

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00065830

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 30.3.1992)

par

BERTINI Denis

Mesure de la production du baryon charmé Λ_c
et étude des désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_c
par l'expérience DELPHI au LEP.

Soutenue le 24 avril 1997
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.E.	Augustin	
	M.	J.	Carr	Rapporteur
	M.	L.	Chaussard	
	M.	O.	Pené	
	M.	P.	Roudeau	Rapporteur
	M.	A.	Rougé	
	M.	G.	Smadja	

Thesis-1997-Bertini

N 2 3

OKS

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

43, Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France



Je tiens à remercier Monsieur Jean-Pierre BURQ de m'avoir accueilli au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je remercie également Monsieur Gérard SMADJA pour le suivi permanent qu'il a porté à mes travaux, sa compétence, ses conseils avisés, sa disponibilité constante et la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Messieurs John CARR et Patrick ROUDEAU pour la lecture complète et éclairée qu'ils ont porté sur ce manuscrit.

Messieurs Jean-Eudes AUGUSTIN, Lionel CHAUSSARD, Olivier PENE, André ROUGE qui ont accepté de participer au jury.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur Lionel CHAUSSARD sans qui ce travail ne serait pas ce qu'il est. Il a toujours témoigné un très vif intérêt à l'avancement de mes travaux. Il a été à l'écoute de mes questions en toutes circonstances et m'a apporté son soutien permanent jusqu'à l'achèvement de ce document.

Je ne voudrais pas oublier les autres membres, chercheurs et étudiants, du groupe DELPHI qui ont contribué aux résultats obtenus par leur aide et leurs conseils.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres des services administratifs de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (en particulier Lucille CHOSSON) pour leur efficacité et leur disponibilité qui m'ont souvent permis de gagner un temps précieux.

Sommaire

I	Théorie	4
I.1	Modèle Standard de l'interaction électrofaible	4
I.1.1	Les constituants élémentaires de la matière	4
I.1.2	Les interactions électrofaibles	8
I.1.3	La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	8
I.1.4	La chromodynamique quantique (QCD)	10
I.2	La production des hadrons à LEP	12
I.2.1	Production d'une paire quark-antiquark	12
I.2.2	La fragmentation des quarks	15
I.2.3	La production de baryons	17
I.3	Les baryons lourds dans le cadre de la théorie effective HQET	19
I.3.1	Aperçu de la théorie effective des quarks lourds HQET	20
I.3.2	Formalisme	22
I.3.3	Classification des baryons lourds	25
I.4	Les facteurs de forme dans les désintégrations semileptoniques des baryons lourds Λ_Q	28
I.4.1	Désintégration semileptonique du Λ_b	28
I.4.2	Facteur de forme	29
I.4.3	Normalisation et pente du facteur de forme	32
I.4.4	Effet des corrections à la limite $m_Q \rightarrow \infty$ sur la normalisation de $\xi(w)$	33
I.4.5	Calcul de la section efficace $\frac{d\Gamma}{dw}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)$	35
I.4.6	Prédictions et limite sur $\hat{\rho}^2$	37
II	L'expérience DELPHI au LEP	42
II.1	Le LEP : le grand collisionneur électron-positon du CERN.	42
II.2	Le détecteur DELPHI	45
II.3	Description générale de l'appareillage	45
II.4	Les détecteurs de traces chargées	48
II.4.1	Le détecteur de vertex VD	48
II.4.2	Le détecteur interne	50
II.4.3	La chambre à échantillonnage temporel TPC	51
II.4.4	Le détecteur externe OD	53
II.4.5	Les chambres vers l'avant FCA et FCB	54
II.4.6	Les compteurs à scintillation TOF et HOF	54
II.4.7	Les chambres à muons	54
II.4.8	La résolution sur l'impulsion	55
II.5	Les calorimètres	56

II.5.1	Le calorimètre électromagnétique central HPC	56
II.5.2	Le calorimètre électromagnétique avant FEMC	56
II.5.3	Le calorimètre hadronique	56
II.5.4	Les luminomètres à petits angles	57
II.6	Les détecteurs RICH	57
II.7	Le déclenchement et l'acquisition	58
II.8	Simulation du détecteur DELPHI	59
II.9	La Chaîne de reconstruction	60
III	L'identification des particules chargées dans DELPHI	62
III.1	Introduction	62
III.2	La sélection des traces chargées	63
III.3	La sélection des événements hadroniques	64
III.4	L'identification des hadrons	65
III.4.1	L'ionisation des traces chargées dans la TPC	65
III.4.1.a	Principe	65
III.4.1.b	L'estimateur du degré d'ionisation	67
III.4.2	L'Effet Cherenkov	69
III.4.2.a	Principe	69
III.4.2.b	La méthode d'identification	72
III.4.3	La combinaison de l'information du RICH et de la TPC	76
III.5	Le contrôle des efficacités d'identification	79
III.5.1	La sélection des Λ^0 et des K^0	79
III.5.2	La sélection des D^*	87
III.6	L'identification des leptons	95
III.7	Conclusion	100
IV	Mesure des taux de production des baryons charmés Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$	104
IV.1	Introduction	104
IV.2	Le canal $pK^-\pi^+$	105
IV.2.1	Choix du canal $pK^-\pi^+$	105
IV.2.2	Les mesures de CLEO et d'ARGUS	106
IV.3	Taux de production inclusif du baryon Λ_c dans les événements $b\bar{b}$	108
IV.3.1	Sélections cinématique et topologique	108
IV.3.2	Identification	119
IV.3.3	Obtention du signal Λ_c^+	120
IV.3.4	Mesure de la section efficace de production du Λ_c^+ dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	121
IV.3.5	Etude des erreurs systématiques	123
IV.4	Mesure combinée des taux de production du Λ_c^+ dans les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$	125
IV.4.1	Sélection des événements	125
IV.4.2	Procédure d'ajustement et résultats	126
IV.4.3	Etude des erreurs systématiques	129
IV.5	La méthode de maximum de vraisemblance	131
IV.6	Mesure de R_c	137

IV.7	Conclusion	139
V	Etude du facteur de forme dans les désintégrations semileptoniques des baryons	
	Λ_b^0	144
V.1	Introduction	144
V.2	Etiquetage des Λ_b^0 par les corrélations ($\Lambda_c^+ l^-$)	145
V.2.1	Nombre d'événements $\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	146
V.2.2	Reconstruction des Λ_c^+	146
V.2.3	Sélection des leptons chargés	148
V.2.4	Sélection des paires $\Lambda_c^+ l^-$	150
V.2.5	Résultats	153
V.3	Mesure de la pente du facteur de forme	153
V.3.1	Méthode	153
V.3.2	Reconstruction de l'impulsion de transfert	157
V.3.3	Ajustement et résultats	163
V.4	Conclusion	168
	Bibliographie	172
	Liste des figures	172

Introduction

C'est en 1976 que Eichen et Gottfried sur la base de travaux déjà effectués pour l'étude du charmonium, ont développés la carte spectroscopique des états liés $b\bar{b}$ en s'appuyant sur l'hypothèse d'un potentiel quark/antiquark possédant la propriété de confinement aux grandes distances. Un an plus tard Herb et al. découvrent la résonance du méson vecteur Υ ($9.46 \text{ GeV}/c^2$) dans les collisions proton-nucléon à $400 \text{ GeV}/c$ à Fermilab. La résonance Υ ($9.46 \text{ GeV}/c^2$) est alors très vite interprétée comme un état lié $b\bar{b}$ en raison de sa masse élevée compatible avec le niveau 1^3S d'excitation $b\bar{b}$.

Depuis l'étude du quark b n'a cessé de s'intensifier. Les données recueillies auprès des collisionneurs électron-positon fonctionnant à l'énergie de la résonance Υ ($4S$) ont permis une étude exhaustive des désintégrations des mésons beaux B^0 et $B^\pm$. Toutefois, l'énergie à laquelle ils fonctionnent n'autorise pas la production des mésons lourds B_s et des baryons beaux Λ_b .

L'énergie disponible à LEP autorise, par contre, la production de tous les états hadroniques du quark beau, offrant ainsi une nouvelle opportunité pour l'étude des hadrons beaux. Dans cette moisson de hadrons beaux, tous les mésons mais aussi les baryons sont représentés. D'autre part, la poussée de Lorentz est suffisamment grande pour permettre à ces particules belles de parcourir une distance mesurable (en moyenne 3 mm) avant de se désintégrer à partir de laquelle leur durée de vie peut être mesurée. A l'heure actuelle, les expériences LEP ont mesuré la durée de vie inclusive des hadrons beaux avec une précision de 1.3% ce qui permet de mieux comprendre leur dynamique interne.

Toutefois, la physique des saveurs lourdes est une physique récente pour laquelle beaucoup

d'informations restent des inconnues expérimentales. Ceci est encore plus vrai pour le secteur des baryons de beauté. En particulier, l'étude du Λ_b s'avère intéressante pour vérifier certains modèles théoriques, car le diquark léger qu'il contient a un spin nul ce qui simplifie la modélisation du Λ_b .

Cette étude comporte cinq parties. La première partie de cette thèse résume les aspects théoriques du Modèle Standard et de la théorie des quarks lourds qui permet une description simple des baryons lourds.

La deuxième partie décrit le détecteur DELPHI utilisé pour réaliser l'étude expérimentale. La troisième partie décrit le principe de fonctionnement des détecteurs les plus importants, la TPC et le RICH, qui permettent l'identification des particules.

Dans la quatrième partie, nous nous proposons de déterminer les taux de production des Λ_c dans les désintégrations du quark b et du quark c à l'énergie du LEP. Les baryons Λ_c sont reconstruits à partir de leur mode de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ choisi pour sa facilité d'étiquetage, à partir des données recueillies de 1992 à 1994 à l'aide du détecteur DELPHI. Une contrainte sur la production du quark charmé à LEP sera alors déduite en utilisant les taux de production de tous les hadrons charmés issus des événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$: D^0 , $D^\pm$, $D_s^\pm$, $\Lambda_c^\pm$.

La cinquième partie est consacrée à la mesure de la pente du facteur de forme des baryons beaux Λ_b . La méthode suivie s'inspire de celle utilisée pour la mesure de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow D^*l\nu$. Le baryon Λ_b^0 est reconstruit par l'intermédiaire de ses désintégrations semileptoniques en $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. Ce dernier mode permet d'accéder d'une part au vertex de désintégration du Λ_b , d'autre part à son impulsion reconstruite grâce à l'utilisation de l'énergie manquante qui permet de tenir compte de la présence d'un neutrino non détecté dans l'état final. Ces informations sont ensuite utilisées pour mesurer l'impulsion de transfert de la réaction. La pente du facteur de forme sera alors mesurée à partir de l'étude de la distribution des événements Λ_b^0 en fonction de l'impulsion transférée.

Chapitre I

Théorie

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement le Modèle Standard, cadre théorique de cette étude. Ensuite, nous présenterons d'une part le mode de production des baryons lourds au pôle du Z^0 , et d'autre part les modèles décrivant la désintégration faible des baryons beaux.

I.1 Modèle Standard de l'interaction électrofaible

C'est en 1968 que S.Weinberg and A.Salam [1], sur la base de travaux développés précédemment par S.Glashow (1961), formulèrent une théorie englobant dans un même formalisme les interactions faibles et électromagnétiques. A l'origine, cette théorie décrivait l'ensemble des interactions électrofaibles pour les leptons ; elle fut ensuite étendue aux hadrons en 1970 par le mécanisme de GIM [2] et l'introduction de la chromodynamique quantique (QCD).

I.1.1 Les constituants élémentaires de la matière

Les fermions

Les particules de matière du Modèle Standard, les quarks et les leptons, sont des fermions. Trois familles de fermions sont postulées pour décrire la matière. A l'heure actuelle, les expériences faites à LEP ont mesuré un nombre de neutrinos légers $N_\nu = 2,989 \pm 0,012$ [4] ce qui confirme l'existence de 3 familles de leptons et de quarks (compatibilité avec 3 à $4^\circ/\infty$ près). Ces familles présentent un couplage identique pour chaque interaction. La deuxième et la troisième famille sont des duplications de la première, leurs différences apparaissent par la masse de leurs constituants.

Le choix d'une représentation pour les fermions doit tenir compte de la conservation (non-conservation) de la parité (P) dans les interactions électromagnétiques (faibles). Les fermions

d'hélicité gauches sont sensibles à l'interaction électrofaible alors que les fermions d'hélicité droite ne participent pas aux interactions faibles décrites par les courants chargés, et ils sont sensibles uniquement à l'interaction électromagnétique. Pour tenir compte de ceci, et par analogie avec le doublet d'isospin du nucléon contenant le proton et le neutron, l'isospin faible I est défini comme un "bon nombre quantique": I est conservé dans les interactions faibles. On classe alors les fermions d'hélicité gauche en doublets différents du groupe $SU(2)_L$, groupe d'invariance de l'isospin faible ¹.

- les leptons : $\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R.$
- les quarks : $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, u_R, c_R, t_R, d'_R, s'_R, b'_R.$

Les champs (d', s', b') sont les états propres de l'isospin faible I et se déduisent des champs (d, s, b) états propres de masse, par transformation unitaire (matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

Ce classement a priori arbitraire peut s'expliquer par le formalisme de l'équation de Dirac où l'on peut séparer les composantes gauches (L) et droites (R) couplées par la masse du fermion. La fonction d'onde d'un fermion relativiste se réduit à la partie gauche (L) si ce dernier est dans un état d'hélicité gauche, tandis qu'elle se réduit à la partie droite (R) s'il est dans un état d'hélicité droite. Ainsi le neutrino ne peut être que gauche L si l'on néglige toutes les corrections à cette situation. Dans les lagrangiens, on s'attend donc à ce que les termes d'interaction faible et ceux d'interaction électromagnétique ne contiennent pas de produits croisés (LR) ce qui est également vrai pour les termes cinétiques.

De plus ce classement des leptons en doublets de $SU(2)_L$ paraît naturel si l'on considère que l'interaction faible conserve un nombre leptonique pour chacune des sous familles (L_e, L_μ, L_τ) comme le suggère l'absence de certaines transitions entre leptons. A ce stade, avant la brisure spontanée de la symétrie, les composantes d'un même doublet diffèrent seulement par la troisième composante de leur isospin faible I_3 . Cependant l'électron possède une charge électrique négative, alors que le neutrino est neutre. Nous devons donc relier cette différence de charge électrique à la différence de valeur de I_3 . En introduisant l'hypercharge faible Y , Gell-Man-Nishijima [4] définirent cette relation :

$$Q = I_3 + Y/2$$

Avant la brisure spontanée de la symétrie, les charges I_3 et Y sont conservées dans les interactions faibles ce qui implique la conservation de la charge Q . Il devient alors naturel de choisir pour groupe de jauge associé à l'interaction faible $G = SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ où $U(1)_Y$ est le groupe d'invariance de l'hypercharge faible ². La généralisation aux interactions fortes

¹Les indices L(Left) et R(Right) se réfèrent aux composantes gauches et droites des spineurs $\psi_L = (\frac{1-\gamma_5}{2})\psi, \psi_R = (\frac{1+\gamma_5}{2})\psi$

²Les fermions gauches se transforment à la fois par $SU(2)_L$ et par $U(1)_Y$, tandis que les fermions droits ne sont sensibles qu'à $U(1)$

se fera en considérant le produit direct de G et du groupe de symétrie de couleur $SU(3)_c$. Les nombres quantiques électrofaibles associés aux leptons et aux quarks sont résumés dans le tableau I.1.

Les familles de fermions			Nombres quantiques électrofaibles			
1 ^{iere}	2 ^{ieme}	3 ^{ieme}	I_L	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
u_R	c_R	t_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d'_R	s'_R	b'_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Tableau I.1: Nombres quantiques électrofaibles des fermions gauches (L) et droits (R) du Modèle Standard.

Les bosons de jauge

Les quatre champs vectoriels de jauge associés aux générateurs des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ forment un triplet W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) état propre de $SU(2)_Y$ et un singulet B_μ , état propre de $U(1)_Y$. Les bosons vectoriels de la théorie sont le photon, qui transmet l'interaction électromagnétique et qui est de masse nulle, les bosons $W^\pm$ et Z^0 , qui transmettent l'interaction faible et qui sont massifs. Les champs de jauge qui décrivent ces bosons sont des états propres de masse des champs W_μ^i et B_μ . On effectue alors une transformation canonique sur les champs W_μ^i et B_μ , en introduisant deux champs A_μ et Z_μ , tels que A_μ ne soit pas couplé au neutrino et soit couplé aux électrons avec conservation de la parité : le champs A_μ a toutes les propriétés du champ électromagnétique. Le champs Z_μ décrit le boson Z^0 et les champs $W_\mu^\pm$ décrivent les bosons chargés $W^\pm$:

- les champs neutres :

$$Z_\mu(x) = \cos\theta_W \cdot W_\mu^3(x) + \sin(\theta_W) \cdot B_\mu(x)$$

$$A_\mu(x) = -\sin\theta_W \cdot W_\mu^3(x) + \cos(\theta_W) \cdot B_\mu(x)$$

- les champs chargés

$$W_\mu^\pm(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (W_\mu^1(x) \pm W_\mu^2(x))$$

θ_W est l'angle de mélange faible (angle de Weinberg), défini par :

$$\tan(\theta_W) = \frac{g'}{g}$$

où g et g' sont les constantes de couplage, g pour $SU(2)_L$ et g' pour $U(1)_Y$. On voit qu'à la limite $\theta_W \rightarrow 0$ on a $Z_\mu(x) \rightarrow -W_\mu^3(x)$ et $A_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x)$. Si on identifie le champs A^μ au

champs du photon en QED, auquel on associe la constante de couplage électromagnétique e , on obtient l'égalité ³ :

$$e = g \cdot \sin(\theta_W) \text{ et } \alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 \sin^2(\theta_W)}{4\pi}$$

où α est la constante de structure fine. Les constantes de couplage des deux théories sont reliées selon :

$$e = \frac{g \cdot g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

A la limite où les énergies en jeu sont faibles par rapport à la masse du W , on retrouve la théorie de Fermi. Ainsi, la constante de Fermi ⁴ G_F est reliée à la masse des bosons $W^\pm$ et à l'angle de mélange faible par :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8\sin^2(\theta_W)M_W^2}$$

Au premier ordre de l'interaction électrofaible, les observables physiques vont s'exprimer à l'aide de trois constantes (par exemple G_F , α et M_Z) qui doivent être déterminées par l'expérience. Les corrections d'ordre supérieur nécessitent la connaissance de la masse du quark top et de celle du boson de Higgs, introduit dans la théorie pour générer les masses de fermions et des bosons médiateurs de l'interaction faible $W^\pm$ et Z^0 .

Mécanisme de Higgs

Si la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est exacte, la masse des bosons de jauge est nulle. Une méthode pour rendre à l'interaction faible une portée finie consiste à introduire un champ scalaire, décrivant le boson de Higgs H^0 . Ce champ est représenté par un doublet de champs complexes de $SU(2)_L$, avec pour valeur d'hypercharge faible $Y = 1$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}_L$$

Pour engendrer les masses des bosons de jauge, on introduit le potentiel $V(\phi)$:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \text{ avec } \mu^2 < 0 \text{ et } \lambda > 0$$

et on choisit comme valeur pour l'état de vide de $\Phi(x)$:

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

On obtient un état fondamental qui n'est invariant, ni par $SU(2)_L$, ni par $U(1)_Y$, mais qui reste invariant dans une transformation de jauge correspondant à la charge électrique Q : la masse nulle du photon est préservée. Ce choix du potentiel d'une valeur moyenne non nulle de l'état de vide de $\Phi(x)$ brise spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$, et confère

³A la limite $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$, on obtient l'identification électrofaible $e = g$ suggérée en 1958.

⁴ $G_F/(\hbar c)^3 = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ [4]

ainsi une masse aux bosons vectoriels et aux autres particules à l'exception du photon et des neutrinos. On obtient comme masse aux bosons vectoriels :

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$$

$$M_W = \frac{1}{2}vg$$

Le boson de Higgs a pour masse :

$$M_H^2 = 2v\lambda$$

On n'a pas encore découvert expérimentalement le boson de Higgs H^0 , et les données sur la masse de cette particule sont actuellement des limites inférieures à 95% de niveau de confiance [4].

I.1.2 Les interactions électrofaibles

Le lagrangien décrivant les interactions électrofaibles est invariant dans les transformations de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Il est composé de quatre termes principaux :

$$\mathcal{L}_{G.W.S} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs-fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}$$

avec :

- $\mathcal{L}_{\text{libre}}$: termes d'énergie cinétique.
- $\mathcal{L}_{\text{fermions}}$: terme régissant le couplage des fermions aux quatre bosons de jauge ($\gamma, Z^0, W^\pm$).

La brisure spontanée de la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est réalisée au niveau des termes :

- $\mathcal{L}_{\text{Higgs-fermions}}$: terme de couplage "à la Yukawa" régissant l'interaction du Higgs avec les fermions qui acquièrent alors une masse.
- $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$: terme d'interaction entre le boson de Higgs et les bosons de jauge : ces derniers vont donc acquérir une masse, la symétrie étant spontanément brisée.

I.1.3 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} est la matrice qui relie les états propres de l'isospin faible (d', s', b') aux états propres de masse (u, d, s). V_{CKM} est une matrice complexe, unitaire et de dimension n où n est le nombre de familles de quarks.

Une matrice complexe de rang n comporte $2n^2$ paramètres libres. De plus les contraintes d'unitarité pour les termes non diagonaux ($V_{ik}V_{jk}^* = 0$ pour $i \neq j$) et pour les termes diagonaux ($V_{ik}V_{ik}^* = 1$) relient les différents paramètres entre eux réduisant à n^2 le nombre de degrés de liberté. D'autre part, tous les champs peuvent être redéfinis à une phase globale près. Il y a ainsi $2n$ phases, mais seules les différences, soit $2n - 1$ paramètres, peuvent modifier l'élément de matrice. Il reste ainsi $(n - 1)^2$ paramètres libres dans V_{CKM} dont $n(n - 1)/2$ angles d'Euler des rotations $O(n)$ et $(n - 1)(n - 2)/2$ phases complexes intrinsèques. Nous nous placerons dans le cas de trois familles de quarks, la matrice V_{CKM} étant alors (3×3) , une phase va subsister. C'est cette phase qui, par exemple, autorise la violation de CP par les courants faibles chargés.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Il existe plusieurs représentations de la matrice V_{CKM} . En posant $\lambda = V_{us} = 0,2205 \pm 0,005$, on obtient la représentation simple mais approchée suivante :

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

où A , ρ , η sont les paramètres de Wolfenstein [5] avec lesquels les éléments de matrice sont développés en puissances de λ jusqu'à l'ordre λ^3 . L'étude expérimentale de la désintégration des hadrons beaux contraint bien $A = 0,93 \pm 0,15$, tandis que les paramètres ρ et η sont moins bien connus $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0,45^{+0,20}_{-0,15}$. Cette paramétrisation phénoménologique présente l'avantage de faire apparaître clairement, en terme de puissances croissantes de λ , la hiérarchie des taux de transitions entre les trois familles. Les coefficients complexes de la matrice V_{CKM} intervenant dans la désintégration semileptonique des quarks privilégient les désintégrations d'un même doublet :

$$(u \rightleftharpoons d), (c \rightleftharpoons s), (b \rightleftharpoons t)$$

Cependant, les coefficients qui caractérisent les changements de doublets, plus petits, ne sont pas nuls.

La condition d'unitarité de la matrice implique trois relations d'orthogonalité entre les trois lignes et les trois colonnes. Par exemple, cette condition permet d'obtenir la relation entre les plus petits éléments de matrice V_{ub} et V_{td} :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

où chaque terme de cette somme est d'ordre λ^3 . Dans la paramétrisation de Wolfenstein, les éléments V_{cb} , V_{cd} et V_{tb} sont réels, et en utilisant l'approximation $V_{ud} \sim V_{tb} \sim 1$ et $V_{cd} < 0$ on obtient :

$$\frac{V_{ub}^*}{|V_{cd}V_{cb}|} + \frac{V_{td}}{|V_{cd}V_{cb}|} = 1$$

Cette relation peut être représentée par un triangle dans le plan complexe (figure I.1). Il existe 6 triangles qui correspondent aux 6 autres relations d'unitarité. Les coordonnées des sommets

du triangle étudié ici sont $(0, 0)$, $(1, 0)$ et (ρ, η) . L'étude des réactions $B_b^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $B_d^0 \rightarrow K J/\psi$, et $B_s^0 \rightarrow \rho K_s$ permet la mesure des angles α, β, γ . Pour permettre la violation de CP, la surface de ce triangle, proportionnelle à la phase intrinsèque de V_{CKM} , doit être non nulle. Ainsi, la mesure des éléments du triangle permet de confirmer l'attribution de la violation de CP à la phase de la matrice CKM.

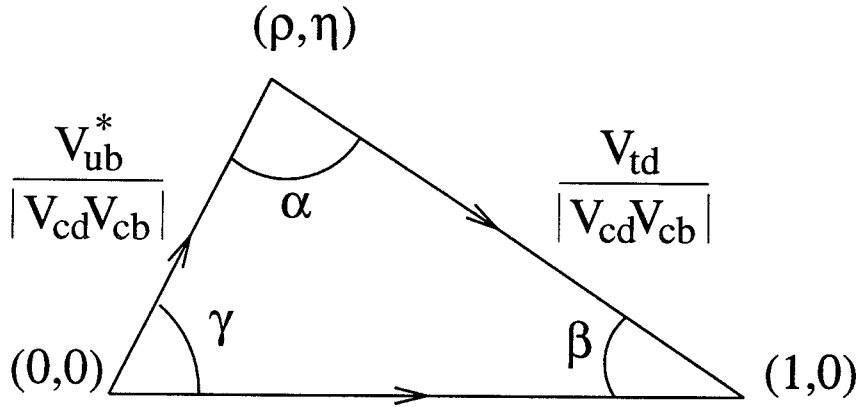


Figure I.1: Triangle représentant la condition d'unitarité appliquée à la première ligne et à la troisième colonne de la matrice CKM.

La haute statistique acquise à LEP a permis d'augmenter la précision sur les valeurs des éléments de la matrice CKM. Les connaissances actuelles des six éléments de matrice proviennent de la désintégration β des noyaux miroirs (V_{ud}), de l'analyse des désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ et $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ (V_{us}), de la production de hadrons charmés à partir de la diffusion profondément inélastique par neutrinos (V_{cd}), de l'analyse des désintégrations $D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e$ (V_{cs}). Enfin, l'analyse des désintégration faibles de hadrons beaux permet de déterminer les éléments de matrice V_{ub} et V_{cb} . Les éléments de matrice impliquant le quark top sont alors déduits des contraintes d'unitarité. Actuellement [4]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9745 < |V_{ud}| < 0,9757 & 0,219 < |V_{us}| < 0,224 & 0,002 < |V_{ub}| < 0,005 \\ 0,218 < |V_{cd}| < 0,224 & 0,9736 < |V_{cs}| < 0,975 & 0,036 < |V_{cb}| < 0,046 \\ 0,004 < |V_{td}| < 0,014 & 0,034 < |V_{ts}| < 0,046 & 0,9989 < |V_{tb}| < 0,9993 \end{pmatrix}$$

Le niveau de confiance de 90% sur les bornes de l'amplitude des éléments fait de ceux-ci un test important du Modèle Standard et de ses extensions théoriques.

I.1.4 La chromodynamique quantique (QCD)

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie principale des interactions fortes. Cette théorie repose sur une symétrie interne appelée symétrie de *couleur*. Le groupe de symétrie correspondant est $SU(3)_c$ et les constituants élémentaires des hadrons, à savoir les quarks et les anti-quarks, sont rangés respectivement dans les représentations 3 et $\bar{3}$ de $SU(3)_c$. En plus de la couleur, les quarks se différencient par leur saveur. Comme on l'a vu précédemment, il existe 6 types de quarks: up (u), down (d), strange (s), charm (c), beauty (b) et top (t). Les

particule de jauge, les gluons, appartiennent à la représentation de dimension 8 de $SU(3)_c$: il existe 8 gluons de masse nulle. Chaque gluon porte une couleur notée R , G , ou B et une anti-couleur notée $\bar{R}$, $\bar{G}$ ou $\bar{B}$: les gluons sont colorés et peuvent donc interagir entre-eux. Un quark q peut exister sous une des trois couleurs R , G , ou B . Les anti-quarks portent les anti-couleurs $\bar{R}$, $\bar{G}$ ou $\bar{B}$. La symétrie de saveur commute avec la symétrie de couleur : chaque saveur existe en trois couleurs. La symétrie de saveur est approchée (par exemple les quarks u , d et s ont des masses différentes) tandis que la symétrie de couleur est exacte. De plus, la symétrie de couleur est aussi une symétrie *locale*, ce qui fait de la QCD une théorie de jauge non abélienne.

Les particules observables sont de deux types : les baryons (proton, neutron, ...) et les mésons (mésons- π , mésons- K , ...). Les baryons sont formés de trois quarks dont la fonction d'onde est un singlet de $SU(3)_c$:

$$Baryons \sim \epsilon_{abc} q_i^a q_j^b q_k^c$$

où ϵ_{abc} est le tenseur totalement antisymétrique, les indices a , b , c sont les indices de couleur (la somme sur ces indices est sous-entendue) et i , j , k correspondent aux indices de saveur. De la même façon, un méson est constitué d'un quark lié à un antiquark, la fonction d'onde étant la somme sur les couleurs de ces paires :

$$Mésons \sim \delta_a^b q^a \bar{q}_b$$

Tous les hadrons observables sont donc des *singlets de couleur*. Le choix a priori arbitraire du groupe de couleur $SU(3)_c$ peut s'expliquer en considérant que la représentation du groupe doit être complexe, car sinon l'existence des états $(q\bar{q})$ impliquerait aussi celle d'états (qq') dont la charge électrique serait fractionnaire et qui n'ont pas encore été observés. La dimension $N_c = 3$ est suggérée par de nombreuses indications dont entre autres :

- l'antisymétrie sur trois quarks dans le décuplet baryonique $J^P = (3/2)^+$ qui nécessite $N_c = 3$ pour satisfaire le principe de Pauli,
- le taux de désintégration $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ et le rapport de Drell $R = \frac{\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ qui indiquent $N_c = 3$.

La constante de couplage effective de l'interaction forte peut s'exprimer sous la forme :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{(33 - 2N_f) \log(q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

où N_f est le nombre de saveurs de quark dont la masse est inférieure à l'échelle d'énergie q ($N_f = 5$ à l'énergie du LEP) et où Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle de QCD. On peut ajuster la valeur de α_s sur les données des expériences du LEP, en utilisant la masse du quark top $m_t = 180 \pm 12 \text{ GeV}/c^2$ mesurée par les collaborations CDF et D0 [6] [7] [4] :

$$\alpha_s(M_Z) = 0,123 \pm 0,004 \pm 0,002$$

où la valeur centrale de α_s et la première erreur sont obtenues pour une valeur de la masse du boson de Higgs $M_H = 300 \text{ GeV}/c^2$, la seconde erreur correspond à une variation ⁵ de la masse du boson de Higgs dans l'intervalle $60 < M_H(\text{GeV}/c^2) < 1000$.

⁵Dans une approche perturbative du Modèle Standard, la contrainte d'unitarité de la transformation de jauge fixe la limite supérieure de la masse du boson de Higgs aux environs de $1 \text{ TeV}/c^2$.

Lorsque $N_f \leq 16$, la constante de couplage décroît avec l'énergie transférée. Cette propriété, appelée *liberté asymptotique*, est une conséquence de l'interaction des gluons entre-eux : le potentiel entre deux charges de couleur augmente linéairement avec la distance qui les sépare, imposant le confinement des charges de couleurs en objets incolores.

Dans le domaine des grands transferts d'énergie ($q^2 \gg \Lambda_{QCD}$), la constante de couplage est petite et les méthodes perturbatives sont utilisées dans les calculs. A basse énergie ($q^2 \leq \Lambda_{QCD}$), par exemple lors de la fragmentation des quarks en hadrons ou la désintégration de ces derniers, la constante α_s est grande et, par conséquent, la théorie des perturbations ne s'applique plus. Nous allons voir dans le chapitre suivant que, pour modéliser l'hadronisation des quarks, l'expérimentateur utilise extensivement diverses techniques de simulation numérique (Monte Carlo).

I.2 La production des hadrons à LEP

I.2.1 Production d'une paire quark-antiquark

Nous allons dans cette partie nous restreindre à la désintégration hadronique du Z^0 qui représente environ 70% de l'ensemble de ses désintégrations. La création d'une paire de quarks par annihilation e^+e^- à l'énergie du LEP, s'effectue par l'intermédiaire d'un photon virtuel γ^* ou d'un boson Z^0 sur sa couche de masse(cf figure I.2).

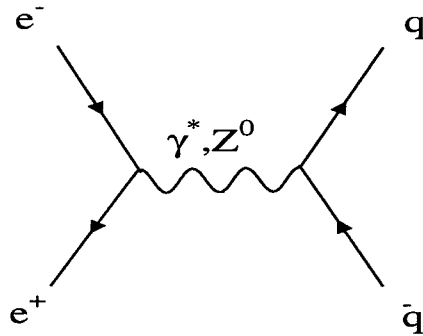


Figure I.2: Production d'une paire de quarks au LEP.

Pour les calculs du graphe en arbre, la largeur à l'ordre de Born se décompose en un terme vectoriel et un terme axial:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) \sim N_c \Gamma_0 \left[(2C_A^q)^2 + (2C_V^q)^2 \right] ; \quad N_c = 3, \quad \Gamma_0 = \frac{GM_Z^3}{24\pi\sqrt{2}}$$

où C_V^q et C_A^q sont les couplages faibles du quark q au Z^0 :

$$C_V^q = I_{3R}^q + I_{3L}^q - 2Q^q \sin^2 \theta_W ; \quad C_A^q = I_{3R}^q - I_{3L}^q$$

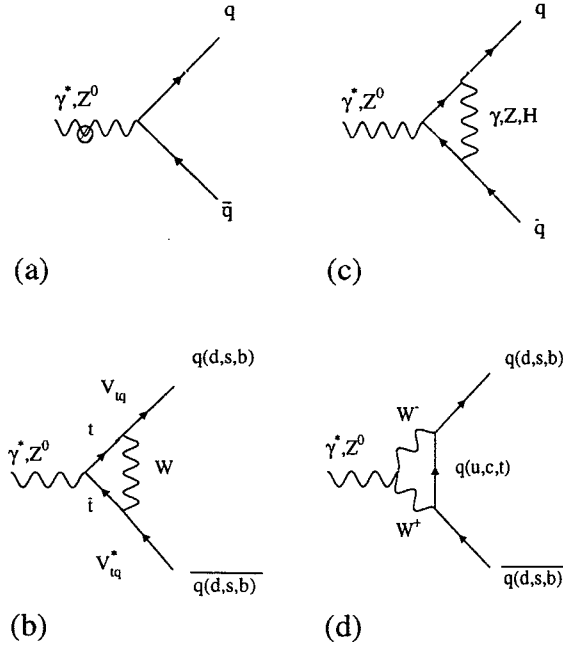


Figure I.3: Corrections électrofaibles appliquées au vertex $Z \rightarrow q\bar{q}$

Tenant compte de $I_{3R}^b = 0$ on obtient la largeur partielle du quark b :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 24\Gamma_0 \left[\left(I_{3L}^b + 1/3 \sin^2 \theta_W \right)^2 + \left(1/3 \sin^2 \theta_W \right)^2 \right]$$

Avec $\sin^2 \theta_W = 0.2325$ on trouve que : $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \sim 368,2 \text{ MeV}$. De plus, on peut déduire les largeurs partielles des autres quarks en considérant :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = \Gamma(Z \rightarrow d\bar{d}) = \Gamma(Z \rightarrow s\bar{s}) = \Gamma(I_{3L} = -1/2)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow u\bar{u}) = \Gamma(Z \rightarrow c\bar{c}) = \Gamma(I_{3L} = 1/2)$$

La largeur totale hadronique vaut ainsi :

$$\Gamma(Z \rightarrow \text{Hadrons}) = 2\Gamma_{1/2} + 3\Gamma_{-1/2} \sim 1676,4 \text{ MeV}$$

Ce qui donne les taux d'embranchement au pic du Z^0 :

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{Hadrons})} \sim 22\% \text{ et } R_c = \frac{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{Hadrons})} \sim 17\%$$

Les expériences du CERN à LEP bénéficient donc d'une statistique importante de désintégration du $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Ceci provient essentiellement du fait qu'au pic du Z^0 on a :

$$\Gamma_{M_Z} \sim (2C_A^q)^2 + (2C_V^q)^2$$

Aux énergies plus basses, la largeur partielle est $\sigma(\gamma \rightarrow q\bar{q}) \sim (e_q)^2$: le taux de production de quarks c de charge $e_q = 2/3$ est donc supérieur à celui du b ($\Gamma(b\bar{b}) \sim 10\%$ à PETRA). Le collisionneur du LEP offre donc un avantage certain pour l'étude des hadrons beaux.

L'approximation de Born est cependant insuffisante pour rendre compte précisément des largeurs partielles R_q et il est nécessaire de rajouter les corrections d'ordre supérieur (cf figure I.3) qui sont de trois types :

- Les corrections QED : elles proviennent du rayonnement de photons réels et de l'échange de photons virtuels. Dans le cas des largeurs partielles R_q , seuls les effets électromagnétiques interviennent dans l'état final :

$$R_q \rightarrow R_q^0 \left(1 + \frac{3\alpha e_q^2}{4\pi} \right)$$

Or La contribution du Z^0 domine celle du photon par un facteur supérieur à 100 à l'énergie du LEP, par conséquent ces corrections sont faibles. Elles dépendent de la charge électrique du quark dans l'état final, mais elles interviennent à la fois dans le numérateur et le dénominateur du rapport des largeurs R_q et sont donc absorbées : de l'ordre de 0.019% pour les quarks b et 0.077% pour les quarks c .

- Les corrections au propagateur du Z^0 (figure I.3-a) : elles prennent en compte l'ensemble des diagrammes en boucle faisant intervenir toutes les particules de la théorie et sont décrites par le paramètre ρ :

$$\rho = \frac{M_W^2}{\cos^2(\theta_W) \cdot M_Z^2(1 - \Delta\rho)} ; \quad \Delta\rho \simeq \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{m_t^2}{M_Z^2}$$

$\Delta\rho$ dépend au premier ordre de m_t^2 : la contribution principale provient du quark t puisque le Z^0 se couple aux boucles de fermions proportionnellement à la masse carrée du fermion mis en jeu. Enfin, notons que ces corrections sont universelles : les effets sont les mêmes pour tous les fermions et seront donc supprimées dans les rapports R_q .

- Les corrections au vertex, ΔV (figure I.3-b,c,d), dépendent du quark produit. La correction des courants chargés (figure I.3-b,c) dépend des éléments de la matrice CKM. Pour le quark b l'effet du quark top t est plus important. En effet, bien que le couplage $Z \rightarrow t\bar{t}$ ne donne pas lieu à une production ouverte de top, ce vertex a tendance à augmenter la production du quark b et contribue comme une correction au premier ordre au couplage $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ par l'intermédiaire du diagramme triangulaire (figure I.3-b). Le couplage t/b intervient également par le couplage en trois bosons ZW^+W^- (figure I.3-d). Du fait de la grande valeur de V_{tb} , ces corrections sont caractéristiques de la production de paires $b\bar{b}$. Dans la cadre du Modèle Standard, elles sont indépendantes de la masse du Higgs.
- Les corrections radiatives (essentiellement QCD) : elles sont différentes pour le couplage axial et vectoriel. On développe les observables R_q en série de puissances de α_s , selon :

$$\Gamma^{V,A} \rightarrow \Gamma_{born}^{V,A} \left[1 + \sum_i C_i^{V,A} (\alpha_s/\pi)^i \right]$$

où les coefficients $C_i^{V,A}$ sont calculés jusqu'au troisième ordre. Les largeurs totales $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ sont très sensibles aux corrections QCD qui sont de l'ordre de 5% et dont la valeur n'est pas contrôlée à mieux de 1%. Là encore, ces corrections sont supprimées lorsque l'on considère les rapports R_q .

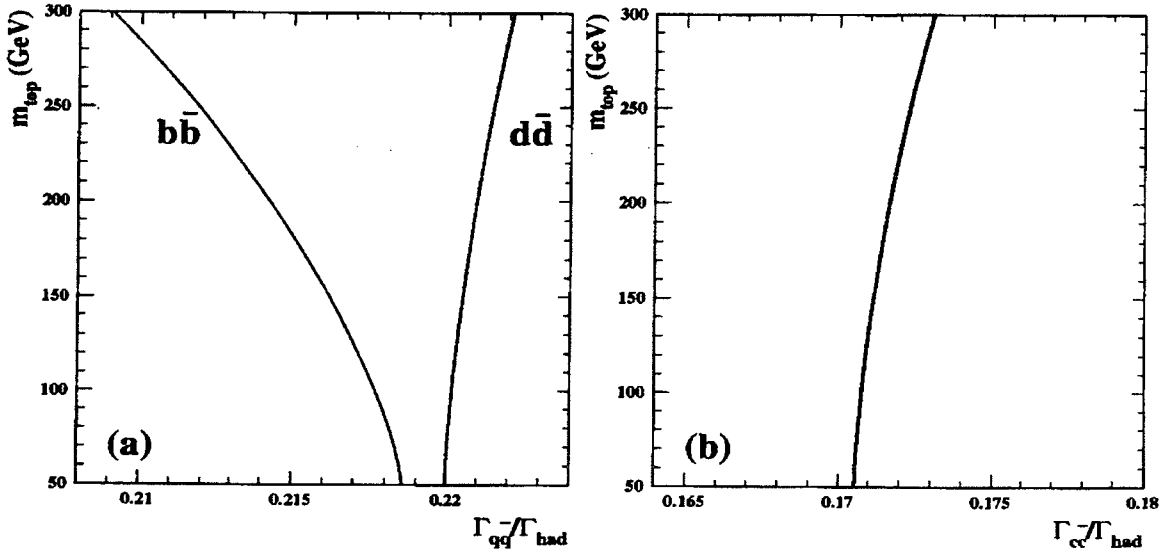


Figure I.4: Dépendance de R_b , R_d et R_c en fonction de la masse du quark top m_{top} .

Les fractions des événements hadroniques se désintégrant en paire de quarks $q\bar{q}$ peuvent donc être calculées avec une bonne précision : elles dépendent principalement de m_{top}^2 et sont pratiquement indépendantes de la masse du Higgs (l'évolution est logarithmique de la forme $\propto \ln(\frac{M_Z^2}{M_H^2})$), et des corrections fortes (voir figure I.4). Ainsi, la mesure récente de la masse du quark top auprès du Tevatron [6] [7] permet de contrôler à mieux que 0.2% [8] le calcul théorique des rapports R_c et R_b , et leurs mesures représentent l'un des principaux tests du Modèle Standard.

I.2.2 La fragmentation des quarks

La fragmentation des quarks est le processus qui décrit le passage des quarks initialement produits lors de l'annihilation e^+e^- aux hadrons et aux leptons. Ce processus est simulé numériquement par des méthodes Monte Carlo. L'avantage des méthodes Monte Carlo est de permettre la simulation d'événements *vrais* de façon totalement exclusive. Elles sont de ce fait adaptées à l'estimation d'informations qui ne seraient pas accessibles par un développement de bas ordre ⁶ en α_s .

La fragmentation se compose de deux étapes :

Domaine perturbatif de QCD

Il décrit la production de cascades de partons (quarks ou gluons) par les deux quarks initiaux. Une première approche utilise le calcul jusqu'au deuxième ordre des *éléments de matrice* (ME) [9] à partir des diagrammes de Feynman : on calcule les amplitudes des différents

⁶Par exemple, les événements à haute multiplicité en jets

états finals de la désintégration du Z^0 dans le cadre de la théorie QCD , c'est-à-dire au premier ordre $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$ et au deuxième ordre $q\bar{q}qg$ et $q\bar{q}q\bar{q}$. Cette méthode très précise est cependant limitée par l'ampleur des calculs. Une autre méthode consiste à considérer le branchement du processus de création de nouveaux partons colorés à partir des quarks initiaux $q \rightarrow q'g$ qui, à leur tour, peuvent engendrer les transitions au premier ordre $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow qg$, $q \rightarrow q\bar{q}$. La probabilité qu'un parton i crée deux nouveaux partons j et k est donnée par l'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi [10] :

$$\frac{d\mathcal{P}_{i \rightarrow jk}}{dt} = \int \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} \mathcal{P}_{i \rightarrow jk}(z) dz$$

où z donne la fraction d'énergie transmise entre j et k , $\mathcal{P}$ est la probabilité de réaliser la transition $i \rightarrow jk$ en fonction de z et t est un paramètre d'évolution, $t = \ln(M_i^2/\Lambda^2)$ (Λ est le paramètre d'échelle de QCD). La cascade ainsi produite s'arrête lorsque l'énergie des partons devient inférieure à une énergie minimale.

Domaine non-perturbatif de QCD

Il décrit la phase de fragmentation proprement dite, c'est-à-dire, la transformation des partons, obtenus dans la première phase, en hadrons incolores qui sont détectables expérimentalement. Une description à partir de la méthode des perturbations appliquée à QCD n'est pas possible dans ce cas (grande valeur de α_s), mais on peut utiliser les modèles phénoménologiques qui tiennent compte des ordres supérieurs. Nous allons décrire brièvement l'un de ces modèles : le modèle des cordes développé par le groupe de LUND [11] et utilisé dans la simulation Monte Carlo JETSET. L'hypothèse de confinement linéaire est à la base de ce modèle des cordes : une paire $q\bar{q}$ est reliée par un tube de flux chromo-électrique *modélisé* par une corde relativiste à un dimension. Les quarks présents en fin de cascade sont donc soumis à un potentiel de couleur, variant linéairement en fonction de la distance qui sépare deux quarks.

On peut l'illustrer dans le cas simple d'une paire $q\bar{q}$. Le potentiel est créé par une corde de couleur élastique de tension $\kappa \simeq 1 \text{ GeV}/fm$ (densité d'énergie contenue par cette corde calculée à partir de la spectroscopie hadronique) reliant les deux quarks. Le réagencement de flux de couleur procède par la tension entre les porteurs de couleur : lorsque la distance entre les deux quarks augmente, l'énergie potentielle stockée dans la corde augmente jusqu'à une valeur limite, permettant la création d'une nouvelle paire $q\bar{q}$. Si l'énergie disponible est suffisante, les cordes créées peuvent à nouveau se fragmenter et ainsi de suite. Lorsque l'énergie disponible est insuffisante pour la production d'une nouvelle paire, les quarks produits s'habillent pour donner des hadrons, que nous observons dans les détecteurs. L'hadronisation de l'état final résulte de la combinaison d'un mouvement relativiste de la corde et d'une loi de fragmentation stochastique définie arbitrairement sur celle-ci.

La probabilité de création d'une nouvelle paire dépend de la masse du quark créé selon :

$$\mathcal{P}(m_q) = \exp\left(-\frac{\pi}{\kappa} \cdot (m_q^2 + p_T^2)\right)$$

où m_q est la masse du quark et p_T son impulsion transverse par rapport à la ligne de vol de la paire initiale, le facteur $\frac{\pi}{\kappa}$ est de l'ordre de $(250 \text{ MeV})^2$. Cette dépendance en masse est défavorable à la production de quarks lourds dans le processus de fragmentation : u : d :

$s : c : b \simeq 1 : 1 : (0, 3) : 10^{-7} : 0$. Ainsi, les hadrons produits à l'issue de la fragmentation seront prioritairement des hadrons légers contenant les quarks u et d et dans une moindre mesure le quark s .

La fraction d'impulsion longitudinale emportée par le hadron formé est distribuée suivant une fonction du paramètre

$$z = \frac{(E + P_{//})_H}{(E + P_{//})_{quark}}$$

appelée fonction de fragmentation.

Dans le cas des quarks légers (u, d, s), on utilise la fonction de fragmentation de Lund à symétrie gauche-droite :

$$f(z) = \frac{1}{z}(1-z)^a \exp\left(-\frac{b \cdot m_t^2}{z}\right)$$

où a et b sont des paramètres et $m_t^2 = m^2 + p_t^2$ est la masse transverse. Généralement, dans JETSET, on utilise $a = 0.5$ et $b = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$.

Cependant pour les saveurs lourdes, cette fonction ne correspond pas à ce que l'on observe dans l'expérience (spectre en impulsion trop dur) et on préférera pour des raisons pratiques de paramétrisation la fonction de fragmentation de Peterson [12]:

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

où $\epsilon_Q = (\frac{m_q}{m_Q})^2$ est le paramètre de fragmentation du quark Q . Cette fonction a été représentée pour le cas des hadrons charmés et beaux.

I.2.3 La production de baryons

Nous avons vu dans le schéma précédent que chaque corde est un singlet de couleur et elle peut donner naissance à un hadron (baryon ou méson), si l'énergie disponible le permet. La formation de baryon peut faire intervenir des processus complexes de création de paires diquark-antidiquark lors de la fragmentation d'une corde. Ces processus sont donc plus rares que la formation de mésons. Les quatres types de mécanismes qui peuvent être envisagés pour la formation de baryons [13] sont schématisés sur la figure I.6.

- a. Les baryons sont produits par combinaisons aléatoires de triplets de quarks. Ce mécanisme est cependant insuffisant car il ne tient pas compte des corrélations d'espace de phase observées entre les éléments d'une paire baryon-antibaryon.
- b. Dans le cas où une paire de diquark-antiquark est produite directement par la conversion d'une paire e^+e^- en photon virtuel ou par désintégration du Z^0 , les diquarks peuvent se combiner avec un quark et un anti-quark créés dans la phase de fragmentation pour donner un baryon.

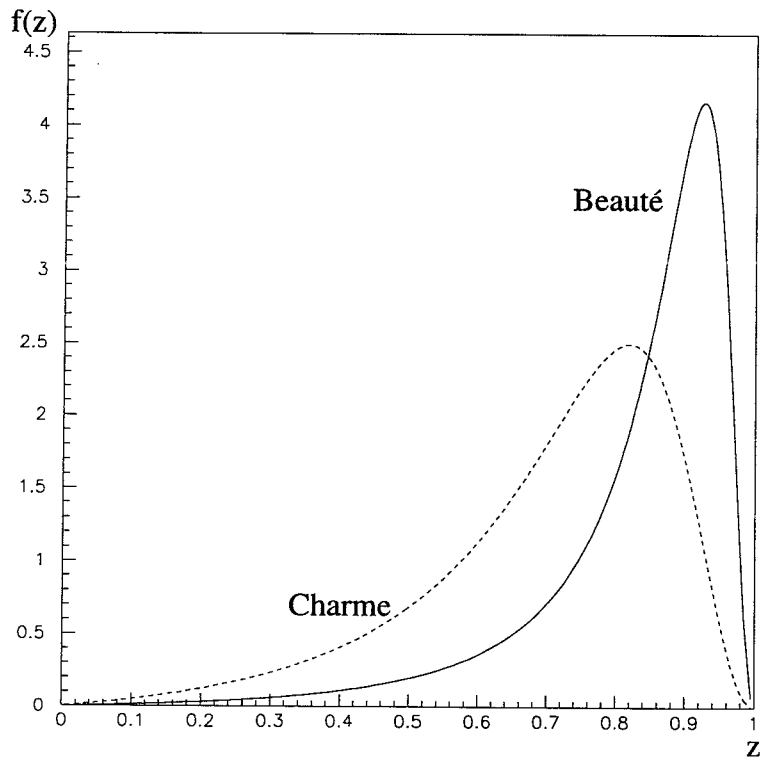


Figure I.5: Fonctions de fragmentation de Peterson obtenues pour $\epsilon_c = 0.04$ et $\epsilon_c = 0.006$

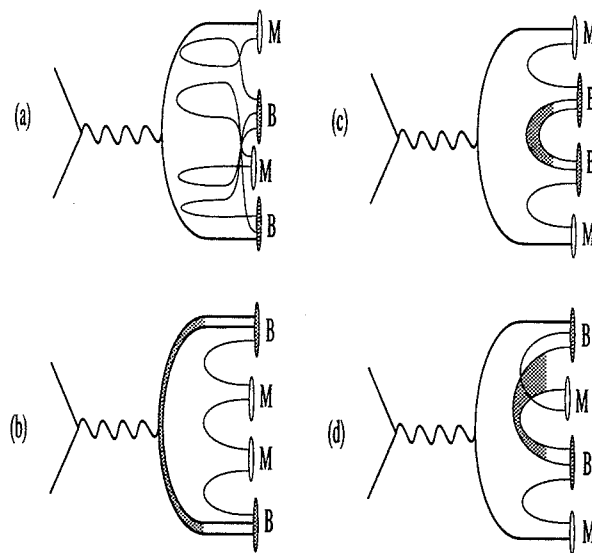


Figure I.6: Les quatre mécanismes possibles de production des baryons.

- c. Pendant la phase de fragmentation, des paires de diquarks peuvent être créées en plus de paires de quarks. Le diquark peut alors se combiner soit aux quarks issus de l'annihilation e^+e^- soit aux quarks produits eux-même lors de la fragmentation. On s'attend alors à trouver une paire baryon-antibaryon appartenant au même jet hadronique. Naturellement, une telle production de paire diquark-antiquark sera défavorisée par rapport à celle d'une paire $q\bar{q}$ étant donné les masses mises en jeu. En particulier, il est difficile d'estimer avec précision le rayon typique d'interaction et la masse d'un diquark. Comme il est difficile d'estimer avec précision la masse d'un diquark, on ajuste la probabilité de production d'un diquark par rapport à celle d'un quark : dans JETSET la valeur par défaut de ce paramètre est fixé ⁷ à 0.1 [13].
- d. Le dernier cas est une variante du précédent : les baryons sont produits à partir des diquarks de fragmentation, mais la corde qui représente ce diquark a la possibilité de se fragmenter et une paire $q\bar{q}$ peut alors s'insérer dans la structure du diquark. L'antiquark va se lier à l'un des quarks du diquark pour former un méson qui va se retrouver entre le baryon et l'antibaryon produits. Ce processus va définir un nouvel ordre dans la série de baryons produits dans l'état final, on parle de modèle *popcorn*.

A l'ensemble de ces processus, il faut encore rajouter le cas où une paire baryon-antibaryon est produite à partir de la conversion ou de la désintégration d'un amas ou un parton.

Les données expérimentales sur la production des baryons [13], s'appuyant essentiellement sur l'étude des corrélations $\Lambda\bar{\Lambda}$, favorisent les deux derniers modes ($B\bar{M}\bar{B}$ et $B\bar{B}$). L'expérience DELPHI utilise le programme JETSET [7] pour générer des événements $q\bar{q}$, qui offre la possibilité de contrôler la proportion d'événements $B\bar{M}\bar{B}$ par rapport à l'ensemble $B\bar{M}\bar{B} + B\bar{B}$ à l'aide du paramètre $\rho_{popcorn}$. Ce paramètre est défini de manière à ce que la probabilité qu'un méson s'intercale entre deux baryons soit égale à :

$$\frac{\rho}{0.5 + \rho} = \frac{B\bar{M}\bar{B}}{B\bar{M}\bar{B} + B\bar{B}}$$

La valeur de ρ a été fixée à 0.81 dans la simulation en s'appuyant sur les résultats des collaborations DELPHI et OPAL [15]. La production des différents baryons telle qu'elle est prédite par le générateur JETSET sont reportées dans le tableau I.1.

I.3 Les baryons lourds dans le cadre de la théorie effective HQET

Nous décrivons les états baryoniques lourds dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (HQET) [15]. Après un bref rappel du contenu de la théorie, nous l'appliquons au cas des désintégrations semileptonique des baryons lourds.

⁷Cette valeur a été déduite de la comparaison entre les données réelles et la simulation aux énergies de PETRA/PEP, à mieux que 10% d'erreur relative.

<i>Baryons</i>	<i>JETSET[13]</i>
p	915
Λ	373
$\Sigma^\pm$	71.8
Σ^0	70.2
Ξ^-	26.5
Δ^{++}	181
Ω^-	0.68
Λ_c^0	77.6
Λ_b^0	33.4

Tableau I.2: Proportions des différents baryons observés prédites par le générateur JETSET, pour 1000 événements hadroniques sélectionnés à l'énergie du Z^0 .

I.3.1 Aperçu de la théorie effective des quarks lourds HQET

Nous avons vu que le remplacement du doublet scalaire de Higgs par son développement autour de l'état du vide donne des masses aux bosons Z^0 , $W^\pm$. Le fait que la représentation fondamentale de $SU(2)_L$ est équivalente à la représentation conjuguée (de dimension 2) permet, à partir du même doublet de Higgs, de donner des masses aux fermions : les couplages de Yukawa du champ de Higgs aux quarks (termes bilinéaires dans les composantes droites-gauches des champs fermioniques) engendrent les masses des quarks et sont à l'origine d'une matrice de masse impliquant les trois familles de quarks. Des transformations unitaires permettent d'assigner une masse à chaque quark. Toutefois ces masses n'ont pas de signification absolue, les quarks n'existant que dans des états liés incolores que sont les hadrons. En première approximation, on peut estimer [4] :

$$m_u \simeq 2 - 8 MeV/c^2, m_d \simeq 5 - 15 MeV/c^2, m_s \simeq 100 - 300 MeV/c^2,$$

$$m_c \simeq 1.2 - 1.9 GeV/c^2, m_b \simeq 4.5 - 4.9 GeV/c^2, m_t \simeq 168 - 192 GeV/c^2$$

Si l'on se réfère à l'échelle d'énergie de QCD $\Lambda_{QCD} \sim 400 MeV$:

$$m_c, m_b, m_t \gg \Lambda_{QCD} \gg m_u, m_d, m_s$$

On définit ainsi le secteur des quarks légers (u, d, s) ($m_q \ll \Lambda_{QCD}$) et le secteur des quarks lourds (c, b, t) ($m_Q \gg \Lambda_{QCD}$). Pour les quarks lourds, la constante de couplage effectif $\alpha_s(m_Q)$ est faible, la méthode des perturbations peut donc être appliquée sur des distances comparables à la longueur d'onde Compton du quark lourd $\lambda_Q \sim 1/m_Q$. La méthode des perturbations est d'autant plus justifiée que la masse du quark est grande ou que la longueur d'onde Compton associée est petite : $m_Q \gg \Lambda_{QCD} \Rightarrow \lambda_Q \ll R_{had}$ où $R_{had} = 1/\Lambda_{QCD} \sim 1 fm$ ce qui est le rayon typique d'un hadron.

Symétrie de saveur

Dans le cadre de la théorie HQET, la masse des quarks lourds tend vers l'infini $m_Q \rightarrow \infty$, leur quadri-vitesse conservant une valeur finie $p_Q^\mu/m_Q = \text{constante}$. Dans cette approximation, le quark lourd Q se comporte comme une source statique ponctuelle de couleur. Les quarks légers, apellés aussi "degrés de liberté légers", évoluent dans le champ de couleur produit par le quark lourd indépendamment de la masse de ce dernier. C'est l'image physique de l'atome d'hydrogène : la stucture électronique d'un atome est indépendante du nombre de neutrons contenu dans le noyau. Ainsi, pour N saveurs de quarks et à la limite $m_Q \rightarrow \infty$, les couplages du lagrangien de QCD sont indépendants des saveurs ce qui suggère une symétrie $SU(N)_{\text{saveur}}$ [15], analogue à la symétrie d'isospin dans l'espace des saveurs. Ce n'est cependant pas une symétrie du spectre de masse (comme dans le cas de la symétrie chirale) mais une symétrie qui relie les états hadroniques où le quark lourd a la même vitesse indépendamment de sa saveur. On peut relier ainsi, dans l'approximation des quarks lourds, les facteurs de forme du B et du D .

Cette symétrie $SU(N)_{\text{saveur}}$ est une symétrie approchée et les corrections d'ordre Λ_{QCD}/m_Q sont d'autant plus importantes que la masse du quark lourd est proche de Λ_{QCD} : de l'ordre de 30% pour le charme comparée à 10% pour le quark b . Toutefois, cette symétrie de saveur n'existe que lorsque le processus de désintégration relie les quarks lourds de même vitesse et non pas de même impulsion. Cette condition est nécessaire si l'on veut que la probabilité d'une transition $Q \rightarrow Q'$ où le hadron final est produit au repos soit égale à l'unité.

Symétrie de spin

Dans le cas non-relativiste, l'interaction de spin s'écrit [17] :

$$H_{s,s'} = \sum_{i < j} \frac{16\pi\alpha_s}{9m_i m_j} \vec{s}_i \vec{s}_j \delta^3(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$

où $m_{i,j}$ et $s_{i,j}$ sont respectivement les masses et les spins de quarks. L'interaction magnétique de couleur, de nature relativiste, entre le spin du quark lourd et le champ de gluons (analogue non-abélien de l'interaction de Pauli) s'écrit :

$$H_{\text{magn}} \sim -\frac{1}{m_Q} \vec{S}_Q \cdot \vec{B}_c$$

où $\vec{S}_Q$ est l'opérateur vectoriel de spin défini à partir des générateur de $SU(2)$, et $\vec{B}_c$ représente le champ vectoriel magnétique de couleur ($B_c^i = -\frac{1}{2}\epsilon^{ijk}G^{jk}$). Ces expressions montrent que le couplage de spin est inversement proportionnel à la masse du quark lourd. Ainsi, dans l'approximation des quarks lourds, le spin des quarks lourds n'interagit pas avec le champ de gluons, le spin des quarks légers ni avec le moment orbital associé. Cela signifie qu'à la limite $m_Q \rightarrow \infty$, QCD acquiert une nouvelle symétrie, la symétrie de spin : $SU(2)_{\text{spin}}$. L'opérateur de spin ordinaire $\vec{S}_Q$ n'agit que sur le quark lourd et laisse les degrés de liberté légers inchangés : le spin du quark lourd et le spin total des degrés de liberté légers, sont conservés séparément. L'opérateur $\vec{S}_Q$ devient générateur du groupe $SU(2)_{\text{spin}}$ et permet par exemple de relier le facteur de forme des hadrons lourd B et B^* .

En définitive, l'approximation des quarks des quarks lourd conduit à une symétrie $SU(2N)$

au niveau du lagrangien. Les corrections à cette limite se traduisent par un développement de QCD en puissances inverses de la masse du quark lourd $1/m_Q$.

I.3.2 Formalisme

Considérons un état lié, de masse M_Q et de 4-vitesse v_μ , qui contient un quark (antiquark) lourd de masse m_Q telle que $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, en interaction avec des degrés de liberté légers dont l'énergie et la masse sont bien plus faibles ($m_q \ll \Lambda_{QCD}$). Si l'on tient compte des corrections à l'ordre $(1/m_Q)$, la théorie effective prédit que la masse du hadron lourd H_Q contenant un quark lourd Q est reliée à la masse du quark Q par le développement :

$$m_H = m_Q + \bar{\Lambda} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q}\right)$$

où m_H et m_Q sont respectivement la masse du hadron et celle du quark lourd. Le paramètre $\bar{\Lambda}$ provient de termes, au niveau du lagrangien, indépendants de la saveur du quark lourd [18] et est de l'ordre de Λ_{QCD} . Ainsi, en première approximation, lorsque $m_Q \rightarrow \infty$, la masse du hadron est presque égale à la masse du quark lourd Q : $m_Q \simeq M_Q$, la différence étant indépendante de m_Q .

La fraction d'impulsion emportée par le quark lourd doit être grande. Toutefois, les degrés de liberté légers emportent une fraction d'impulsion résiduelle q^μ . L'impulsion du hadron lourd s'écrit :

$$P_H^\mu = M_H v^\mu$$

L'impulsion du quark lourd s'écrit :

$$p_Q^\mu = P_H^\mu - q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu$$

où k^μ représente l'impulsion résiduelle définie par :

$$k^\mu = (M_H - m_Q)v^\mu - q^\mu$$

La quadri-vitesse du quark lourd est :

$$v_Q^\mu = \frac{p_Q^\mu}{m_Q} = v^\mu + \frac{k^\mu}{m_Q}$$

A la limite $m_Q \rightarrow \infty$, les quadri-vitesse du hadron lourd et du quark lourd sont égales et celles-ci sont conservées dans les interactions fortes. En d'autres termes, le quark lourd est presque sur sa couche de masse et emporte presque toute l'impulsion du hadron.

Les règles de Feynmann à la limite $m_Q \rightarrow \infty$

Soit u_v le spineur associé au quark lourd. A la limite des quarks lourds, la différence entre l'impulsion finale et l'impulsion initiale, dans un processus d'interaction, est très petite par rapport à la masse m_Q . Le spineur associé au quark lourd vérifie donc $\not{p}u_v \simeq u_v$. Considérons le propagateur usuel d'un fermion :

$$\frac{i}{\not{p} - m_Q}$$

En posant $p^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu$ et à la limite $m_Q \rightarrow \infty$, ce propagateur se simplifie :

$$\frac{i}{\not{p} - m_Q} = \frac{i(\not{p} + m_Q)}{p^2 - m_Q^2} = \frac{i(m_Q \not{v} + \not{k} + m_Q)}{2m_Q v \cdot k + k^2}$$

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

Ainsi, le propagateur du quark ne dépend que de la vitesse et de l'impulsion résiduelle k , et pas de la masse m_Q . Enfin, notons que le facteur $\frac{1+\not{v}}{2}$ peut être éliminé de l'expression du propagateur car ils donnent toujours un facteur un par application sur les spineurs u .

De même, on construit l'expression du vertex d'interaction entre le quark lourd et un gluon à partir de la relation habituelle $-ig\gamma_\mu\lambda^a$ où g est la constante de couplage fort et les termes λ^a sont les générateurs du groupe $SU(3)_c$. L'expression du vertex d'interaction apparaît toujours entre deux propagateurs ou entre deux spineurs sur-couche de masse, on opère alors la transformation :

$$-ig\frac{1+\not{v}}{2}\gamma_\mu\frac{1+\not{v}}{2}\lambda^a = -igv_\mu\lambda^a\frac{1+\not{v}}{2}$$

Si nous développons ces expressions au voisinage de $v = (1, 0, 0, 0)$ (théorie statique), le propagateur et le vertex d'interaction deviennent respectivement le propagateur non-relativiste du quark et l'opérateur de densité de charge :

$$\frac{i}{v \cdot k} \rightarrow \frac{i}{k^0} = \frac{i}{E - m_Q}$$

$$-igv^\mu\frac{\lambda^a}{2} \rightarrow -ig\delta^{\mu 0}\frac{\lambda^a}{2}$$

Là encore, l'expression du vertex d'interaction quark-gluon ne fait pas apparaître de dépendance explicite par rapport à la masse du quark : la masse m_Q est éliminée du lagrangien effectif. On retrouve la symétrie de saveur $SU(N)$ ($N = 2$ dans le cas où l'on se restreint aux quarks b et c).

Une conséquence de cette symétrie est l'existence d'une quantité conservée, analogue de l'isospin, que l'on note $\vec{\tau}$. Cette opérateur $\vec{\tau}$ a les propriétés suivantes :

$$\tau_3|bqq\rangle = |bqq\rangle \quad \tau_3|cqq\rangle = -|cqq\rangle$$

$$\tau_-|bqq\rangle = |cqq\rangle \quad \tau_+|cqq\rangle = |bqq\rangle$$

où $\tau_\pm = \tau_1 \pm i\tau_2$. Cet opérateur agit uniquement sur les indices de saveur des quarks. La conservation de $\vec{\tau}$ peut être utilisée pour relier les amplitudes des processus faisant intervenir le quark b avec ceux faisant intervenir le quark c , en analogie avec la conservation de l'isospin qui sert à relier les processus faisant intervenir les protons et ceux faisant intervenir les neutrons.

De plus, ni le propagateur ni le vertex d'interaction quark-gluon ne dépendent du spin du quark. Dans l'approximation des quarks lourds, le lagrangien effectif est donc invariant dans une rotation arbitraire du spin du quark lourd :

$$u_v \rightarrow e^{\frac{i}{2} \vec{S}_Q \cdot \vec{n} \theta} u_v$$

où $\vec{n}$ et θ sont respectivement l'axe de rotation et l'angle de rotation, et $\vec{S}_Q$ l'opérateur de spin usuel. Cette symétrie implique une dégénérescence entre les états de spin $J = j_l \pm \frac{1}{2}$ obtenus en couplant le spin $s = \frac{1}{2}$ du quark lourd avec le spin total des quarks légers. Elle permet de relier les amplitudes de transition pour des processus faisant intervenir deux partenaires d'un même multiplet : ce sont, par exemple, dans le secteur des mésons lourds, les mésons B , D , B^* et D^* ou, dans le secteur des baryons lourds Λ_b et Λ_c .

Les règles de Feynmann obtenues à la limite $m_Q \rightarrow \infty$ dérivent du lagrangien pour lequel la symétrie de spin-saveur est respectée :

$$\mathcal{L}_v = i \bar{Q}_v v_\mu D^\mu Q_v$$

où $D^\mu = \partial^\mu - ig G_a^\mu \lambda^a / 2$ est l'opérateur de dérivation covariante. Le champ Q_v indépendant de la masse du quark est relié au champ de Dirac usuel Q par la transformation :

$$Q = \exp(-im_Q v \cdot x) Q_v \quad ; \quad \not{v} Q_v = Q_v$$

Le formalisme est le même pour l'antiparticule (représentation conjuguée). Dans le cadre de la théorie HQET les champs de quarks et d'antiquarks lourds sont indépendants, et l'échelle d'énergie ne permet pas la création de paires quark-antiquark lourdes [19].

En première approximation, la masse du quark lourd disparaît du problème. Toutefois dans un cas réaliste, il est nécessaire de réintroduire les effets de masse, qui répondront à un développement en puissances de $1/m_Q$. Ainsi, à l'ordre le plus bas, deux nouveaux opérateurs apparaissent :

$$\frac{\langle P_Q^2 \rangle}{2m_Q} \sim \bar{Q}_v \frac{(iD)^2}{2m_Q} Q_v \quad ; \quad \bar{Q}_v \frac{i\sigma^{\mu\nu} D_\mu D_\nu}{2m_Q} Q_v$$

qui représentent respectivement l'énergie cinétique moyenne⁸ du quark lourd à l'intérieur du hadron sous l'influence du champ de gluons et son moment chromomagnétique. Notons que le terme d'interaction chromomagnétique disparaît dans le cas de baryons dans l'état fondamental où tout le spin est porté par le quark lourd (c'est le cas par exemple pour les baryons Λ_Q et Ξ_Q). On remarque qu'une distinction en fonction du spin des quarks lourds est réalisée au niveau des corrections du premier ordre en masse : le tenseur $\sigma^{\mu\nu}$ apparaît dans l'expression du moment magnétique. Par exemple, l'opérateur de moment magnétique permet la distinction entre les mésons lourds vecteurs et pseudoscalaire à l'ordre $1/m_Q$ en levant partiellement la dégénérescence des niveaux d'énergie.

⁸Ce terme peut être déterminé soit numériquement à partir des règles de somme de QCD, soit expérimentalement à partir des mesures précises de masse des hadrons lourds

I.3.3 Classification des baryons lourds

Si la symétrie $SU(2)_{spin}$ est respectée, les hadrons lourds doivent être rangés en doublets correspondants aux deux orientations possibles du spin du quark lourd. Nous pouvons classer les états en considérant le spin du quark lourd $\vec{S}_Q$ et le spin "résiduel" des degrés de liberté légers $\vec{j}_l$ (combinaison du spin et du moment angulaire orbital), qui sont conservés séparément à la limite des quarks lourds. Leur combinaison définit le spin total du hadron lourd :

$$\vec{J} = \vec{S}_Q + \vec{j}_l$$

Ainsi, les hadrons lourds sont classés en multiplets caractérisés par le spin total J et étiquetés par la série de nombres quantiques s_Q, m_Q, j_l et m_l .

Nous constatons, en accord avec le modèle des quarks, que l'état fondamental des mésons lourds ($Q\bar{q}$) est caractérisé par $j_l^{P_l} = \frac{1}{2}^-$ (i.e les caractéristiques spin-parité d'un antiquark). Par conséquent, l'état fondamental pour les mésons, dégénérés en masse, est défini par $J^P = 0^-$ et 1^- , ce qui correspond aux mésons B et B^* ou D et D^* .

La représentation spectroscopique dans le cas d'un baryon est plus compliquée. En effet, le baryon lourd est composé d'un diquark léger (qq') et d'un quark lourd Q . Les nombres quantiques de spin-parité j_l^P du diquark léger sont déterminés à partir du spin et du moment orbital des quarks légers qui le constituent. Les degrés de liberté de spin des deux quarks légers permettent d'obtenir des états diquark de spin 0 ou de spin 1. Le moment orbital total du diquark est caractérisé par 2 degrés de liberté angulaire qui sont définis en fonction des deux impulsions relatives indépendantes que l'on peut former à partir des deux impulsions des quarks légers ($p_q, p_{q'}$) et de l'impulsion du quark lourd p_Q : $l_K = \frac{1}{2}(p_q + p_{q'} - 2p_Q)$ et $l_k = \frac{1}{2}(p_q - p_{q'})$ (figure I.7).

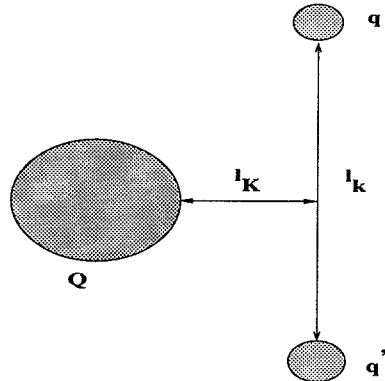


Figure I.7: Moments orbitaux l_K et l_k du diquark léger (qq') qui interviennent dans la représentation spectroscopique des baryons lourds Qqq' .

Ainsi, deux moments orbitaux (l_k, l_K) peuvent contribuer au spin du baryon. Le moment orbital l_k décrit le moment orbital relatif des deux quarks légers, et le moment orbital l_K décrit le moment orbital du centre de masse des deux quarks légers par rapport au quark lourd (figure I.7). La configuration anti-symétrique des saveurs légères correspond aux états de type Λ ($\Lambda_{[q_1 q_2] Q}$) et la configuration symétrique correspond aux états de type Σ ($\Sigma_{\{q_1 q_2\} Q}$). Le diquark possède les nombres quantiques relatifs aux bosons j^P (parité $P = \pm 1$). A chaque

diquark de spin-parité fixée j^P correspond un doublet de baryons lourds, dégénéré en masse, et possédant les nombres quantiques $J^P = (j_l \pm S_Q)^P = (j_l \pm \frac{1}{2})^P$ (à l'exception du cas $j_l = 0$). A l'approximation des quarks lourds, les propriétés dynamiques du baryon lourd sont déterminées entièrement par les caractéristiques de spin-parité j^P du diquark léger.

$$\underbrace{\left(\frac{1}{2}\right)_Q^+ \otimes l_K^{(-)l_K} \otimes \underbrace{\left(\frac{1}{2}\right)_q^+ \otimes l_k^{(-)l_k} \otimes \left(\frac{1}{2}\right)_{q'}^+}_{j_{diquark}}}_{j_l}$$

Par exemple, les états baryoniques fondamentaux ($l_k = l_K = 0$) (onde-s) sont composés d'un quark lourd Q de spin-parité $J^P = \frac{1}{2}^+$ et d'un diquark léger de spin-parité $j_i^{\pi_i} = 0^+$ (type Λ) et $j_i^{\pi_i} = 1^+$ (type Σ) dont le mouvement par rapport au quark lourd est représenté par une onde - s . En combinant le spin du quark lourd et celui du diquark léger selon les règles de couplage habituelles on obtient les états fondamentaux Λ_Q et (Σ_Q, Σ_Q^*) :

$$\begin{array}{ll} 0^+ \otimes \frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ & \Lambda_Q \\ 1^+ \otimes \frac{1}{2}^+ \rightarrow (\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+) & (\Sigma_Q, \Sigma_Q^*) \end{array}$$

A la limite $m_Q \rightarrow \infty$, les baryons lourds (Σ_Q, Σ_Q^*) sont complètement dégénérés en masse car il n'existe pas d'interaction de spin entre le quark lourd et le diquark léger.

Les états de types Λ forment un antitriplet 3^* de $SU(3)$ ($q = u, d, s$) et les états de type Σ forment un sextet suivant la décomposition $3 \otimes 3 = 3^* \oplus 6$.

Les dénominations et les caractéristiques de ces baryons sont résumées dans le tableau I.3.

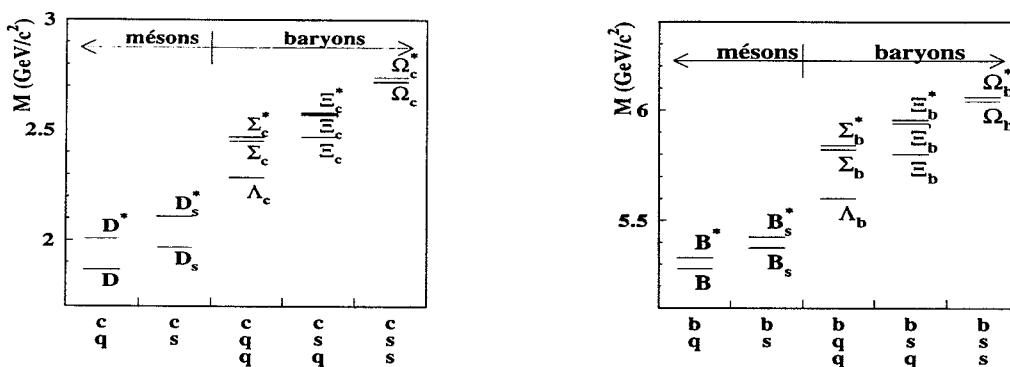


Figure I.8: Spectre des hadrons charmés et beaux ($q = u$ ou d). L'étalement en masse brise la symétrie des quarks lourds.

Notation	Fonction d'onde	J^P	I	$SU(3)$
Λ_Q	$ Qqq\rangle \otimes \chi_m^\rho$	$\frac{1}{2}^+$	0	3^*
(Σ_Q, Σ_Q^*)	$ Qqq\rangle \otimes (\chi_m^\lambda, \chi_m^S)$	$(\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+)$	1	6
(Ξ_Q, Ξ_Q', Ξ_Q^*)	$ Qsq\rangle \otimes (\chi_m^\rho, \chi_m^\lambda, \chi_m^S)$	$(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+)$	$\frac{1}{2}$	6
(Ω_Q, Ω_Q^*)	$ Qss\rangle \otimes (\chi_m^\lambda, \chi_m^S)$	$(\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+)$	$\frac{1}{2}$	6

Tableau I.3: Dénominations et caractéristiques des baryons lourds ne contenant qu'un seul quark lourd (types Λ et Σ). Les fonctions de spin χ sont, pour les valeurs maximales de m : $\chi_{+\frac{1}{2}}^\rho = \sqrt{\frac{1}{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow)$, $\chi_{+\frac{1}{2}}^\lambda = \sqrt{\frac{1}{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow)$, et $\chi_{+\frac{3}{2}}^S = (\uparrow\uparrow\uparrow)$.

La figure I.8 montre les spectres de masse associés aux hadrons charmés et beaux ne contenant qu'un seul quark lourd.

Nous avons vu précédemment que le lagrangien effectif d'interaction est invariant dans les transformations $Q_v \rightarrow e^{i\theta \cdot \vec{n} \cdot \vec{S}_Q} Q_v$. Cette transformation ne change pas la vitesse v du hadron et n'affecte que le quark lourd : elle ne peut pas être considérée comme une rotation du système hadronique elle laisse les quarks légers inchangés (il en résulte que le moment angulaire total du hadron est modifié).

Cette symétrie de spin, conséquence de l'approximation des quarks lourds, relie les états physiques à l'intérieur du même multiplet. En notant S^i les générateurs usuels du groupe $SU(2)_{spin}$ ($S^i = \frac{1}{2}\gamma^5\gamma^0\gamma^i$), on obtient les relations :

$$S_Q^3 |\Lambda_Q, \frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{2} |\Lambda_Q, \frac{1}{2}\rangle$$

$$S_Q^+ |\Lambda_Q, \frac{1}{2}\rangle = 0$$

et

$$S_Q^3 |\Sigma_Q, \frac{1}{2}\rangle = -\frac{1}{6} |\Sigma_Q, \frac{1}{2}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\Sigma_Q^*, \frac{1}{2}\rangle$$

$$S_Q^+ |\Sigma_Q, \frac{1}{2}\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\Sigma_Q^*, \frac{3}{2}\rangle$$

où $S^\pm = S_Q^1 \pm iS_Q^2$. Les deux premières relations restent valables pour l'état $|\Xi_Q, \frac{1}{2}\rangle$, les deux autres s'appliquent aussi aux baryons Ξ_Q', Ξ_Q^* et Ω_Q, Ω_Q^* en effectuant les remplacements $(\Sigma_Q, \Sigma_Q^*) \rightarrow (\Xi_Q', \Xi_Q^*)$ ou (Ω_Q, Ω_Q^*) .

Dans le modèle non-relativiste des quarks, c'est l'interaction hyperfine qui crée la différence de masse entre, d'une part, un état Σ_Q et un état Λ_Q et d'autre part entre un état Ξ_Q et Ξ_Q' . Plus

précisément, cette interaction implique qu'un état Σ_Q soit plus lourd qu'un état Λ_Q et qu'un état Ξ'_Q soit plus lourd qu'un état Ξ_Q . En effet, la fonction de spin χ^p dans le cas des baryons Λ_Q et Ξ_Q est antisymétrique par inversion des spins des quarks légers tandis que pour les états baryoniques Σ_Q et Ξ'_Q , les fonctions de spin associées χ^λ et χ^s sont symétriques. Ceci est vérifié par l'expérience, dans le secteur des baryons charmés, et on mesure par exemple [4]:

$$m_{\Sigma_c^0} - m_{\Lambda_c^+} = 167.2 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2$$

La symétrie $SU(3)_{saveur}$ est également brisée puisque :

$$m_{\Xi_c} - m_{\Lambda_c} \sim 181 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{\Omega_c} - m_{\Xi_c} \sim 61 \text{ MeV}/c^2$$

Pratiquement tous les états baryoniques charmés ont été mis en évidence, à l'exception du Ω_c^* . Dans le secteur du quark b , la masse du baryon Λ_b a été mesurée à partir de l'analyse des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \pi$, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c a_1$ [20] et $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ [21]. La masse moyenne du Λ_b est :

$$5625 \pm 4.7 \text{ MeV}$$

résultat qui inclut l'ancienne valeur moyenne mondiale du PDG : 5641 ± 50 [4]. Les expériences à LEP ont confirmé l'existence du baryon d'étrangeté Ξ_b , à partir des corrélations Ξl mais aucune mesure de masse n'est encore effectuée [22]. Le premier état excité Σ_b^* a également été mis en évidence [23].

I.4 Les facteurs de forme dans les désintégrations semileptoniques des baryons lourds Λ_Q

L'étude des facteurs de forme permet de prévoir la distribution en énergie des particules finales de la désintégration, autrement dit la largeur différentielle de désintégration. Pour calculer cette largeur, nous utilisons le cadre de la théorie des quarks lourds qui, contrairement au modèle du quark spectateur, ne traite pas les quarks dans la matière hadronique de façon indépendante les uns des autres, mais prends en compte les interactions existant à l'intérieur du hadron.

I.4.1 Désintégration semileptonique du Λ_b

Le mode de désintégration utilisé pour l'étude des facteurs de forme du Λ_b est le mode de désintégration semileptonique :

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$$

Celui-ci présente le double avantage de constituer une proportion importante des désintégrations du Λ_b et d'être aisément reconstituable. En effet, à l'énergie du LEP, les baryons et les mésons sont produits dans des proportions relatives de l'ordre de 10% et 90% respectivement. Parmi l'ensemble des canaux de désintégration du Λ_b , la désintégration semileptonique est la plus importante (environ 21%). De plus, on estime le taux de désintégration inclusif du Λ_b en Λ_c à [24]: $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (80 \pm 20)\%$, résultat qui prend en compte les autres modes de désintégration ne mettant pas en jeu un baryon charmé, $\Lambda_b \rightarrow p D^0 l^- \bar{\nu}_l$ par exemple. Ainsi, le taux de désintégration semileptonique est [25] (en considérant la somme des contributions provenant des électrons et des muons):

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l) = (17 \pm 4)\%$$

Dans la pratique, la désintégration semileptonique des hadrons beaux est un canal privilégié pour sa facilité d'étiquetage. En effet, les quarks lourds b et c produits au cours de l'annihilation $e^+ e^-$ emportent une impulsion moyenne d'autant plus importante que leur masse est grande. Ainsi, le quark c emporte environ 50% de l'énergie initiale du faisceau tandis que le quark b emporte de l'ordre de 70% de l'énergie du faisceau. Cette différence apparaît également au niveau du spectre d'impulsion des leptons issus de la désintégration semileptonique des quarks lourds. De plus, ces leptons ont une impulsion transverse par rapport à la direction du quark lourd au maximum de $m_Q/2$. Cette caractéristique est utilisée pour séparer les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux ($b \rightarrow l$) des autres sources de leptons ($c \rightarrow l$), ($b \rightarrow c \rightarrow l$) ou encore les hadrons pris pour des leptons dans le détecteur.

I.4.2 Facteur de forme

Dans l'approche du modèle spectateur, on peut considérer que la désintégration semileptonique est complètement régie par la désintégration du quark b (figure I.9). En réalité, les quarks interagissent entre eux au sein de la matière hadronique et le modèle spectateur souffre des corrections QCD dans le domaine non-perturbatif. L'approximation des quarks lourds $m_{b,c} \rightarrow \infty$ permet de simplifier grandement la description phénoménologique de la désintégration des baryons puisque la dynamique du quark lourd découple des degrés de liberté légers au niveau du spin et de la saveur. Nous allons utiliser cette approximation pour décrire le processus $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$.

On introduit le moment de transfert de la réaction :

$$q^2 = (p_l + p_{\nu})^2 = (p_{\Lambda_b} + p_{\Lambda_c})^2$$

Les valeurs de q^2 sont bornées :

$$0 < q^2 < (m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c})^2 = q_{max}^2$$

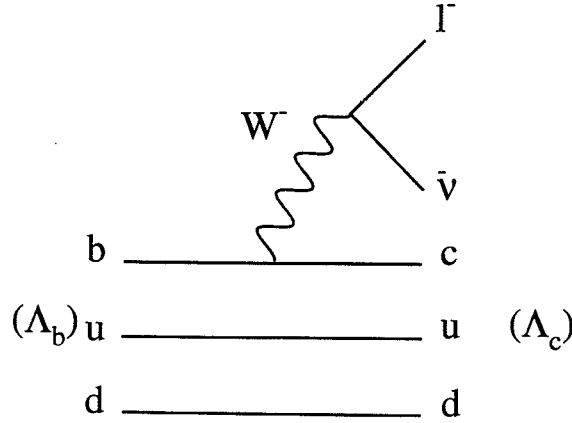


Figure I.9: Désintégration semileptonique du baryon Λ_b dans le cadre du modèle spectateur.

la limite supérieure $q^2 = q_{max}^2$ correspond à $\vec{q} = \vec{0}$ (le hadron final Λ_c est produit au repos dans le repère propre du Λ_b) et $q^2 = 0$ correspond à $|\vec{q}|_{max} = (m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c})/2m_{\Lambda_b}$

La désintégration semileptonique du Λ_b provient de l'échange d'un boson W entre deux courants : un courant de quark J_{had} et un courant leptonique J_{lept} . L'élément de matrice correspondant est :

$$\mathcal{M}_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot |V_{cb}| \cdot J_{had}^\mu L_{\mu}^{lept}$$

où le courant leptonique s'écrit :

$$L_{lept}^\mu = \bar{u}_l \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{\nu_l}$$

et le courant hadronique peut s'écrire de la manière la plus générale [26] :

$$\langle \Lambda_c(\vec{v}', s') | V_\nu - A_\nu | \Lambda_b(\vec{v}, s) \rangle \equiv \bar{u}(\vec{v}', s') (\Gamma_{V_\nu} - \Gamma_{A_\nu}) u(\vec{v}, s)$$

où V_ν et A_ν représentent le courant vectoriel et axial respectivement :

$$V_\nu = \bar{c} \gamma_\nu b \text{ et } A_\nu = \bar{c} \gamma_\nu \gamma_5 b$$

L'expression de ces courants fait intervenir six fonctions inconnues et de nature non-perturbative. A la limite $m_b \rightarrow \infty$, ces fonctions ne peuvent dépendre que du facteur

relativiste de Lorentz $w = v \cdot v'$, qui relie les repères propres du hadron initial et final[26]. Pour les transitions des quarks lourds, on utilisera la variable naturelle w qui est reliée à l'impulsion de transfert :

$$w = v \cdot v' = \frac{m_{\Lambda_b}^2 + m_{\Lambda_c}^2 - q^2}{2m_{\Lambda_b}m_{\Lambda_c}}$$

Les éléments de matrice pour les courants vectoriel et axial s'écrivent :

$$\Gamma_{V_\mu} = F_1(w)\gamma_\mu + F_2(w)v_\mu + F_3(w)v'_\mu$$

$$\Gamma_{A_\mu} = G_1(w)\gamma_\mu + G_2(w)v_\mu + G_3(w)v'_\mu$$

où $v^\mu = p^\mu/m$ est le quadri-vitesse relativistes et s est le spin. Les six fonctions (F_i, G_i) sont appelées facteurs de forme.

Nous avons vu que, dans le cadre de la théorie effective, l'opérateur de spin S_Q^3 n'agit que sur le quark lourd. De plus, pour les baryons de type Λ_Q , on obtient $S_Q^3 |\Lambda_Q, \frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{2} |\Lambda_Q, \frac{1}{2}\rangle$ ce qui signifie que le spin du baryon est entièrement déterminé par le spin du quark lourd. En utilisant les relations de commutation $[S_Q^3, \vec{J}_\pm] = \pm \frac{1}{2} \vec{J}_\pm$, on obtient :

$$\langle \Lambda_c(\vec{v}', s') | \vec{J}_+ | \Lambda_b(\vec{0}, \frac{1}{2}) \rangle = 0$$

$$\langle \Lambda_c(\vec{0}, \frac{1}{2}) | \vec{J}_- | \Lambda_b(\vec{v}, s) \rangle = 0$$

ce qui entraîne :

$$F_2(w) = F_3(w) = G_2(w) = G_3(w) = 0.$$

De plus, on relie l'élément de matrice du courant axial à l'élément de matrice du courant vectoriel par la relation de commutation : $[S_Q^3, V_3] = -\frac{1}{2}A_0$. On peut alors déduire :

$$\langle \Lambda_c(\vec{0}, \frac{1}{2}) | V_3 | \Lambda_b(\vec{v}, s) \rangle = -\langle \Lambda_c(\vec{0}, \frac{1}{2}) | A_0 | \Lambda_b(\vec{v}, s) \rangle$$

A partir de l'expression générale des éléments de matrice on obtient :

$$F_1(w) = G_1(w) = \xi(w)$$

Les mêmes relations sont obtenues pour les désintégration semileptoniques des baryons Ξ_Q (par exemple, $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l^- \bar{\nu}_l$) puisque les facteurs de forme des baryons Λ_Q et Ξ_Q sont, grâce à la symétrie $SU(3)_{saveur}$, exactement les mêmes. La théorie effective des quarks lourds permet de simplifier le problème pour d'autres désintégrations semileptoniques de baryons lourds. Par exemple, les processus $\Omega_b \rightarrow \Omega_c l^- \bar{\nu}_l$ ou $\Omega_b \rightarrow \Omega_c^* l^- \bar{\nu}_l$ ne font intervenir que deux facteurs de forme au lieu de six dans le cas général. Enfin, les désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Sigma_c l^- \bar{\nu}_l$ et $\Lambda_b \rightarrow \Sigma_c^* l^- \bar{\nu}_l$ qui violent la symétrie d'isospin et les désintégrations $\Xi_b \rightarrow \Xi_c' l^- \bar{\nu}_l$ et $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l^- \bar{\nu}_l$ qui violent la symétrie $SU(3)_{saveur}$ ont également une amplitude nulle à la limite $m_{b,c} \rightarrow \infty$. En effet, les facteurs de forme qui interviennent dans les désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Sigma_c l^- \bar{\nu}_l$ et $\Lambda_b \rightarrow \Sigma_c^* l^- \bar{\nu}_l$ sont défavorisés par un facteur $(m_d - m_u)/m_c$ (au lieu de $(m_d - m_u)/\Lambda_{QCD}$) et les facteurs de forme de $\Xi_b \rightarrow \Xi_c' l^- \bar{\nu}_l$ et $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l^- \bar{\nu}_l$ sont défavorisés par un facteur m_s/m_c au lieu de m_s/Λ_{QCD} (On néglige la masse du quark u et d devant celle du quark étrange s).

I.4.3 Normalisation et pente du facteur de forme

En résumé, dans l'approximation des quarks lourds, l'élément de matrice $\langle \Lambda_c | (V_\nu - A_\nu) | \Lambda_b \rangle$ ne dépend plus que d'une seule fonction $\xi(w)$, universelle car indépendante de la masse et du spin du quark lourd, appelée fonction d'Isgur et Wise [27]. A la limite $m_b \rightarrow \infty$, nous avons vu que les degré de liberté légers sont découplés de ceux du quark lourd ce qui se traduit par la factorisation de l'élément de matrice :

$$\langle \Lambda_c(v') | V_\nu - A_\nu | \Lambda_b(v) \rangle \equiv \langle (ud)_{\Lambda_c} | (ud)_{\Lambda_b} \rangle \langle c(v') | V_\nu - A_\nu | b(v) \rangle$$

La fonction d'Isgur et Wise s'interprète alors comme la fonction de recouvrement des états de diquarks légers :

$$\xi(w) = \langle (ud)_{\Lambda_c(v')} | (ud)_{\Lambda_b(v)} \rangle$$

Les fonctions d'ondes des diquarks légers ne diffèrent que par les quadri-vitesses des baryons lourds correspondants.

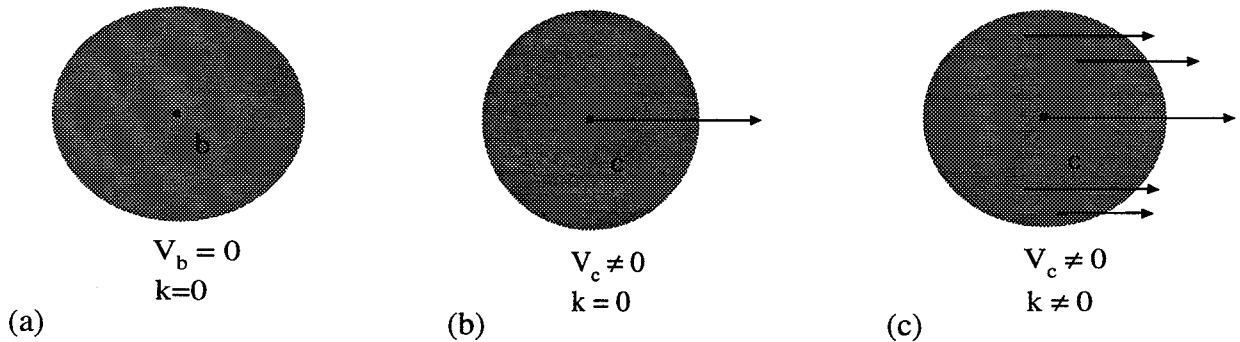


Figure I.10: Schéma de la transition faible $b \rightarrow c$ dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds.

La fonction d'Isgur et Wise n'est pas prédite par la théorie effective des quarks lourds et ne peut être calculée dans le cadre de la QCD car elle représente des processus non-perturbatifs.

Toutefois, la théorie HQET permet une prédiction *absolue* de la fonction d'Isgur et Wise pour une impulsion de transfert maximum ($w \rightarrow 1$). En effet, considérons le cas d'une transition faible entre deux hadrons lourds $H_b(v_b = 0) \rightarrow H_c(v_c)$ induite par un courant vectoriel ou axial (figure I.10). Avant l'action du courant (I.10-a), le quark b et le cluster léger sont initialement au repos. En moyenne, le quark b et le hadron H_b ont la même quadri-vitesse (l'impulsion résiduelle est nulle $k = 0$). Lors de la désintégration, la source statique (quark b) de couleur est remplacée instantanément par une autre source de couleur (quark c) se déplaçant à la vitesse v_c , et le reste du système est statique. Les fonctions d'ondes des diquarks légers avant et après désintégration du b ne diffèrent que par les quadri-vitesses des baryons lourds correspondants. Si $v_b = v_c$ (transition élastique), le moment de transfert est maximum et l'état du diquark est insensible à la désintégration du quark b : la fonction d'Isgur et Wise est égale à l'unité :

$$\xi(w \rightarrow 1) = 1$$

Dans un deuxième temps, les degrés de liberté légers accompagnant le quark lourd acquièrent une vitesse en échangeant des gluons mous avec celui-ci, pour assurer la cohésion du système hadronique qui se déplace à la vitesse v_c (figure I.10-c). Cette interaction entre le diquark léger et le quark lourd est à l'origine de la décroissance du facteur de forme en fonction de w : la probabilité correspondant à une transition élastique décroît d'autant plus que les vitesses entre hadron initial et final sont différentes.

I.4.4 Effet des corrections à la limite $m_Q \rightarrow \infty$ sur la normalisation de $\xi(w)$

Les corrections à l'approximation des quarks lourds sont principalement les corrections de masse $\mathcal{O}(1/m_Q)$ et les corrections QCD . Nous allons préciser la nature des deux types de corrections à l'approximation des quarks lourds et les conséquences sur la normalisation à la limite élastique de la fonction d'Isgur et Wise.

Les corrections QCD

En première approximation, les interactions entre le quark lourd et les degrés de liberté légers sont négligés. Les courants $J_\nu = A_\nu, V_\nu$ de la théorie effective sont obtenus à une échelle d'énergie μ^0 telle que

$$\Lambda_{QCD} \ll \mu^0 \ll m_c \ll m_b$$

Pour tenir compte du fait que le quark lourd interagit avec les quarks légers par échange de gluons, on se place à une échelle d'énergie intermédiaire μ telle que $\mu^0 \ll \mu \ll m_b$. On peut alors réécrire l'expression des courants sous la forme [28] [29] :

$$J_\nu \rightarrow C_{bc}(\mu) J_\nu + \frac{\alpha_s}{\pi} \sum_i C_i \Gamma_i^\mu$$

où $C_{bc}(\mu)$ intègre les corrections radiatives associées à l'émission de gluons dont l'énergie est grande devant μ (gluons durs) ; ce terme est calculable par la théorie perturbative de QCD

et sa dépendance en α_s s'écrit sous la forme :

$$C_{bc}(\mu) = \left[\frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(m_c)} \right]^{-6/25} \cdot \left[\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(\mu)} \right]^{8[w r(w)-1]/27}$$

avec

$$w = v_b \cdot v_c \quad ; \quad r(w) = \frac{\ln(w + \sqrt{w^2 - 1})}{\sqrt{w^2 - 1}}$$

Les deux termes intervenant dans l'expression de C_{bc} proviennent de la renormalisation du courant à une échelle d'énergie intermédiaire entre m_b et m_c et entre m_c et μ . Le second terme vaut 1 lorsque $w \rightarrow 1$ et le coefficient C_{bc} ne dépend plus de w : à la limite élastique la symétrie de saveur relie les quarks b et c et le courant est conservé.

Les corrections de masse

Les corrections de masse $\mathcal{O}(1/m_Q)$ prennent en compte la masse finie des quarks. Celles-ci sont d'autant plus faibles que la différence de masse entre le hadron initial et final est moins importante. Au premier ordre en $1/m_Q$, la fonction universelle d'Isgur et Wise continue de décrire les six facteurs de forme intervenant dans la transition faible $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ [30] [31]. Toutefois, à la limite élastique, il n'existe pas de corrections d'ordre $1/m_Q$ aux courants vecteur (V^μ) et axial A^μ [32]. En effet, les charges associées à ces courants deviennent les générateurs de la symétrie de saveur $SU(2)$ à la limite $w = 1$. De façon plus explicite, l'état fondamental d'un baryon contenant un quark lourd de masse finie m_Q peut s'écrire comme une somme d'états à la limite $m_Q \rightarrow \infty$:

$$|\psi_{m_Q}^0\rangle = |\psi_\infty^0\rangle + \sum_{n \neq 0} |\psi_\infty^n\rangle \frac{\langle \psi_\infty^n | \mathcal{O}(1/m_Q) | \psi_\infty^0 \rangle}{(E_n - E_0)}$$

Les états $|\psi_\infty\rangle$ sont états propres des charges et $\langle \psi_\infty^0 | \mathcal{Q} | \psi_\infty^n \rangle = \delta^{0n}$ d'où :

$$\langle \psi_{m_2}^0 | \mathcal{Q} | \psi_{m_1}^0 \rangle = 1 + \mathcal{O}(1/m_Q)^2$$

Les corrections en masse, à la limite élastique, sont donc du second ordre [33].

Normalisation de $\xi(w)$ à la limite $w \rightarrow 1$

L'ensemble de ces corrections modifie la valeur du facteur de forme à la limite élastique selon [34]:

$$\xi(1) = \eta_A \left(1 + 0 \cdot \frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q} + c \cdot \frac{\Lambda_{QCD}^2}{m_Q^2} + \dots \right) \equiv \eta_A \cdot (1 + \delta_{1/m^2})$$

où le terme η_A provient des corrections QCD appliquées au courant axial à la limite élastique, et le terme δ_{1/m^2} paramétrise les corrections en masse d'ordre supérieur à $1/m_Q^2$. Le premier terme est estimé en utilisant un calcul perturbatif [35]:

$$\eta_A = 0,960 \pm 0,007$$

L'analyse des corrections en masse δ_{1/m^2} est plus délicate puisqu'elle ne peut pas être basée sur des calculs perturbatifs. Une estimation des opérateurs HQET à l'ordre $1/m^2$ a permis d'obtenir [36]:

$$\delta_{1/m^2} = -0,055 \pm 0,025$$

Finalement, la valeur du facteur de forme à la limite élastique est :

$$\xi(1) = 0,91 \pm 0,03$$

I.4.5 Calcul de la section efficace $\frac{d\Gamma}{dw}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)$.

On considère le processus semileptonique :

$$\Lambda_b(M_1) \rightarrow \Lambda_c(M_2) + W^-(q^2)$$

où M_1 et M_2 représentent les masses des baryons lourds. On va montrer que la largeur différentielle $\frac{d\Gamma}{dw}$ de désintégration semileptonique du Λ_b se factorise selon :

$$\frac{d\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)}{dw} = G \cdot K(w) \cdot \xi^2(w)$$

où G est une constante et le terme $K(w)$ décrit la cinématique du processus semileptonique. Cette factorisation permet la mesure de la pente du facteur de forme $\hat{\rho}^2$ à partir de l'étude de la distribution du nombre d'événements Λ_b sélectionnés en fonction de l'impulsion de transfert.

Dans un premier temps, on considère la désintégration semileptonique du baryon Λ_c^+ non-polarisé : $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)l^+\nu_l$. L'expression générale de la largeur différentielle de désintégration fait intervenir l'impulsion de transfert q^2 et les dépendances angulaires polaire et azimutale $d\Omega$. Après intégration sur les angles, l'expression trouvée $\frac{d\Gamma}{dw}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+\nu_l)$ est égale à $\frac{d\Gamma}{dw}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)$.

Ainsi, la largeur différentielle $\frac{d\Gamma}{dw}$ de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ a pour expression [37] :

$$\frac{d\Gamma}{dw} = \alpha \cdot (|H_{1/2,1}|^2 + |H_{-1/2,-1}|^2 + |H_{1/2,0}|^2 + |H_{-1/2,0}|^2)$$

avec

$$\alpha = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} \cdot |V_{cb}|^2 \frac{q^2 p M_2}{12 M_1} \quad \text{et} \quad p = M_2 \sqrt{w^2 - 1}$$

Les termes $H_{\lambda_2, \lambda_W}^{V,A}$ sont les amplitudes d'hélicité correspondant aux courants vecteur (V) et axial (A) qui interviennent dans les transitions $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + W_{virtuel}^-$. Les indices λ_2 et λ_W correspondent respectivement aux hélicités du Λ_c et du boson W^- . Les amplitudes d'hélicité sont reliées linéairement aux six facteurs de forme selon [37] :

$$\sqrt{q^2} H_{\frac{1}{2},0}^{V,A} = \sqrt{2M_1 M_2 (w \mp 1)} \left((M_1 \pm M_2) F_1^{V,A} \pm M_2 (w \pm 1) F_2^{V,A} \pm M_1 (w \pm 1) F_3^{V,A} \right)$$

$$H_{\frac{1}{2},1}^{V,A} = -2\sqrt{M_1 M_2 (w \mp 1)} F_1^{V,A}$$

Les autres amplitudes se déduisent de ces relations en utilisant les propriétés de parité :

$$H_{-\lambda_2, -\lambda_W}^{V,(A)} = +(-) H_{\lambda_2, \lambda_W}^{V,(A)}$$

On obtient :

$$H_{\pm 1/2,0} = \beta_{-}(\Delta_{+}F_1^V + \delta_{+}^2 F_2^V + \delta_{+}^1 F_3^V) \pm \beta_{+}(\Delta_{-}F_1^A - \delta_{-}^2 F_2^A - \delta_{-}^1 F_3^A)$$

$$H_{\pm 1/2,\pm 1} = -(\alpha_{-}F_1^V \pm \alpha_{+}F_1^A)$$

Avec les notations :

$$\beta_{\pm} = \sqrt{\frac{2M_1 M_2 (w \pm 1)}{q^2}}$$

$$\delta_{\pm}^{1,2} = M_{1,2} \cdot (w \pm 1)$$

$$\Delta_{\pm} = M_1 \pm M_2$$

A la limite $m_{b,c} \rightarrow \infty$, les facteurs de forme sont décrits par une seule fonction $\xi(w)$:

$$F_1^V(w) = F_1^A(w) = \xi(w)$$

$$F_2^V(w) = F_3^V(w) = 0 = F_2^A(w) = F_3^A(w)$$

Cette simplification entraîne :

$$H_{\pm 1/2,\pm 1} = \mp(\alpha_{-} \pm \alpha_{+})\xi(w)$$

$$H_{\pm 1/2,0} = (\beta_{-}\Delta_{+} \pm \beta_{+}\Delta_{-})\xi(w)$$

En notant :

$$(\alpha_{+} \pm \alpha_{-})^2 = 8M_1 M_2 (w \pm \sqrt{w^2 - 1})$$

Finalement, on obtient l'expression de la largeur différentielle $\frac{d\Gamma}{dw}$ à la limite $m_{b,c} \rightarrow \infty$:

$$\frac{d\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)}{dw} = G \cdot K(w) \cdot \xi^2(w)$$

avec

$$G = \frac{2}{3} \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{bc}|^2$$

$$K(w) = q^2 P m_{\Lambda_c}^2 \left(2w + \frac{(m_{\Lambda_b}^2 + m_{\Lambda_c}^2)w - 2m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}}{q^2} \right)$$

I.4.6 Prédiction et limite sur $\hat{\rho}^2$

Si l'on fait l'hypothèse d'un comportement linéaire de la fonction d'Isgur et Wise au voisinage de la limite élastique :

$$\xi(w) = \xi(w \rightarrow 1) \cdot (1 - \hat{\rho}^2(w - 1) + \mathcal{O}((w - 1)^2))$$

la factorisation présentée ci dessus nous permettra d'avoir accès expérimentalement à la pente du facteur de forme du Λ_b : $\hat{\rho}_{baryon}^2$. Sur le plan théorique, il n'existe pas de résultats bien établis sur la valeur de cette pente. Toutefois, la règle de somme de Bjorken indique que cette pente doit être strictement positive pour les baryons Λ_b .

La règle de somme de Bjorken

On considère les transitions faibles

$$\Lambda_b(v) \rightarrow j_l^\pi \Lambda_c^n(v') W^-$$

où $j_l^\pi \Lambda_c^n$ représente n'importe quel état baryonique charmé accessible à partir de l'état fondamental initial Λ_b : l'indice n correspond à un état appartenant au $n^{ième}$ multiplet et caractérisé par les nombres quantiques des degrés de liberté légers j_l^π .

Un résultat de Politzer [40], basé sur une étude des amplitudes d'hélicité, montre que les états $j_l^\pi = 0^+$ et 1^- contribuent de façon prépondérante à la désintégration faible des Λ_b .

La règle de somme de Bjorken [11] relie la pente de la fonction d'Isgur et Wise pour les baryons Λ_b aux facteurs de forme paramétrisant les éléments de matrice des transitions permises entre l'état fondamental du hadron initial et l'ensemble des états excités finals. A la limite des quarks lourds, la somme des probabilités correspondant à ces transitions hadroniques est égale à la probabilité associée à la transition faible entre quarks lourds $b \rightarrow c$. Si on normalise cette dernière à l'unité on obtient [39] :

$$1 = |\xi(w)|^2 + \sum_{n=1}^{n_{max}} \{ (w-1) |\xi^{(n)}(w)|^2 + (w+1) |\sigma^{(n)}(w)|^2 \} + \dots$$

où $\sigma^{(n)}(w)$ et $\xi^{(n)}(w)$ sont les fonctions d'Isgur et Wise qui paramétrisent les transitions $\Lambda_b \rightarrow 1^- \Lambda_c^{(n)}$ et $\Lambda_b \rightarrow 0^- \Lambda_c^{(n)}$. Dans la formule précédente, les pointillés représentent les contributions dues aux résonances baryoniques autres que celles qui correspondent aux valeurs des nombres quantiques du diquark léger $j_l^\pi = 0^+$ et 1^- .

Ainsi, au voisinage de la limite élastique, on obtient :

$$\hat{\rho}_{baryon}^2 = \sum_{n=1}^{n_{max}} |\sigma^n(1)|^2 + \dots$$

qui montre que la pente du facteur de forme pour les baryons Λ_b est soumise à la seule contrainte $\hat{\rho}_{baryon}^2 > 0$

Prédiction à partir de $\hat{\rho}_{més\acute{e}on}^2$

On peut par ailleurs essayer d'estimer la valeur de $\hat{\rho}_{baryon}^2$ à partir de celle obtenue dans le secteur des mésons $\hat{\rho}_{més\acute{e}on}^2$. En effet, en faisant l'hypothèse selon laquelle il n'y a pas d'interaction entre les quarks légers ⁹, la fonction d'onde du diquark se factorise. Ceci peut s'écrire symboliquement :

$$\langle (ud)_2 | (ud)_1 \rangle = \langle u_2 | u_1 \rangle \langle d_2 | d_1 \rangle$$

ce qui permet de relier la fonction d'Isgur et Wise pour les baryons $\xi(w)$ à son analogue décrivant les facteurs de forme des mésons $f(w)$:

$$\xi(w) = f^2(w)$$

Au voisinage de la limite élastique, cette relation relie les pentes des facteurs de forme baryoniques et mésoniques [41] [42] :

$$\hat{\rho}_{baryon}^2 \simeq 2 \cdot \hat{\rho}_{més\acute{e}on}^2$$

et en utilisant les valeurs de $\hat{\rho}_{més\acute{e}on}^2$ obtenues par les règles de somme de QCD [43] on obtient l'approximation:

$$\hat{\rho}_{baryon}^2 \simeq 1,8 \pm 0,6$$

⁹L'analogie de cette situation en physique atomique est le modèle de l'atome d'hélium *figé* pour lequel il n'existe pas d'interaction entre les électrons.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nuclear Physics **22** 579 (1961).
S. Weinberg, Physical Review Letters **19** 1264 (1976).
- [2] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Physical Review **D2** 1285 (1970).
- [3] R.M. Barnett et al., Physical Review **D54**, 1 (1996).
- [4] Gell-Mann, Physical Review **92** 833-834 (1971). T. Nakano et K. Nishijima, Progress of Theoretical Physics **10** (1953) 581.
- [5] L. Wolfenstein, Physical Review, **B 51**, 1945 (1983).
- [6] CDF Collaboration, Physical Review Letters **74**, 2626 (1995).
- [7] D0 Collaboration, Physical Review Letters **74**, 2632 (1995).
- [8] H. Farroux, Production of Heavy Quarks in Z^0 Decays at LEP, Nuclear Physics **B50**, 115 (1996).
- [9] A. Ali, J.G. Körner et al., Nuclear Physics **B 167** 454 (1980).
- [10] G. Altarelli, G. Parisi, Nuclear Physics **B126** 298 (1977).
- [11] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Physics Reports **97**, 31 (1983).
- [12] C. Peterson et al., Physical Review **D27** 105 (1983).
- [13] A. De Angelis, Baryon Production in e^+e^- Annihilations, CERN-PPE/93-35, (1993).
- [14] T. Sjöstrand, CERN-TH.6488/92 W5044. (1991)
- [15] DELPHI Collaboration CERN-PPE/93-171
OPAL Collaboration CERN-PPE/93-26
- [16] N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B232** (1989) 113.
N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B237** (1990) 527.
- [17] J.G. Körner et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **33** (1994) 787.
- [18] A.F. Falk, M. Neubert et M.E. Luke, Nuclear Physics **B 388**, 363 (1992).

- [19] H. Georgi, *Cours présentés à l'Institut de Physique Théorique de Boulder*, World Scientific (en voie de publication).
M.B. Wise, *Cours présentés à l'Institut de Lake Louise*, Caltech, preprint CALT-68-1721.
- [20] DELPHI Collaboration, CERN-PPE/96-16 (1996).
DELPHI Collaboration, contribution à la conférence de Bruxelles, réf. ESPS0561, (1995).
ALEPH Collaboration, réf. EPS0401.
ALEPH Collaboration, CERN-PPE/96-28, (1996).
OPAL Collaboration, réf. EPS0262.
Starà Lesná, p 186-191.
- [21] CDF collaboration, Observation of $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ at the Fermilab Proton-Antiproton Collider, Physical Review D **55**, 11452-1152 (1997).
- [22] ALEPH Collaboration, réf. EPS0406.
DELPHI Collaboration, Z Physics C **68** (1995) 541.
OPAL Collaboration, réf. EPS0272.
- [23] DELPHI Collaboration, Contribution à la Conférence "EPS-HEP", Bruxelles 1995, réf. EPS0565
- [24] K. Hikasa et al., Physical Review D **45**, (1992).
- [25] T. Mannel et G.A. Schuler, Physics Letters B **279** 194 (1992).
- [26] M. Neubert, Heavy Quark Symmetry, SLAC-PUB-6263 (1993).
- [27] N. Isgur et Wise, B Decays, ed. S. Stone, World scientific, 1994.
- [28] G.P. Korchemsky et A.V. Radyushkin, Nuclear Physics, B **283** 342 (1987).
- [29] A.F Falk, H. Georgi, B. Grinstein et M.B. Wise, Nuclear Physic, B **343** 1 (1990).
- [30] H. Georgi, B. Grinstein, M.B. Wise, Physics Letters **252** 456 (1990).
- [31] B. König, J.G. Körner, M. Krämer et P. Kroll, preprint DESY 93-011.
- [32] C.G Boyd et D.E Brahm, Physics Letters B **257** 393 (1991).
- [33] M.E Luke Physics Letters B **252**, 447 (1990).
- [34] M. Neubert, Nuclear Physics, B **416**, 786 (1990).
- [35] A. Czarnecki, Physic Review Letters, **56**, 4124 (1996).
- [36] M. Neubert, Physic Letter **338**, 84 (1994).
- [37] J.G. Körner, M. Krämer et D. Pirjol, Heavy Baryons, Preprint DESY 94-095.
- [38] J.D. Bjorken, I. Dunietz and J. Taron, Nuclear Physic B **371**, 111 (1992).

-
- [39] N. Isgur, M.B. Wise et M. Youssefmir, Excited Charm Baryon in Semileptonic Λ_b Decay and their Contribution to a Bjorken Sum Rule, CEBAF-TH-90-05, (1991).
- [40] H.D. Politzer, CALT-68-1651 (1990).
- [41] M. Neubert, Theory Division CERN-CH-1211, Communication privée.
- [42] M. Neubert, B Decays and CP Violation, International Journal of Modern Physics A, Vol. 11, No. 23(1996) 4173-4239.
- [43] E.Bagan, P.Ball and P.Gosdzinsky, Phys.Lett. **B301**, 249 (1993),
B.Blok and M.Shifman, Phys.Rev. **D47**, 2949 (1993),
M.Neubert, Phys.Rev. **D47**, 4063 (1993),
S.Narison, Phys.Lett. **B325**, 197 (1994).

Chapitre II

L'expérience DELPHI au LEP

Dans ce chapitre, nous allons donner un aperçu de l'ensemble de l'appareillage qui nous permet d'étudier les désintégrations du Z^0 . La production des Z^0 est assurée par le collisionneur LEP. Le détecteur DELPHI sert à observer les désintégrations de ces Z^0 . Nous décrivons successivement le LEP, DELPHI, ainsi que la manière dont est traitée l'information recueillie.

II.1 Le LEP : le grand collisionneur électron-positon du CERN.

Caractéristiques générales

Les caractéristiques du LEP [1] ont été déterminées par les domaines de la physique qu'il doit permettre d'explorer :

- Dans une première phase, le LEP fonctionnait à une énergie dans le centre de masse voisine de la masse du Z^0 (environ 45,5 GeV par faisceau).
- Dans une deuxième phase, après adjonction de cavités supraconductrices, l'énergie par faisceau pourra atteindre des valeurs de l'ordre de 180 GeV [2], permettant d'explorer des domaines de physique nouveaux comme par exemple la production de paires $W^\pm$ et la recherche de particules nouvelles, en particulier le boson de Higgs et/ou les particules supersymétriques. Depuis 1995, une partie des données a été prise en dehors du pic du Z^0 et le LEP a opéré à : 130-136 GeV en Novembre 1995, 161 GeV en Juillet/Août 1996, 172 GeV en Octobre/Novembre 1996.

Pour atteindre ces objectifs, on a construit un anneau de 26,7 km de circonférence enfoui à une profondeur variant entre 50 et 150 m (figure II.1). Jusqu'en 1993, les faisceaux d'électrons et de positons étaient constitués de 4 paquets de particules circulant en sens inverse et permettait d'avoir une rencontre entre 2 paquets toutes les 23 μs avec un temps de croisement

des faisceaux de 30 ps aux quatre points d'expérimentation : ALEPH, DELPHI, L3, OPAL (figure II.1). Depuis 1994, pour augmenter la luminosité, le LEP est passé à huit paquets de particules.

L'avantage du LEP est d'avoir bénéficié de l'infrastructure déjà existante au CERN pour son système d'injection (figure II.1). Toutefois, des modifications ont été réalisées sur le synchrotron à protons (PS) et sur le super-synchrotron à protons (SPS) pour pouvoir accélérer des électrons et des positons.

Pour atteindre une énergie de 45 GeV, les particules suivent un parcours bien défini (figure II.1) qui débute par la production d'électrons de 200 MeV qui eux mêmes produisent des positons en venant frapper un cible fixe de tungstène. Puis un accélérateur linéaire de 100 m de longueur (LIL) les accélère jusqu'à 600 MeV. Les particules sont alors stockées dans l'accumulateur électrons-positons (EPA) avant d'être injectées dans le PS qui leur donnera une énergie de 3,5 GeV. La dernière étape, avant le transfert dans le LEP, est le passage dans le SPS où l'énergie des particules augmentera jusqu'à 20 GeV. Une fois injectés dans le LEP, les paquets d'électrons et de positons sont accélérés jusqu'à une énergie de 45 GeV.

La luminosité

La luminosité $\mathcal{L}$ est une mesure du taux de production des événements pour un processus de section efficace σ :

$$dn/dt = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

Pour des faisceaux en collision frontale, la luminosité a pour expression :

$$\mathcal{L} = \frac{N_e N_p K_b f_{rev}}{4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*}$$

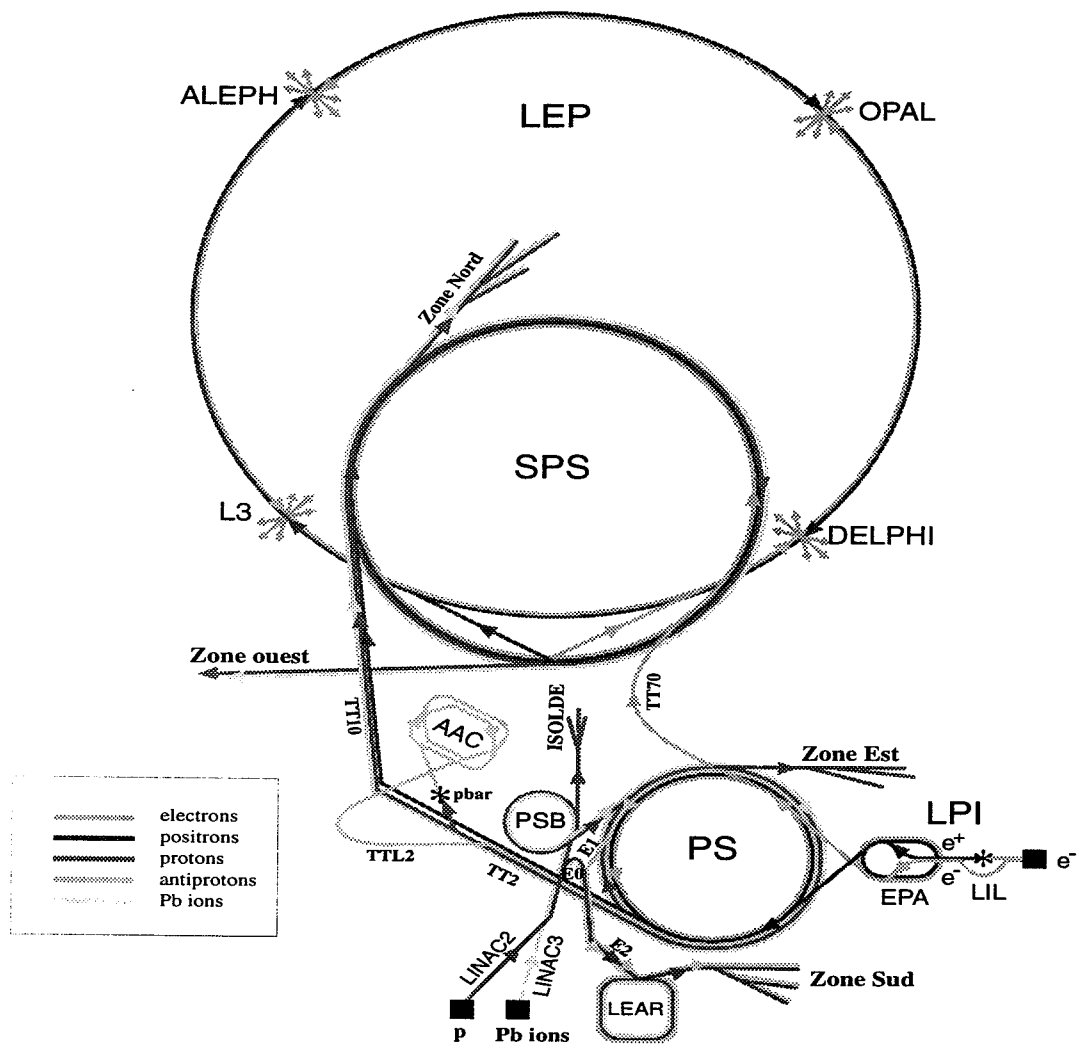
où

- $N_e \simeq (N_p) \simeq 1,7 \cdot 10^{12}$ est le nombre d'électrons (positons) par paquet,
- $k_b = 4$, 8 est le nombre de paquet dans chaque faisceau,
- $\sigma_x^* = 250 \mu m$, $\sigma_y^* = 15 \mu m$ sont les sections transverses des paquets,
- $f_{rev} = 11 \text{ kHz}$ est la fréquence de révolution.

Ceci correspond à une luminosité : $\mathcal{L} = 1,9 \cdot 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Une telle luminosité correspond à 3 millions de Z^0 produits au pic de masse par détecteur et par année de 1500 heures de fonctionnement. Ce chiffre est une limite supérieure et il faut tenir compte des différents arrêts machines qui ont eu lieu pendant l'année.

Une manière d'augmenter la luminosité consiste à diminuer la section transverse des paquets qui est inversement proportionnelle à l'amplitude des oscillations bétatron, à l'aide de quadrupôles supraconducteurs qui focalisent le faisceau à chaque point d'interaction. Une autre consiste à augmenter le nombre de paquets de particules.

Les sites du LEP



LEP: Large Electron Positron collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AAC: Antiproton Accumulator Complex
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine Device
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector
 EPA: Electron Positron Accumulator
 LIL: Lep Injector Linac
 LINAC: LINear ACcelerator
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Figure II.1: Le LEP et les sites des différentes expériences

La luminosité au LEP est limitée en partie par l'effet faisceau-faisceau : chaque faisceau crée un champ électromagnétique qui influence le mouvement des particules de l'autre faisceau. La force de couplage entre les faisceaux ξ décroît comme le cube de l'énergie du faisceau et augmente avec l'intensité des faisceaux (nombre de particules par paquet). L'énergie des faisceaux étant fixée par le domaine de physique à étudier, c'est leur intensité qui va être limitée par cet effet. L'autre problème posé par cet effet se rencontre lors du remplissage du LEP. La valeur de ξ étant fixée pour une énergie de 45 GeV environ, elle sera beaucoup trop grande pour le faisceaux initial. Pour remédier à ce problème, il a fallu installer des séparateurs électrostatiques aux points de collision afin d'éviter toute interaction entre les faisceaux avant qu'ils n'aient atteint une énergie suffisante.

II.2 Le détecteur DELPHI

DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) [3]) a été conçu pour pouvoir s'adapter à la diversité des phénomènes de la physique des interaction e^+e^- . La couverture angulaire de ce détecteur est proche de 4π . La présence de détecteurs RICH, RIng Imaging Cherenkov, fait la particularité de DELPHI : ils permettent d'identifier les hadrons chargés sur une large gamme d'impulsion en exploitant l'effet Cherenkov. De plus, la haute granularité des détecteurs tels que la chambre à projection temporelle et le calorimètre électromagnétique permet de caractériser les particules à l'intérieur même d'un jet.

II.3 Description générale de l'appareillage

La figure II.2 est une vue générale de DELPHI montrant sa structure cylindrique axée sur le tube à vide et centrée sur le point d'interaction des deux faisceaux. Les dimensions correspondent à un cylindre de 5 m de rayon par 10 m de longueur. Le référentiel adopté dans DELPHI est représenté sur la figure II.3, l'axe des faisceaux est l'axe z , l'axe x est dans le plan du LEP et orienté vers le centre de l'anneau.

Le détecteur est constitué d'une partie centrale cylindrique, appelée *barrel* ou baril, qui couvre la région angulaire $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ (ce qui correspond à 70% de l'angle solide) complétée par deux *bouchons* ou *end caps*, formant les parties avant et arrière du détecteur. Un aimant solénoïdal supraconducteur produit un champ magnétique axial, homogène et uniforme de 1,23 T, rendant possible la mesure de l'impulsion des particules chargées. Les dimensions du solénoïde sont de 5,2 m de rayon interne et de 7,4 m de longueur. La grande taille de cet aimant découle de la volonté de placer la calorimétrie électromagnétique à l'intérieur, afin de diminuer le nombre de longueurs de radiation situées en amont de celui-ci.

Une bonne homogénéité du champ est requise car trois détecteurs de la région centrale sont basés sur la dérive des électrons sur de longues distances le long des lignes de champ (supérieur à 1 m). Ces détecteurs sont la TPC (Time Projecting Chamber), le calorimètre HPC (High density Projection Chamber) et les détecteurs RICH.

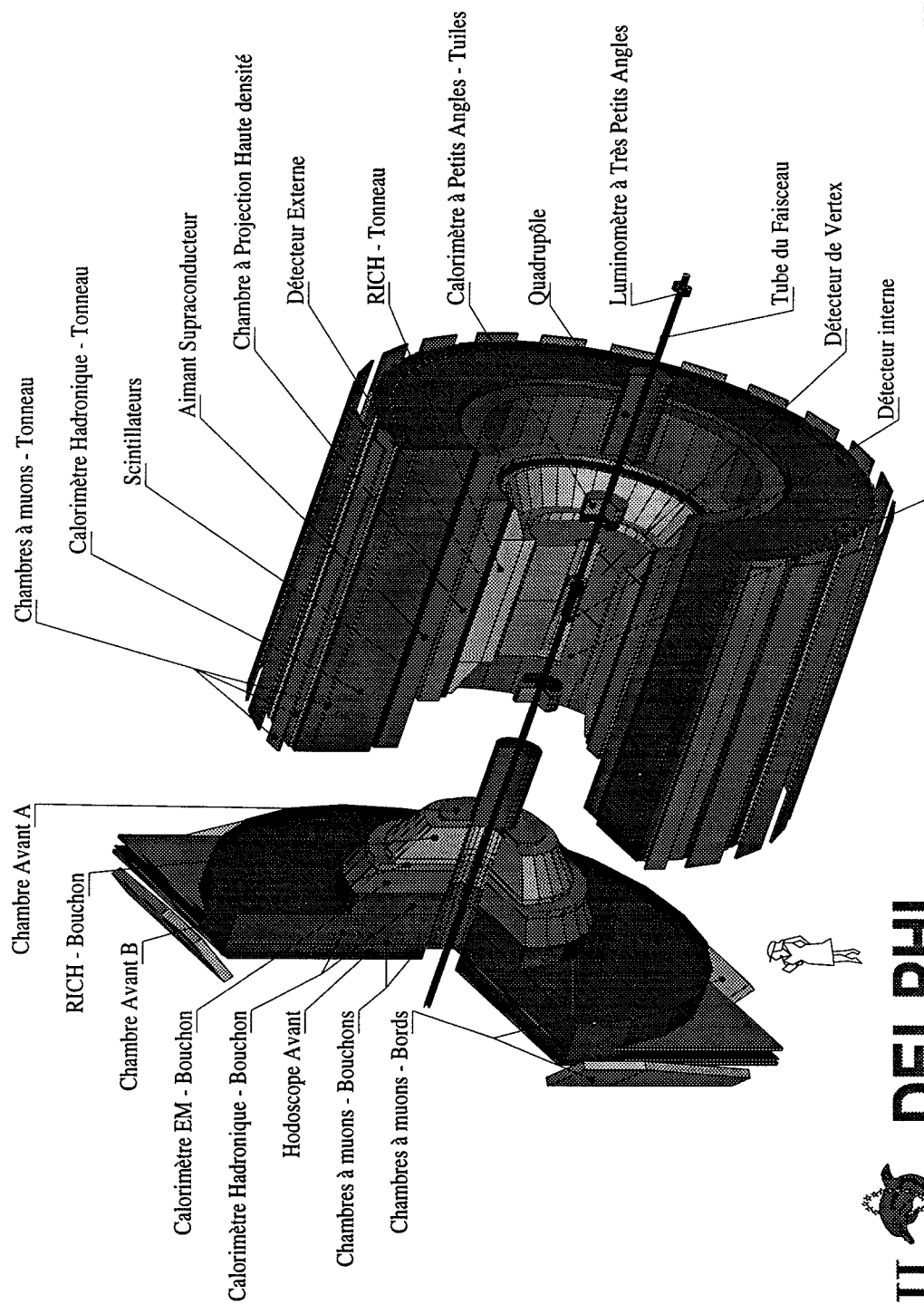


Figure II.2: Vue d'ensemble du détecteur DELPHI

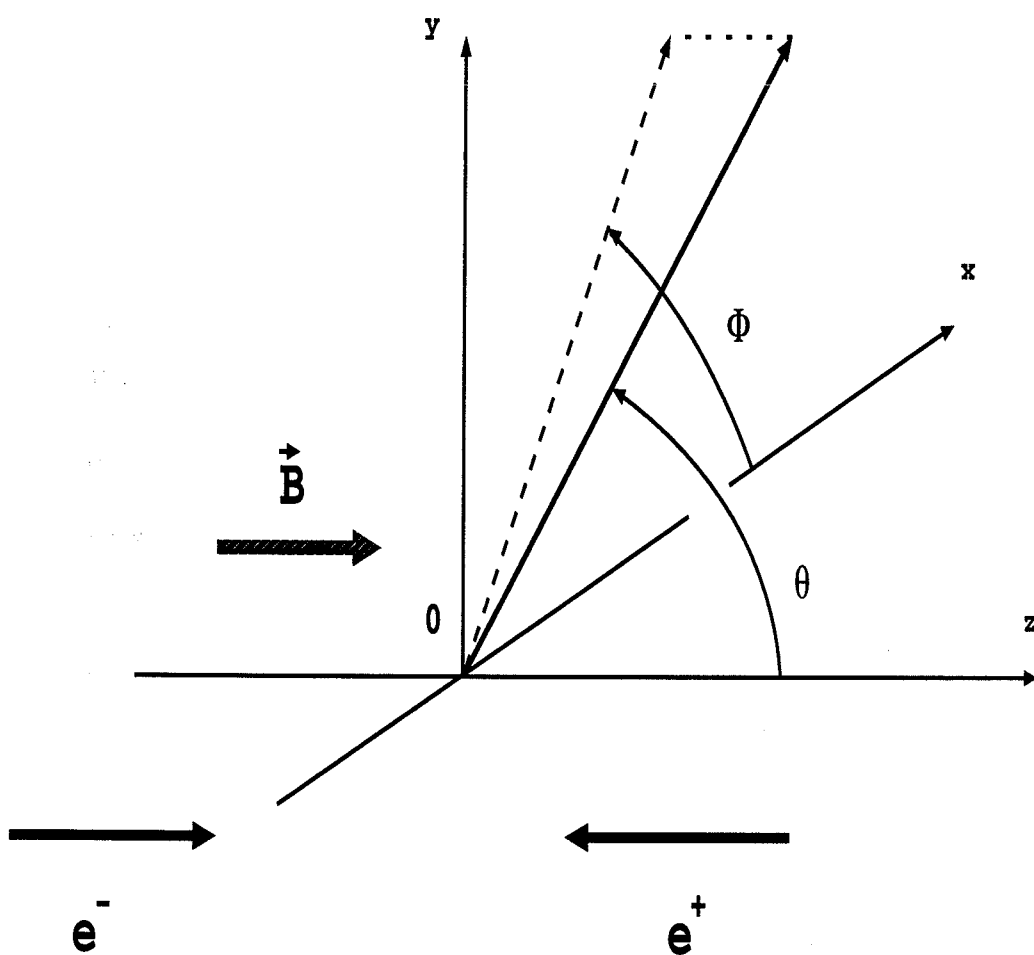


Figure II.3: Référentiel DELPHI. L'angle polaire défini à partir de l'axe z est appelé θ , et ϕ est l'angle azimutal dans le plan transverse (x, y) .

Finalement, l'assemblage en couches des différents détecteurs permet :

- **la mesure précise de la position des vertex** assurée par un détecteur de vertex VD (Vertex Detector) placé près du tube à vide.
- **le déclenchement et l'acquisition,**
- **la mesure des paramètres cinématiques des traces chargées :** la reconstruction des traces chargées et la mesure de leur impulsion est assurée principalement par la chambre à échantillonnage temporel TPC. L'utilisation de l'information issue des détecteurs interne ID (Inner Detector), externe OD (Outer Detector) et le détecteur de vertex VD permettent d'améliorer la mesure de l'impulsion et de l'étendre aux impulsions plus élevées,
- **la mesure de l'énergie** des particules en utilisant l'information délivrée par les calorimètres électromagnétique HPC, FEMC (Forward Electromagnetic Chamber), et hadronique HAC (HADron Calorimeter), dans lesquels les particules interagissent pour former des gerbes électromagnétiques et hadroniques,
- **l'identification des particules chargées** (notamment p , K et π) est assurée par la TPC et le détecteur RICH. Ce dernier se divise en ses parties centrale (BRICH) et avant (FRICH). Il est utilisé intensivement avec la TPC pour l'ensemble de la signature des particules chargées, la combinaison de l'information permettant de couvrir la quasi-totalité du spectre d'impulsion des particules créées à LEP. La TPC et le RICH sont les outils fondamentaux de notre étude : le principe de leur fonctionnement sera détaillé au chapitre suivant consacré à l'identification des particules,
- **la détection des muons** qui se fait à l'aide des chambres à muons dans la partie centrale, avec le MUB (MUon Barrel chamber), et avant avec le MUF (MUons Forward chamber). L'espace séparant les chambres à muons MUB et les MUF est couvert par le SMC (Surrounding Muon Chamber),
- **la mesure de la luminosité.**

II.4 Les détecteurs de traces chargées

II.4.1 Le détecteur de vertex VD

C'est le détecteur de traces le plus proche du tube à vide. Les fonctions du microvertex sont d'améliorer la précision sur la position du vertex primaire et de permettre la reconstruction des vertex secondaires ce qui rend possible l'étude des saveurs lourdes.

Jusqu'en 1993, le détecteur de vertex (VD) (figure II.4) était constitué de trois couches de détection cylindriques et concentriques supportant des bandes de silicium dont les rayons sont 6,3 cm, 9 cm et 11 cm, pour une longueur totale de 24 cm. Chaque couche est constituée de

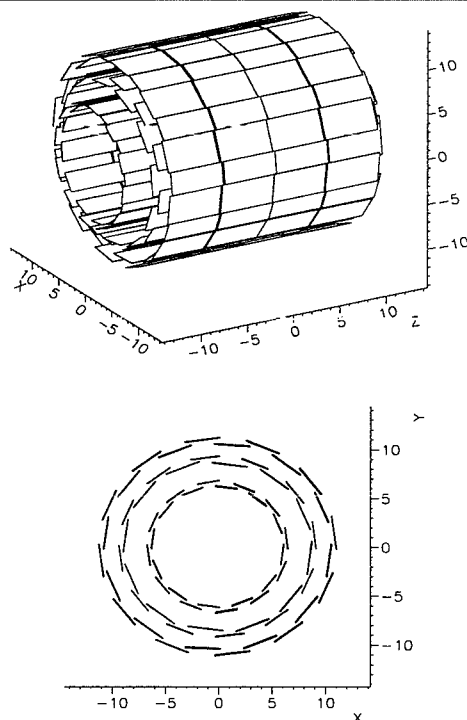


Figure II.4: Le détecteur de vertex : vue en perspective et projection sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les unités sont en cm.

24 modules avec un recouvrement de l'ordre de 10% entre modules voisins. Depuis 1994, la couche la plus proche du tube à vide ainsi que la dernière couche ont été équipées de détecteurs silicium double face. La disposition orthogonale des bandes de silicium d'une face à l'autre, permet désormais une mesure de la coordonnée z . Les performances du microvertex sont une résolution de $8\mu m$ par point dans le plan transverse, $9\mu m$ en z pour des traces perpendiculaires aux bandes et un pouvoir de séparation des traces proches de $100\mu m$. L'angle polaire minimal des particules détectées est de 27° pour la couche interne et de 37° pour la plus externe.

Processus de détection et résolution intrinsèque

Une particule de haute énergie traversant un cristal de silicium à dopage n de $300\mu m$ d'épaisseur y produit environ 24 000 paires d'électrons-trous. Sous l'influence du champ électrique les trous dérivent avec une vitesse moyenne de $2\text{ cm } \mu s^{-1}$ vers les bandes où ils sont recueillis. La mesure de la charge recueillie sur chaque bande permet donc de localiser le point de passage de la particule. Compte tenu de la perte d'énergie des particules chargées dans la matière, de la diffusion subie par les trous au cours de la dérive et du bruit systématique sur chaque amplificateur de lecture, le signal s'étale sur plusieurs bandes (2 en moyenne). Dans le cas d'un signal qui s'étend sur deux bandes voisines, on peut écrire la résolution σ comme

$$\sigma = \sqrt{p_b^2/12 + \frac{p_l^2}{(S/N)^2}} = 8\mu m$$

où p_b est le pas des bandes, p_l le pas de lecture et (S/N) le rapport entre l'écart-type du bruit et l'amplitude moyenne d'un signal pour une particule au minimum d'ionisation (15 pour le VD).

Alignement et performances

L'alignement de ce détecteur, dont la mécanique est complexe, est essentiel pour l'obtention d'une bonne résolution. Le positionnement des différents modules est réalisé au microscope avec une précision inférieure à $10\ \mu m$. Les déplacements internes sont déterminés avec une précision de $20\ \mu m$. Finalement on utilise les données elles-mêmes pour mesurer la position et l'orientation du VD par rapport au système de coordonnées de DELPHI. La résolution résultante après les procédures d'alignement est de $8\ \mu m$ en $R\Phi$. On obtient une résolution sur l'impulsion des traces de :

$$\frac{\Delta P}{P^2} = 0,002(GeV/c)^{-1}$$

Compte tenu de l'acceptance du VD, cette résolution ne pourra être utilisée que dans la partie centrale.

Le détecteur de vertex, par ses mesures de précision dans le plan transverse, est particulièrement utile pour la physique du τ et des saveurs lourdes (quark b).

II.4.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne ID, a un rayon interne de $12\ cm$ et un rayon externe de $28\ cm$. Il a été réalisé en arami-epoxy en vue de limiter les effets de diffusion multiple produits par les particules qui le traversent (3,75% de longueur de radiation seulement).

Il est composé d'une partie interne et d'une partie externe.

La partie interne, de type "chambre à dérive", s'étend de $R = 11,8\ cm$ à $22,3\ cm$ et est divisée en 24 secteurs azimutaux contenant chacun 24 fils sensibles permettant 24 mesures dans le plan transverse par trace ayant une longueur comprise entre $12\ cm$ et $23\ cm$. Il couvre des angles polaires θ allant de 23 à 157 degrés, jusqu'en 1994, et a été étendu à 15 et 165 degrés en 1995. La précision transverse de la partie interne varie entre 75 et $125\ \mu m$ par point, selon la valeur de θ .

La partie externe s'étend de $R = 23\ cm$ à $28\ cm$ et se compose de 5 couches de chambres proportionnelles cylindriques dont les 192 fils sont parallèles à l'axe du faisceau tandis que les 192 bandes à lecture cathodique (MWPC) sont circulaires et parallèles au plan transverse. La précision longitudinale moyenne ainsi obtenue varie entre $0,5$ et $1\ mm$ par point, selon la valeur de θ .

Le détecteur interne, utilisé en parallèle avec la TPC, permet de contraindre les traces reconstruites dans la direction du détecteur de vertex. De plus, il sert au déclenchement lors de

l'acquisition de données et surtout permet une séparation de l'ordre du millimètre entre les traces à l'intérieur des jets.

II.4.3 La chambre à échantillonnage temporel TPC

La TPC, Time Projecting Chamber, est le détecteur principal de traces chargées de DELPHI. C'est sur lui que repose toute la reconstruction de l'événement. Ses avantages sont de pouvoir allier de bonnes performances dans la mesure de l'impulsion des traces chargées et dans la résolution angulaire à une relative simplicité de reconstruction, caractérisée par un bas bruit de fond [4]. Ses désavantages sont un temps de dérive plutôt grand (deux dizaines de microsecondes) et un pouvoir de séparation des traces proches limité.

Dans son principe, la TPC combine les avantages des chambres à dérive et la précision des chambres proportionnelles à fils. Elle se sépare en 2 longues chambres à dérive, à symétrie cylindrique, de 30 cm de rayon interne et 1,22 m de rayon externe et 1,35 m de longueur, remplies par un mélange gazeux argon/méthane (80%/20%) maintenu à pression atmosphérique. Les deux chambres sont placées de part et d'autre d'une plaque HT portée à un potentiel négatif de $-25,3 \text{ kV}$. Cette plaque fournit la tension de dérive des électrons. Le dégradé de potentiel entre la plaque HT et les secteurs terminaux est réalisé par une chaîne de 2×233 pistes conductrices en cuivre séparées électriquement par des résistances de $4 \text{ M}\Omega$. Les pistes de 4 mm de largeur sont disposés parallèlement sur des films de kapton qui sont collés sur les deux faces des cylindres interne et externe de la TPC. Cette cage électrostatique assure un champ électrique uniforme et homogène de 190 V/cm , parallèle ou anti-parallèle au vecteur champ magnétique qui baigne l'ensemble du détecteur. Cette propriété essentielle permet de faire dériver les électrons sur de très longues distances (plusieurs mètres) avant de les détecter, les forces de type $\vec{E} \times \vec{B}$ étant négligeables.

Lorsqu'une particule traverse le volume sensible de la TPC, elle crée des paires électron-ion par ionisation, à raison de 25 paires primaires environ par centimètre pour une particule au minimum d'ionisation. Sous l'action du champ électrique, les électrons primaires issus de l'ionisation dérivent à vitesse constante (typiquement de $69,7 \text{ mm}/\mu\text{s}$) parallèlement à B jusqu'à l'une ou l'autre extrémité de la TPC.

La détection des électrons en fin de dérive est réalisée au niveau des deux extrémités de la TPC qui sont équipées chacune de six secteurs de chambres à fils fonctionnant en mode proportionnel (figure II.6-a). Chaque secteur couvre 60° d'angle azimutal et est constitué successivement de trois plans de fils (figure II.6-b):

- **la grille porte:** un plan de fils espacés de 1 mm et situé à 14 mm du plan cathodique, assure la fonction de neutraliser les charges d'espace (ions CH_4^+) créées en grand nombre dans le processus d'avalanche et qui sont susceptibles de perturber les lignes de champ en fin de dérive. Ceci est réalisé en pratique par une polarisation alternée des fils ($\pm 60 \text{ V}$) qui est levée à l'annonce du croisement des faisceaux pendant $3 \mu\text{s}$. La porte est ensuite refermée jusqu'au prochain croisement.

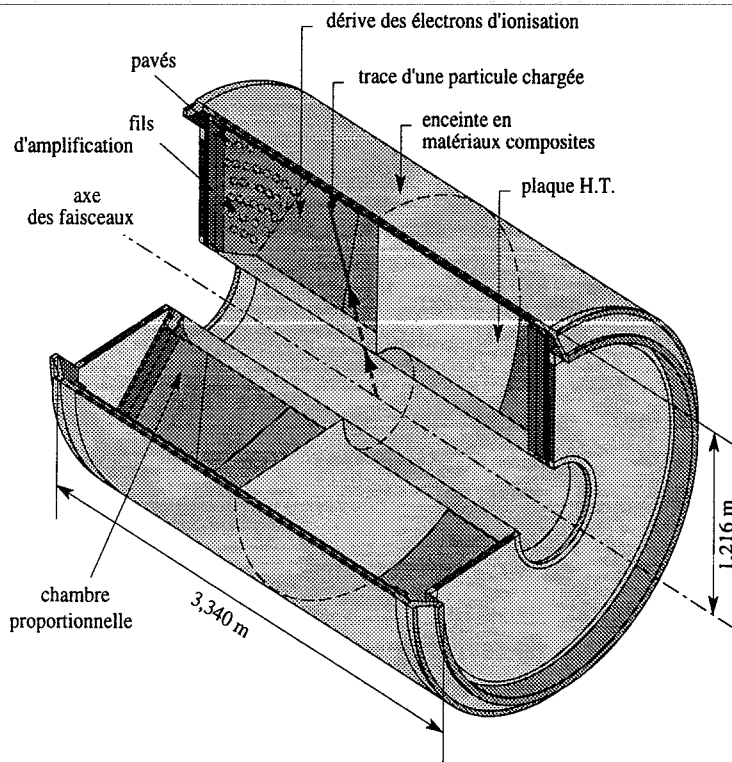


Figure II.5: Géométrie de la TPC

- **la grille cathode** : un plan de fils d'un diamètre de 75μ , espacés de 1 mm et reliés à la terre permettent de délimiter la frontière équipotentielle entre l'espace de dérive et la zone d'amplification.
- **les fils sensibles** : un plan de 192 fils sensibles de petit diamètre (20μ) espacés de 4 mm , constitue la partie active du détecteur. Chaque fil est porté à un potentiel de 1385 V créant un champ électrique intense avec la grille cathode. Ce champ provoque l'avalanche des électrons de dérive sur les fils sensibles. Le signal d'anode collecté est proportionnel au nombre d'électrons incidents, avec un facteur d'amplification de l'ordre de $2, 10^4$. Le fonctionnement des chambres en régime proportionnel autorise alors la mesure de la perte d'énergie de la particule par unité de longueur dE/dx , ce qui permet d'identifier les pions et les autres hadrons jusqu'à des impulsions de $3\text{ GeV}/c$.

Un plateau cathodique en cuivre, situé à 4 mm des fils sensibles, clôt le volume gazeux de la TPC. Sur ce plan sont gravées 16 rangées concentriques de damiers de lecture. Le nombre de damiers par rangée, toujours multiple de 16, varie de 64 à 144 damiers. La hauteur des damiers dans chaque rangée est calculée de façon à ce que tous les damiers aient précisément la même surface capacitive ($52,5\text{ mm}^2$). Chaque secteur comprend 1680 damiers au total. Le signal recueilli par un damier résulte de la superposition des amplitudes induites par effet capacitif par les avalanches déclenchées à proximité des damiers sur les fils d'anode. La charge induite par l'avalanche est récoltée sur 2 ou 3 damiers d'une rangée en moyenne, dont on détermine le centroïde en ajustant une gaussienne en fonction de l'amplitude.

Les damiers fournissent ainsi 16 points tridimensionnels à partir desquels les éléments de trace

sont reconstruits. Typiquement on peut obtenir une précision de $230 \mu m$ dans le plan transverse. La coordonnée z est fournie par un échantillonnage de $73,82 ns$ du temps de dérive : on obtient une précision longitudinale de $900 \mu m$. Chaque chambre possède 192 fils sensibles qui permettent la mesure de l'énergie déposée à la traversée de la TPC par ionisation de la trace dE/dX et ainsi d'identifier les pions et les hadrons jusqu'aux impulsions de 3 GeV.

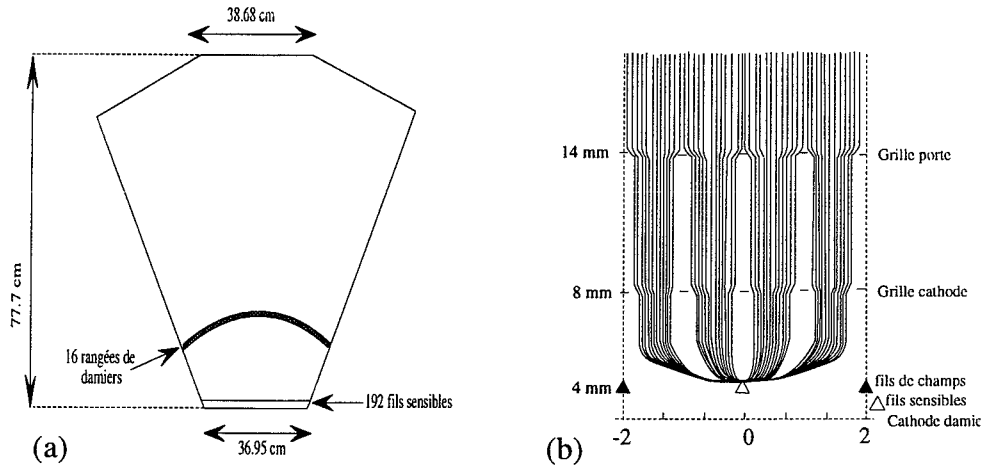


Figure II.6: Vue transversale d'un des 12 secteurs de la TPC (figure-a) et lignes de champs dans le système de détection de la TPC (figure-b)

II.4.4 Le détecteur externe OD

Il est situé à 2 mètres de l'axe des faisceaux, au delà des compteurs Cherenkov. L'OD est constitué de 24 modules de $4,7m$ de long comprenant chacun 5 couches radiales de tubes à dérive de section carrée disposées en quinconce afin de limiter les zones mortes. La mesure de la coordonnée longitudinale est réalisée par la comparaison des temps d'arrivée du signal aux deux extrémités du tube. L'angle polaire minimal des particules détectées dans l'OD est de 40° .

L'OD fournit 5 points de mesure par trace avec une résolution dans le plan transverse d'environ $300 \mu m$ et longitudinale de $7 cm$. Le bras de levier à longue distance permet d'améliorer la mesure de la courbure de trajectoires ce qui se traduit par un gain d'un facteur 5 sur la résolution en impulsion pour des particules chargées de plus de $5 GeV/c$ d'impulsion.

L'OD est un élément important du système de déclenchement rapide dans la partie centrale. Le déclenchement de premier niveau dans l'OD a lieu lorsque trois tubes sur cinq possibles sont activés pour des traces de 1 à $1,5 GeV/c$ d'impulsion, dans l'acceptance angulaire $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$.

II.4.5 Les chambres vers l'avant FCA et FCB

Les chambres FCA et FCB permettent l'amélioration de la mesure d'impulsion des particules émises à petit angle polaire ($\leq 35^\circ$). Elles sont circulaires et situées de part et d'autre de l'emplacement prévu pour les détecteurs Cherenkov des parties *forward* (FRICH).

Les chambres FCA, directement solidaires de la TPC, sont placées en z à ± 155 cm du point d'interaction. Elles sont constituées de 6 plans de tubes. L'axe des tubes dans chaque plan est décalé par rapport au précédent d'un angle stéréo de 120° afin de permettre une mesure tridimensionnelle du point de passage de la trace, avec une résolution de $150\mu m$. Les FCA détectent les particules dont l'angle polaire est compris entre 11° et 32° .

Les chambres FCB, située à l'entrée du calorimètre électromagnétique vers l'avant (EMF) à ± 266 cm du point d'interaction, sont formées de 12 plans de fils successifs positionnés avec un angle stéréo de 60° . Cette géométrie permet la reconstruction de 2 points dans l'espace, avec une résolution de $200\mu m$ par plan, pour des particules dont l'angle polaire est compris entre 10° et 37° .

Les chambres vers l'avant font partie des principaux éléments de déclenchement de l'expérience vers l'arrière et vers l'avant.

II.4.6 Les compteurs à scintillation TOF et HOF

Les compteurs de temps de vol TOF (Time Of Flight) et HOF (Hodoscope FOrward) sont sensibles à des particules au minimum d'ionisation ayant traversé le calorimètre électromagnétique et le solénoïde. Le TOF est situé dans le baril entre l'aimant et le calorimètre hadronique tandis que le HOF est situé dans les bouchons entre le calorimètre hadronique et la couche externe du MUF. Ils sont constitués de longues lattes de plastique scintillant lues à leurs extrémités par les photomultiplicateurs. L'efficacité de chaque latte de scintillateur est de 90% environ. L'acceptance géométrique totale TOF et HOF, compte tenu des inefficacités accidentelles (secteurs morts), est de 85%. Le TOF est ainsi constitué de 172 scintillateurs de 3,55 m de long et de 1,9 cm d'épaisseur. La résolution en z mesurée avec des cosmiques est de 20 cm, celle en temps est 1,2 ns. Le HOF est constitué de 112 scintillateurs et offre une résolution en temps de 5 ns. Les deux scintillateurs donnent donc une réponse rapide pour le déclenchement du premier niveau qui permet, entre autre, le rejet des particules cosmiques.

II.4.7 Les chambres à muons

Les chambres à muons sont conçues pour détecter le passage des particules ayant traversé les six longueurs d'interaction nucléaire du calorimètre hadronique.

Les chambres à muons se répartissent en une partie centrale (MUB) couvrant les angles po-

lares de 9° à 43° et deux parties bouchons (MUF) couvrant les angles polaires de 52° à 90° . Les chambres à muons MUB sont constituées de 2×24 modules de 15° de couverture azimutale qui suivent la géométrie du calorimètre hadronique que nous détaillerons dans la section consacrée à la calorimétrie. Chaque module est composé de trois plans de chambres à dérive : un plan interne à 20 cm à l'intérieur du calorimètre hadronique, un plan externe au bord du calorimètre et un plan périphérique servant à fermer DELPHI.

Les chambres à dérive sont de longs tubes de 3,65 m et ont une section rectangulaire aplatie ($20,8 \times 2,6$ cm). Chaque tube contient un fil d'anode selon son axe longitudinal, compris entre deux plans cathodiques sur l'un desquels une ligne à retard est collée. La mesure du temps d'arrivée du signal à chaque extrémité de cette ligne permet de mesurer la coordonnée longitudinale avec une précision de 2,5 cm. La mesure du temps de dérive fournit la coordonnée transverse avec une précision de 2,4 mm.

Les détecteurs de muons vers l'avant et l'arrière (MUF) sont constitués de deux plans de chambres de forme carrée et entrecroisés à $z = 463$ et 500 cm. La résolution en x et y est de 3 mm.

La finalité des chambres à muons est l'identification des muons et la séparation muon/hadron par la mesure de l'angle de traversée des dernières couches de fer. Nous détaillerons la méthode d'identification des muons dans le chapitre consacré à l'identification des particules.

II.4.8 La résolution sur l'impulsion

La résolution globale sur l'impulsion dépend des différents détecteurs rencontrés. Le tableau II.1 résume la précision obtenue sur l'impulsion mesurée dans différentes régions d'angle polaire pour des événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

θ (en degré)	Détecteurs	$\sigma(\frac{1}{p}).10^{-3} (GeV/c)^{-1}$
≥ 42	VD+ID+TPC+OD	0,6
≥ 42	ID+TPC+OD	1,1
≤ 42	VD+ID+TPC	1,7
≤ 42	VD+FCB	1,3
(25 – 30)	FCB	1,5
≤ 25	FCB	2,7

Tableau II.1: Précision sur la mesure de l'impulsion pour des muons de 45 GeV/c.

II.5 Les calorimètres

II.5.1 Le calorimètre électromagnétique central HPC

On utilise pour la calorimétrie électromagnétique des techniques basées sur les chambres de haute densité à échantillonnage temporel. La HPC (High Projection Chamber) est constituée de 144 modules, constitués de couches alternées plomb/mélange gazeux, à l'intérieur desquelles se développent les gerbes électromagnétiques produites par les photons et les électrons incidents. Les particules de la gerbe ionisent le mélange gazeux des chambres à fils et les électrons produits par cette ionisation dérivent entre les couches de plomb. Ils sont détectés en bout du module par des chambres proportionnelles qui indiquent les coordonnées à deux dimensions. La troisième coordonnée est obtenue par le temps de dérive. La longueur de la gerbe est reliée à l'énergie de la particule, ce qui permet de mesurer cette dernière. La spécificité de ce détecteur est une très fine granularité qui permet une bonne séparation des dépôts proches dans les jets hadroniques. La HPC a une profondeur correspondant à 19 longueurs de radiation pour environ 0,65 longueur d'interaction nucléaire. Ce sont donc les électrons et les photons qui vont y déposer la plus grande part d'énergie (bremsstrahlung, production de paires et interaction photo-nucléaire).

La précision relative sur l'énergie mesurée dans la HPC peut être paramétrisée sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,043 \otimes \frac{0,32}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

avec $\sigma(\theta) = \pm 1,7 \text{ mrad}$ et $\sigma(\phi) = \pm 1,0 \text{ mrad}$.

II.5.2 Le calorimètre électromagnétique avant FEMC

Le calorimètre électromagnétique avant FEMC (Forward Electro-Magnetic Calorimeter) est situé dans chaque bouchon et est constitué de 4532 blocs de verre au plomb de 20 longueurs de radiation dont les faces frontales sont placées à $|z| = 284 \text{ cm}$ et couvrant les angles polaires de $8^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ et $145^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$. Lorsque les particules chargées traversent l'un de ces blocs, il y a émission de photons par rayonnement Cherenkov. Ces photons sont ensuite détectés à l'extrémité de chaque bloc par un photomultiplicateur. La précision relative de l'énergie peut être paramétrisée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,03 \otimes \frac{0,12}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \otimes \frac{0,11}{E(\text{GeV})}$$

II.5.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est composé de plaques de fer de 5 cm d'épaisseur et de chambres de détection à lecture cathodique. Il couvre 99% de l'angle solide et est composé de deux

bouchons de 12 secteurs ($11^\circ \leq \theta \leq 48^\circ$) et d'une partie baril $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ de 24 modules. Plus de 19000 tubes à "dard" de Iarocci [5] qui renferment un gaz formé d'argon, de CO_2 et de butane, sont installés dans un espace de 18 mm entre les plaques de fer. Les tubes sont en plastique extrudé et l'intérieur est recouvert d'une fine couche de peinture résistive au graphite (cathode). Au centre et dans l'axe de chaque tube est tendu un fil conducteur (anode).

Les particules issues des gerbes hadroniques ionisent le gaz. Les électrons ainsi produits sont attirés par les fils au niveau desquels ils produisent des avalanches. La lecture se fait par effet capacitif entre la cathode et les damiers de cuivre collés aux surfaces externes des tubes. La localisation de la gerbe est directement déterminée par la position des différentes cases touchées dans les damiers.

Les photons et les électrons sont en partie stoppés par la HPC et le calorimètre hadronique qui correspond à six longueurs de radiation environ, est supposé stopper les hadrons et filtrer les muons.

Dans la région centrale, la précision sur l'énergie est

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,21 \otimes \frac{1,12}{\sqrt{E(GeV)}}$$

II.5.4 Les luminomètres à petits angles

DELPHI dispose également de deux petits calorimètres destinés à une mesure de la luminosité instantanée par l'étude de la diffusion Bhabha à petit angle (SAT) et à très petit angle (VSAT).

Le SAT (Small Angle Tagger) est constitué d'un détecteur de traces et d'un calorimètre électromagnétique. Il est utilisé pour la détection des événements Bhabha. La section efficace de cette réaction, lorsque l'on détecte les électrons à petits angles, est dominée par la contribution QED calculée avec précision ce qui permet une mesure précise de la luminosité du LEP au niveau de DELPHI. Le SAT est complété par un autre calorimètre à $z = \pm 7,7 m$ du point d'interaction, le V(ery)SAT qui couvre les angle polaires de 5 à 7 mrad.

II.6 Les détecteurs RICH

Le RICH (Ring Imaging Cherenkov) est spécialisé dans l'identification des particules. Le principe physique est basé sur la mesure de l'angle d'émission des photons Cherenkov produits lors de la traversée dans le milieu réfringent d'une particule chargée. Nous décrivons le principe de fonctionnement du RICH en détail dans le chapitre consacré à l'identification des particules.

Le RICH comprend une partie centrale (BRICH), située entre la TPC et l'OD, offrant une couverture angulaire de $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ et deux parties avant et arrière (FRICH), situées

entre les chambres FCA et FCB.

Le RICH est composé de deux types de radiateur, l'un liquide, couvrant la gamme d'impulsion de 0,7 à 8 GeV/c , l'autre gazeux couvrant des gammes d'impulsion allant de 2,5 à 25 GeV/c , dans lesquels sont générés les photons Cherenkov. Ces photons sont ensuite convertis en électrons dans des tubes de section rectangulaire, de 18 cm de largeur, 5,2 cm d'épaisseur et de 1,5 m de longueur, assemblés par paires (bitubes). Les photons UV sont convertis dans le tube de détection dans un gaz photosensible le TMAE (Tetrakis diMethylAmine Ethylène). Le TMAE est ajouté à un mélange gazeux de 75% de méthane et 25% d'éthane, nécessaire à la dérive des électrons. La dérive des électrons est assurée par un champ électrique de dérive constant de 0,6 kV parallèle à l'axe z . Leur détection est alors assurée par des chambres multi-plans à fils posées à l'extrémité externe du tube. La mesure du temps de dérive permet une reconstruction tridimensionnelle du point de conversion des photons en électrons avec une résolution typique de $200\mu m$ en z .

Les milieux liquide et gazeux sont tous deux des perfluorocarbones. Le radiateur liquide est constitué de perfluorohexane C_6F_{14} de fort indice de réfraction $n_{liquide} = 1,278$ pour $h\nu = 6,4eV$ quasi transparent aux ultraviolets. Le fort indice de réfraction permet d'obtenir un nombre de photons UV suffisants (jusqu'à 20 photons) malgré la minceur du radiateur (1 cm d'épaisseur).

Le radiateur gazeux est constitué de perfluoropentane C_5F_{12} dont l'indice vaut $n_{gaz} = 1,00172$. L'épaisseur de gaz traversé (40 cm) compense le nombre de photons rayonnés par unité de longueur.

Après reconstruction de la position de l'électron converti, on estime l'angle d'émission. La mesure de cet angle s'affranchit de celle du point d'émission par l'utilisation de miroirs focalisants paraboliques. Il y a 2 miroirs dans chacun des 36 modules de la partie centrale du RICH.

La qualité de l'identification dépend de la qualité de la mesure de l'angle Cherenkov et du nombre de photoélectrons détectés.

II.7 Le déclenchement et l'acquisition

Un signal de croisement des faisceaux WBCO (Warning Beam Cross Over), synchronisé avec la fréquence LEP de 45 kHz , déclenche toutes les 22 μs la numérisation de l'expérience. Le système de déclenchement est conçu en fonction des très hautes luminosités : il s'agit de rejeter les moins d'événements possible tout en évitant de déclencher l'appareillage avec des signaux parasites, comme par exemple des rayons cosmiques.

Il existe 4 niveaux de déclenchement dans DELPHI : les niveaux T_1, T_2, T_3, T_4 . Les déclenchements des deux premiers niveaux sont basés sur les dépôts d'énergie calorimétriques et sur la détection des traces chargées. Les décisions T_1 et T_2 interviennent

ment au bout de $3,5 \mu s$ et $40 \mu s$ respectivement, et sont synchronisées avec le WBCO. Le déclenchement du premier niveau, basé sur des critères de multiplicité, fait intervenir les détecteurs à réponse rapide, tels que les scintillateurs des détecteurs à temps de vol (TOF et HOF), les calorimètres (HPC) et certains détecteurs de traces chargées (chambres à muons, ID et OD, FCA et FCB). Pour le second niveau T_2 , les détecteurs à longue dérive tels que la TPC, la HPC et le MUB sont utilisés.

Les troisième et quatrième niveaux T_3 et T_4 sont des filtres informatique non synchronisés avec le WBCO : ils n'entravent pas la poursuite des opérations de prise de données. Le niveau T_3 est destiné à réduire le taux d'acquisition à quelques Hz à haute luminosité et prend environ $30 ms$. Le quatrième niveau T_4 constitue une présélection d'événements et une réjection du fond.

La décision finale de déclenchement est prise lorsque le module électronique principal TS (Trigger Supervisor) a centralisé et combiné l'information des différents sous-modules de déclenchement. Lorsque la décision de déclenchement est prise, on lance la chaîne d'acquisition qui consiste en une lecture des informations analogiques fournies par l'ensemble des détecteurs, leur digitisation et le stockage sur support permanent.

II.8 Simulation du détecteur DELPHI

Le principal objectif des programmes de simulation est de reproduire au mieux les données réelles.

La simulation de DELPHI, DELSIM (DELphi event generation and SIMulation)[11], se décompose en trois étapes :

- la génération des processus physiques. Concrètement, DELPHI utilise le générateur Lund de JETSET [7] pour les processus hadroniques $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, DYMU3 [8] pour les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, BABAMC [9] pour les événements bhabhas, KORALZ [10] pour les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$
- la simulation des trajectoires et des interactions des particules à travers le détecteur en incluant les interactions secondaires avec la matière qui le constitue : effet photélectrique, émission de rayons delta, bremsstrahlung, production de paires, diffusion Compton et désintégrations faibles et interactions nucléaires,
- la simulation des réponses de chaque détecteur. Chacun est traité de manière indépendante.

A la sortie de DELSIM, les données sont comparables sous forme brute aux données réelles et peuvent alors suivre la même chaîne de reconstruction.

II.9 La Chaîne de reconstruction

Le programme de reconstruction DELANA [11] permet, à partir des données brutes, d'obtenir les paramètres cinématiques et géométriques des traces chargées et neutres. La partie principale de ce programme est constituée par l'ensemble TANAGRA [12] qui assure le stockage des informations sur les traces et les vertex dans un format indépendant des autres programmes spécifiques à chaque module.

Ce programme de reconstruction comporte différentes étapes :

- les données brutes sont décodées au niveau de chaque détecteur en appliquant les calibrations spécifiques.
- un regroupement de cluster est réalisé dans chaque détecteur fournissant
 - des points tridimensionnels ou bidimensionnels (VD)
 - des segments de traces (TPC)
 - des quantités d'énergie (HPC)
- les différents éléments de traces des divers détecteurs pointant vers la zone d'interaction sont ensuite associés entre eux.
- la dernière étape est un ajustement global des paramètres des éléments de traces.

Les quantités physiques associées à chaque particule sont alors tirées de l'ajustement global. C'est à partir de cette information que l'analyse des données est réalisée.

Bibliographie

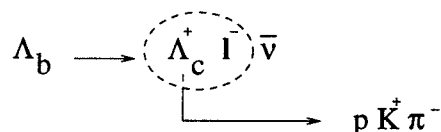
- [1] S. Myers et E. Picasso, Contemporary Physics **31** 1990 387.
- [2] K. Hübner, Status Report on LEP and LEP 2 , ECFA/95/170 et ECFA/95/174.
- [3] DELPHI Collaboration, Performance of the DELPHI detector, Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A 378 (1996) 57-100.
- [4] T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics (Addison Wesley, 1987).
- [5] V. Falaleev et Tz. Spassof, Delphi hadron calorimeter off-line data base, DELPHI Collaboration, 1990.
- [6] DELSIM Reference Manual, DELPHI 87-98/PROG-100, 1989. DELSIM User Manual, DELPHI 87-96/PROG-99, 1989.
- [7] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm, 67 (1992) 15.
- [8] J.E Campagne and R. Zitoun, Z. Phys. C43 (1989) 469.
- [9] F.A Berends, W. Hollik et R. Kleiss, Nucl. Phys. **B 304**, 1988 712.
- [10] S. Jadach et al. Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503.
- [11] DELANA User's Guide, DELPHI 89-44/PROG 137, 1989.
- [12] D. Bertrand, et L. Pape, TANAGRA User's Guide, DELPHI 87-95/PROG 98, 1989.

Chapitre III

L'identification des particules chargées dans DELPHI

III.1 Introduction

La reconstruction d'un lot de baryons lourds Λ_b , telle qu'elle sera décrite dans les chapitres suivants, est basée sur la méthode des corrélations de charge qui consiste à mettre en évidence le Λ_b par un excès de paires lepton-hadron dans la combinaison de charge caractéristique de la désintégration du Λ_b . La désintégration étudiée est :



L'étiquetage du Λ_b nécessite par conséquent l'identification de hadrons (proton et kaon) et celle des leptons (e , μ).

Le détecteur DELPHI est composé de détecteurs complémentaires qui permettent de combiner différentes techniques d'identification des particules. Dans ce chapitre, nous allons décrire cette combinaison pour l'identification des hadrons et des leptons. Les détecteurs utilisés pour l'identification sont :

- la TPC : les mesures de la quantité d'énergie d'ionisation déposée le long de la trace chargée (dE/dx) et de l'impulsion P de cette trace permettent une estimation de la masse de la particule et donc son identification pour une impulsion inférieure à $10 \text{ GeV}/c$.
- le RICH : la mesure de l'angle Cherenkov permet le test des hypothèses ($e/\mu/\pi/K/p$) pour une gamme d'impulsion comprise entre 0,7 et 40 GeV/c en combinant les infor-

mations provenant d'une part du radiateur gazeux et d'autre part du radiateur liquide. Les variables cinématiques utilisées pour la détermination de la masse sont la vitesse v , obtenue à partir de la mesure de l'angle Cherenkov θ_c , et de l'impulsion P .

- le HCAL : la mesure de l'énergie déposée dans les dernières tours aide à la discrimination entre les hadrons et les muons, les hadrons étant normalement stoppés dans l'absorbeur.
- la HPC : l'étude des profils longitudinal et transverse de la gerbe électromagnétique combinée à la mesure de l'énergie déposée contribue à l'identification des électrons et des photons.
- les chambres à muons : seuls les muons peuvent traverser l'absorbeur des calorimètres et atteindre ainsi les chambres à muons, le détecteur le plus externe de l'expérience.

L'utilisation de l'information provenant des différents détecteurs permet un enrichissement d'un type de particules dans un lot d'événements sélectionnés. Pour contrôler la méthode d'identification, il convient alors d'estimer la pureté et l'efficacité¹ que permettent d'obtenir une sélection choisie à partir d'un échantillon pré-sélectionné. La pureté et l'efficacité d'identification dépendent de la qualité des informations provenant de ces détecteurs. Différentes séparations combinées entre elles et souvent construites empiriquement pour les besoins de notre sélection d'événements Λ_c et Λ_b sont étudiées. Elles peuvent conduire à une identification directe ou au contraire à un rejet des particules non-compatibles avec les hypothèses de la particule recherchée.

Dans ce chapitre nous décrivons les critères qui permettent de sélectionner les traces chargées d'origine hadronique et la mesure des efficacités relatives à nos critères d'identification des protons, des kaons et des leptons à partir de lots d'événements réels.

III.2 La sélection des traces chargées

On sélectionne les traces chargées par leur impulsion, la qualité de la trace mesurée, la valeur de l'angle polaire déterminé dans le référentiel DELPHI et la longueur de la trajectoire reconstruite dans le détecteur.

On ajoute des conditions sur la distance minimale d'approche au point impact des 2 faisceaux dans le plan perpendiculaire ainsi qu'en z .

Plus précisément, on exige les conditions suivantes :

- une impulsion minimale P de $200 \text{ MeV}/c^2$,

¹la pureté d'un échantillon rend compte de sa contamination pour une série de contraintes d'identification fixées tandis que l'efficacité est définie comme étant le rapport du nombre de particules identifiées sur le nombre initial.

- une résolution sur P meilleure que 100 %,
- la longueur de la trace reconstruite supérieure à 30 cm ,
- l'angle polaire compris entre 21° et 159° ,
- le paramètre d'impact dans le plan $R\phi$ inférieur à 5 cm ,
- la distance d'approche en z inférieure à 10 cm .

III.3 La sélection des événements hadroniques

La reconstruction et la sélection des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ se font à partir des traces chargées. Comme le nombre moyen de particules générées lors de l'hadronisation des quarks et de la désintégration des hadrons est élevé ($\simeq 20$ traces/événement), la sélection de ces événements est assez simple.

On demande :

- un nombre de traces chargées supérieur ou égal à 7.
- une énergie chargée reconstruite supérieure à 15 % de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Seuls les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ et les diffusions $\gamma \gamma$, qui ont une multiplicité de traces chargées pouvant atteindre celle d'un événement hadronique, dominent parmi les bruits de fond envisageables (rayonnement cosmique, interactions gaz-faisceau, diffusions $\gamma \gamma$ ou désintégrations leptoniques du Z^0).

L'efficacité de cette sélection, estimée à partir de la simulation, est de :

$$\epsilon_{hadronique} = 94,27 \pm 0,02 \%$$

On obtient alors un total de 250,803 événements hadroniques pour la période de fonctionnement de l'année 1991, 677 118 pour l'année 1992, 695 147 pour l'année 1993 et enfin 1 364 015 pour l'année 1994.

III.4 L'identification des hadrons

III.4.1 L'ionisation des traces chargées dans la TPC

III.4.1.a Principe

Chacune des deux extrémités de la TPC est équipée de six chambres à fils. Au voisinage des fils sensibles de ces chambres a lieu le processus d'avalanche engendré par les électrons de dérive produits par le passage d'une particule chargée. Les signaux ou amplitudes d'ionisation recueillis sur les fils par effet capacitif permettent de mesurer la perte d'énergie de cette particule le long de sa trajectoire lors de la traversée du volume gazeux. Cette perte d'énergie peut se faire sous forme d'ionisation du gaz, d'excitation, et de collisions diverses avec les électrons ou les noyaux. Les fils sensibles sont équivalents à un empilement de détecteurs gazeux d'une épaisseur de 4 mm permettant un échantillonnage pouvant aller jusqu'à 192 valeurs du dE/dx pour une particule isolée. Les amplitudes d'ionisation se répartissent selon une distribution de Landau. Seulement 80% des plus basses amplitudes mesurées seront utilisées pour l'estimation du dE/dx . On réduit ainsi l'asymétrie dans la répartition des points de mesure due aux fluctuations provoquées par les collisions dures à petit paramètre d'impact et l'émission électrons- δ dans une gamme d'énergie de l'ordre du KeV . La section efficace de ces collisions dures étant indépendante du $\beta\gamma = p/m$, éliminer ces événements ne détériore pas la qualité de l'identification. Toutefois, en supprimant les événements à grands transferts, on diminue également la statistique nécessaire pour atteindre une précision donnée dans le calcul du dE/dx moyen. Si on choisit une coupure plus petite que 80%, la taille de l'échantillon devient trop petite par rapport à sa dispersion et on détériore la résolution.

La valeur moyenne de l'énergie d'ionisation déposée par une particule par unité de longueur est décrite par la formule de Bethe et Bloch [4] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A q^2 e^4}{m_e} \frac{Z}{A} \left(\frac{E}{P}\right)^2 \left\{ \text{Log} \left[\frac{2m_e c^2}{I} \left(\frac{P}{M}\right)^2 \right] + \left(\frac{P}{E}\right)^2 + \frac{\delta}{2} \right\}$$

- N_A , e et m_e sont le nombre Avogadro, la charge et la masse de l'électron,
- Z , A , I et δ sont le nombre atomique, la masse atomique, le potentiel d'ionisation effectif et le paramètre d'effet de densité du matériau traversé,
- E , P et M sont l'énergie, l'impulsion et la masse de la particule incidente.

La valeur la plus probable de cette quantité est une fonction du facteur de contraction de Lorentz de la particule incidente $\gamma = E/m$. Des mesures simultanées du dE/dx et de l'impulsion permettent donc une estimation de la masse de la particule. La courbe de l'énergie déposée en fonction de l'impulsion de la trace et selon les hypothèses de masse est présentée sur la figure III.1, où les bandes de points recouvrent distinctement les courbes intégrées de la formule de Bethe-Bloch pour les cinq hypothèses de masse ($e/\mu/\pi/K/p$). On observe une

décroissance à basse impulsion, la perte en énergie étant d'autant plus faible que la particule va plus vite. En effet, l'augmentation de la vitesse diminue le temps d'interaction avec le gaz. Par contre, à haute impulsion, on observe une lente remontée dite remontée relativiste ($\beta \rightarrow 1$) sous l'influence du terme logarithmique dans la formule de Bethe et Bloch.

L'identification est réalisable dans la région de basse impulsion dominée par la décroissance en $1/\beta^2$. Toutefois la région intéressante du point de vue de l'analyse des saveurs lourdes est celle de la remontée relativiste. En effet, pour la reconstruction des événements Λ_c , on demande une impulsion minimale de $2 \text{ GeV}/c$ pour les candidats protons et kaons. Dans cette région cinématique la séparation $p - K$ s'avère délicate car l'évolution du dE/dx des protons et des kaons en fonction de l'impulsion suit le même comportement.

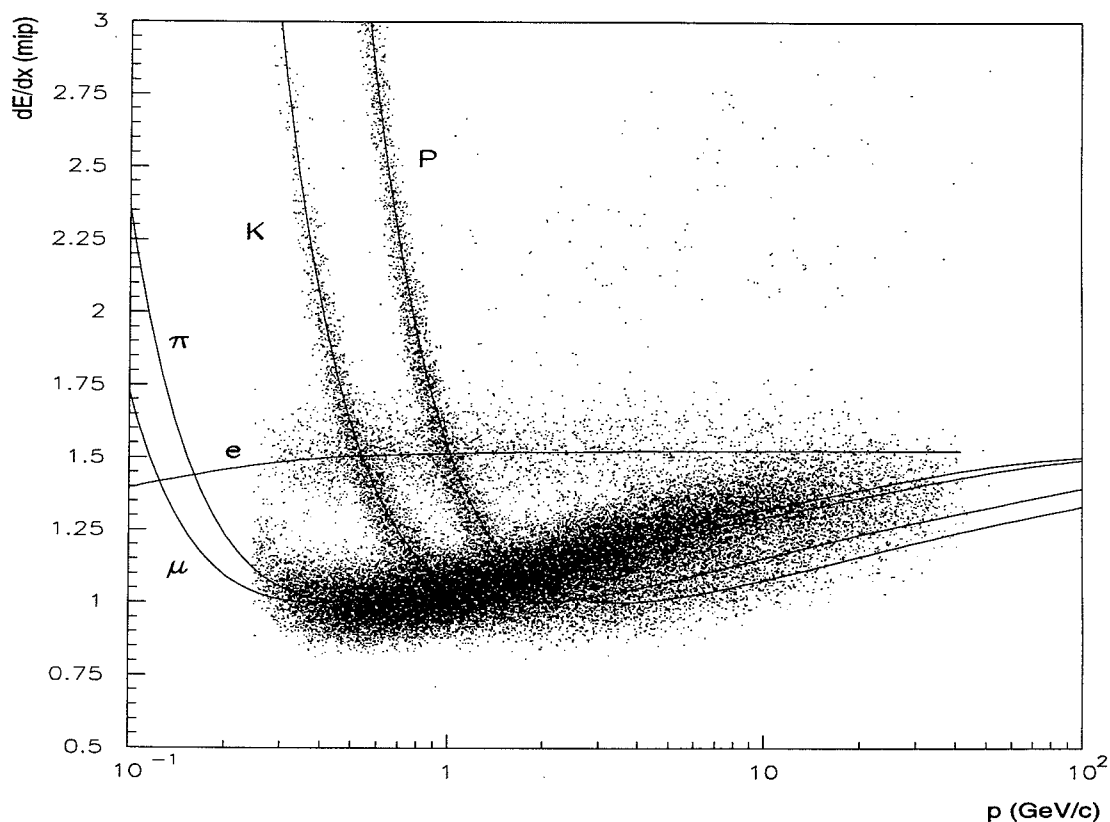


Figure III.1: Variation de l'ionisation spécifique dE/dx , normalisée à 1 au minimum d'ionisation ($\beta \sim 0,97$), mesurée avec la TPC de DELPHI en fonction de l'impulsion des particules. Les bandes de points sont obtenues à partir des données réelles en utilisant des échantillons enrichis pour les différents types de particules. La valeur du dE/dx , normalisée au minimum ionisant, dans la zone asymptotique du plateau de Fermi est égale à 1,52. La séparation entre les différentes hypothèses est effective, avec la résolution actuelle, pour des particules d'impulsion inférieure à $\sim 10 \text{ GeV}/c$. Le dE/dx est calculé avec plus de 135 fils.

III.4.1.b L'estimateur du degré d'ionisation

L'identification d'une particule en utilisant la mesure de la quantité d'ionisation consiste à comparer la valeur théorique de l'énergie déposée (dE/dx^h) attendue pour une hypothèse h de masse donnée ($h = e/\mu/\pi/K/p$) à celle mesurée (dE/dx^{mes}). Cet écart par rapport à la valeur théorique est quantifié en définissant l'estimateur suivant :

$$I^h = \frac{(dE/dx)^{mes} - (dE/dx)^h}{\sigma_{dE/dx}^{th}}$$

Le terme $\sigma_{dE/dx}^{th}$ représente l'erreur théorique estimée pour une hypothèse donnée. Elle est une fonction du nombre de fils utilisés (N_{fils}) pour la mesure de la valeur moyenne du dE/dx et de l'erreur expérimentale sur la mesure du dE/dx . Une approximation empirique de ce terme est utilisée :

$$\sigma_{dE/dx}^{th} = \sqrt{(\alpha dE/dx)^2 + \frac{\beta (dE/dx)^2 + \sigma^{mes}[dE/dx]}{N_{fil}}}$$

avec :

- dE/dx , la valeur moyenne du dépôt d'ionisation de la trace normalisée à 1 au minimum d'ionisation ;
- $\sigma^{mes}[dE/dx]$, l'erreur expérimentale sur les points de mesure ;
- $\alpha = 2\%$, terme constant de la résolution due au détecteur ;
- $\beta = 20\%$, terme tenant compte de l'effet de la distribution de Landau (troncature à 80%).

Le premier terme de cette formule empirique rend compte de l'ensemble des erreurs sur les constantes de calibration du dE/dx . Les deuxième et troisième termes tiennent compte de l'erreur statistique inhérente à l'échantillonnage et au choix de la troncature à 80% pour le calcul de la valeur moyenne du dE/dx . Les figures III.2 et III.3 montrent l'évolution de la résolution sur la mesure du dE/dx en fonction du nombre de fils touchés dans le cas d'événements pré-sélectionnés dimuons et $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Cette distribution décroît rapidement et se stabilise dans la région correspondante à $N_{fils} \geq 30$. La résolution moyenne obtenue dans le cas de traces bien isolées et droites, comme les événements dimuons de 45 GeV/c, est environ de 5,6 % alors que dans le cas des pions provenant de la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, la résolution moyenne est moins bonne ($\sim 7,5\%$) du fait de la plus grande densité de traces. Ainsi la séparation $\pi - K$ et $\pi - p$ est de l'ordre d'une déviation standard pour des particules d'impulsion supérieure à 2 GeV/c.

Les critères de sélection

La quantité d'ionisation est utilisée pour l'identification des particules si le nombre d'échantillonnage intervenant dans le calcul de la valeur moyenne du dE/dx est supérieur

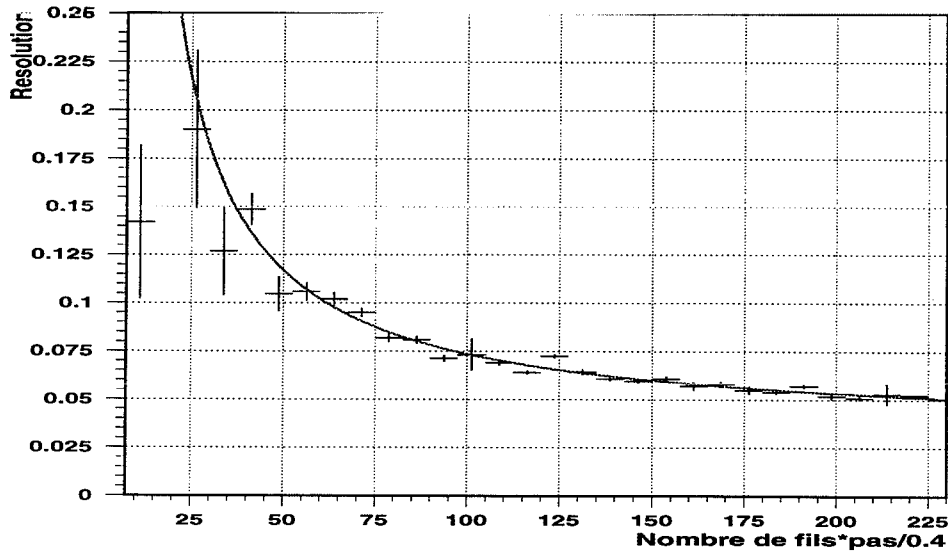


Figure III.2: Evolution de la résolution en fonction du nombre de fils touchés pour des événements di-muons $\mu^+\mu^-$ sélectionnés dans les données réelles. La résolution moyenne obtenue dans la zone $N_{fils} \geq 30$ est 5,6% et la valeur asymptotique est $\sim 4,9\%$.

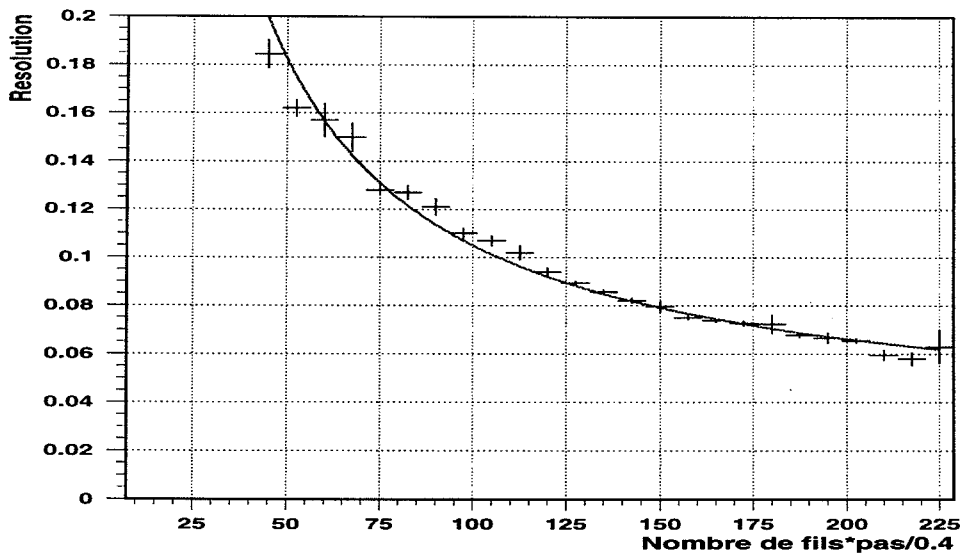


Figure III.3: Evolution de la résolution en fonction du nombre de fils touchés pour des pions provenant d'événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sélectionnés dans les données réelles. La résolution moyenne obtenue dans la zone $N_{fils} \geq 30$ est 7,5% et la valeur asymptotique est $\sim 5,8\%$.

à 30 ($N_{fils} > 30$) et si l'erreur théorique $\sigma_{dE/dx}^{th}$ est inférieure à 1 %/100. La séparation des protons, kaons et pions par la mesure de la quantité d'ionisation s'effectue en deux zones distinctes d'impulsion :

- $P < 2 \text{ GeV}/c$: les courbes d'ionisation des kaons et des protons s'éloignent l'une de l'autre et de celle des pions. On choisit alors l'hypothèse qui donne la meilleure réponse à moins de trois écarts standards de la courbe théorique. Le niveau de confiance est alors défini par l'écart à la courbe théorique des pions :
 - niveau probable : $|I^{p,K}| < 3$ et $|I^\pi| \geq 1$.
 - niveau standard : $|I^{p,K}| < 3$ et $|I^\pi| \geq 2$.
 - niveau sûr : $|I^{p,K}| < 3$ et $|I^\pi| \geq 3$.
- $P > 2 \text{ GeV}/c$: les courbes d'ionisation K, p sont très proches l'une de l'autre et la séparation est par conséquent plus délicate. On raisonne alors en terme de probabilité en définissant les probabilités pour qu'une trace donnée soit celle d'un proton, d'un kaon ou d'un pion :

$$Prob(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp(-I_h^2) \quad h = p, K, \pi$$

Le niveau de confiance d'une hypothèse i (p, K, π) par rapport à une hypothèse j avec $j \neq i$ est estimé par le rapport de vraisemblance :

$$Prob_{i \neq j}(i/j) = \frac{Prob(i)}{Prob(j) + Prob(i)} \quad i, j = p, K, \pi$$

On peut alors définir les niveaux de confiance suivants :

- séparation protons/pions :
 $Prob(p/\pi) > 20, 50, 70\%$ (sélection $p(\bar{p})$ probable/standard/sûre)
- séparation kaons/pions :
 $Prob(p/\pi) > 30, 50, 70\%$ (sélection $K^\pm$ probable/standard/sûre)

III.4.2 L'Effet Cherenkov

III.4.2.a Principe

Cet effet est un phénomène électromagnétique qui a été observé la première fois par P.A. Cherenkov [1].

Lorsqu'une particule traverse un milieu diélectrique, transparent et dense, le champ électromagnétique existant à son voisinage polarise localement les molécules de ce milieu. Après éloignement de celle-ci, la dépolarisation se fait par émission de rayonnement électromagnétique.

Dans le cas général où la vitesse de la particule (v_p) est plus petite que la vitesse de la lumière dans le milieu traversé (v_l), les ondes sphériques émises par chaque élément de la trajectoire

interfèrent destructivement, de sorte qu'en un point quelconque l'intensité du champ résultant est nulle. Cependant, si la vitesse de la particule est plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que les ondes soient en phase ; ainsi, en un point d'observation distant de la trajectoire, il existe un champ dipolaire résultant. La figure III.4 montre qu'il y a interférence constructive des ondes radiées en chaque point de la trajectoire lorsque la particule traverse le segment $\Omega\Lambda$ avec la vitesse βc , dans le même temps $\Delta\tau$ que l'onde qui se propage de Ω à Σ avec la vitesse c/n (c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu ($n = c/v_l$)).

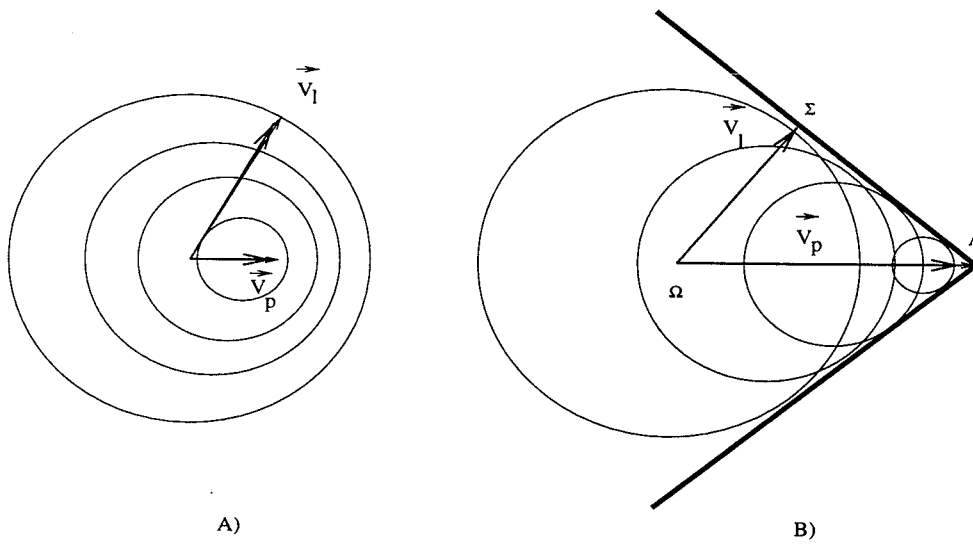


Figure III.4: Principe d'émission du rayonnement Cherenkov (construction de Huygens). En A) on a $v_p < v_l$ donc il n'y a pas émission de lumière. En B) on a $v_p > v_l$, la figure illustre la cohérence des ondes sphériques émises, il y a émission de lumière Cherenkov.

L'onde de choc qui est formée est émise à l'angle θ_c , défini par la *relation Cherenkov* :

$$\cos(\theta_c) = \frac{(\Omega\Sigma)}{(\Omega\Lambda)} = \frac{1}{(\beta n)}, \quad \beta = \frac{v_p}{c}$$

Par conséquent, la valeur maximale de l'angle Cherenkov est obtenue pour $v_p = c$ avec $\theta_c^{max} = \arccos(1/n)$. De plus on peut constater qu'il n'y a émission que si $\beta n > 1$ ce qui définit une *vitesse de seuil*: $\beta_s = 1/n$. Le seuil d'émission est donc fixé par l'indice du milieu traversé. On comprend alors que le choix adéquat du milieu, appelé *radiateur Cherenkov*, est un élément essentiel de la technique RICH² [2].

Le but des détecteurs RICH est de mesurer l'angle Cherenkov après détection des photons émis dans le milieu radiateur. Si on associe cette mesure avec la mesure d'impulsion donnée par un détecteur de traces, on peut avoir une identification complète de la particule.

D'après la théorie électromagnétique de Frank et Tamm [5], le nombre de photons Cherenkov

²Ring Imaging CHerenkov

émis d'énergie E sur une longueur dl par une particule chargée traversant le milieu radiateur est:

$$\frac{dN_\gamma}{dE dl} = N_0 \sin^2(\theta_c) \text{ avec } N_0 = \frac{2\pi\alpha}{hc} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \epsilon(E) dE$$

où l est le parcours de la particule chargée dans le radiateur, E l'énergie des photons émis, $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine et q la charge (en unité e) et N_0 est le facteur de qualité du radiateur³. En première approximation, le nombre de photons dépend linéairement de l . En effet, en intégrant l'équation précédente on obtient :

$$N_\gamma = N_0 \times l \times \sin^2(\theta_c)$$

La mesure de l'angle Cherenkov nécessite un nombre suffisant de photons. Ce nombre dépend des changements de milieu (fenêtre de quartz), des facteurs de transmissions dans les milieux radiateurs (supérieurs à 70% en moyenne) et du facteur de conversion quantique dans la substance photo-ionisante des tubes à dérive (TMAE). Ces facteurs déterminent le facteur de mérite N_0 du RICH. Les premiers prototypes de détecteurs Cherenkov n'utilisaient que l'effet de seuil et ne donnaient que des réponses de type "oui" ou "non". Plus avancée, la technique de la mesure de l'angle Cherenkov connaissant l'indice de réfraction du milieu radiateur permet obtenir la vitesse de la particule. Si de plus, on connaît son impulsion p , on peut identifier la particule en remontant à sa masse m par la relation :

$$m = p \times \sqrt{n^2 \cos^2(\theta_c) - 1}$$

Pour pouvoir reconstruire l'angle Cherenkov il est nécessaire de connaître les positions des points d'impacts des photons dans l'appareil de mesure, ainsi que leurs points d'émission dans le milieu radiateur. Etant donné qu'il est impossible de prévoir en quel point du détecteur les photons vont être émis, il est nécessaire d'utiliser des radiateurs minces ou bien des techniques rendant leur point d'arrivée indépendant de leur point d'émission. Dans les deux cas, les points d'impact des photons se répartissent selon des formes géométriques annulaires appelées "anneaux Cherenkov".

Pour cela, le RICH de DELPHI combine deux méthodes de détection des anneaux Cherenkov qui sont :

- la pseudofocalisation utilisant le radiateur liquide : les photons émis dans le radiateur liquide traversent une partie de ce dernier et sont convertis en électrons par un détecteur de photons (gaz photo-ionisant) unique situé en aval du radiateur. En prenant comme point d'émission le milieu du radiateur et connaissant leur point de conversion on obtient, par reconstruction de leur trajet, l'angle d'émission Cherenkov θ_c .

³ $N_0 = 370 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \epsilon(E) dE$ où $\epsilon(E)$ exprime l'efficacité de détection des photons dont le spectre en énergie E est limité par l'absorption du milieu (entre 5 et 7 eV) . $N_0 \sim 100 \text{ cm}^{-1}$ caractérise un très bon radiateur.

- la focalisation de la lumière Cherenkov utilisant les miroirs paraboliques : le point de détection est rendu indépendant du point d'émission ce qui permet d'éliminer les aberrations géométriques. Pour avoir un nombre de photons Cherenkov suffisant, on utilise un radiateur gazeux d'une longueur importante. Ce choix permet de réduire les "aberrations de sphéricité" pour les valeurs élevées de l'angle θ_c .
(distance focale),

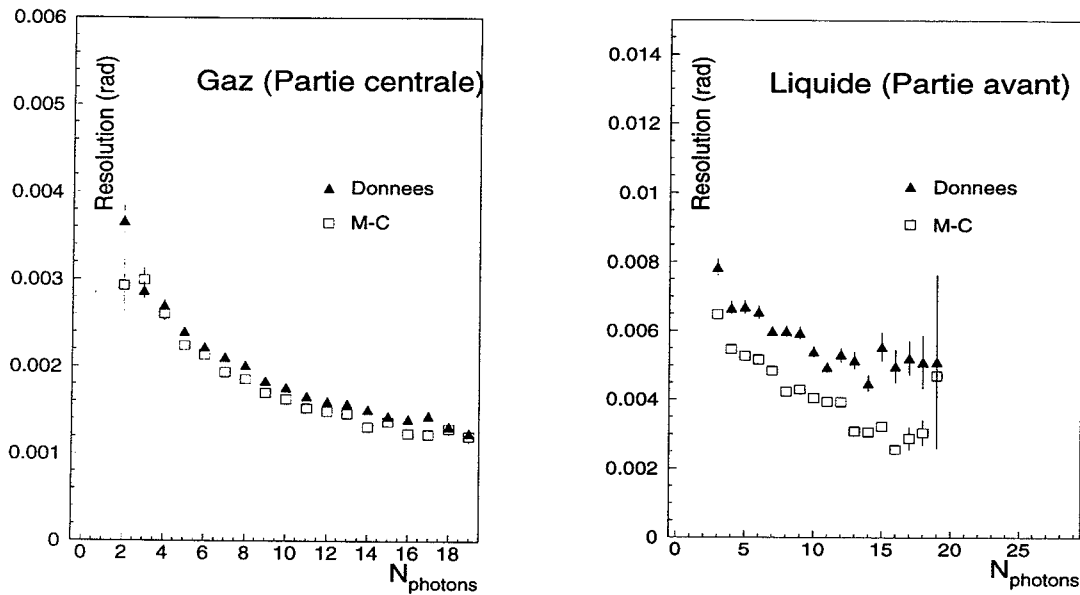


Figure III.5: Evolution de la résolution sur l'angle Cherenkov(mrad) en fonction du nombre de photons émis pour la partie centrale et avant. Pour le radiateur gazeux, les données suivent bien la variation en $1/\sqrt{(N_{pe})}$ attendue, ce qui montre que les erreurs systématiques ont été réduites au niveau de la résolution attendue.

III.4.2.b La méthode d'identification

La connaissance de l'impulsion après reconstruction de la trace et de l'angle d'émission de la lumière Cherenkov permet l'identification de la particule. Il faudra cependant tenir compte de certains critères de qualité d'identification :

- l'état de fonctionnement du détecteur tel qu'il est défini et enregistré lors des prises de données,
- la densité de traces, l'identification étant plus délicate pour une trace noyée dans un jet hadronique que pour une trace bien isolée (par exemple les événements dimuons). La topologie d'un événement, comme pour le cas de l'ionisation, influence l'efficacité d'identification des particules : les traces trop proches pour que leur signaux

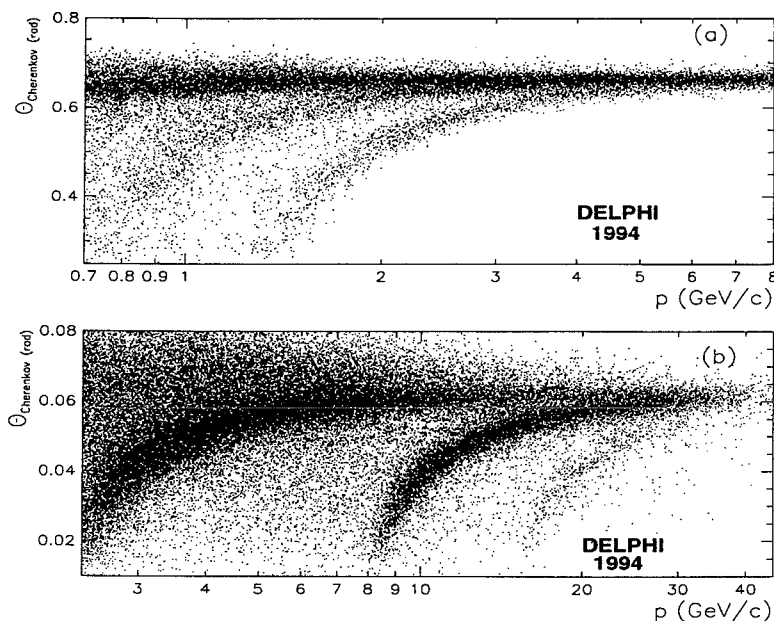


Figure III.6: Evolution de l'angle moyen Cherenkov en fonction de l'impulsion dans les événements hadroniques dans la partie avant du RICH, pour le liquide (figure (a)) et pour le gaz (figure (b)).

Cherenkov soient séparés doivent être éliminées lors du traitement des algorithmes d'identification.

- le nombre total de photo-électrons émis avant réduction du fond.

L'information provenant des deux radiateurs est combinée de manière à garder une efficacité d'identification quasi-constante. La partie liquide peut servir à identifier des traces de faible impulsion ($0,7 \leq P \text{ (GeV/c)} \leq 5$) tandis que pour la partie gazeuse, le pouvoir d'identification commence aux alentours de 3 GeV/c . Toutefois la réponse des détecteurs n'est pas univoque sur tout le spectre car les gammes d'impulsion dans lesquelles les protons ou les kaons peuvent produire une radiation Cherenkov susceptible d'être détectée sont plus restreintes.

Ainsi, deux situations distinctes se présentent pour l'identification des particules : pour une trace d'impulsion donnée, la particule peut se trouver soit au delà du seuil soit sous le seuil d'émission Cherenkov. Dans le premier cas le signal est composé d'un bruit de fond qui s'ajoute à une émission Cherenkov tandis que dans le second cas les photo-électrons associés constituent uniquement du bruit de fond. La méthode d'identification employée tire profit de ces deux situations correspondant à deux modes d'identification qui sont respectivement le mode **bande** et le mode **veto**.

le mode bande

Dans le premier cas, un algorithme standard compare la distribution du nombre de photoélectrons associés à une trace dans les données avec la distribution attendue pour une hypothèse de masse envisagée (électron, muon, pion, kaon, proton). Un ajustement de la position de l'anneau est alors réalisé de façon à rendre optimale la compatibilité entre une hypothèse de masse donnée et le signal observé. La probabilité pour chaque photon est séparée en un terme de signal et un terme de bruit de fond. La partie signal est définie par une distribution gaussienne autour de l'angle Cherenkov et une loi exponentielle décrivant la conversion dans le gaz photo-ionisant. La proportion de bruit de fond n'est pas a priori connue et diffère en fonction de la trace étudiée. L'expression générale de la probabilité pour une trace inclut un terme poissonien pour le nombre de photons de signal et de bruit de fond selon :

$$L_h = \prod_{\text{cellule}}^i \frac{(N_h G_h^i + K_h B^i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(N_h G_h^i + K_h B^i)}$$

où :

- n_i , représente le nombre de photo-électrons dans la cellule i située autour de la trace entre un angle Cherenkov maximal et minimal pour les cinq hypothèses ($h = e/\mu/\pi/K/p$);
- G_h^i , la probabilité de trouver un photon Cherenkov dans la cellule i , en supposant une distribution gaussienne autour de l'angle Cherenkov moyen pour l'hypothèse h ;
- B^i , la probabilité de trouver un photon de bruit de fond dans la cellule i , en supposant une distribution uniforme;
- N_h , le nombre moyen de photons Cherenkov pour l'hypothèse h ;
- K_h , le nombre moyen de photons de bruit de fond qui est laissé libre pour maximiser L_h .

On ajuste alors le niveau de bruit de fond pour chacune des 5 hypothèses de manière à rendre maximale la fonction de vraisemblance. Les vraisemblances des cinq hypothèses sont normalisées et cinq probabilités sont ensuite extraites pour les radiateurs liquide et gazeux. Ces valeurs sont utilisables pour l'identification qui nous intéresse c'est-à-dire celle des kaons et des protons.

le mode veto

S'il n'y a pas de lumière émise, en connaissant l'impulsion de la particule, on élimine certaines hypothèses : c'est une identification en mode "veto", utilisée pour séparer les kaons et protons des $e/\mu/\pi$. Ce mode est déclenché pour des gammes d'impulsion typiques suivant la nature de la particule. Par exemple, la figure III.7 montre les gammes d'impulsion typiques relatives au fonctionnement en mode identification et en mode veto pour les protons et les kaons. Les pions et les muons sont, pour des gammes d'impulsion correspondantes au mode

veto, dans la zone de saturation de l'angle Cherenkov et produisent un nombre important de photo-électrons. Une première méthode consiste alors à considérer une trace comme un kaon ou un proton si le nombre de photo-électrons émis est inférieur à une limite minimale (par exemple 2) ou si aucun angle moyen ne peut être calculé. Cependant, pour les faibles impulsions ($P \leq 3 \text{ GeV}/c$), l'angle Cherenkov et le nombre de photo-électrons émis diminuent et, par conséquent, le bruit de fond à l'identification des kaons et des protons augmente. Une autre méthode appliquée consiste à ajuster le fond par un maximum de vraisemblance avec un signal nul, permettant d'extraire les probabilités correspondantes. Le taux de contamination dans le mode veto est estimé à partir de la probabilité de ne pas observer de photo-électrons pour les muons ou les pions, qui est dominée par la distribution de Poisson du nombre attendu de photo-électrons.

les critères de sélection

Les critères de sélection pour l'identification des kaons et des protons par le RICH reposent essentiellement sur les probabilités calculées par la méthode de maximum de vraisemblance. Ces probabilités [3] sont calculées pour chaque hypothèse de masse et renormalisées (i.e divisées par la somme des 5 résultats obtenus pour les 5 hypothèses e, μ, p, K, π).

D'autres coupures de qualité éliminent les traces pour lesquelles l'information (et donc les probabilités) ne sont pas fiables. Un premier test de "qualité" de fonctionnement des chambres est effectué en demandant que les électrons issus de l'ionisation la trace soient détectés. Ceci est particulièrement important pour le fonctionnement en mode veto. Une coupure sur le nombre total de photo-électrons associés à une trace élimine les cas où le bruit de fond est trop important. Celle-ci dépend de l'angle polaire de la trace. On utilise aussi, pour chaque hypothèse de masse, le nombre de photons dans une fenêtre de $\pm 3\sigma$ autour de l'angle attendu.

Comme pour l'identification par la quantité d'ionisation, la réponse de l'algorithme de sélection concernant une trace comporte les informations suivantes :

- l'information est inutilisable ou n'existe pas,
- la particule est compatible avec l'hypothèse pion,
- la particule est compatible avec un kaon $K^\pm$ (pour l'hypothèse kaon) ou un proton $p/\bar{p}$ (pour l'hypothèse proton). Il existe 3 niveaux possibles de sélection suivant le niveau de confiance de la réponse : identification faible, standard, forte. Ce choix dépend de la pureté et de l'efficacité demandées pour l'analyse.

L'algorithme d'identification des protons et des kaons combine les informations provenant des deux radiateurs. Des critères de sélection, dépendant des gammes d'impulsion, sont ensuite appliqués pour tester les hypothèses kaon ou proton. Par défaut, toute particule non identifiable comme un proton ou un kaon est considérée comme étant un pion. Les détails des critères de sélection pour les kaons et les protons sont présentés dans les tableaux III.1 et III.2.

Identification des kaons	Mode Bande		Mode Veto
	$0,7 \leq P(\text{GeV}/c) \leq 4,5$	$9 \leq P(\text{GeV}/c) \leq 20$	$2,5 \leq P(\text{GeV}/c) \leq 9$
$K^\pm$ faible	$\mathcal{P}(K) \geq 10\%$	$\mathcal{P}(K) \geq 10\%$	$\mathcal{P}(K) \geq 40\%$
$K^\pm$ standard	K faible + $\mathcal{P}(K) \geq 50\%$	K faible + $\mathcal{P}(K) \geq 20\%$	K faible + $\mathcal{P}(K) \geq 40\%$

Tableau III.1: Critères de sélection des kaons pour les niveaux d'identification probable et standard. Les notations $\mathcal{P}(K)$, $\mathcal{P}(p)$ correspondent aux probabilités calculées par maximum de vraisemblance pour les hypothèses kaon et proton.

$P(\text{GeV}/c)$	Mode Bande		Mode Veto		
	$1,5 \leq P \leq 6$	$16 \leq P \leq 25$	$P \leq 1,5$	$2,5 \leq P \leq 9$	$9 \leq P \leq 16$
$p(\bar{p})$ faible	$\mathcal{P}(p) \geq 10\%$	$\mathcal{P}(p) \geq 10\%$	$\mathcal{P}(p) \geq 10\%$	$\mathcal{P}(p) \geq 80\%$	$\mathcal{P}(p) \geq 40\%$
$p(\bar{p})$ standard	p faible + $\mathcal{P}(p) \geq 50\%$	p faible + $\mathcal{P}(p) \geq 20\%$		p faible + $\mathcal{P}(p) \geq 80\%$	p faible + $\mathcal{P}(p) \geq 40\%$

Tableau III.2: Critères de sélection des protons pour les niveaux d'identification probable et standard. On adopte les mêmes notations que pour le tableau précédent.

III.4.3 La combinaison de l'information du RICH et de la TPC

La réponse des détecteurs TPC et RICH n'est pas unique sur tout le spectre d'impulsion des particules. La figure III.8 montre cependant la complémentarité des gammes d'impulsion typiques pour le RICH et la TPC. Ainsi, la combinaison des deux types d'information permet d'améliorer l'efficacité d'identification. L'algorithme utilisé pour l'identification des protons et des kaons, en vue d'une étude du canal $pK\pi$ de désintégration du baryon charmé Λ_c , dépend de la période de prise des données. Ceci s'explique par le fait que le fonctionnement des

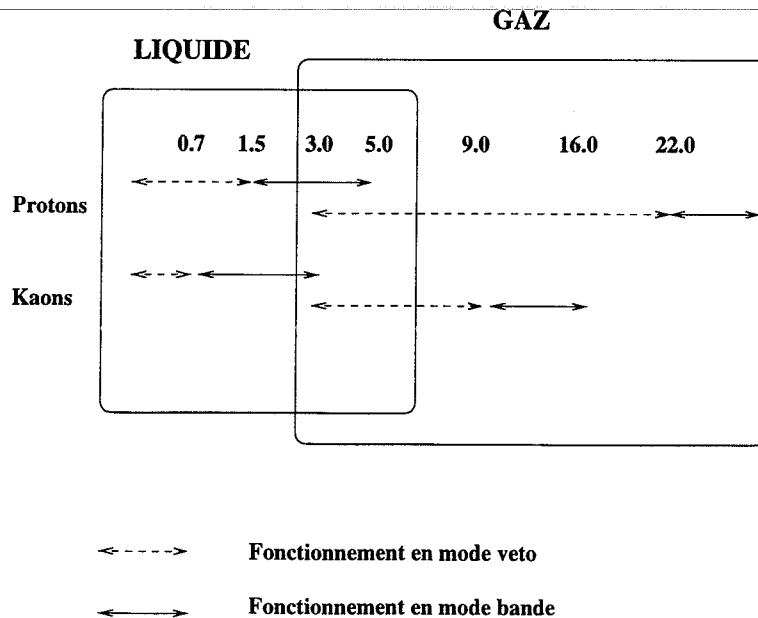


Figure III.7: Schéma des différentes zones d'identification des détecteurs liquide et gazeux et de leur mode de fonctionnement en fonction de l'impulsion.

détecteurs d'identification RICH (FRICH et BRICH) a varié d'une année sur l'autre. Ainsi, en 1992, les RICH n'ont pas fonctionné durant toute la prise de données : 53 % de l'ensemble des événements sélectionnés ne possèdent pas d'information RICH. En 1993, quand le RICH a fonctionné, les deux parties liquide et gazeuse n'étaient pas simultanément présentes.

Pour les données 1993, les traces identifiées comme étant des protons (kaons) sont celles dont l'identification par la quantité d'ionisation est probable ou celles dont l'identification par le RICH est probable.

Pour les données 1992 et 1994, nous avons choisi de sélectionner les périodes de fonctionnement où l'information RICH était présente : l'algorithme utilisé pour l'identification des protons et des kaons est l'algorithme standard de DELPHI⁴. Cet algorithme combine les informations provenant des deux détecteurs TPC et RICH. On définit les niveaux de confiance probable et standard pour l'information combinée comme suit :

- la combinaison est probable si les deux critères de sélection de la quantité d'ionisation et du RICH présentent une identification probable,
- la combinaison permet une identification standard si :
 - les critères de sélection de la quantité d'ionisation présentent une identification probable et l'identification par le RICH est standard,
 - les critères de sélection de la quantité d'ionisation présentent une identification standard et l'identification par le RICH peut être probable ou standard,

⁴le programme HADSIGN

- s'il n'existe pas d'information TPC (respectivement RICH) la sélection se base sur l'information RICH (respectivement TPC),

Pour les données 1992 et 1994, les traces identifiées comme étant des protons (kaons) sont celles dont la combinaison de l'information TPC et RICH permet une identification standard. Pour mesurer les taux de production des baryons lourds charmés Λ_c , il est nécessaire de connaître les efficacités d'identification des protons et des kaons. Pour estimer l'efficacité de ces deux identifications, nous utiliserons les données réelles en sélectionnant, dans les événements hadroniques, deux échantillons des deux types de particules à partir des canaux de désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ et $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (k^-\pi^+)\pi^+$.

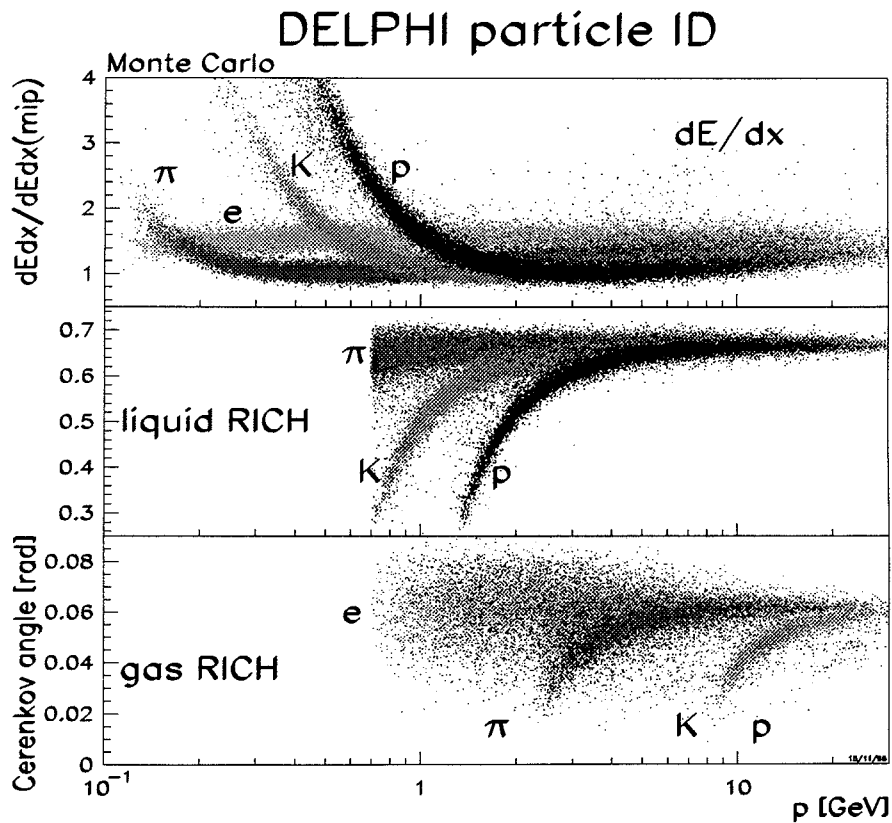


Figure III.8: Variation du dE/dX et de l'angle moyen Cherenkov en fonction de l'impulsion pour les types de hadrons p K π . La figure montre clairement la complémentarité des deux types d'information.

III.5 Le contrôle des efficacités d'identification

L'efficacité ϵ_j^i pour des particules qui sont réellement du type i d'un étiquetage j est définie comme le rapport entre le nombre de particules i qui passent la sélection j sur le nombre total de particules i soumises à cet étiquetage. Ainsi :

$$\epsilon_j^i = \frac{N_{id. j}^i}{N_{id. j}^i + N_{non id. j}^i}, \quad (i, j) = \pi / K / p$$

Cette formulation de l'efficacité ϵ_j^i permet de calculer correctement l'incertitude statistique sur le calcul du rapport en considérant deux lots d'événements non-corrélés. L'erreur statistique sur le rapport est donnée par :

$$(\delta \epsilon_j^i)^2 = \frac{n^2}{(n + n')^4} (\delta n')^2 + \frac{(1 - n)^2}{(n + n')^4} (\delta n)^2$$

en notant $n = n_{id. j}^i$ et $n' = n_{non/id. j}^i$.

III.5.1 La sélection des Λ^0 et des K^0

Les lots de traces tests issues de la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ permettent d'estimer l'efficacité d'identification des protons ϵ_p^π . Les pions sélectionnés à partir du canal désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ permettent de contrôler la contamination par les pions pour un étiquetage donné j (ϵ_j^π). L'une des étapes de la reconstruction de ces événements est la recherche des V^0 . On appelle V^0 un système de deux traces de charges électriques opposées issues d'un même point dans l'espace, décalé par rapport au vertex principal. Le vertex défini par chaque paire est déterminé de manière à minimiser le χ^2 obtenu à partir des distances entre le vertex et les traces extrapolées.

Les candidats V^0 doivent satisfaire aux critères suivants [6]:

- dans le plan xy , l'angle θ^{xy} entre l'impulsion du V^0 et la ligne joignant les vertices primaire et secondaire doit être inférieur à $0,1 \text{ rad}$,
- la séparation radiale R^{xy} des vertices primaire et secondaire dans le plan xy doit être supérieure à 2 déviations standards.
- la probabilité du χ^2 de l'ajustement du vertex secondaire doit être plus grande que 0,001.
- l'impulsion transverse de chacune des particules constituant le V^0 par rapport à la ligne de vol du V^0 est supérieure à $0,02 \text{ GeV}/c$ et la masse invariante dans l'hypothèse e^+e^- est supérieure à $0,16 \text{ GeV}/c^2$.

Cette sélection définit en fait un échantillon pauvre en V^0 . Comme nous souhaitons avoir l'échantillon le plus pur possible, nous ajoutons les coupures suivantes :

- $\theta^{xy} < (0,01 + 0,02/p_t) \text{ rad}$, où p_t est l'impulsion transverse du candidat V^0 par rapport à l'axe du faisceau (en GeV/c).
- $R^{xy} > 4 \sigma$.
- $0,35 < m_{\pi\pi} < 0,65 \text{ GeV}/c^2$.
- la probabilité que la particule se désintègre dans l'intervalle de distance calculée est comprise entre 0,02 et 0,95.

Une fois les candidats V^0 sélectionnés, nous appliquons les critères de sélection propres à chacun des deux canaux $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ et $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Les baryons étranges Λ^0

Le canal $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$ représente $(64,1 \pm 0,5\%)$ de l'ensemble des modes de désintégration du Λ^0 [4]. La reconstruction des Λ^0 dans le canal $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$ est réalisée en tenant compte de la sélection générale des V^0 précédente et en rajoutant la sélection spécifique suivante :

- la distance minimale du point de vertex reconstruit du V^0 par rapport au vertex primaire de l'événement est supérieure à 2 centimètres. Ce critère supplémentaire permet de réduire le bruit de fond combinatoire provenant des traces issues du vertex primaire. En effet, à l'énergie du Z^0 , le Λ^0 parcourt des distances de plusieurs centimètres avant de se désintégrer ($c\tau_{\Lambda^0} = 7,89 \text{ cm}$),
- les réflexions fortuites de K^0 sont éliminées en rejetant les candidats V^0 dont la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse $\pi^+\pi^-$ est contenue dans un intervalle à moins de 3 écarts standards de la masse des K^0 : $0,475 \leq m_{\pi^+\pi^-} (\text{GeV}/c^2) \leq 0,517$,
- la distribution de l'angle θ^* entre l'un des produits de désintégration du Λ^0 et sa direction de vol présente sur la figure IV.8 une forte anisotropie due au bruit de fond combinatoire. On réduit cette source de bruit de fond en imposant : $|\cos(\theta^*)| \leq 0,80$,
- la particule considérée comme étant un proton est celle de plus grande impulsion. On rejette les protons d'impulsion inférieure à 2 GeV/c et n'ayant pas laissé au moins un impact sur le détecteur de vertex. Enfin, on contraint la trace proton à être comprise dans l'acceptance géométrique du BRICH : $|\cos(\theta_p)| \leq 0,74$,

La distribution de masse invariante $m_{p\pi}$ est représentée sur la figure III.10 pour les données 1992, 1993 et 1994 puis pour toutes les années confondues. L'ajustement des données est réalisé à l'aide de deux gaussiennes pour le signal et une fonction polynomiale pour le bruit de fond combinatoire. Les moyennes et les écarts-types de ces distributions sont résumés dans le tableau III.3. Les masses et les largeurs du signal sont constantes en fonction de l'année de

Année	Nombre de Λ^0	Masse (en MeV/c^2)	Ecart-type (en GeV/c^2)
1992	1120 ± 78	$1115,8 \pm 0,05$	$15 \pm 0,7$
1993	2101 ± 129	$1116,0 \pm 0,07$	$17 \pm 0,7$
1994	3360 ± 150	$1115,9 \pm 0,06$	$17 \pm 0,6$
1992 $\rightarrow$ 1994	6548 ± 262	$111,6 \pm 0,047$	$16 \pm 0,3$

Tableau III.3: Moyennes et écarts types des gaussiennes résultant de l'ajustement des distributions de masse invariante $m_{p\pi}$ ainsi que le nombre de Λ^0 sélectionnés

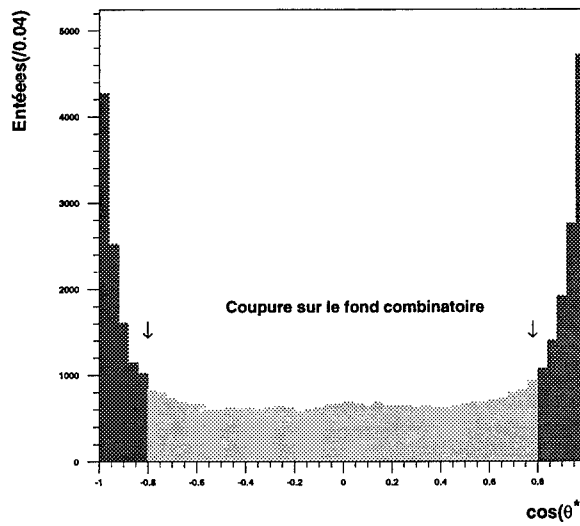


Figure III.9: La distribution du $\cos(\theta^*)$ dans les données.

prise de donnée. Les masses moyennes des Λ^0 mesurées sont en bon accord avec la valeur moyenne mondiale $m_{\Lambda^0} = 1115,684 \pm 0,006 MeV/c^2$ [4].

Les mésons K_s^0

Les mésons étranges K^0 sont des particules caractérisées par un long temps de vie. Un état quantique du K^0 se décompose suivant deux états propres de CP (oscillations $K^0 \bar{K}^0$) : les particules K_L^0 ($c\tau = 15,5 m$) et K_S^0 ($c\tau = 2,675 cm$), produites en quantité égale. Nous allons nous intéresser uniquement aux états K_S^0 donnant deux pions chargés : $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($68,61 \pm 0,28\%$ [4]). Les échantillons ainsi sélectionnés permettent l'étude de la contamination en pions, année par année, pour les critères d'identification des protons et des kaons choisis dans cette étude. Pour la sélection spécifique aux K_S^0 , on rajoute à la sélection standard des V^0 les critères suivants :

- les réflexions fortuites de Λ^0 sont éliminées en rejetant les candidats V^0 dont la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse $p\pi^-$ est à moins de 3 écarts standards de la masse des Λ^0 : $1,05 \leq m_{p\pi^-}(GeV/c^2) \leq 1,2$,

- la particule de plus grande impulsion doit laisser un impact sur le détecteur de vertex et son impulsion doit être supérieure à 2 GeV/c. Enfin, on contraint cette trace à être comprise dans l'acceptance géométrique du BRICH : $|\cos(\theta_\pi)| \leq 0,74$.

La distribution de masse invariante $m_{\pi\pi}$ est représentée sur la figure III.12 pour les données 1992, 1993, 1994 et la somme de toutes les données. L'ajustement des données est réalisé à l'aide de deux gaussiennes pour le signal et une fonction polynomiale pour le bruit de fond combinatoire. Les moyennes et les écarts types de ces distributions sont résumés dans le tableau III.4.

Année	Nombre de K^0	Masse (en MeV/c^2)	Ecart-type (en MeV/c^2)
1992	5786 ± 323	$498,3 \pm 0,5$	$0,046 \pm 0,09$
1993	15221 ± 351	$496,7 \pm 0,6$	$0,051 \pm 0,07$
1994	22153 ± 740	$498,2 \pm 0,6$	$0,048 \pm 0,01$
1992 $\rightarrow$ 1994	$41739,4 \pm 905$	$498,3 \pm 0,04$	$0,040 \pm 0,007$

Tableau III.4: Moyennes et écarts types des gaussiennes résultant de l'ajustement des distributions de masse invariante $m_{\pi\pi}$ ainsi que le nombre de K_s^0 sélectionnés.

Année	Efficacité ϵ_p^p (%)	Efficacité ϵ_p^π (%)	Rejet des pions $\frac{\epsilon_p^p}{\epsilon_p^\pi}$
1992	$71,1 \pm 3,3$	$14,0 \pm 2,5$	5,1
1993	$66,4 \pm 1,8$	$25,2 \pm 1,4$	2,7
1994	$70,7 \pm 2,0$	$11,1 \pm 1,1$	6,3

Tableau III.5: Moyennes des efficacités d'identification des protons (pions) obtenues à l'aide des échantillons de Λ^0 (K^0) sélectionnés. En 1992 et 1994, les protons sont identifiés par les critères standards de la combinaison de l'information provenant du RICH et de la TPC (cf III.4.3) tandis que pour la prise de données 1993, les protons sont identifiés lorsque l'identification par la TPC est probable ou que celle provenant du RICH est probable. Ces chiffres sont obtenus à partir des figures III.11 et III.13.

A partir des échantillons Λ^0 et K_s^0 sélectionnés nous pouvons estimer les efficacités sur tout le spectre d'impulsion. En 1992 et 1994, les protons sont identifiés par les critères standards de la combinaison de l'information provenant du RICH et de la TPC (cf I.4.3) tandis que pour les données de 1993, les protons sont identifiés lorsque l'identification par la TPC est probable ou que celle provenant du RICH est probable. Les valeurs des efficacités ϵ_p^p et ϵ_p^π correspondantes à ces critères d'identification sont présentées dans le tableau III.5.

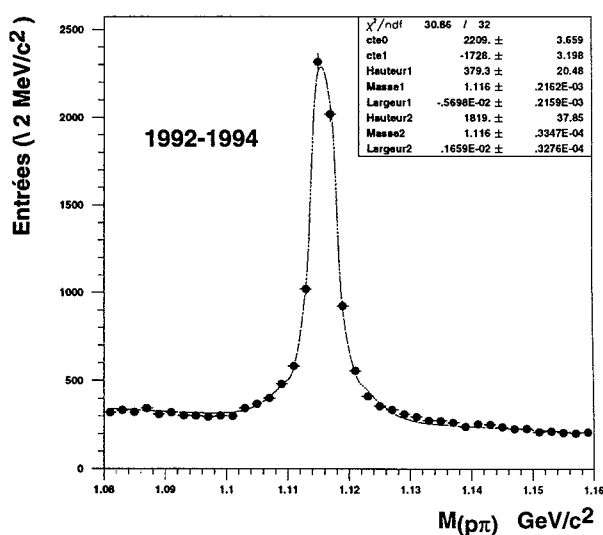
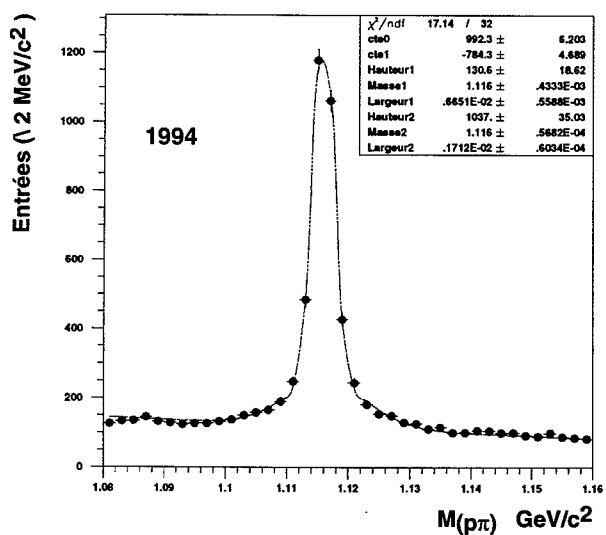
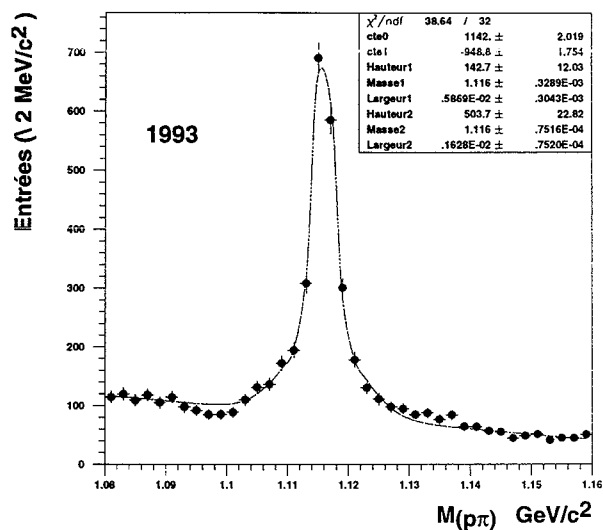
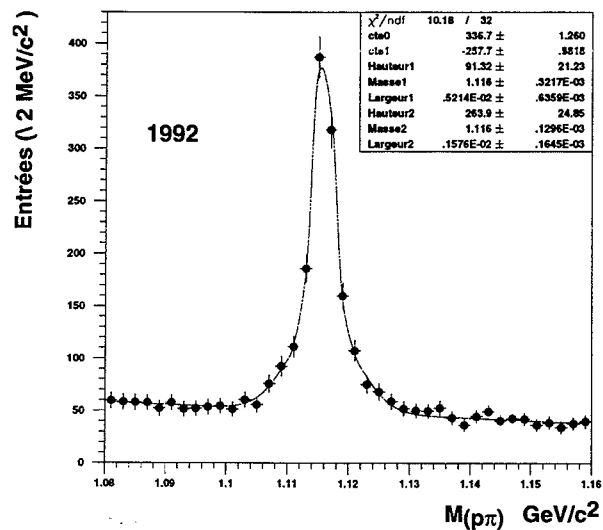


Figure III.10: Distributions de masse invariante des Λ^0 pour les données 1992, 1993, 1994, puis pour toutes les années confondues.

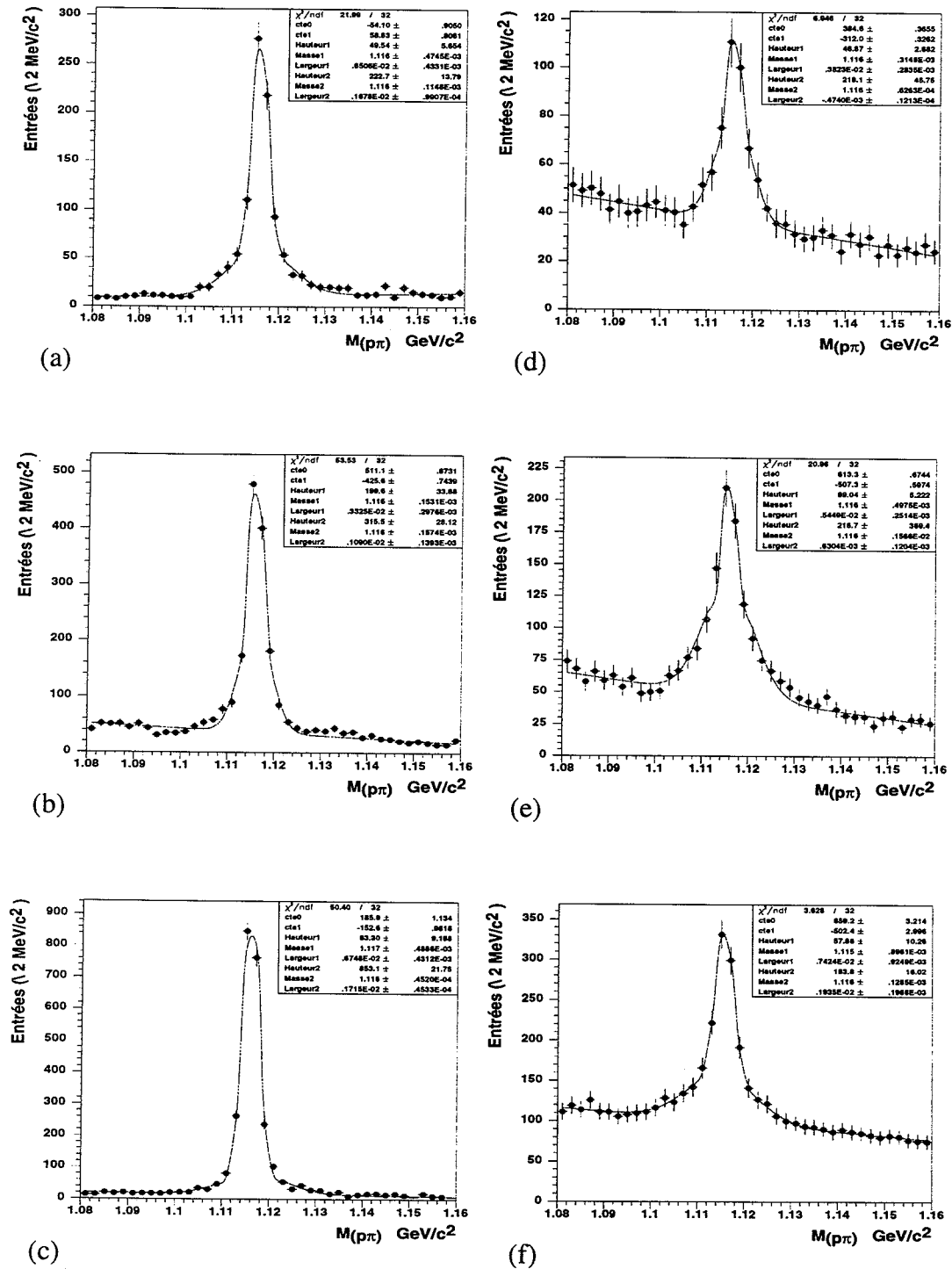


Figure III.11: Les figures (a, b, c) montrent les Λ^0 sélectionnés, année par année, après identification du proton, les figures (d, e, f) montrent les Λ^0 sélectionnés lorsque le proton dans l'état final n'est pas identifié. L'efficacité d'identification est estimée par le rapport $\frac{n_{id}^p}{n_{id}^p + n_{non\ id}^p}$, n_{id}^p et $n_{non\ id}^p$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les protons sont identifiés lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.

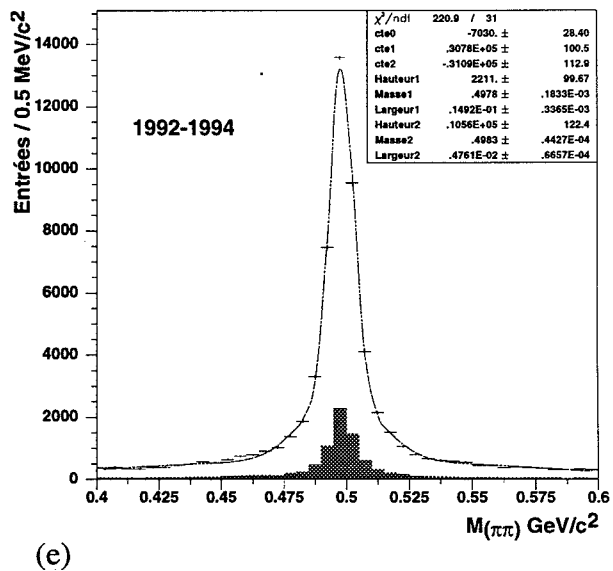
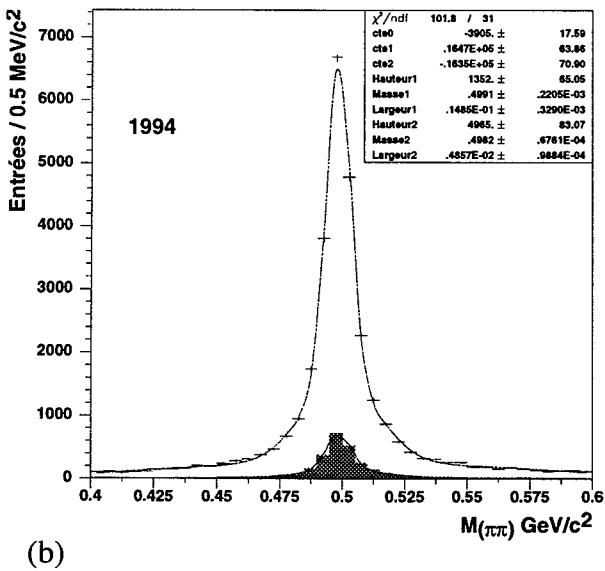
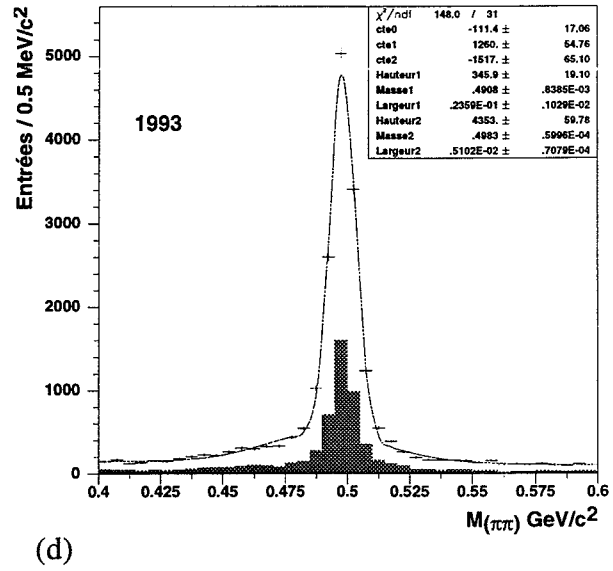
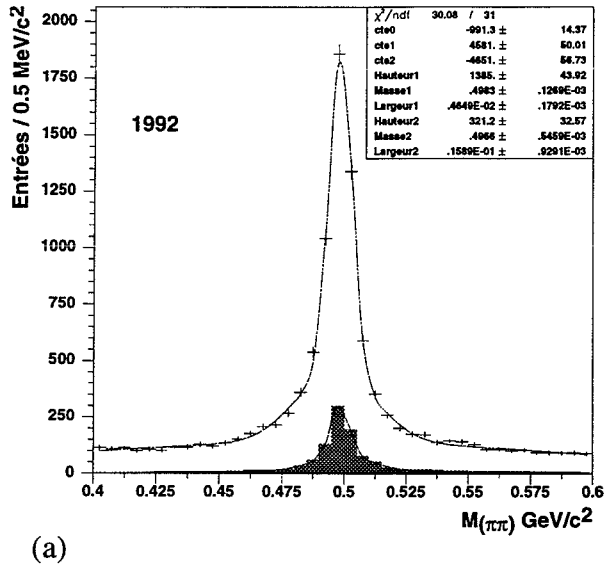
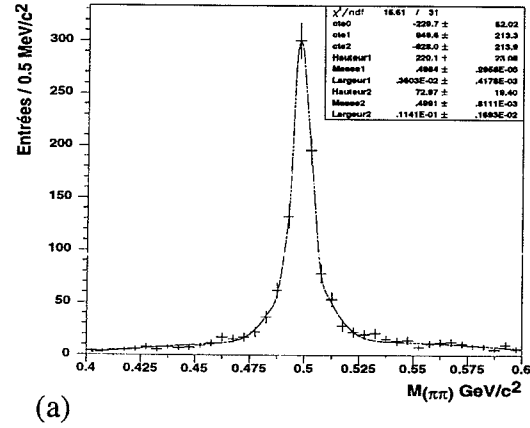
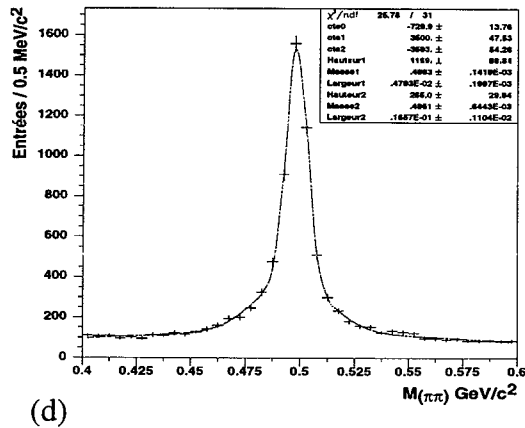


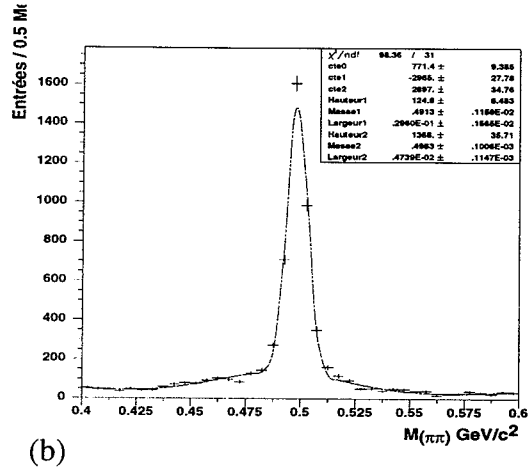
Figure III.12: Echantillons de K^0 sélectionnés à partir des données 1992, 1993, 1994, puis pour toutes les années confondues. Le nombre de pions qui correspondent aux critères d'identification des protons (cf I.4.3) a été superposé au nombre total d'événements K^0 .



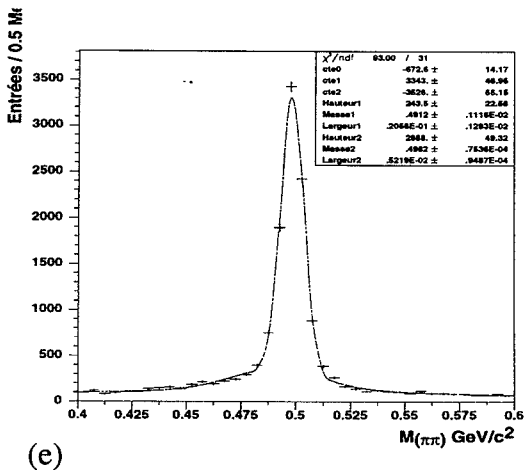
(a)



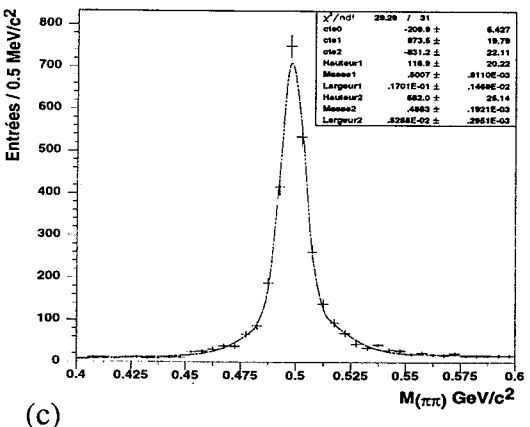
(d)



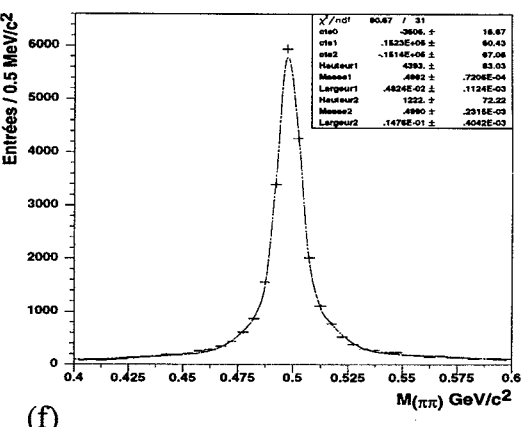
(b)



(e)



(c)



(f)

Figure III.13: Les figures (a, b, c) montrent les K^0 sélectionnés, année par année, lorsqu'un pion est identifié comme étant un proton. Les figures (d, e, f) montrent les K^0 sélectionnés lorsque le pion dans l'état final n'est pas identifié comme un proton. L'efficacité d'identification (ou contamination par les pions) sera estimée par le rapport $\frac{n_{id\ p}^{\pi}}{n_{id\ p}^{\pi} + n_{non\ id\ p}^{\pi}}$, $n_{id\ p}^{\pi}$ et $n_{non\ id\ p}^{\pi}$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification proton pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les pions sont identifiés comme étant des protons lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.

III.5.2 La sélection des D^*

Les D^* utilisent le canal de désintégration forte $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dans $(68, 1 \pm 1, 3) \%$ [4] des cas, quant aux D^0 , ils se désintègrent dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ avec un taux de $(4, 01 \pm 0, 14) \%$ [4].

La reconstruction des D^* dans le canal $D^* \rightarrow D^0 \pi^+$ et celle du D^0 par le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ permet d'obtenir un échantillon de kaons d'une très grande pureté. De la même façon que pour les échantillons de Λ^0 et de K^0 , l'échantillon de D^* est utilisé pour estimer l'efficacité d'identification des kaons pour les critères définis dans cette étude.

Les coupures de sélection pour isoler les D^* sont les suivantes :

- les deux traces constituant le D^0 doivent être de charges opposées, situées dans le même hémisphère,
- l'impulsion minimale du candidat kaon (pion) a été fixée à $2 \text{ GeV}/c^2$ ($1 \text{ GeV}/c^2$).
- la trace du candidat kaon doit être contenue dans l'acceptance géométrique du BRICH : $|\cos(\theta_K)| \leq 0,74$,
- le cosinus de l'angle θ_p entre le kaon et le D^0 dans le repère au repos du D^0 a une distribution uniforme pour le signal et piquée à -1 et $+1$ pour le bruit de fond. On applique donc la coupure : $|\cos \theta_p| < 0,8$,
- A ces candidats D^0 , on associe une troisième trace de charge opposée à celle qui a été utilisée dans l'hypothèse kaon pour reconstruire le D^0 . La faible différence de masse entre le D^0 ($1864,6 \pm 0,5 \text{ MeV}$) et le D^* [4] ($2010,0 \pm 0,5 \text{ MeV}$) [4] que l'on cherche à reconstruire, ne laisse que peu d'énergie disponible au pion lors de la désintégration. On demande donc que l'impulsion du pion soit au maximum de $4,4 \text{ GeV}$, mais aussi inférieure à $0,3 \text{ GeV}$ pour que celui-ci ne spirale pas dans le détecteur sous l'effet du champ magnétique.
- On applique aussi la restriction suivante sur les masses invariantes, ajustée en fonction de l'année de prise de données :

– Pour les données 1992 et 1994 :

$$|m_{D^*} - m_{D^0} - 0,14556| < 3 * 0,0013 \text{ GeV}/c^2$$

– Pour les données 1993 :

$$|m_{D^*} - m_{D^0} - 0,14561| < 3 * 0,00185 \text{ GeV}/c^2$$

- Enfin, pour diminuer le bruit de fond combinatoire, on sélectionne les candidats qui emportent au minimum 15% de l'énergie du faisceau incident.

On a représenté sur la figure III.14 la distribution de la différence de masse entre le D^0 et le $D^{*\pm}$ aux alentours de la masse du D^0 pour toutes les années confondues. On observe un signal très marqué à $0,1458 \text{ GeV}/c^2$ qui correspond à l'énergie disponible lors de la transition entre ces deux mésons charmés. L'ajustement est réalisé par une fonction de Breit-Wigner pour le signal et, pour le bruit de fond, par une fonction de la forme : $\alpha (\Delta M - m_\pi)^\beta$

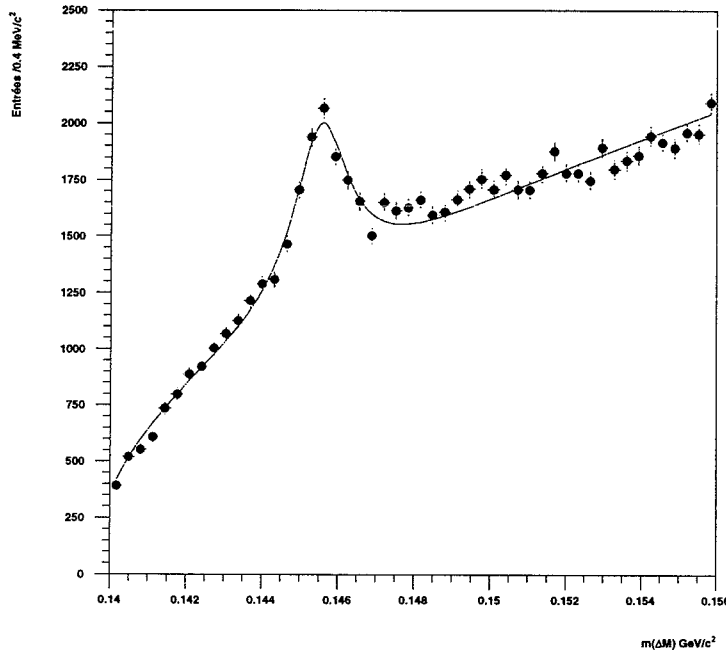


Figure III.14: Distribution de masse invariante $\Delta M = m(K\pi) - m(K\pi)$.

Sur la figure III.15, on a représenté la distribution de masse du système $K^-\pi^+$ pour ΔM compris entre $0,1435$ et $0,1475 \text{ GeV}/c^2$, avec toutes les coupures cinématiques déjà évoquées. L'ajustement est réalisé par une gaussienne pour le signal et un polynôme du second degré pour le bruit de fond. La masse est alors à $1867,2 \pm 0,9 \text{ MeV}/c^2$, la résolution de $19,28 \pm 0,94 \text{ MeV}/c^2$ et le nombre de D^0 estimés est de 2316 ± 116 .

Enfin, sur les figures III.16, sont représentées les distributions de la masse invariante $m(K^-\pi^+)\pi^+$ année par année puis toutes années confondues. L'ajustement est réalisé avec une fonction gaussienne pour le signal et une fonction polynomiale pour la description du fond. Le tableau III.6 indique année par année le nombre de D^* estimés, l'erreur sur cette valeur, la masse et la largeur de la distribution m_{D^*} , ainsi que toutes les années confondues. On obtient donc pour l'ensemble des données 1992 à 1994 un nombre de $2316 \pm 116,2$ mésons D^* à la masse de $2,012 \pm 0,0008 \text{ GeV}/c^2$ et avec une résolution de $19,83 \pm 0,80 \text{ MeV}/c^2$. Les efficacités à l'identification par les critères standards des kaons sont résumées dans le tableau III.7.

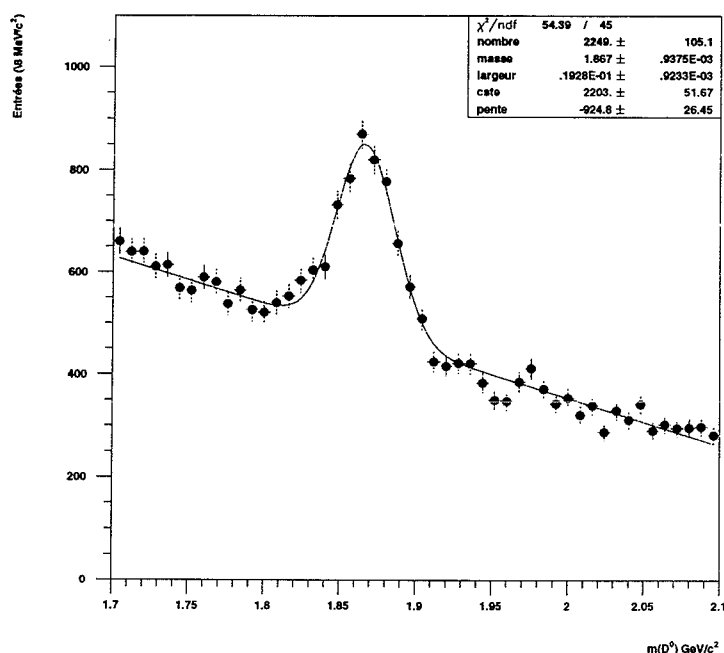


Figure III.15: Distribution de masse invariante m_{D^0} .

Année	Nombre de D^*	Masse (en GeV/c^2)	Ecart-type (en MeV/c^2)
1992	421 ± 47	$2,008 \pm 0,002$	$23,04 \pm 2,48$
1993	722 ± 67	$2,012 \pm 0,002$	$19,55 \pm 1,86$
1994	1189 ± 123	$2,014 \pm 0,001$	$18,01 \pm 1,23$
1992 $\rightarrow$ 1994	2316 ± 116	$2,012 \pm 0,0008$	$19,80 \pm 0,80$

Tableau III.6: Nombres, moyennes et écart-types de D^* estimés, année par année, pour la sélection utilisée dans le chapitre I.5.2.

Année	Efficacité ϵ_K^K (%)	Efficacité ϵ_K^π %	Rejet des pions $\frac{\epsilon_K^K}{\epsilon_K^\pi}$
1992	$64,2 \pm 5,1$	$12,5 \pm 1,9$	5,1
1993	$70,1 \pm 4,3$	$26,2 \pm 1,7$	2,7
1994	$63,3 \pm 3,2$	$10,5 \pm 1,0$	6,0

Tableau III.7: Moyennes des efficacités d'identification des kaons (pions) obtenues à l'aide des échantillons de D^* (K^0) sélectionnés. Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les protons sont identifiés lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable. Ces chiffres sont obtenus à partir des figures III.17 et III.18

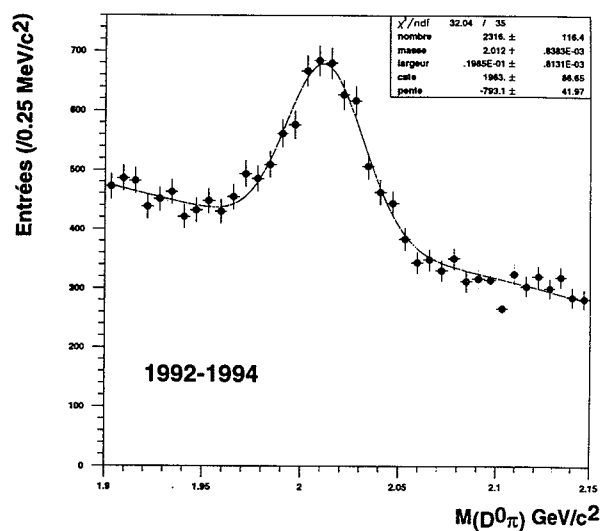
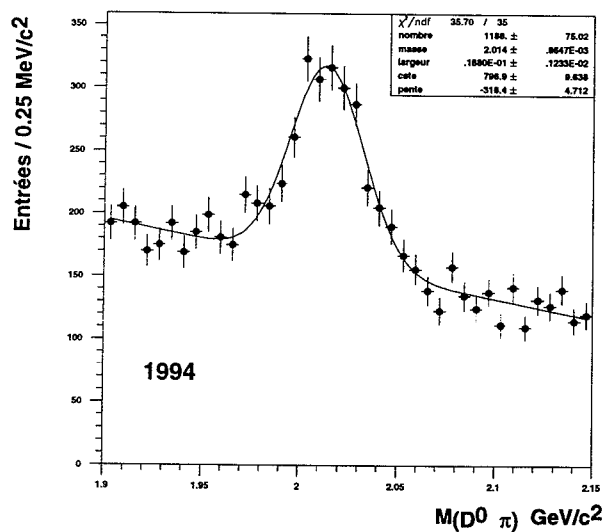
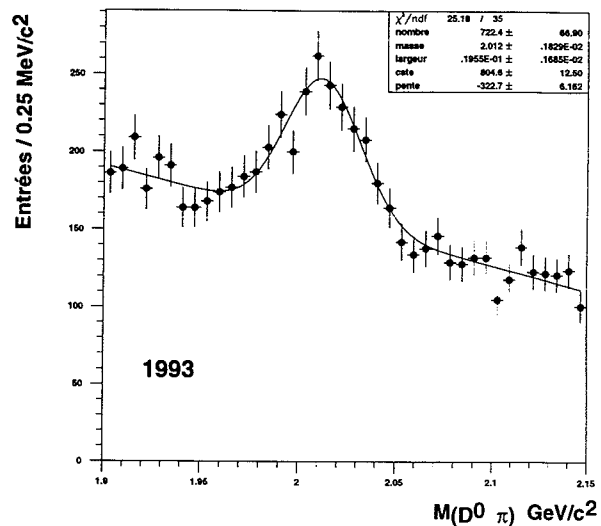
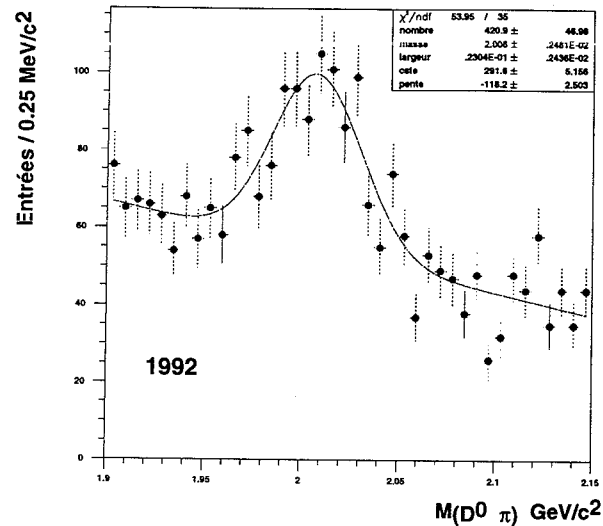
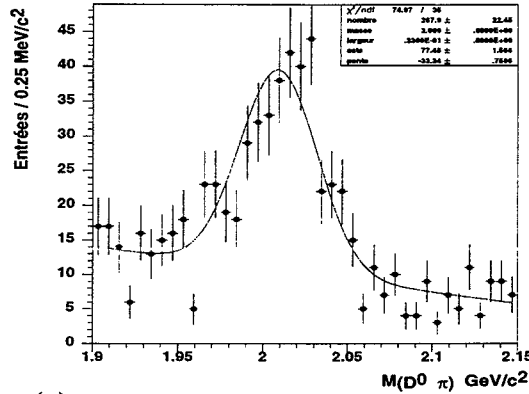
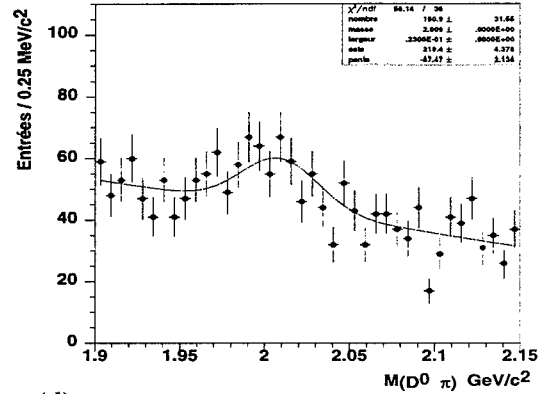


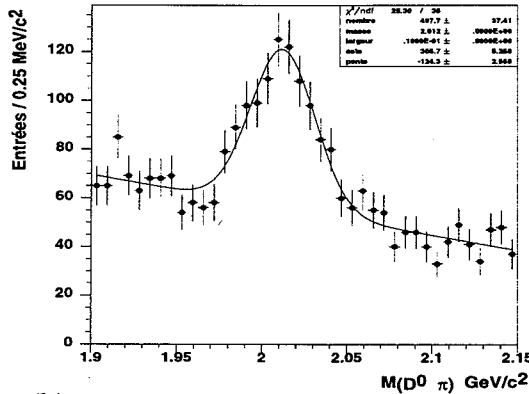
Figure III.16: Masses invariantes du D^* pour les données 1992, 1993, 1994, puis toutes années confondues



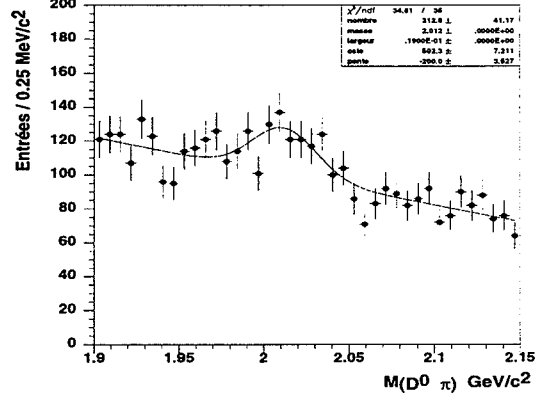
(a)



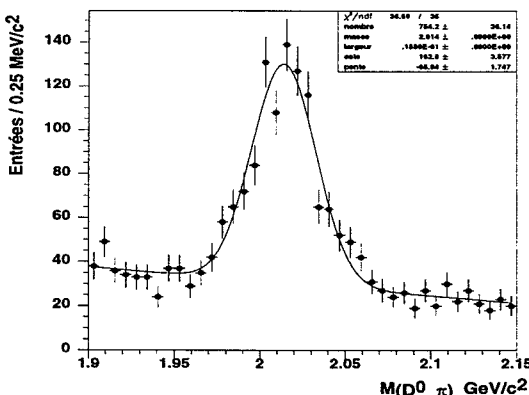
(d)



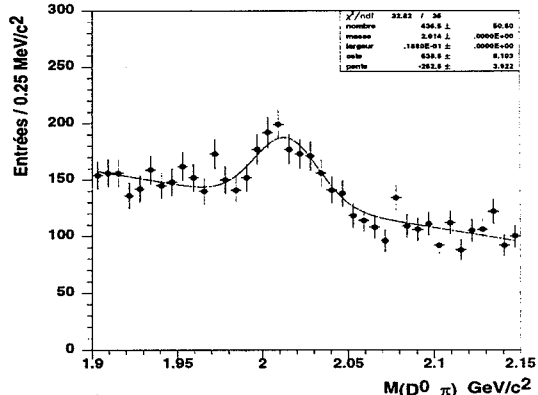
(b)



(e)



(c)



(f)

Figure III.17: Les figures (a, b, c) montrent les D^* sélectionnés, année par année, après identification du kaon, les figures (d, e, f) montrent les D^* sélectionnés lorsque le kaon dans l'état final n'est pas identifié. L'efficacité d'identification sera estimée par le rapport $\frac{n^{K id}}{n^{K id} + n^{K non id.}}$, $n^{K id}$ et $n^{K non id.}$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993, les protons sont identifiés lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.

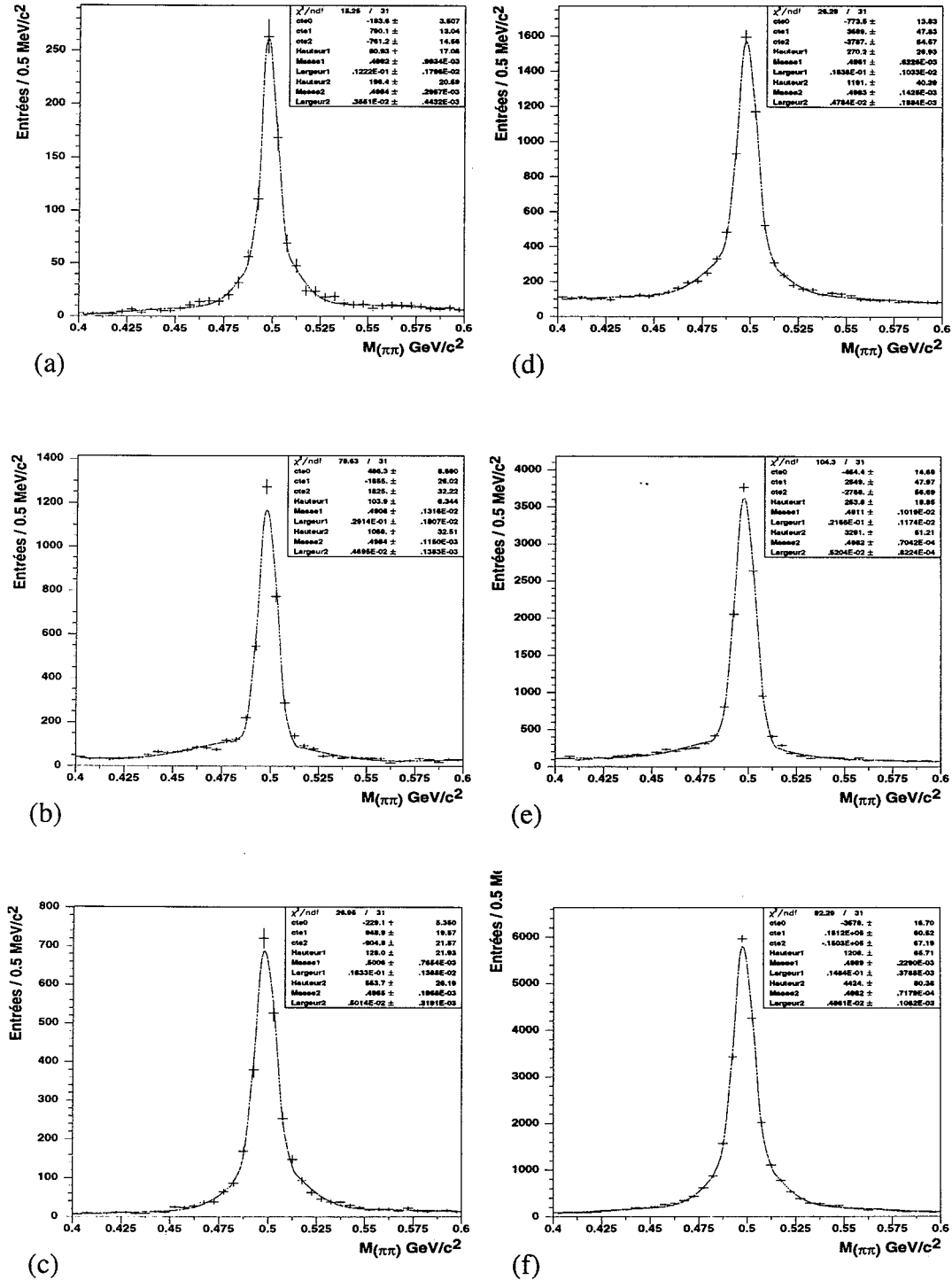
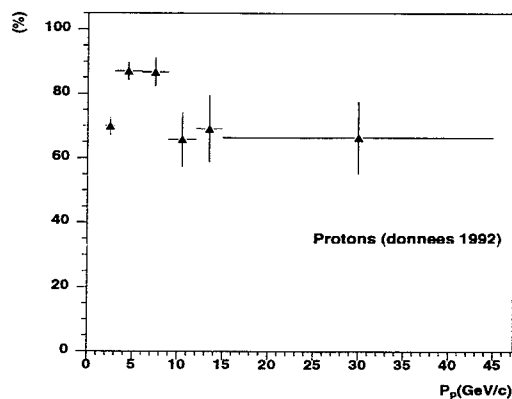
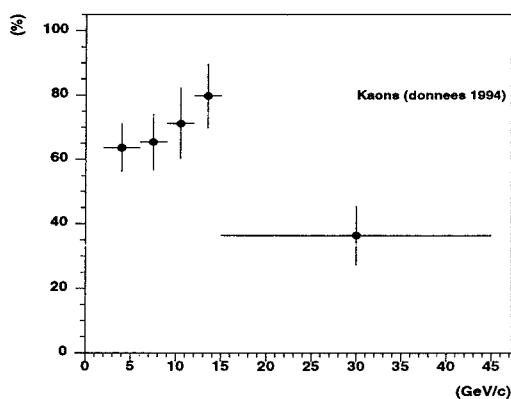


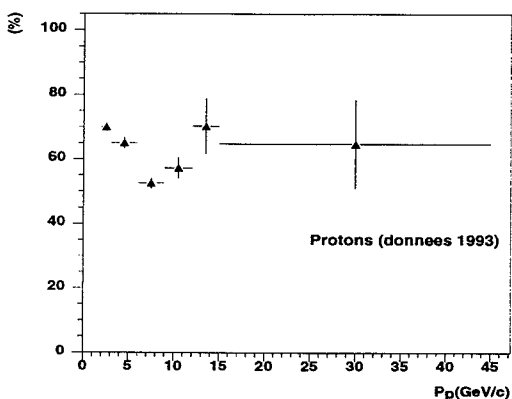
Figure III.18: Les figures (a, b, c) montrent les K^0 sélectionnés, année par année, lorsqu'un pion est identifié comme étant un kaon, les figures (d, e, f) montrent les K^0 sélectionnés lorsque le pion dans l'état final n'est pas identifié comme un kaon. L'efficacité d'identification (ou contamination par les pions) sera estimée par le rapport $\frac{n_{id K}^\pi}{n_{id K}^\pi + n_{non id K}^\pi}$, $n_{id K}^\pi$ et $n_{non id K}^\pi$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les pions sont identifiés comme étant des kaons lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.



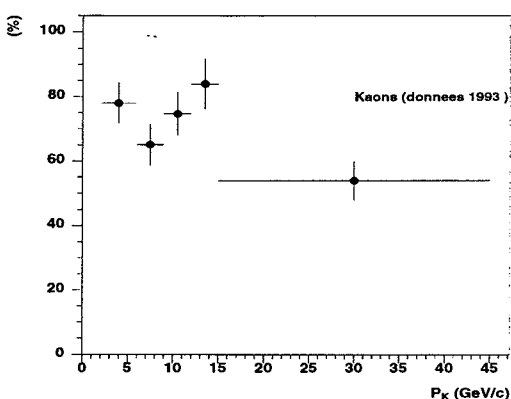
(a)



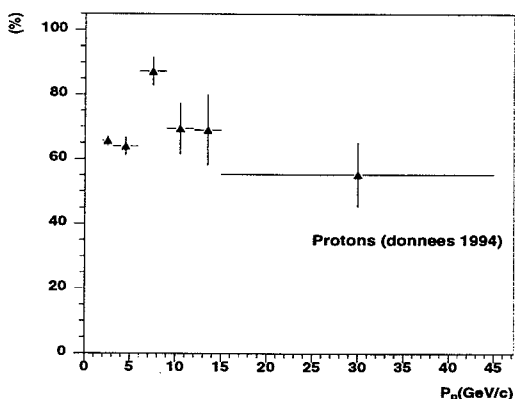
(d)



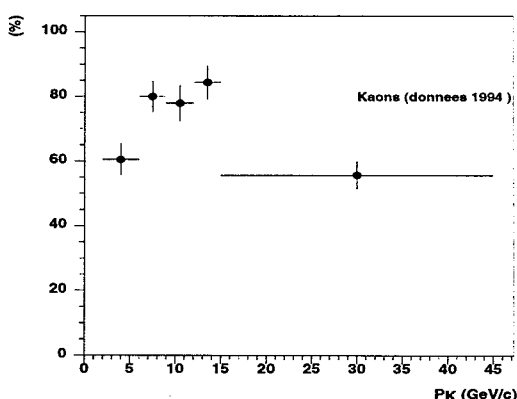
(b)



(e)

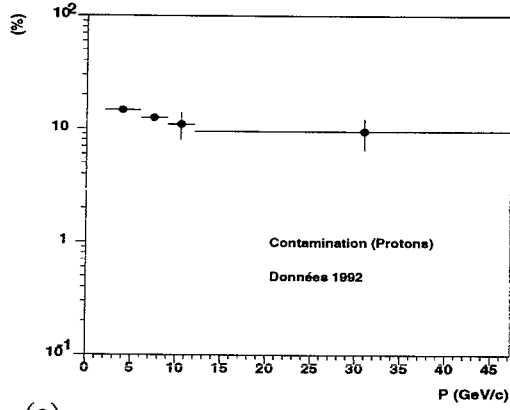


(c)

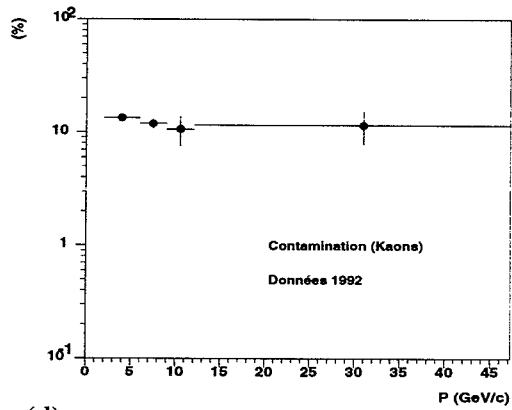


(f)

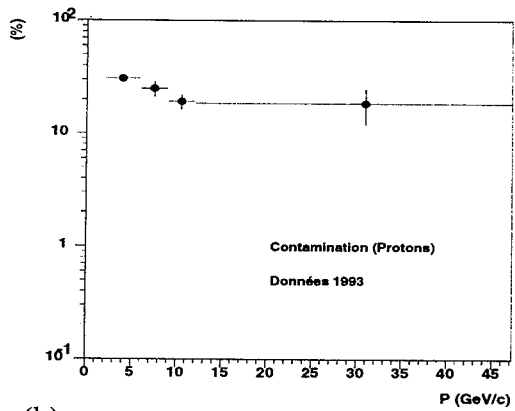
Figure III.19: Efficacités d'identification des protons (figures a, b, c) et des kaons (figures d, e, f) en fonction de l'impulsion pour les données 1992, 1993, 1994. En 1992 et 1994, les protons (respectivement kaons) sont identifiés par les critères standards de la combinaison de l'information provenant du RICH et de la TPC (cf III.4.3) tandis que pour la prise des données 1993, les protons (respectivement kaons) sont identifiés lorsque l'identification par la TPC est probable ou que celle provenant du RICH est probable.



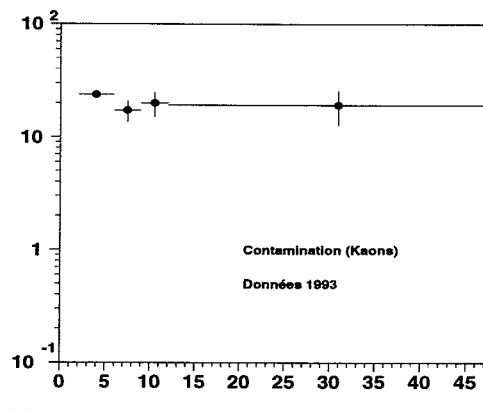
(a)



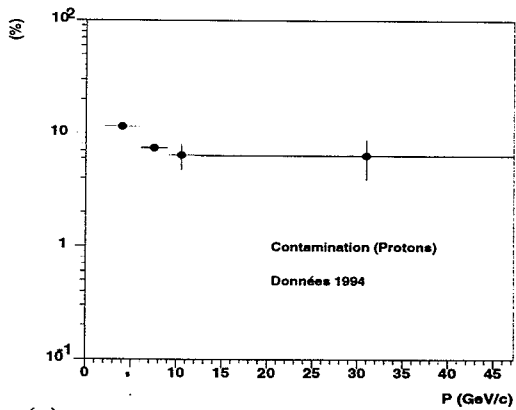
(d)



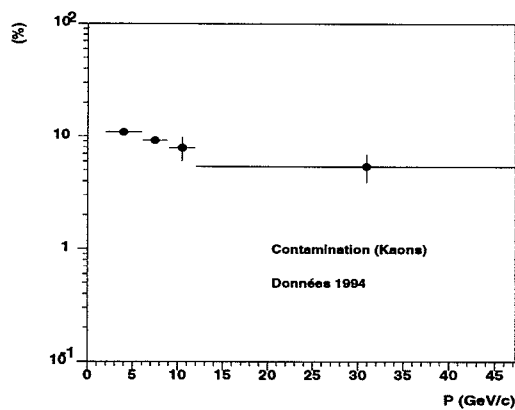
(b)



(e)



(c)



(f)

Figure III.20: Evolution de la contamination par les pions (ϵ_p^π et ϵ_K^π) en fonction de l'impulsion de la particule, pour les critères d'identification appliqués aux protons (figures a, b, c) et pour les critères d'identification appliqués aux kaons (figures d, e, f).

III.6 L'identification des leptons

Les électrons

L'électron est une particule dont les interactions avec les matériaux sont caractéristiques de sa masse légère. Son identification tire ainsi parti de deux mesures indépendantes et complémentaires : la mesure du dépôt d'énergie et des profils transverses et longitudinaux des gerbes électromagnétiques déposées dans la HPC et la mesure de la perte en énergie par ionisation détectée dans la TPC .

La première mesure est rendue délicate du fait de la présence du RICH et de l'OD. En effet, la quantité de matière dans la partie tonneau représente environ $0,8 X_0/\sin\theta$ où X_0 est la longueur de radiation et θ l'angle polaire de la particule. En première approximation, le développement des gerbes électromagnétiques commence après une longueur de radiation X_0 , longueur après laquelle un électron émet un photon par rayonnement de Bremsstrahlung ($E_\gamma = E_{in}/2 = E_e$) et ce dernier devra parcourir encore X_0 pour créer une paire e^+e^- (avec $E_\gamma = E_+ + E_-$). Le développement de la gerbe continuera tant que $E_e \geq \epsilon$ où, en notant Z le numero atomique du matériau traversé, $\epsilon = 550/Z$ (MeV) est l'énergie critique (i.e. valeur au dessous de laquelle la perte d'énergie par ionisation des électrons est plus grande que la perte par rayonnement Bremsstrahlung).

Dans la région des bouchons, la quantité de matière est plus étendue et éloignée que dans la région tonneau. Ainsi une partie des électrons perd une certaine quantité d'énergie par rayonnement bremsstrahlung avant arriver à la HPC ce qui fausse par conséquent la mesure d'énergie au niveau du calorimètre. Cette dernière ne correspond plus à l'impulsion mesurée. De plus, l'information sur le "pied" de la gerbe, nécessaire à la caractérisation des profils transverses et longitudinaux, sera perdue pour toutes les gerbes électromagnétiques qui commenceront à la sortie de l'OD. Pour ces raisons, les critères d'identification sont relâchés au détriment de la pureté des échantillons que l'on essaiera toutefois d'augmenter par des mesures complémentaires aux mesures de calorimétrie (contraintes sur le dE/dx ou les paramètres d'impact).

Comme dans le cas des hadrons, une mesure conjointe du dE/dx et de l'impulsion de l'électron permet une estimation de sa masse et donc son identification [8]. La figure III.1 montre que dans le cas des électrons, la quantité d'énergie déposée par la particule par unité de longueur (dE/dx), normalisée à l'unité pour les particules au minimum ionisant, est pratiquement constante et supérieure à 1,3 sur toute la gamme d'impulsion de 0,01 à 30 GeV/c. Ainsi une contrainte sur la valeur minimale du dE/dx permet une première sélection des électrons autour de cette valeur quasi-constante.

Cette première identification des électrons est améliorée en combinant l'information provenant de la TPC et celle provenant du calorimètre électromagnétique. Cette fois, pour l'identification des électrons, on ne considère que les traces qui ont une impulsion supérieure à 2 GeV/c et qui sont situées dans l'acceptance de la HPC ($45^\circ < \theta < 135^\circ$). On définit ensuite des probabilités d'identification basées sur 4 mesures différentes.

La HPC a été conçue avec une segmentation fine pour pouvoir effectuer un échantillonnage de la gerbe électromagnétique en trois dimensions. Le profil longitudinal de la gerbe qui est associé à la trace dans la HPC doit être compatible avec le profil attendu pour un électron de même impulsion. La distribution de l'énergie déposée sur les neuf couches en profondeur du calorimètre électromagnétique est ajustée à la forme d'une gerbe électromagnétique de référence⁵. On peut ainsi déduire une première probabilité de cet ajustement qui sera utilisée pour la décision finale d'identification.

La position du pied de gerbe par rapport à l'extrapolation de la trace de la TPC au cylindre interne de la HPC ainsi que les directions θ et ϕ de la gerbe sont utilisées pour la séparation des électrons et des autres particules dans les jets. Les critères utilisés sont la différence en Z et en ϕ entre la trace extrapolée au niveau de la HPC et le début de la gerbe qui lui est associée.

L'électron dépose totalement son énergie dans le calorimètre, ainsi la mesure du rapport E/P est distribuée autour de l'unité alors que les hadrons ne déposent qu'une partie de leur énergie pour être finalement absorbés par le calorimètre hadronique. La comparaison du rapport E/P mesuré et la valeur attendue pour les électrons ($E/P = 1$) permet de définir une dernière probabilité.

On pourrait aussi penser à utiliser les probabilités fournies par le RICH, mais l'angle Cherenkov des électrons atteint très vite la saturation dès que $P > 3 \text{ GeV}/c$.

L'identification des électrons dans les bouchons utilise également la mesure du rapport E/P . Pour cette raison, toutes les traces reconstruites dans les bouchons après une première sélection de qualité sont extrapolées au FEMC⁶. Les gerbes sont alors associées aux traces en tenant compte de la dispersion latérale de l'énergie créée par les électrons. De façon moins systématique que dans la région tonneau, la mesure du dE/dx fournie par la TPC vient compléter cette information.

L'identification finale combine toutes ces probabilités lorsqu'elles sont disponibles. La composition des différents critères permet de définir une classification des électrons ayant une impulsion supérieure à $2 \text{ GeV}/c$ en quatre catégories de qualité croissante pour l'identification (vraisemblable, probable, standard, sûre) avec une efficacité et une contamination décroissantes.

Efficacité de la sélection

Les ordres de grandeur des efficacités et des probabilités de mauvaise identification des électrons sont reportés dans le tableau III.8 [7]. La figure III.21 montre l'évolution de

⁵La forme longitudinale de la gerbe est paramétrisée en utilisant une distribution Γ pour décrire l'énergie déposée, dE/dt , en fonction de la profondeur de pénétration exprimée en longueur de radiation X_0 :

$$\frac{dE}{dt} = E \times \beta \times \frac{(\beta t)^{\alpha-1} \times e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}$$

où E est l'énergie de la gerbe, α et β sont des paramètres empiriques estimés à partir des données. Un ajustement des trois paramètres (E, α et β) permet de définir une variable χ^2 qui quantifie le caractère électromagnétique du profil de la gerbe.

⁶Forward ElectroMagnetic Calorimeter

<i>Identification</i>	<i>Efficacité (%)</i>	<i>Contamination (%)</i>
<i>e Probable</i>	80	$\sim 1,6$
<i>e Standard</i>	55	$\sim 0,4$
<i>e Sûr</i>	45	$\sim 0,2$

Tableau III.8: Efficacités d'identification et contamination par les pions, intégrées sur tout le spectre d'impulsion des particules, pour chacune des classes d'électrons.

l'efficacité et de la pureté en fonction de l'impulsion p et de l'angle polaire θ de la trace pour le critère d'identification standard des électrons [7].

Les muons

Le muon est une particule dont le temps de vie est bien connu expérimentalement ($\tau_\mu = (2,197 \pm 0,00004)\mu s$, $c\tau_\mu = 658,654m$). L'interaction des muons avec la matière est très faible par rapport aux particules comme les électrons ou les hadrons. La plupart des hadrons sont absorbés dans les couches de fer du calorimètre hadronique qui expose 6 longueurs d'absorption nucléaire. Les muons d'impulsion supérieure à $2\text{ GeV}/c$ sont les seuls à pouvoir pénétrer les chambres à muons (MUC= MUB+MUF+SMC). En effet, le muon est insensible aux interactions fortes réduisant ainsi les collisions avec les noyaux. Les pertes d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung et par interaction nucléaire sont négligeables par rapport à la perte d'énergie par ionisation pour des impulsions inférieures à $45\text{ GeV}/c$. De plus, les muons sont 200 fois plus lourds que les électrons. Or la perte énergie par ionisation est inversement proportionnelle à la masse d'après la formule de Bethe-Bloch : les muons sont des particules dites au minimum d'ionisation pour des impulsions au-delà de $1\text{ GeV}/c$ et leur pouvoir de pénétration dans la matière dense comme le fer des calorimètres est important⁷.

L'identification des muons dans DELPHI [9] [10] [11] exploite ces caractéristiques de grande pénétration et de faible dépôt d'énergie. Cependant toutes les traces d'origine hadronique ne sont pas stoppées dans la matière des calorimètres. C'est le cas des **punch-through**⁸ et toutes les particules traversant les zones mortes à la jonction des secteurs du HCAL. Par exemple, des pions provenant de la désintégration à trois corps du τ peuvent créer un déclenchement dans le MUC dans 5% des cas. On devra alors définir des critères de sélection permettant de réduire cette contamination et d'obtenir des puretés acceptables pour les échantillons de muons.

Le principe consiste à extrapoler chacune des traces sur les surfaces théoriques des différents éléments des chambres à muons, en prenant soin de propager les erreurs inhérentes à la reconstruction de traces et celles provenant de la diffusion multiple coulombienne.

Dans la partie centrale (MUB), les paramètres de la trajectoire ($R\phi, z, \theta_{ex}, \phi_{ex}$) sont estimés sur les surface interne à $R = 445,5\text{ cm}$ (3 couches et modules en quinconce), externe à

⁷Un muon de $12\text{ GeV}/c$ perd environ $1,5\text{ GeV}/c$ en traversant 1 mètre de fer.

⁸Des hadrons de hautes impulsions ($P \geq 5\text{ GeV}/c$) peuvent traverser les 1,1 mètres de fer des couches du calorimètre hadronique.

R = 479,3 cm (2 couches) et périphérique à R = 532,0 cm (2 couches). Dans la partie avant (MUF), les paramètres de la trace ($x, y, \theta_{ex}, \phi_{ex}$) sont estimés sur les deux plans à Z = 469,0 cm (2 couches et modules croisés) et à Z = 506,0 cm (2 couches). Les ambiguïtés droite-gauche dues à la conception des chambres sont résolues en tirant profit de la disposition en croisement des modules. En effet, un impact sur un module donnera 2 points de part et d'autre du fil de détection et l'alignement de plusieurs points sur les surfaces éliminera les impacts fortuits.

A chacune des traces extrapolées, on associe l'ensemble des impacts détectés qui vérifient :

$$\chi_{central}^2 \leq 50$$

$$\chi_{avant}^2 \leq 100$$

en définissant le χ^2 pour la partie centrale ⁹ :

$$\chi_{barril}^2 = \left(\frac{(R\phi)_{ex} - (R\phi)_{MUC}}{\sigma_{R\phi}^{ex}} \right)^2 + \left(\frac{(Z)_{ex} - Z_{MUC}}{\sigma_Z^{ex}} \right)^2$$

et la partie avant,

$$\chi_{barril}^2 = \left(\frac{(R\phi)_{ex} - (R\phi)_{MUC}}{\sigma_{R\phi}^{ex}} \right)^2 + \left(\frac{(Z)_{ex} - Z_{MUC}}{\sigma_Z^{ex}} \right)^2$$

Ce premier ajustement permet de choisir la série de points qui coïncide le mieux avec l'extrapolation. Ce choix est réalisé en définissant un χ^2 global :

$$\chi^2 = \chi_{ex}^2 + \sum_i \chi_{m,i}^2$$

où χ_{ex}^2 est calculé sur l'extrapolation des traces au niveau de chaque couche de référence des chambres à muons et le $\chi_{m,i}^2$ est calculé en comparant les points d'impacts associés i dans les chambres par rapport à la trace considérée. Puis en procédant par itération, on élimine un par un les impacts mal associés tant que l'ajustement global ne converge pas ($\chi^2/p.d.l \leq 100$). S'il existe plus d'un impact candidat par couche, alors l'impact associé qui permet obtenir le meilleur ajustement est retenu. On peut ainsi résoudre l'ambiguïté des impacts communs dans les chambres. Finalement la minimisation par itération du χ_{global}^2 fournira les paramètres ajustés de la trajectoire ($R\phi_{fit}, z_{fit}, \theta_{fit}, \phi_{fit}$) pour la partie centrale et ($x_{fit}, z_{fit}, \theta_{fit}, \phi_{fit}$) pour la partie avant.

Chaque trace possédant un impact est considérée comme étant celle d'un muon vraisemblable et on classe les muons suivant la valeur du χ^2 de l'ajustement.

- muon probable: $\chi^2/p.d.l \leq 7$ et $\chi_{ex}^2 \leq 7$ et un impact au moins associé dans l'un

⁹L'indice "ex" intervenant dans la définition du χ^2 correspond à la partie extrapolée tandis que l'indice "MUC" correspond à la partie mesurée dans les chambres à muons.

<i>Identification</i>	<i>Efficacité (%)</i>	<i>Contamination (%)</i>
μ Probable	$94,8 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$
μ Standard	$86,1 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
μ Sûr	$76,0 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,1$

Tableau III.9: Efficacités d'identification pour chacune des classes muons déterminées à partir événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et contamination mesurée à partir des événements $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ avec $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$.

des modules du MUC.

- muon standard : un impact au moins associé dans l'un des modules du MUC $\chi^2 / p.d.l \leq 5$ ou 6 et $\chi_{ex}^2 \leq 5$.
- muon sûr : un impact au moins associé dans les chambres externes ou périphériques et $\chi^2 / p.d.l \leq 2,5$.

Efficacité de l'identification des muons

L'efficacité de l'identification [7] des muons est étudiée dans les données comme dans la simulation à partir des canaux de désintégration suivants :

- Les événements dimuons $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: les muons dans l'état final donnent des traces droites et bien isolées et possèdent une impulsion $P_\mu \sim 45 \text{ GeV}/c$
- Les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ ou au moins un τ se désintègre selon $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$. Les muons dans l'état final possèdent des impulsions comprises entre 3 GeV/c et $\sim 45 \text{ GeV}/c$.
- Les événements $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ donnant de muons de basse impulsion dans l'état final et produits de manière prépondérante dans les parties avants.

Dans ces échantillons, les candidats muons sont sélectionnés en utilisant l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Ainsi la mesure non biaisée de l'efficacité de sélection de l'algorithme décrit ci-dessus est possible.

Les efficacités données table I.9 sont mesurées pour des candidats muons qui sont compris dans l'acceptance angulaire du MUB ($53,0^\circ \leq \theta \leq 88,5^\circ$ et $91,5^\circ \leq \theta \leq 127,0^\circ$) ou dans celle du MUF ($20,0^\circ \leq \theta \leq 42,0^\circ$ et $138,0^\circ \leq \theta \leq 160,0^\circ$) et dont l'impulsion est supérieure à 3 GeV/c.

La figure III.22 montre l'efficacité de l'identification standard des muons en fonction de l'impulsion de la particule et de son angle polaire. Cette classe de muons sera utilisée dans l'étude des désintégrations semi-leptoniques des baryons lourds.

III.7 Conclusion

L'efficacité d'identification des muons, pour les critères standards, est élevée $\sim 85\%$, tandis que pour les électrons standards l'efficacité d'identification est plus faible $\sim 55\%$. Les performances de la sélection des muons seront donc plutôt reliées aux contraintes cinématiques (p, p_t). L'identification des électrons est rendue plus délicate du fait de la présence de matière dans la partie centrale du détecteur (BRICH) et dans la partie avant (paroi de la TPC, FRICII). On peut s'attendre à identifier en moyenne 1 électron pour 1,5 muons. L'efficacité d'identification des hadrons, pour les critères propres à cette analyse, est de l'ordre de 70% pour les protons et de l'ordre de 60% pour les kaons.

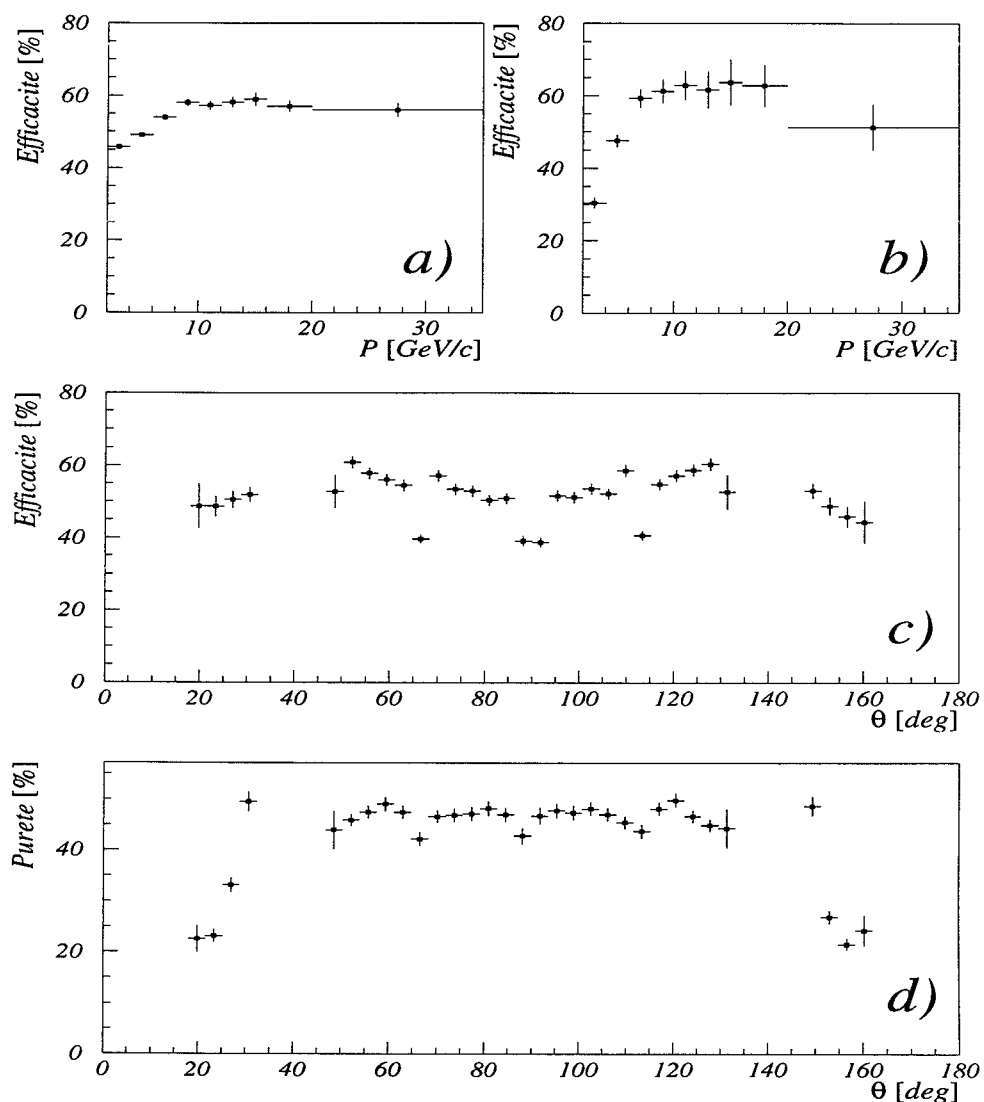


Figure III.21: Les figures a) et b) montrent l'efficacité d'identification des électrons en fonction de l'impulsion de la particule pour une sélection standard. La figure a) correspond à la partie tonneau et la figure b) correspond à la partie bouchon. Les figures c) et d) montrent l'évolution de l'efficacité et de la pureté en fonction de l'angle polaire de la particule.

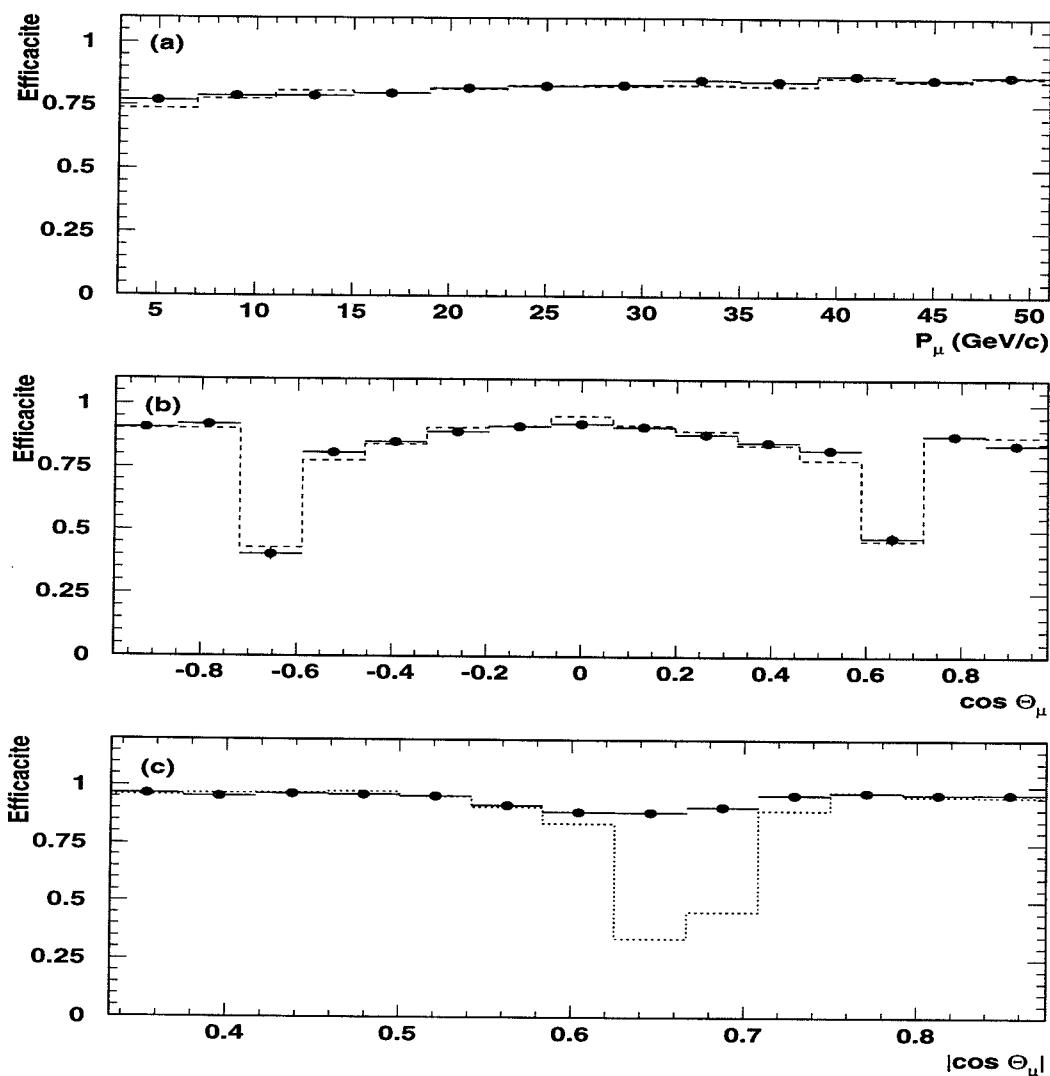


Figure III.22: Efficacité de l'identification standard des muons en fonction de l'impulsion de la particule et de son angle polaire. Les résultats obtenus sur les données réelles sont représentés par les points et les résultats obtenus sur la simulation sont représentés par les histogrammes. La figure en c) montre l'efficacité de l'identification probable dans la région du SMC. Les points montrent l'efficacité obtenue en utilisant le SMC, et l'histogramme montre l'efficacité en utilisant les détecteurs MUB et MUF seuls.

Bibliographie

- [1] P.A Cherenkov, Physical Review, **52** 378 (1937).
- [2] J. Séguinot, Les Compteurs Cherenkov : Applications et Limites pour l'Identification des Particules, CERN-EP/89-92, Juillet 1989.
- [3] P. Baillon, Nucl. Instr. Meth. A 238 (1985) 341.
- [4] R.M Barnett et al., Physical Review **D54**, 1 (1996).
- [5] L.I. Schiff, Quantum Mechanics, Mc Graw-Hill, 267 (1955).
- [6] B. De Lotto, The V^0 Identification, DELPHI Note, Juin 1995.
- [7] P. Abreu et al., Performance of the Delphi Detector, CERN-PPE/95-194 (1995).
- [8] C. Kreuter, M. Feindt, O. Podobrin: ELEPHANT Reference Manual, DELPHI Note, 96-82 PROG 217.
- [9] EMMASS, N. Crosland, G. Wilkinson et P. Kluit, DELPHI Note 92-17.
- [10] MUCFIX, G. Wilkinson et P. Collins, DELPHI Note 93-13.
- [11] MUFLAG, H de Boeck et G. Wilkinson, DELPHI Note 93-14.

Chapitre IV

Mesure des taux de production des baryons charmés Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons tirer partie de l'étude faite précédemment sur l'identification des hadrons pour mesurer les taux de production de baryons charmés Λ_c^+ dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$.

Les baryons charmés ont été mis en évidence après 1980 lorsque les expériences de collisions e^+e^- ont permis d'atteindre le seuil de création de paires $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^+$ [1]. Plus récemment, les expériences CLEO et ARGUS ont mesuré la production du Λ_c^+ dans les événements $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ et le rapport d'embranchement $B \rightarrow \Lambda_c^+ X$ à partir d'événements $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ [3].

La masse du Λ_c^+ est bien connue expérimentalement et sa valeur moyenne mondiale vaut [4]:

$$m_{\Lambda_c^+} = 2284,9 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$$

La valeur moyenne mondiale de sa durée de vie est [4]:

$$\tau_{\Lambda_c^+} = (0,206 \pm 0,012) \text{ ps}$$

L'étude de la production du Λ_c^+ à l'énergie du LEP est complémentaire de celle faite auprès des collisionneurs fonctionnant à une énergie plus basse ($\Upsilon(4S)$). En effet, au pôle du Z^0 , les baryons charmés Λ_c^+ sont produits soit par l'hadronisation directe des quarks c soit à partir des désintégrations des mésons et des baryons beaux provenant de l'hadronisation des quarks b . Les mesures des taux de production $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$ et $b \rightarrow \Lambda_c^+ X$ permettent de compléter celles obtenues pour les mésons charmés D^0 , D^+ et D_s^+ qui, avec les baryons charmés Λ_c^+ , représentent la plupart des hadrons charmés produits dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$. La mesure du taux de production des Λ_c^+ dans les événements $c\bar{c}$ à l'énergie du LEP confrontée à celle obtenue à la résonance $\Upsilon(4S)$, permet de vérifier la stabilité du taux de production $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$ lorsque l'on passe d'une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$.

Dans ce chapitre, nous allons définir dans un premier temps l'ensemble des contraintes cinématiques et topologiques qui nous ont permis d'obtenir les événements Λ_c^+ à partir du mode de désintégration en $pK^-\pi^+$. Ensuite, en utilisant les efficacités d'identification estimées dans le chapitre précédent, nous mesurons les sections efficaces totales de production. Les résultats sont présentés sous la forme $R_q \cdot P(q \rightarrow \Lambda_c^+) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ où q représente l'origine en quark du Λ_c^+ ($q = b, c$) et $R_q = \frac{\Gamma_q}{\Gamma_{had}}$ est le taux de production du quark q à l'énergie du LEP. $P(q \rightarrow \Lambda_c^+)$ est la probabilité qu'un quark q puisse produire un Λ_c^+ et $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ est le rapport d'embranchement du Λ_c^+ dans son mode de désintégration donnant un proton, un kaon et un pion dans l'état final. Ce choix permet d'être indépendant des mesures de R_c , R_b et du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$.

Dans un premier temps, nous mesurons le taux de production dans les événements $b\bar{b}$, à partir des données recueillies entre 1992 et 1994, en utilisant la mesure de $P(c \rightarrow \Lambda_c^+) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ donnée par les expériences CLEO et ARGUS [5] et en tirant partie de la distribution du temps de vol des Λ_c^+ pour enrichir notre échantillon en événements $b \rightarrow \Lambda_c^+ X$.

Ensuite, nous utilisons les différences entre les spectres d'impulsion des Λ_c^+ provenant des quarks b et ceux provenant des quarks c pour séparer les contributions $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ et permettre ainsi la réalisation d'une mesure combinée des taux de production $R_b \cdot P(b \rightarrow \Lambda_c^+) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ et $R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$.

Enfin la mesure du taux de production $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$ ainsi obtenue, associée à celles obtenues dans le secteur des mésons charmés est utilisée pour contraindre la production des quarks c à l'énergie du LEP. La mesure de R_c est estimée à la fin de ce chapitre, en appliquant la relation de fermeture $R_c = R_c \cdot \sum_{c-hadrons} P(c \rightarrow hadrons \text{ charmés})$.

IV.2 Le canal $pK^-\pi^+$

IV.2.1 Choix du canal $pK^-\pi^+$

Nous voulons reconstruire complètement le Λ_c^+ , c'est-à-dire sa masse et son impulsion. Nous allons par conséquent sélectionner un canal de désintégration où tous les produits dans l'état final sont observables. Nous avons choisi dans cette étude de reconstruire le baryon Λ_c^+ dans le canal exclusif $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ (cf figure IV.1). C'est le canal dominant des désintégrations du Λ_c^+ : il représente $4,4 \pm 0,6\%$ [4] (valeur moyenne mondiale) de l'ensemble des modes de désintégration de celui-ci.

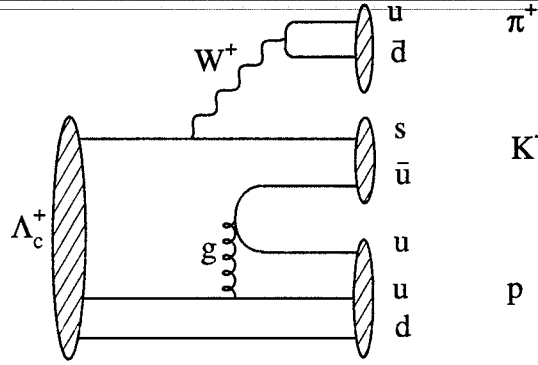


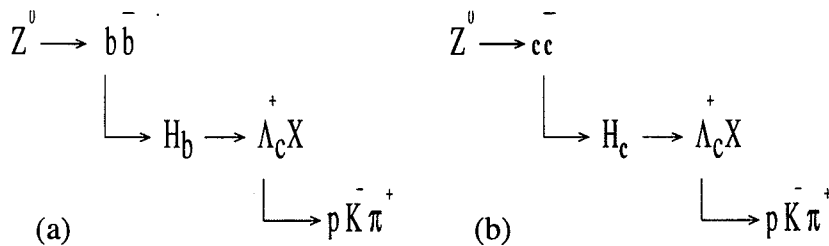
Figure IV.1: Schéma de désintégration du Λ_c dans le canal $pK^-\pi^+$

De plus, ce canal présente l'avantage de comporter trois traces chargées qui sont originaires du même vertex et qui passent dans la plupart des détecteurs de traces. D'autres modes de désintégrations du Λ_c^+ sont envisageables :

$$\begin{aligned}\Lambda_c^+ &\rightarrow p\bar{K}_s^0 \\ \Lambda_c^+ &\rightarrow p\bar{K}_s^0\pi^+\pi^- \\ \Lambda_c^+ &\rightarrow \Lambda^0\pi^+ \\ \Lambda_c^+ &\rightarrow \Lambda^0\pi^+\pi^-\pi^+\end{aligned}$$

Nous avons chaque fois un Λ^0 ou un K^0 dans l'état final. Les Λ^0 et les K_s^0 se désintègrent en général dans la TPC en deux particules chargées sans laisser d'impact dans le détecteur de microvertex, et ces deux traces chargées seront reconstruites avec une moins bonne précision : la contrainte de convergence avec une troisième trace chargée est moins efficace. D'autres modes donnant un pion neutre π^0 dans l'état final sont envisageables mais nous n'en tenons pas compte ici, étant donné la mauvaise résolution en énergie sur ce dernier.

IV.2.2 Les mesures de CLEO et d'ARGUS



Les mesures effectuées à CLEO et ARGUS permettent d'estimer les taux de production des Λ_c au pôle du Z^0 . On peut distinguer trois sources différentes de production de Λ_c^+ dans les événements hadroniques à l'énergie du Z^0 . En effet, les Λ_c^+ peuvent être produits soit directement dans l'hadronisation des quarks c dans les événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ (figure (b)), soit indirectement dans l'hadronisation des quarks b . Dans le deuxième cas, les Λ_c^+ peuvent provenir de désintégrations de baryons lourds, ou de désintégrations baryoniques

des mésons beaux (figure (a) où $H_b = B, \Lambda_b$). Les nombres d'événements attendus dans l'hadronisation du quark b et du quark c , dans ce canal particulier, peuvent être déjà estimés à l'aide des probabilités de produire un Λ_c^+ dans les désintégrations des quarks b et c ($P(c \rightarrow \Lambda_c^+)$ et $P(b \rightarrow \Lambda_c^+)$). En effet, ces nombres s'écrivent pour le canal $pK^-\pi^+$:

$$\begin{aligned} N_{\Lambda_c^\pm}^c &= 2N_{Z^0}^{had} R_c P(c \rightarrow \Lambda_c^+) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) \\ N_{\Lambda_c^\pm}^b &= 2N_{Z^0}^{had} R_b P(b \rightarrow \Lambda_c^+) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) \end{aligned}$$

avec

$$N_{Z^0}^{had} \sim 2,8 \cdot 10^6 \text{ (période de 1992 à 1994)}$$

$$R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} \sim 22\%$$

$$R_c = \frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}} \sim 17\%$$

La probabilité de produire un Λ_c^+ dans les désintégrations du quark c est estimée à partir de la mesure moyenne donnée par CLEO et ARGUS [5]:

$$P_c \cdot Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,53 \pm 0,04)\%$$

La probabilité de produire un Λ_c^+ dans les désintégrations du quark b comprend deux contributions selon que le baryon Λ_c^+ provient d'un méson beau ou d'un baryon beau :

$$P(b \rightarrow \Lambda_c^+) = P(b \rightarrow B) \cdot Br(B \rightarrow \Lambda_c^+) + P(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+)$$

Le quark b se couple principalement au quark c . La désintégration du Λ_b^0 favorise ainsi la production de baryons charmés. Le Λ_b^0 se désintègre plutôt en Λ_c^+ qu'en Σ_c , Ω_c , ou Ξ_c . En effet, d'une part la transition Λ_b^0 en Σ_c est défavorisée par un terme Λ_{QCD}/m_c dans la théorie effective des quarks lourds [15] les fonctions d'ondes des quarks légers étant différentes, d'autre part la production des baryons Ω_c ou Ξ_c nécessite la création d'une paire $s\bar{s}$ par fluctuation du vide moins probable que celle d'une paire $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$. On fait alors l'hypothèse que l'ensemble des désintégrations du Λ_b donne un Λ_c^+ dans l'état final ($Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+) \sim 100\%$).

La collaboration CLEO a publié une mesure du taux de production des Λ_c^+ dans les désintégrations des mésons beaux collectés à la masse de l' $\Upsilon(4S)$, sous le seuil de production des baryons beaux. CLEO trouve $Br(B \rightarrow \Lambda_c^+) = (6,4 \pm 1,1)\%$ [3]. On considère de plus que, dans l'hadronisation d'un quark b , la proportion de mésons beaux (baryons beaux) produits est de l'ordre de 90% (10%). On trouve alors:

$$P(b \rightarrow \Lambda_c^+) \sim (90\%)(6,4\%) + (10\%)(100\%) \sim 16\%$$

On en déduit le nombre d'événements $\Lambda_c^\pm$ attendus dans les désintégrations du quark b :

$$N_b \sim 8500$$

et en considérant la moyenne de CLEO et ARGUS du taux de production des Λ_c^+ dans l'hadronisation directe des quarks c $P(c \rightarrow \Lambda_c^+) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK\pi) = 0,53 \pm 0,04\%$ [5], on déduit le nombre d'événements $\Lambda_c^\pm$ attendus dans les désintégrations du quark c :

$$N_c \sim 5000$$

et topologiques. Le nombre final de Λ_c dépendra de l'efficacité de sélection, et on verra plus loin que ce produit est de l'ordre de 8 à 10%.

IV.3 Taux de production inclusif du baryon Λ_c dans les événements $b\bar{b}$

Nous allons dans cette partie étudier le taux de production de baryons charmés dans les événements $b\bar{b}$. Cette mesure utilise l'ensemble des données recueillies de 1992 à 1994, ce qui représente environ 2 700 000 désintégrations hadroniques du Z^0 . Nous allons tout d'abord exposer les critères de reconstruction et d'identification nécessaires à la sélection et à l'identification des événements Λ_c^+ , et nous développerons ensuite la méthode utilisée pour la mesure du taux de production en insistant sur le contrôle des erreurs.

IV.3.1 Sélections cinématique et topologique

Nous présentons ici les critères cinématiques et topologiques. Le fonctionnement des détecteurs de traces et surtout d'identification ayant évolué au cours du temps, une série de contraintes cinématiques et topologiques a été définie pour chaque année de prise de données (de 1992 à 1994).

- **propriétés cinématiques : impulsions, masses, $\cos(\theta^*)$.**

La reconstruction des événements dans le mode de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ est réalisée à partir des traces chargées hadroniques sélectionnées par l'algorithme décrit au chapitre III. On sélectionne alors toutes les combinaisons de trois traces chargées comprises dans l'acceptance de la partie centrale du détecteur RICH ($|\cos(\theta)| \leq 0,74$), afin de pouvoir ensuite les identifier. Des contraintes sur les corrélations de charge des trois particules sont alors appliquées pour réduire les fausses associations : la charge totale doit être égale à ± 1 , de plus les candidats protons et pions doivent être de même charge tandis que les candidats mésons K sont de charge opposée.

Nous allons ensuite tirer profit de l'énergie initiale du Λ_c^+ . La figure IV.2 montre les spectres d'impulsion des baryons Λ_c^+ produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ simulés. On remarque que les baryons Λ_c^+ sont des particules énergétiques qu'ils soient produits dans la fragmentation du quark b ou du c . De plus les spectres d'impulsion des Λ_c^+ provenant d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont décalés.

Les Λ_c^+ provenant de l'hadronisation directe des quarks c emportent une quantité importante de l'énergie du quark initial. Par conséquent, ceux-ci auront en moyenne une impulsion plus élevée que les Λ_c^+ qui proviennent d'événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. On utilisera plus tard cette propriété pour séparer ces deux contributions dans notre signal de Λ_c^+ . Les Λ_c^+ créés par l'hadronisation des quarks b , proviennent comme on l'a vu des désintégrations de baryons ou de mésons beaux. Dans les désintégrations baryoniques de mésons, il est nécessaire de produire simultanément un baryon et un antibaryon et on aurait pu s'attendre à une impulsion du Λ_c^+ en moyenne plus faible dans les désintégrations de baryons beaux. La figure IV.3 montre les différences des spectres d'impulsion des deux types d'événements.

Les $\Lambda_c^\pm$ ayant une grande impulsion, on s'attend donc à ce que les produits de désintégration du Λ_c^+ , soient également énergiques. Les impulsions emportées par les protons, les kaons et les pions issus de la désintégration du Λ_c^+ sont reportées sur la figure IV.4.

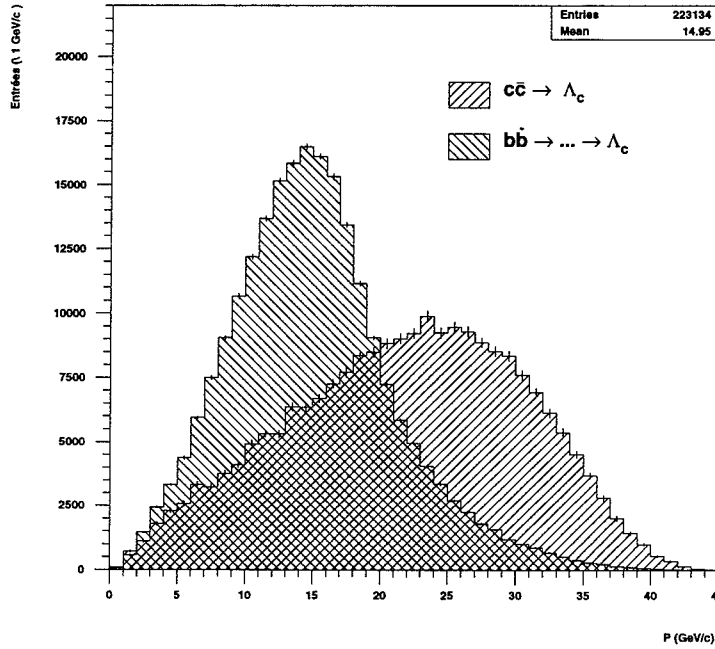


Figure IV.2: Comparaison des spectres d'impulsion des baryons Λ_c^+ produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ simulés.

Les impulsions du proton et du kaon ont également une influence sur leur identification. Les variations de la quantité d'ionisation en fonction de l'impulsion de la particule (figure I.1 du chapitre III) montrent d'une part que, la séparation entre le pion et le kaon est typiquement de 2σ pour une impulsion supérieure à 2 GeV/c, et d'autre part que la séparation entre le proton et le kaon est de l'ordre de 1σ pour une impulsion supérieure à 2 GeV/c. Afin de se placer dans ces domaines favorables à la séparation entre proton, kaon et pion par la quantité d'ionisation et compte-tenu des impulsions élevées des produits de désintégration du Λ_c^+ , nous avons choisi d'appliquer les contraintes suivantes pour l'impulsion des particules dans l'état final :

- $P_p \geq 2$ (3) GeV/c pour les données 1992 (1993-1994)
- $P_K \geq 2$ GeV/c pour les données 1992-1994
- $P_\pi \geq 1, 5; 2$ et 1 GeV/c pour les données 1992, 1993 et 1994.

Nous renforçons ces contraintes par une coupure sur l'impulsion des candidats Λ_c^+ :

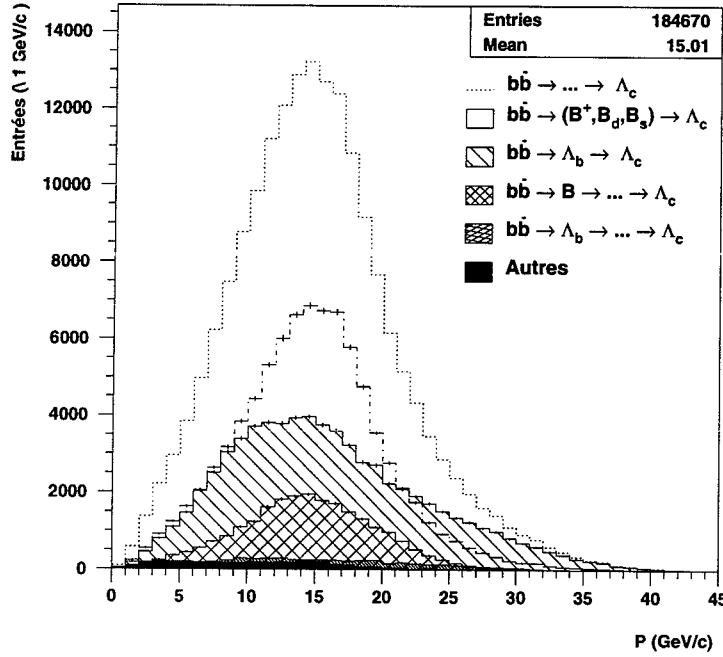


Figure IV.3: Distribution du spectre d'impulsion des baryons Λ_c^+ produits dans les événements $b\bar{b}$ simulés. Les contributions provenant des désintégrations baryoniques des mésons beaux et les désintégrations des baryons beaux ont été superposées.

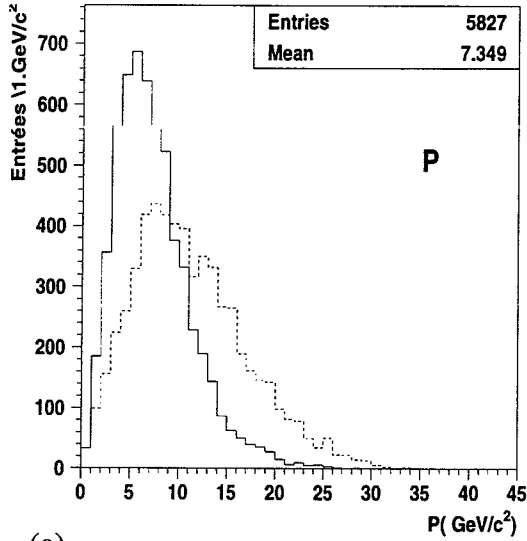
- $P_{\Lambda_c^+} \geq 7, 10$ et $8 \text{ GeV}/c$ pour les données 1992, 1993 et 1994.

On affecte ensuite une masse de proton, de kaon et de pion au candidat proton, kaon ou pion. Le triplet candidat est alors sélectionné si sa masse invariante appartient à l'intervalle:

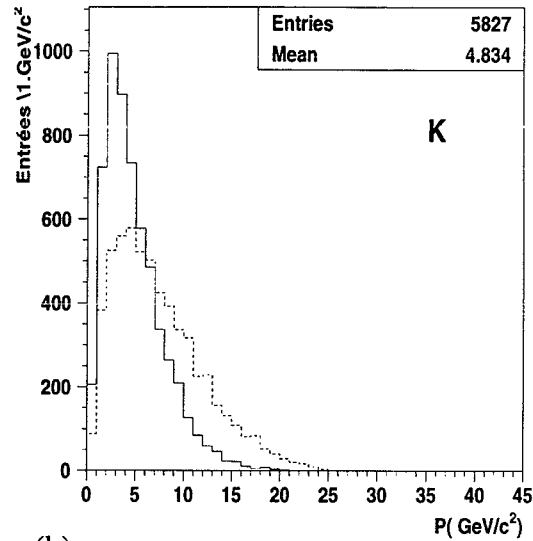
$$2,1 \leq M_{pK^-\pi^+} (\text{GeV}/c) \leq 2,5$$

Par ailleurs, la distribution de l'angle d'émission de l'un des produits issus de la désintégration du Λ_c^+ par rapport à son repère propre, θ^* , est régie par la conservation du moment angulaire entre les états final et initial. L'évolution de cette distribution en angle θ^* est difficile à prédire car le Λ_c ne se désintègre pas uniquement de manière directe en un triplet de particules $pK^-\pi^+$. En effet, le Λ_c^+ peut également se désintégrer en faisant intervenir des résonances à partir des processus faibles suivants : $\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-$ et $\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*0} p$ (la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow p\phi$ est également possible mais elle contribue très faiblement car le processus est supprimé par l'angle de Cabibbo). Ces deux types de désintégrations à deux corps interviennent dans la composition finale de l'échantillon sélectionné. On utilise alors la simulation qui montre que les distributions de la variable $\cos(\theta^*)$, pour des événements $b\bar{b} \rightarrow \Lambda_c^+$ et $c\bar{c} \rightarrow \Lambda_c^+$, sont plates (figure IV.5).

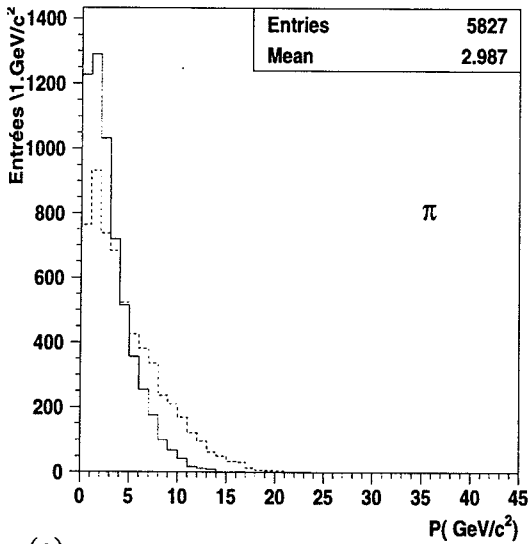
Pour des événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, la distribution du $\cos(\theta^*)$ du proton présente une forte concentration d'événements vers l'arrière qui se détache très nettement du reste



(a)



(b)



(c)

Figure IV.4: Spectres d'impulsion des produits de désintégration du Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ (traits pleins) et dans les événements $c\bar{c}$ (traits pointillés). On vérifie que le proton, le kaon et le pion ont en moyenne un spectre d'impulsion plus dur dans le cas des événements $c\bar{c} \rightarrow \Lambda_c^+$ que dans le cas des événements $b\bar{b}$. Cet effet est d'autant plus marqué que la masse du hadron dans l'état final est grande, ce dernier emportant une plus grande fraction de l'énergie du Λ_c^+ .

du spectre (voir figure IV.8). Ce pic vers l'arrière est dû aux particules produites dans la phase d'hadronisation, caractérisées par de faibles valeurs de l'impulsion : après une transformation de Lorentz le long de l'axe du jet, les impulsions de ces particules vont se trouver concentrées vers l'arrière.

On impose une limite inférieure à la valeur du $\cos(\theta^*)$ du proton: $\cos(\theta^*) > -0.5$ pour les données 1992 et $\cos(\theta^*) > -0.6$ pour les données 1993 et 1994. Ces contraintes sur l'angle θ^* permet de réduire d'un facteur 2 le fond combinatoire sous le signal tout en conservant de 75 à 80% du signal.

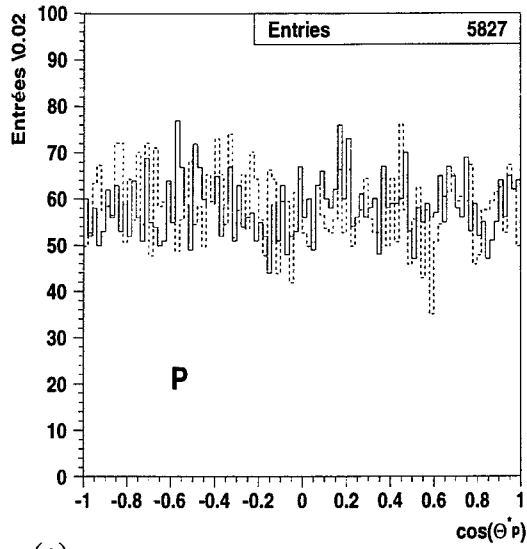
• Propriétés topologiques : vertice, χ^2 , longueur de vol

Les Λ_c^+ sont également caractérisés par leur distance de vol, c'est-à-dire, par la distance qu'ils ont dû parcourir avant de se désintégrer. En effet, dans le cas des Λ_c^+ engendrés à partir d'événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, la distance moyenne mesurée par rapport au vertex primaire est de l'ordre de quelques millimètres (2,5 mm). Cette quantité est dominée par l'importance du temps de vie moyen des hadrons beaux ($\tau_b = 1,55 \pm 0,02 \text{ ps}$), qui est d'un ordre de grandeur supérieur à celui du Λ_c^+ : $\tau(\Lambda_c^+) = (0,206 \pm 0,012) \text{ ps}$. La figure IV.7 montre les distributions des distances de vol des Λ_c^+ mesurées par rapport au vertex primaire de l'événement dans le cas de Λ_c^+ provenant d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ simulés. On remarque que la longueur de vol peut également permettre de séparer la contribution d'événements $b\bar{b}$ de la contribution d'événements $c\bar{c}$ dans le signal.

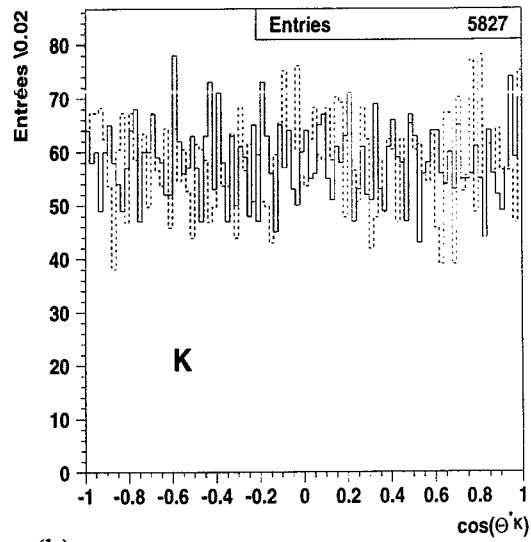
Reconstruction du vertex primaire

Il est nécessaire de définir l'origine de l'événement pour reconstruire la longueur de vol du Λ_c^+ . Dans le cas d'événements hadroniques enrichis en hadrons beaux, un nombre important de traces chargées provient de la désintégration d'un hadron beau et, par conséquent, n'est pas issu du vertex primaire. Pour s'affranchir de ce problème, le vertex primaire est reconstruit événement par événement en utilisant à la fois l'information sur la position de la zone d'interaction des faisceaux d'électrons et de positons, appelée encore zone lumineuse, et l'information provenant de l'ensemble des traces chargées de l'événement. La zone lumineuse possède une forme ellipsoïdale de grand axe parallèle à l'axe des faisceaux. Elle définit la position moyenne du lieu de collision. La connaissance de sa position permettra de contraindre la position du vertex primaire.

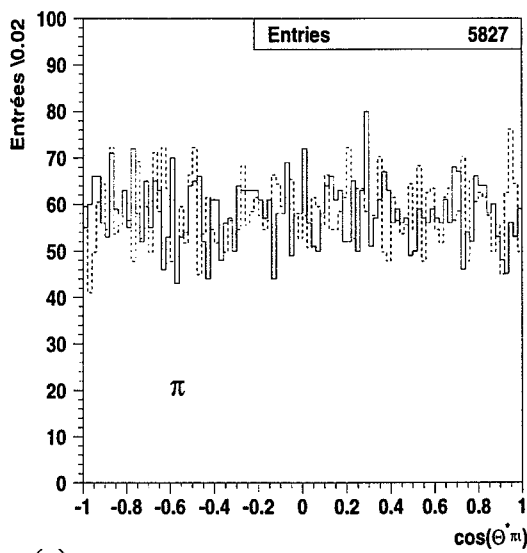
Dans un premier temps, on calcule, par rapport à la position de la zone lumineuse, les paramètres d'impact dans le plan transverse ($R - \phi$) et suivant l'axe z du faisceau. Les traces ayant un paramètre d'impact supérieur à 0,25 cm en $R - \phi$ et 5 cm en z sont éliminées. Une première itération est alors effectuée et un premier vertex primaire est évalué à partir des traces sélectionnées. Des contraintes plus fortes sur les nouveaux paramètres d'impact des traces sont ensuite appliquées, ceux-ci devant être inférieurs à 0,05 cm en $R - \phi$ et 1 cm en z . Enfin, par une procédure itérative, on rejette une à une les traces qui contribuent à un χ^2 de vertex supérieur à 5. En moyenne, le nombre de traces restant pour la définition du vertex primaire est d'environ 10, et l'efficacité associée à cette reconstruction est voisine de 100%.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.5: Distributions du cosinus de l'angle entre la direction d'un des produits de désintégration du Λ_c^+ et la direction définie par son impulsion dans son repère propre, ($\cos(\theta^*)$) telle qu'elle est décrite par la simulation. L'histogramme en trait plein représente les événements $b\bar{b}$ et l'histogramme en traits pointillés représente les événements $c\bar{c}$

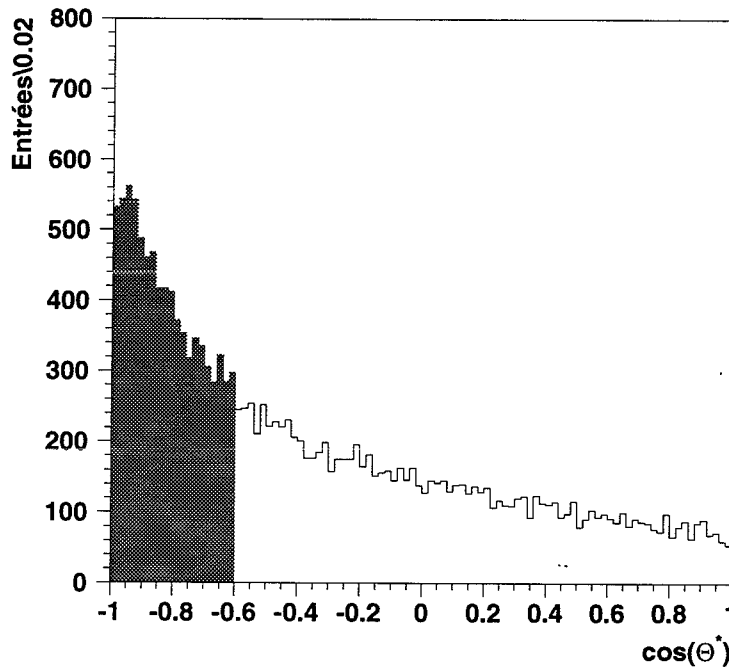


Figure IV.6: Distribution du $\cos(\theta^*)$ du candidat proton dans les événements hadroniques $q\bar{q}$ réels (données 1994). Cette contrainte permet de diminuer le bruit de fond combinatoire sous le signal d'un facteur 2.

Reconstruction du vertex secondaire

A partir du triplet $pK^-\pi^+$ candidat, il faut pouvoir définir le point d'espace, appelé vertex secondaire, où le Λ_c^+ se désintègre. Dans la pratique, le vertex secondaire est le point de l'espace le plus compatible avec l'hypothèse de l'intersection des trajectoires. Sa position est déterminée par une méthode d'ajustement des moindres carrés, à partir des paramètres des traces chargées et de leurs matrices d'erreur. Dans le cas de n traces, cet ajustement est réalisé au moyen d'une variable de χ^2 définie par :

$$\chi^2(v) = \sum_{i=1}^n (X_i - X(v, p_i))^T C_i^{-1} (X_i - X(v, p_i))$$

X_i représente le vecteur des cinq paramètres de l'hélice de la trace i et C_i la matrice de covariance associée. X est la fonction donnant les paramètres de la trajectoire d'une particule d'impulsion p_i , passant par le vertex recherché v . Les paramètres libres sont les impulsions p_i des n particules et les coordonnées du vertex recherché v , soit $3n + 3$ paramètres libres. Le vertex v et la matrice d'erreur associée se déduisent par la minimisation de la variable χ^2 . On définit alors une probabilité de χ^2 qui permet de vérifier la validité de l'ajustement ainsi que la qualité du vertex reconstruit :

$$Prob(\chi^2(v)) = \int_{\chi^2}^{\infty} F_{\chi^2}(y, \alpha) dy$$

où $F_{\chi^2}(y, \alpha)$ est la distribution du χ^2 et α le nombre de degrés de liberté de l'ajustement (pour n traces, α vaut $2n - 3$).

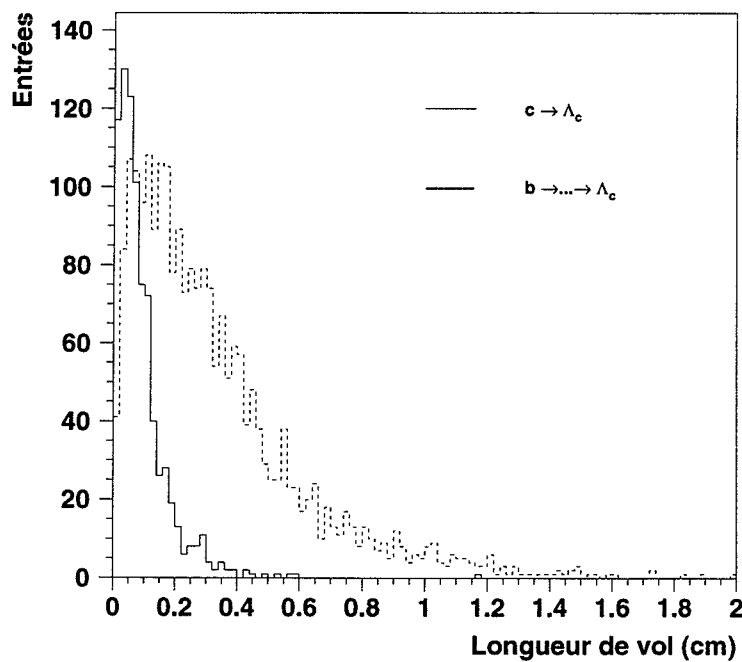


Figure IV.7: Distributions de la longueur de vol des Λ_c^+ mesurée par rapport au vertex primaire pour les événements simulés $b\bar{b}$ (ligne en pointillés) et $c\bar{c}$ (ligne en continue). Par rapport aux Λ_c^+ issus de l'hadronisation des quarks c , les Λ_c^+ provenant de la désintégration des hadrons beaux parcourent, en moyenne, une distance plus grande ($\sim 2,5 \text{ mm}$) avant de se désintégrer.

Pour s'assurer d'une reconstruction précise du vertex secondaire, les trois traces issues de la désintégration du Λ_c^+ doivent être bien mesurées et, pour cela, on impose que chaque trace ait laissé au moins un impact dans le détecteur de vertex (VD). Etant donné la bonne efficacité du détecteur de vertex, l'absence d'impact peut être l'indication d'une mauvaise reconstruction de trace. Puisque toutes les traces chargées que l'on considère dans notre analyse sont situées dans l'acceptance du détecteur de vertex¹, on obtient une bonne efficacité de reconstruction du vertex secondaire (supérieure à 80 %).

La distribution en probabilité de χ^2 associée au vertex $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ est représentée figure IV.9 pour des événements simulés. La concentration d'événements ayant une probabilité de χ^2 entre 0 et 0,001 correspond aux cas pour lesquels l'erreur sur les paramètres des traces est sous-estimée par rapport à la distance au vertex. Ceci est principalement dû aux diffusions multiples dures ou à la mauvaise association des impacts laissés sur les couches du microvertex. De plus les trois traces chargées issues de la désintégration du Λ_c^+ sont comprises dans un cône relativement fermé autour de la direction d'impulsion du Λ_c^+ ce qui favorise l'intervention de leurs impacts dans le détecteur de vertex (voir figure IV.8).

Pour améliorer la reconstruction du vertex du Λ_c^+ et s'assurer de la bonne estimation des erreurs associées, on utilisera les critères :

- $Prob(\chi^2, \Lambda_c^+) \geq 1\%$ pour les données 1992-1993 et $1\text{ }^\circ/\infty$ pour les données 1994.

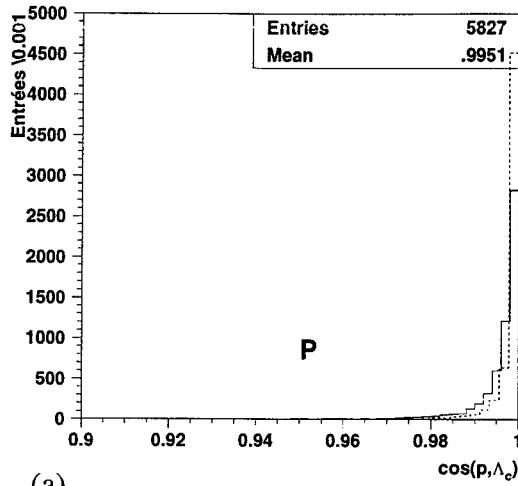
Les critères choisis éliminent environ 10% des événements Λ_c^+ dans le cas des données 1992 et 1993 et seulement de l'ordre de quelques pour-cents dans le cas des données 1994.

Les positions des vertex primaire et secondaire définissent la longueur de vol du Λ_c^+ . Cependant, la résolution sur la coordonnée z est mauvaise (de l'ordre du millimètre) alors que, dans le plan transverse $R - \phi$, la résolution est d'environ de $50\text{ }\mu m$. La longueur de vol est alors estimée, dans un premier temps, dans le plan transverse à l'axe du faisceau (plan $r - \phi$) en utilisant le vertex de la pseudo-particule reconstruite Λ_c^+ et le vertex primaire de l'événement. La longueur de vol est ensuite évaluée dans l'espace par projection de la longueur transverse en utilisant l'angle entre la direction d'impulsion du Λ_c^+ et l'axe du faisceau. Cette longueur de vol est signée en fonction de l'angle entre la direction d'impulsion de la pseudo-particule Λ_c^+ et la direction définie par les deux vertex reconstruits.

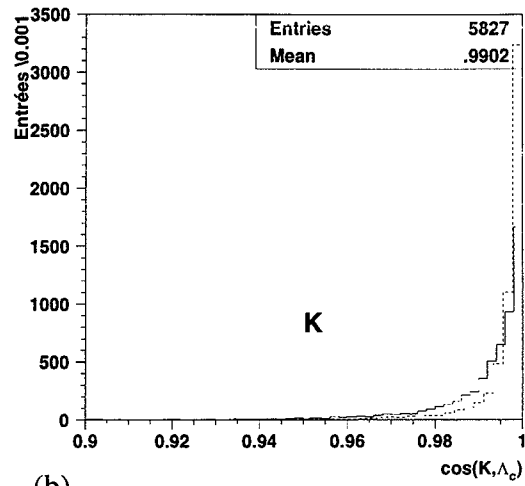
L'application de limites inférieures sur la longueur de vol des Λ_c^+ va permettre d'une part d'enrichir notre lot de Λ_c^+ en événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, les vertex de ces événements étant décalés par rapport au vertex primaire, et d'autre part d'éliminer une partie importante du bruit de fond provenant essentiellement de particules produites au vertex primaire et dont la distribution de longueur de vol est une gaussienne centrée en 0.

Les limites appliquées sur la longueur de vol $L_{\Lambda_c^+}$ des Λ_c^+ reconstruits, sont respectivement pour les années 1992, 1993 et 1994 :

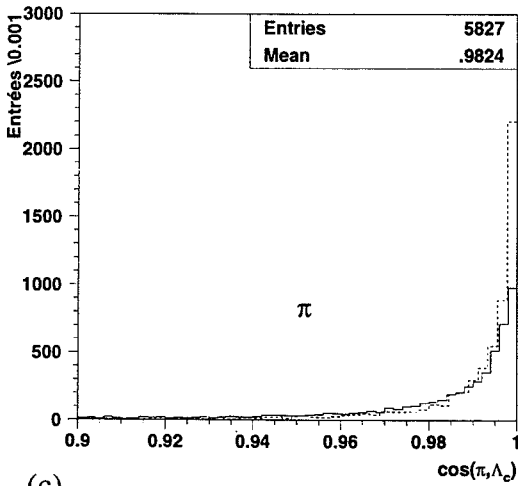
¹L'acceptance géométrique du détecteur de vertex est, pour une trace d'angle polaire θ , définie par $(|\cos(\theta)| \leq 0,77)$



(a)



(b)



(c)

Figure IV.8: Distributions des cosinus de l'angle entre la direction de l'un des produits de désintégration du Λ_c^+ et la direction définie par l'impulsion du Λ_c^+ telles qu'elles sont prédites par la simulation. Les histogrammes en traits pleins représentent les événements $b \rightarrow \Lambda_c^+ X$ et les traits en pointillés représentent les événements $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$.

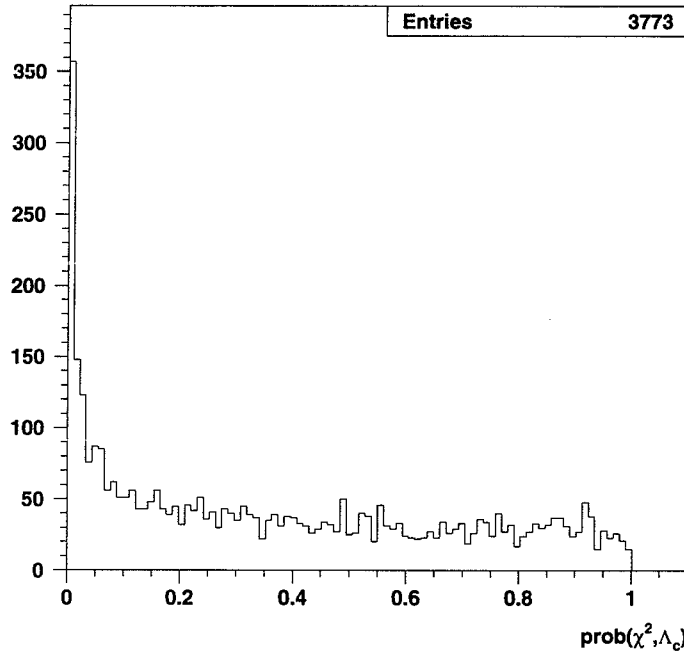


Figure IV.9: Distribution en probabilité de χ^2 des vertice associés aux événements $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, obtenue à partir d'événements de signal simulés.

- $L_{\Lambda_c^+} \geq 0,07 \text{ cm}, 0,1 \text{ cm} \text{ et } 0,05 \text{ cm}.$

• Efficacité de reconstruction

L'ensemble des coupures cinématiques et topologiques effectuées année par année est résumé dans le tableau IV.1.

Pour estimer les efficacités associées à ces coupures, nous disposons d'échantillons simulés $b \rightarrow \Lambda_c^+$ et $c \rightarrow \Lambda_c^+$ donnant au moins un Λ_c^+ se désintégrant en $pK^-\pi^+$. Ces échantillons ont été générés pour chaque année compte-tenu du processing différent d'une année sur l'autre.

Pour 1992, nous avons 1900 événements $c\bar{c}$ correspondant environ à 2.600.000 désintégrations hadroniques Z^0 et 4400 événements $b\bar{b}$ correspondants à environ 3.500.000 Z^0 . Pour 1993, nous disposons de 5900 événements $c\bar{c}$ correspondant à environ 8.100.000 Z^0 et 9900 événements $b\bar{b}$ correspondant à environ 8.100.000 Z^0 . Enfin pour 1994, nous disposons de 14850 événements $c\bar{c}$ correspondant à environ 34.500.000 Z^0 et 26400 événements $b\bar{b}$ correspondant à environ 23.800.000 Z^0 .

A l'aide de ces échantillons nous pouvons estimer les efficacités de reconstruction année par année. Les résultats sont donnés dans le tableau IV.2.

		Données réelles		
		1992	1993	1994
<i>acceptance</i> RICH	$ \cos(\theta) $	$\leq 0,74$	$\leq 0,74$	$\leq 0,74$
<i>Critères</i> <i>cinématiques</i>	impulsion Λ_c^+	≥ 7	≥ 10	≥ 8
	impulsion <i>Proton</i>	≥ 2	≥ 3	≥ 3
	impulsion <i>Kaon</i>	≥ 2	≥ 2	≥ 2
	impulsion <i>Pion</i>	$\geq 1,5$	≥ 2	≥ 1
	$Prob(\chi^2)$	$\geq 0,01$	$\geq 0,01$	$\geq 0,001$
	$\cos(\theta_p^*)$	$\geq -0,5$	$\geq -0,6$	$\geq -0,6$
	$L_{\Lambda_c^+} (cm)$	$\geq 0,07$	$\geq 0,1$	$\geq 0,05$

Tableau IV.1: Critères de sélection appliqués à la reconstruction du Λ_c^+ dans le canal de désintégration $pK^-\pi^+$ par année de prise de données (1992, 1993 et 1994)

IV.3.2 Identification

Les sélections présentées dans la section précédente ne suffisent pas pour observer le signal associé au Λ_c^+ . L'identification du proton et du kaon est nécessaire, et nous utilisons les méthodes présentées dans le chapitre III, à partir des informations fournies par le RICH et la TPC,

- **Efficacité d'identification**

Pour évaluer l'efficacité associée à l'identification utilisée, nous avons estimé l'évolution des efficacités d'identification des protons et des kaons en fonction de l'impulsion, pour les critères appliqués au canal de désintégration du Λ_c^+ étudié, à partir des données réelles (cf. figure I.11 du chapitre III).

		Données		
		1992	1993	1994
<i>Efficacité</i>	$c\bar{c} \rightarrow \Lambda_c$	$(4,71 \pm 0,8)\%$	$(3,55 \pm 0,41)\%$	$(7,03 \pm 0,7)\%$
<i>de reconstruction</i>	$b\bar{b} \rightarrow \Lambda_c$	$(8,01 \pm 0,4)\%$	$(6,31 \pm 0,4)\%$	$(7,0 \pm 0,4)\%$

Tableau IV.2: Efficacités de reconstruction, calculées année par année, à partir d'événements $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ simulés.

La figure IV.4 montre les distributions d'impulsion des protons, kaons et pions pour des événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ telles qu'elles sont prédites par la simulation. Les valeurs moyennes de l'impulsion sont supérieures à $7,35 \text{ GeV}/c^2$ pour les protons et supérieures à $4,84 \text{ GeV}/c^2$ pour les kaons ce qui est nettement supérieur aux impulsions que l'on peut observer dans les produits de désintégration des Λ^0 et des D^0 sélectionnés dans les données. La simulation est nécessaire pour tenir compte de ces différences entre les spectres d'impulsion des hadrons provenant des désintégrations des Λ^0 et D^0 et ceux produits par la désintégration du Λ_c^+ . Ainsi, pour obtenir les efficacités d'identification intégrées, on convolue ces efficacités d'identification à l'aide des spectres d'impulsion simulés des protons et des kaons issus de la désintégration du Λ_c^+ . L'efficacité intégrée prend également en compte la corrélation en les impulsions du proton et du kaon :

$$\Sigma_{pK} = \int_{P_p^{min}}^{P_p^{max}} \int_{P_K^{min}}^{P_K^{max}} \epsilon_{pK}(P_p, P_K) dP_p dP_K$$

Les résultats obtenus année par année sont résumés dans le tableau IV.3 :

		Données		
		1992	1993	1994
<i>Efficacité</i>	$c\bar{c} \rightarrow \Lambda_c$	$(48,9 \pm 9,7)\%$	$(38,8 \pm 8,1)\%$	$(48,9 \pm 8,9)\%$
<i>d'identification</i>	$b\bar{b} \rightarrow \Lambda_c$	$(52,2 \pm 8,4)\%$	$(44,6 \pm 6,3)\%$	$(48,6 \pm 6,9)\%$

Tableau IV.3: Efficacités d'identification intégrées obtenues pour les données 1992, 1993 et 1994.

IV.3.3 Obtention du signal Λ_c^+

La figure IV.10 montre les distributions de masses invariantes des événements $\Lambda_c^\pm$ obtenues à partir des données réelles recueillies en 1992, 1993 et 1994. L'ajustement de ces distributions par une fonction polynomiale pour la description du fond, surmontée d'une gaussienne pour la

description du signal, permet d'estimer le nombre total de baryons $\Lambda_c^\pm$ reconstruits à 407 ± 52 avec un rapport signal sur bruit de fond qui est en moyenne de $1/5$, une masse moyenne à $2287 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ et avec une résolution sur la masse de $11 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$. La masse mesurée est compatible avec la moyenne mondiale donnée par le Particle Data Group : $2284,9 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$. Pour l'ajustement des distributions de masse, tous les paramètres sont laissés libres. Les nombres d'événements $\Lambda_c^\pm$ reconstruits par année sont donnés dans le tableau IV.4.

		Données réelles			
		1992	1993	1994	Total
Λ_c	$N_{\Lambda_c} \pm \delta N_{\Lambda_c}$	$72,7 \pm 17,2$	$74,7 \pm 24,5$	$240,4 \pm 35,3$	407 ± 52
<i>Rapport</i>	<i>(Signal/Bruit)</i>	0,4	0,1	0,3	0,2
<i>Masse</i> Λ_c	<i>(MeV/c²)</i>	2281 ± 3	$2285 \pm 4,5$	2289 ± 2	2287 ± 2

Tableau IV.4: Masses moyennes et nombres d'événements obtenus par ajustement sur les distributions de masse des Λ_c reconstruits par année 1992, 1993 et 1994.

IV.3.4 Mesure de la section efficace de production du Λ_c^+ dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

Pour extraire le taux de production des Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ on utilise la relation suivante qui relie leur taux de production au nombre d'événements observés :

$$\begin{aligned}
 N_{\Lambda_c}^{Obs.} = & 2.N_{Z^0}.R_b.P_b.Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) \epsilon_{rec}^{b\bar{b}}.\Sigma_{Id.}^{b\bar{b}} \\
 & + 2.N_{Z^0}.R_c.P_c.Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) \epsilon_{rec}^{c\bar{c}}.\Sigma_{Id.}^{c\bar{c}} \\
 & + \Theta(u, d, s)
 \end{aligned}$$

avec les conventions suivantes :

- N_{Z^0} est le nombre total de désintégrations hadroniques du Z^0

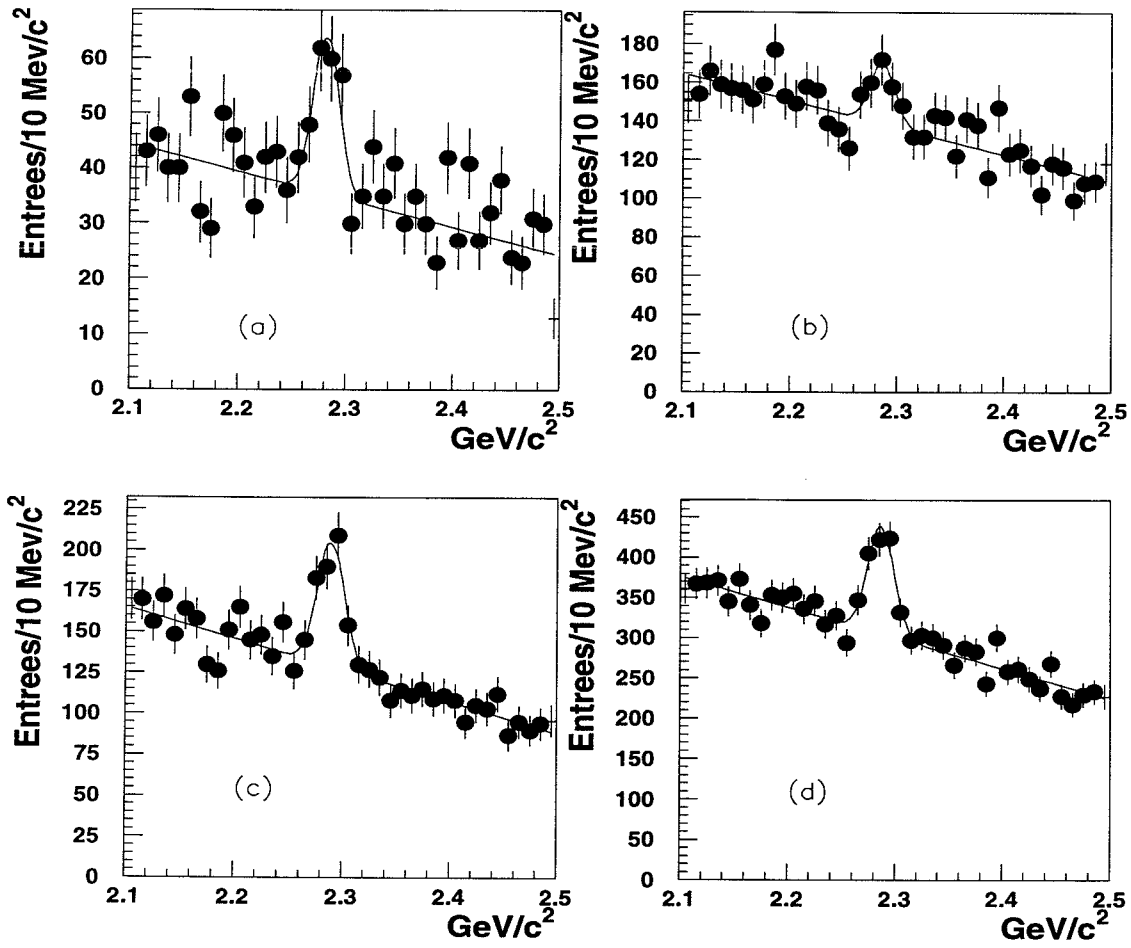


Figure IV.10: Distributions de masse des candidats $\Lambda_c^\pm$ reconstruits dans le mode $pK\pi$: (a) pour les données 1992 ($N_{\Lambda_c} = 73 \pm 17$), (b) pour les données 1993 ($N_{\Lambda_c} = 74,5 \pm 24$), (c) pour les données 1994 ($N_{\Lambda_c} = 240 \pm 35$), (d) somme sur les trois années, ($N_{\Lambda_c} = 407 \pm 52$).

- $N_{\Lambda_c}^{Obs.}$ est le nombre d'événements de signal Λ_c^+ tel qu'il est obtenu par ajustement
- $\epsilon_{rec.}^{bb(cc)}$ est l'efficacité de reconstruction du Λ_c^+ reconstruit dans le mode $pK^-\pi^+$ estimé à l'aide de la simulation (tableau IV.2)
- $\Sigma_{Id.}^{bb(cc)}$ est l'efficacité d'identification du proton et kaon intégrée à l'aide des spectres d'impulsion simulés (tableau IV.3).
- $\Theta(u, d, s)$ est la contribution des quarks de saveurs légères (u, d ou s) au signal de Λ_c^+ : la production de Λ_c^+ dans ces événements nécessite l'extraction d'une paire $c\bar{c}$ du vide et la production d'un diquark ud ou $\bar{u}\bar{d}$. La probabilité d'un tel processus est très faible, et les critères cinématiques appliqués dans la sélection des Λ_c^+ devraient encore réduire la proportion de ces événements. Cette contribution a donc été négligée.
- $R_q = \Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}$, où Γ_{had} représente la fraction d'événements hadroniques se désintégrant en une paire $q\bar{q}$.
- P_q est la probabilité qu'un quark q donne un Λ_c^+ dans l'état final.

Les paramètres utilisés sont:

- $R_c = (17,02 \pm 2,0)\% [4]$,
- $P_c.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,53 \pm 0,04)\% (Moyenne ARGUS et CLEO) [5]$.

A partir des trois échantillons obtenus pour chaque année, on estime la moyenne du taux de production des événements $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ provenant de la désintégration d'un quark beau :

$$R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,35 \pm 0,22(stat.)) 10^{-3}$$

L'erreur donnée ici est purement statistique.

IV.3.5 Etude des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été évaluées année par année. L'influence d'une variation des divers paramètres sur la valeur moyenne du taux de production du Λ_c^+ est détaillée dans le tableau IV.5. Ces erreurs sont de deux types : les erreurs provenant du choix de la valeur des paramètres physiques utilisés et celles provenant des incertitudes reliées aux valeurs des efficacités d'identification et de reconstruction.

La contribution la plus importante à l'erreur systématique provient de l'incertitude liée à la détermination des efficacités d'identification. En effet, l'identification des protons et des kaons est conditionnée par la précision statistique atteinte sur les échantillons utilisés et, dans

	<i>Source d'erreur</i>		<i>variation (*10³)</i>
<i>Paramètres</i>	R_c		$\pm 0,064$
	P_c		$\pm 0,089$
	$< X_e(b) >$		± 0.025
	$< X_e(c) >$		$\pm 0,051$
	<i>Temps de vie du b</i>		$\pm 0,091$
	<i>Temps de vie Λ_c</i>		$\pm 0,055$
<i>Quantités mesurées</i>	<i>Efficacité de reconstruction</i>	$c\bar{c}$	$\pm 0,053$
		$b\bar{b}$	$\pm 0,044$
	<i>Efficacité Id. Proton et Kaon</i>	$c\bar{c}$	$\pm 0,089$
		$b\bar{b}$	$\pm 0,155$
<i>Total</i>			$\pm 0,252$

Tableau IV.5: Erreurs systématiques sur $R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$.

une moindre mesure, sur la connaissance des spectres d'impulsion des hadrons produits dans la désintégration du Λ_c^+ .

L'incertitude sur l'efficacité de la reconstruction des vertex de désintégration des Λ_c^+ a une influence moindre. Elle dépend des coupures cinématiques, des coupures sur le $\cos(\theta^*)$ du proton, de la coupure sur la probabilité de χ^2 , et sur la longueur de vol du Λ_c^+ .

Dans la simulation, le modèle des cordes de LUND [6] est utilisé pour décrire la fragmentation des quarks lourds par une fonction de Peterson :

$$D_q(z) \sim \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{(1-z)}\right)^2}$$

Nous avons utilisé pour les paramètres de Peterson (ϵ_b and ϵ_c), les valeurs qui reproduisent la fraction d'énergie moyenne emportée par les hadrons beaux B dans l'hadronisation des quarks b et de celle emportée par les hadrons charmés D^{*+} dans l'hadronisation des quarks c à l'énergie du LEP.

- $\langle X_e(B) \rangle_b = 0,702 \pm 0,008$ [11]
- $\langle X_e(D^*) \rangle_c = 0,492 \pm 0,006(stat) \pm 0,003(syst) \pm 0,008(modèle)$ [12]

Les valeurs des temps de vie des mésons beaux $B^\pm$, B_d^0 , B_s^0 , et du baryon Λ_b^0 influent essentiellement sur la longueur de vol des Λ_c^+ . Ces quantités ont été ajustées aux valeurs expérimentales :

- $\tau_B = 1,55 \pm 0,1 ps$ [11] et $\tau_{\Lambda_b} = 1,14 \pm 0,08 ps$ [4],
- $\tau_{\Lambda_c} = 0,206 \pm 0,012 ps$ [4].

On obtient finalement, en sommant quadratiquement les incertitudes systématiques :

$$R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,35 \pm 0,22(stat.) \pm 0,25(syst.)) 10^{-3}$$

IV.4 Mesure combinée des taux de production du Λ_c^+ dans les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$

Nous voulons maintenant obtenir une valeur du taux de production des Λ_c^+ dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ indépendamment de la mesure réalisée à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$.

Cette mesure utilise la différence des spectres d'impulsion entre les Λ_c^+ produits indirectement à partir de l'hadronisation des quarks b (processus $b \rightarrow \Lambda_c$) et ceux produits directement par la fragmentation d'un quark c (processus $c \rightarrow \Lambda_c$). Cette étude est basée sur les données 1994 qui représentent environ 1.300.000 désintégrations hadroniques du Z^0 .

IV.4.1 Sélection des événements

Les critères cinématiques et topologiques sont semblables à ceux utilisés dans le chapitre précédant pour la même année.

Toutefois, on ne peut plus appliquer une limite inférieure à la longueur de vol des Λ_c^+ sur l'ensemble du spectre d'impulsion des Λ_c^+ car on désire conserver la composante de charme du signal. Par conséquent, la coupure en longueur de vol n'est appliquée qu'aux baryons charmés de faible impulsion (typiquement $L_{\Lambda_c} > 0,08 \text{ cm}$ pour $8 \leq P_{\Lambda_c}(\text{GeV}/c) \leq 15$). Les candidats Λ_c^+ sont alors sélectionnés en identifiant le proton et le kaon dans l'état final, à l'aide de l'information fournie à la fois par le RICH et par la TPC, selon les mêmes critères que ceux définis au chapitre III.

La figure IV.11 montre la distribution de masse invariante des candidats Λ_c^+ sélectionnés, obtenue à partir des données 1994, après application de notre sélection. Le nombre d'événements de signal est obtenu par ajustement en utilisant une fonction polynomiale pour la description du fond surmontée d'une fonction gaussienne. Tous les paramètres sont laissés libres lors de l'ajustement. Le nombre d'événements Λ_c^+ obtenu est 215 ± 34 avec un rapport signal sur bruit d'environ 1/3, avec une masse moyenne de $2287 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ et une résolution sur la masse de $10 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$. Cette dernière est compatible avec la moyenne mondiale du Particle Data Group [4] qui est : $2284,9 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$.

IV.4.2 Procédure d'ajustement et résultats

La détermination des probabilités de fragmentation du quark c ou b en baryon Λ_c^+ est basée sur les distributions d'impulsion de ces baryons.

Nous définissons 4 intervalles d'impulsion pour les candidats Λ_c^+ . Pour chaque intervalle, un nombre d'événements de signal et de fond est estimé par la même méthode d'ajustement que pour la figure IV.11 mais en fixant la masse, dans chaque intervalle à la masse moyenne estimée précédemment sur l'ensemble du spectre d'impulsion des Λ_c^+ . Les nombres d'événements de signal obtenus sont donnés dans le tableau IV.8 et les distributions de masse invariante obtenues par intervalle d'impulsion sont représentées sur la figure IV.12. La somme des événements obtenus sur les 4 intervalles vaut $269,8 \pm 44$ et est compatible avec le nombre obtenu par ajustement sur l'ensemble du spectre d'impulsion des Λ_c^+ (215 ± 34).

La simulation est utilisée pour mesurer l'efficacité de la sélection dans chaque intervalle d'impulsion (tableau IV.6). Celle-ci est plus faible pour les Λ_c^+ provenant d'événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, aux basses impulsions, et est due à la coupure sur la longueur de vol utilisée dans cette région cinématique.

Les efficacités d'identification dans chaque intervalle d'impulsion, estimées à partir d'événements réels Λ^0 et D^* , sont résumées dans le tableau IV.7.

Intervalle P (GeV/c)	$b \rightarrow \Lambda_c(\eta_i^b)$	$c \rightarrow \Lambda_c(\eta_i^c)$
$8 \leq P \leq 15$	$(26,1 \pm 1,0)\%$	$(13,2 \pm 1,6)\%$
$15 \leq P \leq 20$	$(31,2 \pm 2,1)\%$	$(17,1 \pm 1,5)\%$
$20 \leq P \leq 30$	$(23,1 \pm 1,7)\%$	$(27,4 \pm 2,1)\%$
$30 \leq P \leq 45$	$(18,3 \pm 1,2)\%$	$(39,2 \pm 2,2)\%$

Tableau IV.6: Efficacités de reconstruction (η_i^q) pour les 4 intervalles d'impulsion P du Λ_c^+

Intervalle P (GeV/c)	$b \rightarrow \Lambda_c(\delta_i^b)$	$c \rightarrow \Lambda_c(\delta_i^c)$
$8 \leq P_{\Lambda_c} \leq 15$	$(47,2 \pm 8,1)\%$	$(47,6 \pm 6,8)\%$
$15 \leq P_{\Lambda_c} \leq 20$	$(51,2 \pm 8,4)\%$	$(51,2 \pm 8,3)\%$
$20 \leq P_{\Lambda_c} \leq 30$	$(45,4 \pm 8,5)\%$	$(44,8 \pm 8,5)\%$
$30 \leq P_{\Lambda_c} \leq 45$	$(39,5 \pm 9,7)\%$	$(37,3 \pm 10,3)\%$

Tableau IV.7: Efficacités d'identification (δ_i^q) du proton, du kaon et du pion pour les 4 intervalles d'impulsion P du Λ_c^+

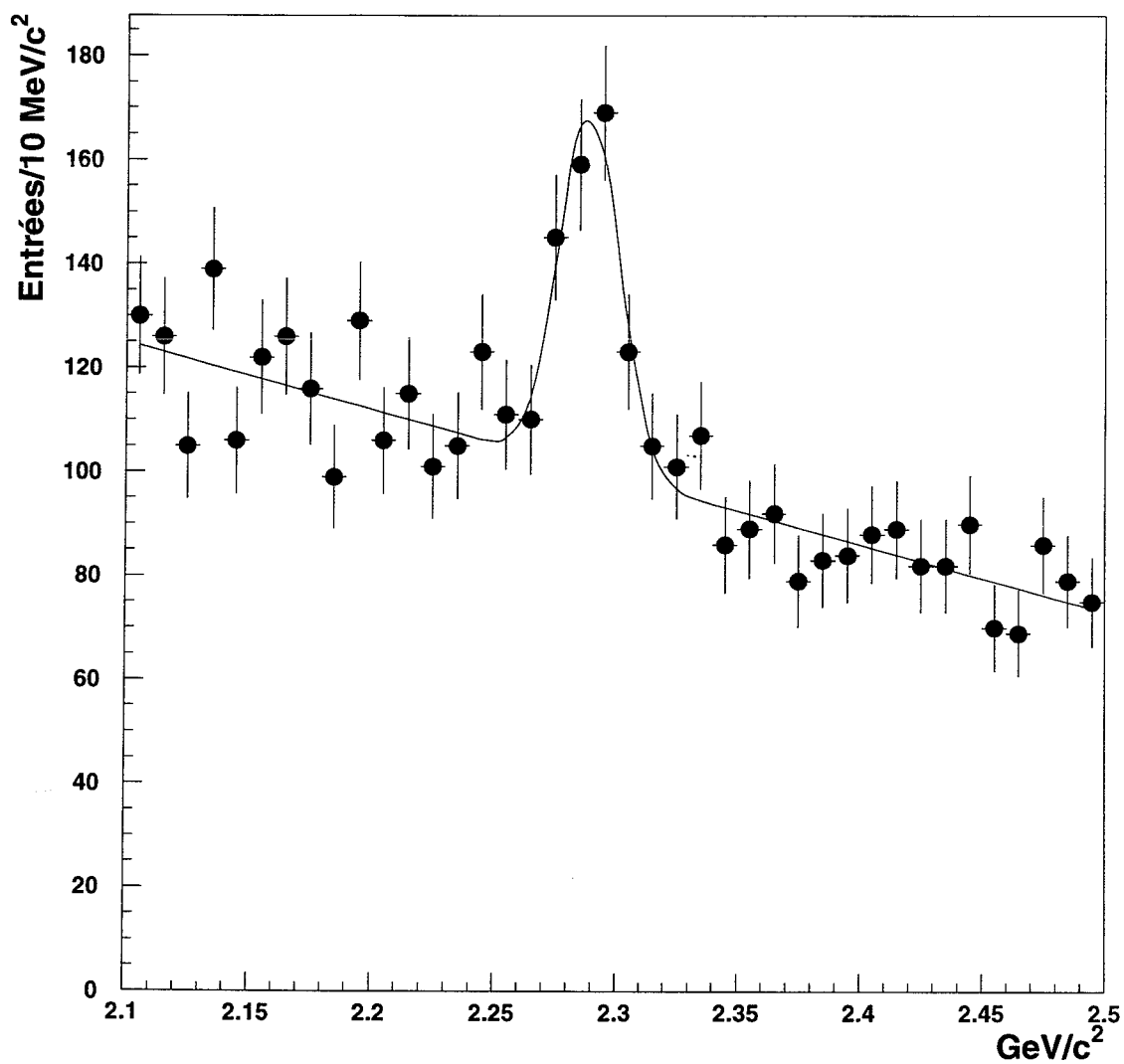


Figure IV.11: Distribution de masse des candidats Λ_c^+ reconstruits dans le mode $pK^-\pi^+$ utilisée pour la procédure d'ajustement par minimisation du χ^2 (données 1994). Le nombre d'événements Λ_c^+ est $N_{\Lambda_c^+} = 215 \pm 34$

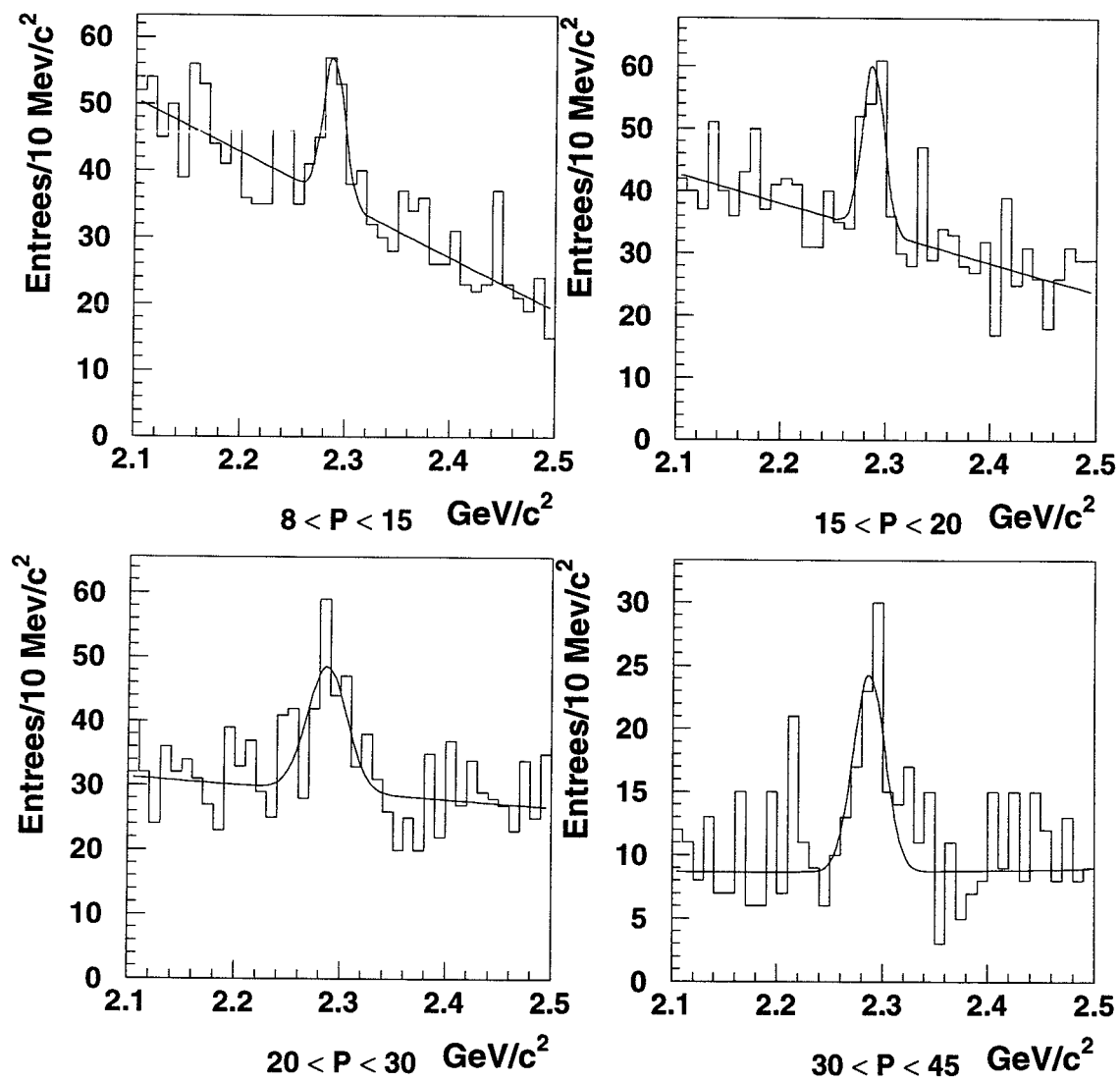


Figure IV.12: Distributions de masse des candidats Λ_c^+ reconstruits dans le mode $pK^-\pi^+$ (données 1994) par intervalle d'impulsion du Λ_c^+

Les nombres de Λ_c^+ produits dans la fragmentation des quarks b et c sont estimés en minimisant une fonction χ^2 de ces deux variables:

$$\chi^2(N_b, N_c) = \sum_{i=1}^4 \frac{(S_i - \epsilon_i^b p_i^b N_b - \epsilon_i^c p_i^c N_c)^2}{\sigma_i^2}$$

où

- $S_i \pm \sigma_i$ est le nombre ajusté de $\Lambda_c^\pm$ dans un intervalle d'impulsion donné i (Figure IV.12).
- $\epsilon_i^q = \eta_i^q \delta_i^q$ est l'efficacité globale calculée pour un intervalle donné i et qui tient compte de l'efficacité de reconstruction (η) et de l'efficacité d'identification (δ).
- p_i^q est la probabilité qu'un Λ_c^+ soit produit dans l'intervalle i calculé à partir de la simulation Monte Carlo.
- N_b and N_c sont les nombres de Λ_c^+ provenant des deux origines en quark.

Les résultats obtenus par intervalle d'impulsion en appliquant la procédure d'ajustement sont présentés sur la figure IV.13 et résumés dans le tableau IV.8. Les contributions des événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ obtenues par minimisation du χ^2 sont :

$$N(b \rightarrow \Lambda_c^+) = 156,6 \pm 31$$

$$N(c \rightarrow \Lambda_c^+) = 104,4 \pm 21$$

ce qui correspond à :

$$R_c \cdot P_c \cdot Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,76 \pm 0,15(stat.)) 10^{-3}$$

$$R_b \cdot P_b \cdot Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,31 \pm 0,26(stat.)) 10^{-3}$$

IV.4.3 Etude des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont du même type que celles qui ont été étudiées dans le chapitre précédent. Les variations des efficacités d'identification et de reconstruction par intervalle d'impulsion sont résumées dans le tableau IV.9, et l'influence d'une variation des divers paramètres sur les taux de production du Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, est résumée dans le tableau IV.10. A nouveau, la contribution la plus importante à l'erreur systématique provient de l'incertitude liée à la détermination des efficacités d'identification.

En sommant quadratiquement les erreurs données dans le tableau IV.10, on obtient:

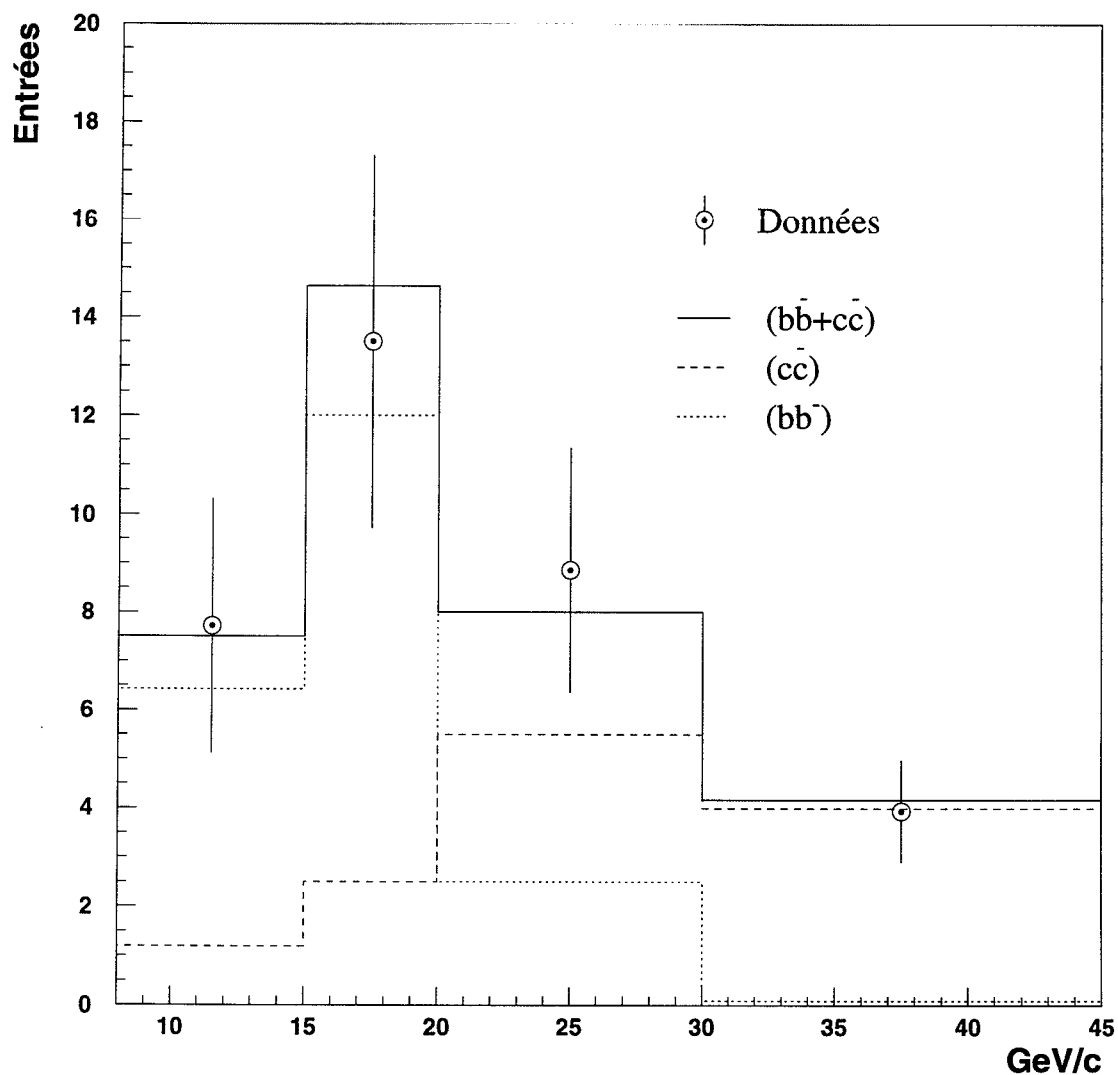


Figure IV.13: Distribution d'impulsion du Λ_c^+ . Les points représentent les nombres d'événements obtenus dans les données pour chaque intervalle d'impulsion. Les histogrammes représentent les nombres N_b (traits tiretés) et N_c (traits en pointillés) des contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ au signal, obtenues par ajustement. L'échelle verticale est normalisée de manière à ce que la surface représente le nombre observé d'événements dans un intervalle d'impulsion donné.

P (GeV/c)	Total		$b \rightarrow \Lambda_c$		$c \rightarrow \Lambda_c$	
	Data($S_i \pm \sigma_i$)	Fit	ϵ_b^i (%)	p_i^b (%)	ϵ_c^i (%)	p_i^c (%)
$8 \leq P \leq 15$	$54,5 \pm 20,2$	52	$12,2 \pm 2,1$	$25 \pm 2,4$	$6,2 \pm 1,2$	$9,7 \pm 0,8$
$15 \leq P \leq 20$	$67,6 \pm 19,4$	69	$15,8 \pm 1,7$	$31 \pm 3,2$	$8,8 \pm 1,6$	$10 \pm 1,0$
$20 \leq P \leq 30$	$88,6 \pm 29,2$	79	$10,1 \pm 2,0$	$18 \pm 1,0$	$12,2 \pm 2,4$	$30 \pm 1,5$
$30 \leq P \leq 45$	$59,1 \pm 15,7$	61	$7,1 \pm 1,7$	$3,3 \pm 1,2$	$14,1 \pm 3,9$	$36 \pm 1,2$

Tableau IV.8: Résultats donnés par la minimisation du χ^2 , à partir de l'étude des distributions d'impulsion des candidats Λ_c^+ .

$$R_c.P_c.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,76 \pm 0,15(stat.) \pm 0,15(syst.)) 10^{-3}$$

$$R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,31 \pm 0,26(stat.) \pm 0,30(syst.)) 10^{-3}$$

IV.5 La méthode de maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance [10] que l'on utilise dans cette section, consiste à ajuster les contributions provenant de ($c \rightarrow \Lambda_c^+$), ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) et du bruit de fond au signal sélectionné, en faisant l'hypothèse que la valeur la plus probable est celle qui maximise la vraisemblance. La vraisemblance W est définie à partir des fonctions de vraisemblance W_i pour chaque événement. Puisque les événements de l'échantillon sélectionné sont indépendants entre eux, la fonction de vraisemblance des N événements de l'échantillon est le produit des fonctions de vraisemblance :

$$W = \prod_i^N W_i$$

Elle permet de s'affranchir de la mise en évidence d'un signal Λ_c^+ par tranche d'impulsion et est indépendante de la méthode de χ^2 . On peut ainsi vérifier les résultats obtenus précédemment.

Nous allons raisonner uniquement sur les données 1994. Les baryons Λ_c sont reconstruits en utilisant les mêmes critères de sélection en demandant toutefois que les candidats aient une impulsion supérieure à $10 GeV/c$ et un temps de vie apparent supérieur à $0,1 ps$.

<i>Intervalle P (GeV/c)</i>	Intervalle de variation			
	η_b^i	δ_b^i	η_c^i	δ_c^i
$8 \leq P \leq 15$	$\pm 4\%$	$\pm 17\%$	$\pm 12\%$	$\pm 14\%$
$15 \leq P \leq 20$	$\pm 7\%$	$\pm 16\%$	$\pm 9\%$	$\pm 28\%$
$20 \leq P \leq 30$	$\pm 7\%$	$\pm 19\%$	$\pm 7\%$	$\pm 19\%$
$30 \leq P \leq 45$	$\pm 7\%$	$\pm 25\%$	$\pm 6\%$	$\pm 28\%$

Tableau IV.9: Intervalle de variation de l'efficacité de reconstruction et d'identification pour chaque intervalle d'impulsion du Λ_c^+ .

<i>Quantité</i>	Variation de $(R.P.Br)_c (*10^3)$	Variation de $(R.P.Br)_b (*10^3)$
<i>fragmentation du b</i>	$\pm 0,011$	$\pm 0,033$
<i>fragmentation du c</i>	$\pm 0,043$	$\pm 0,137$
τ_B	$\pm 0,020$	$\pm 0,078$
τ_{Λ_c}	$\pm 0,041$	$\pm 0,055$
<i>Efficacité Rec.</i>	$\pm 0,022$	$\pm 0,044$
<i>Efficacité Id.</i>	$\pm 0,131$	$\pm 0,244$

Tableau IV.10: Erreurs systématiques sur les taux de production mesurés, avec les notations suivantes: $(R.P.Br)_q$ représente le produit $R_q.P_q.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ avec $q = c, b$.

Nous réalisons un ajustement du spectre d'impulsion des Λ_c en séparant deux régions distinctes de temps de vie :

$$\tau < 0,4 \text{ ps} \text{ et } \tau \geq 0,4 \text{ ps}$$

On fait alors l'hypothèse selon laquelle la vraisemblance W_i pour chaque événement se factorise suivant :

$$W^{\alpha_b, \alpha_c}(P, \tau) = [\alpha_b \cdot W^{b\bar{b}}(P, \tau) + \alpha_c \cdot W^{c\bar{c}}(P, \tau)] \cdot \Psi^{signal}(m) \\ + \alpha_{Bkg} \cdot W^{Bkg}(P, \tau) \cdot \Psi^{Bkg}(m)$$

où $W^{q\bar{q}}(P, \tau)$ est la probabilité qu'un événement, ayant une impulsion P et un temps de vie apparent τ donnés, provienne de la fragmentation d'un quark q . Ces probabilités ont été extraites à partir des distributions normalisées d'impulsion des Λ_c simulés, pour les deux régions en temps de vie étudiées, après avoir appliqué les corrections dues à l'efficacité d'identification.

La probabilité $W^{c\bar{c}}(P, \tau)$ est paramétrisée à l'aide d'un polynôme d'ordre 4 et $W^{b\bar{b}}(P, \tau)$ par :

$$W^{b\bar{b}}(P, \tau) = (1/Norm) \cdot p_1 \cdot e^{p_2 + p_3 \cdot P} \cdot (1 + p_4 \cdot P + p_5 \cdot P^2 + p_6 \cdot P^3)$$

où les paramètres p_i sont déterminés à partir de l'ajustement des distributions dans les deux régions de temps de vie. Dans la formule précédente, le terme $Norm$ représente le facteur de normalisation : $Norm = \iint W^{b\bar{b}}(P, \tau) dP d\tau$. La probabilité $W^{Bkg}(P, \tau)$ est obtenue à partir des données réelles après avoir éliminé la région de signal définie en choisissant une fenêtre de masse à $\pm 3 \sigma$ de la valeur moyenne de la masse des Λ_c . La probabilité $W^{b\bar{b}}(P, \tau)$ est paramétrisée de la même manière que $W^{b\bar{b}}(P, \tau)$.

Pour séparer la partie signal du bruit de fond, on utilise une pondération dépendant de la masse. Description de la partie bruit de fond :

$$\Psi^{Bkg}(m) = \beta + \gamma \cdot m$$

Description de la partie signal :

$$\Psi^{signal}(m) = e^{(-1/2 \cdot (\frac{m - \langle M_{\Lambda_c} \rangle}{\sigma})^2)}$$

La variation de la largeur du signal en fonction de l'impulsion des Λ_c est prise en compte dans $\Psi^{signal}(m)$:

$$\text{si } P_{\Lambda_c} < 20 \text{ GeV}/c : \sigma = 10 \text{ MeV}/c^2.$$

$$\text{si } P_{\Lambda_c} > 20 \text{ GeV}/c : \sigma = 16,6 \text{ MeV}/c^2.$$

la valeur moyenne de la masse des Λ_c vaut :

$$\langle M_{\Lambda_c} \rangle = 2287 \text{ MeV}/c^2$$

La proportion de signal α_b et α_c sont les paramètres libres de l'ajustement et la proportion de bruit de fond est déduite de la normalisation :

$$\iint W^{\alpha_b, \alpha_c}(P, \tau) dP d\tau = 1$$

La fonction vraisemblance à maximiser est :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{signal}} (W^{\alpha_b, \alpha_c}(P, \tau))$$

où N_{signal} est le nombre d'événements compris dans la région de signal ($N_{signal} = 873$).

Résultats de l'ajustement

Les proportions α_b et α_c dans le signal données par l'ajustement sont :

$$\alpha_b = 0,147 \pm 0,026$$

$$\alpha_c = 0,094 \pm 0,016$$

ce qui correspond aux taux de production :

$$R_c.P_c.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,68 \pm 0,11(stat)).10^{-3}$$

$$R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,34 \pm 0,24(stat)).10^{-3}$$

Le tableau I.V.11 résume l'ensemble des erreurs systématiques qui interviennent dans la méthode d'ajustement.

Quantité	Variation de $(R.P.Br)_c \cdot (10^{-3})$	Variation $(R.P.Br)_b \cdot (10^{-3})$
Fragmentation du b	$\pm 0,024$	$\pm 0,073$
Fragmentation du c	$\pm 0,042$	$\pm 0,033$
τ_B	$\pm 0,017$	$\pm 0,048$
τ_{Λ_c}	$\pm 0,041$	$\pm 0,042$
Efficacité Rec.	$\pm 0,017$	$\pm 0,043$
Efficacité Id.	$\pm 0,162$	$\pm 0,295$
Description Bkg	$\pm 0,043$	$\pm 0,125$

Tableau IV.11: Erreurs systématiques associées à la mesure des taux de production (la notation $(R.P.Br)_q$ représente $R_q.P(q \rightarrow \Lambda_c).Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ avec $q = c, b$).

En sommant quadratiquement les erreurs systématiques on obtient :

$$R_c.P_c.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,68 \pm 0,11(stat) \pm 0,18(syst)).10^{-3}$$

$$R_b.P_b.Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (1,34 \pm 0,24(stat) \pm 0,33(syst)).10^{-3}$$

Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par la méthode du χ^2 .

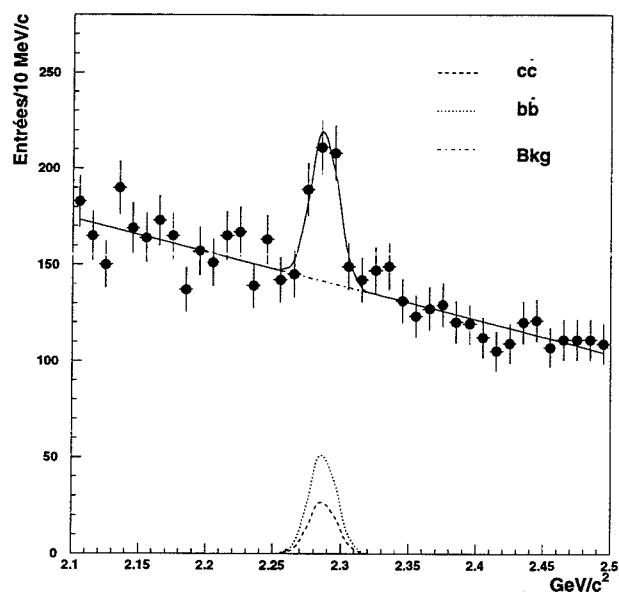


Figure IV.14: Distributions de masse invariante des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance.

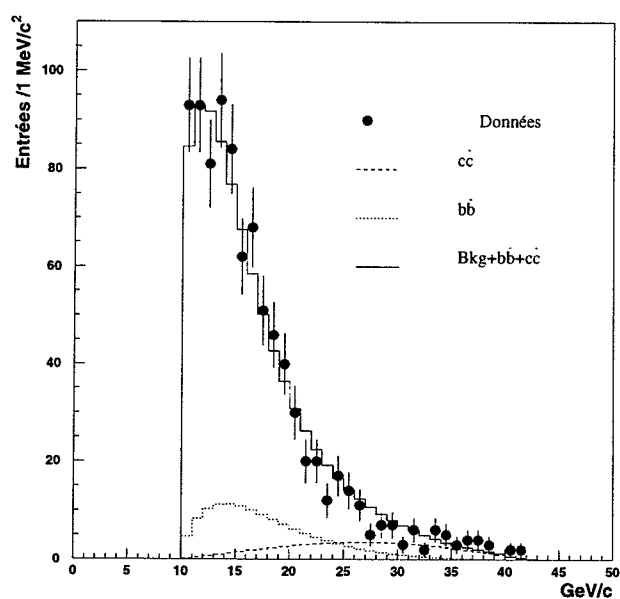


Figure IV.15: Distributions de l'impulsion des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance.

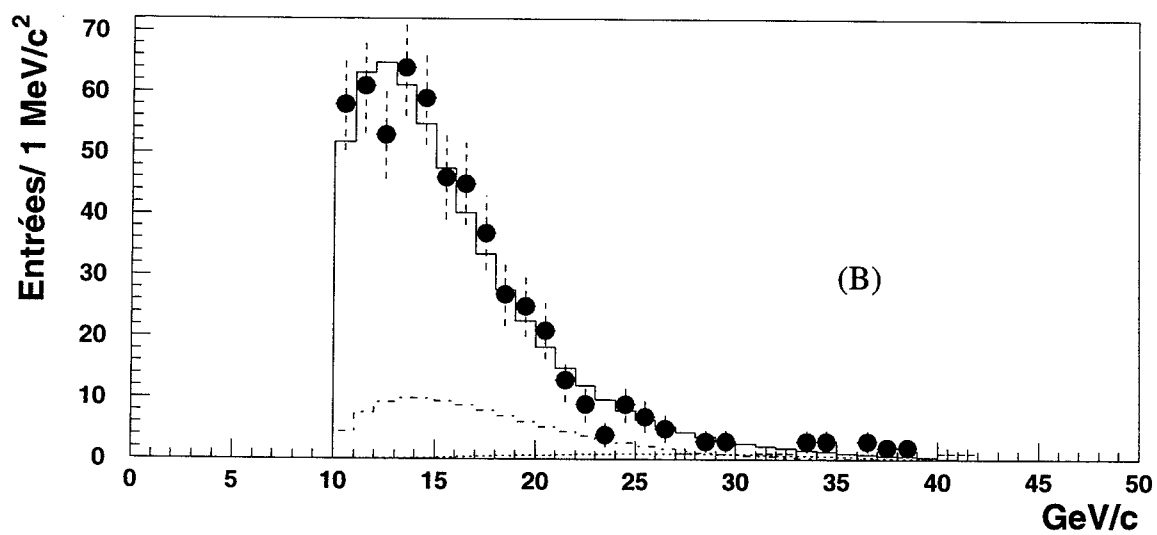
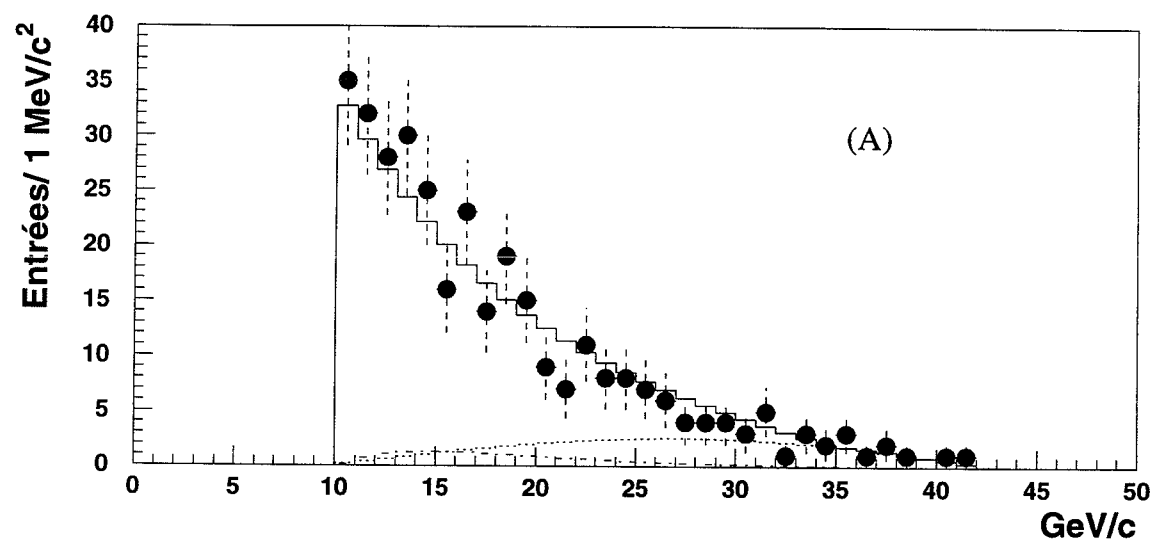


Figure IV.16: Distributions de l'impulsion des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance, dans les deux régions de temps de vie (figure (A): $\tau < 0,4 \text{ ps}$ et figure (B) $\tau \geq 0,4 \text{ ps}$).

IV.6 Mesure de R_c

Nous allons utiliser ici la mesure de $R_c \cdot P_c(\Lambda_c) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ présentée dans la section précédente pour évaluer R_c .

La valeur de R_c prédite par la théorie standard est précise ($0,172 \pm 0,0003$ [4]). Elle est en particulier peu sensible à la masse du quark top, contrairement par exemple à la prédiction de R_b . En effet, le calcul de R_c ne nécessite pas de correction de vertex aux termes de Born, le couplage $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ ne donnant pas lieu à la production de charme ². En ce sens, une mesure expérimentale précise de R_c représente une contrainte importante du Modèle Standard.

En outre, d'autres mesures effectuées à LEP, comme par exemple la mesure de R_b , dépendent de la valeur de R_c et/ou de la précision sur R_c . En particulier, l'une des erreurs systématiques dominantes dans la mesure de R_b provient de la détermination du fond de quarks c qui est directement relié à R_c . Si l'on veut obtenir une mesure expérimentale de la valeur de R_b afin de la comparer à la prédiction du Modèle Standard *sans utiliser pour R_c la valeur que prédit ce même modèle*, il est nécessaire de mesurer R_c .

Alors qu'il est possible d'étiqueter les quarks beaux par leur durée de vie, il est difficile d'isoler un échantillon pur d'événements $c\bar{c}$ en utilisant cette seule information. On utilise un étiquetage du quark c basé sur la recherche des désintégrations exclusives des hadrons charmés emportant une grande énergie de faisceau.

Le cas le plus simple consiste à reconstruire le méson D^* qui se désintègre en un méson D^0 et un pion de petite impulsion (la différence de masse entre le D^* et le D^0 est faible). Le D^0 est entièrement reconstruit à partir du mode $K^- \pi^+$. Toutefois le rapport d'embranchement $Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3,83 \pm 0,12)\%$ [4] est faible, ce qui entraîne une efficacité de l'étiquetage du D^* de l'ordre de quelques pour cents. De plus, nous avons vu que la présence d'un hadron charmé ne permet pas d'identifier de façon directe un événement $c\bar{c}$, il faut tenir compte de la contribution des quarks c provenant de la désintégration faible des quarks b et une méthode de soustraction de cette contribution est nécessaire. Enfin, toutes les mesures de R_c à LEP reposent sur la détermination des taux de production de hadrons charmés dans les événements $c\bar{c}$. Les méthodes utilisées à LEP sont :

- L'ajustement à 2 dimensions des spectres d'impulsion (p, p_t) de leptons ne provenant pas de la désintégration du b . Cette mesure est sensible au rapport d'embranchement $Br(c \rightarrow l)$.
- Double étiquetage ³ du D^{*+} (*exclusif/exclusif*) : la reconstruction exclusive d'un méson charmé dans chaque hémisphère (D^{*+}, D^0, D^+) permet d'estimer à la fois R_c et la probabilité de fragmentation d'un quark c en hadron charmé $P(c \rightarrow \text{hadron charmé})$

²Les corrections de vertex ne sont importantes que pour la production de paires $b\bar{b}$ puisque leurs amplitudes sont proportionnelles à V_{tq}^2 qui n'est non négligeable que si $q = b$: $(V_{tb} \in [0,9989; 0,9993])$
 $V_{ts} \in [0,054; 0,046]$ $V_{td} \in [0,004; 0,014]$ [4]

³Analyse spécifique à ALEPH

- Double étiquetage du D^{*+} (*exclusif/inclusif*) : la valeur faible du moment transféré Q de la réaction $D^{*+} \rightarrow \pi_s^+ D^0$ permet une identification du D^* en recherchant un pion de faible impulsion transverse par rapport à la ligne de vol du D^{*+} . Cet étiquetage du pion dans un hémisphère est alors associé à la reconstruction exclusive du D^{*+} dans l'hémisphère opposé.
- Comptage du charme : d'abord développée par OPAL [8], cette méthode est basée sur l'application de la relation de fermeture pour la désintégration du charme : $\sum_k P^k(c \rightarrow H_c^k) = 1$ où $P^k(c \rightarrow H_c^k)$ représente la probabilité qu'un quark c s'hadronise en un hadron charmé H_c . Si l'on est capable de mesurer les taux de production $R_c \cdot P(c \rightarrow H_c)$ de tous les hadrons charmés issus des événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, on peut alors déduire la valeur de R_c :

$$R_c = \sum_k R_c \cdot P^k(c \rightarrow H_c^k)$$

Dans la pratique, seuls les taux de production des hadrons charmés D^0 , $D^\pm$, $D_s^\pm$, $\Lambda_c^\pm$ sont mesurés. Les baryons charmés étranges⁴ $\Xi_c^\pm$, Ξ_c^0 , Ω_c^0 peuvent aussi être reconstruits mais on ne possède à l'heure actuelle aucune mesure de leurs rapports d'embranchement ce qui rend impossible toute mesure de section efficace. On considère alors l'hypothèse suivant laquelle la fraction de ces événements par rapport à l'ensemble des baryons charmés produits est la même que celle obtenue pour les baryons étranges : $0,15 \pm 0,05\%$. Cette méthode reste cependant sensible aux mesures, utilisées comme paramètres des rapports d'embranchement des modes de désintégration des hadrons charmés étudiés.

La mesure du taux de production $R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+)$ obtenue précédemment, complétant celles obtenue pour les mésons charmés, a permis de déterminer R_c par une méthode de comptage du charme dans l'expérience DELPHI. DELPHI mesure:

$$R_c \cdot P(c \rightarrow D^{*+}) Br(D^{*+} \rightarrow K^- \pi^+) = 3,57 \pm 0,34(stat) \pm 0,22(syst) \cdot 10^{-3}[9]$$

$$R_c \cdot P(c \rightarrow D^+) Br(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 3,16 \pm 0,31(stat) \pm 0,22(syst) \cdot 10^{-3}[9]$$

$$R_c \cdot P(c \rightarrow D_s) Br(D_s \rightarrow \phi \pi) = 0,71 \pm 0,11(stat) \pm 0,11(syst) \cdot 10^{-3}[9]$$

$$R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 0,76 \pm 0,15(stat) \pm 0,15(syst) \cdot 10^{-3}[9]$$

La précision statistique est moins bonne dans le cas des D_s^+ et Λ_c^+ (15 à 20%) que dans le cas des D^0 et D^+ (10%).

Ceci est du essentiellement au fait qu'il y a moins de D_s^+ et Λ_c^+ que de D^0 et D^+ produits dans les désintégrations du quark c , mais il y a aussi, dans une moindre mesure, l'influence de la différence d'efficacité de sélection : en effet, il est nécessaire d'identifier deux particules pour reconstruire le D_s^+ (deux kaons) et le Λ_c^+ (un proton et un kaon) alors que l'on n'identifie qu'une particule pour reconstruire le D^0 et le D^+ (un kaon).

⁴On ne compte pas ici les baryons Σ_c qui se désintègrent en donnant à chaque fois un Λ_c dans l'état final : $Br(\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi) \simeq 100\%$.

Pour évaluer R_c et l'erreur systématique associée à partir des résultats ci-dessus, il faut tenir compte des rapports d'embranchement correspondant aux canaux étudiés, de l'incertitude qui leur est associée et des erreurs systématiques propres à chacune des mesures. Il est également nécessaire de traiter correctement les éventuelles corrélations liées à l'utilisation de paramètres communs aux diverses analyses, par exemple pour la description de la fragmentation. La plupart des erreurs systématiques issues de notre analyse du Λ_c^+ participent à l'erreur systématique finale de manière équivalente à celle des analyses des mésons. Cependant, trois effets restent relativement plus importants : l'incertitude sur l'efficacité de l'identification du proton est élevée, l'incertitude sur le temps de vie du Λ_c^+ est plus grande que celle associée aux temps de vie des mésons, et le rapport d'embranchement du Λ_c^+ en $pK^-\pi^+$ est relativement moins bien mesuré.

En tenant compte des moyennes mondiales des rapports d'embranchement [4] et en appliquant la relation de fermeture, on obtient :

$$R_c(\text{comptage de } c) = 0,168 \pm 0,011 \pm 0,013$$

Les mesures associées aux autres méthodes sont présentées sur la figure IV.17. La méthode de comptage de charme donne un résultat compatible avec les résultats des autres méthodes et cette méthode est compétitive vis à vis des autres méthodes utilisant des canaux exclusifs de désintégration. La moyenne LEP obtenue $0,1715 \pm 0,0056$ est compatible avec les prédictions du Modèle Standard à $0,1 \sigma$ (voir figure IV.18).

IV.7 Conclusion

En se basant sur l'ensemble des données recueillies de 1992 à 1994 dans l'expérience DELPHI, 407 ± 54 baryons $\Lambda_c^\pm$ ont été reconstruits à partir de leur mode de désintégration en $pK\pi$.

Dans un premier temps, en utilisant la moyenne donnée par CLEO et ARGUS pour déterminer la contribution des événements $c \rightarrow \Lambda_c^+$ de notre échantillon, et en choisissant la moyenne mondiale donnée dans le Particle Data Group pour le taux d'embranchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,4 \pm 0,6) \%$ [4], on a pu estimer le taux de production inclusif du Λ_c dans la fragmentation du quark b :

$$R_b.P(b \rightarrow \Lambda_c^+) = (2,86 \pm 0,46(stat.) \pm 0,73(syst.))\%$$

A partir de ces résultats et en considérant la moyenne mondiale donnée pour la fraction d'événements hadroniques se désintégrant en une paire $b\bar{b}$: $R_b = (22,16 \pm 0,17)\%$, on peut également obtenir une estimation du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c)$. En effet, les désintégrations du Λ_b en Λ_c devraient produire un excédent d'événements Λ_c^+ par rapport à ceux issus de la désintégration des mésons beaux B . Pour extraire le rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda_b^0)$, on considère que la proportion de mésons et de baryons dans la fragmentation des quarks b , à l'énergie du Z^0 est :

- $f(b \rightarrow B_{u,d,s}) = (90 \pm 5,1)\%$ [4]

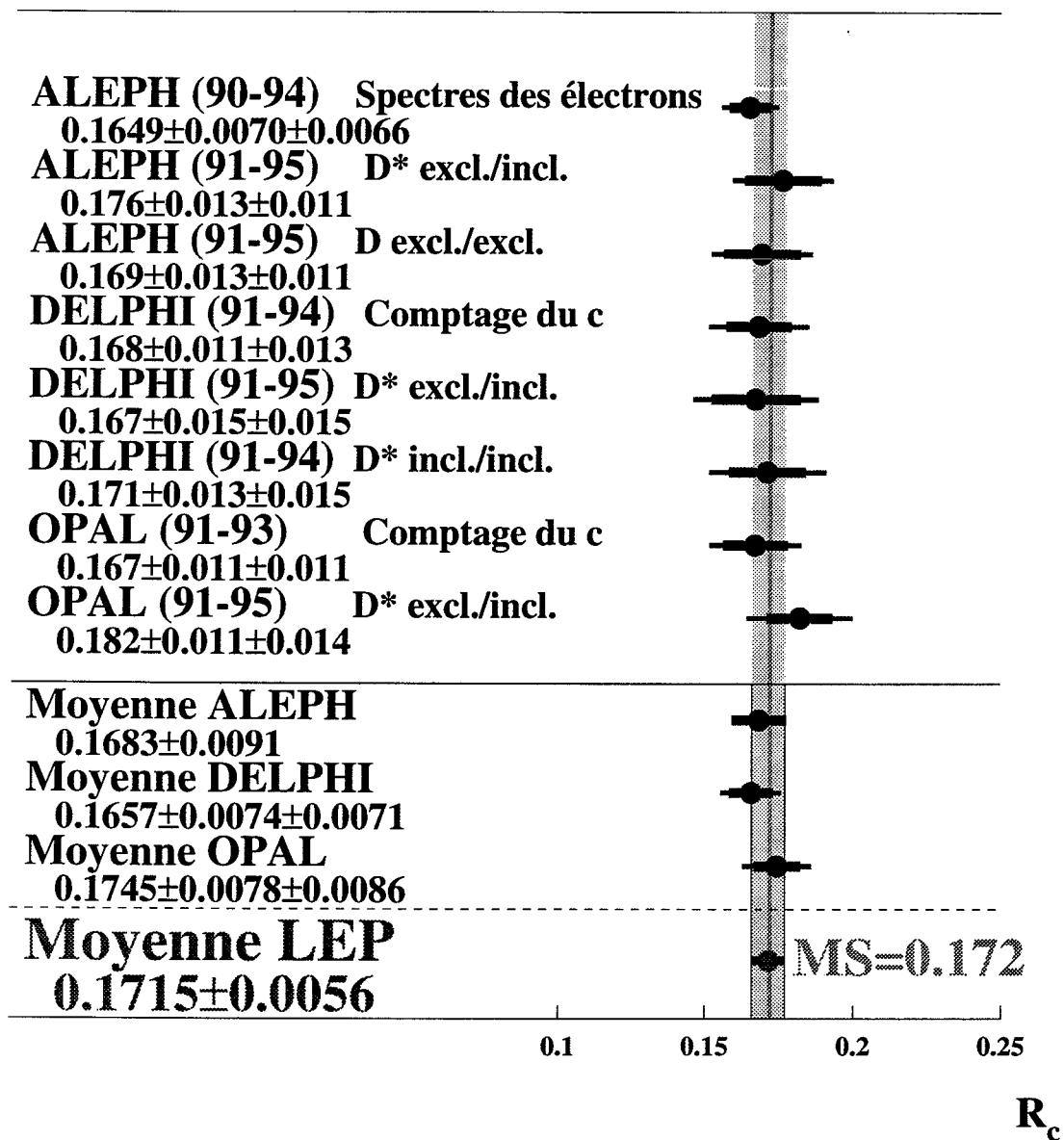


Figure IV.17: Valeurs de R_c mesurées par différentes méthodes et par les collaborations DELPHI, ALEPH et OPAL. La moyenne a été estimée en incluant toutes les corrélations entre les différentes mesures et est en bon accord avec le Modèle Standard ($\sim 0,1\sigma$).

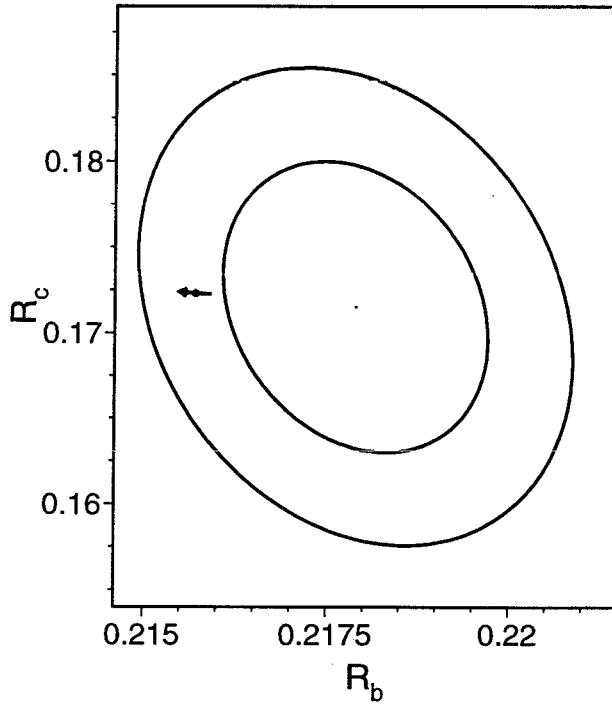


Figure IV.18: Contours dans le plan $R_b - R_c$ définis par les niveaux de confiance à 68% et 95%. Le point définit les valeurs prédites par le Modèle Standard pour une masse du top égale à $m_t = 175 \pm 6$, et la flèche montre l'évolution de ces valeurs pour des masses du top croissantes.

- $f(b \rightarrow Y_b) = (11.6 \pm 3, 2)\% [4]$

où Y_b représente un hadron intermédiaire autre que les mésons beaux ($B_{u,d,s}$), dont la désintégration a donné au moins un Λ_c^+ dans l'état final. On considère que la mesure obtenue par la collaboration CLEO $Br(B \rightarrow \Lambda_c).Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,27 \pm 0,06)\%$ est la même quelle que soit la structure en quarks des mésons $B_{u,d,s}$. On obtient:

$$f(b \rightarrow Y_b).Br(Y_b \rightarrow \Lambda_c).Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (0,37 \pm 0,14) \%$$

En faisant l'hypothèse selon laquelle seulement des baryons Λ_b sont produits, on peut déduire le taux d'embranchement:

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c) = (72 \pm 35) \%$$

Dans un deuxième temps, à partir de l'étude du spectre d'impulsion de 215 ± 34 candidats $\Lambda_c^\pm$ sélectionnés dans le mode $pK\pi$ avec les données 1994, on a estimé à la fois les taux de production $R_c.P_c$ et $R_b.P_b$:

$$R_c.P(c \rightarrow \Lambda_c) = (1,73 \pm 0,34(stat.) \pm 0,34(syst.) \pm 0,24(Br.)) \%$$

$$R_b.P(b \rightarrow \Lambda_c) = (2,98 \pm 0,59(stat.) \pm 0,68(syst.) \pm 0,41(Br.)) \%$$

La valeur obtenue pour $R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+)$ est en léger désaccord avec celle obtenue à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$: $(R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+) = (2,04 \pm 0,41)\%).[5]$

Cette mesure ajoutée à celles obtenues dans le secteur des mésons a permis de déterminer la valeur de R_c :

$$R_c(\text{comptage de } c) = 0,168 \pm 0,011 \pm 0,013$$

La valeur obtenue pour $R_b.P(b \rightarrow \Lambda_c^+)$ est en bon accord avec celle obtenue en fixant la contribution de la fragmentation des quarks c à la valeur moyenne des collaborations CLEO/ARGUS. Nous ne pouvons pas moyenner ces deux mesures de $R_b \cdot P_b$ qui sont extrêmement corrélées. Il faut noter que le premier résultat bénéficie de la mesure précise actuelle de la production du baryon Λ_c^+ dans la fragmentation du charme $P(c \rightarrow \Lambda_c)$, mais nécessite la connaissance de $\Gamma_{c\bar{c}}$: le second résultat possède l'avantage d'être obtenu indépendamment de la valeur de $\Gamma_{c\bar{c}}$ et des résultats d'autres expériences.

Bibliographie

- [1] MARK II Collaboration, G.S Abrams et al., Physical Review Letters 44 (1980) 10.
- [2] Review of Particle Physics, R.M. Barnett et al., Physical Review **D 54**, 1 (1996).
- [3] CLEO Collaboration, G. Crawford et al., Physical Review **D 45** (1992) 752.
- [4] N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B232** (1989) 113.
N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B237** (1990) 527.
- [5] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., Physical Letters B269, 234 (1991).
- [6] T.Sjostrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, CERN-TH.6488/92.
- [7] A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model, CERN-PPE/96-183, 6 Décembre 1996.
- [8] OPAL Collaboration, R.Akers et al., Z Physics **C67** (1995) 27;
OPAL Collaboration, A summary of OPAL measurements of charm production in Z decays.
OPAL Collaboration, Physics Note PN190.
OPAL Collaboration, A study of D^0 and D^+ production in Z^0 Decays, Contributed paper to EPS-HEP-95 Brussels, **eps0284**, OPAL Physics Note PN179.
- [9] The DELPHI Collaboration, Summary of R_c measurement in DELPHI, DELPHI 96-30/PHYS 604, April 1996
- [10] C.P Yost, Nucl. Instr. Meth. **224** (1984) 489.
- [11] The Lep Electroweak Working Group, *Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer Conferences*, DELPHI Note 96-67, Genève 1996.
- [12] D. Bloch et al., DELPHI Collaboration, Study of Charm Mesons Production in Z Decays and Measurement of Γ_c/Γ_h , ICHEP'96 Ref.pa01-058.

Chapitre V

Etude du facteur de forme dans les désintégrations semileptoniques des baryons Λ_b^0

V.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est la détermination de la pente du facteur de forme des baryons lourds Λ_b^0 , basée sur une méthode analogue à celle utilisée pour la mesure de $|V_{cb}|$ à partir de l'étude des désintégrations semileptoniques des mésons beaux $B^0 \rightarrow D^{*+} l^- \nu_l$ [1].

Le baryon Λ_b^0 est le plus léger des baryons beaux produits à LEP. Il est formé du diquark léger (ud) et du quark lourd b . Les valeurs moyennes mondiales de sa masse et de sa durée de vie sont :

$$m_{\Lambda_b^0} = 5641 \pm 50 \text{ MeV} [4]$$

$$\tau_{\Lambda_b^0} = 1,14 \pm 0,08 \text{ ps} [4]$$

Le mode choisi ici pour mettre en évidence les baryons Λ_b^0 est le mode de désintégration semileptonique :

$$\Lambda_b^0 \longrightarrow \Lambda_c^+ l^- \nu$$

$$\Lambda_c^+ \longrightarrow p \bar{K}^0 \pi^+$$

Pour connaître la composition finale de l'échantillon avant désintégration faible, il faut prendre en compte les désintégrations entre baryons beaux. Les proportions relatives des autres baryons produits à l'énergie du LEP (Ξ_b , Σ_b , Ω_b) ne sont pas connues précisément. Toutefois, par analogie avec le secteur des baryons étranges, on peut considérer l'approximation selon laquelle tous les baryons beaux ne comportant pas de quark étrange se

désintègrent en Λ_b^0 . Dans la suite, la notation " Λ_b^0 " désignera l'ensemble des baryons beaux non étranges (Λ_b^0 , Σ_b , Σ_b^*).

Dans un premier temps, nous décrirons la reconstruction d'un lot d'événements Λ_b^0 . Pour sélectionner les événements Λ_b^0 , on reconstruit d'abord les événements Λ_c^+ ce qui nécessitera l'identification du proton et du kaon. Puis, l'identification d'un lepton de bon signe dans l'hémisphère du Λ_c^+ reconstruit permettra de signer la désintégration semileptonique du Λ_b^0 .

Enfin, à partir de l'étude de la distribution de ces événements en fonction de l'impulsion de transfert de la réaction, nous mesurons la pente du facteur de forme.

V.2 Etiquetage des Λ_b^0 par les corrélations ($\Lambda_c^+ l^-$)

L'étiquetage du Λ_b^0 est réalisé grâce à la corrélation entre la charge du lepton et la charge du Λ_c . En effet, la combinaison caractéristique d'un Λ_b^0 est $\Lambda_c^+ l^-$, celle caractéristique d'un $\bar{\Lambda}_b^0$ est $\Lambda_c^- l^+$. Dans la suite du texte, on appellera corrélations $\Lambda_c^+ l^-$ l'ensemble des combinaisons de bon signe $\Lambda_c^+ l^+$ et $\Lambda_c^+ l^-$ et corrélations $\Lambda_c^+ l^+$ l'ensemble des combinaisons de mauvais signe $\Lambda_c^+ l^+$ et $\Lambda_c^- l^-$.

Le Λ_c^+ est reconstruit dans son mode de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ qui représente $4,4 \pm 0,6\%$ [4] de l'ensemble de ses désintégrations. D'autres modes de désintégration du Λ_c^+ , faisant intervenir un baryon neutre étrange Λ , auraient pu être envisagés :

$$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l, \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$$

Ainsi, l'étude des corrélations Λl^- aurait également permis d'isoler un lot différent d'événements Λ_b^0 . Mais bien que la réaction $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ait un rapport d'embranchement plus faible que celui de la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ ($35 \pm 11\%$ [4]), elle présente les avantages suivants :

- Tous les produits de désintégration du Λ_c^+ sont entièrement reconstruits. Son impulsion est bien déterminée.
- Le vertex de désintégration du Λ_b^0 est accessible grâce à la reconstruction exclusive du Λ_c^+ . Cette information nous sera précieuse pour la reconstruction de l'impulsion de transfert de la réaction semileptonique. Dans le cas de la réaction $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$, le vertex de désintégration du Λ_c^+ est moins bien reconstruit car on ne dispose que de deux traces chargées et, de plus, à cause du temps de vie élevé du Λ , il faut extrapoler la trace du Λ pour reconstruire le vertex du Λ_b^0 , sans bénéficier, en général, de la précision du détecteur de vertex.

V.2.1 Nombre d'événements $\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$

Cette analyse est basée sur l'ensemble des données recueillies de 1992 à 1994, ce qui représente environ 2.700.000 désintégrations hadroniques du Z^0 soit encore 500.000 paires $b\bar{b}$. On peut d'ors et déjà donner une estimation du nombre de corrélations $\Lambda_c^+ l^-$. Le nombre attendu d'événements Λ_b^0 peut en effet s'écrire :

$$N_{\Lambda_b^0} = N_{Z^0} \cdot 2\Gamma_{b\bar{b}} \cdot 2f(b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l) \cdot Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) \cdot \epsilon_{sel}$$

Dans cette formule, le premier facteur 2 tient compte de la contribution des deux quarks b ou $\bar{b}$, le second correspond à la sélection possible d'un muon ou d'un électron¹. On considère les valeurs moyennes mondiales de $\Gamma_{b\bar{b}}$ et de $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ [4]. La valeur de $f(b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)$ correspond au rapport d'embranchement $f(b \rightarrow \Lambda_b^0) \cdot Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l)$, dont la moyenne peut être estimée à partir des mesures du taux de production $f(b \rightarrow \Lambda_b^0) \cdot Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X)$ réalisées par l'ensemble des collaborations LEP [5] [6] [7]:

$$f(b \rightarrow \Lambda_b^0) \cdot Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l) = (8,18 \pm 1,39) \cdot 10^{-3}$$

Le paramètre ϵ_{sel} correspond à l'efficacité de la sélection et tient compte de la perte de signal due à l'efficacité des coupures cinématiques et topologiques utilisées pour la reconstruction ($\sim 10\%$) et de l'efficacité d'identification des hadrons nécessaire à l'extraction du signal Λ_c^+ ($\sim 50\%$). On obtient donc environ 40 à 45 événements Λ_b^0 en utilisant la méthode des corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$.

V.2.2 Reconstruction des Λ_c^+

Les Λ_c^+ sont sélectionnés à partir de leur mode de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$. La sélection est semblable à celle utilisée dans le chapitre IV.

Sélection cinématique

On sélectionne un triplet de traces chargées de charge totale égale à l'unité et comprises dans l'acceptance du RICH. On utilise les contraintes suivantes sur les impulsions des particules dans l'état final :

- $P_p \geq 3 \text{ GeV}/c$ pour le candidat proton,
- $P_K \geq 2 \text{ GeV}/c$ pour le candidat kaon,
- $P_\pi \geq 1 \text{ GeV}/c$ pour le candidat pion.

Puis, on impose une limite inférieure pour l'impulsion totale de la pseudo-particule Λ_c^+ :

¹La contribution des leptons τ est négligeable, étant donné les contraintes de sélection en masse et en impulsion de la paire $\Lambda_c^+ l^-$.

- $P_{\Lambda_c^+} \geq 8 \text{ GeV}/c$

La masse du candidat Λ_c^+ doit être comprise dans l'intervalle : $2,1 \leq M_{\Lambda_c^+} (\text{GeV}/c^2) \leq 2,5$.

Sélection topologique

Un vertex primaire définissant l'origine de l'événement est défini pour chaque événement, en utilisant la même procédure que celle décrite dans le chapitre IV. Le vertex secondaire définissant le point de désintégration du Λ_c^+ est ajusté à l'aide des trois traces chargées ayant laissé au moins un impact sur le détecteur de microvertex et vérifiant les critères cinématiques précédents. La probabilité du χ^2 de cet ajustement doit être supérieure à 0,001.

A partir des positions du vertex primaire et du vertex secondaire, on définit la longueur de vol du Λ_c^+ et on ne garde que les événements pour lesquels cette longueur est positive.

Identification des hadrons

L'extraction du signal Λ_c^+ nécessite l'identification du proton et du kaon. Le Λ_c^+ sera ensuite couplé avec un lepton de grande impulsion transverse. Nous allons définir des critères d'identification plus lâches que ceux utilisés dans le chapitre IV, grâce à la sélectivité supplémentaire apportée par le lepton.

Pour les **données 1992** :

- Identification **proton**

On distingue deux cas. S'il n'y a pas d'information provenant du détecteur RICH, la mesure du degré d'ionisation est utilisée dans l'hypothèse kaon et pion. Si le RICH a fourni une information, on utilise la combinaison du RICH et de la TPC (cf chapitre III). La particule est identifiée comme étant un proton lorsque la mesure du degré d'ionisation ou la réponse donnée par la combinaison du RICH et de la TPC sont incompatibles avec l'hypothèse pion et ne permet pas une identification kaon probable.

- Identification **kaon**

Là encore on distingue deux cas. S'il n'y a pas d'information provenant du détecteur RICH, on demande que la mesure du degré d'ionisation permette une identification kaon probable. Si l'information du RICH est utilisable, alors la combinaison de l'information RICH et TPC permet une identification kaon probable.

Pour les **données 1993** :

On demande que l'information provenant du RICH permette une identification probable du proton et du kaon.

Pour les **données 1994** :

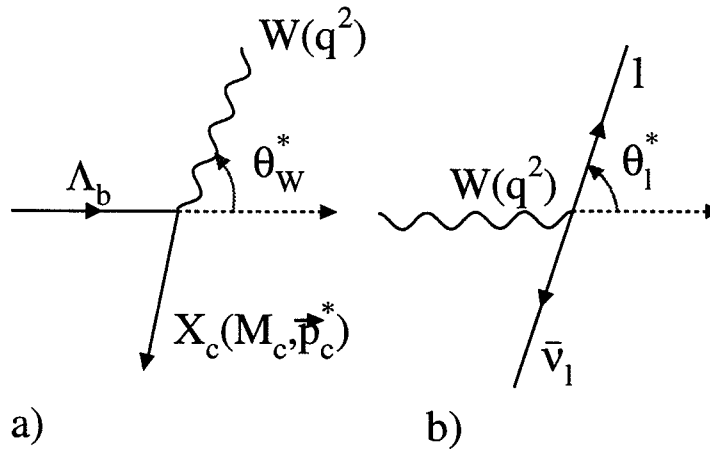
On demande que la réponse donnée par la combinaison du RICH et de la TPC permette une identification probable du proton et du kaon.

Les efficacités relatives à ces critères Σ_{pK} , obtenues après intégration sur la région cinématique du proton et du kaon sélectionnés ($P_p \geq 3 \text{ GeV}/c$ et $P_K \geq 2 \text{ GeV}/c$) sont résumées dans le tableau V.1

	Données		
	1992	1993	1994
$\Sigma_{pK} \mid b\bar{b} \rightarrow \Lambda_c \mid$	$(40,1 \pm 8,7)\%$	$(21,5 \pm 4,8)\%$	$(51,1 \pm 10,7)\%$

Tableau V.1: Efficacités d'identification intégrées, calculées année par année pour les critères définis précédemment.

V.2.3 Sélection des leptons chargés



La désintégration semileptonique du baryon beau Λ_b^0 est un processus qui fait intervenir deux étapes :

- La désintégration isotrope : $\Lambda_b^0 \rightarrow W(q^2) + X_c(M_c)$ où X_c représente un hadron charmé de masse m_c (cf figure a).
- La désintégration faible $W(q^2) \rightarrow l\bar{\nu}_l$ décrite par la connaissance de l'angle entre la direction du lepton et celle du hadron beau Λ_b^0 dans le centre de masse du W (θ_l^*) (cf figure b).

En première approximation, on néglige la masse du lepton. Son énergie dans le repère propre du W s'écrit alors $E_l^W = \sqrt{q^2}/2$, où q^2 est l'impulsion de transfert de la réaction : $q^2 = (P_{\Lambda_b} - P_c)^2$. L'énergie du lepton, dans le centre de masse du Λ_b^0 est alors obtenue par transformation de Lorentz :

$$E_l^{\Lambda_b} = \frac{M_{\Lambda_b}^2 + q^2 - (M_c^2 + M_{\Lambda_b} \cdot |p_c^*| \cdot \cos(\theta_l^*))}{4 \cdot M_{\Lambda_b}}$$

La valeur maximale de l'énergie $E_l^{\Lambda_b}$ est atteinte pour un moment de transfert maximum $q_{max}^2 = (M_{\Lambda_b} - M_c)^2$ et $\cos(\theta_l^*) = 0$: le hadron charmé X_c est produit au repos et l'énergie initiale du Λ_b^0 est entièrement transmise au couple $(l^- \bar{\nu}_l)$. Ainsi pour un lepton venant du quark b :

$$E_{b \rightarrow l}^{max} = \frac{M_{\Lambda_b}^2 - M_c^2}{2M_{\Lambda_b}} \sim \frac{M_{\Lambda_b}}{2} \sim 2,8 \text{ GeV}/c^2$$

tandis que pour le charme cette énergie est plus faible :

$$E_{c \rightarrow l}^{max} \sim 1,1 \text{ GeV}/c^2$$

A l'énergie du LEP, il faut également tenir compte du fait que le hadron beau B dans le système du laboratoire a une impulsion moyenne de $30 \text{ GeV}/c^2$. Cette transformation de référentiel, atténue légèrement la séparation des spectres d'impulsion des leptons venant de b et de c . Cependant, les leptons venant du quark b possèdent en moyenne une impulsion plus élevée. Dans le changement de référentiel, l'impulsion transverse du lepton, p_t^l , par rapport à la direction de vol du B est invariante et conserve le souvenir de l'énergie dans le centre de masse du lepton. La grande masse du hadron beau a donc pour effet de créer des événements avec des leptons de haute impulsion transverse p_t . Cette caractéristique est utilisée pour séparer les leptons provenant des désintégrations des quarks b de ceux provenant du charme ou de quarks plus légers.

La mesure de l'impulsion transverse du lepton nécessite celle de la direction du hadron beau qui n'est jamais entièrement reconstruit. La direction du hadron beau sera déterminée à partir de la direction définie par le jet qui lui est associé. L'association en jets des traces chargées et neutres a été décrite au chapitre III.

Les figures V.1 montrent les distributions en impulsion et en impulsion transverse par rapport à la direction du jet des leptons provenant de la désintégration du quark b et d'autres origines en quarks.

Les leptons standards² (électrons ou muons) d'impulsion p^l et d'impulsion transverse p_t^l sont sélectionnés selon les critères suivants :

- $p^l \geq 3 \text{ GeV}/c^2$

²L'identification des leptons est décrite dans le chapitre III

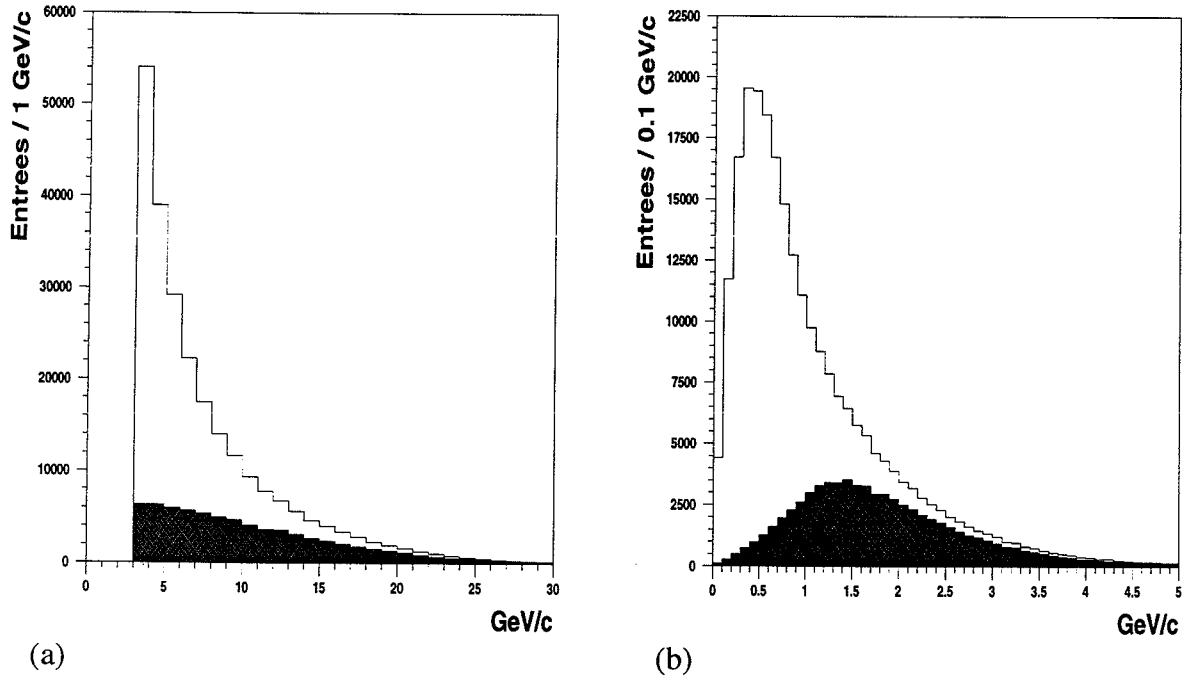


Figure V.1: Distributions de l'impulsion p^l (figure a) et de l'impulsion transverse p_t^l (figure b) des leptons ($p^l \geq 3 \text{ GeV}/c$) provenant de désintégration directe du quark b (histogramme en noir) et d'autres sources (histogramme en traits pleins). La distribution en impulsion transverse des leptons provenant du quark b est décalée ce qui permet leur caractérisation.

- $p_t \geq 0,6 \text{ GeV}/c^2$, l'impulsion transverse est estimée par rapport au jet du lepton, dont la direction est déterminée après avoir éliminé le lepton de la définition du jet (i.e $p_t = P_t^{\text{out}}$).

V.2.4 Sélection des paires $\Lambda_c^+ l^-$

Nous sélectionnons les événements pour lesquels un baryon Λ_c^+ reconstruit et un lepton candidat se trouvent dans le même hémisphère et ayant la combinaison de charge caractéristique du Λ_b^0 .

Contamination du signal Λ_b^0

Ce couplage lepton-hadron par corrélation de charge pose toutefois un problème : il subsiste des processus susceptibles de donner lieu à des combinaisons entre un Λ_c^+ et un lepton qui peuvent être soit d'origine physique soit d'origine combinatoire. Les trois processus physiques pouvant conduire à des combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ sont :

- $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X l^- \bar{\nu}_l$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$
- $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^-$, $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}_l$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$
- $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^-$, $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}_l$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$

Ces processus contribuent aux combinaisons de bon signe ($\Lambda_c^+ l^-$), et affectent donc directement le signal du Λ_b^0 . Par contre, aucun de ces processus physiques ne contribue aux combinaisons de mauvais signe.

Dans le bruit de fond combinatoire, le Λ_c^+ et le lepton proviennent d'origines différentes. Le lepton peut venir de la désintégration semileptonique d'un hadron beau ou charmé (vrai lepton), ou peut être un hadron mal identifié (faux lepton). Le Λ_c^+ peut venir de la désintégration d'un hadron beau ou d'un quark c du primaire (vrai Λ_c^+), ou alors il peut être reconstruit à partir de trois traces chargées non corrélées (faux Λ_c^+).

Nous pouvons réduire ces contributions au signal étudié. En effet, en plus d'une corrélation de charge bien définie, les combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ provenant des désintégrations semileptoniques du Λ_b^0 ($\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$) que nous cherchons à mettre en évidence ont un comportement cinématique différent de celui des processus de bruit de fond physique ou combinatoire : ils sont caractérisés par une masse invariante et une impulsion plus élevées.

Pour distinguer les combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ issues des désintégrations semileptoniques du Λ_b^0 de celles provenant des processus de bruit de fond, nous avons choisi d'appliquer les coupures de sélection suivantes :

$$3,5 \leq M_{\Lambda_c^+ l^-} (GeV/c^2) \leq 6, \quad l = \mu$$

$$3,2 \leq M_{\Lambda_c^+ l^-} (GeV/c^2) \leq 6, \quad l = e$$

$$P_{\Lambda_c^+ l^-} \geq 20 \text{ GeV}/c$$

L'efficacité de ces coupures, déterminée à partir de la simulation Monte Carlo du signal, est de l'ordre de 84% pour les combinaisons $\Lambda_c \mu$ et de l'ordre de 90% pour les combinaisons $\Lambda_c e$.

Vertice du Λ_c^+ et du Λ_b^0

Le vertex de désintégration du Λ_b^0 est reconstruit à partir de la trace du lepton et du triplet de traces chargées (p , K , π) préalablement sélectionnés pour former le vertex du Λ_c^+ ($prob(\chi^2, \Lambda_c^+) \geq 0,001$). On rejette ensuite les cas pour lesquels la reconstruction du vertex Λ_b^0 aboutit à une probabilité de χ^2 inférieure à 0,001.

La figure V.2 représente de façon schématique la reconstruction d'un événement Λ_b^0 .

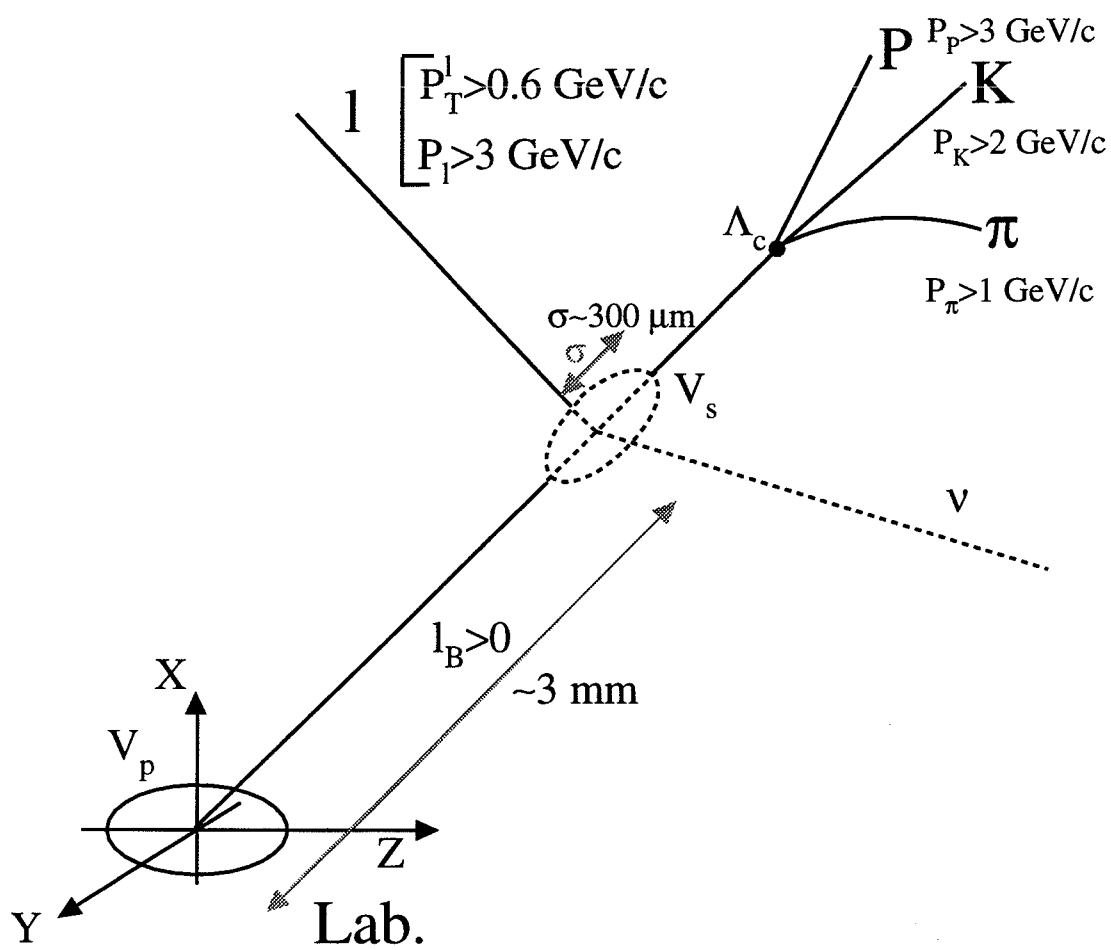


Figure V.2: Dessin schématique de la désintégration semileptonique du Λ_b^0 .

Efficacité de reconstruction

L'efficacité ϵ_{rec} relative à la reconstruction des événements Λ_b^0 est estimée à partir de 40630 événements de signal $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ simulés.

$$\epsilon_{rec} = 7,82 \pm 0,15\%$$

Cette efficacité tient également compte de l'efficacité d'identification par les critères standards de sélection des électrons et des muons.

V.2.5 Résultats

La figure V.3 montre les distributions de masses invariantes des candidats Λ_c^+ associés à un lepton pour les bonnes corrélations de signe $\Lambda_c^\pm l^\mp$ et pour les mauvaises corrélations de signe $\Lambda_c^\pm l^\pm$. Un pic est observé pour les combinaisons de bon signe à la masse du Λ_c^+ , tandis qu'aucun pic n'est observé pour les corrélations de mauvais signe. La distribution en masse invariante $pK^-\pi^+$ est ajustée par la somme d'une gaussienne (représentant le signal à la masse du Λ_c^+) et d'un polynôme du premier degré (représentant le bruit de fond combinatoire). Sur les combinaisons de bon signe, la moyenne de la gaussienne est égale à $2285 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$, elle est compatible avec la valeur moyenne mondiale donnée par le Particle Data Group $2284 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$. La largeur de la gaussienne est égale à $9,9 \pm 2,7 \text{ MeV}/c^2$. On a obtenu un signal contenant $33,7 \pm 7,2$ combinaisons de bon signe sur un fond très faible.

Aucun signal n'est visible dans la distribution de masse associée aux mauvaises combinaisons de signe, ce qui laisse supposer une faible contamination d'ordre combinatoire dans le signal obtenu. Toutefois, une éventuelle contamination résiduelle provenant des autres processus physiques, par exemple des désintégrations baryoniques des mésons beaux $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X l^- \bar{\nu}_l$, donnant lieu à la bonne corrélation de charge ne sont pas à exclure.

V.3 Mesure de la pente du facteur de forme

Nous allons décrire la méthode utilisée pour extraire la pente du facteur de forme dans les désintégrations semileptoniques des Λ_b^0 . Dans un premier temps, nous développerons les méthodes utilisées pour reconstruire l'impulsion de transfert q^2 de la réaction pour les données 1992-1993 et pour les données 1994. Enfin, la première estimation de la pente du facteur de forme sera présentée et comparée aux résultats obtenus dans le secteur des mésons.

V.3.1 Méthode

La définition du courant qui décrit la désintégration faible d'une particule de beauté en une particule de charme fait intervenir 3 facteurs de forme dans le cas des mésons

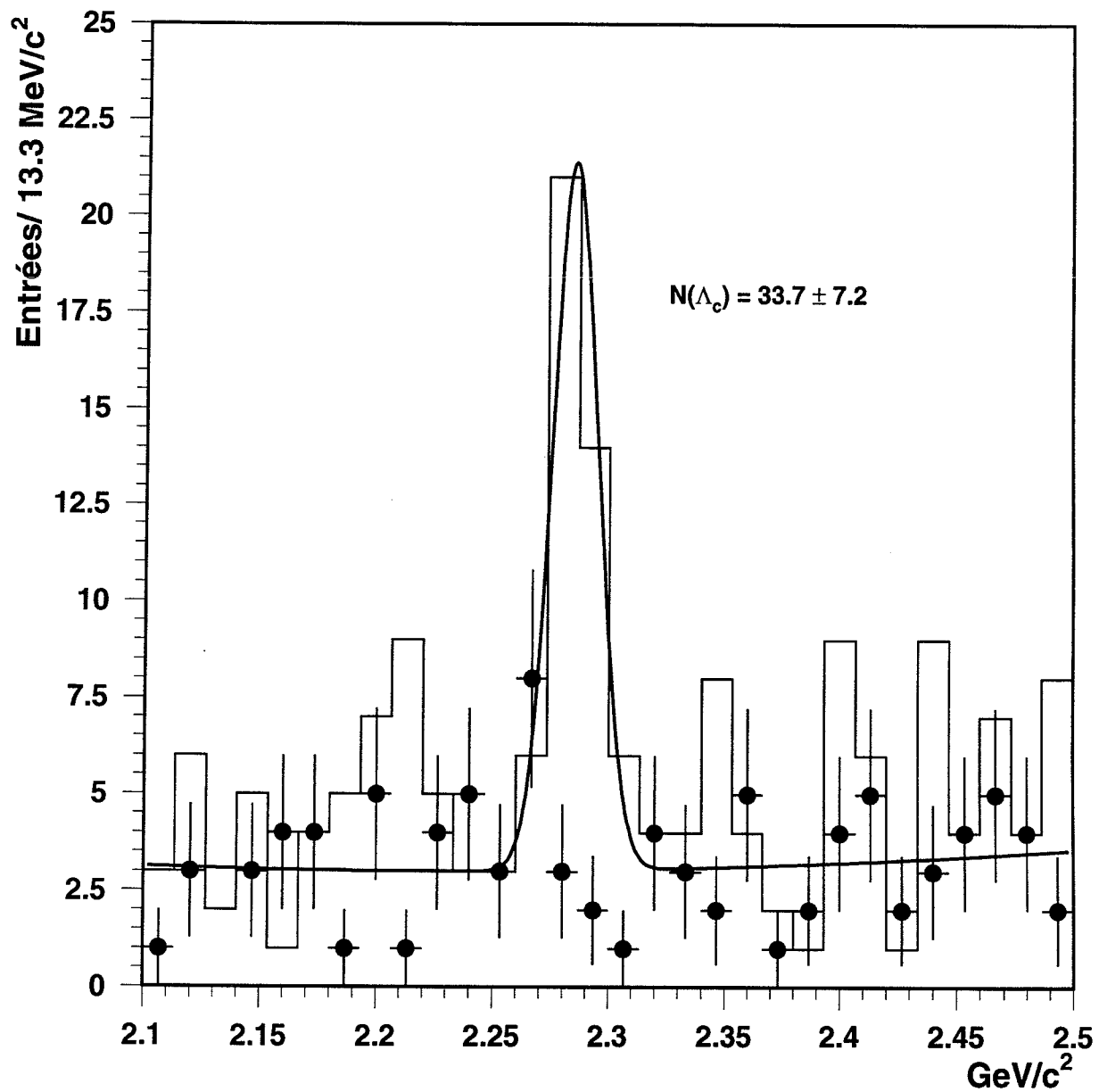


Figure V.3: Distribution de masse invariante des candidats Λ_c^+ dans la sélection des bonnes corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$ (histogramme en trait plein) et pour les mauvaises corrélations $\Lambda_c^+ l^+$ (points), obtenues à partir de l'ensemble des données 1992, 1993 et 1994. Le nombre d'événements obtenu est $N_{\Lambda_c^+} = 33,7 \pm 7,2$.

$B_d^0 \rightarrow D^{*+} W^-$, $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$ et six facteurs de forme dans le cas des baryons $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ W^-$, $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$. Dans la limite où les masses des quarks b et c deviennent infinies ($m_{b,c} \rightarrow \infty$), les six facteurs de forme se réduisent à une seule fonction $\xi(q^2)$ appelée fonction d'Isgur-Wise, qui dépend de l'impulsion invariante de transfert q^2 de la réaction définie par :

$$q^2 = (p_{\Lambda_c} - p_{\Lambda_b})^2$$

où p_{Λ_c} et p_{Λ_b} sont les quadri-impulsions des baryons Λ_c^+ et Λ_b^0 . Dans le cadre de cette théorie effective des quarks lourds HQET [15] (Heavy Quark Effective Theory), la forme analytique de la fonction d'Isgur et Wise ne peut pas être prédite, car elle représente des processus non perturbatifs. On pourra cependant développer linéairement cette fonction en négligeant les termes correctifs du type $^3 (\Lambda_{QCD}/m_{b,c})^n$:

$$\xi(q^2) = \xi(q_{max}^2) \left(1 + a^2 \frac{q_{max}^2 - q^2}{2m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}} + \mathcal{O}(1/m_{b,c}) \right)$$

Au premier ordre des corrections ($\Lambda_{QCD}/m_{b,c}$), la fonction $\xi(q^2)$ continue de décrire les six facteurs de forme [2].

Nous allons écrire la fonction d'Isgur et Wise en faisant apparaître les quadri-vitesses relativistes du Λ_b^0 et du Λ_c^+ , qui sont les bons nombres quantiques dans le cadre de la symétrie de spin-saveur de la théorie effective HQET :

$$w = v_{\Lambda_b} \cdot v_{\Lambda_c} = (m_{\Lambda_b}^2 + m_{\Lambda_c}^2 - q^2)/(2 \cdot m_{\Lambda_b} \cdot m_{\Lambda_c})$$

Cette variable w reste finie lorsque $m_{b,c} \rightarrow \infty$. De plus, w varie dans un intervalle bien défini :

- Dans le domaine des très petits transferts de 4-impulsion :

$$q^2 \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad w \rightarrow 1,5$$

- A la limite élastique lorsque le baryon Λ_c^+ est au repos dans le repère du Λ_b^0 :

$v_{\Lambda_b} = v_{\Lambda_c} = (1, \vec{0})$, l'impulsion de transfert est maximale

$$q^2 = q_{max}^2 = (m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda_c})^2 \quad \text{et} \quad w \rightarrow 1$$

Le développement linéaire au voisinage de la limite élastique s'écrit :

$$\xi(w) = \xi(w \rightarrow 1) \left(1 - \hat{\rho}^2 (w - 1) + \mathcal{O}((w - 1)^2) \right)$$

où le terme

$$\hat{\rho}^2 = -\frac{d\xi(w)}{dw}$$

³ Λ_{QCD} désigne l'échelle d'énergie des interactions fortes, qui vaut environ $\Lambda_{QCD} \simeq 250 MeV$ ($m_c \sim 1,2 - 1,9 GeV$ et $m_b \sim 4,5 - 4,9 GeV$)

représente la pente de la fonction d'Isgur et Wise, le paramètre que nous voulons mesurer.

Pour une impulsion de transfert maximale, l'état du diquark (formé des 2 quarks légers) est insensible à la désintégration du quark b . Dans ce cas et en négligeant les termes correctifs à l'hypothèse des masses infinies $(\Lambda_{QCD}/m_{b,c})^n$, nous obtenons la normalisation $\xi(w \rightarrow 1) = 1$. Si les corrections d'ordre $(\Lambda_{QCD}/m_{b,c})^2$ et les effets perturbatifs de QCD [3] sont pris en compte, on obtient alors la normalisation $\xi(w \rightarrow 1) = 0,91 \pm 0,04$ [3]. Cette normalisation de la fonction d'Isgur et Wise est valable aussi bien dans le secteur des mésons que dans celui des baryons, puisque pour les baryons comme pour les mésons, à la limite élastique ($w \rightarrow 1$), seul le courant faible axial $A^\mu = \bar{c}\gamma^\mu\gamma^5 b$ intervient dans l'expression de la largeur différentielle $\frac{d\Gamma}{dw}$. Les corrections de masse d'ordre $\mathcal{O}(1/m_Q^2)$, (avec $Q = b, c$) s'expriment de la même manière pour les mésons et les baryons [12]. Par la suite, nous utiliserons cette dernière valeur.

Il existe des prédictions théoriques récentes sur la pente $\hat{\rho}^2$ de la fonction d'Isgur et Wise dans le secteur des mésons. Les différents modèles prédisent :

$$\begin{aligned}\hat{\rho} &= 0,9 \quad {}^{+0,6}_{-0,5} \quad (\text{QCD sur réseau [8]}) \\ \hat{\rho} &= 0,9 \pm 0,3 \quad (\text{règles de somme de QCD [9]})\end{aligned}$$

Ces prédictions théoriques ont été vérifiées à partir de l'étude des désintégrations semileptoniques des mésons beaux $\overline{B}_d^0 (\overline{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \overline{\nu}_l)$:

$$\hat{\rho} = 0,75 \pm 0,17 \pm 0,10 \text{ (DELPHI, } \overline{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \overline{\nu}_l \text{ [10])}$$

De la même manière, l'étude de la désintégration semileptonique $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \overline{\nu}_l$ va permettre la mesure de cette pente dans le secteur des baryons lourds. En effet, la largeur différentielle de cette désintégration s'écrit :

$$\frac{d\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \overline{\nu}_l)}{dw} = G K(w) \xi^2(w)$$

où G est une fonction contenant la constante de couplage G_F et l'élément de matrice $|V_{cb}|$ et $K(w)$ est la fonction contenant la cinématique du processus semileptonique et qui dépend de la nature des particules étudiées :

$$\begin{aligned}G &= \frac{2}{3} \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 \\ K(w) &= q^2 P m_{\Lambda_c}^2 \left(2w + \frac{(m_{\Lambda_b}^2 + m_{\Lambda_c}^2)w - 2m_{\Lambda_b} m_{\Lambda_c}}{q^2} \right)\end{aligned}$$

avec

$$P = m_{\Lambda_c} \sqrt{w^2 - 1}$$

Dans la pratique, l'évolution de la distribution du nombre d'événements ayant la bonne corrélation de charge $\Lambda_c^\pm l^\mp$ en fonction de l'impulsion de transfert reconstruite sera comparée à celle obtenue à partir d'événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \overline{\nu}_l$. Le facteur cinématique

⁴Les corrections d'ordre $\mathcal{O}(1/m_{b,c})$ sont nulles à la limite élastique d'après le théorème de Luke [13]

$K(w)$ est pris en compte à la génération des événements Λ_b^0 simulés. Le terme $G(w)$ sera pris en compte à travers la normalisation du nombre d'événements simulés au même nombre d'événements réels.

Il faut donc associer une impulsion de transfert q^2 reconstruite pour chaque événement $\Lambda_c^\pm l^\mp$ sélectionné, en vue de la détermination de la pente $\hat{\rho}^2$ du facteur de forme du baryon Λ_b^0 .

V.3.2 Reconstruction de l'impulsion de transfert

La reconstruction de l'impulsion de transfert du processus semileptonique $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ nécessite la connaissance de l'impulsion du Λ_b^0 et de la direction du baryon initial Λ_b^0 et final Λ_c^+ . Or, l'impulsion du Λ_b^0 ne peut être reconstruite directement en raison de la présence du neutrino dans l'état final du processus semileptonique étudié. La détermination de l'énergie du neutrino se fera à partir de l'énergie manquante mesurée événement par événement.

Energie visible

L'énergie manquante dans le détecteur est déterminée à partir de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} \sim 45,6 \text{ GeV}/c^2$ et de l'énergie visible de l'événement, c'est-à-dire de toute l'énergie déposée par les particules de l'événement. Dans la suite, nous ne considérerons que l'énergie dans l'hémisphère du Λ_b^0 afin d'éviter toute contribution de l'énergie d'un éventuel neutrino provenant de la désintégration du hadron beau dans l'hémisphère opposé au Λ_b^0 .

La reconstruction de l'énergie visible dans l'hémisphère où se trouve le candidat Λ_b^0 est réalisée en tenant compte des différentes composantes du flux d'énergie :

- **Les traces chargées :** on considère toutes les traces chargées sélectionnées par l'algorithme décrit dans le chapitre III.
- **Les amas calorimétriques :** il s'agit essentiellement des photons ⁵ γ , et des hadrons neutres (K^0, n).

Les distributions en énergie par hémisphère des deux contributions qui composent le flux d'énergie sont présentées dans les figures V.4 pour les événements hadroniques réels, pour l'hémisphère du Λ_b^0 et pour l'hémisphère opposé du Λ_b^0 . Dans le mode de désintégration étudié, le Λ_b^0 se désintègre uniquement en particules chargées, à l'exception du neutrino. De plus les contraintes cinématiques utilisées pour la sélection des paires $\Lambda_c^\pm l^\mp$ favorisent la reconstruction de Λ_b^0 de hautes impulsions. Ainsi, on s'attend à une énergie chargée moyenne dans l'hémisphère du Λ_b^0 (34 GeV) plus grande que l'énergie dans l'hémisphère opposé au Λ_b^0 (25 GeV).

Pour la composante neutre du flux d'énergie, la situation est inversée : l'énergie reconstruite à partir des photons et des π^0 est plus faible dans l'hémisphère du Λ_b^0 que dans l'hémisphère

⁵En fait, les photons résultent pour la plupart de la désintégration d'un π^0 : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \sim 98,8\%$.

opposé (typiquement 3 GeV et 10 GeV). En effet, aucun photon ne provient du Λ_b^0 et il reste peu d'énergie disponible pour la fragmentation. De plus, la présence d'un neutron associé à un Λ_b^0 est plus probable que celle d'un pion neutre du fait de la conservation du nombre baryonique.

Pour reconstruire l'énergie visible dans l'hémisphère du Λ_b^0 , nous avons volontairement occulté la composante provenant de hadrons neutres autres que les π^0 reconstruits à l'aide de l'information provenant du calorimètre électromagnétique (HPC) pour deux raisons essentielles:

- **Les doubles comptages:** le calorimètre hadronique contient l'information issue des directions et énergies des hadrons neutres. Toutefois, les particules chargées dont l'impulsion est mesurée avec précision (typiquement $\sigma(p)/p \sim 0,001$) par la courbure dans le champ magnétique interagissent dans le calorimètre électromagnétique (essentiellement des électrons) et dans le calorimètre hadronique (essentiellement des π , K , protons). Des algorithmes dits d'*Energy – Flow* doivent alors être mis au point pour éviter le double comptage. Nous n'entrerons pas dans le détail de ces algorithmes pour cette étude.
- **La forme des gerbes hadroniques:** les processus inélastiques d'interaction forte à basse énergie sont assez mal connus. En particulier, la répartition transverse des gerbes hadroniques est difficilement modélisable. De plus, il faut tenir compte de la précision de mesure de l'énergie de ces gerbes dans le calorimètre hadronique (typiquement $120\%\sqrt{E}$). Ces deux points détériorent l'efficacité de l'association des traces chargées aux amas calorimétriques. Or, la détermination de l'énergie neutre nécessite la soustraction des photons et des amas qui correspondent aux traces chargées.

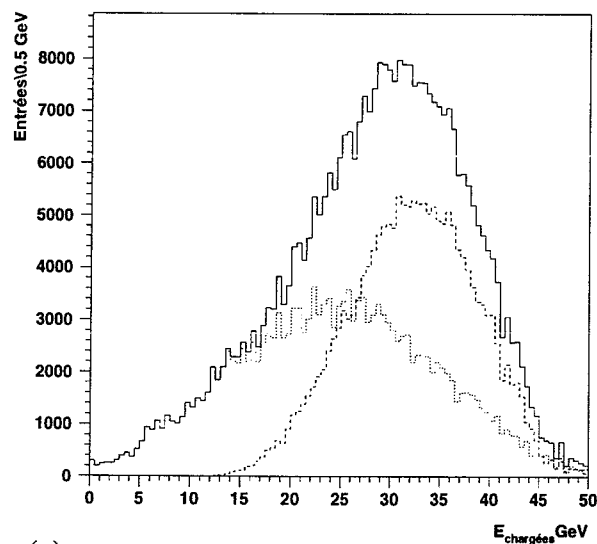
Pour ces raisons, nous n'avons pas pris en compte l'énergie des hadrons neutres (autre que les π^0 dont l'énergie peut être mesurée à l'aide de la HPC [14]) dans le calcul de l'énergie visible. On s'attend donc à ce que l'énergie visible dans l'hémisphère du Λ_b^0 soit sur-estimée. Les corrections nécessaires à cette situation seront appliquées ultérieurement.

Energie du neutrino

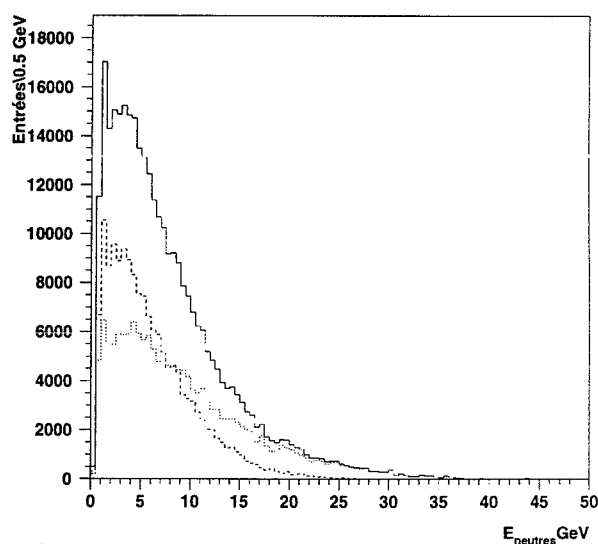
L'énergie du neutrino est obtenue à partir de l'énergie manquante dans l'hémisphère du Λ_b^0 . Elle est définie par la différence entre l'énergie totale attendue $E_{tot}^{hem^1}$ et l'énergie visible $E_{vis}^{hem^2}$ dans l'hémisphère du Λ_b^0 . Dans les formules suivantes, nous notons hem^a l'hémisphère du Λ_b^0 et hem^b l'hémisphère opposée.

$$E_\nu = E_{tot}^{hem^a} - E_{vis}^{hem^a}$$

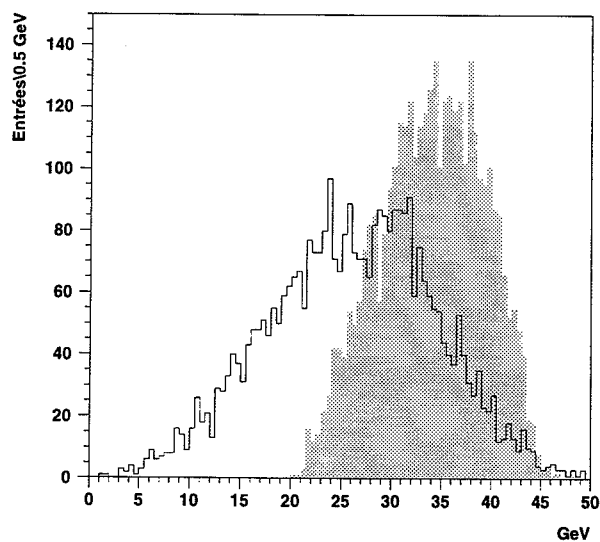
L'énergie visible dans l'hémisphère du Λ_b^0 est définie par la somme de l'énergie de toutes les particules chargées sélectionnées et de l'énergie des photons et des π^0 mesurée dans le calorimètre électromagnétique HPC:



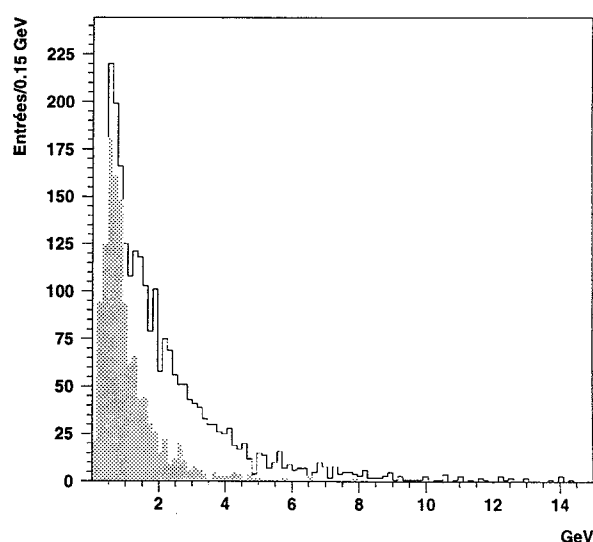
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure V.4: Figures (a-b) : Distributions en énergie obtenues sur les événements hadroniques réels , pour les objets chargés (a) et pour les amas calorimétriques (photon et pions neutres) (b). L'histogramme en trait plein correspond à la somme de l'énergie calculée dans les deux hémisphères, en trait pointillé la contribution de l'hémisphère du Λ_b^0 et en point la contribution de l'hémisphère opposé. Figures (c-d) : Spectre en énergie pour les particules chargées (c) et pour les neutres (photons et pions neutres) dans l'hémisphère du Λ_b^0 (en grisé) et dans l'hémisphère opposée au Λ_b^0 (en blanc), pour des événements simulés.

$$E_{vis}^{hem^a} = E_{ch}^{hem^a} + E_{\gamma + \pi^0}^{hem^a}$$

L'énergie totale attendue dans l'hémisphère du Λ_b^0 est obtenue à partir des équations de conservation d'impulsion et d'énergie :

$$\vec{P}_{hem^a} = -\vec{P}_{hem^b} \quad \text{et} \quad E_{hem^a} + E_{hem^b} = \sqrt{s},$$

où $(\vec{P}_{hem^a}, E_{hem^a})$ et $(\vec{P}_{hem^b}, E_{hem^b})$ sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion de l'hémisphère du Λ_b^0 et de l'hémisphère opposée et $\sqrt{s}$ est l'énergie du faisceau dans le centre de masse. Nous en déduisons l'énergie disponible par hémisphère:

$$E_{hem^{a,b}} = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_{hem^{a,b}}^2 - M_{hem^{b,a}}^2}{2\sqrt{s}}$$

où $M_{hem^{a,b}}^2$ représentent les masses invariantes des deux hémisphères. Cette formulation de l'énergie faisant apparaître les masses de chaque hémisphère permet de prendre en compte les événements pour lesquels sont associés plus de deux jets. Nous appellerons cette correction de l'énergie de l'hémisphère correction de masse. La figure V.5 montre la distribution de l'écart entre la valeur reconstruite de l'énergie du neutrino et celle simulée dans les événements Monte Carlo $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. A ce stade, l'énergie reconstruite du neutrino est très clairement sur-estimée.

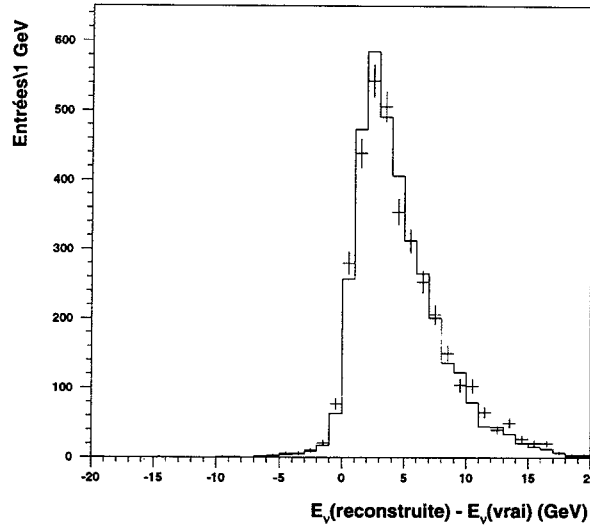


Figure V.5: Différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo, avant correction de masse (histogramme en trait plein) et après correction de masse (points). Cette correction est faible et l'énergie du neutrino est sur-estimée à cause du biais sur l'énergie visible.

La figure V.6 montre l'évolution de l'écart entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino en fonction de l'énergie visible calculée dans l'hémisphère du Λ_b^0 . La correction

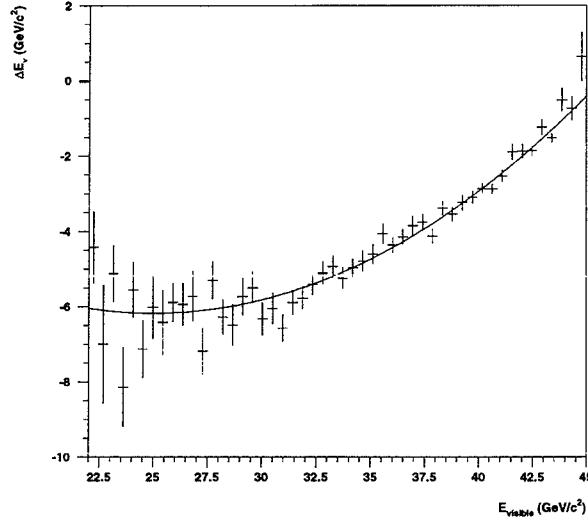


Figure V.6: Evolution de la différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo en fonction de l'énergie visible calculée dans l'hémisphère du Λ_b^0 à partir de traces chargées et des traces neutres (γ , π^0) sélectionnées.

appliquée est d'autant plus importante que l'énergie visible reconstruite est faible. On corrige alors l'énergie du neutrino reconstruite selon :

$$E_{\bar{\nu}_l} = E_{hem^a} - E_{vis} + f_{sim}(E_{vis})$$

où la dépendance f_{sim} en fonction de l'énergie visible est obtenue à partir de la simulation.

La résolution en énergie du neutrino obtenue par cette méthode est déterminée à partir de la simulation, après toutes les coupures de sélection. La différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée, ajustée par une gaussienne, est présentée sur la figure V.7. L'écart-type de la gaussienne est $2,6 \text{ GeV}/c^2$ ce qui correspond à une résolution de 33%. En utilisant l'information sur l'énergie du neutrino, l'énergie du Λ_b^0 est :

$$E_{\Lambda_b} = E_{\Lambda_{cl}} + E_{\bar{\nu}_l}$$

Après toutes les corrections appliquées à $E_{\bar{\nu}}$, on atteint une résolution sur l'énergie du hadron beau reconstruite de 12% (voir figure V.8).

Reconstruction de w

Pour déterminer entièrement la variable q^2 (ou w), il faut connaître le plus précisément possible les direction du Λ_c^+ et du Λ_b^0 reconstruits. La direction du Λ_b^0 est reconstruite à partir de sa longueur de vol dans l'espace pour les données 1994. En effet, depuis l'année 1994, le détecteur de microvertex est équipé de doubles couches (interne-externe), permettant la reconstruction précise de toutes les coordonnées, y compris celles en z . Pour les années 1992-1993, on utilise la direction de l'axe de poussée de l'événement.

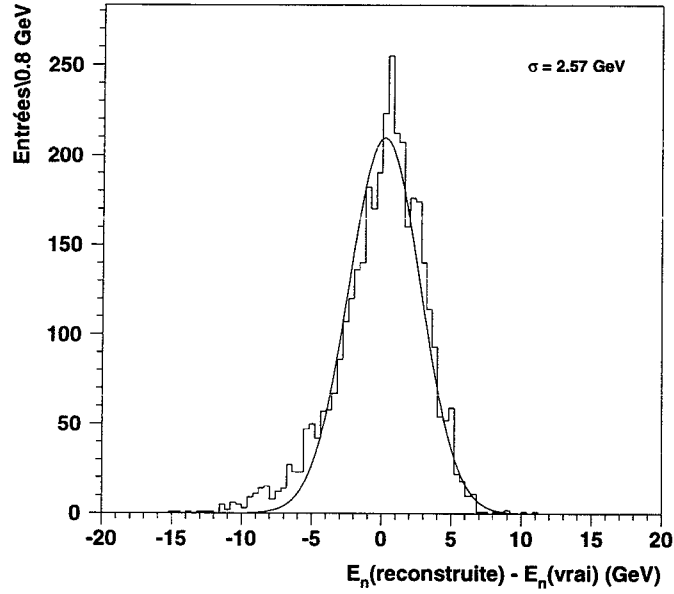


Figure V.7: Différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo, après correction de l'énergie visible mesurée. La résolution en énergie obtenue est de 33% (valeur moyenne $\langle E_\nu \rangle = 7,8 \text{ GeV}$).

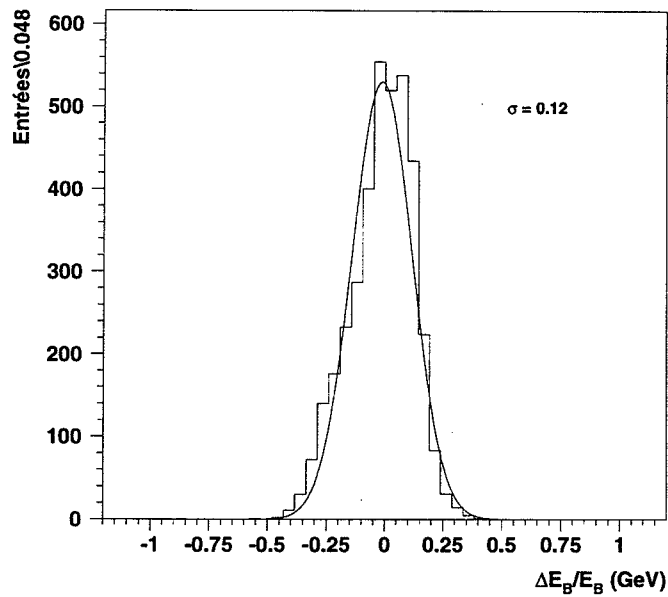


Figure V.8: Résolution obtenue sur l'énergie du Λ_b^0 , après toutes les corrections sur l'énergie du neutrino $E_{\bar{\nu}_l}$ dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo : $(\Delta E_B/E_B) \sim 12\%$.

Les variables q^2 (ou w) ont pu être ainsi déterminées événement par événement. Les résolutions obtenues sur la direction du hadron beau (ϕ_b, θ_b) et la résolution obtenue sur la variable q^2 (ou w) sont résumées dans le tableau V.2. Les distributions correspondantes sont présentées sur les figures V.9 et V.10.

Année	$\Delta(\phi_b)(en\ degrés)$	$\Delta(\theta_b)(en\ degrés)$	$\Delta(q^2)/q^2$
1992 – 1993	1,44°	1,8°	45%
1994	1,2°	1,4°	34%

Tableau V.2: Résolutions obtenues sur la direction du hadron beau (ϕ_b, θ_b) et sur la variable q^2 (ou w), en utilisant l'axe de poussée (prise de données 1992-1993) et en utilisant la longueur de vol (1994).

V.3.3 Ajustement et résultats

Une fois la variable w mesurée, nous pouvons étudier sa distribution avec la faible statistique obtenue sur l'ensemble des données 1992, 1993 et 1994 ($37 \pm 7, 2$). Nous définissons deux intervalles physiques ($1, 0 \leq w \leq 1, 22$ et $1, 22 \leq w < 1, 5$) de manière à pouvoir déterminer le nombre d'événements par ajustement. L'ensemble des événements ne se répartissent pas totalement dans les deux intervalles physiques, une dizaine d'événements ont un w non physique, c'est-à-dire $w > 1, 5$. Les distributions correspondantes sont présentées sur les figures V.11. Les nombres d'événements ajustés par intervalle sont respectivement $15, 3 \pm 4, 7, 7, 4 \pm 3, 7, 7, 0 \pm 3, 4$. Leur somme vaut $29, 7 \pm 6, 9$ et est compatible avec le résultat obtenu par ajustement sur l'ensemble du spectre : $33, 7 \pm 7, 2$.

Pour extraire $\hat{\rho}^2$, nous allons comparer les données et la simulation par un test de χ^2 .

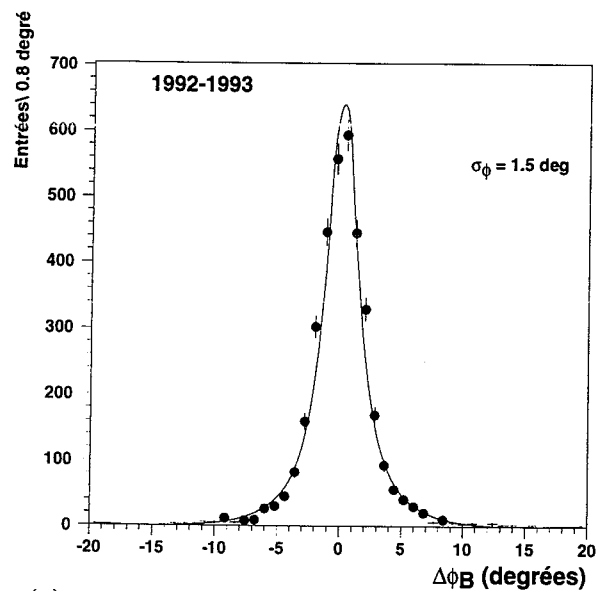
Dans un premier temps, la distribution de w obtenue sur les données réelles est corrigée de l'identification (cf. tableau V.1) : les nombres ainsi obtenus dans chaque intervalle de w sont $38, 4 \pm 11, 4, 18, 1 \pm 8, 9, 17, 0 \pm 8, 2$ et leur somme vaut $73, 4 \pm 16, 1$.

En parallèle, on utilise des événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$, générés avec une pente nulle et correctement repondérés, pour obtenir la distribution de w attendue pour une valeur quelconque de $\hat{\rho}^2$. Dans l'ajustement par χ^2 entre les distributions simulées et réelles, $\hat{\rho}^2$ est le seul paramètre libre, la normalisation de la fonction d'Isgur et Wise $\xi(w \rightarrow 1) = 0, 9 \pm 0, 3$ prédite par la théorie des quarks lourds est conservée.

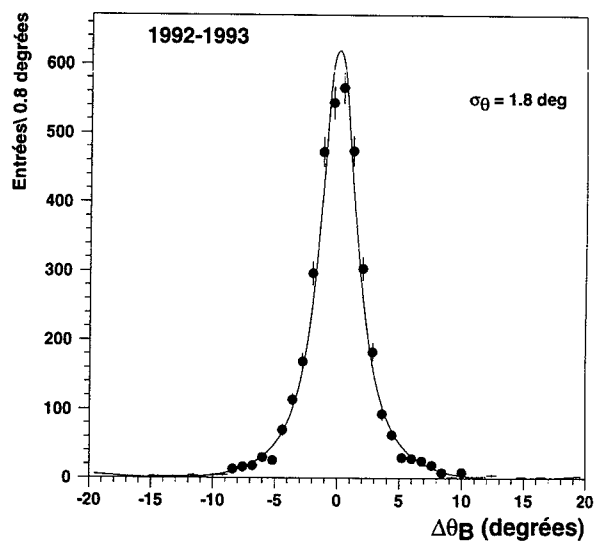
L'échantillon simulé permet de prédire le nombre d'événements observés, compte tenu des taux de production, des rapports d'embranchement et de l'efficacité de reconstruction :

$$N_{sim} = N_{Z^0} * 2\Gamma_{b\bar{b}} * 2f(b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l) * Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) * \epsilon_{rec}$$

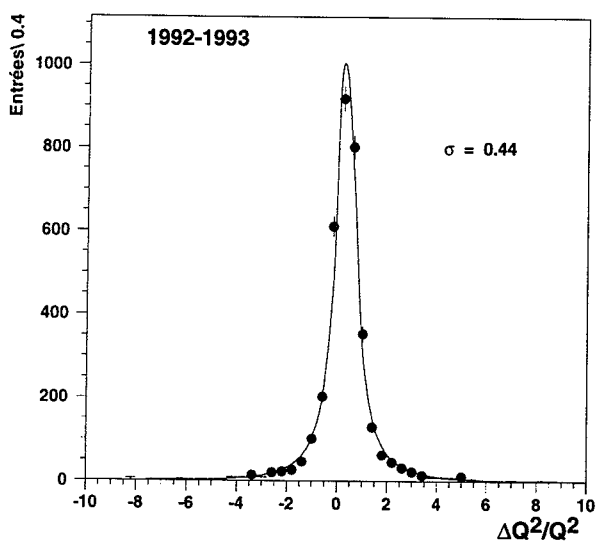
où les notations sont les mêmes que celles utilisées dans le paragraphe I.2.1. Le nombre d'événements attendu est : $N_{sim} = 69$, compatible avec la somme $73, 4 \pm 16, 1$ obtenue sur les données.



(a)

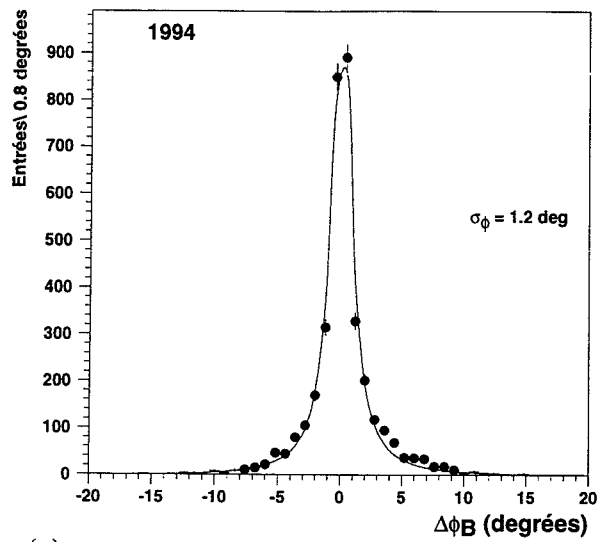


(b)

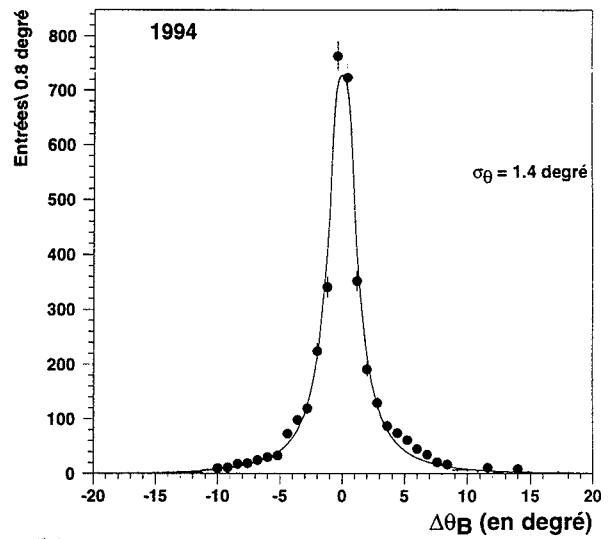


(c)

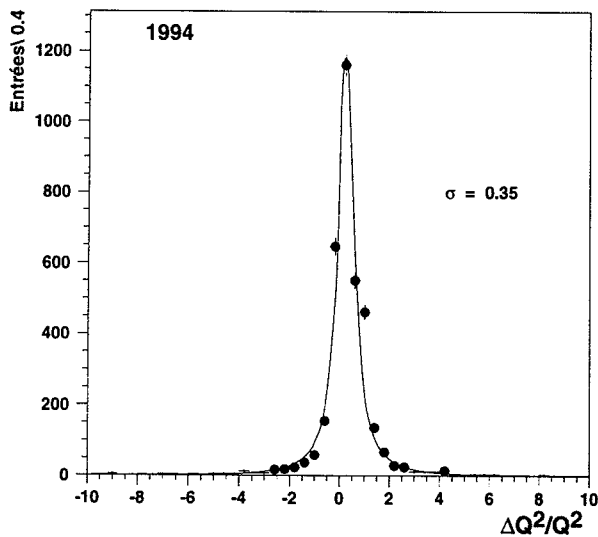
Figure V.9: Résolution sur la direction du hadron beau obtenue par l'approximation de l'axe de poussée (utilisée pour les données 1992-1993) et sur la variable q^2 . Les distributions ont été obtenues à partir d'événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$.



(a)



(b)



(c)

Figure V.10: Résolution sur la direction du hadron beau obtenue par la direction de vol (utilisée pour les données 1994) et sur la variable q^2 correspondante. Les distributions ont été obtenues à partir d'événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$.

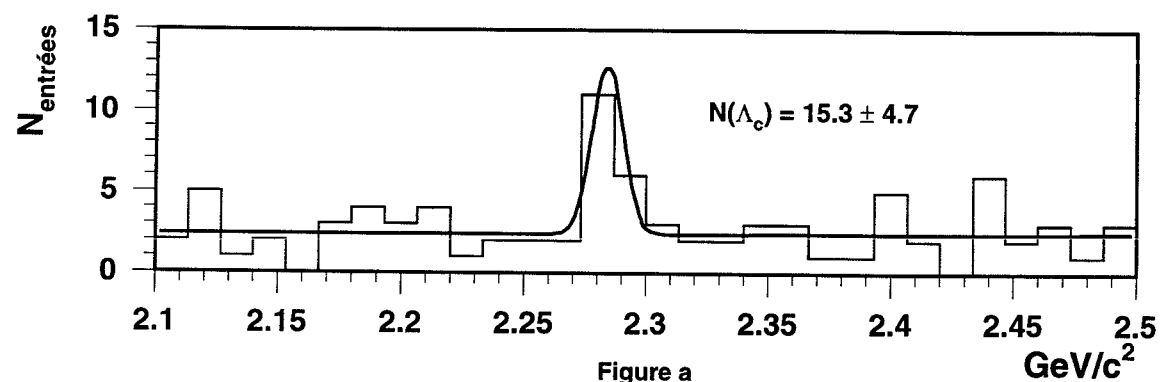


Figure a

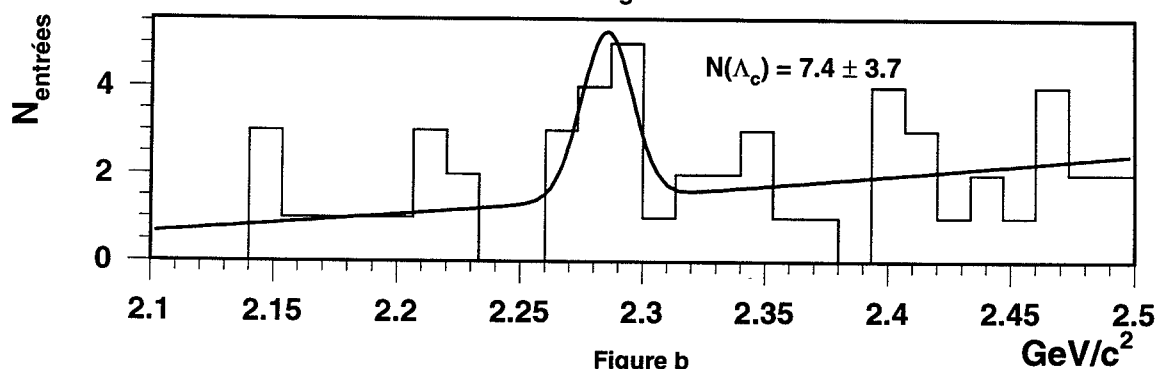


Figure b

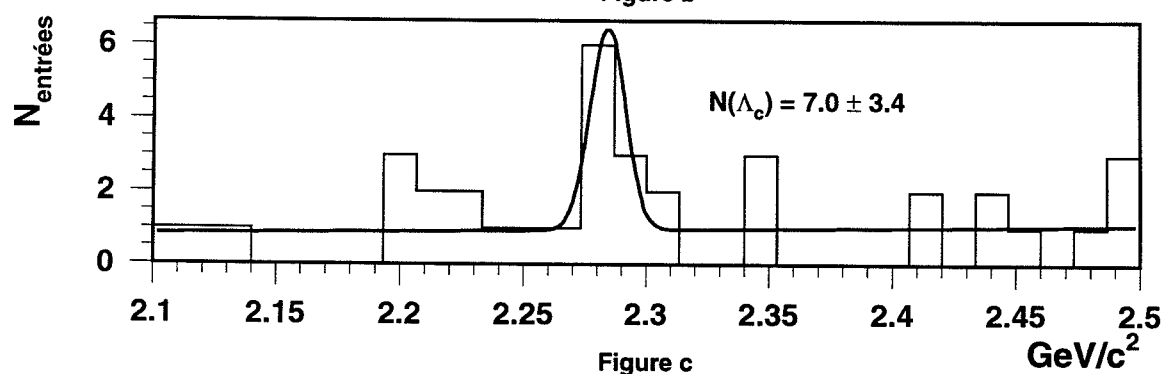


Figure c

Figure V.11: Distributions des événements Λ_b^0 sélectionnés en fonction de la variable w . Les figures (a et b) représentent les événements physiques et la figure c les événements non physiques.

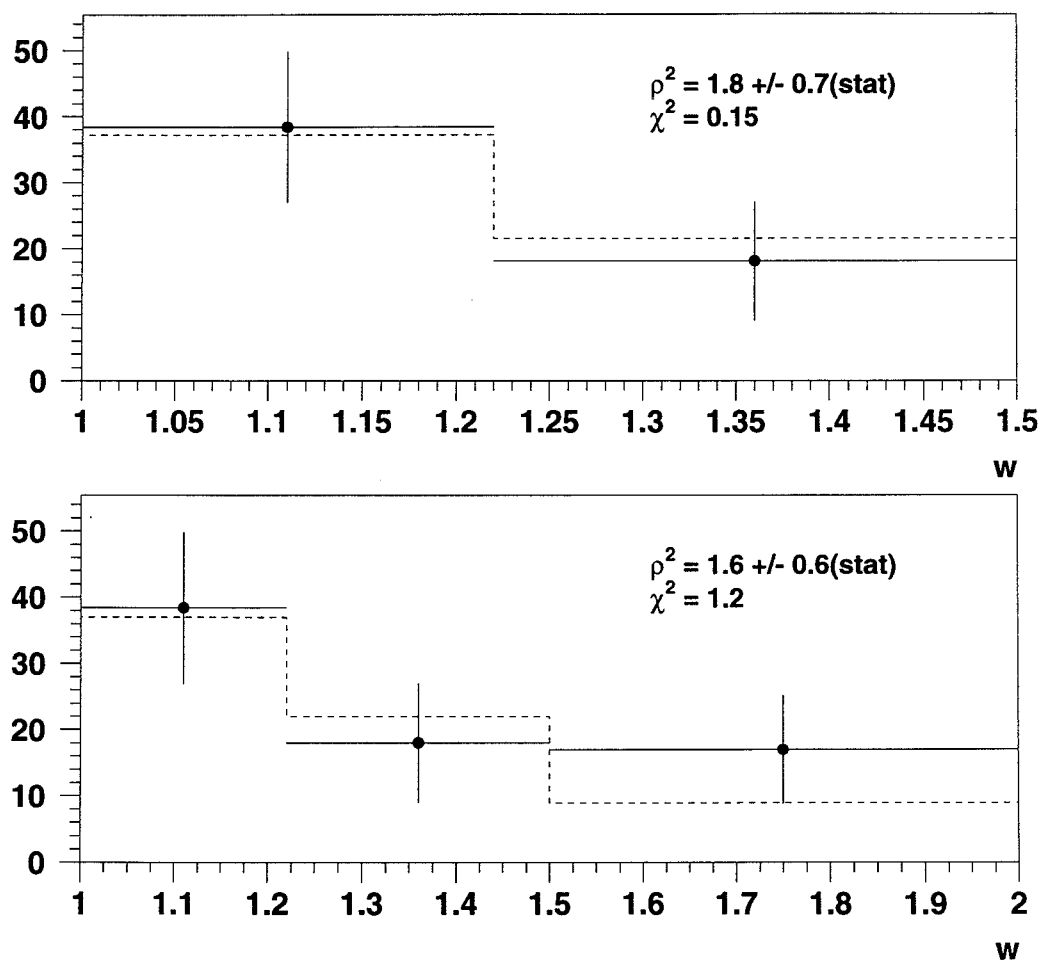


Figure V.12: Résultats de l'ajustement de la distribution des événements en fonction de w .

La comparaison des données et des événements simulés en utilisant les deux intervalles physiques conduit à :

$$\hat{\rho}^2 = 1,81_{-0,67}^{+0,70} (stat)$$

où l'erreur mentionnée est d'ordre statistique. La valeur du χ^2 associé est 0,15 pour un degré de liberté. En réalisant l'ajustement à l'aide des trois intervalles, on obtient $\hat{\rho}^2 = 1,60 \pm 0,62(stat)$ avec une valeur de χ^2 de 1,2 pour deux degrés de liberté. On remarque le léger désaccord (1σ) entre les données et la simulation dans l'intervalle non physique (pour $w > 1,5$). On peut expliquer l'existence d'un tel désaccord en considérant que la résolution sur w dans les données n'est pas parfaitement reproduite par la simulation ou qu'il existe une contamination résiduelle d'événements physiques dans notre échantillon, comme par exemple les événements provenant des désintégrations baryoniques des mésons beaux $B \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. Les deux ajustements sont compatibles, on gardera toutefois le premier qui donne un χ^2 plus faible.

Les erreurs systématiques sur le premier ajustement ont été estimées en faisant varier les paramètres utilisés (taux de production, rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$, efficacités) indépendamment les uns des autres et en sommant quadratiquement l'ensemble des erreurs ainsi obtenues. Le résultat final est :

$$\hat{\rho}^2 = 1,81_{-0,67}^{+0,70} (stat) \pm 0,32 (syst)$$

Même si ce résultat ne donne qu'un ordre de grandeur, il montre qu'une pente de valeur nulle pour les baryons lourds est exclue : $\hat{\rho}^2 > 0$ avec 95% de niveau de confiance (erreur statistique seulement). Compte-tenu maintenant de l'ensemble des erreurs statistique et systématique, la pente du facteur de forme du baryon Λ_b^0 , $\hat{\rho}^2$ est encore à 2,3 écarts standards de la valeur nulle, ce qui vérifie la règle de somme de Bjorken [11].

V.4 Conclusion

L'étude de la distribution des événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ en fonction de la variable w a permis une première estimation de la pente $\hat{\rho}^2$ du facteur de forme des baryons Λ_b^0 . En faisant l'hypothèse suivant laquelle la fonction d'Isgur et Wise est linéaire au voisinage de la limite élastique :

$$\xi(w) = \xi(w \rightarrow 1) (1 - \hat{\rho}^2(w - 1) + \mathcal{O}((w - 1)^2))$$

on a obtenu pour $\hat{\rho}^2$:

$$\hat{\rho}^2 = 1,81_{-0,67}^{+0,70} (stat) \pm 0,32 (syst)$$

La figure V.13 montre la comparaison de ce résultat avec les prédictions théoriques et les valeurs expérimentales obtenues pour le secteur des mésons. En première approximation, la

pente du facteur de forme pour les baryons devrait être double de celle prédite dans le secteur des mésons [12]. Avec la statistique dont nous disposons ici, il n'y a pas de désaccord parmi ces différentes valeurs de la pente des facteurs de forme. Bien sur, une mesure plus précise, s'appuyant sur un nombre plus important d'événements Λ_b^0 sélectionnés, est nécessaire pour pouvoir conclure quant à la différence entre la pente du facteur de forme prédite dans le secteur des mésons et celle attendue pour les baryons.

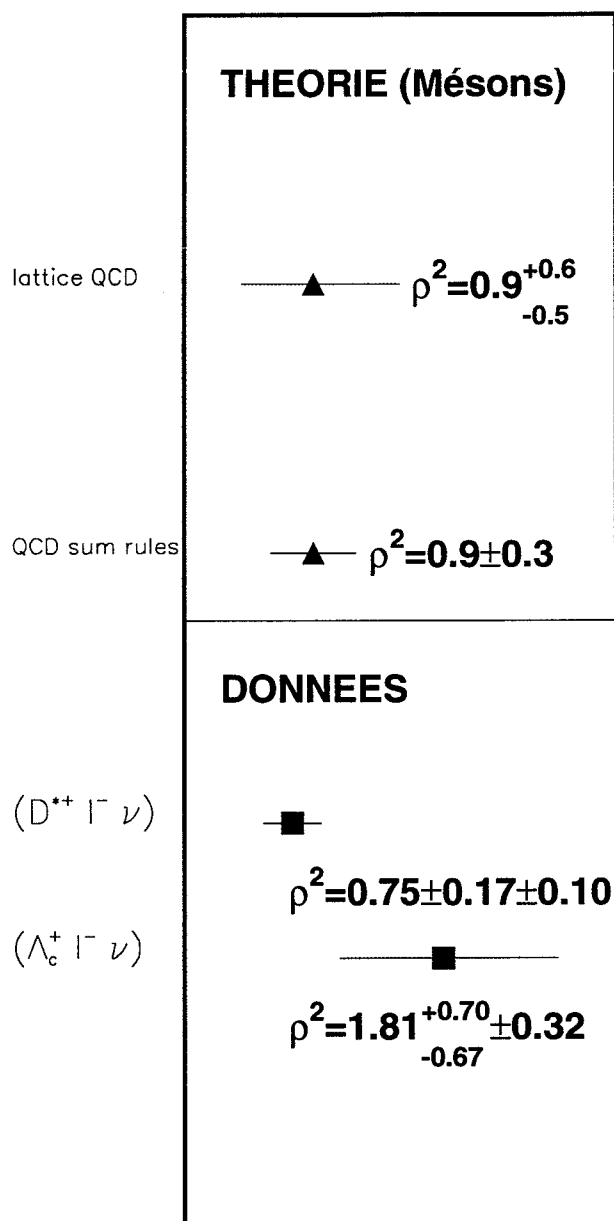


Figure V.13: Résumé des prédictions théoriques sur la pente des facteurs de forme dans le secteur des mésons comparées aux mesures actuelles faites dans le secteur des mésons B_d^0 et des baryons Λ_b^0 .

Bibliographie

- [1] P.Abreu et al., DELPHI Collaboration, Determination of $|V_{cb}|$ from the semileptonic decay $B^0 \rightarrow D^{*+} l^- \nu_l$, CERN-PPE/96-11, 30 Janvier 1996.
- [2] B. König, J.G Körner, M. Krämer et P. Kroll, preprint DESY 93-011.
- [3] Mathias Neubert, B decays and CP violation, International Journal of Modern Physics A, Vol 11, No. 23 (1996) 4173-4239.
- [4] R.M. Barnett et al., Physical Review **D54**, 1. (1996).
- [5] DELPHI Collaboration, Z.Phys. **C68**, 375 (1995).
- [6] ALEPH Collaboration, Phys.Lett. **B357**, 685 (1995).
- [7] OPAL Collaboration, Z.Phys. **C69**, 195 (1996).
- [8] K.C.Bowler *et al.*, Phys.Rev. **D52**, 5067 (1995).
- [9] E.Bagan, P.Ball and P.Gosdzinsky, Phys.Lett. **B301**, 249 (1993),
B.Blok and M.Shifman, Phys.Rev. **D47**, 2949 (1993),
M.Neubert, Phys.Rev. **D47**, 4063 (1993),
S.Narison, Phys.Lett. **B325**, 197 (1994).
- [10] DELPHI Collaboration, Z.Phys. **C71**, 539 (1996).
- [11] N. Isgur, M.B. Wise, and M. Youssefmir, Excited charm baryons in semileptonic Λ_b^0 decay and their contribution to a Bjorken sum rule, Physics Letters B-254, 215 (1991).
- [12] Mathias Neubert, Communication privée.
- [13] M.E. Luke, Physics Letters B **252**, 447 (1990)
- [14] W. Adam et al., Delphi Collaboration, Measurement of Inclusive π^0 Production in hadronic Z^0 Decays, CERN-PPE/95-144 (1995).
- [15] N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B232** (1989) 113.
N. Isgur and M.B. Wise, Physics Letters **B237** (1990) 527.

Conclusion

En se basant sur l'ensemble des données recueillies de 1992 à 1994 dans l'expérience DELPHI correspondant à 2.700.000 désintégrations hadroniques du Z^0 , 407 ± 54 baryons charmés Λ_c^+ ont été reconstruits à partir de leur mode de désintégration $pK\pi$. Ce lot d'événements a permis de mesurer les taux de production des baryons charmés dans les désintégrations des quarks b et c , et d'estimer la pente du facteur de forme du baryon Λ_b .

En utilisant la moyenne donnée par CLEO et ARGUS pour déterminer la contribution des événements $c \rightarrow \Lambda_c^+$ de notre échantillon, et en choisissant la moyenne mondiale donnée dans le Particle Data Group pour le taux d'embranchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4.4 \pm 0.6) \%$, on a pu mesurer le taux de production inclusif du Λ_c dans la fragmentation du quark b :

$$R_b.P(b \rightarrow \Lambda_c^+) = (2.86 \pm 0.46(stat.) \pm 0.73(syst.))\%$$

A partir de l'étude du spectre d'impulsion de 215 ± 34 candidats Λ_c^+ sélectionnés dans le mode $pK\pi$ avec les données 1994, on a estimé à la fois les taux de production $R_c.P_c$ et $R_b.P_b$:

$$R_c.P(c \rightarrow \Lambda_c^+) = (1.73 \pm 0.34(stat.) \pm 0.34(syst.) \pm 0.24(Br.)) \%$$

$$R_b.P(b \rightarrow \Lambda_c^+) = (2.98 \pm 0.59(stat.) \pm 0.68(syst.) \pm 0.41(Br.)) \%$$

La valeur obtenue pour $R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+)$ est en léger désaccord avec celle obtenue à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$: $(R_c \cdot P(c \rightarrow \Lambda_c^+) = (2.04 \pm 0.41)\%)$

Cette mesure ajoutée à celles obtenues dans le secteur des mésons a permis de déterminer la valeur de R_c :

$$R_c(\text{comptage de } c) = 0.168 \pm 0.011 \pm 0.013$$

L'étude de la distribution des événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ en fonction de l'impulsion de transfert de la réaction, a permis une première estimation de la pente $\hat{\rho}^2$ du facteur de forme des baryons beaux Λ_b :

$$\hat{\rho}^2 = 1.81_{-0.67}^{+0.70} (stat) \pm 0.32 (syst)$$

Cette mesure est largement dominée par l'erreur statistique.

Liste des figures

I.1	Triangle représentant la condition d'unitarité appliquée à la première ligne et à la troisième colonne de la matrice CKM.	10
I.2	Production d'une paire de quarks au LEP.	12
I.3	Corrections électrofaibles appliquées au vertex $Z \rightarrow q\bar{q}$	13
I.4	Dépendance de R_b , R_d et R_c en fonction de la masse du quark top m_{top}	15
I.5	Fonctions de fragmentation de Peterson obtenues pour $\epsilon_c = 0.04$ et $\epsilon_c = 0.006$	18
I.6	Les quatre mécanismes possibles de production des baryons.	18
I.7	Moments orbitaux l_K et l_k du diquark léger (qq') qui interviennent dans la représentation spectroscopique des baryons lourds Qqq'	25
I.8	Spectre des hadrons charmés et beaux ($q = u$ ou d). L'étalement en masse brise la symétrie des quarks lourds.	26
I.9	Désintégration semileptonique du baryon Λ_b dans le cadre du modèle spectateur.	30
I.10	Schéma de la transition faible $b \rightarrow c$ dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds.	32
II.1	Le LEP et les sites des différentes expériences	44
II.2	Vue d'ensemble du détecteur DELPHI	46
II.3	Référentiel DELPHI. L'angle polaire défini à partir de l'axe z est appelé θ , et ϕ est l'angle azimutal dans le plan transverse (x, y)	47
II.4	Le détecteur de vertex :vue en perspective et projection sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les unités sont en cm.	49
II.5	Géométrie de la TPC	52
II.6	Vue transversale d'un des 12 secteurs de la TPC (figure-a) et lignes de champs dans le systèmes de détection de la TPC (figure-b)	53
III.1	Variation de l'ionisation spécifique dE/dx , normalisée à 1 au minimum d'ionisation ($\beta \sim 0,97$), mesurée avec la TPC de DELPHI en fonction de l'impulsion des particules. Les bandes de points sont obtenues à partir des données réelles en utilisant des échantillons enrichis pour les différents types de particules. La valeur du dE/dx , normalisée au minimum ionisant, dans la zone asymptotique du plateau de Fermi est égale à 1,52. La séparation entre les différentes hypothèses est effective, avec la résolution actuelle, pour des particules d'impulsion inférieure à $\sim 10 \text{ GeV}/c$. Le dE/dx est calculé avec plus de 135 fils.	66
III.2	Evolution de la résolution en fonction du nombre de fils touchés pour des événements di-muons $\mu^+\mu^-$ sélectionnés dans les données réelles. La résolution moyenne obtenue dans la zone $N_{fils} \geq 30$ est 5,6% et la valeur asymptotique est $\sim 4,9\%$	68

III.3	Evolution de la résolution en fonction du nombre de fils touchés pour des pions provenant d'événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sélectionnés dans les données réelles. La résolution moyenne obtenue dans la zone $N_{fils} \geq 30$ est 7,5% et la valeur asymptotique est $\sim 5,8\%$	68
III.4	Principe d'émission du rayonnement Cherenkov (construction de Huygens). En A) on a $v_p < v_l$ donc il n'y a pas émission de lumière. En B) on a $v_p > v_l$, la figure illustre la cohérence des ondes sphériques émises, il y a émission de lumière Cherenkov.	70
III.5	Evolution de la résolution sur l'angle Cherenkov(mrad) en fonction du nombre de photons émis pour la partie centrale et avant. Pour le radiateur gazeux, les données suivent bien la variation en $1/\sqrt{(N_{pe})}$ attendue, ce qui montre que les erreurs systématiques ont été réduites au niveau de la résolution attendue.	72
III.6	Evolution de l'angle moyen Cherenkov en fonction de l'impulsion dans les événements hadroniques dans la partie avant du RICH, pour le liquide (figure (a)) et pour le gaz (figure (b)).	73
III.7	Schéma des différentes zones d'identification des détecteurs liquide et gazeux et de leur mode de fonctionnement en fonction de l'impulsion.	77
III.8	Variation du dE/dX et de l'angle moyen Cherenkov en fonction de l'impulsion pour les types de hadrons p $K\pi$. La figure montre clairement la complémentarité des deux types d'information.	78
III.9	La distribution du $\cos(\theta^*)$ dans les données.	81
III.10	Distributions de masse invariante des Λ^0 pour les données 1992, 1993, 1994, puis pour toutes les années confondues.	83
III.11	Les figures (a, b, c) montrent les Λ^0 sélectionnés, année par année, après identification du proton, les figures (d, e, f) montrent les Λ^0 sélectionnés lorsque le proton dans l'état final n'est pas identifié. L'efficacité d'identification est estimée par le rapport $\frac{n_{id}^p}{n_{id}^p + n_{non id}^p}$, n_{id}^p et $n_{non id}^p$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les protons sont identifiés lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.	84
III.12	Echantillons de K^0 sélectionnés à partir des données 1992, 1993, 1994, puis pour toutes les années confondues. Le nombre de pions qui correspondent aux critères d'identification des protons (cf I.4.3) a été superposé au nombre total d'événements K^0	85
III.13	Les figures (a, b, c) montrent les K^0 sélectionnés, année par année, lorsqu'un pion est identifié comme étant un proton. Les figures (d, e, f) montrent les K^0 sélectionnés lorsque le pion dans l'état final n'est pas identifié comme un proton. L'efficacité d'identification (ou contamination par les pions) sera estimée par le rapport $\frac{n_{id p}^\pi}{n_{id p}^\pi + n_{non id p}^\pi}$, $n_{id p}^\pi$ et $n_{non id p}^\pi$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification proton pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les pions sont identifiés comme étant des protons lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.	86

III.14	Distribution de masse invariante $\Delta M = m(K\pi)\pi - m(K\pi)$	88
III.15	Distribution de masse invariante m_{D^0}	89
III.16	Masses invariantes du D^* pour les données 1992, 1993, 1994, puis toutes années confondues	90
III.17	Les figures (a, b, c) montrent les D^* sélectionnés, année par année, après identification du kaon, les figures (d, e, f) montrent les D^* sélectionnés lorsque le kaon dans l'état final n'est pas identifié. L'efficacité d'identification sera estimée par le rapport $\frac{n^{K\ id}}{n^{K\ id} + n^{K\ non\ id}}$, $n^{K\ id}$ et $n^{K\ non\ id}$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993, les protons sont identifiés lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.	91
III.18	Les figures (a, b, c) montrent les K^0 sélectionnés, année par année, lorsqu'un pion est identifié comme étant un kaon, les figures (d, e, f) montrent les K^0 sélectionnés lorsque le pion dans l'état final n'est pas identifié comme un kaon. L'efficacité d'identification (ou contamination par les pions) sera estimée par le rapport $\frac{n^{\pi\ id\ K}}{n^{\pi\ id\ K} + n^{\pi\ non\ id\ K}}$, $n^{\pi\ id\ K}$ et $n^{\pi\ non\ id\ K}$ étant les nombres d'événements obtenus respectivement dans les cas (a, b, c) et les cas (d, e, f). Ces efficacités correspondent à des critères standards d'identification pour les années 1992 et 1994. Pour la prise des données 1993 les pions sont identifiés comme étant des kaons lorsque soit la TPC, soit le RICH permet une identification probable.	92
III.19	Efficacités d'identification des protons (figures a, b, c) et des kaons (figures d, e, f) en fonction de l'impulsion pour les données 1992, 1993, 1994. En 1992 et 1994, les protons (respectivement kaons) sont identifiés par les critères standards de la combinaison de l'information provenant du RICH et de la TPC (cf III.4.3) tandis que pour la prise des données 1993, les protons (respectivement kaons) sont identifiés lorsque l'identification par la TPC est probable ou que celle provenant du RICH est probable.	93
III.20	Evolution de la contamination par les pions (ϵ_p^π et ϵ_K^π) en fonction de l'impulsion de la particule, pour les critères d'identification appliqués aux protons (figures a, b, c) et pour les critères d'identification appliqués aux kaons (figures d, e, f).	94
III.21	Les figures a) et b) montrent l'efficacité d'identification des électrons en fonction de l'impulsion de la particule pour une sélection standard. La figure a) correspond à la partie tonneau et la figure b) correspond à la partie bouchon. Les figures c) et d) montrent l'évolution de l'efficacité et de la pureté en fonction de l'angle polaire de la particule.	101
III.22	Efficacité de l'identification standard des muons en fonction de l'impulsion de la particule et de son angle polaire. Les résultats obtenus sur les données réelles sont représentés par les points et les résultats obtenus sur la simulation sont représentés par les histogrammes. La figure en c) montre l'efficacité de l'identification probable dans la région du SMC. Les points montrent l'efficacité obtenue en utilisant le SMC, et l'histogramme montre l'efficacité en utilisant les détecteurs MUB et MUF seuls.	102

IV.1	Schéma de désintégration du Λ_c dans le canal $pK^-\pi^+$	106
IV.2	Comparaison des spectres d'impulsion des baryons Λ_c^+ produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ simulés.	109
IV.3	Distribution du spectre d'impulsion des baryons Λ_c^+ produits dans les événements $b\bar{b}$ simulés. Les contributions provenant des désintégrations baryoniques des mésons beaux et les désintégrations des baryons beaux ont été superposées.	110
IV.4	Spectres d'impulsion des produits de désintégration du Λ_c^+ dans les événements $b\bar{b}$ (traits pleins) et dans les événements $c\bar{c}$ (traits pointillés). On vérifie que le proton, le kaon et le pion ont en moyenne un spectre d'impulsion plus dur dans le cas des événements $c\bar{c} \rightarrow \Lambda_c^+$ que dans le cas des événements $b\bar{b}$. Cet effet est d'autant plus marqué que la masse du hadron dans l'état final est grande, ce dernier emportant une plus grande fraction de l'énergie du Λ_c^+	111
IV.5	Distributions du cosinus de l'angle entre la direction d'un des produits de désintégration du Λ_c^+ et la direction définie par son impulsion dans son repère propre, ($\cos(\theta^*)$) telle qu'elle est décrite par la simulation. L'histogramme en trait plein représente les événements $b\bar{b}$ et l'histogramme en traits pointillés représente les événements $c\bar{c}$	113
IV.6	Distribution du $\cos(\theta^*)$ du candidat proton dans les événements hadroniques $q\bar{q}$ réels (données 1994). Cette contrainte permet de diminuer le bruit de fond combinatoire sous le signal d'un facteur 2.	114
IV.7	Distributions de la longueur de vol des Λ_c^+ mesurée par rapport au vertex primaire pour les événements simulés $b\bar{b}$ (ligne en pointillés) et $c\bar{c}$ (ligne en continue). Par rapport aux Λ_c^+ issus de l'hadronisation des quarks c , les Λ_c^+ provenant de la désintégration des hadrons beaux parcourent, en moyenne, une distance plus grande ($\sim 2,5 \text{ mm}$) avant de se désintégrer.	115
IV.8	Distributions des cosinus de l'angle entre la direction de l'un des produits de désintégration du Λ_c^+ et la direction définie par l'impulsion du Λ_c^+ telles qu'elles sont prédites par la simulation. Les histogrammes en traits pleins représentent les événements $b \rightarrow \Lambda_c^+ X$ et les traits en pointillés représentent les événements $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$	117
IV.9	Distribution en probabilité de χ^2 des vertice associés aux événements $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, obtenue à partir d'événements de signal simulés.	118
IV.10	Distributions de masse des candidats $\Lambda_c^\pm$ reconstruits dans le mode $pK\pi$: (a) pour les données 1992 ($N_{\Lambda_c} = 73 \pm 17$), (b) pour les données 1993 ($N_{\Lambda_c} = 74,5 \pm 24$), (c) pour les données 1994 ($N_{\Lambda_c} = 240 \pm 35$), (d) somme sur les trois années, ($N_{\Lambda_c} = 407 \pm 52$).	122
IV.11	Distribution de masse des candidats Λ_c^+ reconstruits dans le mode $pK^-\pi^+$ utilisée pour la procédure d'ajustement par minimisation du χ^2 (données 1994). Le nombre d'événements Λ_c^+ est $N_{\Lambda_c^+} = 215 \pm 34$	127
IV.12	Distributions de masse des candidats Λ_c^+ reconstruits dans le mode $pK^-\pi^+$ (données 1994) par intervalle d'impulsion du Λ_c^+	128

IV.13	Distribution d'impulsion du Λ_c^+ . Les points représentent les nombres d'événements obtenus dans les données pour chaque intervalle d'impulsion. Les histogrammes représentent les nombres N_b (traits tiretés) et N_c (traits en pointillés) des contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ au signal, obtenues par ajustement. L'échelle verticale est normalisée de manière à ce que la surface représente le nombre observé d'événements dans un intervalle d'impulsion donné. . . .	130
IV.14	Distributions de masse invariante des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance.	135
IV.15	Distributions de l'impulsion des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance.	135
IV.16	Distributions de l'impulsion des candidats Λ_c^+ sélectionnés à partir des données 1994, et des deux composantes ($c \rightarrow \Lambda_c^+$) et ($b \rightarrow \Lambda_c^+$) ajustées par la méthode du maximum de vraisemblance, dans les deux régions de temps de vie (figure (A): $\tau < 0,4 \text{ ps}$ et figure (B) $\tau \geq 0,4 \text{ ps}$).	136
IV.17	Valeurs de R_c mesurées par différentes méthodes et par les collaborations DELPHI, ALEPH et OPAL. La moyenne a été estimée en incluant toutes les corrélations entre les différentes mesures et est en bon accord avec le Modèle Standard ($\sim 0,1\sigma$).	140
IV.18	Contours dans le plan $R_b - R_c$ définis par les niveaux de confiance à 68% et 95%. Le point définit les valeurs prédites par le Modèle Standard pour une masse du top égale à $m_t = 175 \pm 6$, et la flèche montre l'évolution de ces valeurs pour des masses du top croissantes.	141
V.1	Distributions de l'impulsion p^l (figure a) et de l'impulsion transverse p_t^l (figure b) des leptons ($p^l \geq 3 \text{ GeV}/c$) provenant de désintégration directe du quark b (histogramme en noir) et d'autres sources (histogramme en traits pleins). La distribution en impulsion transverse des leptons provenant du quark b est décalée ce qui permet leur caractérisation.	150
V.2	Dessin schématique de la désintégration semileptonique du Λ_b^0	152
V.3	Distribution de masse invariante des candidats Λ_c^+ dans la sélection des bonnes corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$ (histogramme en trait plein) et pour les mauvaises corrélations $\Lambda_c^+ l^+$ (points), obtenues à partir de l'ensemble des données 1992, 1993 et 1994. Le nombre d'événements obtenu est $N_{\Lambda_c^+} = 33,7 \pm 7,2$	154
V.4	Figures (a-b): Distributions en énergie obtenues sur les événements hadroniques réels, pour les objets chargés (a) et pour les amas calorimétriques (photon et pions neutres) (b). L'histogramme en trait plein correspond à la somme de l'énergie calculée dans les deux hémisphères, en trait pointillé la contribution de l'hémisphère du Λ_b^0 et en point la contribution de l'hémisphère opposé. Figures (c-d): Spectre en énergie pour les particules chargées (c) et pour les neutres (photons et pions neutres) dans l'hémisphère du Λ_b^0 (en grisé) et dans l'hémisphère opposée au Λ_b^0 (en blanc), pour des événements simulés.	159

V.5	Différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo, avant correction de masse (histogramme en trait plein) et après correction de masse (points). Cette correction est faible et l'énergie du neutrino est sur-estimée à cause du biais sur l'énergie visible.	160
V.6	Evolution de la différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo en fonction de l'énergie visible calculée dans l'hémisphère du Λ_b^0 à partir de traces chargées et des traces neutres (γ, π^0) sélectionnées.	161
V.7	Différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo, après correction de l'énergie visible mesurée. La résolution en énergie obtenue est de 33% (valeur moyenne $\langle E_\nu \rangle = 7,8 \text{ GeV}$).	162
V.8	Résolution obtenue sur l'énergie du Λ_b^0 , après toutes les corrections sur l'énergie du neutrino $E_{\bar{\nu}_l}$ dans les événements $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ Monte Carlo : $(\Delta_{E_B}/E_B) \sim 12\%$	162
V.9	Résolution sur la direction du hadron beau obtenue par l'approximation de l'axe de poussée (utilisée pour les données 1992-1993) et sur la variable q^2 . Les distributions ont été obtenues à partir d'événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	164
V.10	Résolution sur la direction du hadron beau obtenue par la direction de vol (utilisée pour les données 1994) et sur la variable q^2 correspondante. Les distributions ont été obtenues à partir d'événements simulés $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	165
V.11	Distributions des événements Λ_b^0 sélectionnés en fonction de la variable w . Les figures (a et b) représentent les événements physiques et la figure c les événements non physiques.	166
V.12	Résultats de l'ajustement de la distribution des événements en fonction de w	167
V.13	Résumé des prédictions théoriques sur la pente des facteurs de forme dans le secteur des mésons comparées aux mesures actuelles faites dans le secteur des mésons B_d^0 et des baryons Λ_b^0	169

THESE de L'UNIVERSITE DE LYON I (SCIENCES)

NOM : Bertini (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)		DATE de SOUTENANCE
Prénoms : Denis		24 Avril 1997
TITRE : Mesure de la production du baryon charmé Λ_c et étude des désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b par l'expérience DELPHI au LEP.		
NATURE : NOUVEAU ☒ DOCT LABEL EUROPEEN ☐ OUI ☒ NON Spécialité : Physique des particules		Numéro d'ordre :
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : Avec les données recueillies auprès de l'expérience DELPHI de 1992 à 1994, nous présentons une mesure des taux de production des baryons charmés Λ_c dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Pour ces mesures nous reconstruisons entièrement les baryons Λ_c se désintégrant en $pK\pi$. Ensuite, nous sélectionnons un lot de baryon beaux Λ_b^0 par l'intermédiaire de l'analyse de ses désintégrations semileptoniques en $\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. L'étude de la distribution de ces événements en fonction de l'impulsion de transfert a permis d'estimer, pour la première fois, la pente du facteur de forme du Λ_b^0.		
MOTS-CLES : baryons charmés, baryons beaux, facteur de forme, LEP, DELPHI.		
Laboratoire(s) de recherches : Institut de Physique Nucléaire de Lyon.		
Directeur de recherches : Mr G. Smadja		
Président de jury : Mr J.E Augustin		179 p.
Composition du jury : MM J.E Augustin, J. Carr, L. Chaussard, O. Pene, P. Roudeau, A. Rouge, G. Smadja.		

