

AB

EX 10414

THESE

présenté

CERN LIBRARIES, GENEVA

Delphine NICOD

CERN LIBRARIES, GENEVA



pour obtenir le grade de

CM-P00068757

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

Spécialité : Physique Mathématique,
Physique des Particules,
et Modélisation

ETUDE DE LA PRODUCTION
ET MESURE DE LA DUREE DE VIE
DU BARYON Λ_b
AUPRES DE L'EXPERIENCE *ALEPH* AU *LEP*

Soutenue le 29 Avril 1994, devant le jury composé de :

J.-J. AUBERT
G. BERNARDI
J. CARR
L. FOA
E. LOCCI
M. TALBY
P. TAXIL

A mes parents,

A David.

En réunissant dans un même lieu une collaboration internationale de physiciens et des moyens techniques performants, Mr J.-J. Aubert a su créer une ambiance de travail stimulante dont bénéficie tout étudiant effectuant son doctorat au Centre de Physique des Particules de Marseille, je l'en remercie.

Pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, je remercie Mr G. Bernardi et tout spécialement Mme E. Locci pour l'attention, les conseils et les encouragements qu'elle m'a, en outre, prodigués.

Messieurs J. Carr, L. Foà et P. Taxil ont accepté de faire partie de mon jury, je leur en sais gré.

Ma reconnaissance va également à M. Talby qui m'a guidée tout au long de ma thèse et jusque dans sa rédaction. J'espère avoir acquis un peu de sa clairvoyance et de sa rigueur.

Je tiens à remercier les physiciens du groupe ALEPH du CPPM dont la disponibilité et la compétence dans des domaines variés m'ont beaucoup apporté. Je salue plus particulièrement Cristi Diaconu qui a pris le relais de l'analyse Λ^- , Chafik Benchouk et Alain Bonissent pour une lecture attentive de ma thèse, Patrice Payre pour la préparation de la soutenance.

Je suis reconnaissante envers le service administratif du CPPM dont la gentillesse et la bonne humeur sont des qualités précieuses. Toute ma gratitude va également à l'équipe informatique du CPPM, notamment à René Bazzoli et à Jacques Raguet dont la disponibilité m'a permis de travailler dans les meilleures conditions.

Pour leur soutien de toutes les heures, je remercie ma famille ainsi que la très méditerranéenne Dominique Benielli-Gary et sa fille Lætitia.

Table des matières

Introduction	5
1 Cadre théorique	7
1.1 Particules élémentaires et forces fondamentales	8
1.2 Le modèle standard	10
1.2.1 L'interaction électrofaible	10
1.2.2 Matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)	12
1.2.3 L'interaction forte	13
1.2.4 Pérennité du modèle standard	15
1.3 Production des hadrons beaux au pic du Z^0	16
1.3.1 Production des fermions au pic du Z^0	17
1.3.2 Fragmentation des quarks en hadrons	20
1.3.3 Les hadrons beaux produits au pic du Z^0	22
1.4 Premières observations des baryons beaux	26
1.5 Durée de vie des hadrons beaux et modèles de désintégration	29
1.5.1 Modèle du quark spectateur	30
1.5.2 Corrections au modèle du quark spectateur	32
1.5.3 Hiérarchie des durées de vie	35
1.6 Etude de la désintégration semi-leptonique du Λ_b	36
1.6.1 Evaluation du rapport de branchement semi-leptonique	36
1.6.2 Théorie effective des quarks lourds (HQET)	37
1.6.3 Spectre en énergie du lepton et polarisation du Λ_b	39
1.6.4 Etiquetage des désintégrations semi-leptoniques	39
2 Dispositif expérimental	41
2.1 L'accélérateur LEP	42
2.1.1 L'énergie des faisceaux du LEP	42
2.1.2 La luminosité du LEP	44

Table des matières

2.2	Le détecteur ALEPH	46
2.3	Le solénoïde supraconducteur	46
2.4	Les trois détecteurs de traces chargées	48
2.4.1	Le détecteur de microvertex, VDET	48
2.4.2	La chambre à traces interne, ITC	49
2.4.3	La chambre à projection temporelle, TPC	49
2.4.4	Mesure du degré d'ionisation	51
2.4.5	Alignement des détecteurs de traces chargées	53
2.4.6	Reconstruction des traces chargées	54
2.5	Calorimétrie	57
2.5.1	Le calorimètre électromagnétique, ECAL	57
2.5.2	Le calorimètre hadronique, HCAL	59
2.5.3	Les chambres à muons	59
2.5.4	Calibration des calorimètres	60
2.5.5	Reconstruction des objets calorimétriques	60
2.5.6	Reconstruction des énergies	60
2.6	Les détecteurs de luminosité	63
2.6.1	Le calorimètre de luminosité, LCAL	64
2.6.2	Le calorimètre de luminosité en silicium, SiCAL	64
2.6.3	Le calorimètre de Bhabha à très petit angle, BCAL	65
2.7	Autres détecteurs	65
2.7.1	Le moniteur de bruit de fond à petits angles, SAMBA	65
2.7.2	Les moniteurs de l'orbite du faisceau, BOM	65
2.8	Déclenchement de l'enregistrement des données	65
3	Etude de la production du Λ_b au LEP	67
3.1	Sélection des événements hadroniques	68
3.2	Notion d'hémisphère et de jet dans les événements hadroniques.	70
3.3	Identification des leptons	70
3.3.1	Identification des électrons	70
3.3.2	Identification des muons	74
3.4	Mise en évidence du Λ_b par les corrélations Λl^-	75
3.4.1	Etiquetage du Λ_b	75
3.4.2	Processus de bruit de fond	76
3.4.3	Identification des Λ	77
3.4.4	Sélection des paires Λl	80
3.4.5	Contribution des processus de bruit de fond physique	83

3.4.6	Contribution du bruit de fond combinatoire	86
3.4.7	Extraction du signal du Λ_b	88
3.5	Mise en évidence du Λ_b par les corrélations $\Lambda_c^+ l^-$	91
3.5.1	Etiquetage du Λ_b	91
3.5.2	Processus de bruit de fond	92
3.5.3	Identification des Λ_c^+	93
3.5.4	Sélection des paires $\Lambda_c^+ l^-$	97
3.5.5	Contribution des processus de bruit de fond	98
3.5.6	Extraction du signal du Λ_b	100
3.6	Discussion des résultats	102
4	Mesure de la durée de vie du Λ_b	105
4.1	Situation expérimentale	106
4.2	Echantillon d'événements	108
4.3	Méthode de mesure de la durée de vie du Λ_b	112
4.4	Mesure de la longueur de vol du Λ_b	112
4.4.1	Reconstruction du vertex primaire	112
4.4.2	Reconstruction du vertex secondaire	114
4.4.3	Mesure de la longueur de vol du Λ_b	117
4.4.4	Fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b	117
4.5	Reconstruction de l'impulsion du Λ_b	122
4.5.1	Reconstruction de l'énergie du neutrino	122
4.5.2	Non reconstruction de la masse du Λ_b	125
4.5.3	Fonction de résolution de l'impulsion du Λ_b	125
4.6	Ajustement de la durée de vie	127
4.6.1	Méthode du maximum de vraisemblance	127
4.6.2	Fonction de vraisemblance pour un événement dans le pic	127
4.6.3	Fonction de vraisemblance pour un événement hors pic	129
4.6.4	Méthode du maximum de vraisemblance étendue	131
4.6.5	Résultats de l'ajustement	132
4.7	Discussion de l'erreur statistique	132
4.7.1	Comparaison avec les résultats obtenus en 1991 et 1992	132
4.7.2	Estimation qualitative	135
4.7.3	Etudes Monte-Carlo rapides	136
4.8	Etude des erreurs systématiques	138
4.8.1	Fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b	138
4.8.2	Bruit de fond combinatoire	139

Table des matières

4.8.3	Bruit de fond physique	139
4.8.4	Distribution κ	139
4.8.5	Masse du Λ_b	141
4.8.6	Biais issu de la méthode du maximum de vraisemblance . . .	141
4.9	Intérêt de la mesure de l'énergie du neutrino	142
4.10	Mesure de la durée de vie du Λ_c^+	145
4.11	Discussion	147
4.11.1	Comparaison avec les autres mesures de la durée de vie du Λ_b	147
4.11.2	Comparaison avec les durées de vie des autres hadrons beaux	148
Conclusion		149
A Système de coordonnées utilisé dans ALEPH		151
B Terminologie des baryons		153

Introduction

Depuis sa mise en évidence dans l'état lié $b\bar{b}$ (Υ) en 1977, l'étude du quark beau, qui passe par celle des hadrons beaux, est un des enjeux actuels de la physique des particules.

Les collisionneurs électron-positon fonctionnant au pic de la résonance $\Upsilon(4S)$ ont déjà apporté une moisson de résultats sur les désintégrations des mésons B^0 et $B^\pm$. Ils souffrent néanmoins de deux limitations : l'énergie à laquelle ils fonctionnent n'autorise pas la production des mésons B , ni des baryons beaux, et la production des hadrons beaux au repos ne permet pas la mesure de leur durée de vie.

Depuis son démarrage en 1989, le collisionneur électron-positon LEP offre une nouvelle opportunité pour l'étude des hadrons beaux. En effet, l'énergie disponible dans le centre de masse autorise la production de tous les états hadroniques du quark beau, en particulier celle des baryons beaux Λ_b dont la mise en évidence et la mesure du taux de production fait l'objet de la première partie de cette thèse. D'autre part, la poussée de Lorentz est suffisamment grande pour permettre aux hadrons beaux de parcourir avant de se désintégrer une distance mesurable (de l'ordre de 2 mm) à partir de laquelle leur durée de vie peut être mesurée.

Les expériences du LEP ont mesuré la durée de vie inclusive des hadrons beaux avec une précision de l'ordre de 2 %. Cette mesure, qui est à présent dominée par l'incertitude systématique, est une moyenne pondérée des durées de vie des différents hadrons beaux. Le défi est donc maintenant de mesurer les durées de vie exclusives des hadrons beaux pour mieux comprendre leur dynamique interne. La mesure de la durée de vie du baryon beau Λ_b fera l'objet de la deuxième partie de cette thèse.

Le mode de désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ est choisi pour étudier le Λ_b . Outre sa prépondérance et sa facilité d'étiquetage par rapport aux modes de désintégrations hadroniques, le mode de désintégration semi-leptonique bénéficie des points forts du détecteur ALEPH que sont la bonne identification des leptons, la reconstruction des traces chargées et la mesure des énergies avec précision. La production du Λ_b sera étudiée pour les périodes de prise de données de 1991 à 1993 correspondant à 1,6 million de désintégrations hadroniques du Z^0 suivant deux méthodes indépendantes et complémentaires :

- la méthode des corrélations de charge Λl^- :
le Λ_b est mis en évidence dans le mode $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ par la présence d'un Λ et d'un lepton de grande impulsion transverse.

Table des matières

- la méthode des corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$:
le Λ_b est mis en évidence dans le mode $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ par le couple $\Lambda_c^+ l^-$ de grandes impulsion et masse invariante.

Ce dernier mode permet d'accéder au vertex de désintégration du Λ_b et donc à sa longueur de vol événement par événement. L'impulsion du Λ_b est 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. Ainsi, le temps propre de désintégration est accessible événement par événement; la durée de vie du Λ_b peut alors être extraite de la distribution des temps propres en tenant compte des bruits de fond et des incertitudes de mesure.

Cette thèse comprend quatre parties. Le contexte théorique et expérimental est exposé dans un premier chapitre. Le dispositif expérimental utilisé, l'accélérateur LEP et le détecteur ALEPH, est décrit dans le deuxième chapitre. Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la production du Λ_b à l'aide des deux méthodes exposées. La mesure de la durée de vie du Λ_b fait l'objet du quatrième chapitre.

Chapitre 1

Cadre théorique

1.1 Particules élémentaires et forces fondamentales

Particules élémentaires

Devant la prolifération des hadrons, M. Gell-Mann et G. Zweig [1] proposèrent, dans les années 60, une modélisation de leur structure interne intitulée le modèle des quarks. Dans ce modèle, les hadrons sont composés de particules élémentaires de spin $\frac{1}{2}$ et de charge fractionnaire, appelées quarks. Les hadrons se répartissent en deux catégories : les mésons, états liés d'un quark et d'un antiquark, et les baryons, états liés de trois quarks. Le premier modèle des quarks mettait en jeu trois saveurs : u, d et s. Son premier réel succès a été de prédire avec précision la masse d'un hadron qui fut par la suite observé : le Ω^- , composé de trois quarks de saveur s.

Par ailleurs, les développements de la théorie unitaire des interactions électromagnétique et faible ont amené Glashow, Illiopoulos et Maiani, en 1970, à prédire l'existence d'une quatrième saveur appelée charme (c). La validité de cette prédiction fut prouvée en 1974 avec la découverte de l'état lié $c\bar{c}$ (J/ψ) [2]. Depuis, l'état lié $b\bar{b}$ (Υ) [3] a été observé mettant en évidence l'existence d'une autre saveur, la beauté (b)¹.

Actuellement, les particules élémentaires sont, jusqu'à une échelle de 10^{-16} cm, les leptons et les quarks (fermions de spin $\frac{1}{2}$) dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 1.1.

Forces fondamentales

Dans l'état actuel de nos connaissances, les interactions entre les particules de matière sont décrites grâce à quatre forces fondamentales : les forces électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle. Ces forces sont décrites par des théories de jauge et sont transmises entre les particules de matière par l'échange de bosons de spin entier. Quelques caractéristiques de ces forces sont décrites dans le tableau 1.2.

La description du contenu de l'atome illustre bien les actions de ces forces. La force électromagnétique, véhiculée par le photon, assure la cohésion des électrons autour du noyau de l'atome. Le noyau est constitué de nucléons : les protons et les neutrons (baryons), eux-mêmes constitués de quarks liés entre eux grâce à la force forte dont les bosons vecteurs sont les gluons. La force faible transmise par les bosons² $W^\pm$ est responsable de la désintégration β des noyaux. Quant à la force gravitationnelle, elle est la plus faible des quatre forces et son action sur les particules élémentaires est négligeable en comparaison de celle des trois autres forces, de plus, sa description dans le cadre de la relativité générale est indépendante des trois autres; c'est pour ces raisons qu'elle ne sera pas traitée dans la suite de cet exposé. Les forces électromagnétique, faible et forte sont décrites par le modèle standard au sein duquel les forces électromagnétique et faible sont unifiées en une seule force : la force électrofaible.

¹Le 27 avril 1994, la collaboration CDF a annoncé l'observation à trois écarts standards du sixième quark, le quark top avec une masse de : $174 \pm 10^{+13}_{-12} \text{ GeV}/c^2$ [4]

²Le boson Z^0 n'intervient pas dans ce processus.

1.1 Particules élémentaires et forces fondamentales

Nom du fermion		symbole	Charge	Masse [5]
Leptons	électron	e^-	-1	0,511 MeV/c ²
	neutrino électronique	ν_e	0	< 7,3 eV/c ²
	muon	μ^-	-1	105,7 MeV/c ²
	neutrino muonique	ν_μ	0	< 0,27 MeV/c ² ,
	tau	τ	-1	1784 ^{+2,7} _{-3,6} MeV/c ²
	neutrino tau	ν_τ	0	< 35 MeV/c ² ,
Quarks	quark down	d	-1/3	5 - 15 MeV/c ²
	quark up	u	2/3	2 - 8 MeV/c ²
	quark étrange	s	-1/3	100 - 300 MeV/c ²
	quark charmé	c	2/3	1,3 - 1,7 GeV/c ²
	quark beau	b	-1/3	4,7 - 5,3 GeV/c ²
	quark top	t	2/3	164 ⁺¹⁶ ₋₁₇ ⁺¹⁸ ₋₂₁ GeV/c ² [6]

Tableau 1.1: Quelques caractéristiques des fermions (leptons et quarks). Seuls le neutrino ν_τ et le quark top n'ont pas encore été observés directement. La limite sur la masse du neutrino tau est obtenue par l'ajustement du spectre en masse invariante de l'état final des désintégrations $\tau \rightarrow 5\pi\nu_\tau$. L'estimation de la masse du quark top est discutée dans la section 1.3.1. Notons qu'à chacune de ces particules correspond son antiparticule, de même masse et de charge opposée.

Force	Boson	charge	spin	masse (GeV/c ²)
Forte	gluon (g)	0	1	0
Electromagnétique	photon (γ)	0	1	< 3×10^{-36} [5]
Faible	boson W ($W^\pm$)	± 1	1	80,22 $\pm$ 0,26 [5]
	boson Z (Z^0)	0	1	91,187 $\pm$ 0,007 [6]
Gravitationnelle	graviton (G)	0	2	0

Tableau 1.2: Quelques caractéristiques des bosons vecteurs. Le graviton n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement.

1.2 Le modèle standard

1.2.1 L'interaction électrofaible

Dans les années 60, Glashow, Salam et Weinberg [7] proposèrent une théorie de jauge unifiant les forces électromagnétique et faible en une seule force dite électrofaible. L'interaction électrofaible est basée sur le groupe de jauge non abélien : $SU(2)_L \times U(1)$. Le groupe $U(1)$ est basé sur la symétrie d'hypercharge faible Y . Le groupe $SU(2)_L$ est basé sur la symétrie d'isospin faible, I_3 . L'hypercharge faible Y est reliée à la charge Q et à l'isospin faible, I_3 , de la particule par :

$$I_3 = Q - Y/2$$

L'indice L indique que la transformation de jauge $SU(2)$ n'opère que sur des particules d'hélicité gauche.

Dans le modèle standard, les particules élémentaires sont regroupées en familles d'isospin faible. Le nombre de ces familles n'est pas prédit par le modèle standard, mais les résultats du LEP montrent que le nombre de familles est égal à trois³. Les leptons d'hélicité gauche sont classés par doublets d'isospin faible, chaque doublet comportant un lepton chargé ($I_3 = -1/2$) et le neutrino ($I_3 = 1/2$) qui lui est associé. Les leptons d'hélicité droite sont des singlets de $SU(2)_L$. Dans le modèle standard minimal, les neutrinos sont considérés comme des particules sans masse; ils ne possèdent qu'un seul état d'hélicité :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} e^- \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} \mu^- \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} \tau^- \end{pmatrix}_R$$

Tout comme les leptons, les quarks d'hélicité gauche sont placés en doublets d'isospin faible et les quarks d'hélicité droite sont placés en singlets d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{pmatrix} u \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} d \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} c \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} s \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} b \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} t \end{pmatrix}_R$$

Contrairement au secteur des leptons, les états propres de l'interaction faible sont, dans le secteur des quarks, des combinaisons linéaires des états propres de masse. Ce mélange est paramétré par la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa décrite plus en détail dans la section 1.2.2.

³L'étude de la courbe d'excitation du Z^0 a déterminé un nombre de neutrinos légers égal à $2,980 \pm 0,027$ [6]; l'existence de neutrinos lourds ($M_\nu \geq M_Z/2$) n'ayant encore jamais été mis en évidence expérimentalement.

Les bosons de jauge de l'interaction électrofaible se répartissent en un triplet, $W_\mu = W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$, de $SU(2)_L$, et un singlet, B_μ , correspondant au groupe $U(1)$. Ces bosons sont de masse nulle car un terme explicite de masse dans le lagrangien brise l'invariance de jauge. Ceci est en contradiction avec la réalité. Cette contradiction est levée grâce au mécanisme de Higgs qui allie brisure spontanée de symétrie et invariance de jauge locale pour permettre aux bosons de jauge et aux fermions d'acquérir une masse sans remettre en cause la renormalisabilité de la théorie. Dans le modèle standard minimal, la brisure de symétrie est réalisée grâce à un doublet de champs scalaires, donnant naissance à un seul boson physique, appelé boson de Higgs. Pour conserver 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 $1 \text{ TeV}/c^2$. Actuellement, il n'y a aucune preuve expérimentale directe de l'existence du boson de Higgs; la contrainte apportée par l'expérience ALEPH permet d'exclure toute particule de Higgs de masse inférieure à $58,4 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance [8].

Après brisure de symétrie, les quatre bosons de jauge sont le photon (représenté par le champ A_μ) qui reste sans masse et les bosons W^+ , W^- et Z^0 qui acquièrent une masse. Ces quatre bosons physiques sont des combinaisons des bosons $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ et B_μ :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \\ Z_\mu &= -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \\ A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \end{aligned}$$

Le mélange des bosons de jauge est paramétré par l'angle de mélange faible, θ_W , relié aux constantes g et g' du couplage des fermions aux bosons W_μ et B_μ par :

$$g' = g \tan \theta_W$$

La constante de structure fine ⁴ α (connue avec une précision de 10^{-7}) est reliée à la constante de couplage g et à l'angle de mélange faible par :

$$\alpha = g^2 \sin^2 \theta_W / 4\pi$$

L'angle de mélange faible est relié aux masses du boson Z^0 et des bosons $W^\pm$ par⁵ :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$$

⁴La constante de structure fine α est reliée à la charge électrique e par $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$

⁵La mesure des observables du LEP [6] donne : $\sin^2 \theta_W = 0,2324 \pm 0,0005^{+0,0001}_{-0,0002}$. La valeur centrale de $\sin^2 \theta_W$ et la première erreur sont données pour une valeur de la masse du boson de Higgs : $M_H = 300 \text{ GeV}/c^2$, la seconde erreur correspond à une variation de la masse du boson de Higgs dans l'intervalle $60 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1000 \text{ GeV}/c^2$.

En identifiant les prédictions du modèle standard à celles du modèle de Fermi à basse énergie, on trouve que la constante de Fermi G_F ($G_F/(\hbar c)^3 = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$) 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, toutes les observables physiques s'expriment en fonction de trois paramètres à déterminer par l'expérience, qui sont par exemple⁶ : G_F , M_Z et α . L'estimation des corrections radiatives dans le calcul des observables nécessite la connaissance de paramètres supplémentaires parmi lesquels se trouvent deux inconnues : la masse du boson de Higgs et la masse du quark top. La contrainte sur la masse du top par la mesure de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ au LEP sera illustrée dans la section 1.3.1.

1.2.2 Matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

Dans le modèle standard, les états propres de l'interaction faible sont constitués d'un mélange d'états propres de masse des quarks. Ce mélange s'exprime sous forme d'une matrice unitaire, à coefficients complexes. Dans le cas de deux familles de quarks, cette matrice est réelle et est paramétrée par un seul angle, l'angle de Cabbibo. Kobayashi et Maskawa ont proposé, en 1973, une généralisation de cette matrice à trois familles et plus. Par convention, seuls les quarks de charge $-\frac{1}{3}$ se mélangent; chacun des éléments de cette matrice reflète le couplage entre un quark de charge $-\frac{1}{3}$ et un quark de charge $+\frac{2}{3}$. Les courants neutres avec changement de saveur sont absents au plus petit ordre de la théorie.

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

Si l'on tient compte de l'unitarité de cette matrice de dimension trois et du fait que seules les phases relatives entre les états de quarks sont observables, on montre que la matrice CKM est décrite par quatre paramètres libres. La paramétrisation approchée donnée par L. Wolfenstein([9]), présentée ci-dessous, comporte trois paramètres réels indépendants (A , r et λ , où λ est le sinus de l'angle de cabbibo) et une phase δ . Par l'intermédiaire de la phase δ , la matrice CKM permet de rendre compte, de façon simple, de la violation de CP (ou de T) dans le modèle standard.

⁶Ces trois paramètres auraient pu être M_W , M_Z et α , mais la constante de Fermi G_F est actuellement connue avec une meilleure précision (grâce aux mesures de la masse et de la durée de vie du muon) que la masse des bosons $W^\pm$ (voir tableau 1.2), c'est pourquoi G_F est préféré.

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 re^{i\delta} \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - re^{i\delta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Les connaissances actuelles des six éléments de matrice n'impliquant pas le quark top proviennent de la désintégration β du noyau (V_{ud}), de l'analyse des désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ (V_{us}), de la production des 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}). L'étude des désintégrations faibles des hadrons beaux est particulièrement intéressante pour déterminer la valeur de $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$. Par exemple, grâce à l'étude de l'extrémité du spectre du lepton issu de la désintégration des mésons beaux, les collaborations CLEO et ARGUS ont mesuré le rapport :

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0,076 \pm 0,008 [10].$$

L'élément de matrice $|V_{cb}|$ peut être déterminé à partir de la connaissance des durées de vie des hadrons beaux et de leurs désintégrations semi-leptoniques (voir section 1.5.1).

En prenant en compte les contraintes d'unitarité, les intervalles permis à 90% de niveau de confiance pour les éléments de la matrice CKM, sont [5] :

$$\begin{pmatrix} 0,9747 < V_{ud} < 0,9759 & 0,218 < V_{us} < 0,224 & 0,002 < V_{ub} < 0,007 \\ 0,218 < V_{cd} < 0,224 & 0,9735 < V_{cs} < 0,9751 & 0,032 < V_{cb} < 0,054 \\ 0,003 < V_{td} < 0,018 & 0,030 < V_{ts} < 0,054 & 0,9985 < V_{tb} < 0,9995 \end{pmatrix}$$

1.2.3 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD), théorie de jauge renormalisable basée sur le groupe de symétrie non abélien $SU(3)$ de couleur. La couleur joue un rôle similaire bien qu'en plusieurs points dissemblable à celui de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique.

- Trois charges de couleur sont attribuées aux quarks alors qu'il n'existe qu'une seule charge électrique.
- A la différence du photon électriquement neutre, les huit gluons (bosons vecteurs de l'interaction forte) portent des charges de couleur : un quark bleu et un quark rouge interagissent par l'échange d'un gluon de couleur-anticouleur : rouge-antibleu.

- Puisque les gluons sont colorés, ils interagissent entre eux :
 - Les interactions entre gluons diluent la charge de couleur autour du quark, et donc affaiblissent les interactions quark-quark ou quark-gluon; les quarks se comportent alors à petite distance comme des particules libres. Cette propriété est appelée liberté asymptotique des quarks.
 - Une deuxième conséquence (attendue bien que non prouvée) des interactions gluon-gluon est le confinement des quarks : le potentiel entre deux charges de couleur augmenterait linéairement avec la distance, contraignant ainsi les particules colorées à rester liées et les états observables à être incolores. Les états observables sont les hadrons : mésons et baryons. Les mésons sont composés d'un quark porteur d'une couleur donnée et d'un antiquark porteur de son anticouleur qui forment un état incolore. Les baryons sont composés de trois quarks de trois couleurs différentes dont la combinaison est incolore. Jusqu'à présent les quarks (particules colorées) n'ont pas été observés à l'état libre.

La constante de couplage α_s , représentative de l'interaction entre les quarks, diminue avec l'énergie transférée q^2 . A l'ordre le plus bas de la théorie, l'expression de α_s est donnée par :

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

Où n_f est le nombre de saveurs de quark dont la masse est inférieure à l'échelle d'énergie q et où Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle de QCD. Au pic du Z^0 , la valeur⁷ de α_s obtenue par les quatre expériences LEP, est [6] :

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,120 \pm 0,006(stat) \pm 0,002(syst)$$

Pour des processus mettant en jeu des grands transferts d'énergie ($q^2 \gg \Lambda_{QCD}$), la constante de couplage est petite donc la théorie des perturbations est utilisable dans les calculs. Par contre, pour des processus mettant en jeu des plus petits transferts d'énergie ($q^2 \leq \Lambda_{QCD}$) tels que la fragmentation des quarks en hadrons ou la désintégration de ces derniers, la constante de couplage devient grande et les calculs perturbatifs ne sont plus applicables. Dans ce cas, les calculs sont décrits par des modèles phénoménologiques dont un exemple sera donné section 1.3.2.

⁷La valeur centrale de α_s et la première erreur sont données pour une valeur de la masse du boson de Higgs : $M_H = 300 \text{ GeV}/c^2$, la seconde erreur correspond à une variation de la masse du boson de Higgs dans l'intervalle $60 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1000 \text{ GeV}/c^2$.

1.2.4 Pérennité du modèle standard

Le modèle standard minimal, avec trois familles de fermions et des neutrinos sans masse, donne une représentation simple des interactions électromagnétique, faible et forte. Il comporte un grand nombre (18) de paramètres libres à déterminer par l'expérience qui sont, dans la représentation que nous avons choisie :

- les constantes de couplage, g , g' , α et α_s ,
- 6 masses de quarks,
- 3 masses de leptons,
- 3 angles de mélange des quarks et une phase dans la matrice CKM,
- 1 paramètre pour le potentiel de Higgs.

Les premiers succès du modèle standard ont été obtenus au CERN, par la mise en évidence des courants neutres avec la chambre à bulles GARGAMELLE [11] en 1973 et la découverte des bosons Z^0 , W^+ et W^- auprès du SPS en 1983 [12]. Depuis son démarrage au cours de l'été 1989, l'accélérateur LEP (Large Electron-Positron collider), fonctionnant à l'énergie du Z^0 , permet de tester les prédictions du modèle standard de l'interaction électrofaible et d'en mesurer avec précision les paramètres libres. Pour cela, diverses observables sont mesurées, telles que les asymétries avant-arrière, la polarisation du τ , les largeurs partielles (voir section 1.3.1), permettant d'accéder de façon redondante aux paramètres du modèle standard. A ce jour, aucune incompatibilité n'a été observée entre les mesures du LEP, celles effectuées auprès d'autres accélérateurs et les prédictions du modèle standard.

La simplicité du modèle standard ainsi que le bon accord de ses prédictions avec les mesures effectuées jusqu'à présent nous montrent sa validité. Cependant, certains aspects du modèle standard restent insatisfaisants. Ainsi, il comporte un grand nombre de paramètres libres, les interactions électrofaible et forte ne sont pas unifiées, le mécanisme de Higgs donnant des masses aux fermions reste un mécanisme *ad hoc* et le boson de Higgs n'a pas encore été observé directement.

Parallèlement aux tests du modèle standard, le LEP offre la possibilité d'étudier la physique des hadrons lourds. Il ouvre également de nombreux autres domaines d'investigation comme les tests de nouvelles théories telles que la supersymétrie, les modèles de grande unification et les modèles composites. Dans le futur, dès 1996, le LEP entrera dans sa deuxième phase de fonctionnement, LEP II, consacrée principalement à la production de paires W^+W^- . Lors de cette nouvelle phase, des recherches identiques à celles de LEP I seront poursuivies et des tests plus approfondis du modèle standard pourront être effectués : par exemple, les couplages non-abéliens à trois bosons γWW et ZWW pourront pour la première fois être mesurés directement, avec précision.

1.3 Production des hadrons beaux au pic du Z^0

Cette section est consacrée à la description de la production des hadrons beaux dans les collisions électron-positon au pic du Z^0 . Le processus conduisant à la production des hadrons beaux (ou de tout autre hadron) peut être décomposé en plusieurs étapes (représentées de façon schématique figure 1.1) qui seront décrites tout au long de cette section.

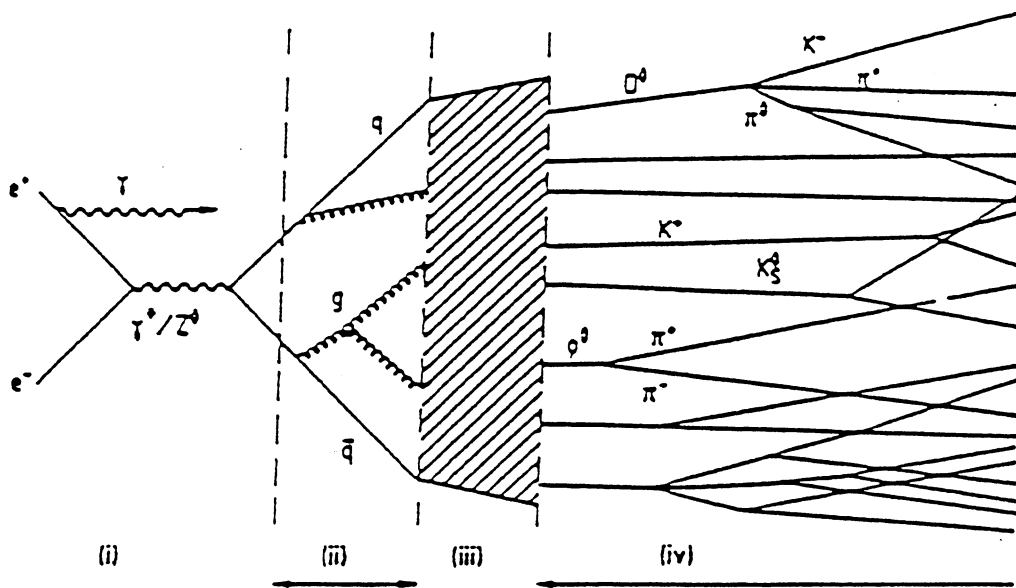
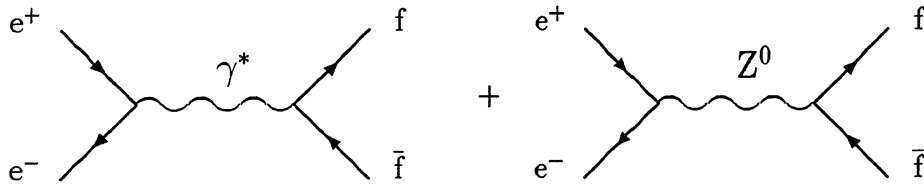


Figure 1.1: Représentation schématique d'un événement hadronique.

- étape (i), annihilation électron-positon en une paire quark-antiquark, par l'intermédiaire soit d'un photon virtuel, soit d'un Z^0 , avec, éventuellement, rayonnement de photons dans l'état initial
- étape (ii), émission d'une gerbe de partons (quarks et gluons)
- étape (iii), fragmentation des quarks en hadrons
- étape (iv), désintégration des hadrons

1.3.1 Production des fermions au pic du Z^0

Pour des énergies dans le centre de masse proches de l'énergie de résonance du Z^0 , l'annihilation électron-positon crée une paire fermion-antifermion par l'échange d'un photon virtuel γ^* ou d'un boson Z^0 dans la voie s ⁸ :



La section efficace de l'annihilation électron-positon en paire fermion-antifermion est composée de trois termes : un terme représente l'interférence d'un photon et d'un Z^0 , négligeable quand l'énergie dans le centre de masse de la réaction ($\sqrt{s}$) est proche de M_{Z^0} (nul lorsque $\sqrt{s} = M_{Z^0}$); les deux autres termes correspondent respectivement à l'échange d'un photon virtuel et à l'échange du boson Z^0 :

- Le terme représentant l'échange du photon virtuel est donné par :

$$\sigma_{QED}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2 N_f^c$$

Avec :

- N_f^c , le nombre de couleurs possibles pour le fermion produit ($N_f^c=3$ pour les quarks et $N_f^c=1$ pour les leptons)
- Q_f , la charge du fermion.

A l'énergie actuelle du LEP, c'est à dire à $\sqrt{s} \sim M_{Z^0}$, la contribution de ce terme électromagnétique à la section efficace totale est faible (de l'ordre du pour cent).

- La section efficace de l'annihilation électron-positon en fermions est dominée, au pic du Z^0 , par l'échange du boson Z^0 . Elle est donnée dans l'approximation de Born par :

$$\sigma_{pic}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{12\pi\Gamma_{e\bar{e}}\Gamma_{f\bar{f}}}{M_Z^6} \frac{s}{(s/M_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

Avec :

- M_Z , la masse du Z^0

⁸Pour les processus $e^+e^- \xrightarrow{\gamma^*, Z^0} e^+e^-$ à petit angle deux autres diagrammes contribuent dans la voie t .

- $\Gamma_{f\bar{f}}$, la largeur partielle de désintégration en fermions (voir tableau 1.3) :

$$\Gamma_{f\bar{f}} = N_f^c \frac{G_F \sqrt{2} M_Z^3}{48\pi} (a_f^2 + v_f^2)$$

- a_f et v_f , les constantes de couplages axial et vectoriel du fermion f , données dans tableau 1.3 :

fermions	$a_f = 2I_3$	$v_f = 2I_3 - 4Q_f \sin^2 \theta_w$	$\Gamma_{f\bar{f}}$ (MeV/c ²)
d, s, b	-1	$-1 + (4/3) \sin^2 \theta_w$	381
u, c, t	1	$1 - (8/3) \sin^2 \theta_w$	295
e, μ, τ	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_w$	83
ν_e, ν_μ, ν_τ	1	1	166

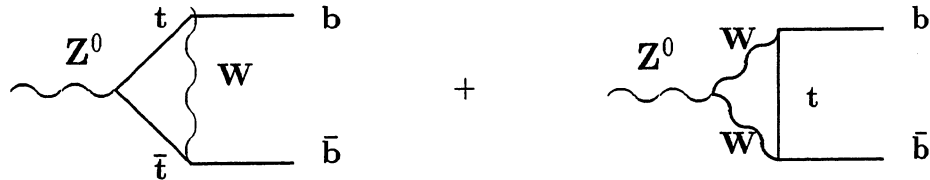
Tableau 1.3: Le tableau donne les valeurs de a_f , v_f et $\Gamma_{f\bar{f}}$ pour les différents fermions. Ces valeurs sont calculées avec $G_F = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$, $M_Z = 91,187 \text{GeV}/c^2$ et $\sin^2 \theta_w = 0,2324$.

- Γ_Z , la largeur totale de désintégration du boson Z^0 : $\Gamma_Z = \sum_i \Gamma_{f_i} \simeq 2480 \text{MeV}/c^2$

En utilisant les valeurs du tableau 1.3, la largeur partielle $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}} = \sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{q\bar{q}}$ est de 22% au LEP, à comparer à $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}} \sim 9\%$ pour des collisionneurs électron-positon à plus faible énergie, où le processus dominant est l'annihilation en photons virtuels.

L'approximation de Born n'est pas suffisante pour décrire l'annihilation électron-positon en fermions au pic du Z^0 car doivent également être prises en compte la radiation d'un photon dans l'état initial, la radiation d'un photon et/ou d'un gluon dans l'état final et les corrections au vertex et au propagateur. Les corrections radiatives augmentent sensiblement les sections efficaces au pic, mais peu les largeurs partielles. Ces corrections (à l'exception des radiations de photons calculables dans QED) dépendent de α_s et des paramètres inconnus que sont la masse du boson de Higgs (dépendance logarithmique) et la masse du quark top (dépendance quadratique).

Le quark b étant le partenaire d'isospin du quark top, deux contributions au vertex s'ajoutent aux corrections radiatives. Ces deux contributions mettent en jeu le quark top de masse inconnue et élevée; elles correspondent aux diagrammes suivants :



Du fait de ces deux contributions, la largeur partielle $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ dépend quadratiquement de la masse du quark top, tout en étant peu sensible à la masse du boson

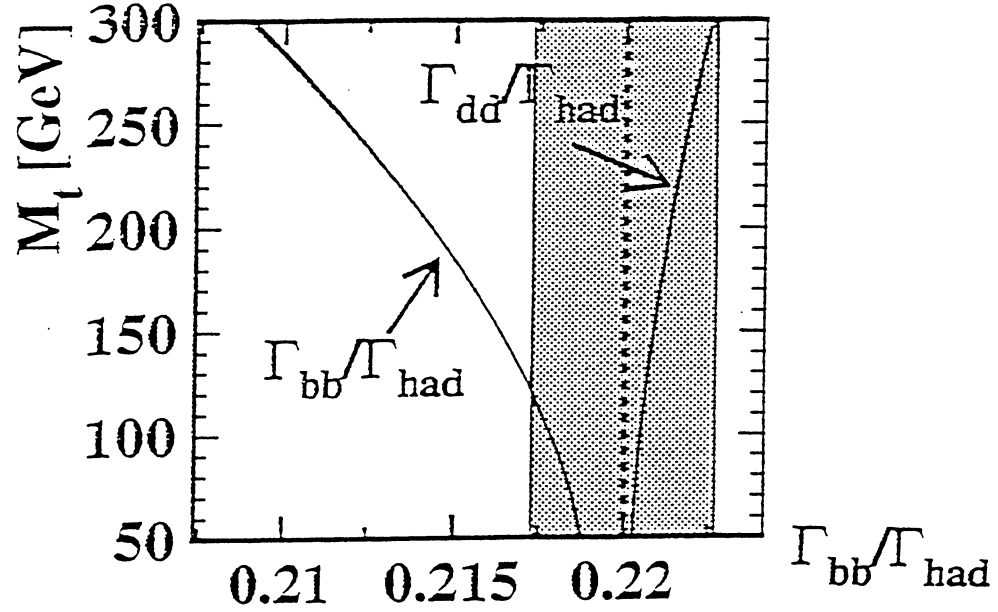


Figure 1.2: Variation de la masse du quark top en fonction des largeurs partielles Γ_{bb}/Γ_{had} et Γ_{dd}/Γ_{had} pour les prédictions du modèle standard (ligne). La mesure de la largeur partielle Γ_{bb}/Γ_{had} par les collaborations LEP est représentée par la ligne pointillée (la bande hachurée correspond à l'incertitude expérimentale).

de Higgs. La mesure de Γ_{bb}/Γ_{had} est donc particulièrement intéressante pour contraindre la masse du quark top. La moyenne des résultats des quatre expériences LEP, présentée à la conférence EPS à Marseille en Juillet 1993, atteint la précision de 1,2% [6] :

$$\Gamma_{bb}/\Gamma_{had} = 0,2200 \pm 0,0027$$

Cette mesure est en bon accord avec les prédictions du modèle standard (figure 1.2). Toutefois, la valeur centrale favorise des corrections en M_{top}^2 négative et n'apporte donc qu'une contrainte artificielle sur la masse du quark top [6, 13]. La recherche directe du quark top à CDF ou D0 à Fermilab donne la limite inférieure⁹, $M_{top} > 113 \text{ GeV}/c^2$ [14]. A l'aide de la mesure des différentes observables électrofaibles au LEP, et de la mesure de la masse du boson W auprès des collisionneurs $p\bar{p}$ et des expériences de diffusion de neutrino, la masse du top peut être estimée¹⁰ à [6] :

$$M_{top} = 164^{+16}_{-17} \text{ } ^{+18}_{-21} \text{ GeV}/c^2$$

L'interprétation des observables telles que Γ_{bb}/Γ_{had} ou les asymétries avant-arrière est effectuée en laissant libres la masse du quark top et la masse du boson de Higgs; cette liberté pourrait dissimuler des déviations éventuelles au modèle standard. Il est donc important de mesurer directement la masse du quark top à CDF ou D0 et la masse du boson de Higgs dans des expériences futures.

⁹Pour la mesure la plus récente de la masse du quark top, se référer au premier renvoi en bas de la page 19.

¹⁰La première erreur regroupe les erreurs statistique et systématique pour la valeur $M_{Higgs} = 300 \text{ GeV}/c^2$ et la deuxième erreur provient uniquement de la variation de la masse du Higgs de 60 à 1000 GeV/c^2 .

1.3.2 Fragmentation des quarks en hadrons

Le mécanisme de production des hadrons à partir des quarks peut être séparé en deux étapes :

1. Tout d'abord, le quark et l'antiquark primaires créent une gerbe de partons (quarks et gluons). L'énergie mise en jeu (étape (ii) fig.1.1) est grande devant Λ_{QCD} : ces processus sont calculables en théorie des perturbations au sein de QCD.
2. Ensuite, les quarks se hadronisent en s'associant à d'autres quarks. Cette deuxième étape (étape (iii) fig.1.1) est gouvernée par des échanges d'énergie entre quarks, dont l'ordre de grandeur est plus petit que Λ_{QCD} . Ces processus ne sont pas calculables en théorie des perturbations, mais ils sont décrits par des modèles phénoménologiques.

Nous décrirons ces deux étapes telles qu'elles sont traitées dans la simulation Monte-Carlo utilisée pour notre analyse, c'est à dire dans le cadre du générateur d'événements JETSET 7.3 [78] basé sur le modèle de LUND et adapté à la physique des collisions électron-positon.

Première étape : production de partons colorés

Une configuration initiale de partons est établie à partir de la paire quark-antiquark primaire. Les partons ainsi créés engendrent à leur tour d'autres gluons et/ou d'autres paires quark anti-quark. La gerbe de partons ainsi créée est composée, dans le générateur d'événements JETSET 7.3, par une cascade de désintégrations dont les processus de base mettent en jeu des quarks (q) et des gluons (g) : $q \rightarrow q g$, $g \rightarrow g g$ et $g \rightarrow q \bar{q}$. La probabilité pour que se produise un de ces processus de base ($a \rightarrow b + c$) pour une petite variation du paramètre d'évolution $t = \log(Q^2/\Lambda_{QCD})$ (Q^2 est relié au carré de la masse de la particule a) est donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi :

$$\frac{dP_{a \rightarrow b c}}{dt} = \int \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow b c}(z) dz$$

Dans cette équation, z représente la fraction de l'énergie de la particule a emportée par la particule b et $(1-z)$ celle emportée par la particule c . $P_{a \rightarrow b c}(z)$ est une fonction de z , dépendante du processus. A chaque étape, il y a conservation exacte du quadrivecteur énergie-impulsion. Pour la réaction $a \rightarrow b+c$, le domaine permis pour z est défini par les masses effectives des quarks b et c . La génération d'un événement commence par l'attribution d'une masse pour le parton initial. Cette masse diminue au fur et à mesure de l'évolution de la gerbe suivant l'équation décrite ci-dessus. L'évolution d'un parton s'arrête lorsque sa masse a atteint une valeur qui dépend du paramètre de coupure m_{min} ¹. Le paramètre de coupure, m_{min} , est choisi de manière à éliminer toute singularité susceptible d'apparaître en $z=0$ et $z=1$ dans les fonctions d'Altarelli-Parisi $P_{a \rightarrow b c}(z)$. La valeur de m_{min} de la simulation Monte-Carlo

¹L'algorithme est le même pour les gerbes de partons issues d'une paire de quarks de saveur légères (u, d ou s) ou de saveur lourde (c ou b).

utilisée dans cette analyse est $1,43 \text{ GeV}/c^2$. Les masses effectives des partons sont alors définies à partir de m_{min} et de m_q , la masse des quarks :

$$m_{eff,g} = m_{min}/2$$

$$m_{eff,q} = \sqrt{m_{min}^2/4 + m_q^2}$$

Les partons issus des processus décrits ci-dessus portent une charge de couleur.

Deuxième étape : fragmentation des quarks en hadrons

Dans une deuxième étape, indépendante de la première, les partons colorés précédemment produits se fragmentent en hadrons singlets de couleur. Comme la production de ces nombreuses particules ne peut être calculée exactement dans QCD, cette étape est traitée par l'intermédiaire d'un modèle phénoménologique, le modèle de LUND [15]. La fragmentation des quarks en hadrons y est modélisée par des processus probabilistes basés sur le concept de corde. Ce sont des processus à caractère itératif, dont les mécanismes élémentaires sont du type : *corde* $\rightarrow$ *hadron* + *corde restante*. L'image physique couramment employée pour décrire une corde, est celle d'un tube de flux de couleur étiré entre un quark et un antiquark d'un état singlet de couleur. Au fur et à mesure que les quarks s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie potentielle de la corde augmente. Pour une énergie donnée, la corde se brise et libère une nouvelle paire quark anti-quark en plus de celle restant sur la corde. La fragmentation se poursuit jusqu'à ce qu'il ne reste plus que des combinaisons incolores de quarks sur couche de masse.

Pour la production des baryons, des paires diquarks anti-diquarks $q_1 q_2, \bar{q}_1 \bar{q}_2$ sont également produites ce qui implique qu'un baryon est produit en même temps qu'un anti-baryon côte à côte sur la corde. Toutefois, il est possible que la corde joignant la paire de quarks $q_1 q_2$ soit brisée par une paire $q\bar{q}$; dans ce cas le baryon et l'anti-baryon seront séparés par un méson (modèle du "popcorn"). Ce phénomène a été mis en évidence dans les expériences de diffusion inélastiques de muons [16]. Dans ALEPH, la nécessité du mécanisme de popcorn a été montrée [17] dans la mesure de la corrélation en rapidité (définie par rapport à l'axe de poussée) entre Λ et $\bar{\Lambda}$ et entre K^0 et Λ . Dans JETSET, la proportion des cas où un méson s'intercale entre deux baryons est de 50%. En résumé, les différents processus sont les suivants :

- $q_1 \rightarrow \text{méson } (q_1 \bar{q}_2) + q_2$
- $q_1 \rightarrow \text{baryon } (q_1 q_2 q_3) + \bar{q}_2 \bar{q}_3$
- $q_1 q_2 \rightarrow \text{baryon } (q_1 q_2 q_3) + \bar{q}_3$
- $q_1 q_2 \rightarrow \text{méson } (q_1 \bar{q}_3) + q_2 q_3$, ce dernier processus (popcorn) ne peut pas avoir lieu deux fois consécutivement.

Dans le cas des hadrons contenant un quark lourd ($Q=b$ ou c), la probabilité pour qu'un hadron ainsi formé emporte la fraction z de l'impulsion-énergie du quark

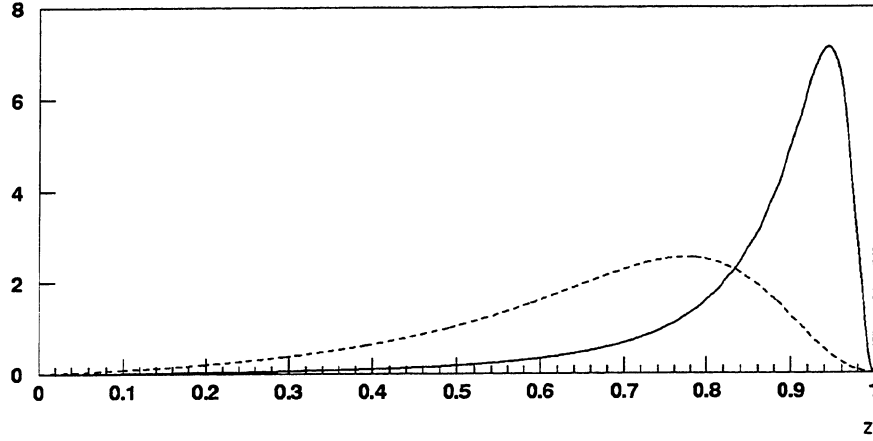


Figure 1.3: Fonction de fragmentation dans le modèle de Peterson, pour le quark b (courbe en trait plein) et le quark c (courbe en traits pointillés), avec les paramètres $\epsilon_b = 3,2 \cdot 10^{-3}$ et $\epsilon_c = 6,6 \cdot 10^{-2}$. Les courbes sont normalisées à l'unité.

lourd Q est donnée par la fonction de fragmentation. Une fonction de fragmentation couramment utilisée (en particulier dans la version de JETSET utilisée par la collaboration ALEPH) est la fonction dite de Peterson [18]. Elle est de la forme :

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

z est donné par la relation $z = (E + P_{\parallel})_{\text{hadron}} / (E + P_{\parallel})_{\text{quark}}$ et le paramètre ϵ_Q est le carré du rapport de la masse effective du quark léger à celle du quark lourd, $\epsilon_Q = (m_q/m_Q)^2$. ϵ_Q est déterminé expérimentalement [19] :

$$\epsilon_b = (3,2 \pm 1,7) 10^{-3}$$

$$\epsilon_c = (6,6 \pm 1,4) 10^{-2}$$

La fonction de fragmentation (figure 1.3) se comporte différemment pour les quarks b et c . Le hadron beau emporte en moyenne une plus grande fraction de l'énergie.

A l'issue du processus de fragmentation, chaque combinaison de quarks donne un hadron. Les proportions de hadrons vecteurs et pseudo-scalaires reposent sur les données expérimentales ou sur les prévisions théoriques si les données expérimentales ne sont pas disponibles. Les paramètres de la simulation sont déterminés par un ajustement de variables telles que le spectre en impulsion et en impulsion transverse des particules chargées et de particules identifiées.

1.3.3 Les hadrons beaux produits au pic du Z^0

Dans JETSET, la production de baryons n'est pas aussi importante que celle des mésons. En effet, dans le modèle des cordes (voir section précédente), la probabilité

de produire une paire quark-antiquark étant proportionnelle à $\exp(-\pi m^2/\kappa)$ (avec $\kappa \simeq 0,2(\text{GeV}/c^2)^2$ et m la masse du quark), la proportion relative diquarks/quark est : $qq : q = 0.10 : 1$. Un même raisonnement implique que la production de hadrons contenant un ou deux quarks étranges est supprimée par rapport à la production de hadrons ne contenant pas de quarks étranges.

Les mésons beaux à l'état fondamental, produits au LEP, sont les mésons $B_u^+(\bar{b}u)$, $B_d^0(\bar{b}d)$, $B_s^0(\bar{b}s)$, $B_c^+(\bar{b}c)$ ¹¹. A ce jour, seul le méson B_c^+ n'a pas été observé, le méson B_s^0 a été mis en évidence récemment [20]. La proportion des différents hadrons beaux dans la simulation Monte-Carlo JETSET est [21] :

$$B_u^+ : B_d^0 : B_s^0 : \text{baryons beaux} = 40 : 40 : 11 : 9$$

Les principaux baryons beaux produits au LEP sont les baryons Λ_b , Σ_b , Ξ_b et Ω_b . Le principe de la terminologie des baryons beaux auxquels nous nous référerons dans la suite de cette thèse est décrit dans l'annexe B. Avant de décrire les proportions dans lesquelles ils sont produits au LEP, il est nécessaire d'introduire leur spectroscopie.

Masse des baryons beaux

L'état actuel des observations des baryons beaux est présenté section 1.4. Jusqu'à présent, seules des mesures de la masse du Λ_b , soit controversées, soit sans conclusions, ont été réalisées. La spectroscopie des baryons beaux est donc connue uniquement du point de vue de modèles théoriques.

Considérons tout d'abord le secteur des hadrons charmés et étranges. Dans l'hypothèse où l'énergie de liaison du diquark ud au quark lourd dans un baryon se comporte de la même façon que l'énergie de liaison entre le quark léger et le quark lourd du méson, les masses des hadrons charmés peuvent être reliées à celles des hadrons étranges, par¹² :

$$M(\Lambda_c^+) \simeq M(\Lambda) + \frac{3M(D^{*+}) + M(D^+)}{4} - \frac{3M(K^{*0}) + M(K^0)}{4} \simeq 2294 \text{ MeV}/c^2$$

A comparer à la masse mesurée du Λ_c^+ [5] :

$$M(\Lambda_c) = 2284,9 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$$

Par analogie, une estimation simple de la masse du Λ_b est donnée ([22],[23]) grâce à l'étude du spectre des mésons beaux et des hadrons charmés :

$$M(\Lambda_b) \simeq M(\Lambda_c) + \frac{3M(B^*) + M(B)}{4} - \frac{3M(D^*) + M(D)}{4} \simeq 5630 \text{ MeV}/c^2$$

¹¹Dans la suite, toute mention à une particule réfèrera également à son anti-particule, sauf mention explicite.

¹²La masse moyenne $\frac{3V+P}{4}$ (V est la particule vectorielle (spin=1) et P est la particule pseudo-scalaire (spin=0)) permet de s'affranchir, au premier ordre, des effets de spin.

$M(\Lambda_b)\text{MeV}/c^2$	$M(\Sigma_b)\text{MeV}/c^2$	$M(\Sigma_b^*)\text{MeV}/c^2$	référence [24]
5596	5859	5877	[25]
5640	5780	5820	[26]
$\leq 5630 \pm 30$	$\geq M(\Lambda_b) + 168$		[27]
≤ 5629	5670 – 5826	≥ 5710	[22]
5580	5800	5841	[28]
5547	5714	5766	[29]
5605	5815	5825	[30]
5620	5800	5820	[31]

Tableau 1.4: Récapitulatif des masses des baryons Λ_b et Σ_b prédites par différents modèles théoriques.

Les corrections à une telle estimation sont calculées dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (décrite dans la section 1.6.2); elles sont d'autant plus faibles que la masse du quark lourd est grande [23].

D'autres modèles théoriques permettent estimer la masse des baryons beaux Λ_b et Σ_b . Un récapitulatif des résultats, effectué par W. Kwong *et al* [24], est présenté dans le tableau 1.4. Il est important de remarquer que les résultats donnés par tous ces modèles sont proches. Par la suite, nous choisirons $M(\Lambda_b) = (5,6 \pm 0,1) \text{ GeV}/c^2$.

Proportion des baryons beaux produits au pic du Z^0

Le tableau 1.5 présente les proportions dans lesquelles sont produits les différents baryons beaux dans des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ Monte-Carlo [21]. Ce tableau montre la prédominance des baryons Λ_b . Les quatre états de spin possibles des baryons excités Σ_b^* favorisent leur production par rapport à celle de baryons non excités Σ_b . Ce tableau indique également que la production des baryons beaux contenant un ou deux quarks s (Ξ_b et Ω_b) est supprimée par rapport à celle des baryons Λ_b , Σ_b et Σ_b^* .

Pour connaître la composition finale (avant désintégration faible) de l'échantillon de baryons beaux, les désintégrations entre baryons beaux doivent également être prises en compte. Le manque de résultats expérimentaux pour les baryons beaux conduit à estimer leur taux de désintégration par analogie avec le secteur des baryons étranges et charmés.

- Par analogie avec le baryon Σ^0 qui se désintègre en Λ :

$$- \Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma, 100\% [5]$$

le baryon neutre Σ_b^0 se désintègre électromagnétiquement en Λ_b .

Baryons beaux	Taux de production
Λ_b^0	4,2 %
$\Sigma_b^-, \Sigma_b^0, \Sigma_b^+$	1,3 %
$\Sigma_b^{*-}, \Sigma_b^{*0}, \Sigma_b^{*+}$	2,7 %
$\Xi_b^-, \Xi_b^0, \Xi_b'^-, \Xi_b'^0$	0,9%
Ξ_b^{*-}, Ξ_b^{*0}	0,3%
$\Omega_b^{*-}, \Omega_b^-$	$\sim 0,01\%$

Tableau 1.5: Taux de production de baryons beaux (avant leur désintégration) dans 6.10^5 événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ simulés dans le cadre du générateur d'événements JETSET.

- Par analogie avec les baryons étranges Σ^* :

- $\Sigma^* \rightarrow \Lambda\pi$, $(88 \pm 2)\%$ [5]
- $\Sigma^* \rightarrow \Sigma\pi$, $(12 \pm 2)\%$ [5]

les baryons beaux excités Σ_b^* se désintègrent soit en Λ_b soit en Σ_b .

- Les désintégrations des baryons chargés Σ_b^+ et Σ_b^- ont un taux de désintégration plus difficile à estimer.
 - Dans le cas des baryons étranges ($M(\Sigma) - M(\Lambda) \sim 70 \text{ MeV}/c^2$ [5]), l'espace de phase n'est pas suffisant pour permettre la désintégration forte $\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda\pi^\pm$. Par conséquent, les $\Sigma^\pm$ se désintègrent par interaction faible :
 - * $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ $(99,848 \pm 0,005)\%$
 - * $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ $(51,57 \pm 0,30)\%$
 - * $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ $(48,30 \pm 0,30)\%$
 - Par contre, dans le système charmé, l'espace de phase ($M(\Sigma_c) - M(\Lambda_c) \sim 167 \text{ MeV}/c^2$ [5]) est suffisant pour que les Σ_c se désintègrent par interaction forte, $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c\pi$ (100%).

Par analogie avec le secteur des baryons étranges, si la différence de masse entre le Λ_b et le Σ_b était plus petite que la masse du π , le Σ_b se désintégrerait par interaction faible en Λ_c^+ ou Σ_c^+ . Les modèles théoriques indiquent cependant une différence de masse entre les baryons Λ_b et Σ_b supérieure à la masse du pion (voir tableau 1.4). En extrapolant le comportement des baryons charmés à celui des baryons beaux, il est raisonnable de faire l'hypothèse que les Σ_b se désintègrent directement en Λ_b par interaction forte.

- Les baryons Ξ_b et Ω_b se désintègrent par interaction faible en Ξ_c et Ω_c , respectivement.

En conclusion, bien que les proportions relatives des différents baryons beaux produits au LEP ne soient pas connues précisément, on peut en déduire, par analogie avec le secteur des baryons étranges et charmés, que tous les baryons beaux ne comportant pas de quarks étranges se désintègrent en Λ_b : l'échantillon final de baryons beaux est constitué essentiellement de Λ_b . Dans la suite, le symbole " Λ_b " sera utilisé comme symbole générique pour désigner les baryons beaux produits : Ξ_b , Ω_b , Σ_b ou Λ_b . L'importante proportion de baryons beaux Λ_b produits fait du LEP un accélérateur propice à leur étude.

1.4 Premières observations des baryons beaux

Aucun collisionneur électron-positon avant LEP n'était propice à l'étude exhaustive des baryons beaux. En effet, les collisionneurs électron-positon CESR et DORIS, fonctionnant à l'énergie de la résonance du $\Upsilon(4S)$, offrent une production en grande quantité de mésons beaux B_d^0 et B_u^- mais ne bénéficient pas d'une énergie dans le centre de masse suffisante pour produire le méson B_s^0 ou le baryon Λ_b . Les collisionneurs électron-positon PEP et PETRA fonctionnaient à une énergie dans le centre de masse plus importante (respectivement 30 GeV/c² et 46,8 GeV/c²) que celle des accélérateurs CESR et DORIS mais la section efficace de production des quarks beaux ($\sigma_{b\bar{b}} \sim 0,03$ nb à comparer à 9 nb au LEP) était insuffisante pour mettre en évidence les baryons beaux. C'est auprès des machines hadroniques que les premiers résultats sur les baryons beaux (le Λ_b) ont été recueillis.

Premier résultat auprès des ISR

Les premiers résultats concernant le Λ_b ont été obtenus auprès des anneaux de stockage ISR au CERN. Plusieurs groupes de travail se sont succédés auprès de ces anneaux de stockage, consacrant une partie de leurs travaux à l'identification des baryons beaux. Un premier groupe, R415 [32], a observé un signal, à 6 déviations standard, d'une nouvelle particule. Celle-ci est identifiée comme étant le plus léger des baryons, le Λ_b , se désintégrant suivant le mode :

$$\Lambda_b \rightarrow p D^0 \pi$$

Cet événement est identifié par la présence :

- d'un positon qui signe l'antiquark b ($\bar{b} \rightarrow \bar{c} e^+ \nu_e$) créé en même temps que le quark b du Λ_b ,
- d'un D^0 qui est reconstruit dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

La masse invariante de l'ensemble des particules du signal est : 5425^{+175}_{-75} MeV/c². Cette première observation a été mise en doute par un autre groupe (R416) qui, ayant effectué la même recherche avec une meilleure efficacité de détection, n'a pas trouvé de signal et a contesté la validité de ce résultat [33]-[34].

Observation auprès du spectromètre FMPS

En 1986, auprès du spectromètre FMPS (Fermilab Multi Particle Spectrometer) à Fermilab, une équipe [35] a observé dans les interactions $\pi^- N$ à 200 GeV/c, cinq événements ayant une masse supérieure à 5,5 GeV/c² dont l'état final est $\Lambda K_s^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, parmi lesquels quatre ont une masse autour de 5,75 GeV/c², trois d'entre eux ayant comme masse de la combinaison $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ la masse du méson charmé D^0 . Même si l'observation d'un hadron lourd se désintégrant en hadron charmé peut être représentative de baryons beaux, l'observation du baryon Λ_b n'en a pas pour autant été conclue.

Mise en évidence du baryon beau Λ_b auprès du LEP

En juillet 1991, la collaboration ALEPH a mis en évidence la désintégration semi-leptonique du Λ_b au LEP [36] :

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$$

Cette observation a été confirmée par les collaborations DELPHI [37] et OPAL [38]. Par la suite, les collaborations ALEPH [39] et OPAL [40] ont mis en évidence une nouvelle fois le Λ_b dans son mode de désintégration semi-leptonique :

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$$

L'étude de la production du Λ_b dans son mode de désintégration semi-leptonique par ces deux méthodes indépendantes et complémentaires font l'objet du chapitre 3 de cette thèse.

Observation du mode $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$, auprès du SPS, contestée au LEP et au Tevatron

En novembre 1991, la collaboration UA1, travaillant auprès du SPS a présenté [41] un signal attribué au baryon Λ_b se désintégrant dans le mode exclusif :

$$\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda, \quad \Lambda \rightarrow p \pi^-$$

Le signal obtenu comporte 16 ± 5 événements dont la masse invariante est : $M(\Lambda_b) = 5640 \pm 50 \pm 30 \text{ MeV}/c^2$. La mesure du produit de la probabilité qu'un quark b donne un Λ_b après fragmentation par le rapport de branchement de la réaction $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ est : $f(b \rightarrow \Lambda_b) \times Br(\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda) = (1,8 \pm 1,1) \times 10^{-3}$.

Des recherches dans le même mode de désintégration, ayant été effectuées auprès des accélérateurs LEP au CERN et Tevatron à FNAL, ne confirment pas le résultat de UA1 mais les différents résultats ne sont pas incompatibles :

accélérateur	collaboration	$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda)$	référence
Tevatron	CDF	$< 0,5 \times 10^{-3}$ à 90% N.C.	[42]
LEP	ALEPH	$< 0,4 \times 10^{-3}$ à 90% N.C.	[40]
LEP	DELPHI	$< 2,3 \times 10^{-3}$ à 90% N.C.	[40]
LEP	OPAL	$< 1,5 \times 10^{-3}$ à 90% N.C.	[40]
SPS	UA1	$(1,8 \pm 1,1) \times 10^{-3}$	[41]

Deuxième résultat auprès des ISR

Plus récemment, en décembre 1991, un nouveau groupe R422, issu du précédent groupe R415, a confirmé [43] l'observation du Λ_b dans le mode :

$$\Lambda_b \rightarrow p D^0 \pi$$

Leur signal est constitué de 52 événements, de masse :

$$M(\Lambda_b) = 5640_{-210}^{+100} \text{ MeV}/c^2$$

Ce groupe a également observé un nouveau mode :

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$$

Ce signal est constitué de 90 événements, dont la masse est :

$$M(\Lambda_b) = 5650_{-200}^{+150} \text{ MeV}/c^2$$

La moyenne des résultats obtenus par les groupes de travail R415 et R422 est en bon accord avec les prédictions théoriques (voir section 1.3.3), mais avec une incertitude expérimentale importante.

Nouveaux résultats au LEP

- La collaboration OPAL [44] a recherché la désintégration exclusive du Λ_b : ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$). Sept événements, pour lesquels un Λ_c^+ ($\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$) est corrélé à un pion π^- , ont été observés alors qu'un seul événement est observé dans la corrélation de charge opposée ($\Lambda_c^+ \pi^+$). La collaboration OPAL donne la limite supérieure du produit des rapports de branchement suivante :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \times Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-) < 5 \times 10^{-3} \text{ à } 90\% \text{ N.C.}$$

- Les collaborations ALEPH et DELPHI ont recherché le baryon étrange Ξ_b dans les corrélations de mêmes signes $\Xi^- l^-$:

$$\Xi_b \rightarrow \Xi_c^+ l^- \bar{\nu} X, \quad \Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- X, \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$$

Les résultats, en terme de produit de rapport de branchement, sont [40] :

– Pour la collaboration DELPHI :

$$f(b \rightarrow \Xi_b^-) \times Br(\Xi_b^- \rightarrow \Xi_c^0 l \bar{\nu}_l) \times Br(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- + X) = (6, 0 \pm 3, 0) \cdot 10^{-4}$$

– Pour la collaboration ALEPH :

$$f(b \rightarrow \Xi_b^-) \times Br(\Xi_b^- \rightarrow \Xi_c^0 l \bar{\nu}_l) \times Br(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- + X) = (2, 8 \pm 2, 5) \cdot 10^{-4}$$

Ces deux résultats sont encore statistiquement limités.

Récapitulatif

Les premiers résultats auprès des collisionneurs ISR et SPS au CERN et du spectromètre FMPS à Fermilab sont soit controversés soit sans conclusion. C'est l'expérience ALEPH au LEP qui a permis la première mise en évidence, bien qu'indirecte, des baryons beaux dans leur mode de désintégration semi-leptonique. Cette observation fut confirmée par la suite par les expériences DELPHI et OPAL.

Dans le futur, auprès de l'accélérateur LHC, l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision proton-proton sera de 14 TeV. A une telle énergie, toutes les recherches qui ont eu lieu au LEP seront approfondies et de nouveaux domaines d'investigation seront ouverts. Le taux de production des baryons beaux sera important ($2 \cdot 10^{10} \Lambda_b$ sont attendus en une année, si l'énergie disponible dans le centre de masse est 16 TeV et la luminosité de $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [45]) et des nouvelles recherches seront possibles, comme par exemple l'étude de la violation de CP dans le secteur des baryons beaux; néanmoins, se poseront de façon aiguë des problèmes de bruit de fond et de déclenchement.

Outre la confirmation de la masse du Λ_b , beaucoup de paramètres (taux de désintégration, durée de vie) restent encore à déterminer dans le secteur des baryons beaux. Dans cette étude, le mode de désintégration semi-leptonique du Λ_b sera utilisé pour une étude comparée de la production du Λ_b (chapitre 3) et pour la mesure de la durée de vie du Λ_b (chapitre 4).

1.5 Durée de vie des hadrons beaux et modèles de désintégration

Une particule de durée de vie τ se désintègre suivant la loi exponentielle :

$$|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2 e^{-\Gamma t}$$

$\Psi(t)$ est la fonction d'onde de la particule et Γ est la largeur de désintégration de la particule. La durée de vie des hadrons beaux (τ_B) est reliée à leur largeur totale de désintégration (Γ_{tot}) par :

$$\tau_B = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}}$$

La largeur totale est la somme des largeurs partielles correspondant à toutes les désintégrations possibles des hadrons beaux. Il est donc difficile de l'estimer et

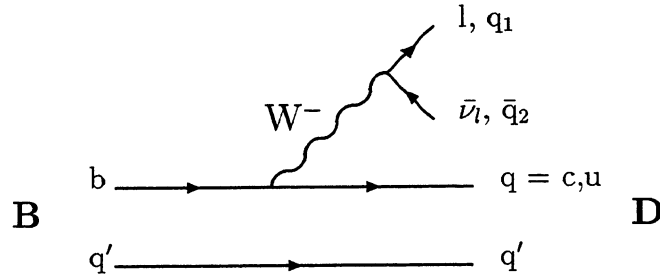
donc de prédire la durée de vie des hadrons beaux. Une autre approche consiste à ne s'intéresser qu'à un seul canal de désintégration : le canal semi-leptonique, par exemple, qui, du point de vue expérimental, a l'avantage d'être abondant et facile à identifier, et du point de vue théorique est plus facile à calculer. Dans ce cas, la durée de vie et le rapport de branchement semi-leptonique (Br_{sl}), paramètres accessibles grâce à l'expérience, sont reliés à la largeur partielle de désintégration (Γ_{sl}), paramètre calculable par la théorie :

$$\Gamma_{sl} = \hbar \frac{Br_{sl}}{\tau_B}, \quad Br_{sl} = \frac{\Gamma_{sl}}{\Gamma_{tot}}$$

La mesure de la durée de vie et du rapport de branchement semi-leptonique offrent ainsi la possibilité de tester les modèles théoriques en les confrontant aux résultats expérimentaux.

1.5.1 Modèle du quark spectateur

Le modèle du quark spectateur est le modèle le plus simple qui rende compte de la désintégration d'un hadron contenant un quark lourd (les quarks b et c sont considérés comme lourds). Dans ce modèle, la désintégration d'un hadron lourd (hadron beau, B , par exemple) est assimilée à la désintégration du quark lourd sans qu'interviennent le(s) quark(s) q' léger(s) l'accompagnant; celui-ci joue un rôle spectateur.



La désintégration par courant faible chargé du quark b en quark c (ou u) et en boson W^- virtuel qui se désintègre à son tour soit en une paire lepton-neutrino, soit en une paire quark-antiquark, peut être assimilée à la désintégration du muon dont la largeur partielle de désintégration est :

$$\Gamma(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

où m_μ est la masse du muon. La largeur partielle associée aux **désintégrations semi-leptoniques** des hadrons beaux est alors :

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} (f(\epsilon_u) |V_{ub}|^2 + f(\epsilon_c) |V_{cb}|^2), \quad \epsilon_q = \frac{m_q}{m_b} \quad (1.1)$$

où

- m_b est la masse du quark b . Puisque m_b intervient comme m_b^5 , l'incertitude sur m_b est une source d'erreur importante pour la détermination de la largeur partielle de désintégration. Les quarks n'ayant jamais été observés à l'état libre, la détermination de leur masse dépend de la modélisation du comportement des quarks à l'intérieur du hadron.
- $f(\epsilon_u)$ et $f(\epsilon_c)$ sont des facteurs associés aux quarks u et c , prenant en compte à la fois les corrections d'espace de phase ($I(\epsilon_q)$) et les corrections QCD ($\eta(\epsilon_q)$) :

$$f(\epsilon_q) = I(\epsilon_q) \eta(\epsilon_q)$$

- En négligeant la masse du lepton devant la masse du quark b , l'expression du facteur d'espace de phase $I(\epsilon_q)$ est donnée par [46] :

$$I(\epsilon_q) = 1 - 8\epsilon_q^2 + 8\epsilon_q^6 - \epsilon_q^8 - 24\epsilon_q^4 \ln \epsilon_q,$$

elle est normalisée en : $I(0) = 1$

- Les quarks issus de la désintégration du quark b peuvent à leur tour rayonner des gluons qui se matérialisent en hadrons. Ce phénomène est pris en compte par un facteur de correction $\eta(\epsilon_q)$ analogue à celui appliqué au rayonnement de photons lors de la désintégration des muons [46] :

$$\eta(\epsilon_q) = 1 - \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\left(\pi^2 - \frac{31}{4} \right) (1 - \epsilon_q)^2 + \frac{3}{2} \right)$$

L'ordre de grandeur des corrections QCD est typiquement de 10% pour les transitions $b \rightarrow c$ et 14% pour les transitions $b \rightarrow u$.

- $|V_{qb}|$, est l'élément de la matrice de Cabbibo Kobayashi Maskawa représentatif de la désintégration par courant faible chargé du quark b en quark q ($q = c$ ou u). Comme $V_{ub} \ll V_{cb}$ (voir section 1.2.2), la largeur partielle semi-leptonique dépend essentiellement de V_{cb} . La mesure de la durée de vie moyenne des hadrons beaux fournit de nouvelles possibilités de test du modèle standard. En particulier, elle permet de contraindre l'élément $|V_{cb}|$ de la matrice CKM.

Estimation de l'élément $|V_{cb}|$ de la matrice CKM

Pour extraire $|V_{cb}|$ de l'équation 1.1, la masse du quark b (intervenant à la puissance 5) doit être déterminée. En se plaçant par exemple dans le cadre du modèle ACCMM [47], les quarks b et c sont traités comme des partons quasi-libres pour lesquels le mouvement relatif des quarks (mouvement de Fermi) dans le hadron est pris en compte (la masse du quark spectateur étant fixée). La masse invariante M_Q du quark lourd Q , dans le repère du hadron, est reliée par la conservation de l'énergie-impulsion à la masse de l'état lié M_B par :

$$M_Q^2 = M_B^2 + m_{sp}^2 - 2M_B \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_{sp}^2}$$

Où, m_{sp} est la masse du quark spectateur et $\vec{p}$ son impulsion. $|\vec{p}|$ est distribuée suivant une loi de Gauss :

$$\phi(|\vec{p}|) = \frac{4}{\sqrt{\pi} p_F^3} \exp\left(-\frac{|\vec{p}|^2}{p_F^2}\right); \quad \int_0^\infty \phi(p) p^2 dp = 1$$

Où p_F caractérise le mouvement de Fermi moyen ($p_F \simeq 300 \text{ MeV}/c$). m_{sp} et p_F sont des paramètres libres du modèle, déduits expérimentalement du spectre des leptons provenant de la désintégration du hadron lourd. Dans le cadre de ce modèle, la collaboration ARGUS a déterminé la masse m_b par l'ajustement du spectre des leptons issus des mésons beaux produits au pic du Υ_{4s} [48] :

$$m_b = 4,95 \pm 0,07 \text{ GeV}/c^2$$

Connaissant par ailleurs le rapport de branchement semi-leptonique et la durée de vie des mésons beaux, la collaboration L3 a extrait l'élément de matrice [50] :

$$|V_{cb}| = 0,046 \pm 0,002(stat) \begin{smallmatrix} +0,004 \\ -0,003 \end{smallmatrix} (syst)$$

Où l'erreur systématique est dominée par l'incertitude sur la masse du quark b .

Une autre méthode de détermination de $|V_{cb}|$, développée dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (voir section 1.6.2), est basée sur l'étude des désintégrations semi-leptoniques : $B^0 \rightarrow D^{*-} l \nu$ à grand q^2 . Le rapport de branchement semi-leptonique dépend seulement de $|V_{cb}|$ et de la fonction universelle d'Isgur-Wise $\xi(y)$ (y et le produit des quadri-vitesses du B et du D^*) dont une paramétrisation de la forme $\xi(y) = 1 - \rho^2(y - 1)$ conduit, après ajustement, à la valeur de $|V_{cb}|$:

$$|V_{cb}| = 0,042 \pm 0,005(stat + syst) \text{ Collaboration ARGUS [51]}$$

$$|V_{cb}| = 0,036 \pm 0,004(stat + syst) \text{ Collaboration CLEO [52]}$$

Les résultats obtenus avec ces deux méthodes sont compatibles. La seconde méthode est encore statistiquement limitée mais prometteuse du point de vue des incertitudes théoriques.

1.5.2 Corrections au modèle du quark spectateur

Si le modèle spectateur donnait une bonne description de la réalité, tous les hadrons de même saveur lourde (b ou c) auraient la même durée de vie. Or les résultats expérimentaux dans le cas des systèmes hadroniques charmés présentent des différences significatives [5] :

	durée de vie (ps)	τ/τ_{D^0}
$\tau_{D^\pm}$	$1,066 \pm 0,023$	2,54
τ_{D^0}	$0,420 \pm 0,008$	1,00
$\tau_{D_s^+}$	$0,450^{+0,030}_{-0,026}$	1,07
$\tau_{\Lambda_c^+}$	$0,191^{+0,0015}_{-0,0012}$	0,45

Les différences entre les durées de vie des hadrons charmés indiquent que le modèle du quark spectateur n'est qu'une approximation à laquelle il faut apporter des corrections. Ces corrections proviennent de la présence d'autres modes de désintégration dans lesquels le ou les quarks associés au quark lourd ne sont plus spectateurs. Ils interagissent :

- soit avec le quark lourd (annihilation ou échange d'un W),

- soit avec les produits de désintégration du quark lourd (interférences de Pauli).

Ces différents modes de désintégration ne contribuent pas de la même façon à la désintégration de tous les hadrons charmés instituant ainsi une différence entre leurs durées de vie. De telles corrections sont attendues dans le secteur des hadrons beaux mais dans une moindre proportion. En effet, la théorie effective des quarks lourds prédit que la contribution des diagrammes non spectateurs aux désintégrations des mésons lourds est proportionnelle à $1/m_Q^3$ [53] (où m_Q est la masse du quark lourd). En extrapolant les différences observées dans le secteur des mésons charmés, les différences entre les durées de vie des mésons beaux ne devraient donc pas excéder 10%.

Les trois diagrammes d'échange, d'annihilation et d'interférence sont présentés ci-dessous dans le cadre des désintégrations des hadrons beaux, ils s'appliquent également aux hadrons charmés.

Diagramme d'échange

Ce diagramme (figure 1.4) décrit l'échange d'un W entre le quark lourd et un autre quark du hadron et n'est possible qu'avec un quark u (ou c) ou un anti-quark $\bar{d}$ (ou $\bar{s}$). Il ne concerne donc que les hadrons neutres B_d^0 , B_s^0 , et Λ_b .

La contribution du diagramme d'échange à la désintégration des mésons B_s^0 et B_d^0 est réduite par un facteur $\frac{m_u m_c}{m_{hadron}}$ provenant de la contrainte imposée par la conservation de l'hélicité. La contribution du diagramme d'échange aux désintégrations des mésons B_s^0 et B_d^0 est faible; elle n'excède pas 1% [53]. Le baryon Λ_b n'est pas concerné par le mécanisme de suppression d'hélicité, le diagramme d'échange aura donc une plus grande contribution aux désintégrations du Λ_b qu'à celles des deux mésons neutres.

La contribution du diagramme d'échange à la largeur totale de désintégration se traduit par une diminution de la durée de vie des hadrons neutres par rapport à celle des hadrons chargés qui ne sont pas concernés par ce type de désintégration. Parmi les hadrons neutres, le baryon Λ_b aura la durée de vie la plus faible :

$$\tau(B_s^0) \simeq \tau(B_d^0) \geq \tau(\Lambda_b^0)$$

Diagramme d'interférence

Ce type de diagramme (figure 1.5) s'applique aux mésons chargés dont l'état final de la désintégration est composé de deux quarks (ou anti-quarks) identiques. La largeur partielle de désintégration associée à ce diagramme est [53] :

$$\Delta\Gamma(B^-) \simeq \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} 24\pi^2 \frac{f_B^2}{M_B^2} [c_+^2 - c_-^2 + \frac{1}{N_C}(c_+^2 + c_-^2)]$$

Où f_B , le facteur de forme¹³, reflète la nécessité du recouvrement spatial des fonctions d'onde des deux quarks initiaux, M_B est la masse du méson. Les corrections

¹³ f_B est de l'ordre de 200 MeV, $f_B \propto \frac{1}{\sqrt{M_B}}$

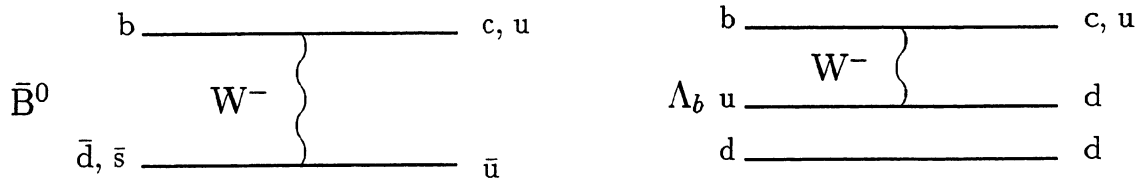


Figure 1.4: Diagramme d'échange. La conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion impose à l'état final de rayonner un photon ou un gluon qui n'est pas indiqué sur cette figure.

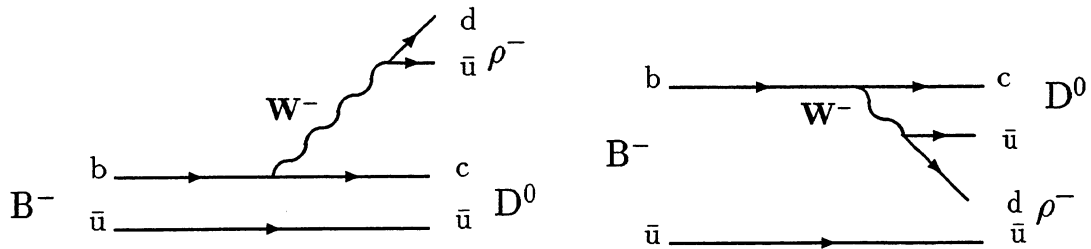


Figure 1.5: Diagramme d'interférence, cas des mésons chargés.

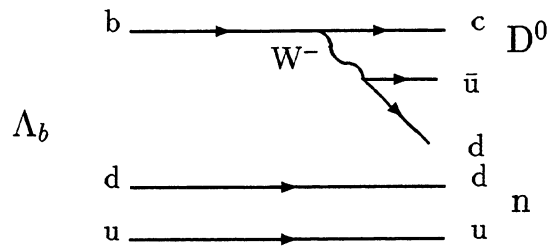


Figure 1.6: Diagramme d'interférence, cas du Λ_b .

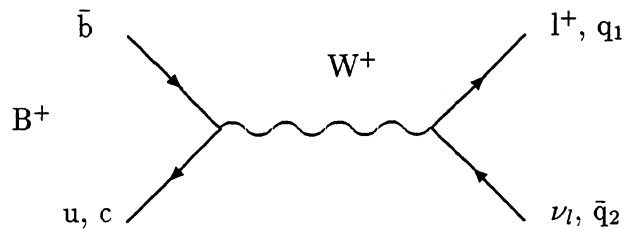


Figure 1.7: Diagramme d'annihilation.

radiatives de QCD, représentés par l'intermédiaire des coefficients c_+ , c_- impliquent que les interférences soient destructives et donc que la durée de vie des mésons B^+ soit plus grande que celle des mésons neutres qui ne présentent jamais ce type de configuration à l'état final.

Dans le cas du baryon Λ_b , le mode de désintégration présenté figure 1.6 est supprimé par le principe d'exclusion de Pauli car deux quarks de l'état final sont de saveurs identiques et ne peuvent avoir des spins identiques.

Diagramme d'annihilation

L'annihilation du quark lourd et du quark léger en un boson W (figure 1.7) ne s'applique qu'aux mésons chargés B_u^+ , B_c^+ . Le faible couplage $b \rightarrow u$ conduit à négliger la contribution de ce diagramme à la largeur totale de désintégration du méson B_u^+ . Par contre, le méson B_c^+ se désintègre selon ce diagramme ce qui tend à diminuer sa durée de vie par rapport aux hadrons neutres et aux B_u^+ .

1.5.3 Hiérarchie des durées de vie

Les diagrammes non spectateurs présentés dans la section précédente ne contribuent pas de la même façon à la désintégration de tous les hadrons beaux B_u^+ , B_c^+ , B_s^0 , B_d^0 et Λ_b , introduisant ainsi une hiérarchie entre leurs durées de vie¹⁴. Le scénario le plus probable est :

$$\tau(B^+) \geq \tau(B_s^0) \simeq \tau(B^0) \geq \tau(\Lambda_b^0) \geq \tau(B_c^+)$$

L'estimation théorique de la différence entre la durée de vie des mésons neutres et chargés est de l'ordre de 5% [53] :

$$\frac{\tau(B^-)}{\tau(B^0)} \simeq 1 + 0,05 \frac{f_B^2}{(200 \text{ MeV})^2}$$

La différence entre la durée de vie du méson B^0 et du baryon Λ_b est estimée à [53] :

$$\frac{\tau(\Lambda_b)}{\tau(B^0)} \simeq 0,9$$

Afin de mieux comprendre la contribution des diagrammes non spectateurs à la désintégration des hadrons beaux et ainsi de mieux comprendre leur dynamique interne, il est nécessaire de mesurer la durée de vie de chaque hadron beau avec une précision d'au moins 10%. Le chapitre 4 est consacré à la mesure de la durée de vie exclusive du baryon Λ_b . La situation expérimentale de la mesure des durées de vie des hadrons beaux ainsi que les perspectives seront discutées dans la section 4.11.

Notons que les diagrammes non-spectateurs contribuent à modifier uniquement la largeur non-leptonique. Par conséquent, la largeur semi-leptonique restant constante, la hiérarchie des durées de vie se traduit par une hiérarchie identique dans les rapports de branchement semi-leptoniques des différents hadrons beaux :

¹⁴Notons que pour le méson B_c^+ , le quark c peut se désintégrer, le quark b étant spectateur (ou vice-versa); sa durée de vie sera donc nettement plus faible que celle des hadrons beaux ne contenant qu'un quark lourd.

$$Br_{sl}(B^+) \geq Br_{sl}(B_s^0) \simeq Br_{sl}(B^0) \geq Br_{sl}(\Lambda_b^0) \geq Br_{sl}(B_c^+)$$

1.6 Etude de la désintégration semi-leptonique du Λ_b

L'analyse développée au cours de cette thèse est basée sur l'étude de la désintégration semi-leptonique du Λ_b :

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

Au cours de cette section, l'estimation du rapport de branchement $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ sera tout d'abord abordée, puis les caractéristiques expérimentales principales exploitées pour étudier ce mode de désintégration seront exposées.

1.6.1 Evaluation du rapport de branchement semi-leptonique

Dans les modèles théoriques où les quarks légers jouent un rôle spectateur, le rapport de branchement semi-leptonique est de l'ordre de 14% [54]. Les mesures expérimentales récentes du rapport de branchement semi-leptonique sont plus faibles que cette estimation théorique :

- $Br(B \rightarrow e \nu \text{hadrons}) = (10,7 \pm 0,5)\%$ [5]
- $Br(B \rightarrow \mu \nu \text{hadrons}) = (10,3 \pm 0,5)\%$ [5]
- $Br(B \rightarrow X l^+ \nu) = (10,2 \pm 0,4 \pm 0,2)\%$, (Collaboration ARGUS [55])
- $Br(B \rightarrow X l^+ \nu) = (10,65 \pm 0,05 \pm 0,33)\%$, (Collaboration CLEO [55])

Cependant, si la présence des quarks spectateurs est prise en compte le rapport de branchement semi-leptonique peut atteindre 12% [56], ce qui est plus proche des résultats expérimentaux actuels. Le désaccord subsistant n'est pas compris [57].

Les rapport de branchement associés aux divers modes de désintégration du Λ_b ne sont pas connus expérimentalement. En supposant que les durées de vie des mésons beaux et du Λ_b soient identiques, et en supposant que le comportement des baryons beaux soit similaire à celui des mésons beaux, le taux de désintégration semi-leptonique du Λ_b (en électrons et en muons¹⁵) peut être estimé à :

$$Br(\Lambda_b \rightarrow X l^- \bar{\nu}) \sim 21\%$$

Désintégration semi-leptonique du Λ_b en baryon charmé

Puisque dans le modèle standard, le quark b se couple de préférence au quark c plutôt qu'au quark u (voir 1.2.2) le Λ_b se désintègre préférentiellement en hadron charmé. Sachant de plus, par conservation du nombre baryonique, que les produits

¹⁵Par la suite, la somme des contributions des électrons et des muons sera toujours considérée, sauf mention explicite.

de désintégration du Λ_b doivent contenir un nombre impair de baryons, alors la désintégration semi-leptonique du Λ_b favorise la production de baryons charmés. Parmi les baryons charmés, le Λ_b se désintègre en Λ_c^+ plutôt qu'en Σ_c , Ξ_c ou Ω_c :

- Les désintégrations des baryons beaux en Ξ_c (ou Ω_c) nécessitent la création d'une (ou deux) paire(s) $s\bar{s}$ par fluctuations du vide. La création d'une paire $s\bar{s}$ est nettement moins probable que celle d'une paire $u\bar{u}$, la simulation Monte-Carlo utilise la paramétrisation suivante : $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : 0.3$.
- La transition Λ_b en Σ_c est supprimée par un facteur Λ_{QCD}/m_c dans la théorie effective des quarks lourds [59].

D'autres désintégrations ne mettant pas en jeu un baryon charmé sont possibles, $\Lambda_b \rightarrow pD^0 l^- \bar{\nu}$ par exemple. Pour prendre en compte ces autres modes de désintégration, le taux de désintégration inclusif du Λ_b en Λ_c est estimé, par analogie avec le secteur des mésons beaux [5], à :

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (80 \pm 20)\% \quad (1.2)$$

Ce qui correspond, finalement, à un taux de désintégration semi-leptonique (en considérant la somme des contributions des électrons et des muons) :

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (17 \pm 4)\% \quad (1.3)$$

1.6.2 Théorie effective des quarks lourds (HQET)

La largeur partielle de désintégration semi-leptonique des hadrons lourds estimée dans le cadre du modèle du quark spectateur, assimilait la désintégration du hadron beau à celle du quark beau, sans que soit appréhendé l'état hadronique dans son ensemble. Ce n'est pas le cas de la théorie effective des quarks lourds décrite dans cette section.

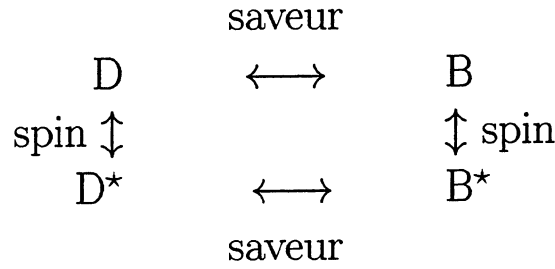
La théorie effective des quarks lourds, HQET [58] permet un calcul simple des désintégrations des hadrons lourds au sein de QCD. En effet, lorsque la masse du quark lourd m_Q est grande devant les échanges d'énergie¹⁶ (Λ_{QCD}) entre le quark lourd et le (ou les) autre(s) quark(s) du hadron, c'est à dire $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$, deux nouvelles symétries apparaissent en plus de celles présentes dans QCD, permettant le calcul de quantités physiques par un développement perturbatif en puissance de Λ_{QCD}/m_Q . Les corrections sont de l'ordre de Λ_{QCD}/m_Q et α_S/π , soit respectivement $\leq 10\%$ et $\sim 7\%$ si le quark lourd est un quark b. Les deux nouvelles symétries sont :

la symétrie de saveur : Dans la limite $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$, les quarks lourds deviennent une source statique de couleur. En pratique, les termes du Lagrangien de QCD mettant en jeu la masse du quark lourd tendent vers 0; le lagrangien de HQET ne contient donc au premier ordre aucune référence au quark lourd. Le comportement des quarks légers dans le hadron sera indépendant de la saveur du quark lourd.

¹⁶Les échanges d'énergie entre les quarks d'un hadron ont pour ordre de grandeur celui du paramètre d'échelle Λ_{QCD} , soit une centaine de MeV.

la symétrie de spin : Les termes mettant en jeu les interactions entre le spin du quark lourd S_Q et le spin des degrés de liberté légers S_l sont de l'ordre de α_s/m_Q . Ils s'annulent donc quand $m_Q \rightarrow \infty$, moyennant la présence de corrections à l'ordre $\mathcal{O}(1/m_Q)$. Il y a alors découplage du spin du quark lourd et du spin des quarks légers, qui sont conservés séparément dans l'interaction forte.

Dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds, les hadrons lourds D, B, D^* et B^* se comportent de façon analogue lors de leur désintégration.



Dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds, le courant associé à la transition faible $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l^- \bar{\nu}_l$, valable également pour la désintégration des mésons beaux, est donné en fonction de six facteurs de forme :

$$\begin{aligned}
 & \langle \Lambda_c(v_c, s_c) | \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b(v_b, s_b) \rangle \\
 &= \bar{u}_{\Lambda_c}(v_c, s_c) [F_1(v_b \cdot v_c) \gamma_\mu + F_2(v_b \cdot v_c) v_{b\mu} + F_3(v_b \cdot v_c) v_{c\mu}] u_{\Lambda_b}(v_b, s_b) \\
 &- \bar{u}_{\Lambda_c}(v_c, s_c) [G_1(v_b \cdot v_c) \gamma_\mu + G_2(v_b \cdot v_c) v_{b\mu} + G_3(v_b \cdot v_c) v_{c\mu}] \gamma_5 u_{\Lambda_b}(v_b, s_b)
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

Où s_b et s_c sont les vecteurs de spin des baryons lourds Λ_b et Λ_c^+ , et v_b, v_c sont leurs quadri-vitesses, reliées à leurs quadri-impulsions par $p_c = m_c v_c$, $p_b = m_b v_b$ et $u_{\Lambda_b}, u_{\Lambda_c^+}$ sont leurs fonctions d'onde. L'étude de ces désintégrations est particulièrement intéressante en théorie effective des quarks lourds car les six facteurs de forme s'expriment, au premier ordre, en fonction d'un seul facteur de forme également appelé fonction universelle d'Isgur-Wise, $\xi(v_b \cdot v_c)$, contenant toute la partie non-perturbative de la réaction; elle est par conséquent incalculable :

$$\begin{aligned}
 \xi(v_b \cdot v_c) &= F_1(v_b \cdot v_c) = G_1(v_b \cdot v_c) \\
 F_2(v_b \cdot v_c) &= F_3(v_b \cdot v_c) = G_2(v_b \cdot v_c) = G_3(v_b \cdot v_c) = 0
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

Dans la limite statique, c'est à dire lorsqu'il n'y a pas de transfert d'impulsion entre les deux baryons, $v_b \cdot v_c = 1$, le facteur de forme $\xi(v_b \cdot v_c)$ est normalisé à 1 :

$$\xi(v_b \cdot v_c = 1) = 1$$

Des décompositions analogues existant pour les désintégrations $B \rightarrow D l \nu$ et $B \rightarrow D^* l \nu$ ont été utilisées pour évaluer $|V_{cb}|$ (voir section 1.5.1). Mais dans le cas

du baryon Λ_b , le diquark formé par les deux quarks légers se trouve dans un état de spin et d'isospin 0, ce qui se traduit par des corrections aux ordres supérieurs plus faibles que dans le cas des mésons [59].

1.6.3 Spectre en énergie du lepton et polarisation du Λ_b

Le modèle standard prédit que le spin des quarks beaux produits au cours de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ est polarisé longitudinalement. La polarisation des quarks beaux est donnée en fonction des constantes de couplages axial et vectoriel par :

$$\langle \mathcal{P}_b \rangle = \frac{2v_b a_b}{v_b^2 + a_b^2} = -0,94$$

Si la polarisation du quark b est conservée en partie ou totalement lors de la fragmentation, les baryons beaux et notamment le Λ_b offrent la possibilité de mesurer la polarisation du quark b [60]. En effet, le processus d'hadronisation est gouverné par le paramètre d'échelle Λ_{QCD} , petit devant la masse du quark lourd Q, $\Lambda \ll m_Q$, impliquant qu'à ce stade les symétries de la théorie effective des quarks lourds sont présentes, et en particulier que le spin du quark lourd se découple du processus d'hadronisation pendant lequel les quarks légers sont associés au quark lourd. Les deux quarks légers u et d du Λ_b étant dans un état de spin 0, le spin du Λ_b est donc le spin du quark lourd¹⁷. Dans le cas des désintégrations semi-leptoniques, si le Λ_b est polarisé, le lepton dans le référentiel propre du Λ_b est émis préférentiellement suivant la direction de vol du Λ_b . Dans le référentiel du laboratoire, le spectre en impulsion du lepton s'étend donc vers de plus hautes impulsions. L'étude du spectre en impulsion du lepton issu du Λ_b est donc une source potentielle d'information sur la polarisation du quark b, de la même façon que la polarisation du τ peut être déduite du spectre en impulsion du lepton, lors de l'étude de la désintégration $\tau \rightarrow \nu_\tau l \bar{\nu}$.

La méconnaissance de la polarisation du Λ_b , donc de son influence sur le spectre en impulsion de ses produits de désintégration, notamment celui du lepton, peut introduire un biais lors de la détermination de l'efficacité de la sélection des désintégrations du Λ_b et lors de la mesure de l'impulsion du Λ_b . C'est une source d'erreur systématique pour l'étude de la production du Λ_b comme pour la mesure de sa durée de vie.

1.6.4 Etiquetage des désintégrations semi-leptoniques

Les quarks lourds (Q = b ou c) produits au cours de l'annihilation électron-positon ont une impulsion moyenne d'autant plus importante que leur masse est grande (voir section 1.3.2). Le quark b emporte environ 70% de l'énergie initiale du faisceau, alors que le quark c en emporte de l'ordre de 50%. Cette différence rejait directement sur l'impulsion des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds.

D'autre part, les leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds ont une impulsion transverse par rapport à la direction du quark lourd

¹⁷Par contre pour les mésons, la polarisation du quark b n'est plus visible.

(généralement approximée par la direction du jet contenant le lepton) au maximum de $\frac{m_Q}{2}$ (où m_Q est la masse du quark lourd). Ce trait caractéristique est utilisé pour séparer les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux ($b \rightarrow l$) des autres sources de leptons : désintégrations directes de hadrons charmés ($c \rightarrow l$), désintégrations de hadrons charmés issus d'un hadron beau ($b \rightarrow c \rightarrow l$) ou hadrons imitant un lepton dans le détecteur.

Pour cette étude, le mode de désintégration utilisé sera le mode de désintégration semi-leptonique du Λ_b , $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ qui présente le double avantage de constituer une proportion importante des désintégrations du Λ_b et d'être aisément reconstituable. Le Λ_b est mis en évidence dans son mode de désintégration semi-leptonique grâce à l'utilisation de toutes les performances du détecteur ALEPH, décrit dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'accélérateur LEP (Large Electron-Positron Collider) du CERN est un collisionneur électron-positon fonctionnant actuellement au pic du Z^0 (phase LEP I) et dont l'énergie au centre de masse passera, à partir de 1996, au-dessus du seuil de production des paires de W (phase LEP II). Au pic du Z^0 , les événements hadroniques produits lors des collisions électron-positon présentent une multiplicité moyenne de 20 particules chargées et d'un nombre équivalent de particules neutres, groupées en jets répartis dans tout l'angle solide. Afin d'optimiser la reconstruction et l'identification de toutes les particules ainsi créées, le détecteur ALEPH (Apparatus for LEP PHysics), l'un des quatre détecteurs opérant auprès du LEP, est constitué d'un ensemble quasi-hermétique de sous-détecteurs complémentaires et indépendants, dont les performances sont axées sur :

- La mesure précise des trajectoires et de l'impulsion des particules chargées ainsi que de leur degré d'ionisation, grâce à trois détecteurs de traces chargées.
- La calorimétrie qui allie une géométrie projective pointant vers la zone d'interaction à une très fine granularité, permettant une localisation précise des dépôts d'énergie pour la mesure de l'énergie des particules neutres ainsi que l'identification des électrons et des photons (calorimètre électromagnétique) et celle des muons (calorimètre hadronique et chambres à muons).

Le mode de désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ sur lequel est basé notre étude, bénéficie de ces deux points pour l'identification des leptons et du Λ_c^+ ainsi que pour la reconstruction de l'énergie du neutrino.

Les caractéristiques et le fonctionnement de l'accélérateur LEP seront décrits au début de ce chapitre. Puis, le détecteur ALEPH sera présenté en insistant sur le fonctionnement et les performances de chacun de ses sous-détecteurs. Le déclenchement de l'enregistrement des données sera ensuite traité.

2.1 L'accélérateur LEP

L'accélérateur LEP [61] est un collisionneur électron-positon circulaire, situé à la frontière franco-suisse, entre la chaîne du Jura et le lac Léman. Le LEP (figure 2.1) est constitué d'un grand anneau de 26,7 kilomètres de circonférence, placé à une profondeur variant de 45 à 175 mètres, dans lequel un faisceau d'électrons et un faisceau de positons, circulant en sens opposés, sont stockés, accélérés puis amenés à interagir en quatre de leurs huit points de croisement. Les produits issus des collisions électron-positon sont détectés et enregistrés par les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

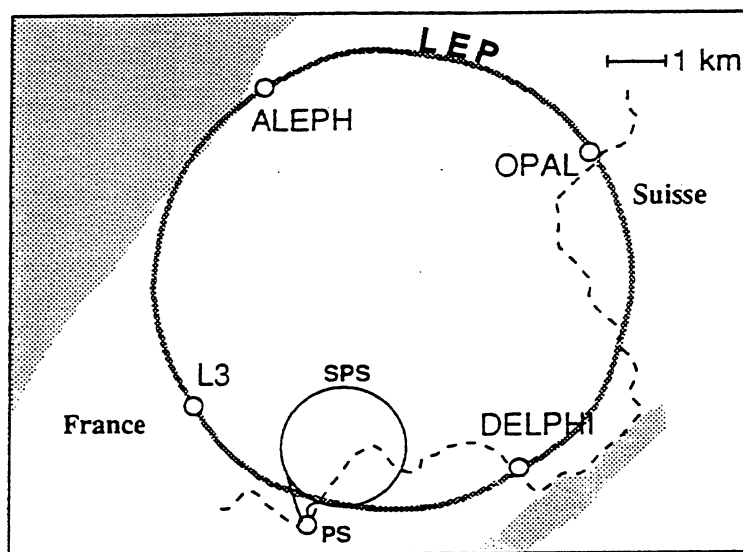


Figure 2.1: L'anneau du collisionneur électron-positon LEP du CERN.

2.1.1 L'énergie des faisceaux du LEP

Au LEP, la production du boson Z^0 et de la paire W^+W^- nécessite une gamme d'énergie dans le centre de masse de la collision s'étendant¹ de 90 à 200 GeV/c², ce qui correspond à une énergie de 45 à 100 GeV/c² par faisceau. Pour obtenir des énergies aussi élevées, les électrons et les positons sont produits, stockés et préaccélérés avant leur injection dans le LEP grâce aux accélérateurs déjà existant au CERN.

La première étape de l'accélération est assurée par le LIL (LINAC Injecteur du LEP). Le LIL est constitué d'un premier accélérateur linéaire (amenant les électrons issus d'un canon à électrons à une énergie de 200 MeV/c²), suivi par une cible de tungstène (convertissant une partie des électrons en positons) et d'un deuxième accélérateur linéaire (accélérant les électrons et les positons jusqu'à une énergie de 600 MeV/c²). Le LIL est suivi par un anneau de stockage EPA (Electron Positon

¹Depuis le démarrage du LEP, l'énergie au centre de masse est égale à la masse du Z^0 ($M_{Z^0} = 91,187 \pm 0,007$ GeV/c²), ou varie dans une gamme d'énergie autour de la masse du Z^0 afin de mesurer la courbe d'excitation du Z^0 , au prix d'une perte en nombre de Z^0 produits.

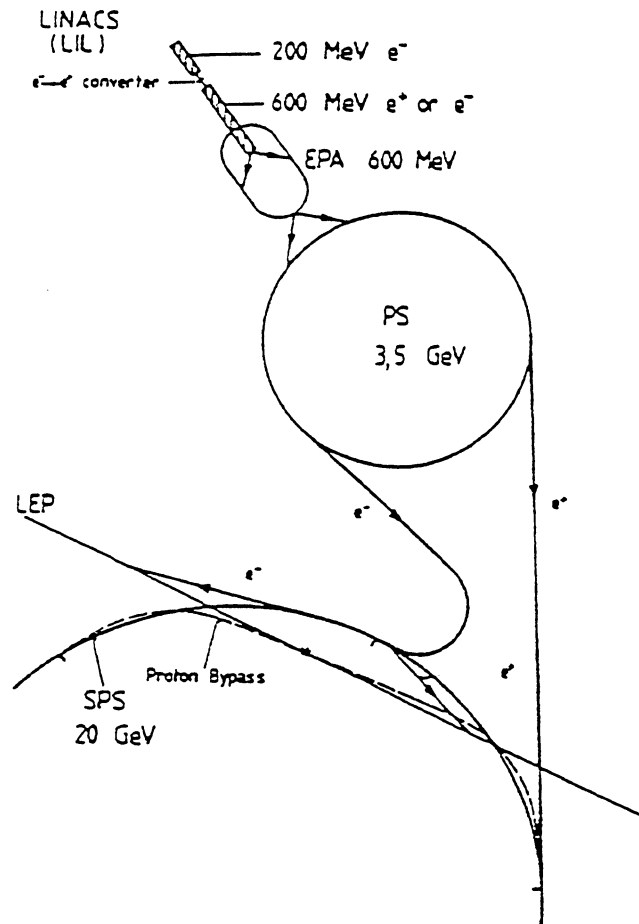


Figure 2.2: Les accélérateurs participant à l'accélération des électrons et des positons avant leur injection dans le LEP.

Accumulator) qui accumule séparément électrons et positons en paquets. Ces paquets sont envoyés vers le PS (Proton Synchrotron) puis vers le SPS (Super Proton Synchrotron) qui les accélèrent respectivement à $3.5 \text{ GeV}/c^2$ et $20 \text{ GeV}/c^2$. Les paquets d'électrons et de positons sont ensuite injectés et accumulés par bouffées successives dans le LEP, où ils sont accélérés jusqu'à $45 \text{ GeV}/c^2$.

Des séries d'aimants dipolaires, quadripolaires et sextupolaires à température ambiante, placés tout le long du LEP, guident et focalisent chacun des faisceaux. De plus, des quadripôles supraconducteurs placés de part et d'autre de chaque détecteur réduisent fortement la section des faisceaux aux points de collisions (voir section 2.1.2) afin d'augmenter la probabilité d'interaction. Enfin, des collimateurs sont placés, principalement de part et d'autre de chaque expérience, pour réduire le bruit de fond essentiellement dû aux photons issus du rayonnement synchrotron émis au niveau des aimants de courbure et des quadripôles les plus proches des détecteurs. Les collisions puis la prise de données dans les quatre détecteurs commencent dès que les faisceaux atteignent l'énergie nominale et que le bruit de fond autour du faisceau est suffisamment bas pour ne pas endommager les détecteurs lors de l'établissement des hautes tensions.

Au cours de ces étapes, le LEP doit lutter contre la perte d'énergie des fais-

ceaux par rayonnement synchrotron, rayonnement émis par toute particule chargée accélérée. L'énergie, E_{sync} , perdue par une particule accélérée sur un anneau de rayon ρ est :

$$E_{sync} = \frac{4\pi e^2}{3\rho} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4$$

où E est l'énergie de la particule et mc^2 son énergie au repos, e étant la charge de l'électron. Le rayonnement synchrotron est d'autant plus important que les particules sont légères et le rayon de leur trajectoire petit : il affecte tout particulièrement les électrons et les positons du LEP dont les dimensions sont un compromis entre un rayon de courbure suffisamment grand et le coût de construction. L'énergie perdue par les électrons et les positons des faisceaux (de l'ordre de 120 MeV par tour pour une particule de 45 GeV) est restituée par un système de 128 cavités radiofréquence réparties le long de l'anneau du LEP².

Le rayonnement synchrotron n'a cependant pas que des inconvénients. En effet, il atténue les oscillations individuelles des particules dans le faisceau et ainsi lutte contre les forces qui tendent à les disperser.

2.1.2 La luminosité du LEP

Le nombre de collisions par unité de temps est le produit de la section efficace $\sigma(E)$ et de la luminosité $\mathcal{L}$:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma(E)\mathcal{L}$$

Dans le cas d'un collisionneur faisceau-faisceau, la luminosité est donnée en fonction des caractéristiques des faisceaux par :

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

Dans cette équation k_b est le nombre de paquets dans chaque faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution ($\simeq 11$ kHz au LEP), $N_e(N_p)$ est le nombre d'électrons (positons) par paquet et σ_x et σ_y sont les sections transverses horizontale et verticale des faisceaux au point de collision, en supposant qu'ils se chevauchent exactement.

Différentes méthodes sont utilisées pour augmenter la luminosité :

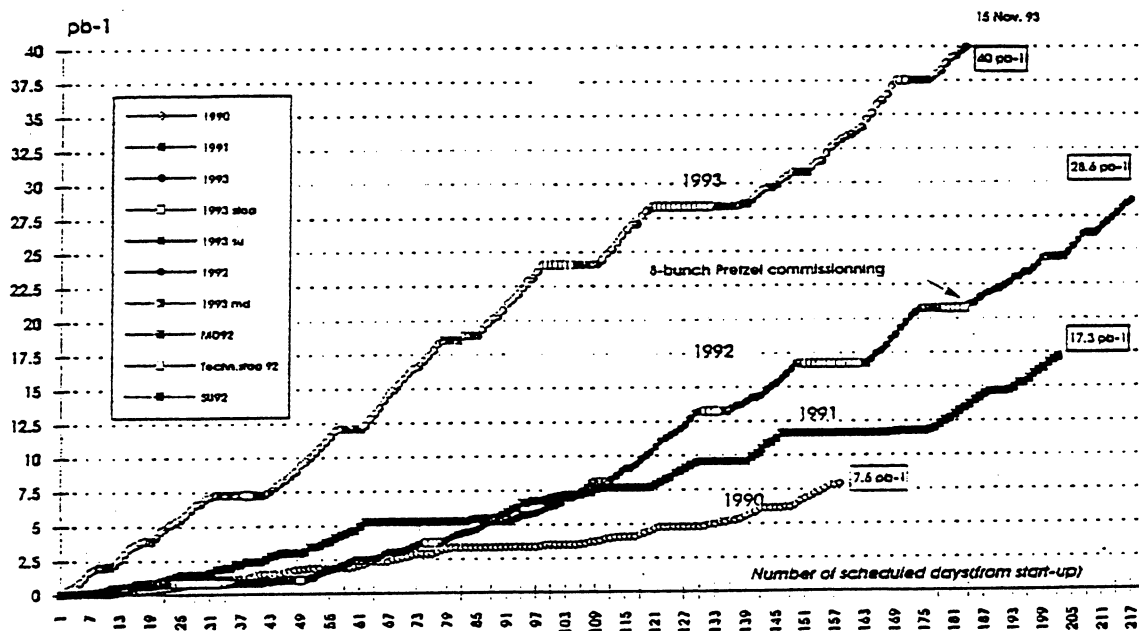
- Réduire la section des faisceaux. Pour cela, les faisceaux sont focalisés au niveau de leur point de collision grâce à un ensemble d'aimants quadrupolaires supraconducteurs placés juste avant chaque détecteur. Les dimensions de la zone lumineuse (zone où collisionnent les deux paquets) mesurées par le détecteur ALEPH sont :

$$\sigma_x \sim 145 \mu\text{m}, \quad \sigma_y \sim 5 \mu\text{m} \quad \sigma_z \sim 1\text{cm}$$

²L'installation de cavités supraconductrices en vue de LEP II, permettra de prendre en compte l'augmentation de l'énergie des faisceaux de 45 à 90 GeV .

- Augmenter le nombre de paquets dans chaque faisceau. De nombreux facteurs limitent le nombre de paquets par faisceaux, parmi lesquels : la puissance que le LEP peut fournir, les perturbations possibles entre paquets successifs d'un même faisceau ou entre paquets des deux faisceaux et également le temps de réponse des détecteurs. Au LEP, le nombre de paquets par faisceau est de quatre de 1989 à 1991 et de huit en 1992 et 1993 grâce au schéma en "Pretzel" permettant d'éviter les collisions en dehors des zones d'expérience. Le temps séparant deux collisions est de $23 \mu s$ (resp. $\sim 11 \mu s$) lorsque les faisceaux sont composés de quatre (resp. huit) paquets.
- Augmenter le nombre d'électrons et de positons dans chaque paquet. Ceci est limité par les interactions faisceau-faisceau susceptibles d'entraîner l'instabilité et la perte du faisceau.

La figure 2.3 présente la luminosité intégrée délivrée par le LEP, année par année.



année	1990	1991	1992	1993
Luminosité intégrée (pb^{-1})	7,6	17,3	28,6	40,1

Figure 2.3: La luminosité intégrée par année, délivrée par le LEP

2.2 Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH [62] est constitué d'un ensemble de sous-détecteurs conçus et optimisés pour la reconstruction et l'identification des particules produites lors des collisions électron-positon au LEP. Afin de couvrir le maximum d'espace autour du point d'interaction et ainsi d'assurer au détecteur ALEPH une grande herméticité, ces sous-détecteurs sont des cylindres coaxiaux imbriqués autour de l'axe des faisceaux. Le détecteur ALEPH est représenté figure 2.4. Les caractéristiques géométriques de l'ensemble des sous-détecteurs d'ALEPH sont exposées dans le tableau de la figure 2.4.

Une particule provenant du point d'interaction et se dirigeant vers l'extérieur d'ALEPH rencontre tout d'abord le tube du faisceau. Celui-ci avait un rayon 7,8 cm et était composé d'aluminium jusqu'en 1991, date à laquelle il a été remplacé par un tube de rayon 5,3 cm en béryllium, matériau de nombre atomique faible, choisi pour réduire les interactions par diffusion multiple, rayonnement de freinage ou conversion de photons.

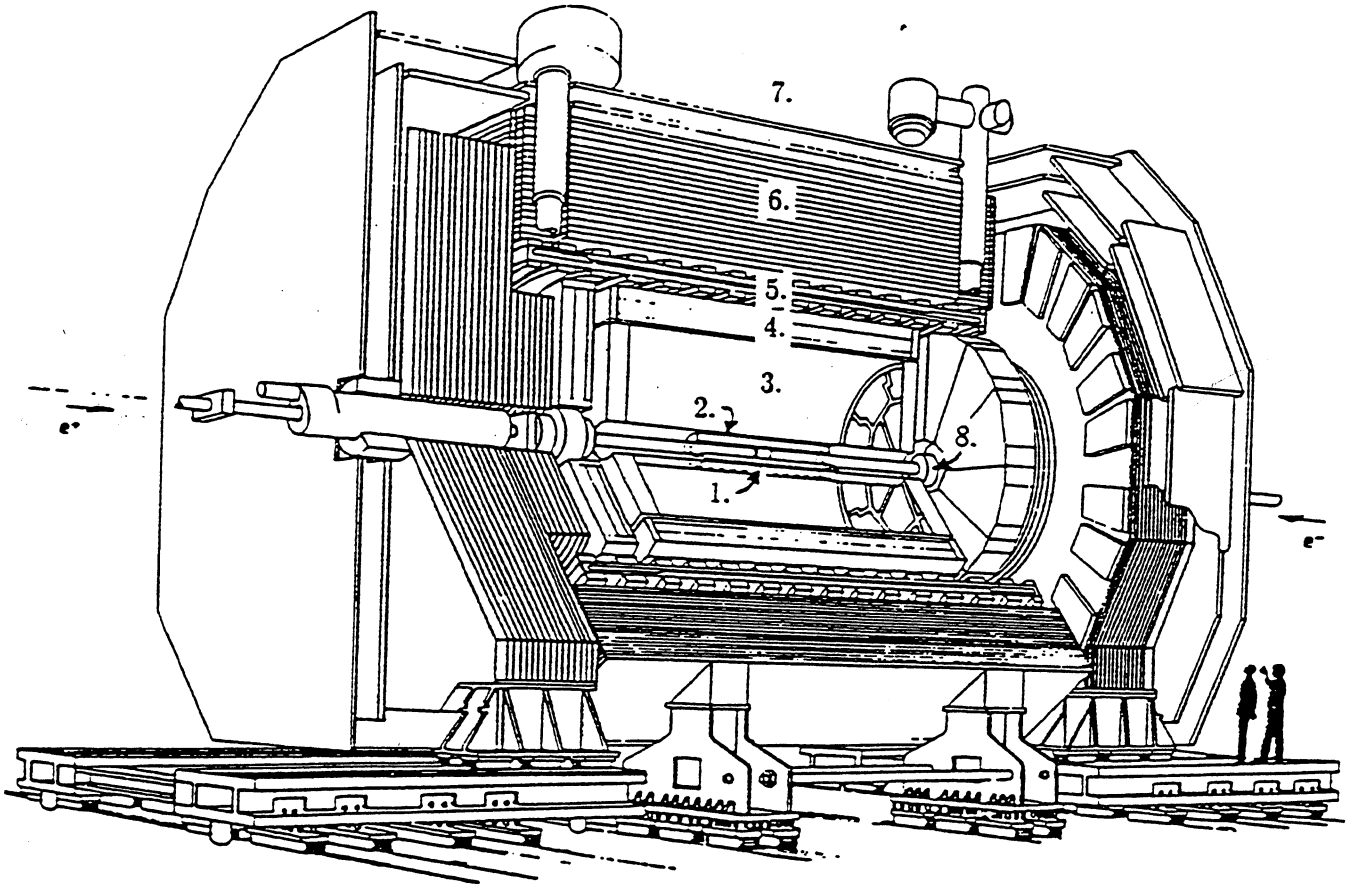
Après le tube du faisceau, cette particule traverse les trois détecteurs de traces chargées qui assurent la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des particules chargées. Ce sont le détecteur de micro-vertex (VDET), la chambre à traces internes (ITC) et la chambre à projection temporelle (TPC). Viennent ensuite les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL) dans lesquels l'énergie des particules est mesurée par les caractéristiques des gerbes qu'elles produisent. Les deux calorimètres sont séparés par le solénoïde supraconducteur. La partie la plus externe est constituée par les chambres à muons.

Après le déclenchement et l'enregistrement des événements, les signaux numériques fournis par chacun des détecteurs d'ALEPH sont convertis en quantités physiques par un programme de reconstruction appelé JULIA ("Job to Understand Lep Interactions at ALEPH"). La reconstruction des traces chargées et celle des objets calorimétriques sera traitée après la description des détecteurs concernés.

2.3 Le solénoïde supraconducteur

De forme cylindrique et de même axe que celui des faisceaux, le solénoïde supraconducteur entoure les trois détecteurs de traces et le calorimètre électromagnétique. Il courbe les trajectoires des particules chargées et permet ainsi de mesurer leurs caractéristiques (impulsion et charge). L'épaisseur du solénoïde supraconducteur correspond à une longueur de radiation.

Le solénoïde supraconducteur (en Niobium-Titane) refroidi à l'hélium liquide fournit un champ magnétique parallèle à l'axe des faisceaux, de 1.5 T d'intensité pour un courant de 5000 ampères. Il est complété par deux bobines de compensation assurant l'uniformité du champ aux deux extrémités. Le retour et l'homogénéité du champ magnétique sont assurés par l'importante quantité de fer constituant les couches de convertisseur dans le calorimètre hadronique.



	VDET	ITC	TPC	ECAL	aimant	HCAL
longueur du cylindre(cm)	100	200	470	477	700	700
rayon interne (cm)	6,3	12,8	31	185	248	300
rayon externe (cm)	11	28,8	180	225	292	468
acceptance, $ \cos\theta $	0,85	0,97	0,95	0,97	-	0,92

Caractéristiques géométriques des sous-détecteurs d'ALEPH. Dans le cas du ECAL et du HCAL, les valeurs sont données pour les barillets.

Figure 2.4: Vue d'ensemble du détecteur ALEPH. (1) détecteur de microvertex (VDET), (2) chambre à traces internes (ITC), (3) chambre à projection temporelle (TPC), (4) calorimètre électromagnétique (ECAL), (5) aimant supraconducteur, (6) calorimètre hadronique (HCAL), (7) chambres à muons, (8) détecteur de luminosité.

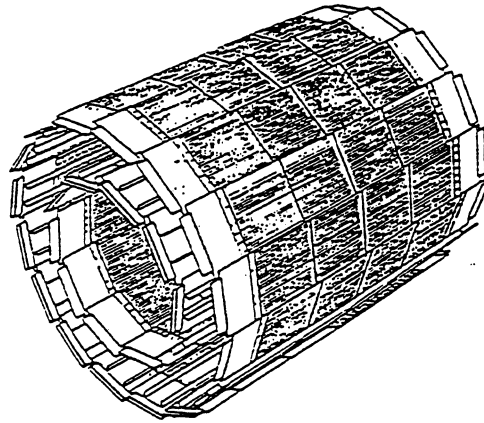


Figure 2.5: Vue du détecteur de micro-vertex (VDET)

2.4 Les trois détecteurs de traces chargées

2.4.1 Le détecteur de microvertex, VDET

Le VDET est le plus petit des détecteurs de traces et le plus proche du point d'interaction. Présent à partir de 1990 à l'état de prototype, il est remplacé en 1991 par un détecteur complet [63].

Le VDET (figure 2.5) est composé de deux couches cylindriques coaxiales, placées à 6,3 cm et 10,8 cm du point d'interaction et couvrant un angle solide de 85% et 69% respectivement. La couche interne (resp. externe) est composée de 9 (resp. 15) faces. Chaque face est composée de quatre plaquettes de silicium double face de $5,12 \times 5,12 \text{ cm}^2$ de surface et de $300 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur.

La mesure de l'énergie d'ionisation déposée par une particule chargée sur une plaquette du VDET permet de reconstruire les coordonnées d'un point de la trajectoire de la particule en trois dimensions. Sur l'une des faces de la plaquette, des pistes de lectures placées parallèlement à l'axe du faisceau donnent la position en $r\varphi$ (voir annexe A) de l'impact, tandis que sur l'autre face, des pistes de lecture placées perpendiculairement aux premières assurent la détermination de sa position en z indépendamment de celle en $r\varphi$. Après alignement (voir section 2.4.5), la résolution est de $12 \text{ }\mu\text{m}$ selon $r\varphi$ et varie de $10 \text{ }\mu\text{m}$ à $22 \text{ }\mu\text{m}$ selon z .

Grâce à la proximité du VDET du point de collision, les trajectoires des particules chargées, préalablement reconstruites grâce à la TPC et à l'ITC, peuvent être extrapolées avec précision vers le point d'interaction. La trajectoire d'une particule chargée de 45 GeV/c est ainsi reconstruite avec une précision de $30 \text{ }\mu\text{m}$ au niveau du point d'interaction (voir section 2.4.6). Une telle précision est importante pour distinguer les particules chargées provenant du point d'interaction et les particules produites lors de la désintégration d'une particule de courte durée de vie (comme, par exemple, les hadrons beaux). Pour notre travail, cela offre la possibilité de reconstruire le vertex de production du hadron beau (confondu avec le point d'interaction électron positon) et son vertex de désintégration pour accéder à sa longueur de vol et ainsi à sa durée de vie (voir chapitre 4).

2.4.2 La chambre à traces interne, ITC

Le détecteur de traces entourant le VDET est la chambre à traces interne, ITC. L'ITC participe non seulement à la reconstruction des particules chargées mais aussi au déclenchement de la prise de données au premier niveau (voir section 2.8).

L'ITC est une chambre à dérive multifils [64], constituée de 960 cellules réparties en huit couches cylindriques coaxiales, dont l'axe est celui des faisceaux. Chaque cellule est composée d'un fil (anode), porté à un potentiel de 1,8 à 2,5 kV, entouré de six fils (cathode) placés au potentiel de la terre. Le volume de l'ITC est rempli d'un mélange gazeux (composé de 80% d'Argon et de 20% de CO_2). Les particules chargées traversant l'ITC ionisent les atomes du gaz. Les électrons libérés migrent vers les fils d'anode sous l'action du champ électrique. La position en $r\varphi$ des impacts de la trajectoire d'une particule chargée est déduite du temps de dérive des électrons avec une résolution de l'ordre de $150\text{ }\mu\text{m}$. Le temps de dérive donne le rayon d'un cercle tangent à la trajectoire; en pratique, en faisant l'hypothèse que les traces proviennent du point d'interaction, le cercle se réduit à deux impacts candidats diamétralement opposés. Si deux traces passent par la même cellule, seule l'avalanche de la trace chargée la plus proche sera mesurée. La position des impacts en z est mesurée en comparant les temps d'arrivée du signal aux deux extrémités de la chambre. La résolution en z est de l'ordre de 3 cm; cette information n'est pas utilisée actuellement. Les huit couches permettent un maximum de huit points de mesure pour la trajectoire d'une particule chargée dans la région $|\cos\theta| \leq 0,97$.

La faible taille des cellules de l'ITC implique que la distance de dérive des électrons est très courte (au maximum de 6,5 mm); le signal collecté par l'anode est donc très rapide et l'information qui est disponible 2 à 3 μs après la collision, participe au déclenchement de la prise de données au premier niveau.

2.4.3 La chambre à projection temporelle, TPC

La chambre à projection temporelle, TPC (figure 2.6), occupe une place privilégiée dans ALEPH car elle fournit la majorité des informations sur les traces chargées. Outre la reconstruction de l'impulsion et de la charge des traces chargées, la TPC participe à l'identification des particules (électrons, protons, kaons et pions) grâce à la mesure de leur degré d'ionisation.

La TPC est constituée de deux plateaux et d'un cylindre divisé transversalement en deux demi-cylindres par une membrane. Le volume de la TPC est rempli d'un mélange gazeux composé de 91% d'Argon et de 9% de méthane à la pression atmosphérique. Le passage des particules chargées ionise le gaz. Les électrons libérés lors de l'ionisation migrent vers l'un ou l'autre des plateaux sous l'effet du champ électrique dirigé des plateaux (au potentiel de la terre) vers la membrane (au potentiel de -25 kV). Le signal induit est détecté sur les plateaux par des chambres proportionnelles à fils réparties en 18 secteurs.

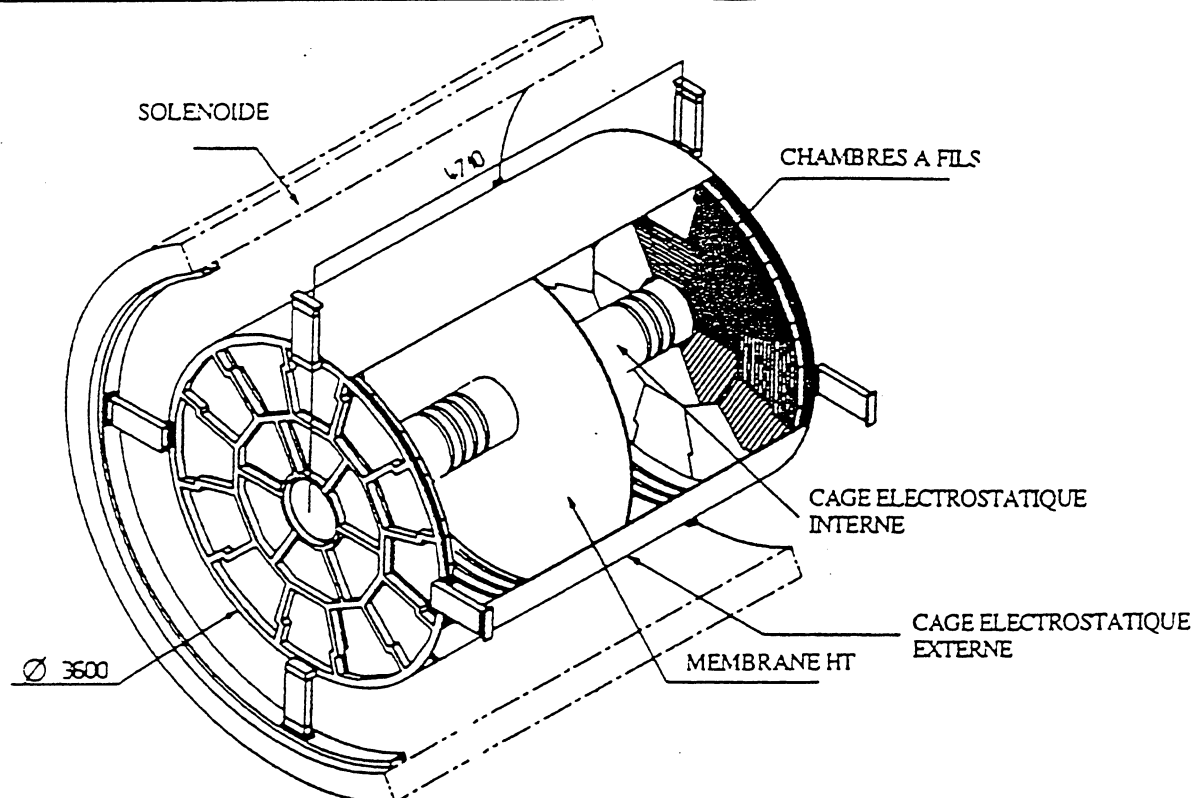


Figure 2.6: Vue de la chambre à projection temporelle (TPC)

Reconstruction des coordonnées de la trajectoire des particules chargées

La TPC fournit jusqu'à 21 coordonnées sur les trajectoires des particules chargées dans la région $|\cos\theta| \leq 0,95$. Chaque coordonnée est reconstruite en trois dimensions par couplage capacitif sur un plan de damiers de cathodes (damiers de dimension $6,3 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$) répartis sur chaque bouchon en 21 rangées concentriques :

- La position en $r\varphi$ d'un point de la trajectoire est donnée, pour chaque rangée de damiers, par le barycentre des damiers touchés pondéré par la charge mesurée. La résolution obtenue est de $173 \mu\text{m}$.
- La position suivant l'axe z d'un point de la trajectoire est déduit de la connaissance du temps d'arrivée du signal et de la vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique. La vitesse moyenne de dérive des électrons est de $5,24 \text{ cm}/\mu\text{s}$, ce qui correspond à un temps total de lecture de la TPC de $42 \mu\text{s}$. La résolution en z dépend de l'angle polaire; elle est de $740 \mu\text{m}$ pour une particule d'angle polaire $\theta = 90^\circ$. La calibration de la vitesse de dérive des électrons est assurée par la comparaison de l'angle polaire de la trace reconstruite dans la TPC à celui reconstruit dans le VDET. Elle est également mesurée à l'aide de traces rectilignes engendrées par un système laser.

2.4.4 Mesure du degré d'ionisation

Outre la reconstruction des traces chargées, la TPC permet de déterminer l'énergie d'ionisation moyenne perdue par la particule par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$) qui dépend de la vitesse de la particule. La mesure du $\frac{dE}{dx}$, connaissant par ailleurs l'impulsion de la particule, permet d'accéder à sa masse et ainsi de l'identifier. Ceci est crucial pour la séparation et la sélection des protons, des pions et des kaons issus de la désintégration du Λ_c^+ (voir section 3.5.3).

La mesure du degré d'ionisation est assurée par les fils des chambres proportionnelles qui fournissent jusqu'à 340 points de mesure (appelés aussi échantillons) par trace. Chaque échantillon est tout d'abord associé à une trace reconstruite avec les damiers de cathodes. Puis le degré d'ionisation est calculé pour chaque fil en rapportant le signal à la longueur du segment de trace correspondant (Δx). Les échantillons correspondant à deux traces trop proches ne sont pas pris en compte.

Le degré d'ionisation par fil suit une loi de Landau qui présente une traîne aux grandes valeurs. Pour s'affranchir de ces fluctuations, le degré d'ionisation moyen pour une trace chargée est calculé par une moyenne tronquée, en rejetant 40% des échantillons pour lesquels l'ionisation mesurée est la plus élevée. De plus, pour éviter les effets de seuil, 8% des échantillons ayant l'ionisation mesurée la plus faible sont également rejetés.

L'erreur sur la mesure du degré d'ionisation (σ_I) est paramétrée en fonction du nombre d'échantillon (N), de la longueur de la trace par échantillon (Δx), de la distance entre deux fils ($\Delta r = 0,4$ cm) et du signal lui-même (I) :

$$\sigma_I/I = \frac{1,19}{\sqrt{N}}(\Delta x/\Delta r)^{-0,4}(I/I_0)^{-0,4}$$

Le degré d'ionisation est normalisé arbitrairement à $I_0 = 1$ pour une particule d'ionisation minimum. La meilleure résolution est obtenue pour une particule possédant le maximum d'échantillons (340) et un angle polaire $\theta = 45^\circ$ (maximisant la longueur Δx) : pour des électrons, elle est de 4,5%.

Le gain de la TPC dépend de la pression du gaz $\mathcal{P}$ (pression atmosphérique) suivant une loi en $\mathcal{P}^{3,7}$. Sa calibration est effectuée régulièrement en utilisant des particules d'ionisation minimale (pion d'impulsion variant entre 0,3 et 0,6 GeV) de telle sorte que leur $\frac{dE}{dx}$ soit (par convention) égal à 1.

Le degré d'ionisation moyen varie en fonction de la vitesse de la particule. Il décroît rapidement (proportionnellement à $1/\beta^P$) pour de faibles vitesses avant d'atteindre un minimum (vers $\beta\gamma \sim 3 - 4$) puis le degré d'ionisation augmente lentement (montée relativiste, $\beta \rightarrow 1$) avant d'atteindre un plateau (plateau de Fermi). Connaissant l'impulsion de la particule et sa masse supposée, son degré d'ionisation mesuré par unité de longueur est bien représenté par la fonction de Bethe-Bloch modifiée, exprimée en fonction de paramètres libres (P, P_1, P_2 et des paramètres d'une fonction polynomiale $\delta(\ln(\beta\gamma))$) :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{P_1}{\beta^P} [P_2 + 2\ln(\beta\gamma) - \beta^P - \delta(\ln(\beta\gamma))]$$

Ces paramètres sont ajustés en mesurant le $\frac{dE}{dx}$ pour différentes particules en divers

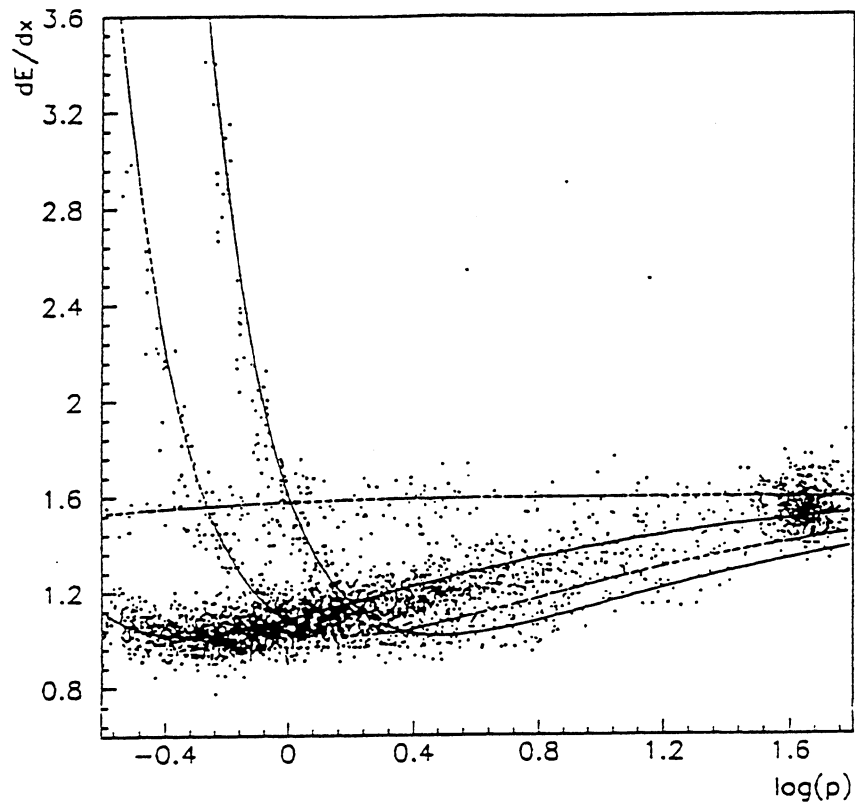


Figure 2.7: Degré d'ionisation mesuré en fonction de l'impulsion de la particule pour un échantillon de 40000 traces chargées. Les résultats de l'ajustement sont superposés aux mesures dans le cas des électrons, des muons, des pions, des kaons et des protons.

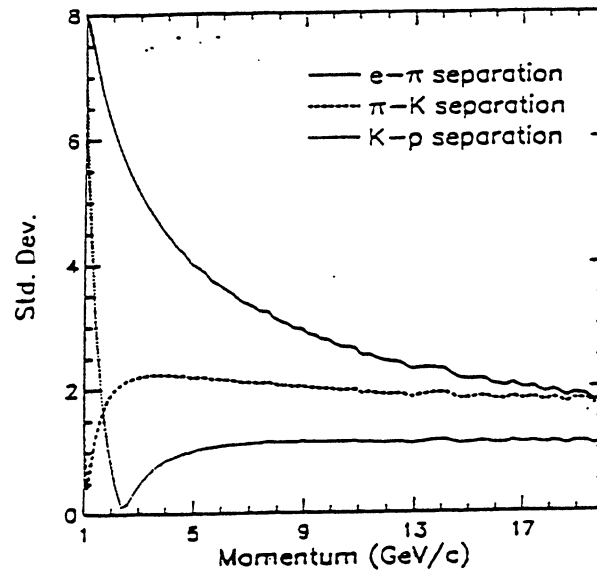


Figure 2.8: Séparation des différentes particules, en terme de déviation standard du $\frac{dE}{dx}$, calculée pour les traces issues de la désintégration hadronique du Z^0 pour lesquelles au moins 50 fils ont été touchés.

points de la courbe ³. Les courbes résultantes sont présentées figure 2.7.

Pour les traces des événements hadroniques ayant au moins 50 fils touchés, la séparation entre particules est indiquée figure 2.8. La séparation entre le pion et le kaon est typiquement de 2σ pour une impulsion supérieure à 2 GeV/c, la séparation entre le proton et le kaon est de l'ordre de 1σ pour une impulsion supérieure à 4 GeV/c, la séparation entre l'électron et le pion est supérieure à 3σ jusqu'à une impulsion de 8 GeV/c.

2.4.5 Alignement des détecteurs de traces chargées

L'alignement des détecteurs de traces chargées consiste à connaître la position précise de leurs éléments (secteurs pour la TPC, fils pour l'ITC, plaquettes pour le VDET). Il est nécessaire car la tolérance de leur assemblage est grande devant la précision de la reconstruction d'un impact (de 12 μm pour le VDET à 180 μm pour la TPC). De plus, des déformations sont possibles en raison de variations de température ou lors de leur mise en place.

Le principe de base de l'alignement est, pour différents types de traces chargées dont le comportement est connu, de maximiser la compatibilité des impacts avec l'hélice de la trajectoire. La procédure d'alignement consiste dans un premier temps à aligner de façon globale les trois détecteurs de traces chargées. Puis, les secteurs de la TPC sont alignés les uns par rapport aux autres. De même, les plaquettes du VDET sont alignées entre elles. Les alignements global et local sont réitérés jusqu'à convergence.

Le point de départ de l'alignement utilise la position de chaque élément mesurée avant ou pendant son installation dans ALEPH. Les traces chargées utilisées sont :

- les rayons cosmiques qui traversent le détecteur de part en part de façon rectiligne,
- les muons issus de la désintégration $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ qui ont l'avantage d'être deux traces d'impulsion identique à celle du faisceau, émises dos à dos et ne subissant pratiquement pas de diffusion multiple,
- les traces issues des désintégrations $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sont également utilisées. Ces événements ont l'avantage, par rapport aux événements leptoniques, de présenter une grande multiplicité de traces chargées, même si elles sont de faible impulsion et donc sujettes aux diffusions multiples et qu'elles ne viennent pas forcément du vertex primaire.

La position relative, en $r\varphi$ et en z , de chaque secteur de la TPC est déterminée en minimisant les déviations azimutales et longitudinales entre les segments de traces

³La calibration du $\frac{dE}{dx}$ est effectuée par des protons de faible impulsion pour la région de faible impulsion, par les pions pour déterminer le minimum de la courbe, par des événements Bhabha pour le plateau et par les leptons issus des désintégrations $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ pour la fin de la montée relativiste. Le détail de la montée relativiste est déterminé par l'ajustement en intervalles d'impulsion de l'ionisation des traces chargées des événements hadroniques, en utilisant les résultats de la calibration et en laissant libre la position du pic des pions ainsi que les normalisations des contributions des pions, kaons, protons et électrons. Les six paramètres de la fonction de Bethe-Bloch modifiée sont ainsi ajustés.

mesurés par chacun des secteurs et ceux obtenus à partir de l'ITC et du VDET. L'alignement des plaquettes du VDET est plus difficile car la précision des impacts du VDET est de $10\text{ }\mu\text{m}$ soit dix fois meilleure que la précision d'un impact de la TPC ou de l'ITC. Les dimuons permettent de contraindre les positions relatives des plaquettes sur les deux couches de chaque côté du détecteur. L'utilisation des traces chargées passant par la zone de recouvrement des plaquettes du VDET (représentant 5% de la surface active en $r\varphi$) apporte une contrainte supplémentaire et permet un alignement précis ($\sim 2\text{ }\mu\text{m}$) des plaquettes adjacentes.

2.4.6 Reconstruction des traces chargées

La procédure générale utilisée pour la reconstruction des traces chargées comprend plusieurs étapes. Au cours de la première étape, les coordonnées d'espace et l'erreur sur ces coordonnées sont déterminées pour chaque détecteur TPC, ITC, VDET (ceci a été décrit en même temps que chacun des détecteurs). Puis, ces coordonnées sont progressivement assemblées en hélices, grâce à une procédure de lissage, en partant de la TPC (dans laquelle les coordonnées sont les plus espacées et les plus nombreuses) vers l'ITC puis le VDET.

Reconstruction des traces avec la TPC

Le point de départ de la reconstruction d'une trace est donné par les trois coordonnées compatibles avec une hélice pointant vers l'origine, situées dans la partie la plus externe de la TPC. La trajectoire initiale formée par ces trois points est extrapolée selon une hélice, vers l'intérieur de la TPC et associée à d'autres coordonnées. Les impacts associés à plusieurs traces sont éliminés.

L'impulsion et l'erreur sur l'impulsion de chaque particule sont déterminées à partir des paramètres de l'hélice. La résolution sur l'impulsion, est maximale lorsque les 21 coordonnées sont disponibles; dans ce cas, elle est de :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 1,2 \cdot 10^{-3} p \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

Reconstruction des traces avec la TPC et l'ITC

Chaque trajectoire reconstruite dans la TPC est extrapolée vers l'ITC dans un couloir défini en z et en $r\varphi$ par la résolution de l'ITC, la précision de l'extrapolation et les possibilités de diffusion multiple au niveau de la séparation ITC-TPC. A partir de ce couloir, les coordonnées de l'ITC sont associées les unes aux autres dans un schéma en arbre, en allant des couches externes vers les couches internes de l'ITC. Ceci est difficile car, d'une part, plus la distance au point d'interaction est faible plus la densité des impacts est grande et, d'autre part, à chaque impact de l'ITC correspondent deux coordonnées possibles pour une trajectoire (situées de part et d'autre du fil d'anode). De plus, deux traces passant dans la même cellule ne donneront lieu qu'à un seul signal. Par ailleurs, les traces de faible impulsion (moins de $0,4\text{ GeV/c}$), qui spiralent, introduisent beaucoup de bruit. Un grand nombre de combinaisons se présentent alors. Chacune fait l'objet d'un ajustement

Résolutions [66]	TPC	TPC + ITC	TPC + ITC + VDET
sur le paramètre d'impact, en $r\varphi$	310 μm	107 μm	25 μm
sur le paramètre d'impact, en z	808 μm	808 μm	28 μm
en impulsion, $\sigma(p)/p$ (GeV/c) $^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-3}p$	$0,8 \cdot 10^{-3}p$	$0,6 \cdot 10^{-3}p$

Tableau 2.1: Résolution sur le paramètre d'impact et l'impulsion, mesuré pour les traces de la réaction $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ayant au moins 19 impacts TPC, 6 impacts ITC et 1 impact VDET, l'acolinéarité des deux traces doit être inférieure à 0,2 $^\circ$.

avec une technique de filtre de Kalmann [65] permettant de prendre en compte à la fois les erreurs sur chaque coordonnée de la TPC et de l'ITC et les possibilités de diffusion multiple. La trace choisie finalement est celle possédant un minimum de trois impacts ITC et dont le χ^2 de l'ajustement est minimal. Cependant, si le χ^2 est trop médiocre, la trace n'est associée à aucune coordonnée ITC; c'est le cas de 9% des traces dans les événements hadroniques.

La résolution sur l'impulsion, pour les traces bénéficiant d'au moins trois impacts ITC, est de :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0,8 \cdot 10^{-3} p \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

Reconstruction des traces avec la TPC, l'ITC et le VDET

Les trajectoires reconstruites à partir de la TPC et de l'ITC sont extrapolées vers le VDET et associées aux coordonnées en $r\varphi$ et en z indépendamment. Si plusieurs combinaisons sont possibles, celle qui a le meilleur χ^2 est choisie tout en favorisant l'association d'une trace au plus grand nombre d'impacts. La probabilité de mauvaise association d'une trace à un impact est de l'ordre de 10% pour les traces ne bénéficiant que d'un seul impact VDET, de 2% pour les autres. Le VDET permet ainsi d'améliorer la résolution sur la mesure de l'impulsion des traces chargées :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0,6 \cdot 10^{-3} p \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

La précision des impacts dans le VDET permet d'améliorer nettement la résolution sur le paramètre d'impact obtenue avec la seule utilisation des informations fournies par l'ITC et la TPC (tableau 2.1). Notons, comme déjà signalé section 2.4.2, que l'ITC n'apporte aucune information en z .

Diffusion multiple et résolution sur le paramètre d'impact :

La résolution sur le paramètre d'impact est excellente à 45 GeV/c. Cependant, elle se dégrade aux faibles impulsions en raison du phénomène de diffusion multiple : lorsqu'une particule chargée traverse une épaisseur de matière, elle subit une série de diffusions élastiques sur les noyaux qui additionnées aléatoirement dévient la

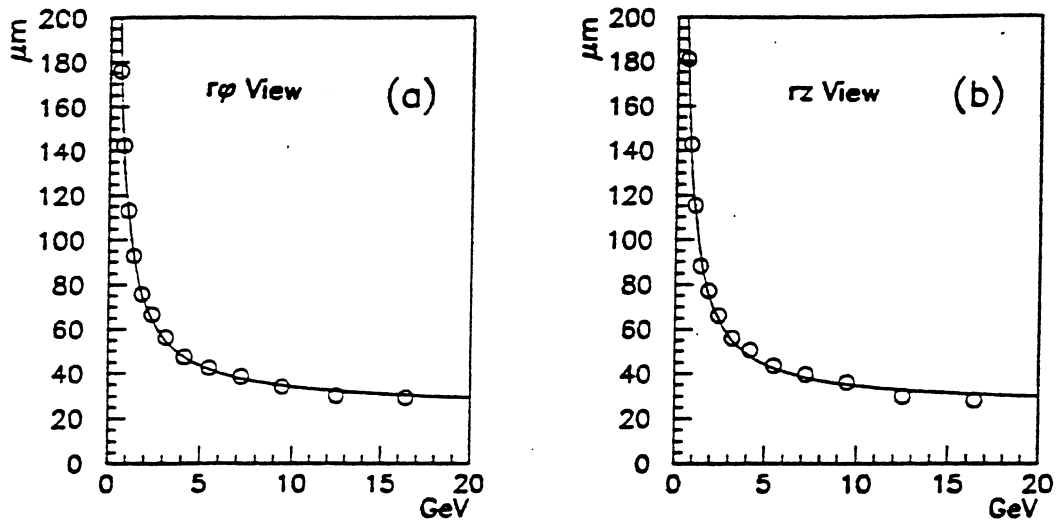


Figure 2.9: Résolution sur le paramètre d'impact des traces possédant des impacts dans les deux couches du VDET en fonction de l'impulsion (a) en $r\phi$ et (b) en rz .

particule de sa trajectoire initiale. Cette déviation d'angle θ suit, pour 98% des cas⁴, une loi de Gauss en $\exp(-\theta^2/2\theta_0^2)$, avec une largeur θ_0 inversement proportionnelle à l'impulsion de la particule :

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{x/X_0 (1 + 0,0038 \ln(x/X_0))}$$

Dans cette équation, le rapport x/X_0 est l'épaisseur de matière en unité de longueur de radiation⁵ X_0 . Dans ALEPH, la longueur de radiation vue par les particules émergeant perpendiculairement au faisceau est de : 0,3% dans le tube du faisceau, 4,1% dans le VDET, 0,34% pour la paroi interne de l'ITC, 1% pour la paroi externe de l'ITC et 2,3% pour la paroi interne de la TPC.

La figure 2.9 montre la dépendance de la résolution sur le paramètre d'impact avec l'impulsion; cette résolution peut être paramétrée par [66] :

$$\sigma(\delta) = 25 \mu m + \frac{95 \mu m}{p(\text{GeV}/c)}$$

⁴Dans 2% des cas cette déviation peut être nettement plus importante

⁵La distance parcourue par un électron lorsqu'il n'a plus qu'une fraction $1/e$ de son énergie initiale est appelée, par définition, la longueur de radiation, X_0 . La longueur de radiation dépend du milieu traversé :

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g.cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

Où Z est le nombre atomique du matériau traversé et A sa masse atomique.

2.5 Calorimétrie

2.5.1 Le calorimètre électromagnétique, ECAL

Le calorimètre électromagnétique est formé d'un barillet (entourant la TPC) fermé de chaque côté par un bouchon. Le barillet et les deux bouchons sont divisés en 12 modules, chacun d'eux couvrant un angle azimutal de 30° . Chaque module est constitué d'une succession de 45 couches de convertisseur (plomb) en alternance avec 45 couches de détection (chambres proportionnelles à fils en extrudé d'aluminium).

Le développement d'une gerbe électromagnétique dans le ECAL est induit et gouverné par deux processus : un électron perd de l'énergie en émettant des photons de rayonnement de freinage, un photon se convertit en une paire électron-positon. La longueur caractéristique de ces deux phénomènes est la longueur de radiation décrite plus haut. Les gerbes électromagnétiques induites par les électrons et les photons de moins de $50 \text{ GeV}/c^2$ sont le plus souvent contenues dans le calorimètre électromagnétique qui présente une profondeur de 22 longueurs de radiation (X_0).

Les électrons ne déposent, dans les couches actives du calorimètre, qu'une partie de leur énergie en ionisant le gaz (composé de 80% Xe et de 20% CO_2) présent à l'intérieur des chambres proportionnelles à fils. Cette fraction d'énergie est amplifiée et mesurée sous forme de collection de charges sur les fils (soumis à une haute tension d'environ 1450 V) et par couplage capacitif sur les plans de damiers de cathodes. Le signal recueilli sur les plans de damiers de cathodes est utilisé pour mesurer l'énergie et la position des gerbes électromagnétiques. Le signal recueilli sur les plans de fils permet une mesure complémentaire de l'énergie déposée, il est aussi utilisé pour le déclenchement de la prise de données et la calibration.

Lors de la lecture, les 45 couches de damiers sont regroupées en trois segments représentant respectivement 4, 9 et 9 X_0 . Cette structure en segments est destinée à évaluer la forme de la gerbe permettant ainsi d'améliorer la réjection électron/pion et de faciliter la mesure des photons de basses énergies. Les damiers sont reliés entre eux de manière à former 77 000 tours pointant vers le point d'interaction. Chaque tour couvre un angle solide de $\Delta\theta \times \Delta\varphi = 17 \text{ mrad} \times 17 \text{ mrad}$ (à $\theta = 90^\circ$). Cette fine segmentation est importante pour l'identification des électrons, des photons et des pions neutres à l'intérieur des jets. Elle permet aussi de mesurer avec précision la position des particules à leur entrée dans le calorimètre. La résolution spatiale du calorimètre électromagnétique, mesurée à l'aide des électrons des événements hadroniques et des événements Bhabha, est de :

$$\sigma(\varphi) = \frac{\sigma(\theta)}{\sin \theta} = 2,5 \oplus \frac{2,7}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \text{ mrad}$$

L'énergie est mesurée avec une précision $\sigma(E)$ proportionnelle à $\sqrt{E}$, elle vaut :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0,009$$

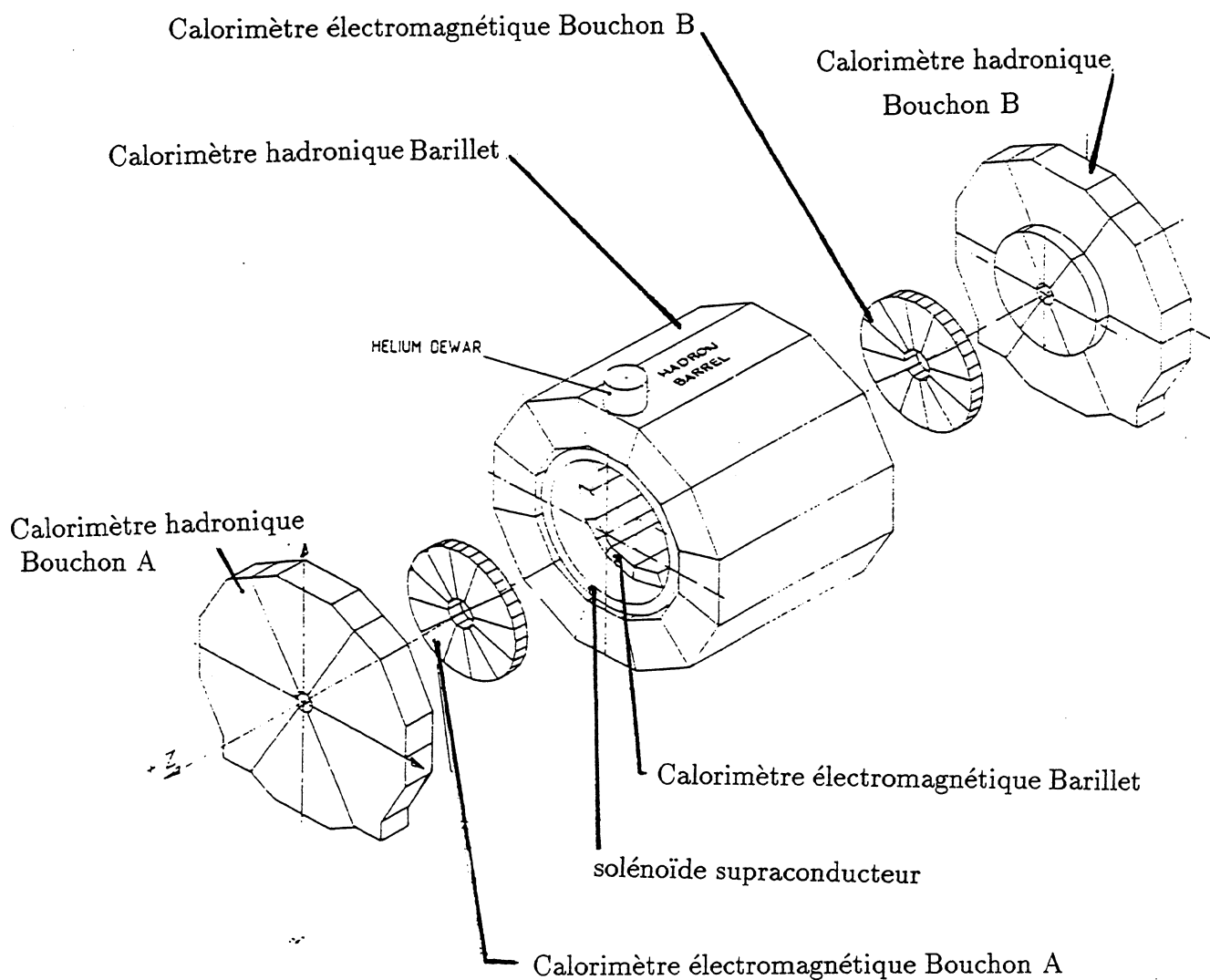


Figure 2.10: Vue des calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL). Le ECAL et le HCAL sont orientés l'un par rapport à l'autre de sorte qu'il n'y ait pas de recouvrement entre les zones non instrumentées situées entre leurs modules.

2.5.2 Le calorimètre hadronique, HCAL

Les deux fonctions principales du calorimètre hadronique sont de mesurer l'énergie des hadrons et de participer à l'identification des muons.

Tout comme le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique est formé par un barillet (entourant le solénoïde supraconducteur) fermé par deux bouchons. Le barillet et les deux bouchons sont divisés respectivement en 12 et 6 modules. Chaque module est constitué de 23 couches de convertisseur (fer) alternant avec des plans de détection, sur un total de 7,2 longueurs d'interaction. L'importante ossature de fer permet le retour du flux du champ magnétique et amène les hadrons à déposer toute leur énergie dans le HCAL, de sorte que seuls les muons soient détectés par la partie la plus externe d'ALEPH, les chambres à muons.

Lorsque les hadrons chargés interagissent avec la matière, ils produisent soit des π^0 qui donnent naissance à une gerbe électromagnétique, soit des $\pi^\pm$ qui interagissent à leur tour avec les noyaux induisant ainsi une gerbe hadronique. La longueur caractéristique associée à une gerbe hadronique est la longueur d'interaction nucléaire λ ⁶. L'énergie déposée par les gerbes hadroniques est mesurée à la fois au bout des tubes à décharge en plastique et sur les plans de damiers de cathodes des couches de détection. Les tubes à décharge qui fonctionnent en régime saturé, sont remplis d'un mélange gazeux (13% d'Argon, 57% de CO₂ et 30% d'isobutane). Ils fournissent un signal logique. La position des tubes touchés permet d'analyser, module par module, le développement en profondeur des gerbes. Cette information est utilisée pour l'identification des muons. La distribution en énergie des gerbes hadroniques est déduite du signal recueilli par les damiers de cathodes par couplage capacitif. Ceux-ci sont reliés, de la même façon que pour le ECAL, en tours pointant vers le point d'interaction, couvrant un angle solide de $3^\circ \times 3^\circ$.

Pour des pions d'incidence normale la résolution en énergie du calorimètre hadronique est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,85}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

2.5.3 Les chambres à muons

Les muons sont peu sujets au rayonnement de freinage et ne subissent pas l'interaction forte, ils traversent donc tout le détecteur à partir du point d'interaction et sont détectés par la structure la plus externe d'ALEPH : les deux couches de chambres à muons. Une seule couche était présente en 1989 et 1990. Chaque chambre est constituée de deux plans de tubes à décharge, identiques à ceux du HCAL, placés perpendiculairement l'un à l'autre afin de fournir un signal bidimensionnel.

⁶ λ est la distance moyenne entre deux interactions nucléaires :

$$\lambda = 35g.cm^{-2}A^{-1/3}$$

A est la masse atomique du milieu traversé. Pour un même milieu, la longueur d'interaction λ est plus grande que la longueur de radiation.

2.5.4 Calibration des calorimètres

Dans le calorimètre électromagnétique, la variation du gain du gaz en fonction du temps, due aux variations de la pression atmosphérique, de la température ou de la composition du gaz, est contrôlée dans chaque module grâce à une petite chambre proportionnelle à un seul fil couplée à une source de fer (Fe^{55}). Après correction, la stabilité du gain est meilleure que 0,3%.

Pour calibrer la réponse des différents modules du calorimètre entre eux, différentes sources d'électrons sont utilisées afin de couvrir la région en énergie s'étendant de 1 à 45 GeV/c. En prenant en compte différents effets (effet de seuil, énergie d'ionisation perdue par les particules avant leur entrée dans le calorimètre, gerbes non entièrement contenues dans le calorimètre, non linéarité de réponse du calorimètre aux électrons), la précision de la calibration entre modules est de 0,3% à 45 GeV et de 1,5% à plus basse gamme d'énergie.

La calibration du calorimètre hadronique en fonction du temps est contrôlée par un système analogue à celui du ECAL. Sa précision est supérieure à 0,4%. La carte des efficacités de réponse des plans du HCAL est déterminée à partir d'un échantillon d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

2.5.5 Reconstruction des objets calorimétriques

La première étape de la reconstruction des objets calorimétriques consiste à localiser des amas d'énergie (ensembles de tours contiguës contenant de l'énergie) dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Puis, les traces chargées préalablement reconstruites (section 2.4.6) sont extrapolées vers les calorimètres et associées aux amas d'énergie du ECAL ou du HCAL. Ensuite, les amas d'énergie sont groupés en objets calorimétriques suivant des critères de proximité. Un objet calorimétrique peut correspondre à plusieurs traces chargées, mais une trace chargée dépose toute son énergie dans un seul objet calorimétrique.

2.5.6 Reconstruction des énergies

La reconstruction des énergies dans ALEPH utilise les informations provenant des détecteurs de traces chargées et des amas d'énergie mesurés par les deux calorimètres ECAL et HCAL. La mesure de l'impulsion des particules chargées est bien plus précise que la mesure de leur énergie par les calorimètres⁷, mais comme les particules chargées sont observées à la fois par les détecteurs de traces chargées et par les calorimètres, additionner séparément les informations provenant de ces deux sources entraînerait un double comptage des énergies. Pour éviter cela, l'algorithme dit de flux d'énergie [66] mesure l'énergie visible dans le détecteur en comparant l'énergie déposée dans les calorimètres à l'impulsion des traces chargées. L'algorithme de flux d'énergie crée des "objets" correspondants aux particules chargées, électromagnétiques ou hadrons neutres, auxquels sont associés le quadrivecteur énergie-impulsion mesuré. La détermination des objets est la suivante :

⁷Sauf pour les électrons de plus de 25 GeV/c

Les objets chargés, sont constitués de particules chargées sélectionnées à partir des critères suivants :

- $N_{\text{coord.}}^{\text{TPC}} \geq 4$, nombre de coordonnées dans la TPC,
- $|\cos\theta| < 0,95$, coupure sur l'angle polaire assurant que la trajectoire est contenue dans l'angle solide couvert par les détecteurs de traces chargées. Cela impose à la particule d'induire un signal sur au moins six rangées de blocs de cathodes de la TPC.
- $d_0 < 2 \text{ cm}$ (distance minimale d'approche à l'axe du faisceau dans le plan (x,y)) et $|z_0| < 10 \text{ cm}$ (distance selon z du point d'approche minimale au centre du détecteur); ces coupures assurent que la particule est bien issue des collisions électron-positon.

Cette sélection permet d'éliminer les traces chargées parasites ne provenant pas de la désintégration du boson Z^0 mais d'autres phénomènes :

1. Les interactions faisceau-gaz. Elles apparaissent tout au long du tube à vide dans ALEPH, à de petits angles par rapport au faisceau.
2. Les rayons cosmiques. La plupart ne passent pas par le point d'interaction et ne sont pas corrélés en temps avec les collisions.
3. Des erreurs de reconstruction peuvent également engendrer des segments de trace aberrants.

Cas particulier des V^0

Certaines bonnes traces chargées ne remplissent pas les conditions standard, décrites ci-dessus. Ces traces proviennent d'un vertex secondaire de désintégration dénommé V^0 satisfaisant aux conditions suivantes :

- être le vertex de désintégration d'une particule neutre en deux particules chargées de charges opposées.
- être le vertex de désintégration d'une particule ayant une grande longueur de vol comparée à celle des mésons beaux (quelques millimètres) ou comparée à celle des mésons charmés, mais suffisamment petite pour que le vertex de désintégration puisse être contenu et analysé dans le détecteur.

Les particules neutres dont le vertex de désintégration appartient à la catégorie des vertex V^0 sont :

- Les photons se convertissant en une paire électron-positon au voisinage de la matière (la probabilité de conversion d'un photon avant d'entrer dans la TPC est d'environ 10%)
- Les baryons Λ se désintégrant suivant le mode : $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\langle c\tau \rangle_\Lambda = 7,89 \text{ cm}$, $Br(\Lambda \rightarrow p\pi^-) = (64,1 \pm 0,5)\%$ [5])
- Les mésons K_s^0 se désintégrant suivant le mode : $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($\langle c\tau \rangle = 2,675 \text{ cm}$, $Br(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (68,61 \pm 0,28)\%$ [5])

Un algorithme de reconstruction (décrit plus en détail section 3.4.3) est consacré à l'identification des V^0 . Les traces chargées issues d'un V^0 sont comptabilisées parmi les objets chargés.

Chaque trace chargée est comptabilisée comme objet chargé. Lorsqu'une trace chargée est identifiée comme électron, sa contribution est soustraite de l'objet calorimétrique auquel elle appartient. Pour prendre en compte la présence possible des photons de rayonnement de freinage, la différence entre l'énergie de l'objet calorimétrique et celle de la trace chargée est comptabilisée comme énergie neutre si elle est trois fois plus grande que la résolution attendue.

De même, si la trace chargée est identifiée comme muon, une énergie de 1 GeV est soustraite de l'objet calorimétrique électromagnétique auquel elle est associée et une énergie 400 MeV par plan touché dans le calorimètre hadronique est soustraite de l'objet calorimétrique hadronique.

Les objets électromagnétiques (γ) sont identifiés en recherchant, parmi les objets calorimétriques, les amas compacts situés à plus de deux centimètres d'une trace chargée et pour lesquels la gerbe électromagnétique [66] est compatible avec celle d'un photon (énergie déposée dès l'entrée du calorimètre). Les photons ainsi identifiés sont soustraits des objets calorimétriques.

Les hadrons neutres sont identifiés par un excès d'énergie dans un objet calorimétrique par rapport à l'énergie des traces chargées qui lui sont associées, seulement si cet excès est plus grand que la résolution en énergie des calorimètres. Pour rendre compte de la différence de réponse du ECAL aux pions et aux électrons, l'excès d'énergie dans le ECAL est multiplié par un facteur correctif (" rapport $e/\pi \sim 1,3$ ")⁸. L'énergie neutre reconstruite dans le calorimètre hadronique correspond principalement aux neutrons et aux K_L^0 .

L'énergie visible reconstruite à partir des événements hadroniques est représentée figure 2.11. La résolution sur la valeur de cette énergie est de 6,2 GeV; le maximum est à 90,5 GeV.

Une calibration à faible énergie est également possible. Les événements sélectionnés pour cela comportent un photon isolé d'énergie supérieure à 20 GeV émis à l'opposé de deux jets hadroniques. Connaissant l'énergie du photon, on déduit le quadri-vecteur énergie-impulsion du système hadronique, qui peut ainsi être comparé à celui mesuré par le flux d'énergie. La résolution sur l'énergie visible ainsi mesurée est paramétrée par [66] :

$$\sigma(E) = (0,59 \pm 0,03)\sqrt{E/\text{GeV}} + (0,6 \pm 0,3)\text{GeV}$$

Cette résolution correspond à un événement hadronique moyen; elle peut être différente pour un type d'événement donné, en fonction de la répartition en énergie chargée et neutre.

⁸Pour prendre en compte les photons de faible énergie non identifiés, ce facteur est différent suivant le segment du ECAL concerné (1,0, 1,3 et 1,6).

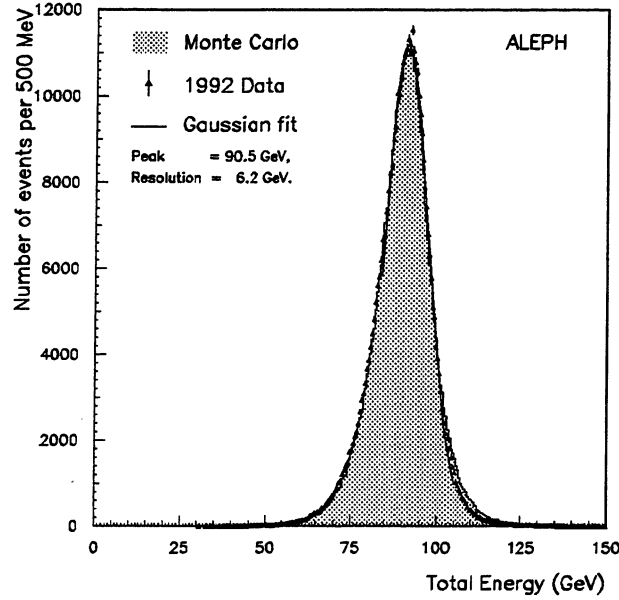


Figure 2.11: Distribution de l'énergie visible pour les événements hadroniques de la prise de donnée de 1992 (triangles) et simulés (histogramme)

2.6 Les détecteurs de luminosité

Dans ALEPH, trois calorimètres participent à la mesure de la luminosité : LCAL, SiCAL et BCAL. Chacun d'eux est constitué de deux éléments entourant le tube du faisceau et placés de part et d'autre du point d'interaction. Tous détectent le même type d'événement : électrons et positons issus de la diffusion Bhabha à petit angle θ . La luminosité est alors déterminée à partir du nombre d'événements N_{Bhabha} et de la section efficace σ , $\mathcal{L} = N_{Bhabha}/\sigma$. En se limitant à la voie t (processus dominant à petit angle), la section efficace différentielle des événements Bhabha à petit angle est calculable dans le cadre de l'électrodynamique quantique; elle vaut :

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

La mesure de la luminosité sera d'autant plus précise que les calorimètres sont placés le plus près possible du tube du faisceau, donc à petit angle θ .

	LCAL	SiCAL	BCAL
distance au point d'interaction (m)	262,5	250,23	770,0
Rayon interne (cm)	10	6	6,5
Rayon externe (cm)	52	14,6	8,5
angle θ_{min} (mrad)	$\simeq 45$	24,3	5,1
angle θ_{max} (mrad)	$\simeq 190$	57,7	9

Ces trois détecteurs ne couvrent pas les mêmes zones d'espace et n'utilisent pas les mêmes techniques de détection.

2.6.1 Le calorimètre de luminosité, LCAL

De même conception que le calorimètre électromagnétique, le LCAL est constitué par une série de 38 double couches : plomb - chambre à fils. Chaque élément, placé à chaque extrémité du détecteur ALEPH, entre les bouchons du ECAL et le tube du faisceau, est constitué de deux modules semi-circulaires. Chaque élément fournit deux informations utilisées pour calculer la luminosité : l'une provenant des plans de damiers de cathodes (donnant la position de la particule incidente) et l'autre venant des fils d'anode (servant à la calibration en énergie et à la détermination de la profondeur de la gerbe électromagnétique). Ce calorimètre est également utilisé pour compléter la couverture angulaire du ECAL.

La résolution en énergie est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.15}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0,014$$

2.6.2 Le calorimètre de luminosité en silicium, SiCAL

Le calorimètre de luminosité en silicium, SiCAL, est installé depuis 1992 dans ALEPH. Il est composé de deux éléments circulaires entourant le tube du faisceau, placés à chaque extrémité du détecteur ALEPH, à environ 2,5 m du point d'interaction.

Chaque élément du SiCAL est constitué de 12 couches de damiers en silicium placées en alternance avec 12 couches de tungstène correspondant à un total de 23,3 longueur de radiation (X_0). La lecture des damiers détermine l'angle des électrons, la profondeur de la gerbe et l'énergie déposée. Un événement Bhabha est sélectionné lorsque un minimum de 20 GeV est déposé dans chacun des deux éléments du SiCAL, la somme de l'énergie déposée dans les deux éléments étant supérieure ou égale à 55 GeV. La localisation des dépôts d'énergie doit correspondre à des électrons émis dos à dos (critères d'acolinéarité). La résolution en énergie est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,23}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

Puisque le SiCAL est situé très près du faisceau, il bénéficie d'une meilleure statistique que le LCAL. De plus, de conception plus homogène et plus dense que le LCAL, le Sical bénéficie d'une meilleure précision spatiale. Ainsi, le SiCAL assure une meilleure précision statistique et systématique de la mesure de la luminosité.

2.6.3 Le calorimètre de Bhabha à très petit angle, BCAL

Les éléments du BCAL sont situés au delà des aimants quadrupôles, à l'extérieur d'ALEPH. Ils sont donc sensibles aux Bhabha de très petits angles. Le BCAL est constitué de 10 couches de tungstène - scintillateur. Il fournit la luminosité en temps réel.

2.7 Autres détecteurs

Deux autres détecteurs associés à ALEPH sont utilisés par le LEP pour contrôler et améliorer les caractéristiques du faisceau : ce sont le détecteur SAMBA et les moniteurs de l'orbite du faisceau.

2.7.1 Le moniteur de bruit de fond à petits angles, SAMBA

Le détecteur SAMBA est constitué de chambres proportionnelles multifils. Il sert aux opérateurs du LEP et d'ALEPH pour surveiller la qualité des faisceaux : son rôle est de mesurer le taux de rayonnement entourant le faisceau.

2.7.2 Les moniteurs de l'orbite du faisceau, BOM

Ces détecteurs, au nombre de 540, sont placés sur toute la circonférence du LEP. Chacun est constitué de deux paires d'électrodes placées dans le tube du faisceau. L'information recueillie est utilisée :

- par ALEPH, qui lit les deux BOM qui lui sont le plus proches, pour déterminer la position dans le plan (x,y) de la tache du faisceau. Cette mesure est peu précise car il est difficile d'extrapoler la position du faisceau mesurée au niveau des BOM à la position de la tache du faisceau dans ALEPH.
- par le LEP, pour contrôler l'orbite du faisceau.

2.8 Déclenchement de l'enregistrement des données

Le système de déclenchement de l'enregistrement des données a pour but de filtrer dans un temps assez court et avec une efficacité maximale, les événements issus des collisions électron-positon. Le bruit de fond, rejeté par le système de déclenchement, est constitué de rayons cosmiques, d'interactions faisceau-gaz, des photons de rayonnement de freinage et du bruit électronique dans les détecteurs. La procédure complète de déclenchement se déroule en trois temps :

La décision au premier niveau s'effectue très rapidement grâce au faible temps (2 à 3 μs) de réponse de l'ITC comparé au temps séparant deux croisements de faisceau (environ 23 μs si le faisceau est composé de quatre paquets ou environ 11 μs si le faisceau est composé de huit paquets). Le protocole de décision associe les informations provenant de l'ITC et du ECAL : l'extrapolation d'une trace chargée de l'ITC doit coïncider avec une énergie d'au moins 1,3 GeV dans le ECAL et avec un minimum de 4 double-plans touchés dans le ECAL. D'autres critères de déclenchement existent : la présence d'au moins 6,6 GeV dans le barillet du ECAL est demandée ou celle d'au moins 4,5 GeV dans un des bouchons ou alors la présence d'au moins 1,5 GeV en coïncidence dans chacun des bouchons. D'autres critères parallèles de décision existent, notamment ceux utilisant la coïncidence des traces chargées de l'ITC et le dépôt d'énergie dans le HCAL. D'autre part, il existe des critères indépendants de déclenchement basés sur le dépôt d'énergie dans les détecteurs de luminosité LCAL ou SiCAL, pour enregistrer les événements Bhabha. Le temps total de décision au premier niveau est d'environ 5 μs . Le taux de déclenchement, variable suivant les conditions de faisceaux, est de l'ordre de 10 Hertz.

La décision au deuxième niveau utilise les données de la TPC, disponibles 50 μs après la collision (temps de dérive nécessaire aux électrons). Le schéma du niveau 2 est identique à celui du niveau 1, les informations de la TPC et du HCAL sont utilisées en plus de celles de l'ITC et du ECAL.

Le troisième niveau a lieu après la lecture des informations de chaque détecteur. Une série de processeurs d'événements analyse l'ensemble des données et vérifie leur validité pour l'analyse physique.

Grâce à la redondance des critères de sélection, l'efficacité de décision du déclenchement est de 100% pour les événements hadroniques et leptoniques, elle est proche de 100% pour les événements Bhabha. Des déclenchements aléatoires sont aussi provoqués pour contrôler le niveau de bruit dans le détecteur.

Chapitre 3

Etude de la production du Λ_b au LEP

Au LEP, l'étude de la production du Λ_b bénéficie d'un contexte expérimental favorable puisque environ 22% des paires quark-antiquark produites sont des paires $b\bar{b}$ et qu'environ 10% des produits de la hadronisation du quark b sont des baryons; pour les $1,6 \cdot 10^6$ événements hadroniques que nous avons analysés, 62000 baryons beaux sont attendus. Le mode de désintégration choisi pour mettre en évidence et mesurer le taux de production du Λ_b au LEP est le mode de désintégration semi-leptonique :

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

Les avantages du mode de désintégration semi-leptonique par rapport aux modes de désintégration exclusifs du Λ_b sont sa prépondérance et sa facilité d'étiquetage. De plus, la reconstruction du mode semi-leptonique bénéficie des points forts du détecteur ALEPH que sont la reconstruction des traces chargées et l'identification des leptons.

Deux analyses indépendantes et complémentaires seront présentées dans ce chapitre. Elles sont basées 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 . Les deux modes de désintégration étudiés sont :

- $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$, donnant naissance à des corrélations Λl^- .
- $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, donnant naissance à des corrélations $\Lambda_c^+ l^-$.

La sélection des événements hadroniques et l'identification des leptons, communes aux deux analyses, seront tout d'abord décrites. Puis, les deux analyses et les résultats obtenus seront présentés successivement. Enfin, la compatibilité de ces résultats entre eux et avec ceux des autres collaborations LEP seront discutés.

3.1 Sélection des événements hadroniques

Les événements dans lesquels sont produits les Λ_b sont les événements hadroniques. Ces événements (figure 3.1.a) se caractérisent par une grande multiplicité de traces chargées (de l'ordre de 20 particules) et par une énergie totale observée proche de l'énergie dans le centre de masse. Les critères communément utilisés dans ALEPH [69] pour sélectionner les événements hadroniques sont les suivants :

- Au moins cinq bonnes traces chargées (voir définition section 2.4.6) doivent être issues de la zone d'interaction. Cette coupure élimine totalement les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (figure 3.1.b, c) et une large fraction¹ des événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (figure 3.1.d).

Cette coupure permet aussi d'éliminer les événements qui ne sont pas issus des collisions électron-positon (événements cosmiques et interactions faisceau-gaz résiduel) dont la contribution finale est négligeable.

- L'énergie totale des bonnes traces chargées doit représenter au moins 10% de l'énergie dans le centre de masse. Cette coupure permet de rejeter les événements de diffusion $\gamma\gamma$. Dans ces événements, l'électron et le positon de l'état initial perdent peu d'énergie et sont peu déviés : ils ne pénètrent pas dans le détecteur. Seule l'énergie de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est mesurée dans le détecteur.

L'efficacité de sélection des événements hadroniques est de $97,4 \pm 0,4\%$ [69]. La contamination en événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ est de l'ordre de 0,2% et celle de la diffusion $\gamma\gamma$ est négligeable ($< 0,1\%$).

Afin de disposer d'un échantillon homogène d'événements hadroniques il est important d'utiliser les événements pour lesquels tous les sous-détecteurs d'ALEPH sont opérationnels. En 1989, les chambres à muons n'étaient pas encore installées, en 1990 une seule couche de ces chambres était présente. Pendant ces deux années le VDET était absent ou présent à l'état de prototype. Le détecteur est complet² de 1991 à 1993. Nous n'analyserons pas les événements enregistrés en 1989 et 1990 ce qui correspond à une perte en statistique de l'ordre de 10%. Les événements enregistrés fin 1992 et en 1993 qui sont affectés par des court-circuits dans la TPC ne seront pas analysés, de même ceux pour lesquels le VDET ne fonctionnait pas, en particulier début 1991. Le tableau 3.1 donne le détail par année du nombre d'événements hadroniques retenu pour notre analyse.

Année	1991	1992	1993	total
$N_{q\bar{q}}$	286.000	660.000	641.000	1.587.000

Tableau 3.1: Nombre d'événements hadroniques analysés par année.

¹ Comme la durée de vie du tau est très faible, le tau se désintègre dans le tube du faisceau et n'est donc identifié que par ses produits de désintégration : une ou trois traces chargées (dans respectivement 86% et 14% des cas). Les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans lesquels les deux τ se désintègrent en trois traces chargées représentent 0,2% des événements sélectionnés.

² A l'exception du SiCAL installé à l'automne 1992

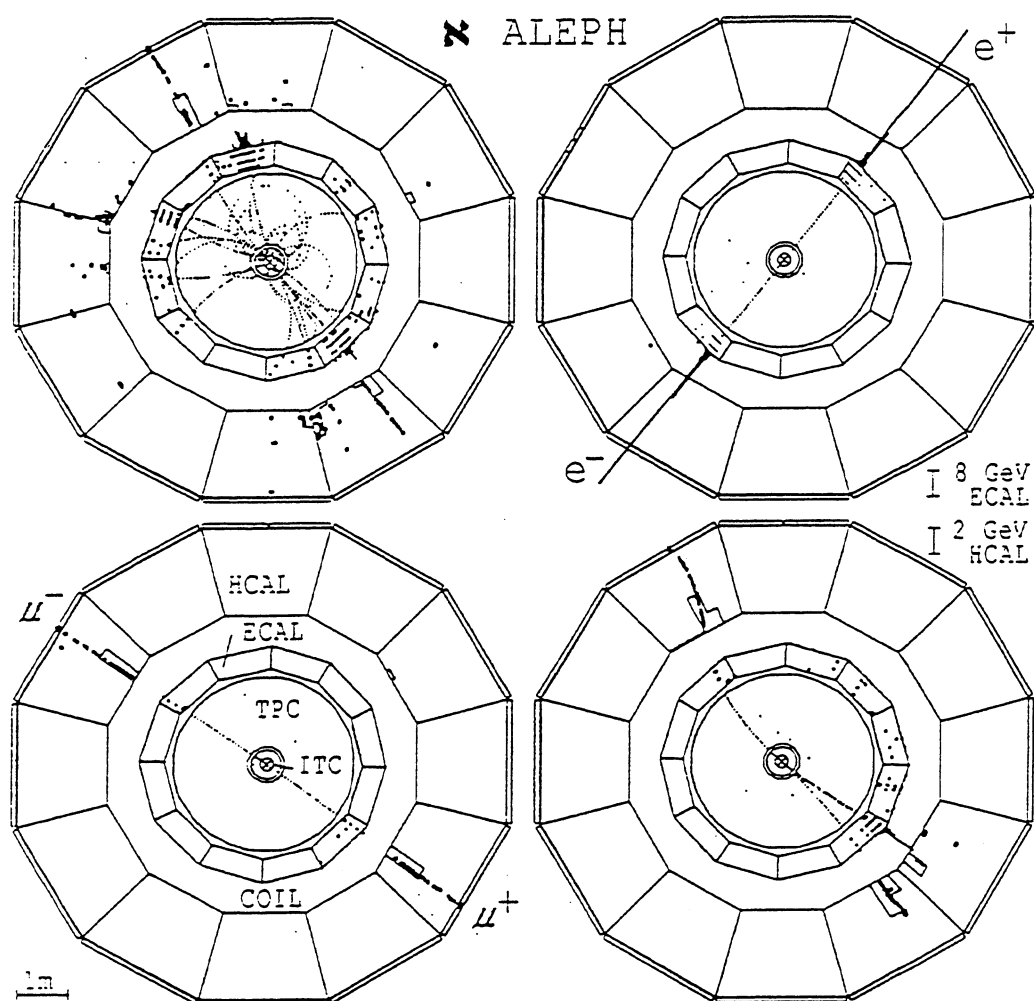


Figure 3.1: Quatre vues transversales du détecteur ALEPH dans lesquelles sont représentés les produits de désintégration du Z^0 pour les canaux :

- (a) $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ (en haut à gauche),
- (b) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (en haut à droite),
- (c) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (en bas à gauche),
- (d) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (en bas à droite).

3.2 Notion d'hémisphère et de jet dans les événements hadroniques.

Les événements hadroniques peuvent être partagés en deux hémisphères grâce à l'axe de poussée. L'axe de poussée $\vec{t}$ reproduit la direction des quarks initiaux avec une bonne précision. Il est défini en maximisant l'expression suivante :

$$T = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_i \cdot \vec{t}}{\sum_{i=1}^N ||\vec{p}_i||}$$

$\vec{p}_i$ est l'impulsion d'une particule i et N est le nombre de particules chargées et neutres (voir section 2.5.6).

Un événement hadronique est divisé en deux hémisphères par le plan perpendiculaire à l'axe de poussée. Chaque hémisphère ainsi défini contient, sauf cas particuliers, tous les produits de désintégration du hadron issu de l'un des deux quarks initiaux.

Détermination des jets dans l'événement.

La direction des hadrons beaux est déterminée à l'aide des jets. Les jets sont formés à l'aide de l'algorithme développé par la collaboration JADE [70], à partir de toutes les particules chargées et neutres dans l'événement. Pour chaque couple de particules i et j , on définit la variable y_{ij} par :

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

θ_{ij} est l'angle entre les deux particules, E_i , E_j sont les énergies de chaque particule et E_{vis} est l'énergie visible de l'événement (voir section 2.5.6).

La paire pour laquelle la variable y_{ij} est la plus faible est remplacée par une pseudo-particule dont le quadri-vecteur est la somme des quadri-vecteurs des deux particules. Cette procédure est itérée jusqu'à ce que la variable y_{ij} de toute les paires soit supérieure à la valeur de coupure définie par $y_{cut} = (6/E_{vis})^2$. Les jets sont alors définis comme étant les pseudo-particules restantes.

3.3 Identification des leptons

3.3.1 Identification des électrons

Deux méthodes indépendantes et complémentaires sont utilisées dans ALEPH pour identifier les électrons dans les événements hadroniques. L'une est basée sur la mesure du degré d'ionisation dans la TPC; l'autre est basée sur l'analyse du profil longitudinal et transverse de la gerbe électromagnétique déposée dans le ECAL.

Estimateurs du calorimètre électromagnétique

Les trajectoires des particules chargées préalablement déterminées par les détecteurs de traces chargées et sélectionnées par les critères de bonne trace chargée sont extrapolées vers le calorimètre électromagnétique. Un premier estimateur, R_T , représentant la répartition transversale de l'énergie de la gerbe électromagnétique, est construit à partir de la comparaison entre l'impulsion (p) de la trace chargée et l'énergie (E_i) déposée dans les quatre tours les plus proches de cette trace, dans chacun des trois niveaux du calorimètre.

$$R_T = \frac{X - \langle X \rangle}{\sigma(X)}, \quad X = \frac{\sum_{i=1}^3 E_i}{p}$$

Pour des électrons d'énergie donnée, la distribution X est Gaussienne, de moyenne $\langle X \rangle$ (valant 0,85 dans le barillet et 0,89 dans les bouchons) indépendante de l'angle et, pour des impulsions supérieures à 2 GeV/c, de l'impulsion de la trace chargée. La largeur $\sigma(X)$ dépend de l'impulsion de la trace chargée; elle est dominée par la résolution du calorimètre si l'impulsion est inférieure à 25 GeV/c, par celle de la TPC, si l'impulsion est supérieure à 25 GeV/c. La distribution R_T a une moyenne nulle et une variance égale à 1. Sa dépendance en fonction de l'énergie a été paramétrée à partir des électrons de conversion. La coupure sur l'estimateur R_T , utilisée pour identifier les électrons, est :

$$-1,8 < R_T \quad (3.1)$$

Aucune coupure supérieure n'est appliquée car les quatre tours associées à un électron peuvent contenir un excédent d'énergie dû à un photon de rayonnement de freinage émis au niveau des détecteurs de traces chargées.

Comme les électrons interagissent dès l'entrée du ECAL et que les hadrons, plus pénétrants, déposent proportionnellement peu d'énergie, énergie localisée plutôt à la sortie du ECAL, une distinction supplémentaire entre électrons et hadrons s'effectue grâce à l'estimateur R_L , qui reflète la répartition longitudinale de l'énergie déposée autour de la trajectoire de la particule chargée :

$$R_L = \frac{A - \langle A \rangle}{\sigma(A)}, \quad \text{avec } A = \frac{E_0}{\sum_{i=1}^3 E_i S_i}$$

S_i est la position longitudinale moyenne du dépôt d'énergie dans le niveau i du calorimètre. Des tests sur faisceaux ont montré que la distribution de la variable A est Gaussienne de moyenne $\langle A \rangle$ et de résolution $\sigma(A)$, dont la dépendance en impulsion a été paramétrée à partir des données. Pour les électrons, R_L est distribué suivant une Gaussienne de moyenne 0 et de variance 1. Pour sélectionner les électrons, la coupure suivante est appliquée :

$$-2,1 < R_L < 3,0 \quad (3.2)$$

La figure 3.2 illustre la séparation entre électrons et hadrons chargés grâce aux estimateurs R_T et R_L .

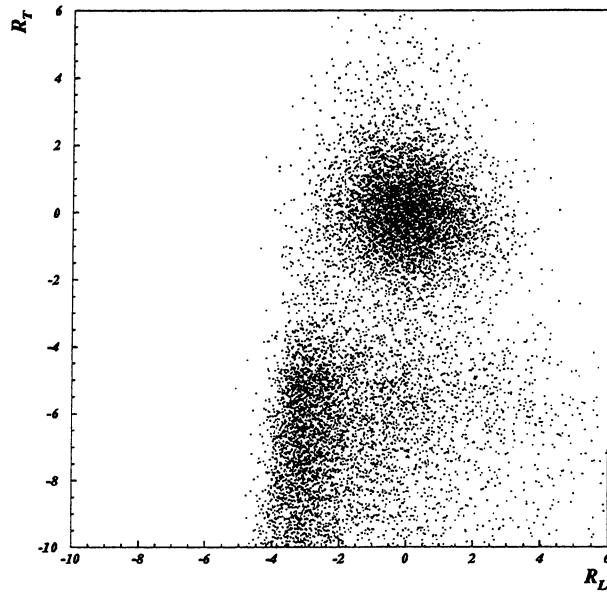


Figure 3.2: Distribution des estimateurs du calorimètre électromagnétique R_T en fonction de R_L pour un échantillon de traces enrichi en électrons issu des conversions de photons. L'amas d'électrons, centré en $(0,0)$, est clairement isolé des hadrons. Les coupures appliquées à ces deux estimateurs sont : $-1,8 < R_T$ et $-2,1 < R_L < 3,0$.

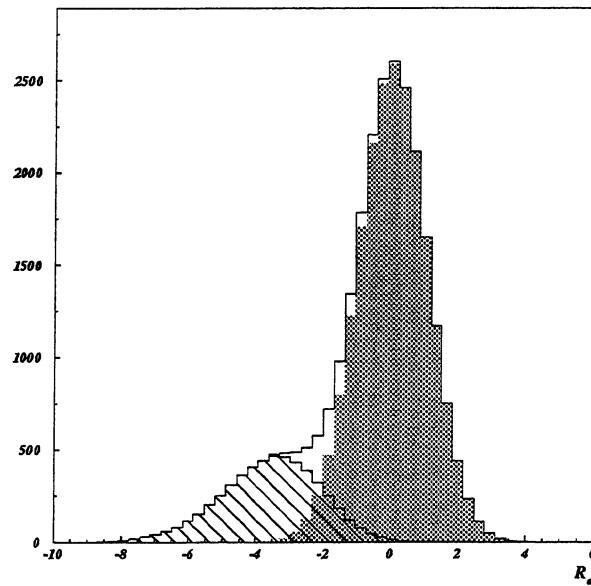


Figure 3.3: Distribution de l'estimateur R_e du $\frac{dE}{dx}$, pour les électrons (grisé) et pour les hadrons (hachuré). La coupure appliquée à cet estimateur est : $R_e > -2,5$

Estimateur de la TPC

L'identification des électrons est renforcée par la connaissance de l'énergie d'ionisation I_m perdue par la particule candidate lorsqu'elle traverse la TPC (voir section 2.4.4). Celle-ci est caractérisée par l'estimateur R_e :

$$R_e = \frac{I_m - \langle I_e \rangle}{\sigma(I)}$$

$\langle I_e \rangle$ est la perte d'énergie attendue si cette particule et un électron est $\sigma(I)$ la résolution sur le $\frac{dE}{dx}$, telle qu'elle est définie dans la section 2.4.4. Les particules candidates sont identifiées comme électron si :

$$R_e > -2,5 \quad (3.3)$$

Les particules candidates ne sont pas soumises à la selection basée sur l'estimateur R_e si l'information sur leur degré d'ionisation n'est pas disponible ou si elles ont laissé un signal sur moins de 50 fils dans la TPC. Cette condition permet d'éviter une perte d'efficacité de l'ordre de 20%.

Le pouvoir de réjection de l'estimateur R_e est illustré figure 3.3. Un ajustement de la distribution de l'estimateur R_e (figure 3.3) par deux Gaussiennes l'une pour les électrons, l'autre pour les hadrons, permet d'évaluer la probabilité d'identifier un hadron comme un électron inférieure à 0,3% si l'estimateur R_e n'est pas disponible, et à 0,09% si l'estimateur R_e est disponible [66].

Elimination des électrons de conversion

Les électrons issus de la conversion des photons dans le tube du faisceau ou dans la matière constituant les détecteurs de traces chargées sont une source potentielle de contamination des électrons provenant de la désintégration des hadrons lourds. Ces électrons sont de faible impulsion et ne viennent pas du point d'interaction; ils sont donc en général rejetés par la sélection des bonnes traces chargées. Un critère supplémentaire de rejection est apporté par une procédure qui consiste à apparier chaque électron candidat à toutes les traces de charge opposée de l'événement. L'électron candidat est considéré comme électron de conversion s'il forme avec l'une d'elle un vertex pour lequel la masse invariante des deux particules considérées est inférieure à 20 MeV/c².

Efficacité de sélection

Un lot d'électrons de conversion, facilement identifiables par leur topologie, permet de déterminer l'efficacité d'identification des électrons dans les données puis de la comparer à celle de la simulation Monte-Carlo. La différence entre ces deux efficacités est inférieure à 5%, elle peut-être réduite en tenant compte des variations en fonction de l'impulsion, de l'impulsion transverse, de l'angle polaire et de la période de prise de données [71].

L'efficacité d'identification des électrons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c est de : (84±0,8)%. La perte d'efficacité due à l'acceptance du détecteur et à la coupure

en impulsion est de 39% dans notre analyse, si bien que l'efficacité totale de sélection (après les coupures d'identification sur les estimateurs R_T (équ. 3.1), R_L (équ. 3.2) et R_e (équ. 3.3)) est de 51%.

3.3.2 Identification des muons

Les muons traversent totalement ALEPH et par conséquent laissent des traces de leur passage dans chacun des détecteurs. La trace chargée candidate est sélectionnée par les critères de bonne trace chargée (voir section 2.4.6) et est extrapolée dans le ECAL, l'aimant supraconducteur puis le HCAL et les chambres à muons, en tenant compte du champ magnétique. Cette trace est ensuite associée aux tubes du HCAL éloignés de moins de trois sigmas en terme de diffusion multiple. La distinction entre les muons et les hadrons s'effectue grâce à leur comportement dans le HCAL. En effet, les hadrons déposent leur énergie sous forme d'une gerbe hadronique amorcée dès l'entrée du calorimètre hadronique et se terminant avant les derniers plans du HCAL, alors que les muons le traversant de part en part, laissent un signal régulier sur toute la profondeur du HCAL. Pour sélectionner un muon, la trace chargée candidate doit satisfaire les critères suivants :

- La multiplicité des tubes touchés dans les dix derniers plans du HCAL doit être inférieure à 1,5 par plan.
- La trace passe dans une partie active d'au moins 9 plans sur les 23.
- Le rapport du nombre de plans touchés sur ceux attendus doit être supérieur à 0,4.
- Plus de 4 des 10 derniers plans ont été touchés.
- Au moins 1 des 3 derniers plans a été touché.
- Au moins un impact est déposé dans les chambres à muons.

Un problème se pose cependant si la zone touchée dans un plan du HCAL est associée à deux traces chargées. Dans ce cas, la trace retenue comme candidat muon dépend de l'information fournie par les chambres à muons. En effet, l'ambiguïté liée à la lecture unidimensionnelle dans les plans du HCAL est levée grâce à la lecture bidimensionnelle des chambres à muons.

Le bruit de fond susceptible de contaminer l'échantillon de muons est composé soit des vrais muons issus des désintégrations en vol des pions chargés ou des kaons, soit des hadrons traversant tout le calorimètre sans interagir, soit d'un des produits issu d'une gerbe hadronique.

La probabilité d'identifier un hadron comme un muon est déterminée dans les données à partir d'échantillons de pions (issus, par exemple, des désintégrations des K_s^0 ou des τ), elle est d'environ 1% [71].

Efficacité de sélection

L'efficacité d'identification des muons déterminée à partir de la simulation Monte-Carlo reproduit bien l'efficacité de sélection déterminée dans les données à partir des événements dimuons ou $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$. La différence d'efficacité de sélection des muons dans les données et dans la simulation Monte-Carlo est inférieure à 3%.

Pour des muons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c, l'efficacité d'identification dépend peu de leur impulsion. L'efficacité dépend de la zone concernée du HCAL, elle diminue dans la zone de recouvrement des modules du cylindre et des bouchons ($0,5 < |\cos\theta| < 0,75$). Les inefficacités sont dues en partie à des effets géométriques du HCAL (environ 7% d'une couche du HCAL comprend soit des espaces vides, soit du matériel de support), à l'efficacité de réponse d'un tube à décharge (environ 95%).

Dans notre analyse, l'efficacité d'identification des muons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c est de : $(87 \pm 0,9)\%$. La perte d'efficacité due à l'acceptance du détecteur et à la coupure en impulsion est de 3 29%. L'efficacité totale de sélection (après les coupures d'identification) est de 62%.

3.4 Mise en évidence du Λ_b par les corrélations Λl^-

L'organisation de l'étude des corrélations Λl^- est la suivante : nous commencerons par une brève description qualitative du signal du Λ_b ainsi que des différents processus de bruit de fond. Puis la sélection des Λ et celle des paires Λl^- seront présentées ainsi que la contribution des processus de bruit de fond. Enfin, l'extraction du signal du Λ_b et la détermination des rapports de branchement seront exposées.

3.4.1 Etiquetage du Λ_b

Le Λ_b est mis en évidence dans son mode de désintégration semi-leptonique grâce à la corrélation entre la charge du lepton et le Λ :

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

$$\begin{array}{c} \Lambda_c^+ \\ \downarrow \\ \Lambda \end{array} \begin{array}{c} X \\ \downarrow \\ p \pi^- \end{array} \quad (1.a)$$

La combinaison représentative d'un Λ_b est Λl^- , celle représentative d'un $\bar{\Lambda}_b$ est $\bar{\Lambda} l^+$. Par la suite, les combinaisons Λl^- et $\bar{\Lambda} l^+$ seront appelées **combinaisons de bon signe** alors que les combinaisons Λl^+ et $\bar{\Lambda} l^-$ seront appelées **combinaisons de mauvais signe**⁴.

Les deux principaux intérêts de ce mode de désintégration pour la mise en évidence du Λ_b par la méthode des corrélations Λl^- sont :

³La perte d'événements par coupure cinématique est plus faible dans le cas des muons que dans celui des électrons car ceux-ci perdent de l'énergie par rayonnement de freinage dans les parties internes du détecteur.

⁴par la suite chaque symbole référera à une particule ainsi qu'à son conjugué de charge, sauf mention explicite.

- un taux de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ important, même si sa mesure reste encore entachée d'une grande incertitude :
 - $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (27 \pm 9)\%$. Cette valeur est donnée par le Particle Data Group [5].⁵
 - $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (45 \pm 15)\%$. Par la suite, nous ne considérons que cette mesure, donnée par la Collaboration CLEO [73], qui est la plus récente (Février 1992).
- une distinction non ambiguë entre le Λ et le $\bar{\Lambda}$. En effet, dans la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, la différence de masse entre le proton et le pion est telle que le proton emporte toujours plus d'impulsion que le pion; la charge du proton permet alors de séparer le Λ du $\bar{\Lambda}$.

3.4.2 Processus de bruit de fond

Les processus autres que la désintégration d'un Λ_b , donnant lieu à la combinaison d'un Λ et d'un lepton, peuvent être séparés en deux catégories distinctes suivant qu'ils proviennent d'une même origine (bruit de fond d'origine physique) ou qu'ils proviennent d'origines différentes (bruit de fond de type combinatoire).

Bruit de fond d'origine physique

Dans ces processus, le Λ et le lepton sont issus de la désintégration d'un même hadron beau ou de la désintégration semi-leptonique du Λ_c^+ issu de la fragmentation d'un quark c ou de la désintégration d'un hadron beau :

$$\begin{array}{llll}
 \bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} X, & \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X & & 2.a \\
 \bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X, & \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X & \text{et } D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu} & 3.a \\
 \Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X, & \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X & \text{et } D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu} & 4.a \\
 c \rightarrow \Lambda_c^+ X, & \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \bar{\nu}_l & & 5.a \\
 b \rightarrow \Lambda_c^+ X, & \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \bar{\nu}_l & & 6.a
 \end{array}$$

Les processus 2.a, 3.a et 4.a donnent lieu à des combinaisons de bon signe, Λl^- , semblables à celles issues de la désintégration du Λ_b . Bien que représentant la désintégration d'un Λ_b , le processus 4.a n'est pas un mode de désintégration semi-leptonique du Λ_b ; son efficacité de sélection sera différente de celle du signal. De ce fait, ce processus sera considéré comme une composante de bruit de fond pour l'étude de la production. Les processus 5.a et 6.a contribuent aux combinaisons de mauvais signe, Λl^+ .

Comme nous le verrons par la suite (voir section 3.4.7), la contribution de ces processus au bruit de fond total est peu importante par rapport à celle du bruit de fond de type combinatoire.

⁵La valeur donnée par le Particle Data Group est obtenue en moyennant les résultats de deux expériences datant de 1986 ($BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (23 \pm 10)\%$) et de 1987 ($BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (49 \pm 24)\%$)

Bruit de fond de type combinatoire

Dans ce type d'événements le Λ et le lepton proviennent d'origines différentes et leur combinaison n'est pas *a priori* dictée par un processus physique particulier; nous les appellerons dans la suite **combinaisons fortuites**. Le lepton peut être soit un vrai lepton venant de la désintégration semi-leptonique d'un hadron lourd, soit un hadron mal identifié imitant un lepton (faux lepton). Le Λ peut être soit un vrai Λ issu ou non de la fragmentation, soit un faux Λ .

Puisque le Λ et le lepton ne sont pas corrélés, on s'attend, s'il n'y a pas de processus physique conduisant à une asymétrie entre le nombre de combinaisons de bon et de mauvais signe, à ce que les combinaisons Λl^- et Λl^+ soient produites dans les mêmes proportions. Comme nous le verrons dans la section 3.4.6, cette conjecture peut être inexacte dans certaines conditions.

3.4.3 Identification des Λ

Dans notre analyse, les baryons Λ sont reconstruits dans le mode de désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$:

$$Br(\Lambda \rightarrow p\pi^-) = (64, 1 \pm 0, 5)\%[5],$$

Dans un événement hadronique, l'identification de la particule neutre Λ s'effectue à partir des caractéristiques de son vertex de désintégration. Ce dernier appartient à la classe des vertex secondaires appelés V^0 (vertex déplacé d'une particule neutre se désintégrant en deux particules de charges opposées).

Reconstruction des V^0

L'algorithme de reconstruction des vertex V^0 [72] détermine tout d'abord, pour chaque paire de traces de charges opposées, un vertex initial en deux dimensions. Ce vertex initial doit satisfaire aux conditions suivantes :

- La distance, dans le plan (x, y) , entre les deux traces au niveau du vertex initial doit être inférieure à 2 cm.
- Le vertex initial doit être à l'intérieur du volume défini par la surface externe de la TPC.
- Afin de réduire le bruit de fond combinatoire dû aux nombreuses traces chargées à proximité du point d'interaction, seuls les candidats avec une longueur de désintégration supérieure à 1,5 cm sont sélectionnés.

L'ajustement du vertex final en trois dimensions est effectué à partir de ce vertex initial. Les vertex V^0 ainsi reconstruits sont séparés des autres vertex secondaires par les coupures suivantes :

- Pour que les deux traces viennent bien d'un même vertex le χ^2 de l'ajustement du vertex doit être inférieur à 13.

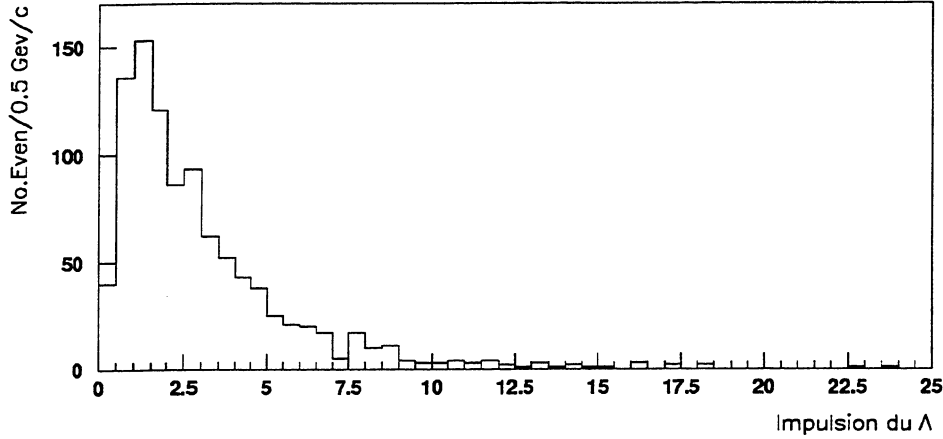


Figure 3.4: Spectre en impulsion des Λ issus de la fragmentation.

- Afin de rejeter les traces chargées provenant du vertex primaire, le χ^2 de l'ajustement du vertex doit être supérieur à 30 lorsque l'une des deux particules filles est contrainte de passer par le vertex primaire.
- Pour éliminer les vertex correspondants à des croisements fortuits de traces non corrélées, le cosinus de l'angle entre la direction de l'impulsion du candidat Λ et sa direction doit être supérieur à 0,92.

Identification des Λ

Des coupures spécifiques sont appliquées aux vertex V^0 sélectionnés suivant la procédure décrite ci-dessus, dans le but de distinguer les vertex V^0 correspondants aux Λ issus de la chaîne de désintégration des hadrons beaux des vertex V^0 associés aux $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, aux photons de conversion, aux Λ issus de la fragmentation ou des V^0 d'origine purement combinatoire.

- Une coupure plus sévère est effectuée sur la longueur de vol du candidat Λ : elle doit être supérieure à 5 cm.
- Pour séparer les Λ des K_s^0 et des photons de conversion, tout vertex V^0 reconstruit dans l'hypothèse de la désintégration $V^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (resp. $V^0 \rightarrow e^+e^-$) dont la masse invariante appartient à l'intervalle $M_{V^0} \in [M_{K_s^0} \pm 10 \text{ MeV}/c^2]$ (resp. $M_{V^0} < 15 \text{ MeV}/c^2$) est rejeté. La réjection des K_s^0 introduit une inefficacité de sélection de $(8,6 \pm 0,4)\%$ pour les Λ ; de même la réjection des photons de conversion introduit une inefficacité de sélection de $(0,24 \pm 0,07)\%$.
- Le proton issu du Λ est sélectionné à partir de la perte d'énergie par ionisation dans la TPC. Lorsque cette information est disponible, l'estimateur du $\frac{dE}{dx}(R_P)$ est construit de la même façon que pour les électrons (voir section 3.3.1). Tout candidat proton (celle des deux particules qui a la plus grande impulsion, voir ci-dessous) ne satisfaisant pas à la coupure $|R_P| < 3$ est rejeté.

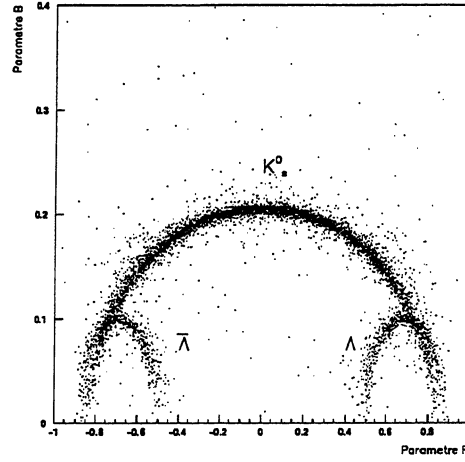


Figure 3.5: Figure de Thompson (distribution de la variable R en fonction de la variable B). L'arc principal correspond aux désintégrations simulées $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$; les deux sous-arcs correspondent aux désintégrations simulées $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($R > 0$) et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ ($R < 0$).

- L'impulsion des Λ issus de la fragmentation est faible (figure 3.4). Une coupure en impulsion du Λ supérieure à 3 GeV/c permet de rejeter une grande partie des Λ issus de la fragmentation.

Distinction entre le Λ et le $\bar{\Lambda}$

La cinématique de la réaction $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ est caractérisée par un proton emportant la majeure partie de l'impulsion du Λ . Le proton est donc aisément différentiable du pion par l'analyse des impulsions des deux candidats. La charge du proton permet alors de distinguer les Λ des $\bar{\Lambda}$. En pratique, la distinction entre Λ et $\bar{\Lambda}$ est réalisée grâce à deux paramètres R et B reliés aux impulsions longitudinales et transverses des deux particules issues du V^0 :

$$R = \frac{P_{L1} - P_{L2}}{P_{L1} + P_{L2}}$$

$$B = \frac{|\vec{P}_1 \times \vec{P}_2|}{|\vec{P}_1 + \vec{P}_2|}$$

P_{L1} (resp. P_{L2}) est l'impulsion de la particule de charge positive (resp. négative) projetée sur la direction de vol du V^0 . Les Λ sont identifiés par une valeur de R positive, les $\bar{\Lambda}$ par une valeur de R négative. La figure 3.5 illustre la séparation $\Lambda/\bar{\Lambda}$.

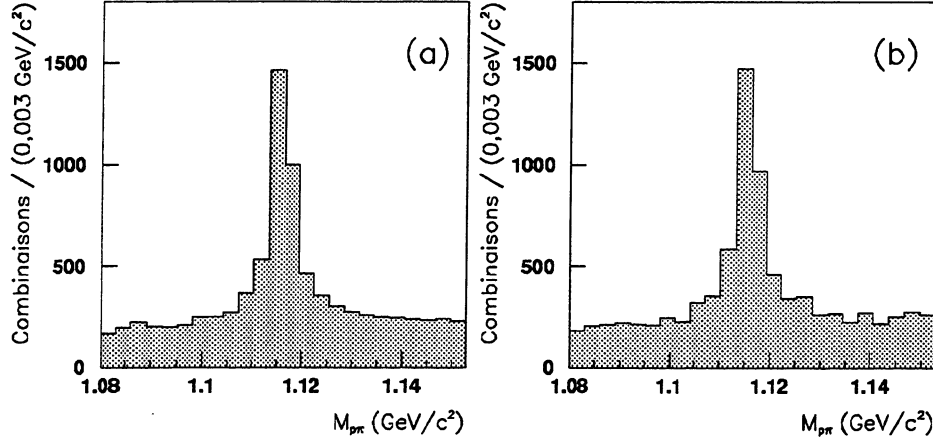


Figure 3.6: Distribution de masse invariante ($p\pi$) pour les combinaisons de bon signe (a) et pour les combinaisons de mauvais signe (b), sans coupure en impulsion transverse du lepton.

3.4.4 Sélection des paires Λl

A ce stade de l'analyse, un lepton et un Λ d'impulsions supérieures à 3 GeV/c ont été identifiés séparément. Avant de les combiner, l'événement hadronique est divisé en deux hémisphères suivant la procédure décrite dans la section 3.2. On sélectionne les combinaisons Λl^- ou Λl^+ pour lesquelles le Λ et le lepton se trouvent dans un même hémisphère et forment entre eux un angle inférieur⁶ à 45° .

Les figures 3.6.a et 3.6.b montrent la distribution de masse invariante $p\pi$ pour les combinaisons de bon signe et les combinaisons de mauvais signe. A ce stade de l'analyse, ces deux spectres sont identiques; aucun excès témoin du Λ_b n'est visible à la masse du Λ . Pour différencier ces deux distributions, on utilise le comportement en impulsion et en impulsion transverse du lepton.

L'impulsion transverse du lepton est calculée par rapport au jet associé au lepton. Cette procédure ainsi que la valeur du paramètre de coupure y_{cut} du jet sont ajustées pour maximiser la séparation en impulsion transverse des leptons issus de quarks b et ceux issus de quarks c [71].

La distribution en impulsion transverse du lepton (figure 3.7), pour les combinaisons de bon signe et les combinaisons de mauvais signe, montre qu'un excès de combinaisons de bon signe est visible pour une impulsion transverse du lepton supérieure à 0,8 GeV/c; cet excès est masqué à faible impulsion transverse par la présence d'un bruit de fond combinatoire important. Les distributions en impulsion et en impulsion transverse du lepton sont représentées figure 3.8 et 3.9 pour le signal et pour chacun des bruits de fond physique. Pour réduire significativement le bruit de fond combinatoire ainsi que le bruit de fond physique, nous avons choisi

⁶Le Λ et le lepton issus de la chaîne de désintégration du Λ_b se trouvent dans un même hémisphère. Le coefficient relativiste du Λ_b contraint le Λ et le lepton à former, entre eux, un angle inférieur à 45°

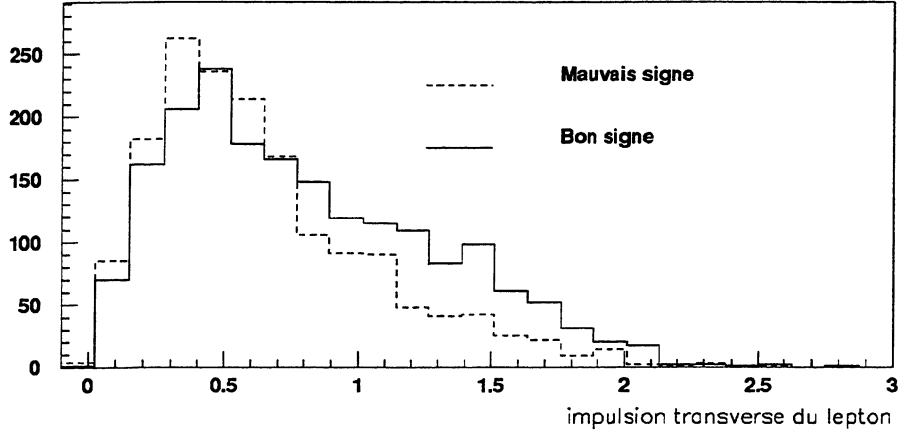


Figure 3.7: Distribution de l'impulsion transverse du lepton pour les combinaisons de bon signe (trait plein) et les combinaisons de mauvais signe (pointillés).

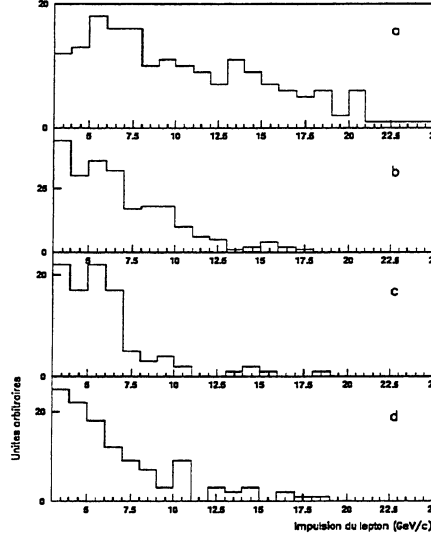


Figure 3.8: Distribution de l'impulsion du lepton pour les événements simulés suivants :

- | | | |
|---|---|--|
| (a) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | |
| (b) $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | |
| (c) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | et $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}$ |
| (d) $c(b) \rightarrow \Lambda_c^+ X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \bar{\nu}_l$ | |

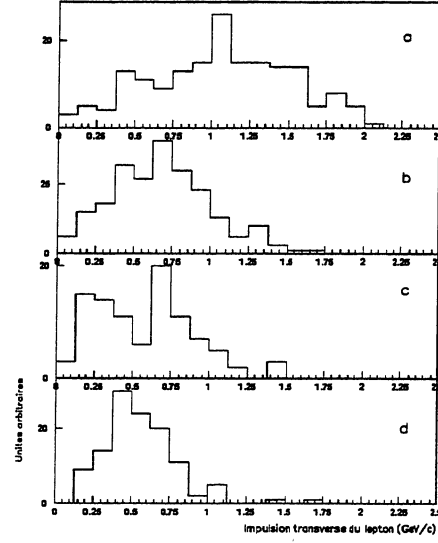


Figure 3.9: Distribution de l'impulsion transverse du lepton pour les événements simulés suivants :

- | | | |
|---|---|--|
| (a) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | |
| (b) $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | |
| (c) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ | et $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}$ |
| (d) $c(b) \rightarrow \Lambda_c^+ X$, | $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ \bar{\nu}_l$ | |

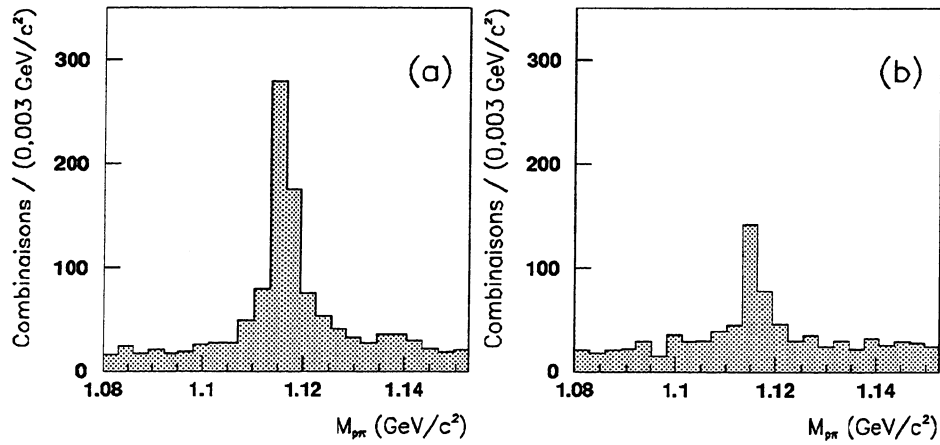


Figure 3.10: Distribution de masse invariante ($p\pi$) pour les combinaisons de bon signe (a) et pour les combinaisons de mauvais signe (b), après coupure en impulsion transverse du lepton.

d'appliquer les coupures suivantes :

$$P_l > 5 \text{ GeV}/c \text{ et } P_l^T > 1 \text{ GeV}/c$$

L'efficacité de sélection, après toutes les coupures, déterminée à partir de la simulation Monte-Carlo du signal (processus 1.a), est de :

$$(9,4 \pm 0,9)\% \quad (3.4)$$

La figure 3.10 montre la distribution de masse invariante $p\pi^-$ pour a) les combinaisons de bon signe et b) les combinaisons de mauvais signe, après toutes les coupures. On observe un net excès de combinaisons de bon signe par rapport aux combinaisons de mauvais signe. Avant d'attribuer un tel excès à la présence du Λ_b , nous devons déterminer la contribution de chaque processus de bruit de fond à cet excès.

3.4.5 Contribution des processus de bruit de fond physique

Nous allons évaluer la contribution de chacun des processus de bruit de fond physique (voir section 3.4.2) à l'échantillon d'événements analysés à partir de leur rapport de branchement ainsi que de leur efficacité de sélection. L'efficacité de sélection a été déterminée à partir de 1000 événements simulés pour chacun des processus étudiés. Les rapports de branchement des différents processus n'ont pas encore été mesurés; ils peuvent néanmoins être estimés à partir de certaines mesures déjà publiées. Les paramètres nécessaires à la détermination du nombre d'événements de bruit de fond sont :

- $N_{q\bar{q}} = 1.587.000$, le nombre total d'événements hadroniques utilisés dans les périodes de prise de données de 1991, 1992 et 1993.
- $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = (0,221 \pm 0,003)$, le rapport de branchement du Z^0 en paire de quarks $b\bar{b}$ mesuré par ALEPH [74].
- $Br(b \rightarrow \Lambda_b) \sim 9\%$, $Br(b \rightarrow B) \sim 91\%$, estimés par JETSET.
- $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (45 \pm 15)\%$ [73] et $Br(\Lambda \rightarrow p\pi) = (64,1 \pm 0,5)\%$ [5]

Nous évaluerons le nombre d'événements de bruit de fond résiduel contribuant aux combinaisons de bon signe (processus 2.a, 3.a et 4.a) puis celui contribuant aux combinaisons de mauvais signe (processus 5.a, 6.a).

Processus 2.a : $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$

La collaboration ARGUS a donné une limite supérieure sur le rapport de branchement [75] $Br(B \rightarrow p e^- X) \leq 0.16\%$ à 90 % de niveau de confiance. En supposant qu'au moins la moitié des baryons Λ_c^+ se désintègrent en protons et en considérant la somme des désintégrations en électrons et muons, alors le taux de désintégration des mésons B suivant le processus 2.a est inférieur à

0.64 % à 90 % de niveau de confiance. Le produit des rapports de branchement associé au processus 2.a est donc :

$$\begin{aligned} Br_{2.a} &= Br(\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} X) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) Br(\Lambda \rightarrow p\pi) \\ &\leq 1,8 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (3.5)$$

La conservation du nombre baryonique impose la présence d'un baryon associé au Λ_c^+ . L'espace de phase disponible à l'état final est donc faible. Le lepton aura alors une impulsion transverse plus faible que le lepton issu du Λ_b (figure 3.9). La coupure à $P_t^T > 1 \text{ GeV}/c$ élimine 90% des combinaisons provenant de la désintégration semi-leptonique des mésons beaux. Après toutes les coupures, l'efficacité de sélection de ce processus est :

$$\varepsilon_{2.a} = (1,9 \pm 0,3)\%$$

Le nombre d'événements provenant de ce processus de bruit de fond attendu pour les années 1991, 1992 et 1993 est estimé à :

$$N_{2.a} = 2 N_{q\bar{q}} \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} Br(b \rightarrow B) Br_{2.a} \varepsilon_{2.a} \leq 22 \text{ événements}$$

Processus 3.a : $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ et $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}$

Dans la désintégration $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, l'espace de phase disponible est très faible en raison de la masse des particules à l'état final (X est nécessairement un baryon). La différence des masses entre les états initial et final est inférieure à $90 \text{ MeV}/c^2$ contre $1440 \text{ MeV}/c^2$ dans la désintégration analogue $B \rightarrow D_s D$. La contribution de ce processus de bruit de fond aux événements sélectionnés en 1991, 1992 et 1993 est donc négligeable.

Processus 4.a : $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ et $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}$

En considérant que le D_s , issu du W, est formé indépendamment du Λ_c^+ , on obtient le rapport de branchement :

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X) = Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) Br(\Lambda_b \rightarrow D_s^- X)$$

Si on suppose que $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (80 \pm 20)\%$ (voir éq. 1.2) et $Br(\Lambda_b \rightarrow D_s^- X) = Br(B \rightarrow D_s^- X)$, alors, en utilisant le rapport de branchement⁷ $Br(D_s \rightarrow X l \nu) = 16\%$ [5], nous obtenons le rapport de branchement suivant :

$$\begin{aligned} Br_{4.a} &= Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) Br(\Lambda_b \rightarrow D_s^- X) Br(D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}) \\ &\quad \times Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) Br(\Lambda \rightarrow p\pi) \\ &= 0,4\% \end{aligned} \quad (3.6)$$

⁷Le Particle Data Group donne $Br(D_s \rightarrow e X) < 20\%$ à 90% de niveau de confiance. Mais les durées de vie des mésons D_s et D^0 étant pratiquement égales, on peut supposer que leurs rapports de branchement semi-leptoniques sont égaux : $Br(D_s \rightarrow X l \nu) = Br(D^0 \rightarrow X e \bar{\nu}) + Br(D^0 \rightarrow X \mu \bar{\nu}) \sim 16\%$

Dans ce processus, le lepton est issu de la désintégration secondaire $D_s \rightarrow X l^- \nu$, il aura donc une impulsion et une impulsion transverse plus faible que celle du lepton issu du Λ_b (figures 3.8 et 3.9). L'efficacité de sélection de ce mode, après toutes les coupures, est :

$$\mathcal{E}_{4.a} = (1,0 \pm 0,3)\%$$

La contribution du processus 4.a aux événements sélectionnés en 1991, 1992 et 1993 est de :

$$N_{4.a} = N_{q\bar{q}} 2 \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} Br(b \rightarrow \Lambda_b) Br_{4.a} \mathcal{E}_{4.a} = 2,6 \text{ événements}$$

Processus 5.a $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X l^+$ et **6.a** $b \rightarrow \Lambda_c^+ X$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X l^+$

Le rapport de branchement de la désintégration semi-leptonique du Λ_c^+ a déjà été mesuré [5] : $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda l^+ X) = (1.1 \pm 0.8) \%$. Nous utiliserons la valeur de $\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 0,165$ [76] et la prédiction du générateur JETSET pour le rapport de branchement $Br(c \rightarrow \Lambda_c^+ X) = 8\%$. Le rapport de branchement associé au processus 5.a est :

$$\begin{aligned} Br_{5.a} &= Br(c \rightarrow \Lambda_c^+ X) Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X l^+) Br(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \\ &= 5,6 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Le rapport de branchement associé au processus 6.a est :

$$\begin{aligned} Br_{6.a} &= \{Br(b \rightarrow B) Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ X) + Br(b \rightarrow \Lambda_b) Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X)\} \\ &\quad \times Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X l^+) Br(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \\ &\simeq 9,2 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Puisque le lepton est issu de la désintégration du Λ_c^+ , son spectre en impulsion transverse sera plus faible que celui d'un lepton issu directement de la désintégration $b \rightarrow l$ (figure 3.9). D'autre part, l'impulsion du lepton sera en moyenne plus faible pour les Λ_c^+ venant de la désintégration d'un hadron beau. La coupure à $P_l^T > 1 \text{ GeV}/c$ et $P_l > 5 \text{ GeV}/c$ élimine plus de 95% des combinaisons Λl^+ de ces deux processus. Après toutes les coupures, l'efficacité de sélection des processus 5.a et 6.a est de :

$$\mathcal{E}_{5.a, 6.a} = (0,4 \pm 0,2)\%$$

Pour les années 1991, 1992 et 1993, le nombre d'événements attendus pour les processus 5.a et 6.a est de :

$$\begin{aligned} N_{5.a, 6.a} &= 2 \cdot N_{q\bar{q}} \left[\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} Br_{5.a} + \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} Br_{6.a} \right] \mathcal{E}_{5.a, 6.a} \\ &= 3,7 \text{ événements} \end{aligned}$$

En conclusion, après toutes les coupures de sélection, la contribution des processus de bruit de fond d'origine physique aux combinaisons de bon signe (processus 2.a, 3.a et 4.a) est au plus de 24,6 événements, et celle des processus 6.a et 5.a est de 3,7 événements. Ces résultats sont résumés dans le tableau 3.2.

Processus	rapport de branchement	efficacité	Nombre d'événements
2.a	$\leq 1,8 \cdot 10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,3) \%$	≤ 22
4.a	$0,4 \cdot 10^{-2}$	$(1,0 \pm 0,3) \%$	2,6
5.a , 6.a	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$(0,4 \pm 0,2) \%$	3,7

Tableau 3.2: Contribution des différents processus de bruit de fond physique aux combinaisons Λl^- .

3.4.6 Contribution du bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond de type combinatoire est constitué par des vrais/faux Λ associés à des vrais/faux leptons dont les spectres en impulsion et en impulsion transverse sont plus moux que ceux du signal (figure 3.9).

Lorsqu'un faux Λ est associé à un vrai/faux lepton, la masse invariante $p\pi$ du faux Λ ne présente pas de pic à la masse du Λ . La contribution de ce type de combinaison sera déterminée sans ambiguïté en ajustant la distribution de masse invariante $p\pi$. Par contre, lorsqu'un vrai Λ est associé à un vrai/faux lepton, la masse invariante $p\pi$ présente un pic à la masse du Λ . Si ces combinaisons sont purement aléatoires, le rapport des combinaisons de bon et de mauvais signe est égal à 1. Leur contribution aux combinaisons de bon signe peut donc être évaluée à partir du nombre de combinaisons de mauvais signe. Cependant, certains processus physiques peuvent modifier ce rapport. Il est donc important, pour ce type de bruit de fond, d'évaluer la contribution des combinaisons de bon signe par rapport à celle des combinaisons de mauvais signe : $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$.

Sources d'une asymétrie entre les combinaisons fortuites Λl^- et Λl^+

Dans le cas des événements de bruit de fond $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ où un Λ issu de la fragmentation est associé à un lepton issu de la désintégration d'un hadron beau, une différence apparaît selon que le hadron est un méson ou un baryon :

- La hadronisation d'un quark b en méson ($b\bar{q}$) laisse un quark q libre (figure 3.11.a [77]). Ce quark libre peut alors s'associer avec deux autres quarks q_1 et q_2 de la mer de quarks pour former un baryon, par exemple le baryon Λ . L'association de ce Λ avec le lepton issu de la désintégration du méson beau conduit à une combinaison de bon signe. Les deux anti-quarks restant $\bar{q}_1$ et $\bar{q}_2$ peuvent à leur tour former un anti-baryon $\bar{\Lambda}$, par exemple, qui aura moins d'énergie que le premier baryon. Comme notre analyse ne retient que les Λ de grande impulsion $P(\Lambda) > 3 \text{ GeV}/c$, les Λ seront favorisés par rapport aux $\bar{\Lambda}$. Le rapport du nombre de combinaisons de bon signe sur le nombre de combinaisons de mauvais signe sera donc :

$$\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)_{B \rightarrow l}} > 1$$

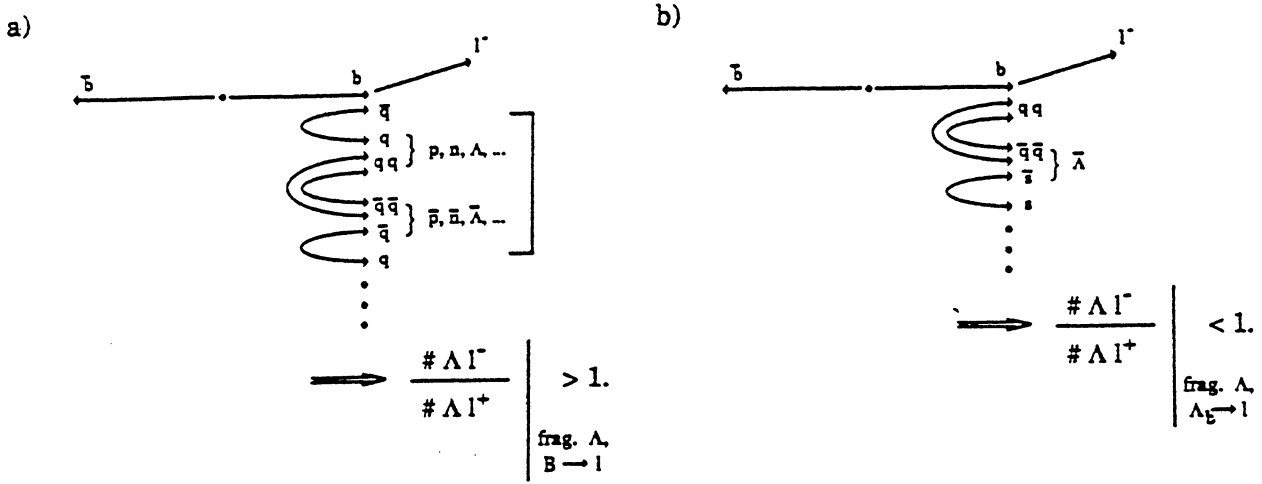


Figure 3.11: Formation des combinaisons fortuites entre un Λ issu de la fragmentation et un lepton issu de la désintégration (a) d'un méson beau ou (b) d'un baryon beau.

- Un raisonnement identique est appliqué au cas des baryons : la hadronisation d'un quark b en baryon beau (bqq') laisse deux quarks $\bar{q}$ et $\bar{q}'$ libres pouvant s'associer à un autre anti-quark de la mer des quarks pour donner un anti-baryon $\bar{p}$, $\bar{n}$ ou $\bar{\Lambda}$ qui donnera lieu à une combinaison de mauvais signe (figure 3.11.b). Le rapport du nombre de combinaisons de bon et de mauvais signe est alors :

$$\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)_{\Lambda_b \rightarrow l}} < 1$$

Pour évaluer le rapport du nombre de combinaisons de bon signe sur le nombre de combinaisons de mauvais signe, $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$, 10^6 événements Monte-Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$ ont été engendrés avec le programme de simulation JETSET 7.3 [78] et étudiés au niveau du générateur d'événements. Le rapport $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$ est mesuré en faisant varier le taux de production du Λ_b , $Br(b \rightarrow \Lambda_b)$. En effet, le rapport $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$ dépend, comme nous venons de le voir, non seulement du processus d'hadronisation dans lequel le Λ est produit, mais également de la proportion de mésons produits par rapport aux baryons. Si aucun Λ_b n'est produit, alors le rapport $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$ est égal à 1.41 ± 0.02 [36]. Par contre si le taux de production du Λ_b est égal à 9%, le rapport $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)}$ est égal à 0.80 ± 0.01 .

Puisque le taux de production des baryons beaux, dont l'étude est l'un de nos objectifs, n'est pas connu avec certitude, le rapport $\frac{\Lambda l^-}{\Lambda l^+}$ pour les combinaisons accidentelles sera pris égal à 1.0 ± 0.4 dans cette analyse. Cette incertitude sera notre principale source d'erreur systématique.

3.4.7 Extraction du signal du Λ_b

Les distributions de masse invariante $p\pi$ associées aux combinaisons de bon signe et de mauvais signe (figures 3.12.a et 3.12.b) sont ajustées simultanément, chacune par la somme d'une Gaussienne et d'un polynôme de Chebychev du deuxième degré paramétrant le bruit de fond combinatoire pour lequel un faux Λ est associé à un vrai/faux lepton (les moyennes des deux Gaussiennes ainsi que leurs largeurs sont contraintes à être identiques). Le résultat de l'ajustement des deux Gaussiennes est :

$$\begin{aligned}\text{Moyenne} &= (1115,8 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2 \\ \text{Largeur} &= (2,4 \pm 0,2) \text{ MeV}/c^2\end{aligned}$$

Ces valeurs sont compatibles avec la masse du Λ donnée par [5] :

$$M_\Lambda = 1115,63 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$$

et avec la largeur du pic à la masse du Λ obtenu par simulation Monte-Carlo :

$$\sigma_\Lambda = 2,5 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$$

L'aire de la Gaussienne ajustée sur la distribution de masse invariante $p\pi$ associée aux combinaisons de bon (resp. mauvais) signe correspond au nombre de combinaisons Λl^- (resp. Λl^+) pour lesquelles un vrai Λ est associé à un vrai/faux lepton. Le tableau 3.3 présente le nombre de combinaisons Λl^- et Λl^+ ainsi que l'excès de combinaisons Λl^- , mesuré dans les événements hadroniques enregistrés au cours des années 1991, 1992 et 1993. Les excès observés sont bien proportionnels au nombre d'événements hadroniques analysés (tableau 3.1).

Années	1991	1992	1993	1991, 1992 et 1993
combinaisons de bon signe	79 ± 13	216 ± 18	201 ± 18	495 ± 28
combinaisons de mauvais signe	37 ± 9	81 ± 11	86 ± 12	201 ± 18
excès	42 ± 16	135 ± 21	115 ± 21	294 ± 33

Tableau 3.3: Nombre de combinaisons Λl^- et Λl^+ observées par année.

Après soustraction des événements de bruit de fond d'origine physique : 24,6 événements dans les combinaisons de bon signe et 3,7 événements dans les combinaisons de mauvais signe, l'excès de combinaisons de bon signe par rapport aux combinaisons de mauvais signe est attribué à la désintégration semi-leptonique du Λ_b :

$$N_{\Lambda l^-}(\Lambda_b) = 273 \pm 33 \text{ (stat)} \pm 82 \text{ (syst)}$$

L'erreur systématique est obtenue en faisant varier le rapport $\frac{N(\Lambda l^-)}{N(\Lambda l^+)} = 1,0 \pm 0,4$ dans ses erreurs et en attribuant une erreur systématique égale à 100% du nombre d'événements soustraits pour les processus de bruit de fond physique. L'erreur dominante provient de l'incertitude sur la proportion de combinaisons de bon signe par rapport aux combinaisons de mauvais signe.

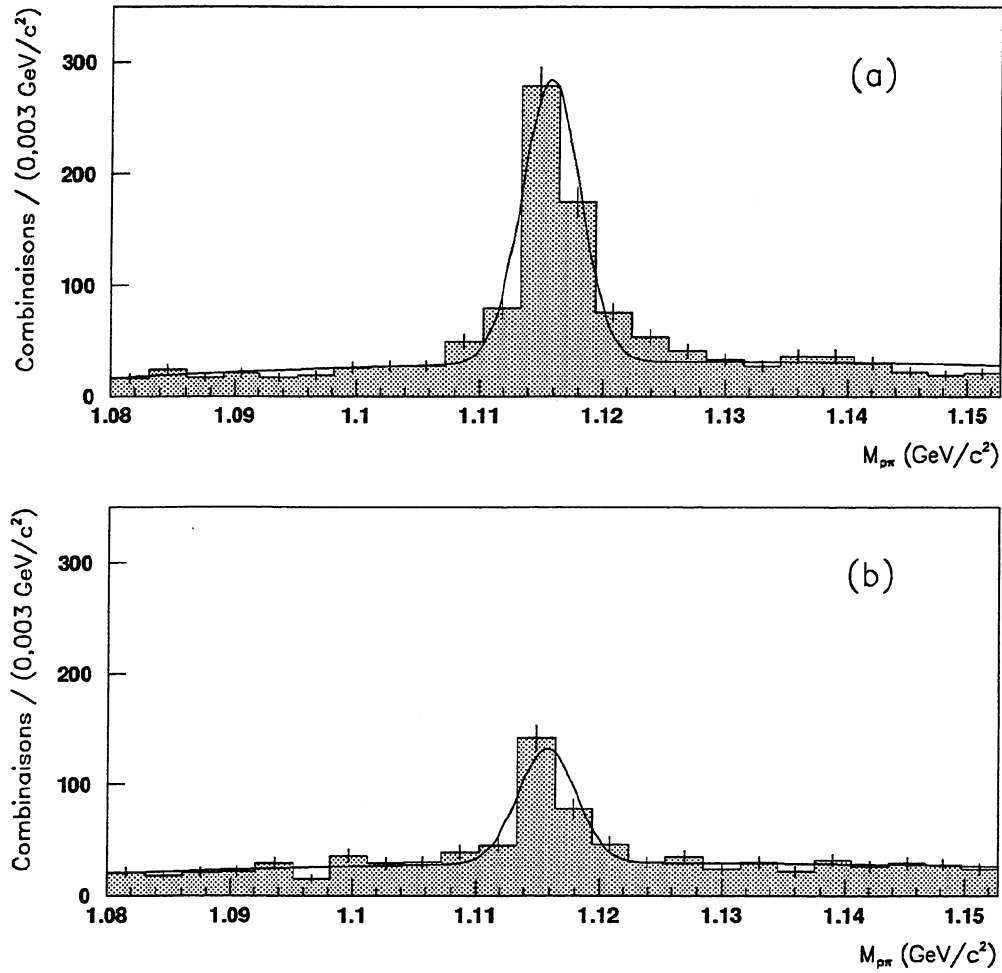


Figure 3.12: Distribution de masse invariante ($p\pi$) pour les combinaisons de bon signe (a) et pour les combinaisons de mauvais signe (b) après coupure en impulsion et en impulsion transverse du lepton.

Détermination du produit $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$

Le produit⁸ $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$ peut être déterminé à partir de l'excès de combinaisons de bon signe obtenu après soustraction du bruit de fond physique, $N_{\Lambda l^-}(\Lambda_b)$, du nombre total d'événements hadroniques analysés, $N_{q\bar{q}}$, et de l'efficacité de sélection, $\mathcal{E}_{\Lambda l^-}$:

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = 2 N_{q\bar{q}} \frac{N_{\Lambda l^-}(\Lambda_b)}{\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} \mathcal{E}_{\Lambda l^-} Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) Br(\Lambda \rightarrow p \pi^-)}$$

avec

- $N_{q\bar{q}} = 1.587.000$, le nombre total d'événements hadroniques utilisés dans les périodes de prise de données de 1991, 1992 et 1993.
- $\mathcal{E}_{\Lambda l^-} = (9,4 \pm 0,9)\%$, l'efficacité de sélection.
- $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 0,221 \pm 0,003$, le rapport de branchement du Z^0 en paire de quarks $b\bar{b}$ mesuré dans ALEPH [74].
- le facteur 2 vient de la production des quarks par paires.
- $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) = (45 \pm 15)\%$, le rapport de branchement mesuré par la collaboration CLEO.

Le produit des rapports de branchement est alors :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (1,45 \pm 0,17 (stat))\%$$

où l'erreur est purement statistique.

Erreurs systématiques

- Soustraction des événements de bruit de fond : 30 %
- Détermination de l'efficacité :
 - Statistique Monte-Carlo : 5 %
 - Efficacité de sélection des leptons (3 % pour les électrons, 5% pour les muons)
 - L'efficacité $\mathcal{E}_{\Lambda l^-} = (9,4 \pm 0,9)\%$ a été déterminée à partir des événements simulés où le Λ_b n'est pas polarisé ($\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0\%$). Sur la base d'une simulation Monte-Carlo où le Λ_b emporte toute la polarisation du quark b initial ($\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 94\%$), l'efficacité de sélection est de $\mathcal{E}_{\Lambda l^-} = (9,5 \pm 0,9)\%$. Il n'y a pas d'effet visible pour la polarisation.

⁸ $f(b \rightarrow \Lambda_b)$ représente le taux de production du baryon Λ_b à partir du quark b .

- L'erreur systématique due au rapport de branchement associé à la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ (notée (Br)) est donnée séparément des autres erreurs statistique et systématiques car elle est indépendante de notre analyse.

En tenant compte des erreurs systématiques, le produit des rapports de branchement est alors :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (1,45 \pm 0,17 (stat) \pm 0,46 (syst) \pm 0,48(Br)) \% \quad (3.9)$$

Où la première erreur est d'origine statistique, la deuxième erreur est d'origine systématique. Cette dernière provient essentiellement de l'incertitude sur le rapport $\frac{N_{\Lambda_c^+ l^-}}{N_{\Lambda_c^+}}$. La troisième erreur provient de la méconnaissance du rapport de branchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X)$.

Il est important de rappeler que l'appellation Λ_b réfère à l'ensemble des baryons beaux qui est majoritairement composé de baryons Λ_b , mais qui peut également contenir d'autres baryons beaux, comme par exemple le baryon Ξ_b ($\Xi_b \rightarrow l \bar{\nu} \Xi_c$, $\Xi_c \rightarrow \Xi X$, $\Xi \rightarrow \Lambda \pi$).

3.5 Mise en évidence du Λ_b par les corrélations $\Lambda_c^+ l^-$

L'analyse que nous allons présenter ici est indépendante et complémentaire de l'analyse Λl^- . Elle s'en distingue par le mode de désintégration du Λ_c^+ :

$$\Lambda_b \rightarrow \begin{array}{c} \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l \\ \longrightarrow p K^- \pi^+ \end{array} \quad 1.b$$

Cette analyse ne concerne pas les mêmes événements Λ_b ; elle est donc indépendante de la précédente. Cette analyse permet de mesurer le même produit des rapports de branchement $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$ avec un échantillon d'événements Λ_b différents; elle est complémentaire de la précédente. Ces deux caractéristiques offrent la possibilité de confronter les deux résultats.

L'exposé de cette analyse est structuré de la même façon que celui de l'analyse Λl^- : nous commencerons par une brève description des caractéristiques de la désintégration du Λ_b , puis nous présenterons les processus de bruit de fond pouvant l'affecter. Nous décrirons ensuite la sélection des baryons Λ_c^+ et celle des paires $\Lambda_c^+ l^-$ ainsi que l'extraction du signal du Λ_b . Puis nous déterminerons le rapport de branchement $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$.

3.5.1 Etiquetage du Λ_b

Dans cette analyse, la désintégration semi-leptonique du Λ_b est signée par une corrélation de charge bien définie entre le Λ_c^+ et le lepton : $\Lambda_c^+ l^-$ que nous appellerons par la suite **combinaisons de bon signe** tandis que les paires $\Lambda_c^+ l^+$ seront dénommées **combinaisons de mauvais signe**.

Le Λ_c^+ est reconstruit dans son mode de désintégration exclusif $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ dont le rapport de branchement est :

- $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (3,2 \pm 0,7)\%$ (Particle Data Group [5]).
- $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,3 \pm 1,0 \pm 0,8)\%$ (Collaboration CLEO [73]).
Par souci d'homogénéité avec l'analyse Λl^- , nous utiliserons cette mesure bien qu'elle soit incluse dans la valeur donnée par le Particle Data Group⁹.

Bien que son rapport de branchement soit plus faible que celui de la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$, la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ présente les avantages suivant :

- Contrairement à l'analyse Λl^- , les produits de désintégration du Λ_b , à l'exception du neutrino, sont entièrement reconstruits.
- Le vertex de désintégration du Λ_b est accessible grâce à la reconstruction exclusive du Λ_c^+ . Cette information est importante car elle permet de mesurer la longueur de vol du Λ_b et ainsi d'accéder à sa durée de vie (voir chapitre 4).

3.5.2 Processus de bruit de fond

Comme pour les combinaisons Λl^- , les processus susceptibles de donner lieu à des combinaisons entre un Λ_c^+ et un lepton sont d'origine physique et d'origine combinatoire.

Bruit de fond d'origine physique

En plus de la désintégration semi-leptonique du Λ_b que nous cherchons à mettre en évidence, trois processus physiques peuvent conduire à des combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$:

$$\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X l^- \bar{\nu} \quad \Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+ \quad 2.b$$

$$\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X, \quad D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu} \quad \Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+ \quad 3.b$$

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X, \quad D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu} \quad \Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+ \quad 4.b$$

Comme dans l'analyse Λl^- , ces processus contribuent aux combinaisons de bon signe ($\Lambda_c^+ l^-$) et affectent donc directement le signal du Λ_b . Par contre, aucun processus physique ne contribue aux combinaisons de mauvais signe.

Bruit de fond combinatoire

Dans le bruit de fond combinatoire, le Λ_c^+ et le lepton proviennent d'origines différentes. Le lepton peut venir de la désintégration semi-leptonique 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 primaire (vrai Λ_c^+), ou alors il peut être reconstruit à partir de trois traces chargées non corrélées (faux Λ_c^+).

Contrairement aux combinaisons Λl^- fortuites, il n'existe pas, pour le bruit de fond d'origine combinatoire, de processus physique pouvant conduire à une asymétrie entre les combinaisons de bon et de mauvais signe. En effet, la création de paires

⁹La valeur donnée par le Particle Data Group est obtenue en moyennant les résultats de trois expériences datant de 1980 ($BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,022 \pm 0,010)\%$), de 1988 ($BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,041 \pm 0,024)\%$) et de 1991 ($BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,3 \pm 1,0 \pm 0,8)\%$).

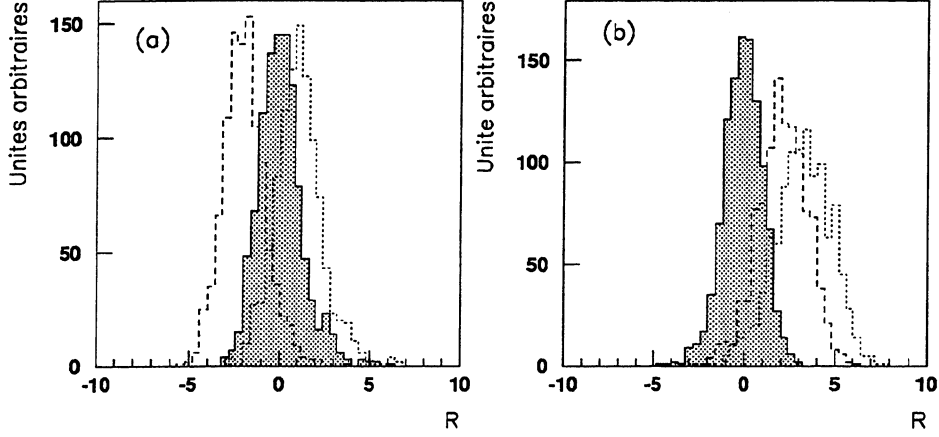


Figure 3.13: (a) Distribution de l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ pour un lot de kaons sélectionnés dans les données à partir des désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, dans l'hypothèse où la particule a la masse d'un kaon (grisé), d'un pion (traits tirés) ou d'un proton (pointillés). (b) Distribution de l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ pour un lot de pions sélectionnés dans les données à partir des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$, dans l'hypothèse où la particule a la masse d'un pion (grisé), d'un kaon (traits tirés) ou d'un proton (pointillés).

de quarks $c\bar{c}$ lors du processus de fragmentation, nécessaire pour former un Λ_c^+ , est supprimée par rapport à la création de paires $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$. Les combinaisons fortuites de bon et de mauvais signe sont donc attendues en nombre égal.

3.5.3 Identification des Λ_c^+

Bien que le mode $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ soit un mode exclusif de désintégration hadronique prolifique, son identification souffre d'un bruit de fond important. En effet, la présence de trois particules dans l'état final entraîne une grande combinatoire qu'aucun trait caractéristique de la cinématique de la réaction ne permet de diminuer de façon significative. Pour réduire cet important bruit de fond, la connaissance du degré d'ionisation mesuré dans la TPC pour chacune des trois particules candidates ainsi que la reconstruction du vertex de désintégration du Λ_c^+ seront utilisées.

Estimateur du degré d'ionisation

Pour chaque particule chargée candidate, préalablement sélectionnée comme bonne trace chargée, l'estimateur du degré d'ionisation dans la TPC (R) est construit de la même façon que pour les électrons (voir section 3.3.1):

$$R = \frac{I - \langle I \rangle}{\sigma_I}$$

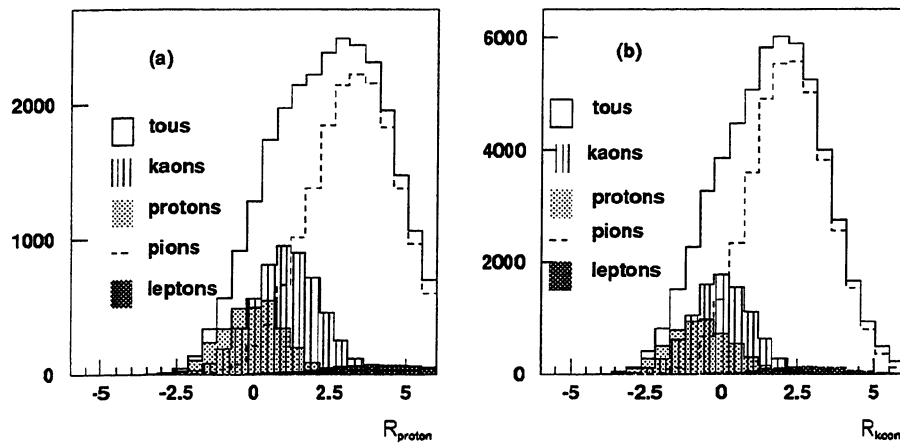


Figure 3.14: (a) Estimateur du degré d'ionisation dans l'hypothèse proton, pour les particules d'impulsion supérieure à 4 GeV/c de 10.000 événements hadroniques Monte-Carlo et (b) estimateur du degré d'ionisation dans l'hypothèse kaon, pour les particules d'impulsion supérieure à 2 GeV/c de 10.000 événements hadroniques Monte-Carlo.

	Sélection protons $P > 4 \text{ GeV/c}$ et $R_{pr} < 0$		Sélection kaons $P > 2 \text{ GeV/c}$ et $ R_K < 2,5$	
	Données	Monte-Carlo	Données	Monte-Carlo
efficacité sélection	55%	50 %	97%	99%
réjection pions	99%	99%	42%	41%
réjection kaons	83%	84%	-	-
réjection protons	-	-	5%	4%

Tableau 3.4: Efficacité de réjection des protons, kaons et pions après les coupures en impulsion et sur l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ décrites dans le texte, pour les particules dont l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ est disponible.

I est la quantité d'ionisation mesurée pour la particule candidate et $\langle I \rangle$ la quantité d'ionisation attendue pour une particule de masse donnée et d'impulsion égale à celle mesurée. σ_I est la résolution attendue. Trois estimateurs R_P , R_K et R_π sont ainsi construits pour chaque particule chargée candidate.

La séparation entre le pion et le kaon est typiquement de 2σ pour une impulsion supérieure à 2 GeV/c, la séparation entre le proton et le kaon est de l'ordre de 1σ pour une impulsion supérieure à 4 GeV/c (voir section 2.4.4). Afin de se placer dans ces domaines de séparation entre protons, kaons et pions, nous avons choisi d'appliquer les coupures en impulsion suivantes :

- $P_P > 4 \text{ GeV/c}$
- $P_K > 2 \text{ GeV/c}$
- $P_\pi > 1 \text{ GeV/c}$

La figure 3.13 montre la distribution des estimateurs R_K , R_π et R_P , après ces coupures, pour un lot de kaons et un lot de pions sélectionnés dans les données à partir des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ pour les pions et à partir de $D^* \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ pour les kaons. De même, un échantillon de protons a été sélectionné à partir de la désintégration $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. La figure 3.14 montre, après ces coupures en impulsion, la distribution des estimateurs R_P et R_K pour les pions, les kaons et les protons d'un lot d'événements hadroniques Monte-Carlo. La prédominance des pions est clairement visible. Ces distributions permettent d'évaluer le taux de réjection et l'efficacité des coupures sur ces estimateurs (voir tableau 3.4). La différence entre Monte-Carlo et données s'explique par un faible décalage dans les données des estimateurs. Cet écart est surtout sensible pour les protons. Nous tiendrons compte de cet écart pour corriger l'efficacité totale mesurée sur les événements de la simulation Monte-Carlo.

Dans un événement hadronique, le nombre moyen de pions par événement est très supérieur au nombre de kaons et au nombre de protons. Afin d'éliminer l'importante population de pions et ainsi de réduire le bruit de fond combinatoire, nous avons besoin d'appliquer une coupure sévère sur l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ dans l'hypothèse proton :

- $R_P < 0$,

Pour s'assurer que la quantité d'ionisation est bien mesurée, un minimum de 50 fils doivent être touchés dans la TPC. Ceci permet de rejeter 99% des pions faisant partie des candidats protons tout en préservant 50% des vrais protons (tableau 3.4).

- $|R_K| < 2,5$,

L'identification des kaons est moins cruciale. Le degré d'ionisation du candidat kaon doit être compatible à $\pm 2,5\sigma$ avec le degré d'ionisation attendu pour le kaon si plus de 50 fils sont touchés. Afin de préserver l'efficacité de sélection, aucune coupure sur l'estimateur R_K n'est appliquée si moins de 50 fils sont touchés. Ceci permet de rejeter 41% de pions tout en préservant 99% des vrais kaons (tableau 3.4).

- $|R_\pi| < 3$,

Les traces chargées dans un événement hadronique étant majoritairement des pions, leur sélection ne requiert pas de coupure sévère. Le degré d'ionisation mesuré des candidats pions est requis à $\pm 3\sigma$ de la valeur attendue pour un pion, seulement si plus de 50 fils sont touchés.

Efficacité de sélection

Dans le tableau 3.5, nous avons présenté l'efficacité de sélection du proton, du kaon et du pion mesurée grâce à des événements Monte-Carlo représentatifs de la désintégration semi-leptonique du Λ_b (processus 1.b), après coupure en acceptance angulaire ($|\cos\theta| < 0,95$), après coupure cinématique (qualité des traces chargées et impulsion supérieure à 1 GeV/c pour les pions, 2 GeV/c pour les kaons et 4 GeV/c pour les protons) et coupure d'identification grâce à l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$ (les candidats protons pour lesquels l'information sur le $\frac{dE}{dx}$ est donnée par moins de 50 fils sont éliminés; alors que les candidats kaons et pions dans ce cas sont sélectionnés sans être soumis à la sélection à partir de l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$).

Après coupure	en acceptance	cinématique	d'identification
proton	94 %	70 %	30 %
kaon	95 %	73 %	70 %
pion	94 %	71 %	70 %

Tableau 3.5: Efficacité de sélection des particules filles du Λ_c^+ .

Autres coupures

Afin de s'assurer que les trois candidats protons, kaons et pions ainsi sélectionnés sont bien issus d'un même vertex, nous réalisons, à partir des traces de ces trois particules, l'ajustement d'un vertex en trois dimensions¹⁰. Nous rejetons tout vertex dont le χ^2 pour trois degrés de liberté est supérieur à 20. Cette coupure de sélection correspond à une perte d'efficacité de 15%.

Les trois candidats proton, kaon et pion sont sélectionnés si leur masse invariante appartient à l'intervalle : $2,1 < M_{pK-\pi^+} \text{ (GeV/c}^2\text{)} < 2,5$.

Pour que le Λ_c^+ pointe approximativement vers le vertex primaire, l'angle entre l'impulsion du Λ_c^+ et le vecteur joignant le vertex primaire et le vertex du Λ_c^+ doit être inférieur à 60° . Cette coupure de sélection correspond à une perte d'efficacité de 6%.

Enfin, comme les Λ_c^+ issus de la désintégration des hadrons beaux sont énergétiques, une coupure en impulsion ($P_{\Lambda_c^+} > 8 \text{ GeV/c}$) est demandée pour réduire le bruit de fond combinatoire restant. La perte d'efficacité correspondante est négligeable.

¹⁰La méthode de reconstruction d'un vertex est décrite plus en détail dans la section 4.4.2.

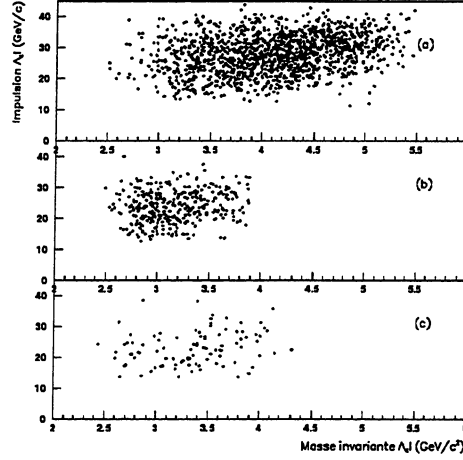


Figure 3.15: Distribution de la masse invariante en fonction de l'impulsion de la paire $\Lambda_c^+ l^-$, pour :

- (a) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$ $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$
- (b) $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X l^- \bar{\nu}$ $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$
- (c) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ D_s^- X$, $D_s^- \rightarrow X l^- \bar{\nu}$ $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

3.5.4 Sélection des paires $\Lambda_c^+ l^-$

A ce stade de l'analyse, nous disposons pour chaque événement hadronique sélectionné, de candidats leptons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c (dont l'identification est décrite paragraphe 3.3) et de candidats Λ_c^+ d'impulsion supérieure à 8 GeV/c. Comme pour les corrélations Λl^- , nous sélectionnons les événements dans lesquels un Λ_c^+ et un lepton candidats se trouvent dans le même hémisphère et dont l'angle $\theta(\Lambda_c^+, l)$ est inférieur à 45° .

En plus d'une corrélation de charge bien définie, les combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ issues des événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ que nous cherchons à mettre en évidence, ont un comportement cinématique différent de celui des processus de bruit de fond physique et combinatoire : ils sont caractérisés par une masse invariante et une impulsion plus élevées.

La figure 3.15 montre la distribution de masse invariante $\Lambda_c^+ l^-$ en fonction de l'impulsion de la paire $\Lambda_c^+ l^-$ pour les événements de signal et les événements de bruit de fond physique. Pour distinguer les combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ issues de la désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ de celles provenant des processus de bruit de fond nous avons choisi d'appliquer les coupures de sélection suivantes :

$$3.5 < M(\Lambda_c^+ l^-) (\text{GeV}/c^2) < 6 \quad \text{et} \quad P(\Lambda_c^+ l^-) > 20 \text{ GeV}/c$$

La présence de plus d'une combinaison $\Lambda_c^+ l^-$ dans un même hémisphère est possible. En effet, si il n'y a, en général, qu'un seul lepton par hémisphère, la reconstruction du Λ_c^+ dans le mode de désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ peut donner lieu à plusieurs combinaisons $pK^-\pi^+$, et par conséquent à plusieurs candidats Λ_c^+ .

Processus	rapport de branchement	efficacité	Nombre d'événements
2.b	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$(1,4 \pm 0,3) \%$	2,4
4.b	$6 \cdot 10^{-4}$	$(1,0 \pm 0,3) \%$	0,4

Tableau 3.6: Contribution des processus de bruit de fond physique aux combinaisons de bon signe, $\Lambda_c^+ l^-$.

Dans ce cas, nous sélectionnons la combinaison pour laquelle la probabilité de χ^2 associée au vertex du Λ_c^+ est la plus élevée. Cette sélection supplémentaire rejette 20% du bruit de fond et 0,5% du signal restant.

Après toutes les coupures, l'efficacité globale de sélection, déterminée à partir de la simulation Monte-Carlo des événements Λ_b , est de : $(7,9 \pm 0,4)\%$.

Les figures 3.16.a et 3.16.b montrent la distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les combinaisons de bon signe et pour les combinaisons de mauvais signe. On observe un net excès de combinaisons de bon signe par rapport aux combinaisons de mauvais signe à la masse du Λ_c^+ . Cet excès est, comme nous le verrons dans la section 3.5.6, la signature de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$. Examinons maintenant dans quelle mesure les processus de bruit de fond contribuent à cet excès.

3.5.5 Contribution des processus de bruit de fond

Dans cette section, nous allons évaluer le nombre d'événements de bruit de fond résiduel, provenant des processus 2.b, 3.b et 4.b. Ces trois processus sont semblables aux processus de bruit de fond de l'analyse Λl^- : 2.a, 3.a et 4.a ; ils n'en diffèrent que par le mode de désintégration du Λ_c^+ .

Les rapports de branchement des processus 2.b, 3.b et 4.b sont reliés à ceux des processus 2.a, 3.a et 4.a (voir section 3.4.5) par :

$$Br_{2.b, 3.b, 4.b} = Br_{2.a, 3.a, 4.a} \frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X) Br(\Lambda \rightarrow p\pi)}$$

Les rapports de branchement associés aux processus 2.b et 4.b sont donnés dans le tableau 3.6. La contribution du processus 3.b est, tout comme celle du processus 3.a, négligeable.

Pour déterminer l'efficacité de sélection des processus 2.b et 4.b, 1000 événements Monte-Carlo correspondant à chacun d'eux ont été engendrés. Après toutes ces coupures, leurs efficacités sont de l'ordre du pour cent (voir tableau 3.6).

A partir des rapports de branchement et des efficacités de sélection, le nombre résiduel d'événements de bruit de fond provenant des trois processus de bruit de fond physique, attendu pour 1.587.000 événements hadroniques (enregistrés en 1991, 1992 et 1993) est de 2,8 événements. Une incertitude systématique de 100% sera affectée à la soustraction de ce nombre d'événements au nombre de combinaisons de bon signe observées.

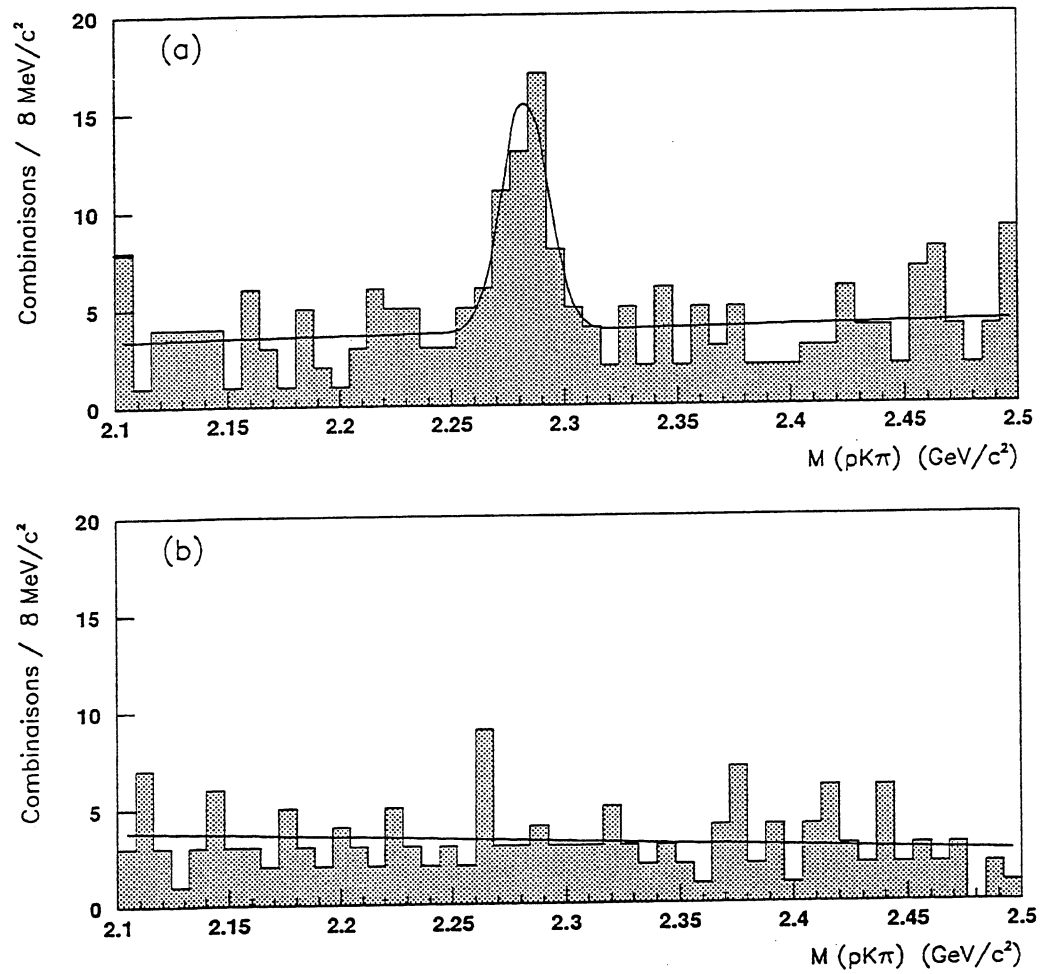


Figure 3.16: Distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les combinaisons de bon signe (a) et pour les combinaisons de mauvais signe (b).

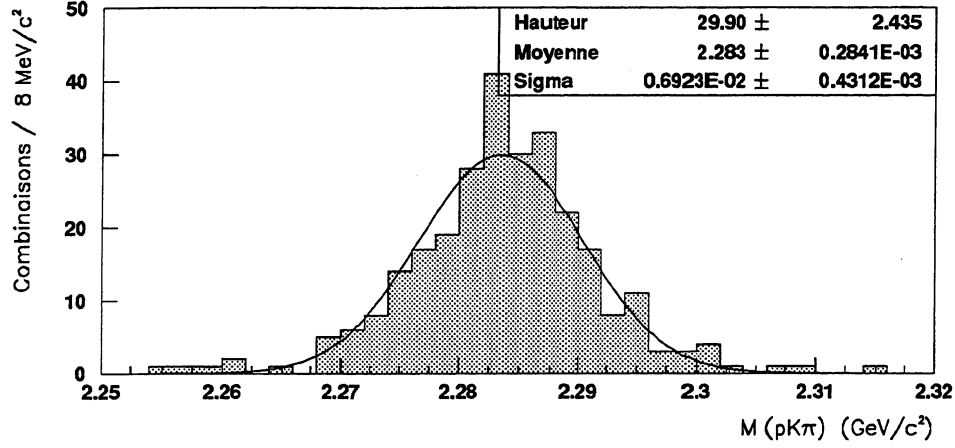


Figure 3.17: Distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les événements de signal simulés.

3.5.6 Extraction du signal du Λ_b

Pour extraire le nombre d'événements $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ de l'échantillon final des combinaisons de bon signe, nous avons besoin de connaître, en plus de la contribution du bruit de fond physique que nous venons de déterminer, la contribution du bruit de fond combinatoire. Nous avons vu dans la section 3.5.2 qu'il n'existe pour le bruit de fond combinatoire aucun processus physique pouvant conduire à une asymétrie entre le nombre de combinaisons de bon signe et celui de combinaisons de mauvais signe. En conséquence, la fraction d'événements de bruit de fond combinatoire est identique dans les combinaisons de bon et de mauvais signe. De plus, l'ajustement de la distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les combinaisons de mauvais signe a montré l'absence de combinaisons avec un vrai Λ_c^+ . Les combinaisons de mauvais signe sont donc dues exclusivement aux combinaisons fortuites entre un faux Λ_c^+ et un vrai ou un faux lepton.

Pour déterminer l'excès des combinaisons de bon signe par rapport aux combinaisons de mauvais signe, nous avons ajusté la distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les combinaisons de bon signe par une Gaussienne et un polynôme du premier degré (paramétrant le bruit de fond combinatoire) et celle des combinaisons de mauvais signe par un polynôme du premier degré. La moyenne et la largeur de la Gaussienne sont :

$$M_{pK^-\pi^+} = 2283 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$$

$$\sigma_M = 9,9 \pm 2,1 \text{ MeV}/c^2$$

$M_{pK^-\pi^+}$ est compatible avec la masse du Λ_c^+ donnée par le Particle Data Group [5] :

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

et σ_M est en bon accord avec la largeur de la distribution de masse invariante

3.5 Mise en évidence du Λ_b par les corrélations $\Lambda_c^+ l^-$

$pK^-\pi^+$ obtenue à partir de la simulation Monte-Carlo (figure 3.17) :

$$\sigma_{MC} = 6,9 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2$$

La surface de la gaussienne ajustée sur la distribution de masse invariante $pK^-\pi^+$ pour les combinaisons de bon signe est attribuée à la désintégration semi-leptonique du Λ_b ainsi qu'aux trois processus de bruit de fond. Le tableau 3.7 donne le détail de l'excès de corrélations $\Lambda_c^+ l^-$ observé par année de prise de données.

	1991	1992	1993	1991, 1992 et 1993
excès	$7,1 \pm 3,2$	$15,2 \pm 5,1$	$16,4 \pm 4,8$	$38,8 \pm 8,2$

Tableau 3.7: Excès de corrélations $\Lambda_c^+ l^-$ observé par année.

L'excès observé de $38,8 \pm 8,2$ combinaisons de bon signe est contaminé par 2,8 événements provenant des processus de bruit de fond physique 2.b et 4.b. Après soustraction de ces événements, le nombre de combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ imputable à la désintégration semi-leptonique du Λ_b ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$) est :

$$N_{\Lambda_c^+ l^-}(\Lambda_b) = 36,0 \pm 8,2 \text{ (stat)} \pm 2,8 \text{ (syst)}$$

L'erreur systématique est égale au nombre d'événements de bruit de fond physique soustraits.

Détermination du produit $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$

Le produit des rapports de branchement $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$ est donné par :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = \frac{N_{\Lambda_c^+ l^-}(\Lambda_b)}{2 N_{q\bar{q}} \mathcal{E}_{\Lambda_c^+ l^-} \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} \quad (3.10)$$

Avec

- $N_{q\bar{q}} = 1.587.000$ événements, le nombre total d'événements hadroniques utilisés dans les périodes de prise de données de 1991, 1992 et 1993.
- $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{q\bar{q}}} = 0,221 \pm 0,003$, le rapport de branchement du Z^0 en paire de quarks $b\bar{b}$ mesuré dans ALEPH [74].
- le facteur 2 vient de la production des quarks par paires.
- $\mathcal{E} = (7,9 \pm 0,4)\%$, l'efficacité de sélection
- $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,3 \pm 1,1)\%$, le rapport de branchement mesuré par la collaboration CLEO.

Le produit des rapports de branchement est alors :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = 1,52 \pm 0,35(stat)\%$$

Erreurs systématiques

- Soustraction des événements de bruit de fond : 8%
- Détermination de l'efficacité :
 - Statistique MC : 5 %
 - Efficacité de sélection des leptons (3 % pour les électrons, 5% pour les muons)
 - Efficacité de sélection des protons (5%)
 - L'efficacité $\mathcal{E} = (7,9 \pm 0,4)$ a été déterminée à partir des événements simulés où le Λ_b n'est pas polarisé ($\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0\%$). Sur la base d'une simulation Monte-Carlo où le Λ_b emporte toute la polarisation du quark b initial ($\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 94\%$), l'efficacité de sélection est de $\mathcal{E} = (8,2 \pm 0,5)\%$. Il n'y a pas d'effet visible pour la polarisation.
- l'erreur sur le rapport de branchement $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,3 \pm 1,1)\%$ (notée (Br)), est comptabilisée séparément.

En tenant compte des erreurs systématiques, le produit des rapports de branchement est alors :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (1,52 \pm 0,35(stat) \pm 0,17(syst) \pm 0,39(Br))\%$$

3.6 Discussion des résultats

Les résultats obtenus dans les deux analyses Λl^- et $\Lambda_c^+ l^-$ en terme de produit de branchement, sont compatibles entre eux :

- Pour l'analyse Λl^- :

$$\begin{aligned} f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = \\ (1,45 \pm 0,17(stat) \pm 0,46(syst) \pm 0,48(Br))\% \end{aligned} \quad (3.11)$$

- Pour l'analyse $\Lambda_c^+ l^-$:

$$\begin{aligned} f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = \\ (1,52 \pm 0,35(stat) \pm 0,17(syst) \pm 0,39(Br))\% \end{aligned} \quad (3.12)$$

L'incertitude sur les rapports de branchement (notée Br) est importante dans les deux analyses. En plus de cette erreur, la première analyse est dominée par l'erreur systématique due à la soustraction des combinaisons fortuites, tandis que la deuxième analyse est dominée par l'erreur statistique.

Ces résultats sont compatibles avec les résultats des différentes collaborations LEP (voir tableau 3.8); à noter toutefois que nous trouvons une valeur plus faible à deux écarts standard pour l'analyse $\Lambda_c^+ l^-$.

Technique des corrélations Λl^- :		$f(b \rightarrow \Lambda_b) Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$
ALEPH ($160.10^3 Z^0$)	[36]	$(2,1 \pm 0,5 \pm 0,5)\%$
DELPHI ($365.10^3 Z^0$)	[37]	$(1,8 \pm 0,6 \pm 0,4)\%$
OPAL ($460.10^3 Z^0$)	[38]	$(1,3 \pm 0,2 \pm 0,3)\%$
Cette thèse ($1600.10^3 Z^0$)		$(1,45 \pm 0,17 \pm 0,45)\%$
Technique des corrélations $\Lambda_c^+ l^-$:		$f(b \rightarrow \Lambda_b) Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$
ALEPH ($450.10^3 Z^0$)	[39]	$(3,0 \pm 0,7 \pm 0,5)\%$
DELPHI ($1000.10^3 Z^0$)	[40]	$(6,2 \pm 2,2 \pm 0,2)\%$
OPAL ($460.10^3 Z^0$)	[40]	$(3,0 \pm 0,7 \pm 0,5)\%$
Cette thèse ($1600.10^3 Z^0$)		$(1,52 \pm 0,35 \pm 0,17)\%$

Tableau 3.8: Tableau comparatif des résultats obtenus par les différentes collaborations LEP (les contributions des électrons et des muons sont additionnées.). L'erreur systématique due aux rapports de branchement du Λ_c^+ n'a pas été reportée car elle est identique pour toutes les analyses.

Une autre façon de vérifier la cohérence des résultats obtenus est de calculer le rapport :

$$\frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = \frac{N_{\Lambda l^-}(\Lambda_b)}{N_{\Lambda_c^+ l^-}(\Lambda_b)} \times \frac{\epsilon_{\Lambda_c^+ l^-}}{\epsilon_{\Lambda l^-}} \frac{1}{Br(\Lambda \rightarrow p \pi^-)}$$

A partir de la connaissance de l'excès d'événements observé dans les analyse Λl^- ($N_{\Lambda l^-}(\Lambda_b)$) et $\Lambda_c^+ l^-$ ($N_{\Lambda_c^+ l^-}(\Lambda_b)$) (voir équation 3.9 et 3.10) ainsi que de la connaissance des efficacités obtenues dans les deux analyses, $\epsilon_{\Lambda_c^+ l^-}$ et $\epsilon_{\Lambda l^-}$, ce rapport est égal à :

$$\frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = 10,0 \pm 4,2$$

- Ce résultat est compatible avec celui que l'on obtient à partir des rapports de branchement publiés par la **collaboration CLEO** [73] :

$$\frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = 10,5 \pm 4,4$$

- De même, il est compatible avec les valeurs publiées par le **Particle Data Group** [5] :

$$\frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = 8,4 \pm 3,4$$

Exploitation des résultats

En calculant la moyenne pondérée ¹¹ des produits de rapports de branchement obtenus à partir des analyses Λl^- et $\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, nous obtenons :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = 1,49 \pm 0,43(stat + syst)\%$$

Pour exploiter ces résultats, des hypothèses sont nécessaires :

- soit on suppose connu, d'après les modèles de fragmentation (voir section 1.3), le taux de production $f(b \rightarrow \Lambda_b) = 9\%$, dans ce cas on peut déterminer le rapport de branchement $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$,
- soit on suppose connu le rapport de branchement $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = 17\%$ (par analogie avec les désintégrations des mésons beaux, voir section 1.6.1), dans ce cas on peut déterminer le taux de production du Λ_b , $f(b \rightarrow \Lambda_b) = 9\%$,

$f(b \rightarrow \Lambda_b)$	$Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$
9% fixé	$16,6 \pm 4,8\%$
$8,8 \pm 2,5\%$	17 % fixé

Les deux hypothèses sont cohérentes entre elles. Malgré l'incertitude de 30%, nous pouvons conclure que la production du Λ_b est en accord avec les modèles de fragmentation, et que la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ est le principal mode de désintégration semi-leptonique du Λ_b .

Outre l'étude de la production du Λ_b au LEP, l'intérêt de la méthode des corrélations de charge est d'isoler un échantillon de baryons beaux. A partir de celui-ci, des paramètres reliés au Λ_b peuvent être extraits, par exemple la polarisation du quark b ou la durée de vie des baryons beaux, décrite dans le chapitre suivant.

¹¹Les sources d'incertitude dominantes ne sont pas corrélées.

Chapitre 4

Mesure de la durée de vie du Λ_b

Comme nous l'avons vu au cours du deuxième chapitre, la mesure des durées de vie exclusives des hadrons B_u , B_d , B_s et Λ_b est essentielle pour mieux comprendre la dynamique interne des hadrons lourds, modéliser leurs désintégrations et ainsi accéder à l'élément V_{cb} de la matrice de mélange de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa, paramètre libre du modèle standard.

Le LEP offre un contexte expérimental propice à cette étude car il réunit deux caractéristiques essentielles pour cela (voir chapitre 1) : les hadrons beaux sont produits en quantités importantes avec un bon rapport signal/bruit et les hadrons beaux sont produits avec un coefficient relativiste ($\beta\gamma$) suffisamment grand pour que leur longueur de vol l (de l'ordre de 2 mm) soit mesurable et que leur temps propre t soit accessible : $t = l/(\beta\gamma)c = l/(p/m)c$ (c est la vitesse de la lumière, p est l'impulsion exprimée de la particule (en GeV/c) et m sa masse (en GeV/c²)).

L'analyse développée dans ce travail est basée sur la détermination de la longueur de vol du Λ_b , événement par événement. Les événements sélectionnés par la méthode des corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$:

$$\Lambda_b \rightarrow \begin{array}{c} \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad pK^-\pi^+ \end{array}$$

sont bien adaptés à cette méthode car le vertex de désintégration du Λ_b est accessible à partir des traces du lepton et du Λ_c^+ reconstruit en $pK^-\pi^+$. La précision avec laquelle l'impulsion et les vertex (donc la longueur de vol elle-même) sont reconstruits bénéficie de l'excellente performance de reconstruction des traces chargées avec le détecteur ALEPH (voir chapitre 2) et en particulier de la détermination précise de leur origine grâce à la proximité du détecteur de microvertex au point de collision.

Après avoir présenté la situation expérimentale de la mesure de la durée de vie des hadrons beaux, nous exposerons les différentes étapes conduisant à la mesure des temps propres. Nous décrirons ensuite la méthode d'ajustement de la durée de vie du Λ_b puis nous détaillerons les erreurs statistique et systématiques. Enfin nous comparons le résultat obtenu aux résultats expérimentaux actuels et les perspectives seront discutées.

4.1 Situation expérimentale

C'est en 1983 que les collaborations MAC [79] et MARK II [80] à PEP ont donné comme ordre de grandeur de la durée de vie des hadrons beaux celui de la picoseconde (ps). Depuis, les expériences auprès des différents accélérateurs affinent ce résultat; parmi eux, le LEP joue un rôle important pour l'amélioration de la mesure de la durée de vie des hadrons beaux. Jusqu'à récemment, seules des mesures inclusives de la durée de vie des hadrons avaient été effectuées. Au LEP, cela revient à mesurer une moyenne de la durée de vie des différents hadrons beaux (τ_i), pondérée par leur taux de production multiplié par leur rapport de branchement dans le canal étudié (f_i) et par leur efficacité de sélection ϵ_i :

$$\tau_B = \frac{f_{B^+}}{\epsilon_{B^+}} \tau_{B^+} + \frac{f_{B^0}}{\epsilon_{B^0}} \tau_{B^0} + \frac{f_{B_s^0}}{\epsilon_{B_s^0}} \tau_{B_s^0} + \frac{f_{\Lambda_b}}{\epsilon_{\Lambda_b}} \tau_{\Lambda_b}$$

La méthode la plus couramment utilisée pour mesurer la durée de vie des hadrons beaux est la méthode du paramètre d'impact leptonique. Sa popularité s'explique par le fait que la durée de vie est accessible en étudiant uniquement le lepton issu des désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux. En effet, la distance entre la trajectoire du lepton et le vertex primaire (appelé paramètre d'impact δ , représenté figure 4.1) est proportionnelle à la durée de vie de la particule :

$$\tau_B = \frac{\delta}{\gamma \beta c \sin \psi}$$

Dans cette équation, ψ est l'angle entre la trajectoire du lepton et la direction du hadron. Dans la limite relativiste (hadron beau d'impulsion supérieure à environ 20 GeV/c) le produit $\gamma \beta \sin \psi$ vaut ~ 1 en moyenne, donc $\tau_B = \langle \delta \rangle / c$.

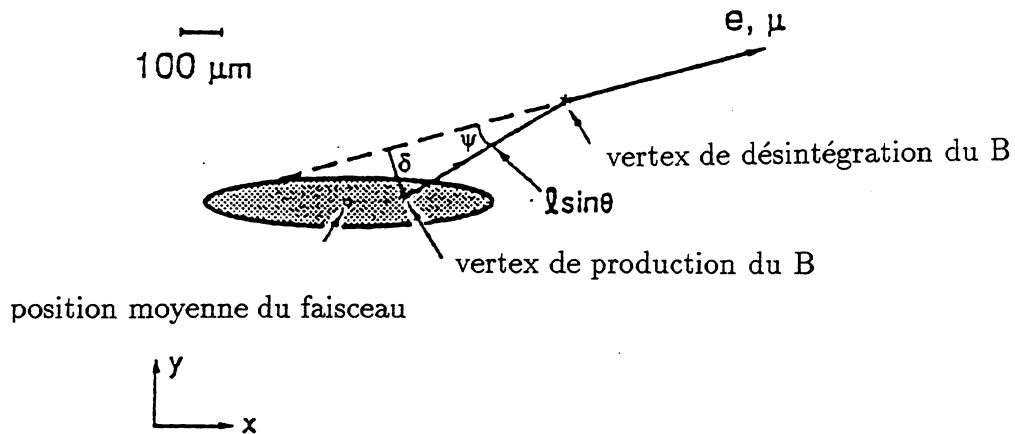


Figure 4.1: Définition du paramètre d'impact

Cette méthode requiert la connaissance du vertex primaire généralement bien déterminé à partir de la zone lumineuse. Elle a l'avantage de ne reposer que sur l'étiquetage d'une seule particule, le lepton. Cette méthode nécessite, par contre, une bonne connaissance des désintégrations des hadrons beaux et des différentes

sources de bruit de fond pour le lepton estimées à partir des simulations Monte-Carlo.

La durée de vie des hadrons beaux, mesurée avec la méthode du paramètre d'impact leptonique, par la collaboration ALEPH [81], est :

$$\tau_B = 1,49 \pm 0,03 \text{ (stat)} \pm 0,06 \text{ (syst)} \text{ ps}$$

D'autres méthodes de mesure de la durée de vie des hadrons beaux sont basées sur la mesure de leur longueur de vol, elle-même déterminée à partir des vertex de production et de désintégration du hadron beau. Parmi ces méthodes, l'une d'elle tire avantage des désintégrations inclusives $B \rightarrow J/\psi X$: le vertex de désintégration du hadron beau est reconstruit grâce au vertex de désintégration du J/ψ ($J/\psi \rightarrow l^+l^-$) avec lequel il est confondu. La durée de vie inclusive des hadrons beaux mesurée par cette méthode, par la collaboration ALEPH [82], est :

$$\tau_B = 1,35^{+0,19}_{-0,17} \text{ (stat)} \pm 0,05 \text{ (syst)} \text{ ps}$$

Une autre méthode est la méthode dite du moment dipolaire. Cette méthode tire parti de la production des hadrons beaux par paires. Elle consiste à reconstruire un vertex dans chacun des deux hémisphères de l'événement. La distance séparant les deux vertex, appelé moment dipolaire, est alors reliée à la durée de vie des hadrons beaux. Cette méthode s'applique à toutes les désintégrations hadroniques : ce qui a l'avantage de réduire les erreurs statistiques mais qui demande alors une bonne connaissance du comportement du bruit de fond. La durée de vie inclusive des hadrons beaux, mesurée par la collaboration ALEPH [83] grâce à cette méthode, est :

$$\tau_B = 1,511 \pm 0,022 \text{ (stat)} \pm 0,078 \text{ (syst)} \text{ ps}$$

La moyenne mondiale actuelle de la durée de vie inclusive des hadrons beaux est [84] :

$$\tau_B = 1,48 \pm 0,03 \text{ (stat + syst)} \text{ ps} \quad (4.1)$$

L'erreur sur cette moyenne est limitée par les erreurs systématiques. L'enjeu est maintenant de mesurer les durées de vie de chaque hadron beau afin d'informer ou de confirmer la hiérarchie (voir chapitre 1) :

$$\tau(B^-) \geq \tau(B_s^0) \geq \tau(B^0) \geq \tau(\Lambda_b^0)$$

La mesure de la durée de vie du Λ_b , effectuée au cours de ce travail, s'inscrit dans cette perspective.

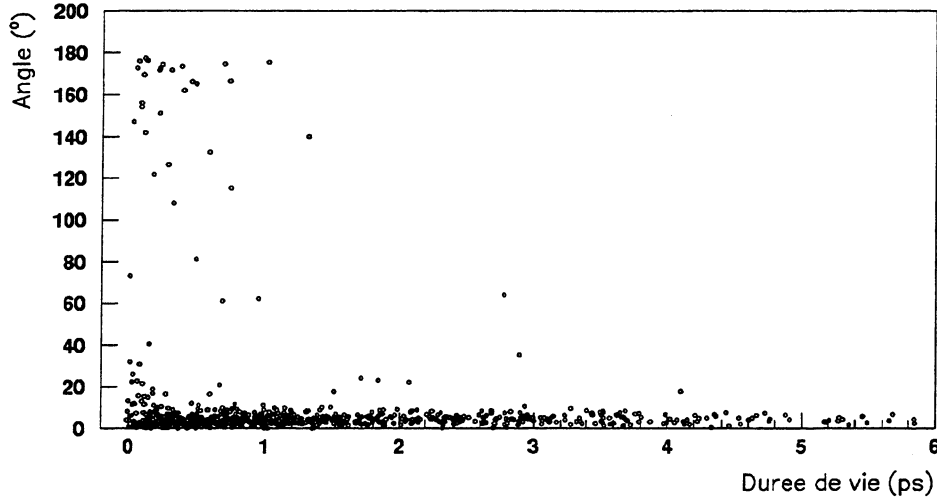


Figure 4.2: Angle entre la direction de vol du Λ_c^+ et celle donnée par le vecteur joignant le point d'interaction et le point de désintégration du Λ_c^+ en fonction de la durée de vie vraie du Λ_b .

4.2 Echantillon d'événements

L'échantillon d'événements utilisé pour mesurer la durée de vie du Λ_b est sélectionné par la méthode des corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$ (voir chapitre 3). Les coupures de sélection comprennent des coupures spécifiques à la mesure de la durée de vie ainsi que toutes celles requises pour l'étude de la production du Λ_b , à l'exception d'une d'entre elle :

- La coupure en angle entre la direction de vol du Λ_c^+ et celle donnée par le vecteur joignant le point d'interaction et le point de désintégration du Λ_c^+ n'est pas utilisée car elle risque d'introduire un biais dans la mesure de la durée de vie du Λ_b en éliminant les événements à faible longueurs de désintégration (figure 4.2).

Coupures communes à la production et à la mesure de la durée de vie

- bonnes traces chargées (voir section 2.5.6).
- Sélection des électrons :
 - coupure en impulsion $P_e \geq 3 \text{ GeV}/c$,
 - identification par les estimateurs du ECAL :
 $-1.8 \leq R_T$ et $-2.1 \leq R_L \leq 3.0$,
 - identification par l'estimateur du $\frac{dE}{dx}$:
 $R_e \geq 2.5$ si et seulement si l'information sur le $\frac{dE}{dx}$ est disponible et le nombre d'échantillon est supérieur ou égal à 50.

- réjection des conversions de photons
- Sélection des muons :
 - coupure en impulsion $P_\mu \geq 3 \text{ GeV}/c$,
 - identification par l'estimateur du HCAL et des chambres à muons.
- Sélection du Λ_c^+ :
 - $P_P \geq 4 \text{ GeV}$, $P_K \geq 2 \text{ GeV}$ et $P_\pi \geq 1 \text{ GeV}$,
 $R_P < 0.$, les candidats proton ne possédant pas d'information sur le $\frac{dE}{dx}$ sont éliminés,
 $|R_K| \leq 2.5$ et $|R_\pi| \leq 3.$, si et seulement si l'information sur le $\frac{dE}{dx}$ est disponible et le nombre d'échantillon est supérieur ou égal à 50.
 - $2,1 < M_{\Lambda_c^+} (\text{GeV}/c^2) < 2,5$,
 - $P_{\Lambda_c^+} > 8 \text{ GeV}/c$.
- Sélection de la paire $\Lambda_c^+ l^-$:
 - $\theta(\Lambda_c^+, l) < 45^\circ$,
 - coupure en impulsion $P_{\Lambda_c^+ l^-} > 20 \text{ GeV}/c$
 et masse invariante $3.5 < M_{\Lambda_c^+ l^-} (\text{GeV}/c^2) < 6.$
- Suppression des doubles comptages. Cette sélection est encore plus importante pour la mesure de la durée de vie car la méthode d'ajustement utilisée suppose que tous les événements sont indépendants.

Coupages spécifiques à la mesure de la durée de vie

Des coupures de sélection supplémentaires sont nécessaires pour assurer une bonne reconstruction des traces chargées et donc une mesure précise de la longueur de désintégration du Λ_b . Les coupures que nous avons utilisées sont :

- Au moins un impact VDET selon chacune des deux vues ($r\varphi$ et z) et deux impacts ITC sont requis pour la trace du lepton et deux des traces des filles du Λ_c^+ (proton, kaon ou pion).
- Probabilité de former un vertex Λ_c^+ et $\Lambda_c^+ l^-$:

$$\text{Prob}(\chi_{\Lambda_c^+}^2) > 0.01 \text{ et } \text{Prob}(\chi_{\Lambda_c^+ l^-}^2) > 0.01$$

Ces coupures seront justifiées dans la suite. L'efficacité de la sélection des paires $\Lambda_c^+ l^-$ utilisées pour mesurer la durée de vie du Λ_b est de $(5,7 \pm 0,3)\%$. L'étude des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ simulés a montré, qu'après toutes les coupures, la pureté de l'échantillon de pions sélectionnés est de $(84 \pm 3)\%$, celui de kaons est de $(33 \pm 4)\%$, celui de protons est de $(41 \pm 4)\%$, celui d'électrons est de $(98 \pm 2)\%$ et celui de muons est de $(72 \pm 4)\%$.

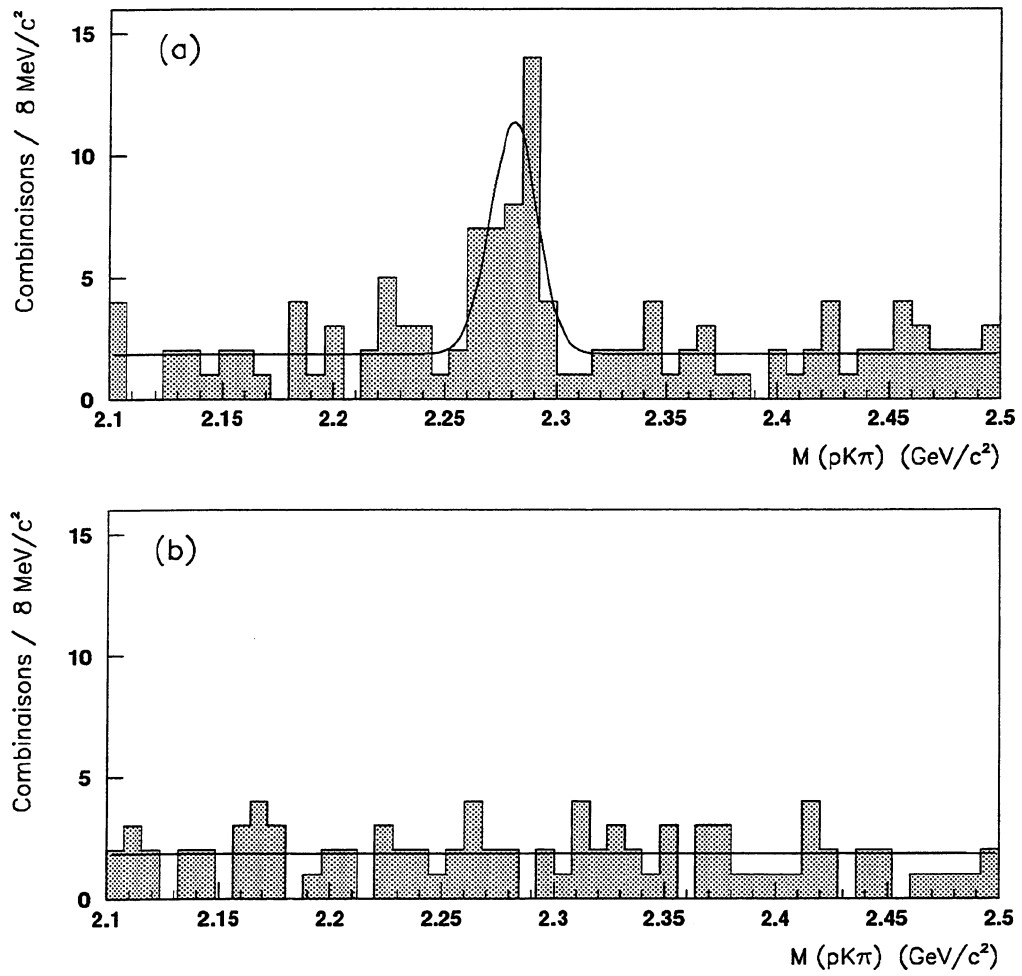


Figure 4.3: Distribution en masse invariante $pK^-\pi^+$ pour a) les combinaisons de bon signe et b) les combinaisons de mauvais signe, après les coupures spécifiques à la mesure de la durée de vie du Λ_b .

La figure 4.3 représente la distribution en masse invariante $pK^- \pi^+$ pour a) les combinaisons de bon signe et pour b) les combinaisons de mauvais signe après toutes les coupures. Un pic est observé pour les combinaisons de bon signe à la masse du Λ_c^+ , alors qu'aucun pic n'est observé pour les corrélations de mauvais signe. La distribution en masse invariante $pK^- \pi^+$ pour les combinaisons de bon signe 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); la distribution pour les combinaisons de mauvais signe est ajustée par un polynôme du premier degré. La moyenne de la Gaussienne est égale à $2280 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$, elle est compatible avec la masse du Λ_c^+ , $M_{\Lambda_c^+} = 2284,9 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$, la largeur de la Gaussienne est égale à $10 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$, résultat compatible à 1,5 écart standard avec la largeur ($6,9 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2$) de la distribution en masse invariante $pK^- \pi^+$ observée pour les combinaisons de signal de la simulation Monte-Carlo. L'ensemble des événements à notre disposition est composé de deux types d'événements :

1. **Les événements observés en dehors du pic (HP);** ce sont les combinaisons $\Lambda_c^+ l^+$ de mauvais signe telles que : $M_{pK^- \pi^+} \in [2, 1; 2, 5]$ et les combinaisons de bon signe dont la masse invariante $pK^- \pi^+$ est située dans l'intervalle de masse autour de la masse du Λ_c^+ : $M_{pK^- \pi^+} \in [2, 1; M_{\Lambda_c^+} - 0,030] \cup [M_{\Lambda_c^+} + 0,030; 2, 5]$. Leur nombre est de :

$$N_{HP} = 172 \text{ événements} \quad (4.2)$$

2. **Les événements observés dans le pic (N_P);** ce sont les combinaisons de bon signe dont la masse invariante $pK^- \pi^+$ appartient à la fenêtre de masse s'étendant à $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse du Λ_c^+ . Leur nombre est de :

$$N_P = 31 \text{ événements}$$

Comme cela a été montré au chapitre 3, le bruit de fond comprend une composante physique et une composante combinatoire. Le processus 4.b met en jeu la désintégration de Λ_b et n'est donc pas considéré comme bruit de fond physique pour la mesure de la durée de vie du Λ_b . Le seul bruit de fond physique qui peut contribuer aux combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ est le processus 2.b. L'efficacité de ce processus après toutes les coupures est de $1,0 \pm 0,4\%$, ce qui équivaut au plus à 1,6 événements. Ce nombre d'événements étant une limite supérieure, cette contamination ne sera considérée que pour les erreurs systématiques.

Le bruit de fond combinatoire peut être paramétré par les événements hors pic. Le nombre d'événements de bruit de fond N_B effectivement présent dans le pic obéit à une loi de Poisson ¹ d'espérance n_B , obtenu en intégrant le polynôme du premier degré dans la fenêtre de masse définissant le pic :

$$n_B = (7,2 \pm 0,8) \text{ événements} \quad (4.3)$$

¹en toute rigueur N_B est inférieur au nombre d'événements dans le pic mais cette restriction a une influence négligeable sur la distribution de N_B

4.3 Méthode de mesure de la durée de vie du Λ_b

La méthode employée dans cette analyse est basée sur la mesure événement par événement de la longueur de vol du Λ_b . Le temps propre (t_i) de chaque candidat Λ_b dépend de son coefficient relativiste $(\beta\gamma)_i$ et de sa longueur de vol (l_i) :

$$t_i = \frac{l_i}{(\beta\gamma)_i c} = \frac{l_i}{(p/m)_i c} \quad (4.4)$$

$c = 299792,458 \text{ m.s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière, p est l'impulsion du Λ_b candidat (exprimée en GeV/c) et m sa masse (en GeV/c^2).

La durée de vie τ , ou temps propre moyen, est extraite de la distribution des temps propres. Dans le cas idéal, c'est à dire sans incertitudes expérimentales ni bruit de fond, la durée de vie associée à un échantillon discret de n événements, est simplement la moyenne des temps propres t_i de chaque événement :

$$\tau = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i$$

Or, expérimentalement, l'incertitude sur la mesure de la longueur de désintégration, de l'impulsion et de la masse de la particule et la présence d'événements de bruit de fond sont autant de paramètres à prendre en compte dans la détermination de la durée de vie. C'est pourquoi un ajustement des temps propres par la méthode du maximum de vraisemblance *étendue* sera utilisé.

4.4 Mesure de la longueur de vol du Λ_b

La première étape de la détermination du temps propre du Λ_b est la mesure de sa longueur de vol. Celle-ci est basée sur la reconstruction des vertex de production et de désintégration du Λ_b que nous décrirons tout d'abord. Nous présenterons ensuite la méthode de mesure de la longueur de vol en insistant sur le contrôle des erreurs.

4.4.1 Reconstruction du vertex primaire

Le vertex primaire est calculé événement par événement [74] en utilisant à la fois l'information sur la position de la zone lumineuse et l'information provenant de toutes les traces chargées de l'événement.

Reconstruction de la zone lumineuse

La collision entre un paquet d'électrons et un paquet de positons a lieu dans une partie de l'espace appelée zone lumineuse. Cette zone a une forme ellipsoïdale de grand axe parallèle à l'axe des faisceaux. Elle donne la position moyenne du lieu de collision, donc du vertex primaire. La connaissance de sa position (principalement selon y et dans une moindre mesure selon x) permettra de contraindre la position du vertex primaire.

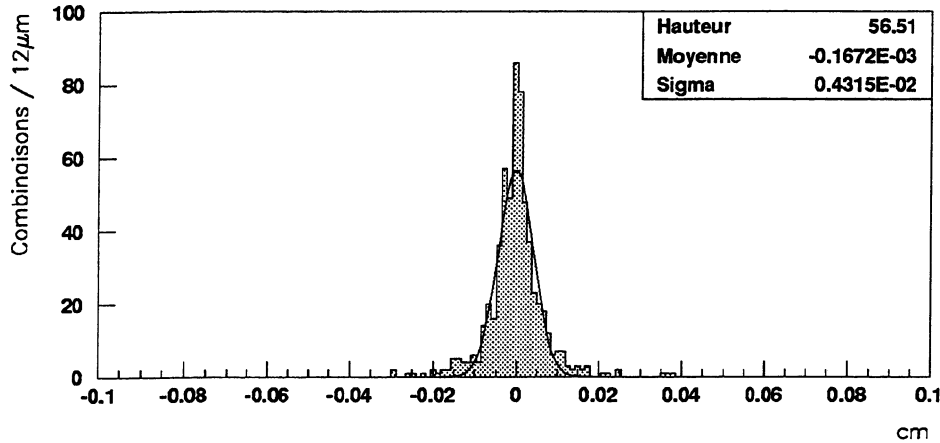


Figure 4.4: Résolution sur le vertex primaire projeté le long de la direction du Λ_b .

La position de la zone lumineuse devrait être située exactement au centre du détecteur; mais elle peut s'en éloigner de quelques millimètres dans le plan $r\phi$, suivant les réglages des optiques du LEP. Il est donc nécessaire de la situer aussi souvent que possible. Dans la pratique, cela est fait en mesurant la position moyenne du point d'intersection des traces chargées par groupes de 75 événements consécutifs [85]. Avec cette méthode, l'erreur moyenne sur la position de la zone lumineuse est de $30 \mu\text{m}$ en x et de $10 \mu\text{m}$ en y .

Les dimensions de la zone lumineuse sont obtenues en mesurant la dispersion du point de plus courte approche des événements dileptons ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) à la position moyenne. Le tableau 4.1 donne la valeur des dimensions de la zone lumineuse mesurées par année.

direction	σ_x	σ_y	σ_z
taille de la zone lumineuse (1991)	$142 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	1cm
taille de la zone lumineuse (1992 et 1993)	$110 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	0,7cm

Tableau 4.1: Dimensions de la zone lumineuse.

Reconstruction du vertex primaire

Dans le cas des événements étudiés (événements hadroniques enrichis en hadrons beaux), beaucoup de traces chargées proviennent du vertex de désintégration d'un hadron beau et par conséquent ne pointent pas vers le vertex primaire. Pour s'affranchir de ce problème, les traces chargées sont projetées dans le plan perpendiculaire à la direction du jet le plus proche qui est assimilée à la direction du hadron dont elles sont issues. L'intersection des traces chargées dans ce plan définit un vertex préliminaire. Le vertex primaire en trois dimensions est alors le point le plus compatible avec la zone lumineuse (en tenant compte à la fois de l'erreur sur la position de la zone lumineuse et de ses dimensions) et les axes des jets passant par ces vertex préliminaires. Avec cette méthode, la résolution sur le vertex pri-

maire suivant les trois axes x , y et z , pour des événements $b\bar{b}$ obtenus par simulation Monte-Carlo, est:

$$\sigma_x = 50 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\sigma_y = 10 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\sigma_z = 60 \text{ } \mu\text{m}$$

La résolution sur le vertex primaire le long de la direction de vol du Λ_b (figure 4.4), qui a un effet direct sur la mesure de la longueur de désintégration du Λ_b , est de :

$$\sigma_{V_p} = 45 \text{ } \mu\text{m}$$

4.4.2 Reconstruction du vertex secondaire

Le vertex secondaire est le point de l'espace où une particule issue du vertex primaire se désintègre, c'est à dire où les trajectoires des particules de l'état final se croisent. Cependant, en tenant compte des erreurs expérimentales, les trajectoires des particules ne se croisent pas. Dans ce cas le vertex secondaire est le point de l'espace le plus compatible avec l'hypothèse que les trajectoires y passent. Techniquement, la position du vertex secondaire 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 :

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

h_i est le vecteur des cinq paramètres de l'hélice de la trace i et C_i la matrice de covariance associée. h 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). La minimisation de la variable χ^2 permet d'accéder au vertex v et à sa matrice d'erreur. La valeur finale du χ^2 ou de façon équivalente de la probabilité² de χ^2 permet de vérifier la validité de l'ajustement et la qualité du vertex formé.

Pour s'assurer une reconstruction précise des vertex Λ_c^+ et $\Lambda_c^+ l^-$, au moins un impact VDET et deux impacts ITC sont requis pour deux des filles du Λ_c^+ et pour le lepton. Si la présence des impacts VDET n'est pas requise, des traces chargées passant par le VDET mais ne possédant pas d'impacts VDET seront sélectionnées. Connaissant la très bonne efficacité du VDET (de l'ordre de 95%), l'absence d'impact VDET peut être l'indication d'une mauvaise reconstruction des traces. De surcroît,

²Le χ^2 et la probabilité de χ^2 ($Prob(\chi_v^2)$) sont reliés par :

$$Prob(\chi_v^2) = \int_{\chi_v^2}^{\infty} f_{\chi^2}(x, n_d) dx, \quad f_{\chi^2}(x, n_d) \text{ est la distribution de } \chi^2$$

n_d est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement. Pour n traces, n_d vaut : $n_d = 2n - 3$.

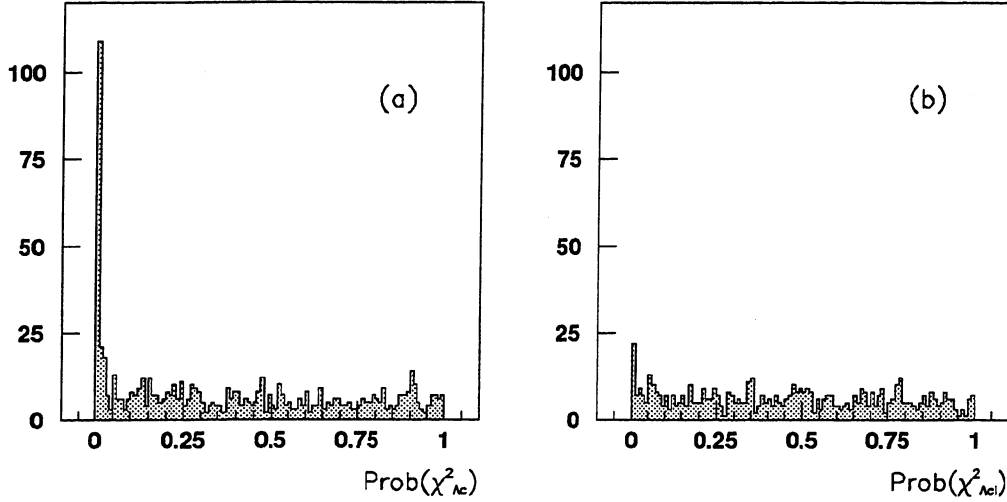


Figure 4.5: Distribution en probabilité de χ^2 (a) du vertex associé à $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ et (b) du vertex associé à $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^-$ après coupure $Prob(\chi^2_{\Lambda_c^+}) > 0,01$. Ces distributions ont été obtenues à partir d'événements de signal simulés.

la présence d'au moins deux impacts ITC est requise pour assurer une bonne extrapolation des traces depuis la TPC vers le VDET et donc une plus faible probabilité de mauvaise association des impacts VDET aux traces chargées.

A ces critères de sélection correspond une perte d'efficacité de 20%.

Le vertex de désintégration du Λ_c^+

Pour reconstruire le vertex du Λ_b , il faut tout d'abord reconstruire le vertex de désintégration du Λ_c^+ , à partir des traces du proton, du kaon et du pion. La distribution en probabilité de χ^2 associée au vertex $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ est représentée figure 4.5.a pour des événements simulés. Le pic entre 0 et 0,01 correspond aux événements pour lesquels l'erreur sur les paramètres des traces est sous-estimée par rapport à la distance au vertex. Ceci est dû aux diffusions multiples dures ou à la mauvaise association des impacts VDET aux traces chargées. Pour s'assurer de la bonne reconstruction du vertex du Λ_c^+ et de la bonne estimation des erreurs qui lui sont associées, ces événements (représentant 15% des combinaisons $pK^-\pi^+$) sont éliminés par la coupure : $Prob(\chi^2_{\Lambda_c^+}) > 1\%$.

Le vertex de désintégration du Λ_b

Le vertex de désintégration du Λ_b est reconstruit à partir de la trace du lepton et de celle du Λ_c^+ ; celle-ci étant extrapolée à partir du vertex du Λ_c^+ reconstruit dans la section précédente. La figure 4.5.b montre la distribution en probabilité de χ^2 associée au vertex $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^-$. Dans 3% des cas, le lepton venant du Λ_b n'est pas compatible avec le Λ_c^+ sélectionné ci-dessus. Ces événements sont éliminés par une

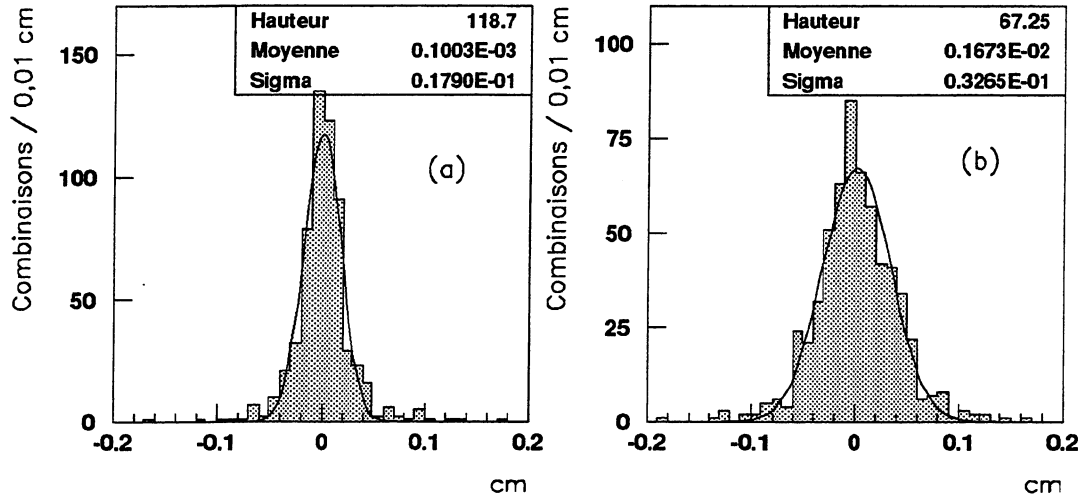


Figure 4.6: Résolution sur les vertex de désintégration du Λ_b (a) et du Λ_c^+ (b) le long de leur direction de vol.

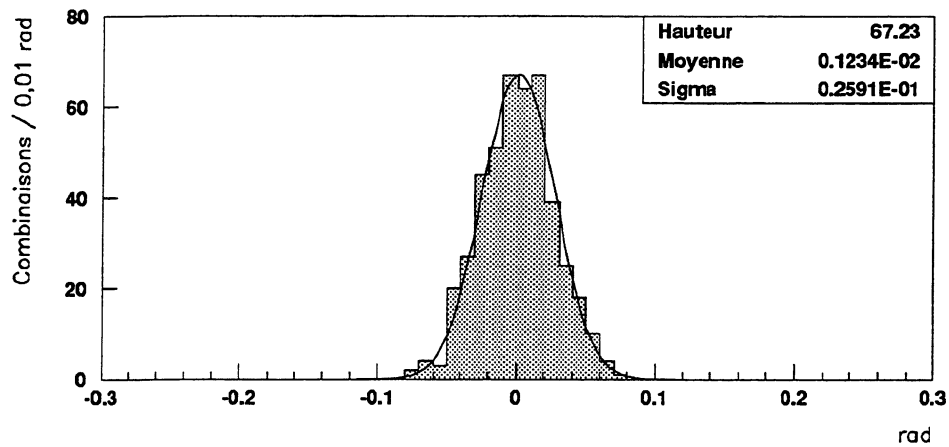


Figure 4.7: Résolution sur la direction reconstruite du Λ_b projetée sur un plan arbitraire.

coupure en probabilité de χ^2 associée au vertex $\Lambda_c^+ l^-$: $Prob(\chi_{\Lambda_c^+ l^-}^2) > 1\%$. Le faible nombre d'événements perdus après la coupure en probabilité de $\chi_{\Lambda_c^+ l^-}^2$ par rapport à la coupure en probabilité de $\chi_{\Lambda_c^+}^2$ s'explique par le fait que l'angle entre le lepton et les trois traces du Λ_c^+ est plus ouvert que l'angle entre les trois traces chargées du Λ_c^+ , empêchant ainsi l'intervention de leurs impacts dans le VDET. D'autre part, seule une trace (le lepton) est susceptible d'être mal reconstruite à comparer aux trois traces (proton, kaon et pion) du Λ_c^+ .

Les résolutions sur les vertex de désintégration du Λ_b et du Λ_c^+ le long de leur direction de vol (figure 4.6.a et 4.6.b) sont :

$$\sigma_{V_{\Lambda_b}} = 180 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\sigma_{V_{\Lambda_c^+}} = 330 \text{ } \mu\text{m}$$

Pour comparaison, la résolution sur les vertex est supérieure au millimètre en l'absence de VDET.

4.4.3 Mesure de la longueur de vol du Λ_b

La longueur de vol du Λ_b est déterminée en projetant le vecteur joignant le vertex primaire (V_p) et le vertex de désintégration du Λ_b (V_{Λ_b}) sur la direction de vol du Λ_b (U_{Λ_b}) assimilée à la direction de l'impulsion du couple Λ_c^+ -lepton :

$$l_{\Lambda_b} = U_{\Lambda_b}^T (V_{\Lambda_b} - V_p)$$

La résolution sur la direction du Λ_b est de 26 mrad (figure 4.7). Avec cette précision, la résolution sur la direction de vol du Λ_b peut être négligée dans le calcul de la résolution sur la longueur de vol du Λ_b . L'absence d'information sur la direction de vol du neutrino n'est donc pas pénalisante.

L'erreur sur la mesure de la longueur de vol du Λ_b ($\sigma_{l_{\Lambda_b}}$), due aux erreurs sur la reconstruction des vertex, est déterminée événement par événement par :

$$\sigma_{l_{\Lambda_b}}^2 = U_{\Lambda_b}^T M U_{\Lambda_b}$$

M est la somme des matrices de covariance associées au vertex de désintégration du Λ_b et au vertex primaire.

La résolution sur la longueur de vol du Λ_b , déterminée par simulation Monte-Carlo à partir de la distribution $l_{\Lambda_b}^{\text{mesurée}} - l_{\Lambda_b}^{\text{vraie}}$ (figure 4.8), est de :

$$\sigma_{l_{\Lambda_b}} = 200 \text{ } \mu\text{m}$$

Elle est dominée par la résolution sur le vertex de désintégration du Λ_b .

4.4.4 Fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b

Un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance nécessite de bien connaître l'erreur sur la longueur de vol du Λ_b . Pour cela, il est important de

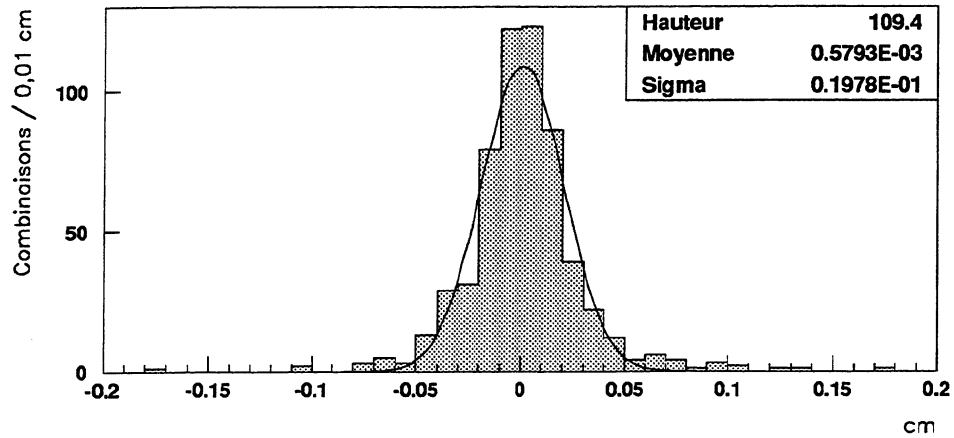


Figure 4.8: Résolution sur la longueur de vol.

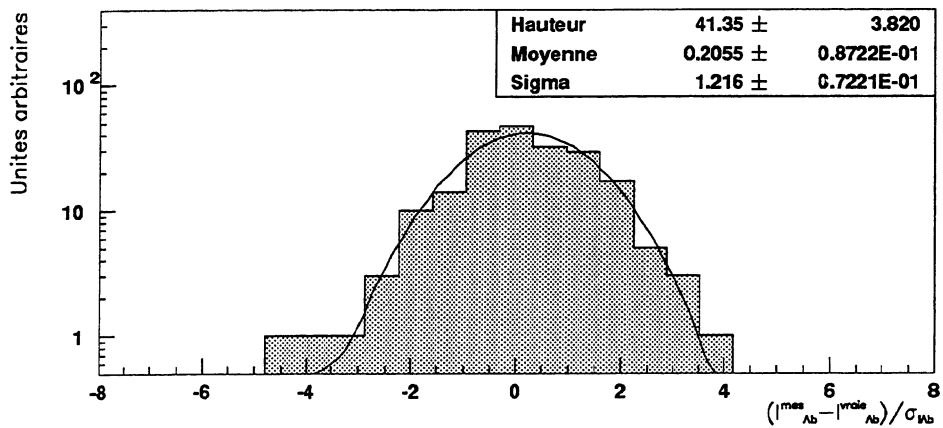


Figure 4.9: Résolution normalisée sur la longueur de désintégration du Λ_b , déterminée à partir des événements de signal simulés.

déterminer la fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b , c'est à dire la fonction de probabilité de l'écart entre la longueur mesurée et la longueur vraie. Pour les événements **simulés**, cette fonction est donnée par la résolution normalisée de la longueur de vol :

$$(l_{\Lambda_b}^{\text{mesurée}} - l_{\Lambda_b}^{\text{vraie}}) / \sigma_{l_{\Lambda_b}}$$

La résolution normalisée pour les événements simulés (figure 4.9) est paramétrée par une Gaussienne de largeur $\sigma_{res,1} = 1,21 \pm 0,07$.

Afin de s'affranchir de la dépendance de la fonction de résolution à la simulation Monte-Carlo, ces résultats doivent être vérifiés sur des événements **réels**. Pour cela on cherche à reconstruire un échantillon de pseudo Λ_b de longueur de vol apparente nulle. La fonction de résolution sera alors donnée par la distribution :

$$l_{\Lambda_b}^{\text{mesurée}} / \sigma_{l_{\Lambda_b}}$$

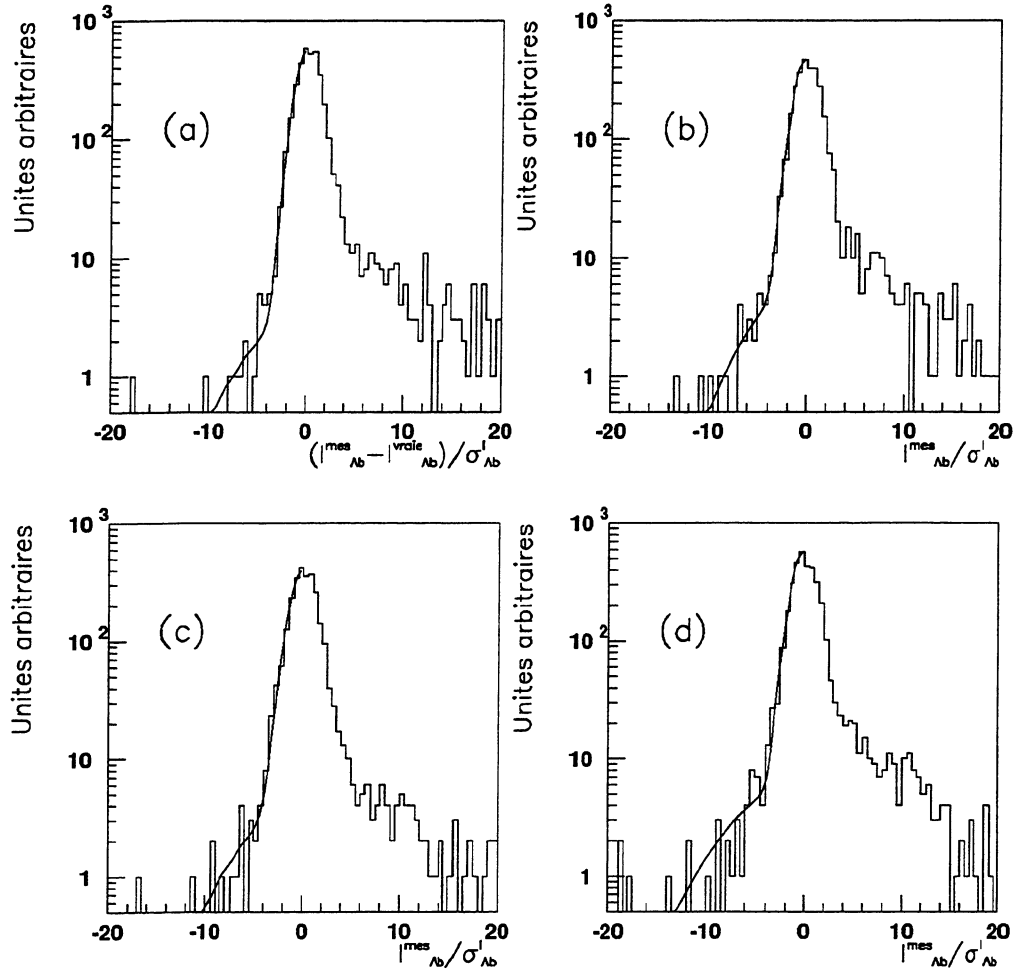
La sélection de l'échantillon de pseudo Λ_b se déroule de la façon suivante :

- Les événements hadroniques utilisés sont enrichis en événements $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$ pour lesquels la plus grande partie des traces chargées provient du vertex primaire, donc pour lesquels la probabilité de contenir un pseudo Λ_b de durée de vie apparente non nulle est faible. Pour favoriser ces événements, toutes les traces de l'hémisphère opposé au pseudo Λ_b doivent être compatibles avec le vertex primaire³. L'application de cette méthode n'est possible que pour les traces possédant des impacts VDET, ce qui est le cas de notre analyse.
- Une sélection cinématique identique à celui de l'analyse $\Lambda_c^+ l^-$ est appliquée aux filles du pseudo Λ_b , à l'exception d'une coupure plus large en masse invariante du pseudo Λ_c^+ ($2,1 < M_{\Lambda_c^+} \text{ (GeV/c}^2\text{)} < 2,5$).
- Aucune coupure d'identification n'est utilisée.
- Les trois particules filles du pseudo Λ_c^+ , de même que les traces du pseudo Λ_c^+ et du pseudo lepton doivent former un vertex avec une probabilité pour chaque χ^2 supérieure à 1%.

La fonction de résolution est mesurée dans l'hémisphère opposé à celui qui a servi à l'étiquetage, pour éviter toute corrélation. De plus, seule la partie négative du spectre $l_{\Lambda_b}^{\text{mesurée}} / \sigma_{l_{\Lambda_b}}$ est considérée (figures 4.10).

Cette méthode est tout d'abord appliquée, pour vérification, aux événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ simulés. La distribution $l_{\Lambda_b}^{\text{mesurée}} / \sigma_{l_{\Lambda_b}}$ est représentée figure 4.10.a. Cette distribution est ajustée par deux Gaussiennes dont les résultats sont présentés dans le tableau de la figure 4.10 (sous l'appellation $q\bar{q}$ simulés). La largeur de la première Gaussienne $\sigma_{res,1}$ sous-estime d'un facteur $\sigma_{bias} = 0,9$ la largeur de la Gaussienne des événements de signal simulés. La deuxième Gaussienne, nécessaire pour ajuster la partie la plus négative de la distribution, n'est pas présente dans la simulation

³La sélection des événements $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$ utilise à contre-pied l'algorithme développé pour la mesure de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ [74] qui identifie les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ en calculant, à partir de la mesure du paramètre d'impact des traces chargées, la probabilité pour qu'elles ne proviennent pas du vertex primaire.



	Signal simulé	$q\bar{q}$ simulés (a)	1991 (b)	1992 (c)	1993 (d)
$\sigma_{res,1}$	$1,21 \pm 0,07$	$1,09 \pm 0,02$	$1,15 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,03$
$\sigma_{res,2}$	-	$5,01 \pm 0,76$	$4,53 \pm 0,54$	$4,97 \pm 0,71$	$6,01 \pm 0,72$
f_{res}	-	$(2,37 \pm 0,68)\%$	$(4,51 \pm 1,06)\%$	$(4,01 \pm 1,18)\%$	$(4,06 \pm 0,87)\%$

Figure 4.10: Résolution normalisée sur la longueur de désintégration du Λ_b , déterminée pour (a) des événements hadroniques $q\bar{q}$ simulés et pour des événements hadroniques $q\bar{q}$ réels enregistrés en 1991 (b), en 1992 (c) et en 1993 (d) (50.000 événements ont été utilisés dans chaque cas). Les résultats de l'ajustement de la résolution normalisée par deux Gaussiennes sont présentés dans le tableau ci-dessus. $\sigma_{res,1}$ et $\sigma_{res,2}$ sont les largeurs des deux Gaussiennes et f_{res} est le rapport entre l'aire de la deuxième Gaussienne et l'aire des deux Gaussiennes.

du signal : elle est due uniquement à la méthode et est peuplée d'événements pour lesquels deux traces d'origine différentes se croisent derrière le vertex primaire.

L'application de cette méthode aux événements réels montre une distribution également ajustée par deux Gaussiennes (figure 4.10.b pour les données de 1991, 4.10.c pour celles de 1992 et 4.10.d pour celles de 1993) dont les paramètres sont présentés dans le tableau de la figure 4.10. La deuxième Gaussienne est identique pour les événements réels et pour les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ simulés ce qui montre que la simulation n'oublie aucun effet provenant d'une mauvaise reconstruction des traces. Par contre, la largeur de la première Gaussienne est plus grande de 10% pour les événements réels.

La fonction de résolution $G(l^{vraie}, l^{mesurée}, \sigma_l)$ utilisée pour la mesure de la durée de vie τ_{Λ_b} est paramétrée par une Gaussienne dont la largeur (σ_l) est le produit de l'erreur sur la longueur de désintégration mesurée événement par événement ($\sigma_{l_{\Lambda_b}}$) par la largeur de la résolution normalisée mesurée sur les événements réels ($\sigma_{res,1}$) corrigée du biais dû à la méthode :

$$\sigma_l = \frac{\sigma_{l_{\Lambda_b}} \times \sigma_{res,1}}{\sigma_{biais}}$$

La fonction de résolution utilisée dans l'analyse est alors :

$$G(l^{vraie}, l^{mesurée}, \sigma_l) = \frac{1}{\sigma_l \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(l^{mesurée} - l^{vraie})^2}{2\sigma_l^2} \right) \quad (4.5)$$

Pour évaluer l'erreur systématique éventuelle due à la fonction de résolution, la largeur $\sigma_{res,1}$ sera variée de $\pm 20\%$ et une deuxième Gaussienne de largeur $\sigma_{res,2} = 5$ et de fraction relative $f_{res} = 4\%$ sera ajoutée pour parer aux éventualités les plus pessimistes qui auraient pu être masquées par l'utilisation de cette méthode.

En pratique, l'ajustement de la durée de vie s'effectue à partir de la distribution des temps propres; la fonction de résolution de la longueur de vol doit donc s'exprimer en fonction du temps propre de la particule. Soit t' le temps propre de la particule pour un rapport (p/m) vrai (c'est à dire, sans pour l'instant prendre en compte les erreurs expérimentales sur (p/m)), la relation entre t' et la longueur de désintégration $l^{mesurée}$ est (voir équation 4.4) :

$$t' = \frac{l^{mesurée}}{(p/m)_{vrai}} \frac{1}{c}$$

L'erreur relative sur le temps propre t' est égale à l'erreur relative sur la longueur de vol :

$$\frac{\sigma_{t'}}{t'} = \frac{\sigma_{l_{\Lambda_b}}}{l^{mesurée}}$$

L'erreur relative sur le temps propre t' est donc :

$$\sigma_{t'} = \frac{\sigma_{l_{\Lambda_b}}}{(p/m)_{vrai}} \frac{1}{c}$$

La fonction de résolution de la longueur de désintégration en fonction du temps propre est :

$$G(t^{vrai}, t', \sigma_{t'}) = \frac{1}{\sigma_{t'} \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(t' - t^{vrai})^2}{2\sigma_{t'}^2} \right) \quad (4.6)$$

4.5 Reconstruction de l'impulsion du Λ_b

Pour la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, l'impulsion du Λ_b ne peut pas être reconstruite totalement en raison de la présence du neutrino. Deux méthodes s'offrent alors à nous pour reconstruire l'impulsion du Λ_b : la première est de ne considérer que l'impulsion du couple $\Lambda_c^+ l^-$; la deuxième consiste à prendre en compte également l'énergie du neutrino, déterminée à partir de l'énergie manquante. C'est cette deuxième méthode que nous allons utiliser.

4.5.1 Reconstruction de l'énergie du neutrino

La seule façon d'accéder à l'énergie du neutrino consiste à déterminer l'énergie manquante dans le détecteur à partir de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ et de la mesure de l'énergie dite visible, c'est à dire de toute l'énergie déposée par les particules de l'événement. Afin d'éviter toute contribution de l'énergie d'un neutrino éventuel provenant du hadron beau dans l'hémisphère opposé au Λ_b , nous ne considérons que l'énergie dans l'hémisphère du Λ_b .

L'énergie visible dans l'hémisphère où se trouve le Λ_b candidat est la somme des énergies des différentes composantes du flux d'énergie : particules chargées (*ch.*), électromagnétiques (γ) ou hadrons neutres (*ne.*). Le spectre en énergie par hémisphère de chaque composante du flux d'énergie est présenté dans les figures 4.11 pour les événements hadroniques réels et simulés. Les figures 4.12 présentent la distribution en énergie pour chaque composante du flux d'énergie, pour l'hémisphère du Λ_b et pour l'hémisphère opposé au Λ_b . Pour notre canal, le Λ_b se désintègre uniquement en particules chargées (à l'exception du neutrino) et les coupures cinématiques que nous avons utilisées favorisent les Λ_b de grande impulsion. Ceci explique que l'énergie chargée moyenne dans l'hémisphère du Λ_b (34 GeV) soit plus grande que celle mesurée dans l'hémisphère opposé (27 GeV). Au contraire, l'énergie de photons est plus faible dans l'hémisphère du Λ_b (2,7 GeV) que dans l'hémisphère opposé (9,3 GeV) car aucun photon ne vient du Λ_b et il y a peu d'énergie disponible pour la fragmentation. La faible énergie disponible lors de la fragmentation est partiellement compensée par la conservation du nombre baryonique qui rend plus probable la présence d'un neutron associé au Λ_b : l'énergie des hadrons neutres est de 3,5 GeV dans l'hémisphère du Λ_b contre 4,3 GeV dans l'hémisphère opposé.

Les processus inélastiques d'interaction forte à basse énergie sont mal connus et donc difficilement modélisables. En particulier, la répartition transverse des gerbes hadroniques est mal connue. A cette méconnaissance s'ajoute la précision de mesure de l'énergie de ces gerbes dans le calorimètre électromagnétique (de l'ordre de $84\%\sqrt{E}$). Ces deux points sont préjudiciables pour l'association des traces chargées aux objets calorimétriques; pour la mesure de l'énergie des hadrons neutres. L'énergie des hadrons neutres ainsi mal mesurée ne sera donc pas prise en compte dans le calcul de l'énergie visible. L'énergie visible E_{vis} , dans l'hémisphère du Λ_b est alors :

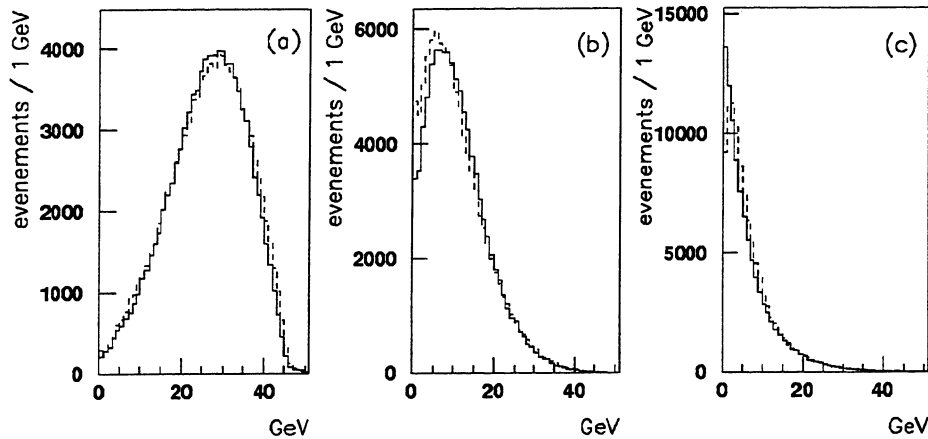


Figure 4.11: Distribution en énergie, par hémisphère, pour les objets chargés (a), les photons (b) et hadrons neutres (c), pour les événements hadroniques réels (traits tirés) et pour les événements hadroniques simulés (traits pleins).

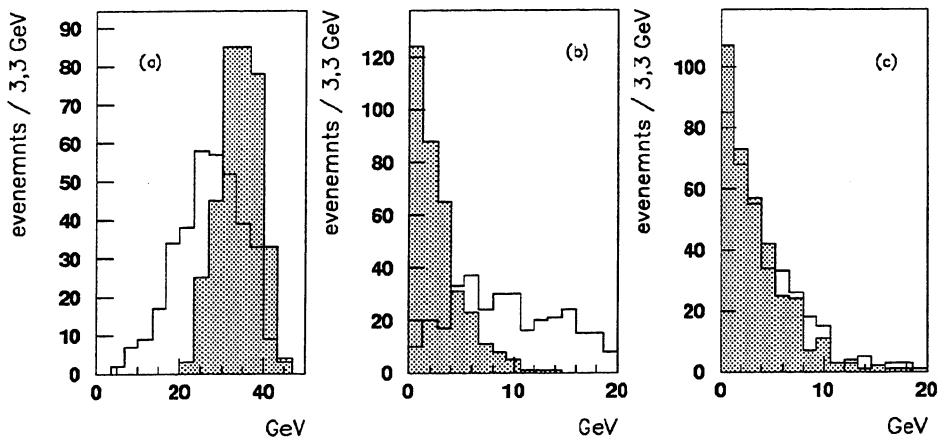


Figure 4.12: Spectre en énergie pour les particules chargées (a), les photons (b) et les hadrons neutres (c), dans l'hémisphère du Λ_b (en grisé) et dans l'hémisphère opposé au Λ_b (en blanc), pour des événements de signal simulés.

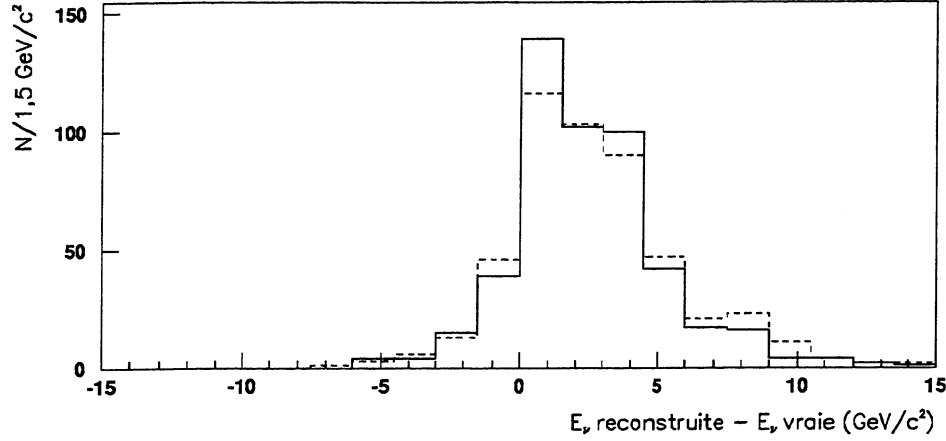


Figure 4.13: Résolution sur l'énergie du neutrino, en plein avec la correction de masse (équation 4.8) et en pointillé sans la correction de masse.

$$E_{vis} = E_{ch} + E_\gamma \quad (4.7)$$

L'énergie totale, E_{tot} , disponible dans l'hémisphère du Λ_b dépend, par conservation du quadrivecteur énergie-impulsion, de l'énergie dans le centre de masse de la réaction $\sqrt{s}$, de la masse⁴ M_1 de l'hémisphère du Λ_b et de celle de l'hémisphère opposé, M_2 :

$$E_{tot} = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_1^2 - M_2^2}{2\sqrt{s}} \quad (4.8)$$

L'énergie du neutrino est donnée à partir des relations 4.7 et 4.8, par :

$$E_\nu = E_{tot} - E_{vis}$$

La résolution en énergie du neutrino (figure 4.13) est de 2,7 GeV avec correction en masse et 3 GeV sans. En utilisant l'information sur l'énergie du neutrino, l'énergie du Λ_b est :

$$E_{\Lambda_b} = E_{\Lambda_{cl}} + E_\nu$$

L'impulsion du Λ_b est alors :

$$P_{\Lambda_b} = \sqrt{E_{\Lambda_b}^2 - M_{\Lambda_b}^2}$$

⁴Les masses des hémisphères sont calculées à partir de l'ensemble des traces chargées et des photons appartenant à chaque hémisphère.

4.5.2 Non reconstruction de la masse du Λ_b

Si l'énergie du neutrino est connue, la masse du Λ_b est *a priori* accessible pourvu que la direction du neutrino ou celle du Λ_b soit connue. Dans notre analyse, la résolution sur l'énergie du neutrino est suffisante mais aucun estimateur de la direction du Λ_b (tel que le jet ou l'axe de poussée) n'est assez précis pour permettre une reconstruction précise de la masse du Λ_b .

La masse du Λ_b n'a été mesurée avec certitude par aucune expérience. C'est pourquoi, la masse du Λ_b est prise à sa valeur estimée par la théorie (voir section 1.3.3) :

$$m = (5,6 \pm 0,1) \text{ GeV}/c^2$$

L'incertitude théorique sur la masse sera prise en compte dans les erreurs systématiques.

4.5.3 Fonction de résolution de l'impulsion du Λ_b

Soit le temps propre t (resp. t') mesuré événement par événement en tenant compte (resp. en ne tenant pas compte) de l'erreur sur la reconstruction de l'impulsion du Λ_b :

$$t' = \frac{l_{\text{mesurée}}}{(p/m)_{\text{vrai}}} \frac{1}{c} \quad \text{et} \quad t = \frac{l_{\text{mesurée}}}{(p_{\text{mesuré}}/m_{\text{vrai}})} \frac{1}{c} \quad (4.9)$$

La masse du Λ_b est fixée à la masse prédite par la théorie : $m_{\text{vraie}} = 5,6 \text{ GeV}/c^2$. L'erreur sur la mesure du temps propre, c'est à dire la fonction de résolution liée à la mesure de l'impulsion du Λ_b , est paramétrée par la distribution κ :

$$\kappa = \frac{p_{\text{mesuré}}}{p_{\text{vrai}}} = \frac{t'}{t} \quad (4.10)$$

La distribution kappa ainsi obtenue est présentée sans l'utilisation de l'énergie manquante figure 4.14.a. Dans ce cas l'impulsion du Λ_b est sous-estimée de 17% en moyenne par rapport à la valeur vraie, avec une dispersion de 0,12. Par contre, avec l'utilisation de l'énergie manquante pour reconstruire l'énergie du neutrino (figure 4.14.b), l'impulsion du Λ_b est surestimée de 7% en moyenne par rapport à la valeur vraie avec une dispersion de 0,1. Cette dernière distribution sera utilisée lors de l'ajustement de la durée de vie (voir section 4.6.2).

Notons que la résolution sur l'impulsion des traces chargées est une composante très petite de l'erreur sur la reconstruction de P_{Λ_b} , prise en compte dans la distribution kappa.

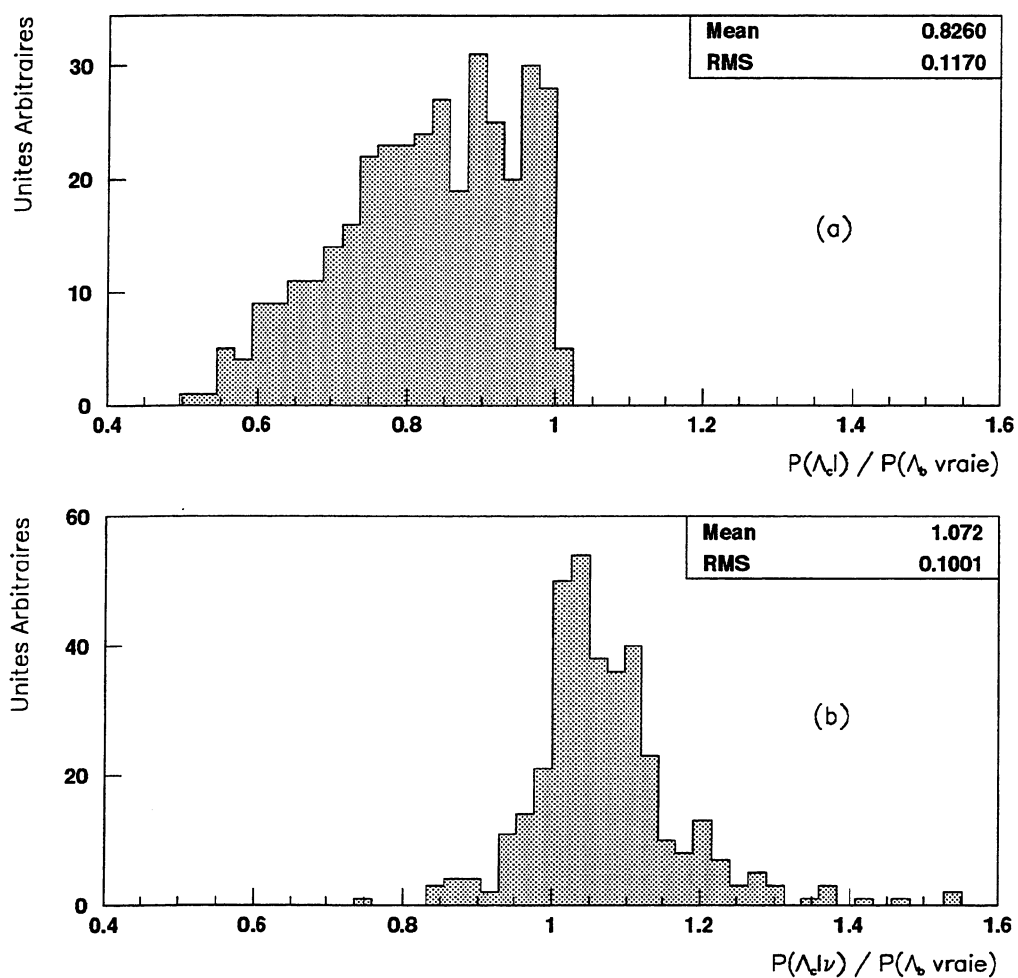


Figure 4.14: Distribution kappa (a) sans l'utilisation du neutrino et (b) avec l'utilisation du neutrino

4.6 Ajustement de la durée de vie

4.6.1 Méthode du maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance [86] consiste à ajuster les paramètres à estimer en faisant l'hypothèse que leur valeur la plus probable est celle qui maximise la vraisemblance. Cette méthode est bien adaptée à la détermination de la durée de vie du Λ_b car elle permet de prendre en compte la présence du bruit de fond et les erreurs expérimentales événement par événement. La vraisemblance $\mathcal{L}$ est définie à partir des fonctions de vraisemblance $\mathcal{L}(t_i)$ pour chaque événement. Puisque les événements sont indépendants entre eux, la fonction de vraisemblance des N événements de l'échantillon est le produit des fonctions de vraisemblance pour chaque événement :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}(t_i)$$

En pratique, il est plus facile de maximiser le logarithme de $\mathcal{L}$:

$$\log \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \log \mathcal{L}(t_i)$$

La méthode du maximum de vraisemblance permet d'obtenir la valeur la plus probable des paramètres, sans biais et avec la variance minimale. L'intervalle à un écart standard des paramètres ajustés est obtenu en recherchant la valeur des paramètres qui diminue de 0,5 la valeur de $\log \mathcal{L}$ au maximum.

Pour mesurer la durée de vie du Λ_b , nous disposons d'un lot d'événements dans le pic contenant des événements de signal contaminés par des événements de bruit de fond (voir section 4.2). La distribution en temps propre des événements de bruit de fond étant déterminée à partir de celle des événements hors pic, il est judicieux d'ajuster simultanément les distributions des événements dans le pic et en dehors du pic, en maximisant :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_P \times \mathcal{L}_{HP} = \prod_{i=1}^{N_P} \mathcal{L}_P(t_i) \times \prod_{i=1}^{N_{HP}} \mathcal{L}_{HP}(t_i)$$

La fonction de vraisemblance associée à un événement $\mathcal{L}(t_i)$ est définie à partir des fonctions de densité de probabilité correspondant à différentes hypothèses (signal ou bruit de fond) pondérées par la probabilité de ces hypothèses.

4.6.2 Fonction de vraisemblance pour un événement dans le pic

Puisqu'un événement dans le pic peut être soit un événement de bruit de fond soit un événement de signal, la fonction de vraisemblance d'un événement dans le pic s'exprime en fonction des densités de probabilité associées à un événement de signal ($\mathcal{P}_S$) et à un événement de bruit de fond ($\mathcal{P}_B$) :

$$\mathcal{L}_P(t_i) = (1 - f_B) \mathcal{P}_S(\tau_{\Lambda_b}, t_i, \sigma_{t_i}) + f_B \mathcal{P}_B(\tau_1, \tau_2, t_i, \sigma_{t_i})$$

Où f_B est la fraction d'événements de bruit de fond dans le pic.

Fonction de densité de probabilité du signal $\mathcal{P}_S$

Cas idéal

Dans le cas idéal, c'est-à-dire sans incertitudes expérimentales, la fonction de densité de probabilité associée au temps propre t^{vrai} , c'est à dire la probabilité de mesurer un temps propre t^{vrai} connaissant le temps propre moyen τ , est donnée par une exponentielle, $E(t^{vrai}, \tau)$:

$$E(t^{vrai}, \tau) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t^{vrai}}{\tau}\right) \quad (4.11)$$

Expérimentalement, le temps propre t est mesuré avec une incertitude σ_t qui dépend des erreurs sur la mesure de la longueur de vol et celle de l'impulsion du Λ_b .

Prise en compte de l'erreur sur la longueur de vol

Soit t' le temps propre mesuré en tenant compte de l'erreur sur la longueur de vol du Λ_b (voir équation 4.9). La probabilité de mesurer un temps propre t' , connaissant sa durée de vie τ et l'erreur $\sigma_{t'}$ sur la mesure du temps propre, est donnée par la fonction de densité de probabilité $H(\tau, t', \sigma_{t'})$, qui est la convolution d'une exponentielle par la fonction de résolution de la longueur de vol l_{Λ_b} (ajustée par une Gaussienne)¹ :

$$\begin{aligned} H(\tau, t', \sigma_{t'}) &= \int_0^\infty E(t^{vrai}, \tau) G(t^{vrai}, t', \sigma_{t'}) dt^{vrai} \\ &= \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t^{vrai}}{\tau}\right) \exp\left(-\frac{(t' - t^{vrai})^2}{2\sigma_{t'}^2}\right) dt^{vrai} \end{aligned} \quad (4.12)$$

En développant cette intégrale et en rétablissant le facteur de normalisation :

$$H(\tau, t', \sigma_{t'}) = \frac{1}{2\tau} \exp\left(\frac{\sigma_{t'}^2}{2\tau^2}\right) \exp\left(-\frac{t'}{\tau}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma_{t'}}{\tau} - \frac{t'}{\sigma_{t'}}\right)\right) \quad (4.13)$$

La fonction d'erreur conjuguée erfc est définie par :

$$\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-t^2} dt \quad (4.14)$$

Prise en compte de l'erreur sur l'impulsion du Λ_b

Si, en plus de l'erreur sur la longueur de vol, l'on tient compte de l'erreur sur l'impulsion du Λ_b , le temps t mesuré est relié à t' par : $t' = t\kappa$ (voir équation 4.10). Puisque les erreurs sur la longueur de vol et sur l'impulsion du Λ_b ne sont

¹En ne tenant pas compte des facteurs de normalisation.

pas corrélées, la fonction de densité de probabilité, $\mathcal{P}_S(\tau, t, \sigma_t)$, est le résultat de la convolution d'une exponentielle par la fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b (ajustée par une Gaussienne) et par la fonction de résolution $K(\kappa)$ de l'impulsion du Λ_b :

$$\mathcal{P}_S(\tau, t, \sigma_t) = \int \int \int E(t^{vrai}, \tau) G(t^{vrai}, t', \sigma_t) K(\kappa) \delta(t - t'/\kappa) dt^{vrai} dt' d\kappa$$

Avec δ , la fonction de Dirac et $K(\kappa)$ la distribution de κ normalisée.

La convolution de l'exponentielle par la Gaussienne ayant été calculée précédemment (4.13), la fonction de densité de probabilité s'écrit en intégrant la fonction de Dirac sur t' :

$$\mathcal{P}_S(\tau, t, \sigma_t) = \int H(\tau, \kappa t, \kappa \sigma_t) K(\kappa) \kappa d\kappa$$

En pratique, la distribution du facteur κ , $K(\kappa)$, n'est pas connue sous une forme analytique; elle est déterminée à partir d'un échantillon d'événements Monte-Carlo. $K(\kappa)$ est représentée par un histogramme normalisé à m intervalles chacun de valeur κ_j (valeur du facteur κ par entrée). La fonction de densité de probabilité du signal est alors obtenue par une intégration numérique :

$$\mathcal{P}_S(\tau, t, \sigma_t) = \sum_{j=1}^m \kappa_j K(\kappa_j) H(\tau, \kappa_j t, \kappa_j \sigma_t) \quad (4.15)$$

Fonction de densité de probabilité du bruit de fond, $\mathcal{P}_B$

Les événements de bruit de fond sont supposés avoir le même comportement que les événements hors pic :

$$\mathcal{P}_B(t_i, \tau_1, \tau_2, \sigma_{t_i}) = \mathcal{L}_{HP}(t_i)$$

où $\mathcal{L}_{HP}(t_i)$ est la fonction de vraisemblance pour les événements hors pic.

4.6.3 Fonction de vraisemblance pour un événement hors pic

La paramétrisation de la fonction de vraisemblance d'un événement hors pic s'exprime en trois termes :

$$\mathcal{L}_{HP}(t_i) = f_0 \mathcal{P}_0 + f_1 \mathcal{P}_1 + f_2 \mathcal{P}_2, \quad (4.16)$$

Avec :

1. $\mathcal{P}_0(t)$, la fonction de densité de probabilité associée à une fraction f_0 d'événements de durée de vie nulle. $\mathcal{P}_0(t)$ est une Gaussienne de largeur σ_t et de moyenne nulle (voir équation 4.5) :

$$\mathcal{P}_0(t) = G(0, t, \sigma_t)$$

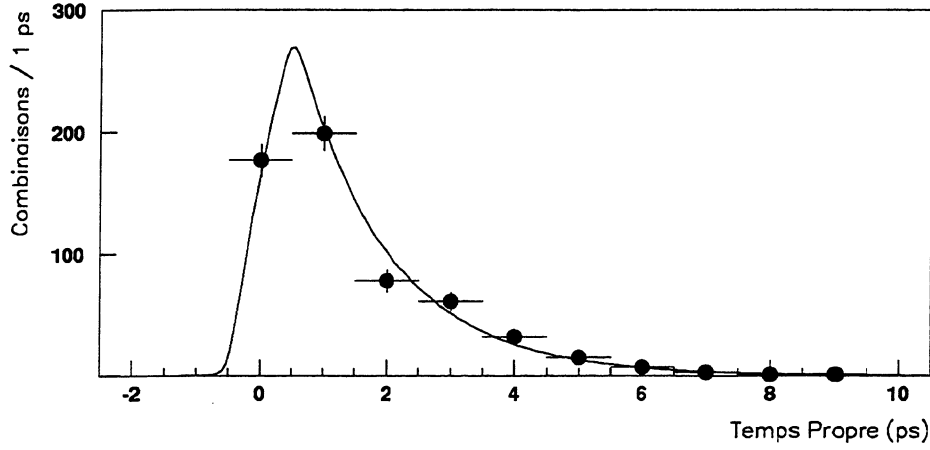


Figure 4.15: Mesure de la durée de vie du Λ_b sur un lot d'événements simulés.

2. $\mathcal{P}_1(t)$, la fonction de densité de probabilité associée à une fraction f_1 d'événements de durée de vie τ_1 . $\mathcal{P}_1(t)$ est la convolution d'une exponentielle par une Gaussienne (voir notations page 128) :

$$\mathcal{P}_1(t) = \int E(t^{vrai}, \tau_1) G(t^{vrai}, t, \sigma_t) dt^{vrai}$$

3. $\mathcal{P}_2(t)$, la fonction de densité de probabilité associée à une fraction $f_2 = 1 - f_0 - f_1$ d'événements de durée de vie τ_2 qui est également une exponentielle convoluée par une Gaussienne :

$$\mathcal{P}_2(t) = \int E(t^{vrai}, \tau_2) G(t^{vrai}, t, \sigma_t) dt^{vrai}$$

Vérification de la méthode

Nous avons utilisé l'ajustement avec la densité de probabilité du signal $\mathcal{P}_s$ décrite ci-dessus sur un lot de 574 événements Monte-carlo $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ reconstruits en l'absence de tout bruit de fond. La durée de vie mesurée (pour une durée de vie engendrée de 1.5 ps) est :

$$\tau = 1.55 \pm 0.07 \text{ ps}$$

Le résultat de l'ajustement est présenté figure 4.15. Ce test montre (dans la limite de l'erreur statistique) l'absence de biais dans la sélection des événements et dans la mesure de la durée de vie.

L'ajustement en présence de bruit de fond a été vérifié à l'aide de simulations Monte-Carlo rapides (voir section 4.7.3).

4.6.4 Méthode du maximum de vraisemblance étendue

L'ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance étendue [87] est importante pour les problèmes de physique pour lesquels :

- le nombre d'événements de signal dépend du paramètre à estimer. Ce qui n'est pas notre cas.
- le nombre d'événements de signal n_S n'est pas connu. Ce qui est notre cas. Nous savons de plus que le nombre d'événements de bruit de fond obéit à une loi de Poisson d'espérance connue.

La spécificité de la méthode du maximum de vraisemblance étendue consiste à laisser libre le nombre total d'événements, tout en le contraignant par un terme de Poisson. Rappelons que dans le cas du maximum de vraisemblance, la vraisemblance associée aux événements dans le pic est :

$$\mathcal{L}_P = \prod_{i=1}^{i=N_P} (1 - f_B) \mathcal{P}_S(t_i) + f_B \mathcal{P}_B(t_i)$$

Dans cette formule, le nombre d'événements de bruit de fond N_B (et par conséquent celui du signal) suit implicitement une loi binomiale. Or, le nombre d'événements de bruit de fond N_B effectivement dans le signal suit une loi de Poisson d'espérance n_B dont la variance est plus élevée⁵ que celle de la loi binomiale. Le nombre total d'événements dans le pic suit également une loi de Poisson, d'espérance inconnue. Pour prendre en compte cela dans l'ajustement, on contraint le nombre total d'événements dans le pic (N_P) à suivre une loi de Poisson d'espérance n_P (n_P est laissé libre dans l'ajustement), ce qui s'écrit :

$$\mathcal{L}_P = \frac{n_P^{N_P} e^{-n_P}}{N_P!} \prod_{i=1}^{i=N_P} \frac{n_P - n_B}{n_P} \mathcal{P}_S(t_i) + \frac{n_B}{n_P} \mathcal{P}_B(t_i)$$

De même pour les événements hors pic :

$$\mathcal{L}_{HP} = \frac{n_{HP}^{N_{HP}} e^{-n_{HP}}}{N_{HP}!} \prod_{i=1}^{i=N_{HP}} \frac{n_0}{n_{HP}} \mathcal{P}_0 + \frac{n_1}{n_{HP}} \mathcal{P}_1 + \frac{n_{HP} - n_0 - n_1}{n_{HP}} \mathcal{P}_2$$

le nombre d'événements hors pic, n_{HP} attendu est laissé libre, de même que n_0 et n_1 .

⁵Suivant la loi de Poisson la variance est : $Var(N_B) = n_B$, alors que pour la loi binomiale la variance est : $Var(N_B) = n_B(1 - \frac{n_B}{N_P})$. Si N_P est grand les deux lois sont équivalentes.

4.6.5 Résultats de l'ajustement

Le traitement de l'ensemble des événements du pic et hors pic a permis l'ajustement simultané de sept paramètres libres associés à la connaissance du Λ_b et du bruit de fond :

- $\tau_{\Lambda_b} = 1,04^{+0,38}_{-0,26}$ ps, la durée de vie du Λ_b ,
- $n_P = 30,0^{+5,8}_{-5,2}$, le nombre total d'événements attendus dans le pic,
- $n_{HP} = 172,0^{+13,4}_{-12,8}$, le nombre total d'événements attendus hors pic,
- $n_0 = 23,3^{+9,0}_{-8,3}$, le nombre d'événements de bruit de fond de durée de vie nulle,
- $n_1 = 50,9^{+25,6}_{-25,5}$, le nombre d'événements de bruit de fond de durée de vie τ_1 ,
- $\tau_1 = 2,28^{+0,94}_{-0,49}$ ps, la durée de vie des n_1 événements de bruit de fond,
- $\tau_2 = 0,60^{+0,22}_{-0,16}$ ps, la durée de vie des $n_2 = n_{HP} - n_1 - n_0$ événements de bruit de fond.

Les courbes résultantes sont représentées figure 4.16. Cet ajustement ne dépend pas de la simulation Monte-Carlo; à l'exception du facteur kappa.

4.7 Discussion de l'erreur statistique

4.7.1 Comparaison avec les résultats obtenus en 1991 et 1992

Les résultats de l'ajustement sont présentés pour les années 1991 et 1992 dans la première colonne et pour les années 1991, 1992 et 1993 dans la deuxième colonne du tableau suivant :

paramètres	1991 et 1992	1991, 1992 et 1993
τ_{Λ_b} (ps)	$1,03^{+0,36}_{-0,25}$	$1,04^{+0,38}_{-0,26}$
n_P (événements)	$19,1^{+4,7}_{-4,0}$	$30,0^{+5,8}_{-5,2}$
n_{HP} (événements)	$113,0^{+10,1}_{-10,3}$	$172,0^{+13,4}_{-12,8}$
n_0 (événements)	$14,5^{+8,1}_{-7,4}$	$23,3^{+9,0}_{-8,3}$
n_1 (événements)	$25,3^{+24,6}_{-20,7}$	$50,9^{+25,6}_{-25,5}$
τ_1 (ps)	$2,47^{+3,21}_{-0,76}$	$2,28^{+0,94}_{-0,49}$
τ_2 (ps)	$0,64^{+0,31}_{-0,23}$	$0,60^{+0,22}_{-0,16}$

Puisque le nombre d'événements a augmenté de 50% en ajoutant les événements sélectionnés en 1993, l'erreur statistique relative sur la durée de vie du Λ_b aurait dû *a priori* diminuer d'un facteur $\sqrt{1,5}$. Les résultats de l'ajustement montrent un

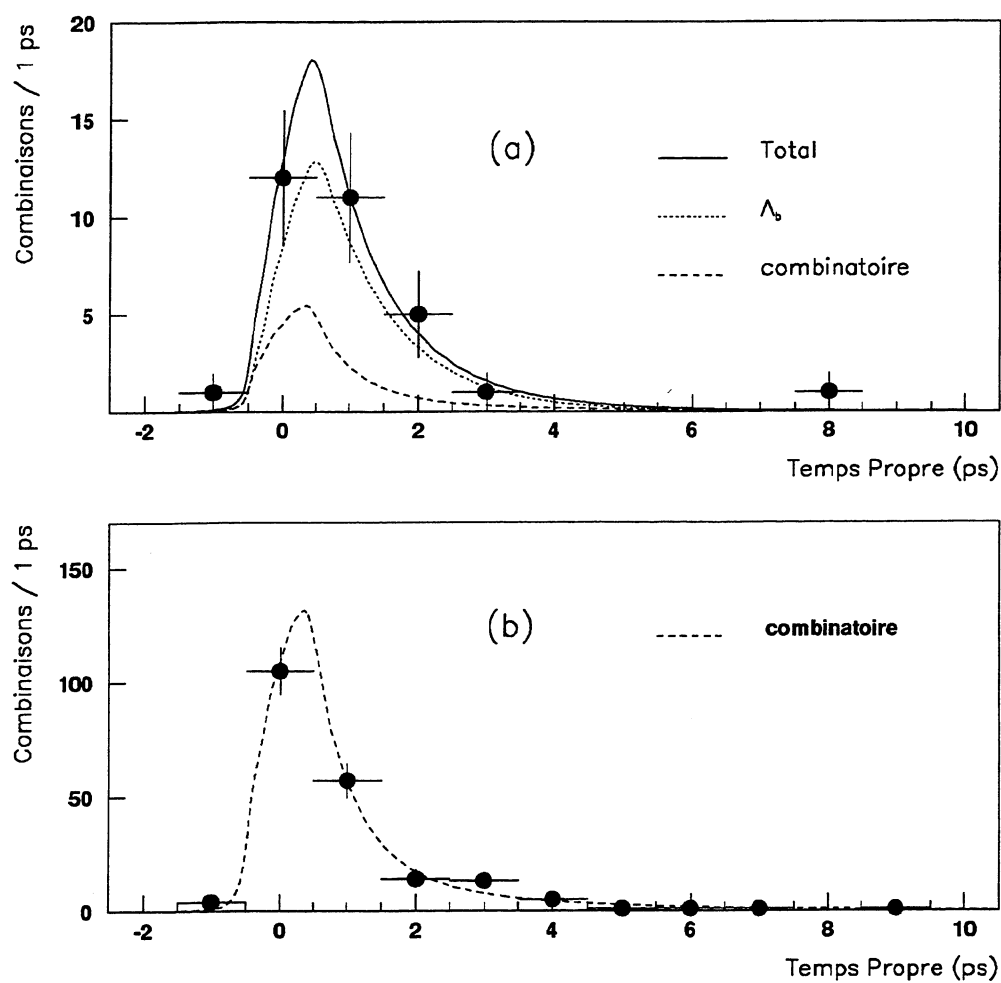


Figure 4.16: Distributions des temps propres (a) des événements dans le pic et (b) des événements hors pic. Les résultats de l'ajustement des durées de vie de signal et de bruit de fond ont été superposés à ces distributions.

résultat différent puisque l'erreur statistique relative⁶ est égale à 30% pour l'analyse des données enregistrées en 1991 et 1992 et qu'elle est aussi de 30% pour l'analyse des données enregistrées en 1991, 1992 et 1993. Ce résultat *a priori* surprenant est dû à la présence d'un événement à grand temps propre (7,5 ps) dans l'échantillon d'événements sélectionnés en 1993. En effet, si cet événement est éliminé de l'ajustement, la durée de vie du Λ_b est de $0,94^{+0,26}_{-0,20}$ ps et l'erreur statistique relative est de 24%, égale à l'erreur attendue. L'examen approfondi de cet événement (voir ci-dessous) ne révèle cependant aucun comportement pathologique particulier; il n'y a donc aucune raison de l'exclure de la mesure de la durée de vie.

Les caractéristiques de l'événement dont le temps propre est égal à 7,5 ps sont récapitulées dans le tableau 4.2. Le lepton de l'événement est un électron n'ayant pas rayonné de photon de rayonnement de freinage. Les traces du lepton, du pion, du kaon et du proton sont incluses dans l'acceptance du VDET; chaque trace a laissé au moins un impact dans le VDET. Toutes les traces à l'exception du kaon ont laissé au moins cinq impacts dans l'ITC. La seule particularité éventuelle de cet événement est que le kaon est associé à deux impacts VDET, alors qu'il n'est associé à aucun impact ITC et qu'il a une impulsion à la limite de la valeur de coupure. Les probabilités de χ^2 de former le vertex Λ_c^+ et le vertex $\Lambda_c^+ l^-$ sont bonnes. La longueur de vol du Λ_b est de 1,25 cm et l'erreur sur la longueur de vol est de 0,015 cm. La longueur de vol du Λ_c^+ est de 0,04 cm avec une erreur de 0,02 cm.

	électron	proton	kaon	pion	Λ_c^+	$\Lambda_c^+ l^-$
P (GeV)	13,6	5,3	2,0	5,0	12,3	25,6
$\cos \theta$	0,72	0,62	0,49	0,46	0,51	0,64
impacts VDET	1	2	2	2		
impacts ITC	8	5	0	8		
Prob (χ^2)					7%	44%

Tableau 4.2: Caractéristiques de l'événement dont le temps propre est égal à 7,5 ps .

Calculons maintenant, à partir des hypothèses avec lesquelles l'ajustement a été fait, la probabilité pour qu'au moins un événement ayant un temps propre aussi élevé soit présent :

- Soit P_S , la probabilité pour qu'un événement de signal donné ait un temps propre supérieur ou égal à $t_0 = 7,5$ ps :

$$P_S = \int_{t_0}^{\infty} \mathcal{P}_S(t) dt$$

En utilisant la durée de vie du Λ_b mesurée ($\tau_{\Lambda_b} = 1,04$ ps), P_S vaut $7,4 \cdot 10^{-4}$; en supposant que le Λ_b a la même durée de vie que les autres hadrons beaux ($\tau_{\Lambda_b} = 1,48$ ps) P_S vaut $6,7 \cdot 10^{-3}$.

⁶ Obtenue en moyennant l'erreur positive et l'erreur négative

- Soit P_B , la probabilité pour qu'un événement de bruit de fond donné ait un temps propre supérieur ou égal à $t_0 = 7,5$ ps :

$$P_B = \int_{t_0}^{\infty} \mathcal{P}_B(t) dt$$

En utilisant les paramètres de l'ajustement P_B vaut $1,1 \cdot 10^{-2}$.

Puisque nous ignorons si cet événement est un événement de bruit de fond ou de signal, il faut calculer la probabilité P pour qu'au moins un événement parmi les $N_S = N_P - N_B$ événements de signal et les N_B événements de bruit de fond ait un temps propre supérieur à t_0 :

$$P = 1 - \{(1 - P_S)^{N_P - N_B} \cdot (1 - P_B)^{N_B}\}$$

Il faut également prendre en compte le fait que le nombre d'événements de bruit de fond n'est pas connu et qu'il obéit à une loi de Poisson d'espérance connue. La probabilité P devient :

$$P = \sum_{N_B=0}^{N_P} \frac{e^{-n_B} n_B^{N_B}}{N_B!} [1 - \{(1 - P_S)^{N_P - N_B} \cdot (1 - P_B)^{N_B}\}]$$

La probabilité est : $P=9\%$ si la durée de vie vraie du Λ_b est de $\tau = 1,04$ ps et $P=21\%$ si $\tau = 1,48$ ps. La probabilité d'avoir au moins un événement dont le temps propre est supérieur à $7,5$ ps n'est donc pas faible. Cet événement ne remet donc pas en cause l'ajustement.

4.7.2 Estimation qualitative

L'erreur statistique sur la durée de vie (moyenne des temps propres) pour un nombre N_S d'événements de signal est reliée à l'écart type σ de la distribution des temps propres par :

$$\sigma_\tau = \frac{\sigma}{\sqrt{N_S}}$$

La distribution des temps propres est donnée par une exponentielle convoluée par la résolution sur les temps propres. L'écart type de la distribution des temps propres, σ , est la somme en quadrature de l'écart type sur la loi exponentielle, τ , et de l'écart type de la résolution sur le temps propre, σ_t :

$$\sigma = \tau \oplus \sigma_t$$

L'écart type de la résolution sur le temps propre, σ_t , est fonction de l'erreur sur la mesure de la longueur de désintégration et de celle sur l'impulsion du Λ_b :

$$\frac{\sigma_t}{t} = \frac{\sigma_l}{l} \oplus \frac{\sigma_p}{p}$$

Cette relation est valable événement par événement. En pratique, on prend l'erreur sur la moyenne des temps propres. L'erreur relative sur la durée de vie est alors :

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\sigma_l}{\langle l \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{\langle p \rangle}\right)^2 + 1}}{\sqrt{N_S}} \quad (4.17)$$

Connaissant la valeur moyenne de la longueur de vol du Λ_b , $\langle l \rangle \sim 2 \text{ mm}$ et l'erreur sur cette longueur, $\sigma_l \sim 200 \text{ } \mu\text{m}$, connaissant par ailleurs l'erreur relative sur l'impulsion du Λ_b , $\sigma_p / \langle p \rangle \sim 10\%$, l'erreur relative sur la durée de vie pour les $N_S \sim N_P - n_B = 24$ événements de l'analyse est attendue de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} \sim 21\%$$

(dans le cas des $N_S = 14$ événements de signal sélectionnés en 1991 et 1992, $\frac{\sigma_\tau}{\tau} \sim 27\%$).

Le bruit de fond n'a pas été pris en compte dans cette estimation. Or, la soustraction de la contribution du bruit de fond est sujette à une incertitude liée à la méconnaissance du nombre d'événements de bruit de fond et à la méconnaissance de la distribution de leurs temps propres. Ce phénomène est étudié plus en détail dans la section suivante.

4.7.3 Etudes Monte-Carlo rapides

Des expériences Monte-Carlo rapides ont été réalisées afin de quantifier l'effet des événements de bruit de fond sur l'erreur statistique de la mesure de la durée de vie. Chaque expérience consiste à :

- Tirer le nombre d'événements de bruit de fond dans le pic, N_B , suivant une loi de Poisson⁷ dont l'espérance est le nombre d'événements de bruit de fond attendu n_B utilisé dans l'analyse (7,2 événements).
- Le nombre d'événements de signal est alors $N_S = N_P - N_B$, où N_P est le nombre total d'événements dans le pic, $N_P = 31$.
- Le nombre d'événements de bruit de fond, à partir duquel la durée de vie du bruit de fond est déterminée, est le nombre d'événements hors pic utilisé dans l'analyse, $N_{HP} = 170$.
- Pour les N_S événements de signal, leur temps propre est tiré suivant une loi exponentielle (dont la moyenne est la durée de vie mesurée dans l'analyse) élargie par une Gaussienne de largeur 15% représentant la résolution sur la longueur de vol et sur l'impulsion du Λ_b .
- Le temps propre des N_B et N_{HP} événements de bruit de fond est tiré suivant une loi représentée par la somme d'une fonction de Dirac en zéro et de deux exponentielles (dont les durées de vie et les proportions sont celles obtenues dans l'analyse), le tout étant élargi par une Gaussienne identique à celle utilisée pour le signal.

⁷Si N_B est supérieur à N_P , N_B est tiré à nouveau.

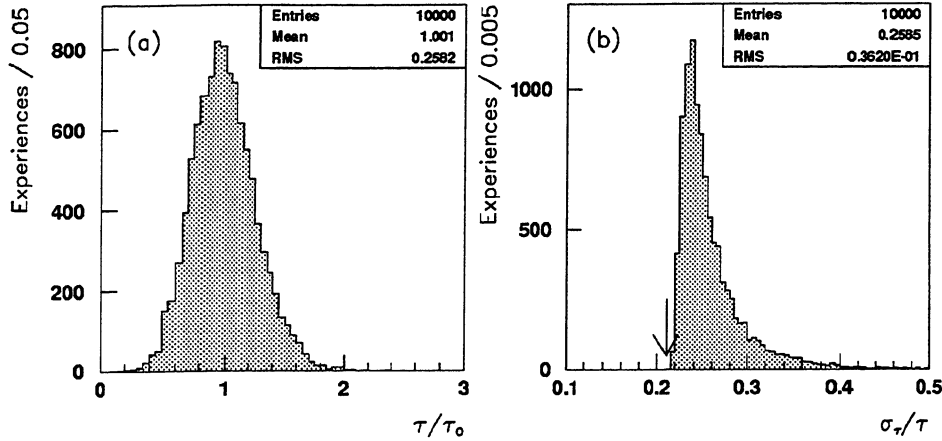


Figure 4.17: (a) Distribution du rapport de la durée de vie mesurée à la durée de vie initiale et (b) Distribution de l'erreur relative mesurée. La flèche indique l'erreur relative prévue par l'équation 4.17 pour $N_s = 24$

- Les événements obtenus sont soumis à la même procédure d'ajustement que celle que nous avons présentée section 4.6.

Une telle expérience est recommencée 10.000 fois. La figure 4.17.a montre que la valeur centrale de la durée de vie mesurée est compatible avec la durée de vie initiale, prouvant l'absence de biais de la méthode. De plus, la durée de vie mesurée est dans $(68, 6 \pm 0, 5)\%$ des cas à moins d'un écart standard de la durée de vie initiale, contre les 68, 3% attendus (définition de l'écart standard), prouvant la validité de l'évaluation de l'incertitude.

En l'absence de bruit de fond, la distribution de l'erreur relative mesurée est une Gaussienne de faible largeur, dont la moyenne est égale à σ_τ/τ comme ce qui était prévu par l'estimation rapide de la section précédente (équation 4.17). En présence de bruit de fond, la distribution de l'erreur relative mesurée (figure 4.17.b) change de forme et présente une traîne vers les plus grandes valeurs. Dans la situation de l'analyse, l'erreur relative la plus probable est de 24%. La probabilité d'avoir une erreur au moins aussi grande que l'erreur relative mesurée dans l'analyse, 30%, est de 10%.

La conclusion de ces expériences rapides est que la méthode d'ajustement utilisée est cohérente et que les résultats obtenus ne sont pas particulièrement improbables.

Modification de la méthode d'ajustement ?

Pour éviter qu'un événement à grande durée de vie induise une grande erreur relative sur la durée de vie, il est envisageable d'exclure de l'ajustement les événements dont le temps propre est supérieur à un temps propre t_{max} , arbitrairement choisi. Il suffit pour cela de renormaliser la fonction de densité de probabilité [86]. Pour une expérience donnée, l'erreur relative serait en moyenne plus grande, mais la

probabilité d'avoir une erreur relative vraiment plus grande que la moyenne serait plus faible. Mais les questions suivantes se posent :

- Quelle valeur donner *a priori* à t_{max} ?
- Pouvons-nous *a posteriori* fixer t_{max} , sans biaiser notre résultat ?

Le choix de t_{max} peut être arbitraire mais il ne doit pas être fait au vu des données réelles; c'est pourquoi nous conservons la méthode initiale.

4.8 Etude des erreurs systématiques

Les différentes sources d'erreurs systématiques considérées sont décrites en détails ci-dessous et leurs effets sur la durée de vie du Λ_b sont répertoriés dans le tableau 4.4 de la page 142.

4.8.1 Fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b

Au cours de l'analyse, la fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b est paramétrée par une Gaussienne de largeur σ_1 . Pour évaluer l'erreur systématique, la fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b est paramétrée par deux Gaussiennes pour tenir compte d'une traîne éventuelle (voir section 4.4.4) :

$$G(l^{vraie}, l^{mesurée}, \sigma_{l,1}, \sigma_{l,2}, f_{res}) = (1 - f_{res})G(l^{vraie}, l^{mesurée}, \sigma_{l,1}) + f_{res}G(l^{vraie}, l^{mesurée}, \sigma_{l,2}) \quad (4.18)$$

$$\text{Où } \sigma_{l,1} = \frac{\sigma_{res,1} \times \sigma_{l\Lambda_b}}{\sigma_{biais}} \text{ et } \sigma_{l,2} = \frac{\sigma_{res,2} \times \sigma_{l\Lambda_b}}{\sigma_{biais}}$$

La convolution de l'exponentielle par la fonction de résolution de la longueur de vol du Λ_b est :

$$H(\tau, t', \sigma_{t',1}, \sigma_{t',2}, f_{res}) = \int_0^\infty (1 - f_{res}) E(t^{vrai}, \tau) G(t^{vrai}, t', \sigma_{t',1}) + f_{res} E(t^{vrai}, \tau) G(t^{vrai}, t', \sigma_{t',2}) dt^{vrai} \quad (4.19)$$

Les largeurs $\sigma_{res,1} = 1,21$ et $\sigma_{res,2} = 5$ sont variées de $\pm 20\%$ et leur fraction relative $f_{res} = 4\%$ est variée entre 0 et 7%. Ces variations entraînent une variation de la durée de vie du Λ_b de $\pm 0,02$ ps.

4.8.2 Bruit de fond combinatoire

Estimation de la fraction de bruit de fond

Le nombre d'événements de bruit de fond combinatoire ($7,2 \pm 0,8$) dans le pic situé à la masse du Λ_c^+ est évalué à partir de l'ajustement par un polynôme du premier degré des événements hors pic et est fixé dans l'ajustement de la durée de vie du Λ_b .

La fluctuation statistique du nombre d'événements de signal parmi les événements du pic est prise en compte dans les erreurs statistiques de l'ajustement de la durée de vie. L'erreur systématique sur le nombre d'événements de bruit de fond, déterminée en changeant de fonction d'ajustement (polynôme de degré un ou deux) et de largeur d'intervalle, est du même ordre que l'erreur statistique. La variation du nombre d'événements de bruit de fond dans ses erreurs ($\pm 1,0$) entraîne une variation de la durée de vie de $\pm 0,010$ ps.

Ajustement du bruit de fond

La détermination de la fonction de probabilité du bruit de fond à l'aide des événements hors pic suppose que ces événements ont les mêmes caractéristiques (composition, cinématique) que les événements hors pic. L'ajustement est répété en utilisant séparément les événements de bon signe et les événements de mauvais signe. Cette nouvelle composition conduit à une variation de la durée de vie de $\pm 0,05$ ps.

4.8.3 Bruit de fond physique

Le processus $B \rightarrow \Lambda_c l \nu X$ (2.b) contribue au maximum pour 1,6 événements dans le pic. La durée de vie apparente de ces événements (mesurée sur des événements Monte-Carlo) est de $1,95 \pm 0,40$ ps. La longueur de désintégration moyenne de ces événements est la même que celle des mésons B dont la durée de vie est fixée à 1,5 ps mais l'impulsion mesurée est plus faible car une particule X n'est pas comptabilisée. En ajoutant un terme exponentiel correspondant à une durée de vie de 1,95 ps à la densité de probabilité du bruit de fond, la durée de vie du signal varie de 0,03 ps.

4.8.4 Distribution κ

La distribution kappa qui rend compte de l'erreur sur la reconstruction de l'impulsion du Λ_b est la seule information déterminée à partir de la simulation Monte-Carlo. Il est donc important de cerner tous les processus susceptibles de déformer la distribution kappa; tels que la polarisation du Λ_b , sa fragmentation, le modèle de désintégration utilisé ainsi que les possibles désintégrations du Λ_b en quatre corps.

Polarisation du Λ_b

La méconnaissance de la polarisation du Λ_b , qui a déjà été évoquée dans la section 1.6.3, est importante pour la détermination de la distribution kappa. Dans la simulation utilisée jusqu'à présent, le Λ_b n'est pas polarisé ($\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0\%$). Le spectre en

impulsion du lepton issu de la désintégration du Λ_b dépend de la polarisation du quark b; en cas de polarisation. La modification de ce spectre rejait directement sur la forme de la distribution kappa. Pour étudier l'influence de la polarisation sur la mesure de la durée de vie du Λ_b , nous avons réalisé une nouvelle simulation Monte-Carlo, dans laquelle le Λ_b conserve toute la polarisation du quark b initial : $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 94\%$. L'influence de la polarisation du Λ_b sur la valeur de sa durée de vie est faible, elle est inférieure à $\pm 0,01$ ps.

Fragmentation du quark b

Dans la simulation Monte-Carlo que nous avons utilisée, la valeur du paramètre ϵ_b de la fonction de Peterson vaut 0,006. Pour prendre en compte, les variations du spectre en impulsion du Λ_b en fonction de la valeur de ϵ_b , ϵ_b a été varié entre 0,003 et 0,01 en repondérant les événements entrant dans la distribution kappa. Cette variation de ϵ_b entraîne une incertitude sur la durée de vie de $\pm 0,01$ ps.

Modèles de désintégration

En pratique, le spectre en impulsion du lepton dans le centre de masse du Λ_b est différent suivant le modèle de désintégration choisi, ce qui a un effet sur l'impulsion du Λ_b reconstruit et par conséquent sur la distribution kappa. Pour estimer l'erreur systématique provenant de la variation de la distribution kappa, trois modèles de désintégration différents ont été utilisés : celui de J. G. Korner et G. A. Schuler [88] (modèle présent dans la simulation utilisée pour l'analyse), celui de M. Bauer, B. Stech et M.B. Wirbel [89] et celui de B. Grinstein, N. Isgur, M. B. Wise [90]. L'erreur systématique maximale sur la durée de vie est inférieure à 0,01ps.

Désintégration à quatre corps du Λ_b

L'état final des désintégrations semi-leptonique du Λ_b peut être composé de trois corps ou plus. Dans notre analyse, l'impulsion d'un quatrième corps n'est pas prise en compte; l'impulsion du Λ_b reconstruite est donc, dans ce cas, sous estimée. Ce biais n'est pas corrigé par la distribution kappa, car seules les désintégrations à trois corps $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ existent dans la simulation Monte-Carlo utilisée.

Bien qu'aucune prédiction théorique ne donne l'importance de ces modes, on s'attend, par analogie au secteur des mésons beaux, à ce que le mode de désintégration à trois corps domine les désintégrations semi-leptoniques des Λ_b . L'effet des désintégrations à quatre corps sur la mesure de la durée de vie du Λ_b a été estimé grâce à l'utilisation d'une simulation Monte-Carlo, avec les proportions suivantes : 80% $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, 10% $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \pi$ et 10% $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \rho$. Il faut noter toutefois que l'efficacité de sélection de ces deux modes est plus faible en raison de la coupure de sélection en masse invariante $\Lambda_c^+ l^-$ ($M_{\Lambda_c^+ l^-} > 3,5 \text{ GeV}$). La proportion des deux modes dans l'échantillon final est de 5 % chacun. La distribution kappa est représentée figure 4.18 pour chacun des trois cas : $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \pi$ et $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \rho$.

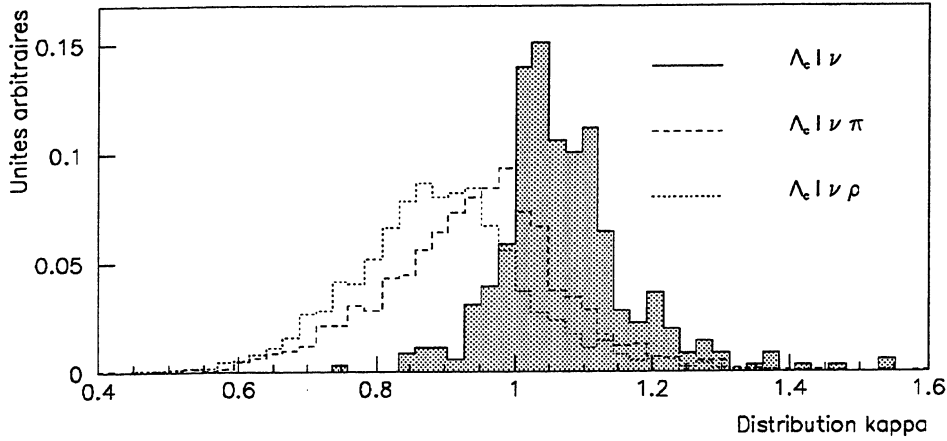


Figure 4.18: Distribution kappa pour la désintégration de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ (en traits pleins) $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \rho$ (en pointillés) et $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu} \pi$ (en traits tirés).

L'erreur systématique sur la durée de vie provenant des désintégrations à quatre corps est de 0,03 ps.

Energie du neutrino

Pour prendre en compte le cas où la simulation Monte-Carlo ne reproduit pas bien la traîne de la distribution kappa, celle-ci est ajustée par la somme de deux gaussiennes de moyennes 1,05 et 1,11, de largeurs 0,05 et 0,14 et dont la surface de la deuxième gaussienne représente 34% de la surface des deux gaussiennes. La contribution de la deuxième gaussienne est variée de $\pm 20\%$. La variation correspondante de la durée de vie est de 0,007 ps.

4.8.5 Masse du Λ_b

Comme la masse du Λ_b n'est pas encore mesurée expérimentalement sur un échantillon d'événement incontesté, la masse du Λ_b a été choisie sur les bases des prédictions théoriques, $M_{\Lambda_b} = (5,6 \pm 0,1) \text{ GeV}/c^2$ (voir section 1.3.3). La variation de la masse du Λ_b dans ses erreurs ($\pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$) permet d'estimer l'effet sur la mesure de sa durée de vie à $\pm 0,02 \text{ ps}$.

4.8.6 Biais issu de la méthode du maximum de vraisemblance

Pour une dernière vérification, la méthode du maximum de vraisemblance simple est utilisée à la place de la méthode du maximum de vraisemblance étendue. La valeur centrale de la durée de vie du Λ_b change alors très peu, de moins de 0,005 ps : le nombre d'événements utilisés est suffisamment grand pour que ces deux méthodes soient équivalentes.

	κ avec neutrino	κ sans neutrino
τ_{Λ_b} (ps)	$1,04^{+0,38}_{-0,26}$	$1,05^{+0,35}_{-0,25}$
n_P (événements)	$30,0^{+5,8}_{-5,2}$	$30,3^{+5,8}_{-5,2}$
n_{HP} (événements)	$172,0^{+13,4}_{-12,8}$	$172,0^{+13,5}_{-12,8}$
n_0 (événements)	$23,3^{+9,0}_{-8,3}$	$23,5^{+8,8}_{-8,1}$
n_1 (événements)	$50,9^{+25,6}_{-25,5}$	$50,9^{+23,7}_{-20,7}$
τ_1 (ps)	$2,28^{+0,94}_{-0,49}$	$2,82^{+0,96}_{-0,60}$
τ_2 (ps)	$0,60^{+0,22}_{-0,16}$	$0,72^{+0,22}_{-0,17}$

Tableau 4.3: Tableau comparatif des résultats de l'ajustement de la durée de vie du Λ_b avec ou sans l'utilisation du neutrino. Pour faciliter la lecture, les résultats avec utilisation de l'information sur l'énergie du neutrino qui ont déjà été montrés dans la section 3.6.5, sont reportés ici.

4.9 Intérêt de la mesure de l'énergie du neutrino

L'utilisation ou non de l'information sur l'énergie du neutrino rejaillit directement sur la forme de la distribution kappa (voir section 4.5). En n'utilisant pas l'information sur l'énergie du neutrino, la distribution kappa dépend de la modélisation de la production et de la désintégration du Λ_b dans le simulation Monte-Carlo. Par contre, avec l'utilisation du neutrino, la distribution kappa dépend de la simulation de la reconstruction des énergies dans le calorimètre électromagnétique et de la production des hadrons neutres (K_L^0 , neutrons et Λ) lors de la fragmentation. Les résultats donnés par ces deux méthodes sont présentés dans le tableau 4.3.

Les erreurs statistiques sont identiques car la résolution sur l'impulsion du Λ_b en utilisant uniquement $P_{\Lambda_c^+ l^-}$ est déjà suffisamment bonne pour n'avoir aucun effet négatif sur l'erreur relative de la durée de vie (voir section 4.7.2). Les valeurs centrales de la durée de vie sont très proches. Les erreurs systématiques sont discutées dans la section suivante.

Comparaison des erreurs systématiques

La première colonne du tableau 4.4 récapitule les erreurs systématiques que nous venons d'étudier dans le cas de l'utilisation de l'énergie du neutrino. La deuxième colonne de ce tableau détaille ces mêmes erreurs systématiques obtenues sans utiliser l'information sur l'énergie du neutrino.

Toutes les erreurs systématiques, à l'exception de celle issue de la polarisation, sont similaires avec ou sans l'utilisation de l'énergie du neutrino.

4.9 Intérêt de la mesure de l'énergie du neutrino

erreurs systématiques (ps)		
source	kappa avec neutrino	kappa sans neutrino
Fonction de résolution	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$
Fraction de bruit de fond	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$
Forme du bruit de fond	$\pm 0,04$	$\pm 0,03$
Bruit de fond physique	$\pm 0,03$	$\pm 0,03$
Modèles de désintégration	$\leq 0,01$	$\pm 0,02$
Fragmentation du quark b	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$
Polarisation du Λ_b	$\leq 0,01$	$\pm 0,03$
Désintégration à quatre corps	$\pm 0,03$	$\pm 0,03$
Energie du neutrino	$\pm 0,01$	-
Masse du Λ_b	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$
Total	0,07	0,07

Tableau 4.4: Erreurs systématiques sur la durée de vie du Λ_b avec ou sans utilisation de l'énergie du neutrino.

Polarisation du Λ_b

Le fait de prendre en compte l'énergie du neutrino permet de s'affranchir de la méconnaissance de la polarisation du Λ_b (sections 1.6.3 et 4.8.4) en reconstruisant complètement l'impulsion du Λ_b ; l'erreur systématique sur la durée de vie du Λ_b est faible, $\leq 0,01$ ps. Par contre, si l'information provenant du neutrino n'est pas utilisée, la durée de vie du Λ_b varie de $+0,06$ ps lorsque la polarisation varie de 0% à 94%. Dans ce cas, la valeur finale de la durée de vie du Λ_b est donnée pour une polarisation du Λ_b de $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = (47 \pm 47)\%$; la valeur centrale de la durée de vie a été corrigée dans le tableau 4.3 de la moitié ($+0,03$ ps) et l'erreur systématique est prise égale à cette correction ($\pm 0,03$ ps).

Fragmentation du Λ_b

On aurait pu s'attendre à une meilleure erreur systématique provenant de la fragmentation du Λ_b , grâce à l'utilisation de l'énergie du neutrino. Ce n'est pas le cas, car la résolution sur l'énergie du neutrino dépend elle-même de la fragmentation. En effet, lorsque l'impulsion du Λ_b est faible, l'énergie disponible pour les hadrons neutres lors de la fragmentation est plus grande. Comme l'énergie neutre n'est pas prise en compte dans le calcul de l'énergie du neutrino, cela tend à dégrader sa résolution. La dépendance de la distribution kappa (calculée en utilisant l'énergie du neutrino) en fonction de l'impulsion du Λ_b est illustrée figure 4.19.

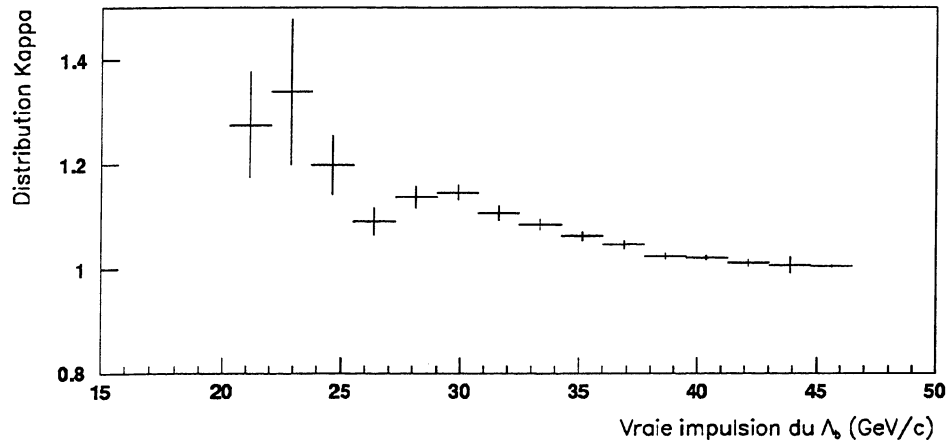


Figure 4.19: Moyenne de la distribution kappa en fonction de l'impulsion vraie du Λ_b .

Désintégrations à quatre corps

L'erreur systématique provenant des désintégrations à quatre corps est grande dans les deux cas. L'impulsion du quatrième corps est ignorée dans le calcul de l'impulsion du Λ_b , donnant lieu dans les deux cas à une erreur sur l'impulsion égale à l'impulsion du quatrième corps.

En conclusion, ces deux méthodes de mesure de l'impulsion du Λ_b sont complémentaires et le fait qu'elles donnent des résultats semblables conforte notre méthode d'analyse. L'utilisation de l'énergie du neutrino ne permet pas d'améliorer l'erreur statistique mais elle permet une amélioration de l'erreur systématique provenant de la méconnaissance de la polarisation du Λ_b et utilise toutes les potentialités du détecteur ALEPH. La valeur de la durée de vie que nous avons mesurée est :

$$\tau_{\Lambda_b} = 1,04^{+0,38}_{-0,26} \text{ (stat.)} \pm 0,07 \text{ (syst.) ps}$$

4.10 Mesure de la durée de vie du Λ_c^+

Un autre moyen de vérifier notre méthode d'analyse est de mesurer la durée de vie des Λ_c^+ présents dans l'échantillon final d'événements $\Lambda_c^+ l^-$. Pour cela, la longueur de désintégration du Λ_c^+ est reconstruite à partir des vertex de désintégration du Λ_b et du Λ_c^+ . Les caractéristiques de la désintégration du Λ_c^+ sont les suivantes :

- La résolution sur le vertex du Λ_b le long de sa direction de vol est de $180 \mu\text{m}$.
- La résolution sur le vertex du Λ_c^+ le long de sa direction de vol est de $330 \mu\text{m}$.
- La longueur de vol du Λ_c^+ est déterminée par la même méthode que celle utilisée pour déterminer la longueur de vol du Λ_b : le vecteur joignant le vertex de désintégration du Λ_b et le vertex de désintégration du Λ_c^+ est projeté sur la direction de vol du Λ_c^+ . La longueur de vol moyenne du Λ_c^+ est de $500 \mu\text{m}$.
- La résolution sur la longueur de vol du Λ_c^+ est de $380 \mu\text{m}$.
- L'impulsion du Λ_c^+ est reconstruite totalement à partir du proton, du kaon et du pion. La résolution en impulsion du Λ_c^+ est excellente, elle est de l'ordre de 1%.
- La masse du Λ_c^+ est fixée à la masse donnée par le Particle Data Group : $M_{\Lambda_c^+} = 2284,9 \pm 0,6 \text{ GeV}/c^2$.

Un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance est effectué de façon similaire à celui effectué pour le Λ_b . Les seules différences proviennent de la forme du bruit de fond qui comprend une seule exponentielle au lieu de deux. D'autre part, pour un meilleur ajustement du bruit de fond, la largeur de la Gaussienne du bruit de fond est laissée libre⁸. Les résultats de l'ajustement sont (figure 4.20) :

- durée de vie du Λ_c^+ : $\tau_{\Lambda_c} = 0,25 \pm 0,08 \text{ ps}$,
- fraction d'événements de durée de vie nulle : $f_0 = 0,83$,
- fraction d'événements de durée de vie τ_1 : $f_1 = 0,17$,
- durée de vie du bruit de fond : $\tau_1 = 0,57^{+0,22}_{-0,15} \text{ ps}$,
- largeur de la gaussienne: $2,5 \pm 0,2$.

La durée de vie du Λ_c^+ mesurée est compatible avec la durée de vie du Λ_c^+ donnée dans le Particle Data Group :

$$\tau(\Lambda_c^+) = 0,191^{+0,015}_{-0,012} \text{ ps}$$

La durée de vie du Λ_c^+ mesurée est incompatible (à plus de deux écarts standard) avec les durées de vie de tous les mésons charmés (voir section 1.5.2).

⁸Les résultats de l'ajustement ne dépendent pas de ce choix.

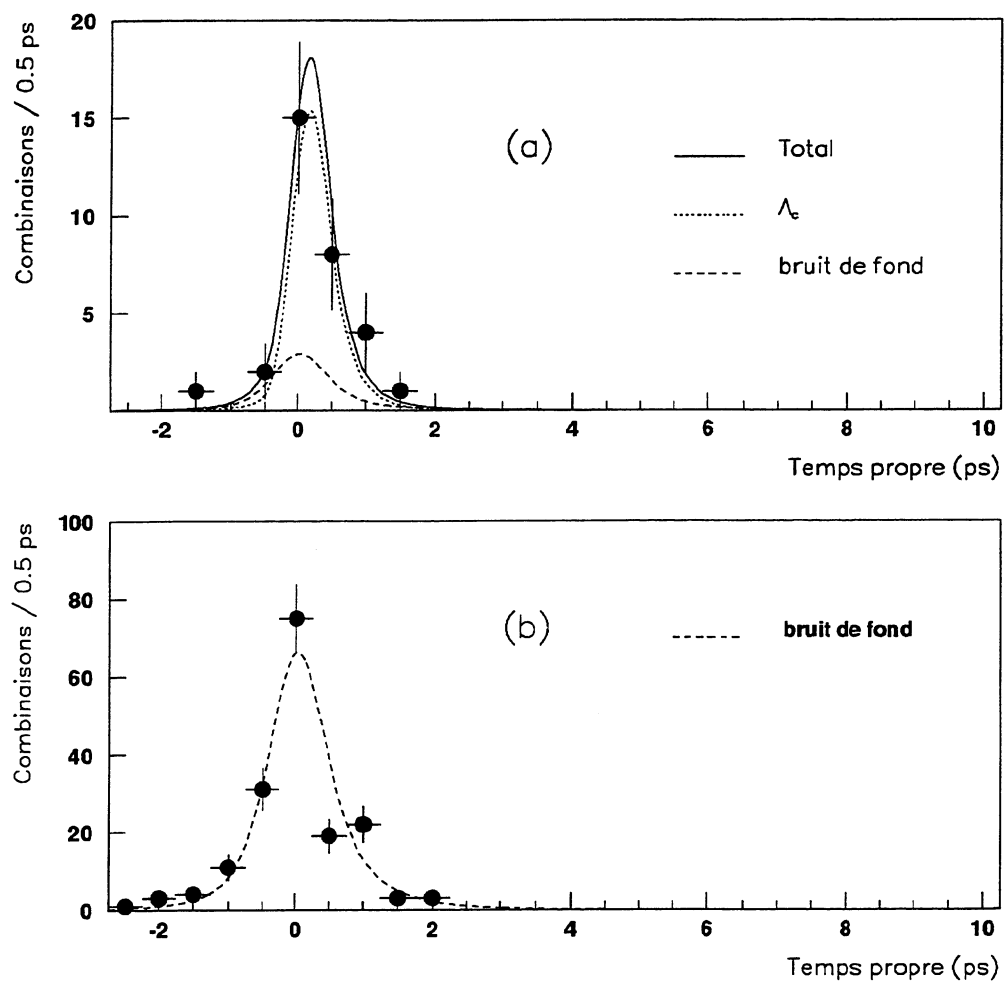


Figure 4.20: Mesure de la durée de vie du Λ_c^+ . Les distributions des temps propres (a) des événements dans le pic et (b) des événements hors pic. Les résultats de l'ajustement des durées de vie de signal et de bruit de fond ont été superposés à ces distributions.

4.11 Discussion

4.11.1 Comparaison avec les autres mesures de la durée de vie du Λ_b

Les échantillons de Λ_b mis en évidence dans les corrélations Λl^- ont tous donné lieu à une mesure de la durée de vie du Λ_b . La mesure de la durée de vie du Λ_b dans les corrélations Λl^- présente l'avantage de porter sur un nombre plus important d'événements, mais présente le principal inconvénient de ne pas donner l'accès direct au vertex de désintégration du Λ_b et donc à sa longueur de vol, d'autre part la contribution du bruit de fond des corrélations fortuites est importante et difficile à quantifier et à modéliser.

La première mesure de la durée de vie du Λ_b a été effectuée par la collaboration ALEPH [92] en utilisant l'échantillon d'événements isolé grâce aux corrélations Λl^- . La méthode utilisée est celle du paramètre d'impact leptonique.

La collaboration DELPHI [37] a considéré, au prix d'une diminution du nombre d'événements, la désintégration $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ X$ au lieu de $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$, le Λ et le pion permettant d'avoir accès au vertex de désintégration du Λ_c^+ puis à celui du Λ_b . Elle a également [94] utilisé les corrélations $p l^-$ et $\Lambda_c^+ l^-$ pour mesurer la durée de vie du Λ_b .

La collaboration OPAL [93] a déterminé la durée de vie du Λ_b grâce aux corrélations Λl^- en considérant que la durée de vie du Λ_c^+ est faible et donc que le vertex du Λ_b est accessible en reconstruisant directement le vertex du Λ et du lepton.

Le tableau 4.5 présente un récapitulatif des différents résultats obtenus par les collaborations LEP.

Collaboration	corrélations	durée de vie du Λ_b (ps)
ALEPH [92]	Λl^-	$1,12^{+0,32}_{-0,29} \pm 0,16$
OPAL [93]	Λl^-	$1,05^{+0,23}_{-0,27} \pm 0,08$
DELPHI [37]	$\Lambda \mu \pi^+$	$1,04^{+0,48}_{-0,38} \pm 0,10$
DELPHI[94]	$\Lambda_c^+ l^-$	$1,4 \pm 2,1 \pm 0,3$
DELPHI [94]	$p l^-$	$1,21^{+0,35}_{-0,29} \pm 0,15$
Cette thèse	$\Lambda_c^+ l^-$	$1,04^{+0,38}_{-0,26} \pm 0,07$

Tableau 4.5: Mesures de la durée de vie du Λ_b obtenues par les collaborations LEP. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique.

Remarquons que tous ces résultats sont compatibles et dominés par l'incertitude statistique. Rappelons également que la durée de vie du Λ_b mesurée grâce à un échantillon d'événements sélectionné par la méthode des corrélations Λl^- ou $p l^-$, a une contribution non négligeable (de l'ordre de 10%) de baryons Ξ_b , tandis que les événements sélectionnés grâce aux corrélations $\Lambda_c^+ l^-$ ne contiennent que des Λ_b .

4.11.2 Comparaison avec les durées de vie des autres hadrons beaux

Les valeurs moyennes les plus récentes (présentées aux rencontres de Moriond 1994) des durées de vie des hadrons beaux⁹ sont présentées dans le tableau 4.6. Les durées de vie des mésons B^0 , B^+ et B_s sont compatibles entre elles et avec la durée de vie inclusive des hadrons beaux. L'erreur relative sur les mesures exclusives est de l'ordre de 10 %.

τ_b [84]	$1,48 \pm 0,03$
τ_{B^0} [94]	$1,52 \pm 0,13$
τ_{B^+} [94]	$1,69 \pm 0,14$
τ_{B_s} [94]	$1,66 \pm 0,22$
τ_{Λ_b} [94]	$1,10 \pm 0,15$

Tableau 4.6: Valeurs moyennes des durées de vie inclusive (τ_b) et exclusives des différents hadrons beaux, mesurées par les expériences LEP.

Par contre, le Λ_b est le seul hadron beau dont la durée de vie s'écarte significativement (de 2,5 écarts standards) de la durée de vie moyenne des hadrons beaux. Rappelons que l'estimation théorique pour la durée de vie du Λ_b est de l'ordre de 1,35 ps, soit à un peu plus de 1,5 écart standard de la durée de vie moyenne du Λ_b mesurée par les collaborations LEP. Si dans l'avenir, cette différence se confirme, cela pourrait conduire à de nouvelles perspectives dans la compréhension théorique des désintégrations des hadrons lourds.

⁹Le résultat préliminaire d'ALEPH, $\tau_{\Lambda_b} = 1,06^{+0,41}_{-0,38}(stat) \pm 0,06(syst)$ ps, basé sur la méthode développée dans cette thèse, a été utilisé pour calculer la moyenne des durées de vie des baryons beaux.

Conclusion

Nous avons étudié la production du Λ_b dans son mode de désintégration semi-leptonique. L'analyse des événements enregistrés par l'expérience ALEPH au LEP pendant les années 1991, 1992 et 1993, nous a permis de mesurer le produit des rapports de branchement $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$ à partir de deux méthodes indépendantes et complémentaires :

- grâce à la méthode des corrélations de charge Λl^- :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (1,45 \pm 0,17 (stat) \pm 0,46 (syst) \pm 0,48 (Br))\%$$

- grâce à la méthode des corrélations de charge $\Lambda_c^+ l^-$:

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}) = (1,52 \pm 0,35 (stat) \pm 0,17 (syst) \pm 0,39 (Br))\%$$

Ces deux études indépendantes nous ont permis de vérifier la cohérence de nos résultats ainsi que la validité de la méthode des corrélations de charge. Actuellement, ces résultats souffrent de deux limitations :

La précision des rapports de branchement $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda X$ et $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$:
Depuis la publication des résultats utilisés dans cette thèse [73], la collaboration CLEO a multiplié par quatre sa statistique et continue à enregistrer des données. Même si l'erreur systématique sur ces rapports de branchement est importante, il est vraisemblable que leur mesure sera améliorée dans un futur proche. Des mesures plus précises des rapports de branchement associés aux différents bruit de fond physique sont également nécessaires.

L'incertitude sur la soustraction des combinaisons fortuites Λl^- , domine l'erreur systématique lors de la première analyse (tout en contribuant dans une moindre mesure à l'erreur statistique). Il est possible de la diminuer :

- soit en estimant le rapport $\frac{N_{\Lambda l^-}}{N_{\Lambda l^+}}$ dans les données à l'aide des désintégrations exclusives $D^* l, D_s l, \Lambda_c^+ l^-$ mais la statistique est loin d'être suffisante.
- soit en réduisant le nombre de combinaisons fortuites. Pour cela, plusieurs possibilités peuvent être explorées : demander que le lepton et le Λ viennent bien d'un même vertex (séparé du vertex primaire) et/ou demander que le Λ soit corrélé à un pion du signe du Λ_c^+ .

En supposant que le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}$ représente 80% des désintégrations semi-leptoniques du Λ_b , le taux de production du Λ_b peut alors être déduit de la moyenne pondérée des produits des rapports de branchement donnés ci-dessus :

$$f(b \rightarrow \Lambda_b) = (8,8 \pm 2,5)\%$$

Bien que limité statistiquement, ce résultat est en accord avec les prédictions du générateur JETSET.

Les événements isolés par la méthode des corrélations $\Lambda_c^+ l^-$ nous ont permis de reconstruire en trois dimensions le vertex de désintégration du Λ_b , donc sa longueur de vol. L'impulsion du neutrino a été déterminée en assimilant l'énergie du neutrino à l'énergie manquante dans l'hémisphère du Λ_b , permettant de reconstruire les temps propres événement par événement. Un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance des 31 événements sélectionnés a permis de mesurer la durée de vie moyenne des Λ_b :

$$\tau_{\Lambda_b} = 1,04^{+0,38}_{-0,26} \text{ (stat)} \pm 0,07 \text{ (syst) ps}$$

Ce résultat est en bon accord avec les mesures effectuées par les collaborations DELPHI et OPAL. La valeur moyenne de la durée de vie du Λ_b des collaborations LEP s'écarte significativement (de 2,5 écarts standards) de la durée de vie moyenne des hadrons beaux. Si dans l'avenir cette différence se confirme, cela pourrait conduire à de nouvelles perspectives dans la compréhension théorique des désintégrations des hadrons lourds.

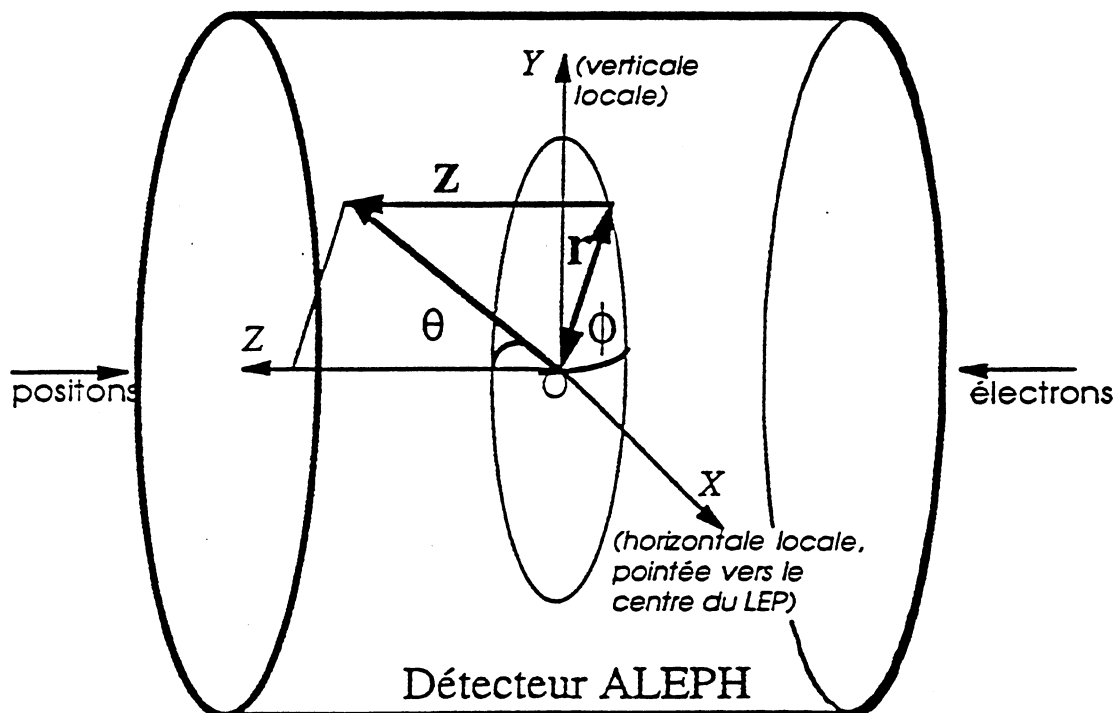
La durée de vie exclusive des baryons beaux, de même que celles des mésons beaux, est actuellement limitée par la statistique. Dans un futur proche, les statistiques accumulées par les expériences LEP seront multipliées par un facteur deux à cinq¹⁰. Pour les corrélations Λl^- , une statistique plus importante peut permettre de mesurer la contribution des autres baryons beaux. En ce qui concerne la durée de vie du Λ_b mesurée dans les corrélations $\Lambda_c^+ l^-$, la statistique peut être, par ailleurs, augmentée grâce à l'utilisation d'autres modes exclusifs de désintégration du Λ_c^+ , tels que les modes $\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$, $p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ ou $\Sigma \pi^+ \pi^-$, avec $\Sigma \rightarrow p \pi^0$. Ils sont d'accès plus difficile en raison du plus grand nombre de pions et de particules neutres dans l'état final, mais sans doute permettront-ils d'augmenter la statistique d'un facteur deux ou trois également. Lorsque toutes les données de LEPI seront disponibles, la mesure de la durée de vie de chaque hadron beau avec une précision inférieure à 5% est envisageable permettant ainsi de valider ou d'infirmer les prédictions théoriques actuelles.

¹⁰La plupart des résultats présentés dans les tableaux 4.5 et 4.6 n'utilisent pas les données 1993, au contraire de notre analyse, soit environ un million contre 1,6 million de désintégrations hadroniques du Z^0

Annexe A

Système de coordonnées utilisé dans ALEPH

ALEPH utilise à la fois le système de coordonnées normal (x, y, z) et le système de coordonnées sphérique (r, θ, ϕ) . L'origine du système est le point d'interaction des deux faisceaux. Pour les deux systèmes de coordonnées, l'axe z est collinéaire à l'axe des faisceaux, orienté dans le sens du faisceau d'électrons. L'axe x pointe vers le centre du LEP et l'axe y est perpendiculaire aux axes x et z . Les axes x et y font un angle de $3,6 \text{ mrad}$ respectivement avec la verticale et l'horizontale.



Annexe B

Terminologie des baryons

Dans cette annexe nous décrirons la terminologie des baryons contenant un seul quark lourd¹ (s , c ou b) accompagné de deux quarks légers (u et/ou d). La terminologie des baryons lourds dépend du contenu en quark, du spin et de l'isospin du baryon considéré :

- Le symbole du baryon contenant un quark lourd est donné par son isospin :
 - Les baryons d'isospin 1 sont dénotés Σ ,
 - Les baryons d'isospin 1/2 sont dénotés Ξ ,
 - Les baryons d'isospin 0 sont dénotés Λ ou Ω suivant que le baryon comporte ou non un nombre de quark s supérieur ou égal à deux.
- Le contenu en quark lourd b ou c apparait en indice inférieur, l'absence d'indice indique un quark lourd s .
- L'indice supérieur du baryon fournit deux indications :
 - La première sur la charge du baryon,
 - La deuxième sur le spin du baryon et le spin de la paire de quarks légers. Dans ce dernier cas, l'absence d'indice supérieur, indique un baryon de spin total 1/2 dont les quarks légers sont dans un état de spin 0. Si les quarks légers sont dans un état de spin 1, un indice supérieur $\prime$ dénote un baryon de spin total 1/2 alors qu'un indice $*$ dénote un baryon de spin 3/2.

Cette terminologie est appliquée aux principaux baryons beaux produits à LEP dans le tableau B.1.

¹La terminologie des baryons contenant plus d'un quark lourd c et/ou b est presque identique à la terminologie des baryons contenant un seul quark lourd. La seule différence est que le type du deuxième et/ou du troisième quark lourd apparait en indice inférieur.

Charge	Spin	Isospin = 0	Isospin = 1	Isospin = 1/2	Isospin = 0
+1	1/2		$\Sigma_b^+ \ b(uu)_1$		
	3/2		$\Sigma_b^{*+} \ b(uu)_1$		
0	1/2	$\Lambda_b^0 \ b(ud)_0$	$\Sigma_b^0 \ b(ud)_1$	$\Xi_b^0 \ b(us)_0$	
	1/2			$\Xi_b^{'0} \ b(us)_1$	
	3/2		$\Sigma_b^{*0} \ b(ud)_1$	$\Xi_b^{*0} \ b(us)_1$	
-1	1/2		$\Sigma_b^- \ b(dd)_1$	$\Xi_b^- \ b(ds)_0$	$\Omega_b^- \ b(ss)_1$
	1/2			$\Xi_b^{'-} \ b(ds)_1$	
	3/2		$\Sigma_b^{*-} \ b(dd)_1$	$\Xi_b^{*-} \ b(ds)_1$	$\Omega_b^{*-} \ b(ss)_1$

Tableau B.1: Terminologie des baryons beaux contenant un quark b. A chaque particule correspond son anti-particule (contenant un anti-quark b) de même masse et de charge opposée. L'indice du contenu en quark dénote le spin de la paire de quarks légers. La même terminologie s'applique pour les baryons charmés et étranges.

Bibliographie

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **B 8** (1964) 214,
G. Zweig, CERN Report 8419/Th (1964) 412.
- [2] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404.
- [3] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [4] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, Fermilab-PUB-94-116-E.
- [5] Particle Data Group, K. Hikasa *et al.*, Phys. Rev. **D45** (1992).
- [6] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and The LEP Electroweak Working Group, CERN-PPE/93-157 (Aout 1993).

- [7] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
A. Weinberg, Phys. Rev. Lett **19** (1967) 1264;
A. Salam *et* J. C. Ward, Phys. Lett. **B 13** (1964) 168;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm, (Almquist and Wiksel, 1968), 397.
- [8] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 313** (1993)299.
ALEPH Collaboration Phys. Lett. Reports **216** (1992) 253.
- [9] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **B 51** (1983)1945.
- [10] CLEO Collaboration, J. Bartelt, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4111.

- [11] F. J. Hasert *et al.*, Phys. Lett. **B 46** (1973) 121,
Phys. Lett. **B 46** (1973) 138.
- [12] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B 122** (1983) 113.
- [13] J. Lefrancois, Proceedings of HEP 93 Conference, Marseille, Juillet 1993, ed. J. Carr and M.Perottet, p 671.
- [14] A. B. Galtieri, Proceedings of HEP 93 Conference, Marseille, July 1993, ed. J. Carr and M.Perottet p 655.
- [15] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B 197** (1982) 45.
- [16] Ch. Benchouk, “ Fonctions de distribution et fonction de fragmentation de quarks dans l’état final hadronique de la diffusion muon-nucléon à 280 GeV/c ”, Thèse d’état, Université d’Aix-Marseille II, Décembre 1986.
- [17] P. Hansen, Note Interne ALEPH 93-144.
- [18] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983)105.
- [19] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration,
CERN-PPE/94-17 (Jan. 1994). soumis à Z. Phys.
- [20] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 311** (1993) 425.

-
- [21] R.Rückl, Z Physics at LEP 1 CERN (89-08).
- [22] A. Martin *et al.*, Phys. Lett. **B 185** (1987) 426.
- [23] U. Aglietti, SISSA-176-93-EP,
U. Aglietti, Phys. Lett. **B 281** (1992) 341,
I. Toshiaki *et al.*, Z.Phys **C 59** (1993) 57.
- [24] W. Kwong *et al.*, Phys. Rev. **D 44** (1991) 212.
- [25] D. P. Stanley *et al.*, Phys. Rev. **D 21** (1980) 3180.
- [26] D. Izatt *et al.*, Nucl. Phys. **B 199** (1982) 269.
- [27] D. B. Lichtenberg *et al.*, Z.Phys **C 47** (1990) 83.
- [28] A. Martin, Phys. Lett. **B 100** (1981) 511.
- [29] J.L. Basdevant *et al.*, Z.Phys **C 30** (1986) 103.
- [30] S. Capstick *et al.*, Phys. Rev. **D 34** (1986) 2809.
- [31] W. Kwong *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **37** (1987) 325.
- [32] M. Basile *et al.*, Lett. Nuo. Cim. **31** 4 (1981) 97.
- [33] M. Basile *et al.*, Nuo. Cim. **68 A** (1982) 289.
- [34] D. Drijard *et al.*, Phys. Lett. **B 108** (1982) 361.
- [35] M. W. Arenton *et al.*, Nucl. Phys. **B 274** (1986) 707.
- [36] D. Decamp *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 278** (1992) 209.
- [37] P. Abreu *et al.*, DELPHI Collaboration, Phys. Lett. **B 311** (1993) 379.
- [38] P.D. Acton *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 281** (1992) 394.
- [39] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 294** (1992) 145.
- [40] A. Ouaraou, Proceedings of HEP 93 Conference, Marseille, Juillet 1993, ed. J. Carr and M. Perottet p 21.
- [41] C. Albajar *et al.*, UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 273** (1991) 540.
- [42] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, FERMILAB-Pub-92/250-E.
- [43] G. Bari *et al.*, Nuo. Cim. **104 A** (1991) 1787.
- [44] P.D. Acton *et al.*, OPAL Collaboration, Papier contribuant à la conférence HEP 93, Marseille, Juillet 1993.
- [45] X. Fridmann *et al.*, CERN-PPE/93-161 (Avril 1993).
- [46] C. S. Kim et A.D. Martin, Phys. Lett. **B 225** (1989) 186.
- [47] G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. **B 208** (1982) 365.
-

- [48] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, Phys. Lett. **B 249** (1990) 359.
- [49] B. Adeva *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 261** (1991) 177.
- [50] B. Adeva *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 270** (1991) 111.
- [51] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, Phys. Lett. **B 275** (1992) 195.
- [52] D. Besson, *Talk at the XVI Int. Symposium on Lepton-photon Interactions, Ithaca, New York* (1993).
- [53] I. Bigi *et al.*, Phys. Lett. **B280** (1992) 271,
I. Bigi, *et al.*, CERN-TH-7132/94 (Jan. 94).
- [54] J.P. Cortes *et al.*, Phys. Rev. **D 25** (1982) 188.
- [55] M. V. Danilov, Proceedings of HEP 93 Conference, Marseille, Juillet 1993, ed. J. Carr and M. Perottet p 851.
- [56] G. Altarelli and S. Petrarca, Phys. Lett. **B 261** (1991) 303.
- [57] I. Bigi, *et al.*, Phys. Lett. **B 323** (1994) 408.
- [58] N. Isgur *et al.*, Phys. Lett. **B 232** (1989) 113,
N. Isgur *et al.*, Phys. Lett. **B 237** (1990) 527,
N. Isgur *et al.*, Phys. Lett. **B 279** (1992) 194,
H. Georgi *et al.*, Phys. Lett. **B 252** (1990) 456,
F. E. Close *et al.*, Phys. Lett. **B 289** (1992) 143,
B. Grinstein, Nucl. Phys. **B 339** (1990) 253,
H. Georgi, Phys. Lett. **B 240** (1990) 447,
S. Rudaz *et al.*, Phys. Lett. **B 252** (1990) 443.
- [59] N. Isgur *et al.*, Nucl. Phys. **B 348** (1991) 276.
- [60] G. Altarelli *et al.*, Preprint CERN-TH.6699/92, CERN, 1992.
- [61] "LEP Design Report", Preprint CERN-LEP/84-01, CERN, 1989.
- [62] D. Decamp *et al.*, ALEPH Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. **294** (1990) 121.
The ALEPH Handbook note ALEPH 89-77.
- [63] G. Batignani *et al.*, Conference Record of the 1991 IEEE Nuclear Science Symposium, 2-9 November 1991, Santa Fe, New Mexico, USA, Vol.1, p.438.
- [64] G. Charpak *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **62** (1968) 235,
G. J. Barber *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A279** (1989) 212.
- [65] R. Frühwirth, HEPHY-PUB 503/87 (1987).
- [66] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration,
"Performance of the ALEPH detector at LEP", to be submitted to Nucl. Instr. and Meth.
- [67] D. Decamp *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 257** (1991) 492.

-
- [68] R. Brun *et al.*, "GEANT 3", Preprint CERN-DD/EE/84-1 (Revised), CERN, 1987.
- [69] D. Decamp *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 244** (1990) 551.
- [70] S. Bethke *et al.*, JADE Collaboration, Phys. Lett. **B 213** (1988) 235.
- [71] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A 346** (1994) 461.
- [72] J. Knobloch *et al.*, Reconstruction algorithms for ALEPH, Note Interne ALEPH, Février 1991.
- [73] G. Crawford *et al.*, CLEO Collaboration, Phys. Rev. **d45** (1992) 752.
- [74] D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B 313** (1993) 535.
- [75] H. Albrecht, *et al.*, ARGUS Collaboration, Phys. Lett. **B 249** (1990) 359.
- [76] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Z. Phys. **C 62** (1994) 179.
- [77] J. Pater, Thèse de l'université de Wisconsin-Madison, "Evidence for b Baryons and B_s Mesons in Z decays", (Mars 1993).
- [78] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347 ;
T. Sjöstrand and M. Bergston, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367 ;
T. Sjöstrand, "Pythia 5.6 and JETSET 7.3 (Preliminary report)", Preprint CERN-TH.6488/92.
- [79] E. Fernandez *et al.*, MAC Collaboration, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1022.
- [80] N. S. Lockyer *et al.*, MARK II Collaboration, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1316.
- [81] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 295** (1992) 174.
- [82] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 295** (1992) 396,
D. Rousseau, "Mesure de la durée de vie des hadrons B dans le canal inclusif du J/ψ à l'expérience ALEPH", Thèse, Université d'Aix-Marseille II, 17 Avril 1992.
- [83] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 314** (1993) 459.
- [84] Roger Forty, Invited talk at the XIII International Conference on Physics in Collision, Heidelberg, CERN-PPE/93-165 (Sept. 1993).
- [85] D. Brown *et al.*, Note Interne ALEPH 92-08 PHYSIC 92-08.
- [86] G.P. Yost, Nucl. Instr. and Meth. **224** (1984) 489.
- [87] R. Barlow, Nucl. Instr. and Meth. **A297** (1990) 506.
- [88] J. G. Korner, Z. Phys. **C38** (1988) 511.
-

Bibliographie

- [89] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer, Z. Phys. **C29** (1985) 637.
- [90] B. Grinstein, N. Isgur, M. B. Wise; Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298;
B. Grinstein, N. Isgur, D. Scora, M. B. Wise; Phys. Rev. Lett. **D39** (1989) 799.
- [91] H-Y Cheng, Phys. Lett. **B 279** (1992) 194.
- [92] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 297** (1992) 449.
- [93] P.D. Acton *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 316** (1993) 435.
- [94] T. Helsing, Rencontres de Moriond, 12 Mars 1994

Résumé : Cette étude est consacrée aux désintégrations semi-leptoniques des baryons beaux. L'analyse des désintégrations hadroniques du Z^0 enregistrées, en 1991, 1992 et 1993, par l'expérience ALEPH au LEP, nous a permis d'isoler deux échantillons de baryons beaux Λ_b grâce à un excès de combinaisons Λl^- de même charges et, indépendamment, grâce à un excès de combinaisons $\Lambda_c^+ l^-$ de charges opposées ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$). Les produits des rapports de branchement $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$, déterminés dans ces deux analyses, sont cohérents et en bon accord avec les prédictions phénoménologiques :

$$\begin{aligned} (1,45 \pm 0,17(stat) \pm 0,46(syst) \pm 0,48(Br))\% & \quad (\text{corrélations } \Lambda l^-) \\ (1,52 \pm 0,35(stat) \pm 0,17(syst) \pm 0,39(Br))\% & \quad (\text{corrélations } \Lambda_c^+ l^-) \end{aligned}$$

Lors de l'étude des corrélations $\Lambda_c^+ l^-$, le Λ_c^+ est reconstruit exclusivement en $pK^- \pi^+$ ce qui permet de reconstruire le vertex de désintégration du Λ_b en trois dimensions et ainsi d'accéder à sa longueur de vol. L'impulsion du Λ_b est reconstruite en utilisant l'énergie du système $\Lambda_c^+ l^-$ et l'énergie du neutrino, déterminée à partir de l'énergie manquante dans l'hémisphère du Λ_b . Le temps propre du Λ_b est ainsi mesuré événement par événement. L'ajustement de la distribution des temps propres, en tenant compte du bruit de fond et des incertitudes expérimentales, nous a permis de mesurer la durée de vie du Λ_b :

$$\tau_{\Lambda_b} = 1,04^{+0,38}_{-0,26} (stat) \pm 0,07 (syst) \text{ ps}$$

Mots clefs : LEP, ALEPH, baryon beau, lambda b, taux de production, durée de vie

Abstract : We present a study of beauty baryons in their semileptonic decay mode. In the analysis of the hadronic decays of the Z^0 collected in 1991, 1992 and 1993, with the ALEPH detector at LEP, we have isolated two samples of beauty baryons Λ_b from an excess of Λl^- combinations and independently from an excess of $\Lambda_c^+ l^-$ ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$) combinations. The products of branching ratios $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu})$ determined from these two samples are consistent and in good agreement with the phenomenological predictions :

$$\begin{aligned} (1.45 \pm 0.17 (stat) \pm 0.46 (syst) \pm 0.48(Br))\% & \quad (\Lambda l^- \text{ combinations}) \\ (1.52 \pm 0.35 (stat) \pm 0.17 (syst) \pm 0.39(Br))\% & \quad (\Lambda_c^+ l^- \text{ combinations}) \end{aligned}$$

In the second sample of beauty baryons, the Λ_c^+ is reconstructed exclusively in the $pK^- \pi^+$ decay mode. This allows us to reconstruct the Λ_b vertex in three dimensions and hence measure its decay length. The Λ_b momentum is reconstructed using the $\Lambda_c^+ l^-$ energy and the neutrino energy taken as the missing energy in the Λ_b hemisphere. The Λ_b proper time is measured on an event by event basis. Taking into account the background and the experimental errors, the proper times fit leads to the Λ_b lifetime :

$$\tau_{\Lambda_b} = 1,04^{+0,38}_{-0,26} (stat) \pm 0,07 (syst) \text{ ps}$$

Keywords : LEP, ALEPH, beauty baryon , lambda b, production, lifetime