\frac{\delta R_b}{R_b} = 0.3 \%$$
$$\frac{\delta R_b}{R_b} = 1.5 \%$$

### 3.4.2 Erreurs systématiques propres à l'étiquetage par temps de vie

Les incertitudes dues à l'étiquetage par temps de vie interviennent dans la mesure de la pureté du lot d'hémisphères étiquetés  $b$  :  $P_b^{hemi}$ . Même si la pureté en  $b$  atteinte est très grande (96%), la méconnaissance de la contamination joue directement sur la mesure de  $R_b$ . En principe, l'erreur systématique induite sur  $R_b$  est identique à celle qui affecte la mesure réalisée par double étiquetage par temps de vie [83]. Elle revêt donc une importance capitale dans l'optique d'une mesure de précision.

Explicitement, l'incertitude associée à la contamination du lot d'hémisphères est portée par l'efficacité de l'étiquetage par temps de vie aux saveurs légères. Comme nous l'avons noté au chapitre III 2, l'efficacité d'étiquetage aux saveurs  $uds$ , notée  $\epsilon_{uds}$ , peut être mesurée pour une part directement sur les données grâce au lot de contrôle que forment les paramètres d'impacts signés négativement. En tout état de cause, son impact est mineur du fait que la contamination est dominée par les hémisphères de charme. La question principale concerne donc la détermination de  $\epsilon_c$ .

Les mesures de  $\mathcal{P}(c \rightarrow l)$  et  $\epsilon_c$  sur les données ressortissent à la même limitation : nous ne savons pas construire un échantillon d'événements  $c\bar{c}$  suffisamment pur. Il est par conséquent nécessaire d'avoir recours à la simulation pour prédire cette efficacité. La simulation complète de la physique et du détecteur, du point de vue de l'algorithme d'étiquetage, est satisfaisante à l'exception de deux points que l'on s'attache à corriger. Les corrections qui sont décrites ici sont inspirées de la référence [83]. L'erreur sur  $\epsilon_c$  constitue une limitation importante de la mesure. Ces deux points sont donc discutés en détail dans la suite.

### a) Physique du charme et étiquetage par temps de vie

Quatre hadrons charmés sont produits majoritairement dans les événements  $Z \rightarrow c\bar{c}$  :  $D^+$ ,  $D^0$ ,  $D_s^+$  et  $\Lambda_c^+$  (implicitement leurs conjugués de charge). Ils représentent 99.5% de l'ensemble des hadrons charmés. Le premier point qu'il convient d'aborder concerne bien sûr la connaissance de leurs temps de vie respectifs. Il est connu depuis longtemps que les mésons  $D^+$  et  $D^0$  ont des temps de vie très différents.  $\epsilon_c$  dépend donc des précisions auxquelles sont mesurés les temps de vie mais également de la connaissance des taux de production relatifs des mésons  $D^+$  et  $D^0$ .

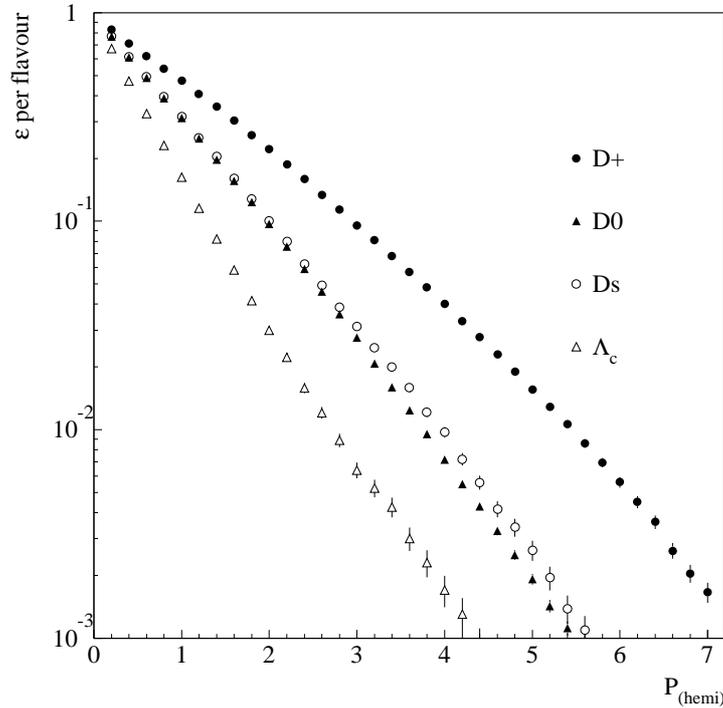


Figure 3.8: Efficacités d'étiquetage par temps de vie pour les quatre hadrons charmés considérés en fonction de  $P_{hemi} = -\text{Log}(P_H)$ .

Les figures 3.8 et 3.9 montrent les efficacités respectives aux différents hadrons charmés et leurs proportions relatives en fonction de la coupure sur  $P_H$ .

Par ailleurs, l'algorithme d'étiquetage par temps de vie tire partie plus des multiplicités de traces chargées dans l'événement que de la dynamique propre des désintégrations des hadrons initiaux. Il est par conséquent important de connaître les multiplicités en traces chargées des différents modes de désintégrations des hadrons charmés, qui sont appelées rapports de branchement topologiques des hadrons charmés dans la suite.

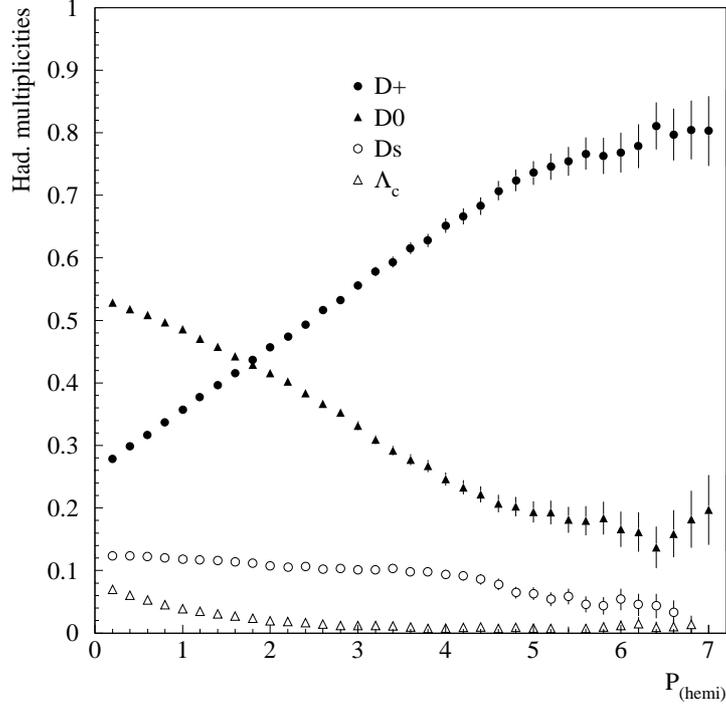


Figure 3.9: Proportions d'événements avec  $D^+$ ,  $D^0$ ,  $D_s$  et  $\Lambda_c$  en fonction de la coupure sur  $P_{hemi} = -\text{Log}(P_H)$ .

En résumé, la détermination de  $\epsilon_c$  nécessite de mettre à jour la simulation afin de reproduire au mieux la connaissance actuelle que l'on a du secteur du charme, du point de vue des temps de vie, des taux de production relatifs et des rapports de branchement topologiques des hadrons charmés.

1. Les temps de vie des hadrons charmés :

Les valeurs de temps de vie des hadrons charmés dans notre simulation sont très proches des mesures les plus récentes comme l'indique la table 3.4. Les corrections

Hadrons	Temps de vie simulation (ps)	Temps de vie mesurés (ps)
$D^+$	1.070	$1.057 \pm 0.015$
$D^0$	0.428	$0.415 \pm 0.004$
$D_s^+$	0.436	$0.467 \pm 0.017$
$\Lambda_c^+$	0.176	$0.200 \pm 0.011$

Tableau 3.4: Valeurs de temps de vie des hadrons charmés dans la simulation et valeurs mesurées.

appliquées à la simulation sont de la forme :

$$W_\tau = \frac{\tau^{sim}}{\tau^{mes}} \exp\left[\tau\left(\frac{1}{\tau^{sim}} - \frac{1}{\tau^{mes}}\right)\right]$$

avec :

- $\tau$  temps de vol mesuré dans l'événement considéré,



- $\tau^{sim}$  temps de vie dans la simulation,
- $\tau^{mes}$  temps de vie mesuré.

## 2. Taux de production relatifs des hadrons charmés :

Des mesures de ces taux de production ont été faites dans le continuum avant le seuil de production de la beauté [67]. Ces mesures dépendent néanmoins de rapports de branchement qui étaient mal connus et n'ont pas été retenues ici pour déterminer  $\epsilon_c$ . Une récente analyse d'OPAL, postérieure à ce travail a mis à jour ces valeurs et les résultats obtenus sont voisins des nôtres.

Deux grandeurs mesurées au LEP gouvernent ces taux de production : le rapport  $\frac{V}{V+P}$  [69] qui mesure le taux de mésons vecteurs à partir duquel sont déduites les proportions relatives de  $D^0$  et  $D^+$  d'une part et la mesure de la production de mésons  $D_s$  d'autre part [70].

La procédure suivante a été adoptée pour fixer les taux de production relatifs des hadrons charmés; on prend :

- $c \rightarrow D_s^+ = 12.7 \pm 2.0 \pm 1.8 \%$ ,
- le taux de baryons prédits par la simulation, gouverné par la probabilité d'extraire une paire ( $ud$ ) du vide,
- $c \rightarrow D^+$  et  $c \rightarrow D^0$  saturent le nombre total de hadrons charmés, dans la proportion  $\frac{D^+}{D^0} = 0.5$ .

Ce choix conduit aux valeurs de taux de production reportée dans la table 3.5 :

Hadrons	$D^+$	$D^0$	$D_s^+$	$\Lambda_c^+$
Fractions	0.255	0.574	0.127	0.082

Tableau 3.5: Taux de production relatifs des différents hadrons charmés.

## 3. Rapports de branchement topologiques :

Les rapports de branchement topologiques du  $\Lambda_c$  ne sont pas mesurés. En revanche, ceux du  $D^0$ ,  $D^+$  ou  $D_s$  sont connus avec de bonnes précisions (voir table 3.6 et [67]).

La simulation des événements  $Z \rightarrow c\bar{c}$  est mise à jour conformément aux résultats exposés plus haut. La figure 3.10 montre la distribution des poids événement par événement appliqués à la simulation.

L'erreur systématique associée à la prédiction de  $\epsilon_c$  par la simulation corrigée a été calculée en faisant varier chaque source d'incertitude dans les barres d'erreurs expérimentales. Finalement, si l'on note  $\delta\epsilon_c$  l'erreur absolue obtenue sur  $\epsilon_c$ , on trouve :

$$\frac{\delta\epsilon_c}{\epsilon_c} = 8 \%$$

### b) Correction de la résolution sur la mesure du paramètre d'impact dans la simulation

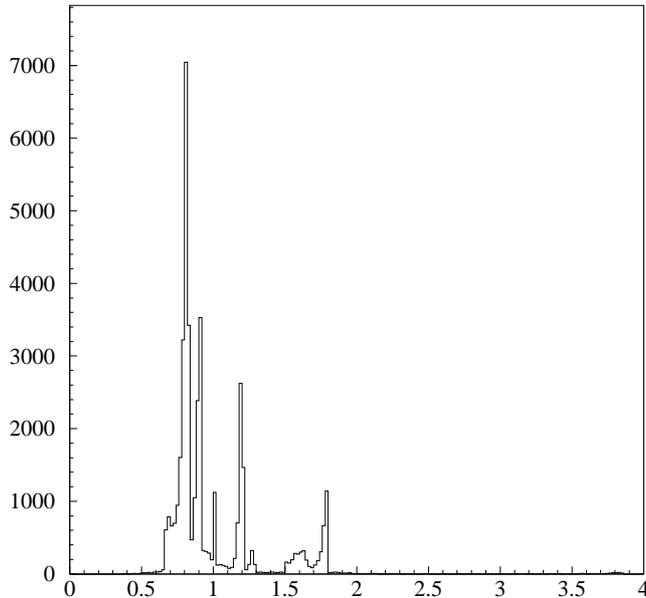


Figure 3.10: Poids par hémisphère appliqués à la simulation afin de reproduire la connaissance actuelle des taux de production, des rapports de branchement topologiques et des temps de vie des hadrons beaux.

La simulation ne reproduit pas parfaitement toutes les interactions des particules avec la matière du VDET. Explicitement, les queues de distributions non-gaussiennes pour les diffusions coulombiennes multiples à l'intérieur des couches du VDET ne sont pas prises en compte. Cette lacune conduit à un décalage systématique dans la distribution des paramètres d'impact et donc de  $\frac{D}{\sigma_D}$ , quantité fondamentale de base dans la construction des probabilités de temps de vie par hémisphère. Cet effet est lié à la connaissance de la résolution; il affectera en premier lieu l'efficacité d'étiquetage des quarks légers  $uds$ , et de façon plus douce les efficacités des quarks  $c$  et  $b$ , dans cet ordre.

La résolution statistique sur la distribution des paramètres d'impact est au premier ordre gouvernée par une loi normale. Les phénomènes de diffusion coulombienne multiple induisent des queues de distribution non gaussiennes modélisées par des exponentielles décroissantes.

En conséquence, la distribution des valeurs négatives de  $\frac{D}{\sigma_D}$  est ajustée par une fonction de Gauss à laquelle deux queues exponentielles sont ajoutées : la figure 3.11 montre cet ajustement. Il est réalisé pour différentes configurations d'impacts dans le VDET pour lesquelles la sensibilité aux queues de distributions exponentielles ne sont en principe pas les mêmes. Une fois la distribution totale ajustée aux données, il faut appliquer cette correction au niveau des traces afin de recalculer la probabilité  $P_H$ . C'est réalisé au moyen d'une méthode Monte-Carlo.

La distribution de  $\frac{D}{\sigma_D}$  dûment corrigée dans la simulation présente un bon accord avec les données. Il est difficile d'évaluer l'erreur systématique due à la résolution sur la quantité  $\frac{D}{\sigma_D}$ . Par souci de cohérence avec la mesure de  $R_b$  de la référence [83], l'effet total des corrections a été pris comme erreur systématique de notre mesure, et constitue, compte tenu

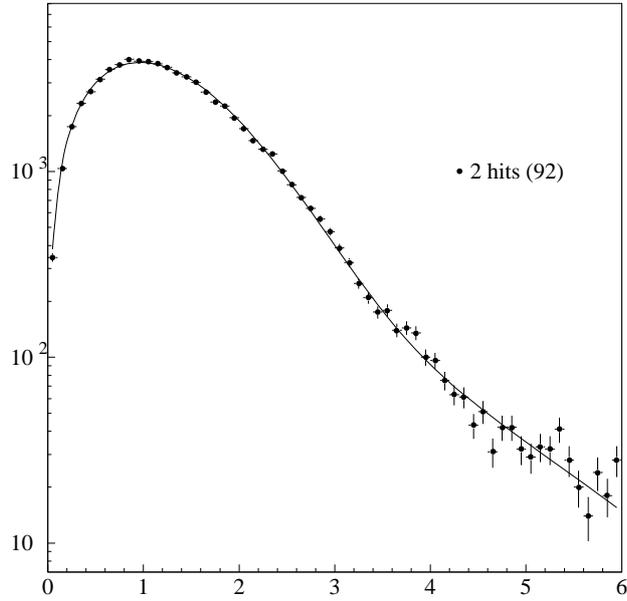


Figure 3.11: Distribution de  $\frac{D}{\sigma_D}$  dans les données pour des traces donnant lieu à un impact complètement reconstruit dans chacune des couches du VDET. La ligne continue est le résultat de l'ajustement aux données d'une gaussienne plus deux exponentielles.

de la qualité de la correction un choix conservatif.

$$\frac{\delta\epsilon_c}{\epsilon_c} = 15 \%$$

$$\frac{\delta\epsilon_{uds}}{\epsilon_{uds}} = 30 \%$$

### 3.4.3 Etude qualitative des corrélations leptons - temps de vie

Basiquement, dire qu'il y a une corrélation entre les hémisphères signifie simplement que les informations d'étiquetage qu'ils contiennent ne sont pas indépendantes et par conséquent que l'efficacité moyenne de double étiquetage n'est pas égale au produit des efficacités moyennes par hémisphère. Jusqu'à présent, les tentatives faites pour mesurer les corrélations sur les données n'ont pas abouti; elles sont donc déterminées à partir de la simulation et très certainement, tout l'enjeu des mesures de  $R_b$  à venir sera de les comprendre exhaustivement ou mieux, de les mesurer directement sur les données. Notons tout de suite que les différentes sources de corrélations que l'on peut envisager n'affectent pas tous les étiquetages de la même manière et que les problèmes posés par l'étiquetage par temps de vie ne sont pas les mêmes que ceux posés par l'étiquetage leptonique.

Dans la littérature, le paramètre de corrélation entre deux hémisphères 1 et 2 est défini par l'expression :

$$\lambda = \frac{\epsilon_{12} - \epsilon_1\epsilon_2}{\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_1^2}\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_2^2}}$$

La figure 3.12 montre la valeur de la corrélation  $\lambda$  en fonction de la coupure de l'étiquetage par temps de vie et de l'impulsion transverse du lepton. Pour notre propos, étiquetage

