

Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les évènements $Z \to b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP

Diaconu C.

▶ **To cite this version:**

Diaconu C.. Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les évènements $Z \to b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP . Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 1996. Français. NNT : . tel-01520917

HAL Id: tel-01520917
https://hal.in2p3.fr/tel-01520917

Submitted on 11 May 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

AB
EX-CERN-THESIS 96-001
SW9629

Université de Provence – Aix-Marseille I

CERN LIBRARIES, GENEVA
P00025566

THESE

présentée par

Cristinel DIACONU

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Provence

Spécialité: Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation.

Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les événements $Z \to b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP

Soutenue le 30 avril 1996 devant le jury composé de :

M.	E. ASLANIDES	C.P.P. Marseille	Rapporteur
M.	M. BAUBILLIER	L.P.N.H.E. Paris VI	Rapporteur
M.	L. FOA	CERN Genève	
M.	J. LEFRANÇOIS	L.A.L. Orsay	Président du jury
M.	A. ROUGÉ	Ecole Polytechnique Paris	
M.	M. TALBY	C.P.P. Marseille	Directeur de thèse
M.	P. TAXIL	C.P.T. Marseille	

Thesis-1996-Diaconu

Université de Provence – Aix-Marseille I

THESE

présentée par

Cristinel DIACONU

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Provence

Spécialité: Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation.

Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les événements $Z \to b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP

Soutenue le 30 avril 1996 devant le jury composé de :

M.	E. ASLANIDES	C.P.P. Marseille	Rapporteur
M.	M. BAUBILLIER	L.P.N.H.E. Paris VI	Rapporteur
M.	L. FOA	CERN Genève	
M.	J. LEFRANÇOIS	L.A.L. Orsay	Président du jury
M.	A. ROUGÉ	Ecole Polytechnique Paris	
M.	M. TALBY	C.P.P. Marseille	Directeur de thèse
M.	P. TAXIL	C.P.T. Marseille	

...

La nature ne m'offre rien qui ne soit matière de doute et d'inquiétude.

Pascal, "Pensées"

A ma mère
A Viorela

...

...

Je tiens à remercier Jean-Jacques Aubert pour l'accueil qu'il m'a reservé dans le Centre de Physique des Particules de Marseille. Je remercie également Sorin Ciulli pour la confiance qu'il m'a témoigné lors de ma venue en France.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à mon directeur de thèse, Mossadek Talby, pour ses conseils et pour ses efforts pour promouvoir et encourager mon travail. Il a su guider mes premiers pas dans le domaine de la physique des particules avec patience et enthousiasme.

C'est avec plaisir que je remercie John Carr pour m'avoir offert la possibilité de participer à la construction du détecteur de vertex VDET II et pour ses encouragements constants et ses observations clairvoyantes.

Je remercie aussi les membres de l'équipe ALEPH Marseille qui ont constitué un cadre favorable à la recherche scientifique de qualité. Je salue plus particulièrement Chafik Benchouk qui a pris le temps de lire et de critiquer ce manuscript. Je remercie aussi Michel Billault et Patrice Payre pour leur très agréable présence et les connaissances qu'ils m'ont transmis dans des domaines nouveaux pour moi.

Je tiens à remercier le personnel administratif du CPPM pour la disponibilité et le professionalisme, et plus particulièrement Caroline Bernard pour son aide constante et efficace.

Je remercie Elie Aslanides et Michel Baubillier pour avoir accepté de rapporter sur mon travail et pour leurs remarques et leurs corrections. Je remercie également Jacques Lefrançois pour avoir présider mon jury de thèse ainsi que pour ses nombreuses questions et observations, sources d'une constante amélioration de mon travail dans le cadre de la collaboration ALEPH. Lorenzo Foa, André Rougé et Pierre Taxil ont accepté de participer à mon jury de thèse et m'ont fait profiter de leurs observations et questions pertinentes, qu'ils en soient remerciés.

J'exprime ma profonde reconnaissance à ma famille de Roumanie qui a constitué, malgré la distance, un support morale solide pendant mon sejour en France. Je remercie ma douce et tendre Viorela pour sa compréhension et sa patience durant la complétion de ce travail.

Je remercie mes amis pour leur présence tonique et vaillante, plus particulièrement: David pour avoir partager le bureau et m'avoir fait découvrir le pays cathare, Jean-Christophe pour le foie gras et Fred pour les soirées guitare. Isabelle, Karim, David et Fred ont eu la patience de corriger mes affreuses fautes d'orthographe, je leur en suis reconnaissant.

...

Table des matières

Table des matières 1

Introduction 5

1 Le modèle standard 7
- 1 Un siècle de particules . . . 7
- 2 Théories de jauge . . . 8
- 3 Les nombres quantiques . . . 10
- 4 L'interaction forte . . . 11
- 5 L'interaction électrofaible . . . 13
- 6 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible . . . 18
  - 6.1 Le champ scalaire . . . 18
  - 6.2 Les masses des bosons de jauge . . . 19
  - 6.3 Les masses des fermions. La matrice CKM . . . 20
- 7 La limite de basse énergie dans le secteur électrofaible . . . 21
- 8 Les paramètres du Modèle Standard . . . 22

2 La physique du quark b 24
- 1 Introduction . . . 24
- 2 La physique au pic du Z . . . 24
- 3 Le processus $e^+e^- \to f\bar{f}$ . . . 25
- 4 Le rayonnement de gluons . . . 28
- 5 La fragmentation du quark b . . . 28
  - 5.1 Les variables associées au processus de fragmentation des quarks . . . 28
  - 5.2 Modèles de fragmentation . . . 29
  - 5.3 Conclusion et état d'esprit . . . 32
- 6 Spectroscopie des hadrons contenant un quark lourd . . . 32
  - 6.1 La théorie des quarks lourds . . . 32
  - 6.2 Les hadrons beaux . . . 33
- 7 Transfert de la polarisation du quark b aux hadrons beaux . . . 36
  - 7.1 La fragmentation et les échelles de temps associées . . . 36
  - 7.2 Les mésons beaux . . . 36
  - 7.3 Les baryons beaux . . . 37
- 8 La désintégration semi-leptonique du Λ_b . . . 40
- 9 La polarisation du Λ_b dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives . . . 43
  - 9.1 Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino . . . 43
  - 9.2 Des variables optimales . . . 45

3 Le dispositif expérimental 47
1 Présentation générale . . . 47
2 Le système d'accélération des électrons et de positrons . . . 47
2.1 Le système d'injection . . . 47
2.2 L'anneau d'accumulation et de collision – LEP . . . 48
3 Le détecteur ALEPH : vue globale . . . 51
4 Les détecteurs internes de traces chargées . . . 52
4.1 Le détecteur de vertex . . . 52
4.2 La chambre à traces interne . . . 53
4.3 La chambre à projection temporelle . . . 53
5 Les calorimètres . . . 54
5.1 Le calorimètre électromagnétique . . . 54
5.2 Le calorimètre hadronique . . . 55
5.3 Les chambres à muons . . . 56
6 Les moniteurs de luminosité et de bruit de fond . . . 56
7 L'acquisition et le traitement des données . . . 56
7.1 Le système de déclenchement de l'enregistrement . . . 56
7.2 Le flux des données . . . 57
7.3 Le traitement et l'analyse des données . . . 57
7.4 La simulation Monte Carlo . . . 58
8 L'alignement du détecteur et la reconstruction des traces . . . 59
8.1 L'alignement du détecteur . . . 59
8.2 La reconstruction des traces chargées . . . 59
9 L'identification des particules . . . 60
9.1 La mesure du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ . . . 60
9.2 L'identification des électrons . . . 61
9.3 L'identification des muons . . . 63
9.4 L'identification des photons et des π^0 . . . 63
9.5 L'identification des vertex secondaires . . . 64
10 La reconstruction de l'énergie dans un événement . . . 64
11 Conclusion . . . 68

4 La sélection des baryons beaux 70
1 Introduction . . . 70
2 Les événements hadroniques . . . 70
2.1 La sélection des événements hadroniques . . . 70
2.2 Les hémisphères d'un événement hadronique . . . 72
2.3 Les événements utilisés dans l'analyse . . . 72
3 Les baryons b et les corrélations Λ-lepton . . . 72
4 Sélection des leptons chargés . . . 73
5 La reconstruction des baryons Λ . . . 74
6 Sources de corrélations Λ-lepton . . . 76
7 Sélection d'un échantillon de baryons Λ_b dans les corrélations $\Lambda\ell$ . . . 78
7.1 La sélection des combinaisons $\Lambda\ell$ . . . 78
7.2 Le bruit de fond . . . 79
7.3 Bilan de la sélection $\Lambda\ell$ . . . 83
8 Sélection d'un échantillon de baryons Λ_b dans les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$ . . . 84
9 La production de baryons beaux . . . 88

9.1 Le nombre d'événements sélectionnés 88
9.2 Les erreurs systématiques 89
10 Conclusion 91

5 La mesure de la polarisation du Λ_b 92
1 Introduction 92
2 La méthode de mesure 92
3 La mesure des énergies du lepton chargé et du neutrino 94
3.1 Energie du lepton chargé 94
3.2 Energie du neutrino 94
3.3 La soustraction du bruit de fond 96
3.4 Les énergies moyennes 98
4 Calibration, correction et mesure de la polarisation 99
4.1 Calibration de la méthode 99
4.2 La correction de la prédiction théorique 101
5 Résultat 103
6 Vérifications 104
6.1 Les coupures sur le lepton 104
6.2 L'échantillon $\Lambda\ell$ 105
6.3 Le cas des mésons beaux 106
7 Erreurs systématiques 107
7.1 La reconstruction du neutrino 107
7.2 L'énergie du lepton 109
7.3 Calibration de R_y 109
7.4 Les effets de la reconstruction et de l'acceptance 110
7.5 La soustraction de bruit de fond 110
7.6 La polarisation du Λ_c^+ 110
7.7 Les erreurs théoriques 110
7.8 Récapitulatif des erreurs systématiques 111
8 D'autres méthodes 112
8.1 Le rapport moyen des énergies du neutrino et du lepton chargé 112
8.2 Les moments des spectres du lepton et du neutrino 114
9 Conclusion 117

Conclusion 120

Annexes 120

A Le détecteur de vertex VDET II pour LEP II 121
1 Introduction 121
2 La composition du VDET II 122
3 La lecture 123
4 La partie silicium et son fonctionnement 124
5 Les tests en faisceau 126
6 Les tests de radiation des structures en silicium 128
7 La production des modules et des faces 130
8 Les tests finals et l'installation 131

B Etude de l'énergie manquante 134
1 Sélection/Veto des leptons 134
1.1 Sélection des leptons 135
1.2 Veto sur les leptons 135
2 La séparation des événements $Z \to b\bar{b}$ 137
3 Les échantillons de contrôle 138
4 La sélection des événements $Z \to b\bar{b}$ avec l'impulsion transverse du lepton . . . 139
5 Echantillon de contrôle contenant des combinaisons $\Lambda\pi^+$ 141
6 L'identification des particules 142
7 Conclusion sur la reconstruction de l'énergie manquante 144

C Le calcul des erreurs statistiques 145

D La soustraction du bruit de fond 147

E La simulation rapide des désintégrations semi-leptoniques 150

Références 153

Introduction

Les observations expérimentales du monde de l'infiniment petit ont conduit à un ensemble réduit de particules considérées comme élémentaires, six quarks et six leptons (de spin 1/2). Les mêmes investigations ont mis en évidence des interactions fondamentales nouvelles, spécifiques aux particules élémentaires : l'interaction faible et l'interaction forte se sont rajoutées aux interactions gravitationelle et électromagnétique. Des particules de spin entier sont associées aux interactions, nous avons ainsi le photon pour l'interaction électromagnétique, les bosons vectoriels W et Z pour l'interaction faible, les gluons pour l'interaction forte et le graviton – pas encore découvert – pour l'interaction gravitationelle. Les interactions électromagnétique, faible et forte des particules élémentaires sont aujourd'hui décrites par le Modèle Standard. Confirmé d'abord par la découverte des bosons intermédiaires W et Z dans les expériences UA1 et UA2, le Modèle Standard a été vérifié avec une précision remarquable dans les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL auprès du collisionneur LEP.

Issu des observations expérimentales, le concept de spin a rapidement acquis une importance théorique dans la description des particules élémentaires. En effet, nous pouvons définir une particule élémentaire de la façon suivante : un point dans l'espace-temps avec une masse et un spin. La projection du spin d'une particule le long de son impulsion défini l'hélicité de cette particule, l'hélicité moyenne corréspond à sa polarisation longitudinale.

Une polarisation non-nulle d'une particule peut être obtenue "artificiellement" – par l'action des champs électrique et magnétique – ou "naturellement", dans ce cas c'est le mécanisme de production qui engendre une polarisation non-nulle aux particules produites. De ce point de vue, le LEP est une machine de production "naturelle" de fermions polarisés, notamment le quark b est produit avec une polarisation prédite par le Modèle Standard à -0,94. La polarisation du lepton τ a été mise en évidence avec une bonne précision et constitue un des tests du Modèle Standard.

Le travail présenté dans cette thèse est consacré à l'étude de la polarisation du baryon Λ_b. Cette polarisation est la réminiscence de la polarisation du quark b issu de la désintégration du boson Z. Pendant le processus de création de hadrons (hadronisation) à partir des quarks produits dans le désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$, le spin du quark b interagit avec les spins des autres quarks. Cette interaction de spin conduit à une perte totale ou partielle de la polarisation. La polarisation est complétement perdue quand le hadron produit est un méson B. Par contre, une grande fraction de cette polarisation peut être transmise aux baryons beaux, dont 90% sont des baryons Λ_b.

Le baryon Λ_b a d'abord été mis en évidence de façon indirecte au LEP (ALEPH, DELPHI et OPAL) dans le canal semi-leptonique, ce qui a conduit à une situation paradoxale : la durée de vie et la polarisation du baryon Λ_b ont été mesurées avant sa masse, déterminée récemment par les expériences du LEP (ALEPH et DELPHI) et au TEVATRON (CDF).

La forte polarisation du quark b et la dynamique du spin à l'intérieur des hadrons beaux sont les deux principaux processus physiques qui définissent la polarisation des baryons beaux.

En inversant l'argument, la polarisation des baryons beaux produits au pic du Z contient de l'information sur la polarisation du quark b et sur le processus de fragmentation des quarks b en baryons.

Les conditions de mesure sont difficiles : statistique assez faible, connaissance approximative de la dynamique des hadrons beaux et bruits de fond. La méthode employée est optimisée par rapport à toutes ces difficultés. La variable choisie pour mesurer la polarisation du Λ_b est le rapport entre les énergies moyennes du lepton chargée et du neutrino produits dans les désintégrations semi-leptoniques. La sélection d'un échantillon de désintégrations semi-leptoniques du Λ_b suit la méthode déjà utilisée pour la mise en évidence et la mesure de la durée de vie du Λ_b : la corrélation entre le lepton chargé et un baryon Λ. L'association d'un pion positif dans les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$ améliore sensiblement la pureté de l'échantillon sélectionné. La mesure présentée est la première de ce type effectuée au LEP.

Avant de décrire la mesure de la polarisation du baryon Λ_b nous présentons d'abord le Modèle Standard dans le premier chapitre, suivi dans le chapitre 2 d'une discussion de la physique du quark b au LEP. Ensuite, dans le chapitre 3, nous décrivons le dispositif expérimental, le collisionneur LEP et le détecteur ALEPH. La sélection du baryon Λ_b dans les désintégrations semi-leptoniques fait l'objet du chapitre 4, la mesure de la polarisation du baryon Λ_b est présentée dans le chapitre 5.

Chapitre 1

Le modèle standard

1 Un siècle de particules

L'histoire de la physique des particules commence assez tôt par rapport aux autres branches de la physique moderne, avec les réflexions de Democritos sur la structure granulaire de la matière. L'invention des atomes et la table de Mendeleev étaient considérés comme "de la chimie" et méprisés par les physiciens du XIX-ème siècle. Les recherches de Becquerel (la radioactivité naturelle de l'uranium, 1892) et des époux Curie (la découverte du Polonium et du Radium, 1898) ainsi que la découverte des rayons X (E. Röntgen, 1895) et du rayonnement cathodique ont marqué le début de la physique atomique et nucléaire et ont ouvert la voie à la compréhension de la structure intime de la matière.

La première particule élémentaire identifiée à l'état libre fut l'électron, postulé par Thomson en 1897 pour expliquer le rayonnement cathodique [1]. Pour donner une expression analytique au rayonnement du corps noir, Planck fait en 1900 l'hypothèse de quantification de l'énergie électromagnétique. En 1905, Einstein utilise cette hypothèse et postule l'existence du photon en donnant une explication magistrale à l'effet photo-électrique. En 1909, E.Rutherford montre l'existence du noyau atomique avec une expérience de diffusion. Le principe de son expérience sera appliqué par la suite dans les expériences de collision à cible fixe. Le neutron, proposé par Rutherford en 1920, sera découvert par Chadwick en 1932. La désintégration semi-leptonique $n \to pe\bar{\nu}$ a été le point de départ de l'explication de la désintégration β dans les noyaux atomiques et conduira Pauli à postuler l'existence du neutrino, particule neutre sans masse qui interagit faiblement. L'existence du neutrino sera prouvée expérimentalement en 1958 par F. Reines et G.L. Cowan [2]. Le muon (μ) fut découvert en 1937 dans le rayonnement cosmique ainsi que le pion au début des années '40.

Sur le plan théorique, la création de la mécanique quantique dans les années vingt a été non seulement une importante percée en physique mais aussi une révolution de la pensée scientifique. La version relativiste marque une première étape grâce à la fameuse équation de Dirac en 1928. La seconde quantification de la théorie de Dirac prédit l'existence des anti-particules en général et l'existence du positron – l'antiparticule de l'électron – en particulier (1930). Le positron sera découvert en 1932 par Anderson dans les rayons cosmiques. Par la suite, la théorie quantique des champs sera établie sur des bases rigoureuses par les travaux de Dyson, Schwinger, Tomonaga et Feynman entre 1930 et 1955.

La découverte d'un autre type de particules, les particules "étranges" (*strange* en anglais) commence en 1946 avec la détection directe du kaon K^+ dans les rayons cosmiques en utilisant des plaques photographiques. La série continue par la découverte dans les expériences sur

accélérateur des particules Λ et K^0_S en 1951, $\Sigma^\pm$ et $\Xi^\pm$ en 1953, Σ^0 en 1955, Ξ^0 en 1959 et Ω en 1964. Les anti-baryons sont découverts aussi dans les années qui suivent (l'anti-proton $\bar{p}$ en 1955, $\bar{\Lambda}$ en 1958, $\bar{\Sigma}$ en 1960, $\bar{\Xi}$ en 1962, $\bar{\Omega}^\pm$ en 1971) et la dualité matière – antimatière dans les équations d'évolution, suggérée par l'equation de Dirac devient un fait accepté.

La production et la désintégration des particules étranges ont été expliquées par Gell-Mann (1953) et indépendamment par Nishijima (1955) [3] qui ont introduit un nouveau nombre quantique, l'étrangeté S, conservé dans les interactions fortes et pouvant varier dans les interactions faibles ($\Delta S = \pm 1$). Le modèle des "quarks" sera proposé en 1964 par Gell-Mann et Zweig [4] avec trois "quarks" u, d et s – des constituants élémentaires de charge fractionnaire. Les quarks ont longtemps éte considérés comme des entités mathématiques – la représentation fondamentale du groupe SU(3) – car ce groupe explique, par ses représentations supérieures, les multiplets de particules observés. Les jets produits par les quarks dans le processus de hadronisation, observés dans les collisions e^+e^- à SLAC (1975) et à DESY (1979), ont démontré la réalité physique de ces objets.

La non-observation des processus qui modifient l'étrangeté $\Delta S = \pm 1$ par des courants neutres a conduit Glashow, Iliopoulos et Maiani à introduire, en 1970, un quatrième quark [5] le "charme", qui sera découvert en 1974 [6] comme un état lié $c\bar{c}$ (la particule appelée J/ψ). En 1973, avant même la découverte expérimentale du charme, M. Kobayashi et T. Maskawa proposent l'existence de trois familles [7] pour expliquer la violation de CP. La découverte du lepton τ et du quark b (beau) en 1977 et récemment du quark t (top) en 1994 confirmera l'existence de cette troisième famille.

Un des premiers résultats du LEP – le collisioneur e^+e^- du CERN (Genève) – est le comptage du nombre de neutrinos légers (avec une masse inférieure à la moitié de la masse du Z). Ce nombre est actuellement mesuré avec une grande précision $N_\nu = 2.991 \pm 0.016$ [8]. Ce résultat fixe le nombre de familles de particules élémentaires à trois.

Dans ce chapitre nous allons introduire la théorie décrivant actuellement la structure granulaire de la matière. Cette théorie –appelée le Modèle Standard– décrit trois interactions fondamentales entre les particules élémentaires, les interactions électromagnétique, faible et forte. L'introduction de la gravité est possible par l'exploitation de l'invariance relativiste mais cela pose des problèmes de quantification et de renormalisation. Le Modèle Standard est construit sous la forme d'une théorie de jauge relativiste invariante avec une symétrie interne brisée.

2 Théories de jauge

La modélisation d'un phénomène physique à travers une théorie de jauge commence avec l'identification des symétries qui lui sont associées (Figure 1.1). Le langage mathématique utilisé pour décrire les symétries est celui de la théorie des groupes. En effet, chaque symétrie correspond à une invariance qui peut être décrite par un groupe. Ces symétries se partagent en deux catégories : l'invariance relativiste et les symétries internes.

L'invariance relativiste est un postulat accepté. Le groupe associé est celui des transformations des coordonnées relativistes (le groupe de Lorentz $\boldsymbol{L}$). Du point de vue de l'invariance relativiste, les particules élémentaires sont des représentations du groupe de Lorentz $\boldsymbol{L}$; elles possèdent donc une masse et un spin [9, 10]. Les fonctions d'onde, $\psi = \psi(t, \vec{x})$, associées aux particules sont locales, elles dépendent des points dans l'espace-temps. L'invariance relativiste conduit à un Lagrangien scalaire par rapport aux transformations de Lorentz. Cette invariance réduit le nombre de possibilités dans la construction des termes du Lagrangien (Table 1.1).

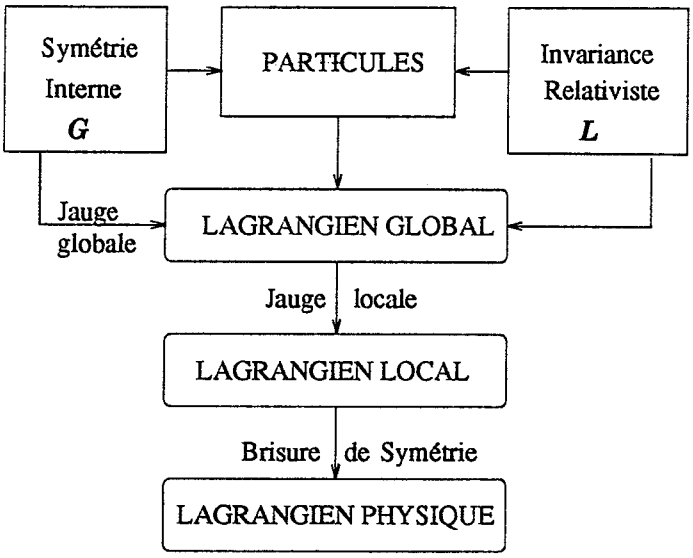


Figure 1.1: Le groupe de symétrie interne et l'invariance relativiste définissent le Lagrangien de la théorie. La symétrie de jauge locale fait naître les bosons de jauge, c'est-à-dire les interactions entre les particules.

Le groupe de symétrie interne $\boldsymbol{G}$ est basé sur les observations expérimentales concernant les interactions entre particules. La symétrie se traduit au niveau du Lagrangien par l'invariance de celui-ci par rapport aux transformations U engendrées par le groupe $\boldsymbol{G}$,

$$\psi \xrightarrow{U \in \boldsymbol{G}} \psi' \text{ alors } \mathcal{L}(\psi) \rightarrow \mathcal{L}(\psi') \, .$$

Le groupe de Lorentz $\boldsymbol{L}$ et le groupe de symétrie interne $\mathbf{G}$ permettent la construction d'un Lagrangien qui présente une symétrie globale, indépendante des coordonnées, par rapport au groupe produit direct $\boldsymbol{L}\times\boldsymbol{G}$. L'introduction de la dépendence des coordonnées dans les transformations de symétrie est équivalente à l'introduction des interactions entre particules. La symétrie globale est maintenue et renforcée pour tenir compte de l'évolution dans l'espace-temps.

Finalement, il faut tenir compte du fait que certaines symétries ne sont pas exactes. Ceci conduit à trouver le mécanisme de brisure de la symétrie, d'autant plus que le résultat de cette brisure est la forme finale du Lagrangien qui contient des paramètres physiques et est utilisée pour obtenir des prédictions.

Cette manière de construire le Lagrangien physique est l'inverse de celle qui a été suivie historiquement. Les premiers résultats ont été obtenus avec une forme plus ou moins empirique du Lagrangien (exemple : le Lagrangien de Fermi pour l'interaction faible). La théorie de Yang-Mills a permis l'introduction du langage des groupes non-abéliens dans les théories Lagrangiennes et a conduit à la forme élégante de déduction présentée dans la Figure 1.1.

La symétrie globale du Modèle Standard est décrite par le groupe

$$\boldsymbol{G} = \underbrace{SU(3)_c}_{\text{forte}} \times \underbrace{SU(2)_L \times U(1)_Y}_{\text{électro-faible}} . \tag{1.1}$$

A chaque groupe à l'intérieur du produit correspond une constante de couplage. Ces constantes de couplage seront notées g_s (intéraction forte), g et g' (interaction électro-faible). Avant de

particule	spin	symbole	Lagrangien
boson scalaire	0	Φ	$(D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - m\Phi^\dagger\Phi$
fermion	1/2	ψ	$\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi$
boson vecteur	1	A_μ	$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + m^2A_\mu A^\mu$

Table 1.1: Les Lagrangiens associés aux particules élémentaires de masse m et de spin 0, 1/2 et 1.

	Interaction		
	Forte	Electromagnétique	Faible
Energie/impulsion	Oui	Oui	Oui
Charge	Oui	Oui	Oui
B nombre Baryonique	Oui	Oui	Oui
L nombre Leptonique	Oui	Oui	Oui
I (Isospin)	Oui	Non	Non (ΔI = 1,1/2)
S (Etrangeté)	Oui	Oui	Non (ΔS = 1,0)
P (Parité)	Oui	Oui	Non
C (Parité de charge)	Oui	Oui	Non
CP (ou T)	Oui	Oui	Oui (10^{-3} violée)
CPT	Oui	Oui	Oui

Table 1.2: Les nombres quantiques et leurs règles de conservation .

développer la structure de jauge du Modèle Standard, nous allons résumer les observations expérimentales sous forme de nombres quantiques. Ce sont les nombres quantiques et leurs règles de conservation (ou de violation) qui conduisent à proposer les groupes de symétries internes.

3 Les nombres quantiques

Dans le *Particle Data Book 1994* (Ref. [11]) on trouve six leptons, six quarks, quatre bosons de jauge, 87 mésons et 85 baryons dont l'existence est établie et suffisamment prouvée. La classification de ces particules est faite à partir des nombres quantiques (table 1.2) que nous présenterons par la suite [12].

L'isospin I a été suggéré pour la première fois par Heisenberg en 1932 pour expliquer d'une manière élégante l'indépendence de charge de l'interaction forte. Les nucléons – le proton et le neutron – ne peuvent pas être distingués du point de vue de l'interaction forte. C'est-à-dire qu'un processus impliquant seulement l'interaction forte peut être décrit par un Lagrangien qui possède la qualité d'être invariant par la substitution p $\longleftrightarrow$ n. Par conséquent, n'importe

quel mélange linéaire normalisé de proton et de neutron donne les mêmes résultats que le proton ou le neutron seul. L'invariance de ce type est décrite par une symétrie de rotation dans l'espace bi-dimensionnel (p-n) et le groupe qui lui est associé est le groupe d'isospin SU(2). Chaque particule est caractérisée par un isospin $\vec{I}$ et par sa troisième composante I_3. Le couple (p-n) constitue une représentation du groupe d'isospin SU(2) avec $|I| = 1/2$ et $I_3 = \pm 1/2$. De la même manière, le triplet π^+, π^0, π^- constitue une représentation d'isospin $|I| = 1$ avec $I_3 = +1, 0, -1$ respectivement.

Le nombre baryonique B a été introduit pour exprimer la conservation du nombre de nucléons dans une réaction. Il a été généralisé et sa signification est devenue plus claire dans le contexte du modèle des quarks. Il peut être identifié à la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'anti-quarks présents dans un processus.

Les nombres leptoniques L_e,L_μ,L_τ sont égaux à $+1$ pour chaque type de lepton et à -1 pour les antiparticules correspondantes. La conservation des nombres leptoniques implique la non-existence des interactions faibles entre des leptons de familles différentes.

La parité $\eta = \pm 1$ est la valeur propre de l'opérateur de parité qui consiste à inverser le sens des axes d'un repère tri-dimensionnel : $P\psi(t, \vec{x}) \longrightarrow \psi(t, -\vec{x})$.

L'étrangeté S. Les particules étranges sont produites par paires dans les accélérateurs. Leurs durées de vie sont de l'ordre de $\sim 10^{-10}$s. Ce comportement a été expliqué par Gell-Mann et Nishijima [3] par l'introduction d'un nouveau nombre quantique : l'étrangeté (*strangeness* en anglais). La somme de l'étrangeté et du nombre baryonique donne l'hypercharge $Y = B+S$. Ce nombre quantique s'exprime en fonction de l'isospin et de la charge électrique sous la forme :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}.$$

La découverte des quarks lourds (c, b, t) a conduit à la création de nouveaux nombres quantiques ($\mathcal{C}$ pour le charme, $\mathcal{B}$ pour la beauté et $\mathcal{T}$ pour le top) inclus par la suite dans la définition de l'hypercharge. L'isospin et l'hypercharge définis plus haut sont liés à l'interaction forte. Il existe aussi l'isospin et l'hypercharge faibles qui serviront à construire le secteur électro–faible du Modèle Standard.

Les lois de conservation et de violation des nombres quantiques serviront dans les paragraphes suivants à justifier la structure de groupe du Modèle Standard donné par l'expression 1.1.

4 L'interaction forte

Les particules de même spin et de même parité sont groupées dans des multiplets. Par exemple l'octet des mésons pseudoscalaires (Figure 1.2) est constitué de particules de spin 0 et de parité négative : $J^P = 0^-$. L'octet baryonique (Figure 1.3) réunit les particules de spin 1/2 et de parité positive : $J^P = (1/2)^+$. Cette structure a conduit à l'introduction du groupe$SU(3)$ de saveur et du modèle des quarks par Gell-Mann et Zweig [4]. Les quarks sont des entités fondamentales de charge fractionnaire et constituent la représentation fondamentale du groupe $SU(3)$, **3**=(u,d,s). Les anti-quarks constituent la représentation conjuguée, **3***.

L'octet pseudoscalaire est construit à partir des deux représentations

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3}^* = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}.$$

Ce produit direct se décompose en somme directe de la représentation scalaire **1** (le meson η) et de la représentation octale **8** (Figure 1.2).

Les baryons sont représentés comme une association de trois quarks, ce qui explique le spin demi-entier. Le produit direct associé est donc :

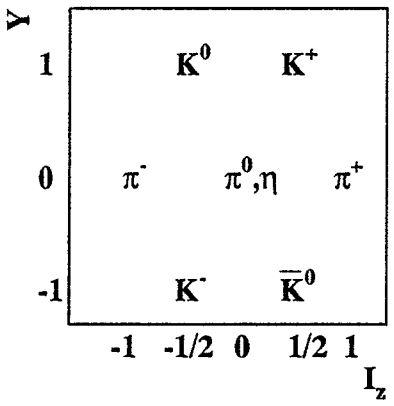


Figure 1.2: L'octet pseudoscalaire.

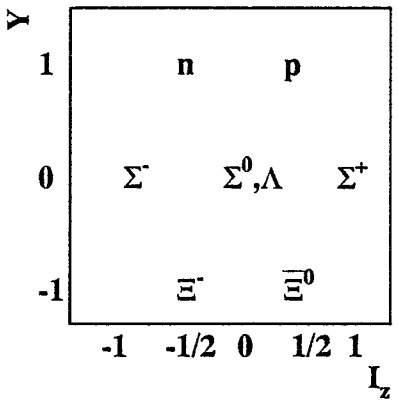


Figure 1.3: L'octet baryonique.

$$\mathbf{3}\otimes\mathbf{3}\otimes\mathbf{3} = \mathbf{1}\oplus\mathbf{8}\oplus\mathbf{8}\oplus\mathbf{10}$$

Le modèle $SU(3)_{saveur}$ avec trois quarks u, d et s prévoit l'existence du décuplet baryonique de spin $J^P = (3/2)^+$. La découverte expérimentale du baryon Ω^- (constitué de trois quarks s) a été un grand succès pour le groupe $SU(3)_{saveur}$.

Les masses des quarks respectent la relation $m_u \simeq m_d \ll m_s$. Par conséquent, le groupe SU(2) d'isospin fonctionne très bien à cause des masses relativement proches des quarks u et d. La masse élevée du quark s brise la symétrie de saveur de $\sim 20\%$.

Un des premiers problèmes du modèle des quarks est l'inexistence des quarks à l'état libre. De plus, la découverte des particules de spin 3/2, censées être composées du même type de quark ($\Delta^{++} = (uuu)$, $\Omega^- = (sss)$), a posé un problème du point de vue du principe d'exclusion de Pauli : les trois quarks identiques se trouvent dans le même état de spin. Ces problèmes ont été résolus par l'introduction d'un nouveau nombre quantique : la couleur. Ce nombre quantique est régi par le groupe $SU(3)_{couleur}$. Chaque quark peut exister en trois états de couleurs différentes qui constituent une représentation fondamentale de ce groupe. L'axiome supplémentaire est que les états physiques observables sont des singlets de couleur. Ceci reflete l'information expérimentale selon laquelle les quarks n'existent pas à l'état libre et explique aussi pourquoi les mésons sont constitués d'un quark et d'un anti-quark $q\bar{q}$ tandis que les baryons sont des états de trois quarks qqq. Les autres combinaisons de deux ou trois quarks ne correspondent pas à la représentation singlet $\mathbf{1}_{couleur}$.

La théorie induite par le groupe $SU(3)_{couleur}$ s'appelle la Chromo-Dynamique Quantique (*Quantum Chromo-Dynamics* (QCD) en anglais). Elle constitue la théorie dynamique des interactions fortes. Dans le cadre de la QCD il y a huit bosons de jauge de spin 1 associés à l'interaction forte – les gluons. La symétrie de couleur est parfaite car deux quarks possédant la même saveur, mais de couleurs différentes, ont la même masse (par exemple la masse d'un quark u "jaune" est égale à la masse d'un quark u "bleu"). De ce point de vue, la symétrie de couleur est comparable à la conservation de la charge électrique. Par conséquent les gluons, comme les photons, ont une masse nulle.

Le Lagrangien cinétique des gluons est donné par la contraction des tenseurs d'ordre deux

associés aux champs de gluons :

$$\mathcal{L}_{gluons} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu} \quad , \quad G_a{}^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a{}^\nu - \partial^\nu G_a{}^\mu - g_s f_{abc} G_b{}^\mu G_c{}^\nu \ , \ (a,b,c = 1 \div 8).$$

G_a^μ sont les champs gluoniques, alors que f_{abc} sont les constantes de structure du groupe $SU(3)$. La présence du terme bilinéaire dans les champs de gluons – caractéristique des groupes non-abéliens – permet l'interaction entre trois et quatre gluons. De plus, cette interaction a une nature attractive. Ceci implique que les lignes du champ de couleur s'attirent, ce qui fait que l'interaction forte entre deux quarks se concentre dans un tube de couleur le long de la ligne unissant les deux quarks.

Une autre propriété importante de la théorie $SU(3)_{couleur}$ est la propriété de liberté asymptotique. En général, dans une théorie de jauge, la constante de couplage peut être calculée comme une fonction de l'échelle d'énergie. Il est bien connu que pour l'interaction électromagnétique, la constante de couplage décroît avec l'énergie, ce qui peut s'expliquer par l'écrantage produit par les paires e^+e^- qui sont générées spontanément par les photons à hautes énergies (à des petites distances). Le mécanisme est plus riche dans le cas des interactions fortes, car en plus des paires quark–anti-quark qui tendent à produire l'écrantage à des petites distances, il y a aussi des paires de gluons produites grâce au vertex à trois gluons. Ces dernières engendre l'effet inverse produisant une sorte d'anti-écrantage. Globalement, la constante de couplage tend à décroître avec la distance. Par conséquent, les quarks infiniment proches sont quasi-libres, ce que définit la liberté asymptotique de l'interaction forte. Cette explication intuitive trouve une expression plus quantitative dans le calcul de la constante de couplage en fonction du transfert d'énergie, noté Q^2 :

$$\frac{g_s^2}{4\pi} \equiv \alpha_s \overset{Q^2 \to \infty}{\longrightarrow} \frac{12}{(33 - 2n_s)\log(Q^2/\Lambda^2_{QCD})}$$

où n_s est le nombre de saveurs tandis que Λ_{QCD} est un paramètre lié au schéma de renormalisation utilisé. Suivant la valeur de l'impulsion de transfert, nous avons deux régimes :

- *Le régime perturbatif* caractérisé par des grandes impulsions de transfert $Q \gg 300\ MeV$, des gluons "durs" et des petites distances entre les quarks ($\delta \ll 10^{-15}\ m$). La constante de couplage est petite ($\alpha_s \ll 1$) et la QCD peut être développée ordre par ordre en α_s.
- *Le régime non-perturbatif* complémentaire, caractérisé par des faibles impulsions de transfert $Q \leq 300\ MeV$, des gluons "mous" et des distances de l'ordre des dimensions nucléaires ($\delta \geq 10^{-15}\ m$). Le couplage α_s est de l'ordre de l'unité et le développement perturbatif perd ici son sens.

Le domaine perturbatif est relativement facile à traiter. Par contre, dans le domaine non-perturbatif, il n'y a pas encore une méthode de calcul exacte. Des limites de la QCD, comme la limite chirale (quarks de masse nulle) ou la limite des quarks lourds, permettent un traitement de certains phénomènes physiques.

5 L'interaction électrofaible

Les observations suivantes sont nécessaires à la construction du Modèle Standard dans le secteur électrofaible [13] :

- La matière (les fermions) se présente en trois familles, chaque famille est structurée par l'isospin faible (I, I_3) et par l'hypercharge Y (Table 1.3)
- La relation de type Gell-Mann–Nishijima donne la liaison entre la charge électrique, l'isospin faible et l'hypercharge faible :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \tag{1.2}$$

- Les interactions électromagnétiques sont dues à l'échange de photons de masse nulle, les interactions faibles ont lieu par échange de bosons massifs chargés et neutres.

Famille			Nombres quantiques			
I	II	III	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ e_L\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\nu_{\mu L}\\ \mu_L\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\nu_{\tau L}\\ \tau_L\end{pmatrix}$	1/2	$\begin{pmatrix}1/2\\ -1/2\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}-1\\ -1\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0\\ -1\end{pmatrix}$
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix}u_L\\ d_L\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}c_L\\ s_L\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}t_L\\ b_L\end{pmatrix}$	1/2	$\begin{pmatrix}1/2\\ -1/2\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}1/3\\ 1/3\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}2/3\\ -1/3\end{pmatrix}$
u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$

Table 1.3: Le contenu fermionique du Modèle Standard avec les nombres quantiques associés.

Le groupe produit direct $SU(2)_L \times U(1)_Y$ gouverne cette structure. En particulier, les composantes gauches des champs fermioniques constituent des doublets d'isospin faible tandis que les composantes droites sont invariantes par les transformations engendrées par le groupe $SU(2)_L$. Les interactions faible et électromagnétique sont invariantes par rapport au changement de phase engendré par le groupe $U(1)_Y$.

Les composantes gauches des champs fermioniques ψ sont les états propres de l'opérateur de chiralité γ_5

$$\gamma_5\psi_R = \psi_R \qquad \gamma_5\psi_L = -\psi_L$$

et peuvent être obtenues à partir du champ ψ par l'action des opérateurs suivants :

$$\frac{1+\gamma_5}{2}\psi = \psi_R \quad \text{et} \quad \frac{1-\gamma_5}{2}\psi = \psi_L\ .$$

Les relations suivantes seront utiles par la suite :

$$\psi = \psi_L + \psi_R \quad \text{et} \quad \bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R. \tag{1.3}$$

La dernière relation exprime le terme de masse des champs fermioniques en fonction des composantes droite et gauche. Dans l'hypothèse où les masses des particules sont nulles, les composantes chirales ψ_L et ψ_R sont en même temps des états propre d'hélicité -1/2 et +1/2 respectivement, ou l'hélicité est la projection du spin du fermion selon la direction de son impulsion.

Les nombres quantiques des champs fermioniques sont présentés dans le tableau 1.3. Pour mettre en évidence la symétrie interne, les fermions sont considérés de masse nulle pour l'instant.

L'introduction des interactions, c'est-à-dire la construction de la partie dynamique dans le Lagrangien, se fait en imposant que la théorie soit invariante sous les tranformations locales

engendrées par le groupe de symétries internes. Les bosons de jauge nécessaires pour préserver l'invariance locale sont

$$\begin{array}{cc} (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3) & \text{pour} \quad SU(2)_L \ , \\ B_\mu & \text{pour} \quad U(1)_Y \ . \end{array}$$

Tous ces champs sont ajoutés formellement aux dérivées du Lagrangien. Les transformations de ces champs par rapport aux transformations de jauge correspondent à l'invariance locale du Lagrangien. Ainsi nous pouvons écrire

$$\mathcal{L}_{fermions} = \sum_{\psi \in fermions} \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu^L \psi_L + \sum_{\psi \in fermions} \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu^R \psi_R \ .$$

Les champs fermioniques ψ_L sont les doublets $SU(2)_L$ tandis que les composantes droites ψ_R sont des singlets présentés dans le tableau 1.3. Les dérivées covariantes sont des matrices 2×2 pour les composantes gauches et des opérateurs scalaires pour les composantes droites

$$D_\mu^L \psi_L = (\partial_\mu + ig\overrightarrow{W_\mu}\overrightarrow{I} + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_L \qquad D_\mu^R \psi_R = (\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_R \ .$$

Les générateurs du groupe $SU(2)_L$ s'écrivent dans la représentation choisie dans le tableau 1.3 en fonction des matrices de Pauli $\vec{I} = 1/2\vec{\sigma}$. L'opérateur scalaire Y correspond à la multiplication par l'hypercharge du fermion correspondant.

Le Lagrangien contient des termes d'interaction fermion-boson. Pour exemple, nous allons écrire la partie qui correspond à l'interaction de l'électron et du neutrino :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{e-\nu} \quad = \quad & -\frac{g}{2}[(W_\mu^1 - iW_\mu^2)\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L + (W_\mu^1 + iW_\mu^2)\bar{e}_L\gamma^\mu \nu_{eL}] \\ & -\frac{1}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu)\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu \nu_{eL} \\ & +\frac{1}{2}(gW_\mu^3 + g'B_\mu)\bar{e}_L\gamma^\mu e_L + g'B_\mu \bar{e}_R\gamma^\mu e_R \end{aligned}$$

Les combinaisons suivantes sont associées aux bosons chargés :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}. \tag{1.4}$$

Les champs W_μ^3 et B_μ sont neutres et peuvent être combinés afin d'obtenir le boson neutre couplé au neutrino

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.5}$$

La combinaison linéaire normalisée nécessaire pour compléter la base orthogonale dans le plan (W_3, B) est la suivante :

$$A^\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{1.6}$$

Avec la notation

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad ; \quad \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{1.7}$$

la nouvelle base est obtenue par une rotation de l'ancienne base (Figure 1.4)

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

De la même façon on peut remplacer les constantes de couplage g et g' par des nouvelles constantes, l'unité de charge électrique e et l'angle de mélange électrofaible θ_W :

$$g = \frac{e}{\sin\theta_W} \qquad g' = \frac{e}{\cos\theta_W} \,. \tag{1.8}$$

Le mélange des constantes de couplage est représenté dans la Figure 1.5.

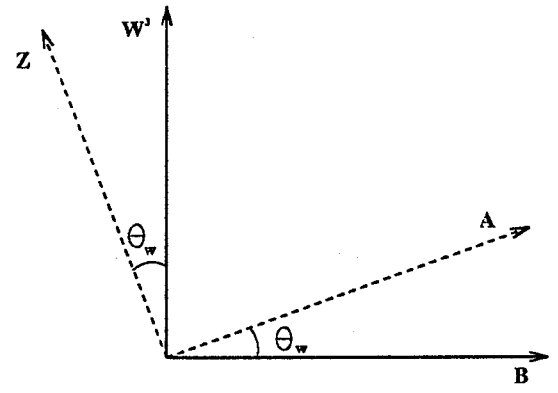


Figure 1.4: La rotation dans le plan des bosons neutres.

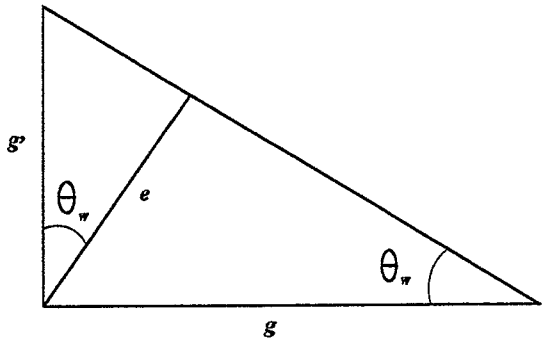


Figure 1.5: Le mélange des constantes de couplage.

De ce fait, le terme d'interaction électron-neutrino peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{e-\nu} \;=\; & -e\Big\{\frac{1}{\sqrt{2}\sin\theta_W}(W^+_\mu \bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L + W^-_\mu \bar{e}_L\gamma^\mu \nu_{eL}) \\ & +A_\mu(-\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - \bar{e}_R\gamma^\mu e_R) \\ & +\frac{1}{\sin\theta_W\cos\theta_W}Z_\mu\left[\frac{1}{2}\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu\nu_{eL} - \frac{1}{2}\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu\nu_{eL} - \sin^2\theta_W(-\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - \bar{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]\Big\}\end{aligned} \tag{1.9}$$

Sous cette forme, les courants électromagnétique (J_{em}) et faible (neutre J_{nc} et chargé J_{cc}) peuvent être identifiés et le Lagrangien d'interaction boson-fermion aquiert l'expression suivante [14] :

$$\mathcal{L}_{B-F} = -\frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_W}(W^+_\mu J^\mu_{cc} + W^-_\mu J^{\dagger\mu}_{cc}) - eA_\mu J^\mu_{em} - \frac{e}{\sin\theta_W\cos\theta_W}Z_\mu J^\mu_{nc} \tag{1.10}$$

La signification de la constante de couplage e est donnée par le terme qui décrit l'interaction électromagnétique. Il s'agit évidemment de la charge unité, la charge de l'électron. L'interprétation du $\sin\theta_W$ sera discutée dans le paragraphe 7.

Nous pouvons revenir au cas général et écrire les courants sous la forme suivante :

$$J^\mu_{cc} = (\bar{\nu}_{eL}, \bar{\nu}_{eL}, \bar{\nu}_{eL})\gamma^\mu\frac{1-\gamma_5}{2}\begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} + (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})\gamma^\mu\frac{1-\gamma_5}{2}\mathbf{V}^{CKM}_{3\times3}\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$J^\mu_{em} = \sum_{\psi\in fermions} Q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$

$$J^{\mu}_{nc} = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e} & \bar{u} & \bar{d} \\ \bar{\nu}_\mu & \bar{\mu} & \bar{c} & \bar{s} \\ \bar{\nu}_\tau & \bar{\tau} & \bar{t} & \bar{b} \end{pmatrix} (I_3 \frac{1-\gamma_5}{2} - Q \sin^2\theta_W) \begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \\ u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix}$$

La non-trivialité de la matrice $\mathbf{V}^{CKM}_{3\times3}$ exprime le fait que les états de masse ne sont pas identiques aux états d'interaction. En effet, le Modéle Standard s'écrit de la même façon si on considère que les quarks "haut" (de type u) et les quarks "bas" (de type d) sont des mélanges des états propres de masse, car cette opération garde tous les nombres quantiques intacts. Le seul terme où cette différence est manifeste et non-triviale est le terme d'interaction par courants chargés qui contient à la fois des quarks de type "haut" et de type "bas", ce qui explique l'apparition de la matrice $\mathbf{V}^{CKM}_{3\times3}$. Pour les leptons, cette matrice vaut $1_{3\times3}$ car les neutrinos sont considérés comme ayant masse nulle. Ils peuvent donc absorber toute transformation unitaire quelconque agissant sur les leptons chargés (e, μ, τ) car tout mélange des neutrinos est à la fois un triplet d'états propre de masse et d'interaction.

La partie cinétique des champs bosoniques s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4} \overrightarrow{W^{\mu\nu}} \overrightarrow{W_{\mu\nu}} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}$$

où

$$W_k{}^{\mu\nu} = \partial^\mu W_k{}^\nu - \partial^\nu W_k{}^\mu + g\epsilon_{klm} W_l{}^\mu W_m{}^\nu \quad , \quad (k,l,m = 1,2,3)$$

et

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$$

sont les champs tensoriels de jauge de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement, et ϵ_{klm} est le tenseur complètement anti-symétrique d'ordre trois. La présence du terme bilinéaire dans le tenseur du champ de jauge $SU(2)_L$ engendre des interactions à trois et quatre bosons.

L'étape suivante est l'introduction des termes de masse pour les fermions – à l'exception des neutrinos – et pour les bosons de jauge $W^\pm$ et Z. Pour les fermions, les termes de masse sont

$$\sum_{\psi \in fermions} m_\psi \bar{\psi}\psi \ .$$

Ces termes peuvent être écrits en fonction des composantes chirales droite et gauche du champ fermionique (voir la relation 1.3). Par simple addition des nombres quatiques correspondants, nous constatons que les termes de ce type violent la symétrie [1] $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Par contre, un calcul simple montre que pour chaque terme de masse, la combinaison $I_3 + Y/2$ est égale à zéro. La signification de la symétrie résiduelle est la conservation de la charge électrique. Cette conclusion est valable aussi pour les termes de masse des bosons de jauge $W^\pm$ et Z, le photon étant de masse nulle :

$$M_W^2 W_\mu^{(+)} W^{(-)\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

Nous pouvons estimer que la brisure de symétrie apparait à travers les termes de masse ce qui implique que tout phénomène électrofaible à des énergies inférieures ou comparables aux masses des bosons de jauge sera caracterisé par la brisure de symétrie :

$$SU(2)_L \times U(1)_R \overset{E \simeq M_Z}{\longrightarrow} U(1)_{em} \tag{1.11}$$

[1] Exemple : Pour le quark b, le terme de masse est $m_b(\bar{b}_L b_R + \bar{b}_R b_L)$. La troisième composante de l'isospin faible pour chaque terme est 1/2 et -1/2, tandis que l'hypercharge de chaque terme est -1 et 1, respectivement. Par conséquent, le terme de masse n'est pas un scalaire par rapport à la transformation $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et il n'est donc pas invariant.

Du point de vue théorique, cette formulation n'est pas satisfaisante car la théorie engendrée n'est pas renormalisable. Deux attitudes sont généralement adoptées :

- Le Modèle Standard est une théorie effective d'une théorie fondamentale inconnue. La brisure de symétrie est paramétrée de la manière la plus générale et des constantes de renormalisation sont calculées ordre par ordre dans la théorie des perturbations. Ces constantes sont déterminées dans des processus connus et utilisées par la suite pour faire des prédictions. Ce choix "non-orthodoxe" ne sera pas développé ici.
- La brisure de symétrie est analysée et un mécanisme responsable est proposé. La théorie devient renormalisable et le pouvoir de prédiction est amplifié.

6 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

La symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est exacte si les fermions sont sans masse. Ceci implique que, pour restaurer les masses aux fermions, cette symétrie doit être brisée. Le mécanisme adopté pour y aboutir est celui de Higgs [15], basé sur le fait que l'existence d'un état fondamental dégénéré conduit à une brisure spontanée de symétrie. Ce mécanisme nous permettra aussi de donner des masses aux bosons de jauge de l'interaction faible, fait observé expérimentalement.

6.1 Le champ scalaire

On introduit un champ supplémentaire Φ décrit par le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

où

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

est le potentiel de Higgs et Φ un doublet scalaire :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix}.$$

Le champ Φ s'écrit en fonction de quatre champs réels, il possède donc quatre degrés de liberté. Les nombres quantiques associés au champ de Higgs sont :

	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^o \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Pour $\mu^2 \geq 0$ et $\lambda \geq 0$, ce potentiel possède un minimum pour $|\Phi|^2 = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$. L'état du vide se trouve sur le cercle de rayon $\sqrt{\mu^2/\lambda}$ dans le plan (Φ^+, Φ^0), ce que implique donc que l'état fondamental (le "vide") est dégénéré (Figure 1.6).

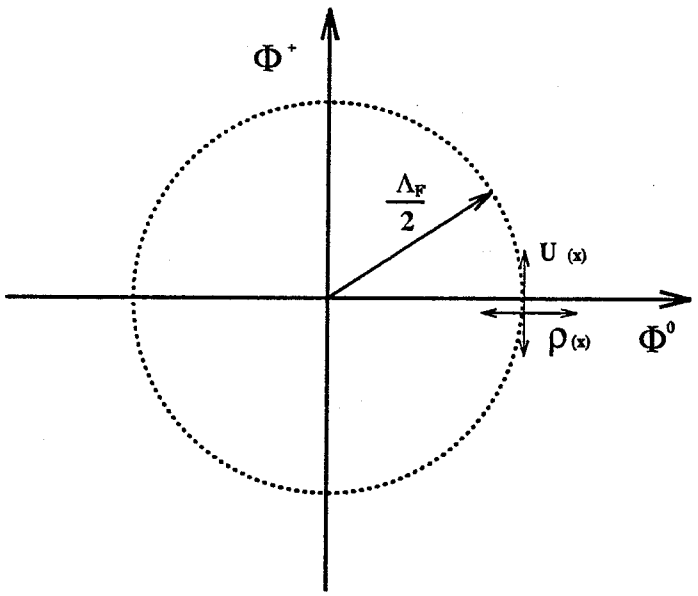


Figure 1.6: Le vide du champ scalaire se situe sur un cercle (en pointillé) dans le plan (Φ^0, Φ^+)

Un choix, purement arbitraire, de l'état du vide est

$$\Phi_{vide} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda_F \end{pmatrix} .$$

L'état choisi n'est pas invariant sous les transformations de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la symétrie est donc brisée par l'état fondamental. La constante Λ_F a les dimensions d'une énergie, elle définit dans ce mécanisme l'échelle de la brisure de symétrie. Autour de ce point, le doublet scalaire peut être paramétré par une translation réelle suivant la direction radiale $\rho(x) = \Lambda_F + h(x)$ et une rotation $U^\dagger(x)$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} U^\dagger(x) \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(x) \end{pmatrix}$$

La rotation peut être éliminée par une transformation de jauge $U(x) \in SU(2)_L$. Suite à cette transformation, le doublet scalaire reste avec un seul degré de liberté, les trois autres degrés de liberté étant absorbés par la transformation de jauge.

6.2 Les masses des bosons de jauge

Après la brisure spontanée de la symétrie par l'état fondamental, le secteur scalaire du Lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = \; & \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) \\ & + \frac{(\Lambda_F + h(x))^2}{2}[(-ig\vec{W}_\mu\vec{I} - ig'B_\mu Y)(ig\vec{W}_\mu\vec{I} + ig'B_\mu Y)] - \frac{\lambda}{4}(h^2 + 2\Lambda_F h(x))^2 . \end{aligned}$$

Ce Lagrangien contient une forme quadratique des champs de jauge $\vec{W}_\mu$ et B_μ. La diagonalisation de cette forme quadratique est obtenue par les transformations 1.4 et 1.5. Les valeurs

propres de cette forme quadratique sont les masses des bosons de jauge physique :

$$M_W = \frac{e\Lambda_F}{2\sin\theta_W} \quad ; \quad M_Z = \frac{e\Lambda_F}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \quad ; \quad M_A = 0. \tag{1.12}$$

Nous avons maintenant des bosons de jauge massifs ce qui explique la disparition mystérieuse des trois degrés de liberté lors du passage dans la jauge unitaire : ils se retrouvent dans les composantes longitudinales des trois bosons de jauge devenus massifs. L'état du vide reste invariant sous le groupe U(1) engendré par la combinaison $I_3 + Y/2 = Q$, ce qui définit le mécanisme de brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}$.

Même avec cette variante minimale d'introduction de la brisure de symétrie (avec un seul doublet scalaire) il nous reste un champ physique de Higgs $h(x)$ de masse $m_{Higgs} = \sqrt{2}\mu$.

6.3 Les masses des fermions. La matrice CKM

La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ nous permet d'introduire des termes d'interaction scalaire-fermion, c'est-à-dire le terme dit de Yukawa

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} = \; & -((\bar{\nu}_{eL}\ \bar{e}_L)\Phi\ ,\ (\bar{\nu}_{\mu L}\ \bar{\mu}_L)\Phi\ ,\ (\bar{\nu}_{\tau L}\ \bar{\tau}_L)\Phi\ )\ \mathbf{C}_\ell \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix} \\
& -((\bar{u}_L\ \ \bar{d}_L)\tilde{\Phi}\ ,\ (\bar{c}_L\ \ \bar{s}_L)\tilde{\Phi}\ ,\ (\bar{t}_L\ \ \bar{b}_L)\tilde{\Phi}\ )\ \mathbf{C}_u \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} \\
& -((\bar{u}_L\ \ \bar{d}_L)\Phi\ ,\ (\bar{c}_L\ \ \bar{s}_L)\Phi\ ,\ (\bar{t}_L\ \ \bar{b}_L)\Phi\ )\ \mathbf{C}_d \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} + h.c.
\end{aligned}$$

où

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^{+*} \end{pmatrix}.$$

$\mathbf{C}_{\ell,u,d}$ sont des matrices unitaires arbitraires. Le fait que, pour $SU(2)_L$, la représentation fondamentale (de dimension 2) est équivalente à la représentation conjugúee, permet d'utiliser le même doublet de Higgs pour donner des masses aux quarks de type "haut" (u,c,t) et de type "bas" (d,s,b).

Le remplacement du doublet scalaire par son développement autour de l'état du vide conduit à des termes bilinéaires dans les composantes droite-gauche des champs fermioniques plus des termes d'interaction fermion-scalaire. Nous nous intéressons aux termes bilinéaires car ils permettent d'aboutir à des termes de masse pour les fermions :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} = \; & -\frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L\ ,\ \bar{\mu}_L\ ,\ \bar{\tau}_L\ )\,\mathbf{C}_\ell \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix} \\
& -\frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}(\bar{u}_L\ ,\ \bar{c}_L\ ,\ \bar{t}_L\ )\,\mathbf{C}_u \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} \\
& -\frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}(\bar{d}_L\ ,\ \bar{s}_L\ ,\ \bar{b}_L\ )\,\mathbf{C}_d \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} + h.c.
\end{aligned}$$

Les matrices unitaires $\mathbf{C}_\ell$, $\mathbf{C}_u$ et $\mathbf{C}_d$ peuvent être diagonalisées par des transformations unitaires :

$$\frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}} V_{\ell,u,d} \mathbf{C}_{\ell,u,d} V^\dagger_{\ell,u,d} = \begin{pmatrix} m_{\mathrm{e,u,d}} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\mu,\mathrm{c,s}} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\tau,\mathrm{t,b}} \end{pmatrix} .$$

Ces transformations impliquent aussi les transformations des champs fermioniques :

$$(\mathrm{e},\mu,\tau) \to V_\ell\,(\mathrm{e},\mu,\tau) \ , \ (\mathrm{u,c,t}) \to V_u\,(\mathrm{u,t,t}) \ , \ (\mathrm{d,s,b}) \to V_d\,(\mathrm{d,s,b}) \ .$$

Tous les termes du Lagrangien supportent bien ces transformations, le Lagrangian garde sa forme suite à cette redéfinition des champs, sauf les termes de courant chargé pour les quarks où les deux transformations "haut" et "bas" ne se compensent pas nécessairement. Ceci donne une matrice 3×3 agissant sur l'indice de saveur qui s'appelle la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

$$\mathbf{V}^{CKM} = V_u^\dagger V_d$$

En supposant qu'il n'existe que 3 familles de fermions, cette matrice doît être unitaire, la non-unitarité pouvant constituer une indication de l'existence d'une quatrième famille. Elle n'est pas diagonale, fait observé expérimentalement. Ceci signifie que les états propres de masse ne coïncident pas avec les états propres d'interaction. Cette matrice unitaire contient une phase complexe, ce qui permet l'explication dans le cadre du Modèle Standard du phénomène de violation de la symétrie CP.

Pour les leptons la matrice équivalente est diagonale, car la transformation des champs leptoniques par V_ℓ peut toujours être annihilée par la même transformation sur les neutrinos grâce à l'absence du terme de masse pour ces derniers.

7 La limite de basse énergie dans le secteur électrofaible

Le premier Lagrangien qui a décrit les interactions faibles et notamment la désintégration β a été introduit par Fermi en 1933. Pour interpréter les paramètres du Modèle Standard, notamment $\sin\theta_W$, nous allons considérer la désintégration semi-leptonique du muon. Dans la théorie de Fermi, ce processus est un couplage à quatre fermions, la constante de couplage étant $G_F/\sqrt{2}$ où G_F est la constante de Fermi. Dans le cadre du Modèle Standard, la désintégration β du muon est un processus régi par un boson chargé virtuel $\mu \to \nu_\mu W$ ($\to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$). L'impulsion de transfert au carré du processus (q^2) étant petite par rapport à la masse nominale de ce boson, le propagateur décrivant le processus s'écrit :

$$\frac{1}{q^2 - M^2_{W^\pm}} \overset{q^2 \ll M^2_{W^\pm}}{\longrightarrow} -\frac{1}{M^2_{W^\pm}} .$$

Le couplage effectif des quatres fermions déduit de cette limite de basse énergie est égal à celui proposé dans la théorie de Fermi. En effet, la théorie de Fermi décrit le processus d'une manière minimale comme un couplage à quatre fermions, tandis que le Modèle Standard propose une structure pour ce couplage. Nous avons donc :

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

De la même façon, l'égalité entre les taux des processus procédant par les courants neutres et ceux procédant par les courants chargés entraîne la relation suivante entre les masses des

bosons :

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$$

Cette relation est aussi une conséquence du mécanisme de brisure de symétrie proposé (relation 1.12).

L'angle de mélange faible θ_W peut être mesuré dans des processus qui impliquent des interactions faibles comme les collisions neutrino-électron, neutrino-nucléon ou les annihilations e^+e^-. Avec les valeurs obtenues dans des expériences de basses énergies pour la constante de Fermi $G_F = 1,16632(2) \cdot 10^{-5}\ GeV^{-2}$ et pour l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W = 0,225(8)$, les valeurs prédites pour les masses des bosons de jauge sont [14] :

$$M_W = 77,7\ \mathrm{GeV/c^2} \text{ et } M_Z = 88,6\mathrm{GeV/c^2}\ .$$

Les corrections radiatives rendent ces valeurs en bon accord avec les mesures expérimentales $M_W = 80,26 \pm 0,16$ GeV/c^2 et $M_Z = 91,1884 \pm 0,00022$ GeV/c^2 [13]. Du point de vue du mécanisme de Higgs, on peut obtenir la valeur moyenne de l'énergie du boson scalaire dans l'état fondamental :

$$\Lambda_F = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} = 246\ GeV$$

ce qui fixe l'échelle de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

8 Les paramètres du Modèle Standard

Le Modèle Standard est considéré comme la théorie décrivant la physique des particules dans l'état actuel. Toutes les données expérimentales obtenues à ce jour sont en très bon accord avec les prédictions de ce modèle.

Parmi les 18 paramètres du Modèle Standard, 17 paramètres ont été mesurés :

- **Les masses des fermions : 9 paramètres**
  Tous les fermions ont été mis en évidence d'une façon directe ou indirecte (ν_τ) et leurs masses se situent entre zéro pour les neutrinos et 180 GeV/c^2 pour le quark top.

- **Les masses des bosons de jauge (2 paramètres)**
  Les masses de ces bosons responsables de l'interaction faible se substituent aussi à la mesure de la constante de couplage faible G_F utilisé auparavant.

- **Les couplages électromagnétique $\alpha = e^2/4\pi$ et fort $\alpha_s = g_s^2/4\pi$: 2 paramètres**
  Le couplage électromagétique a été mesuré avec une très bonne précision (par exemple dans les expériences de mesure du moment magnétique anomal du muon). Pour le couplage fort, la variation en fonction de l'énergie a été mise en évidence.

- **Matrice CKM : 4 paramètres**
  La condition d'unitarité réduit à quatre le nombre de paramètres indépendants de la matrice $V_{3\times3}^{CKM}$. La mesure de tous les éléments de la matrice permet de tester son unitarité, car toute déviation de l'hypothèse d'unitarité peut être considérée comme un signe d'une nouvelle physique.

Le secteur du Modèle Standard le moins connu du point de vue expérimental est le secteur de Higgs. Le scalaire qui lui est associé n'a jamais été mis en évidence, sa masse étant le

seul paramètre du Modèle Standard n'ayant pas été mesuré. Si le boson scalaire a une réalité physique dans le cadre du Modèle Standard, des raisons de cohérence requièrent que sa masse soit inférieure à 1 TeV. La limite inférieure sur sa masse se situe à 63 GeV/c^2 grâce à la recherche directe dans les expériences LEP.

Ce sera sans doute la tâche des futurs accélérateurs que d'étudier le mécanisme de brisure de symétrie et de répondre à des questions fondamentales sur l'origine des masses et des symétries observées et cataloguées dans le cadre du Modèle Standard.

Dans le chapitre suivant nous discuterons plus en détail les désintégrations du boson Z réel produit dans les collisions électron–positron et notamment la production et la dynamique du quark b, le quark le plus lourd produit au pic du Z.

Chapitre 2

La physique du quark b

1 Introduction

Le quark b est produit copieusement dans les désintégrations du boson neutre Z, avec une forte polarisation longitudinale négative $P_b = -0,94$. La polarisation des quarks b est éventuellement transmise au baryons beaux, et peut être mise en évidence par l'étude des désintégrations semi-leptoniques de ceux-ci. Dans ce chapitre, nous allons discuter la production du quark b et le transfert de la polarisation vers les hadrons beaux.

Le quark b, comme tous les autres quarks, subit le processus de fragmentation. Si la connaissance des aspects cinématiques de la fragmentation a beaucoup progressé depuis la première observation des jets de partons à SLAC en 1975, la structure en spin de ce processus n'a pas encore été élucidée. La production des quarks polarisés au pic du Z au LEP est une bonne occasion de tenter de clarifier la structure et la dynamique de spin de la fragmentation.

Nous allons étudier d'abord la production du quark beau. Nous discuterons ensuite le processus de formation des hadrons beaux – la fragmentation – et les mécanismes de transfert de la polarisation vers les baryons beaux. Enfin, nous étudierons les désintégrations semi-leptoniques des baryons beaux polarisés.

2 La physique au pic du Z

Les collisions électron-positron au LEP ont lieu à une énergie au centre de masse autour de la masse du Z ($91,187$ GeV/c^2). Les Z produits se désintègrent en une paire de fermions avec des largeurs qui sont prédites par le Modèle Standard. Un fraction de 70% des fermions produits dans les désintégrations du boson Z sont des quarks. Parmi ceux-ci, la proportion de quarks b est de 22%. Contrairement aux leptons, la création d'une paire de quarks lors de la désintégration du Z est suivie par un processus compliqué de fragmentation conduisant à une multitude de hadrons. En effet, les mesures expérimentales montrent que les quarks n'existent que dans des états liés à l'intérieur des hadrons.

Avant de se transformer en hadron, le quark primaire suit plusieurs étapes que l'on peut partager en quatre (voir figure 2.1) :

(1) Création de la paire de quarks primaires $Z \rightarrow q\bar{q}$, processus décrit d'une manière perturbative par le secteur électrofaible du modèle standard.

(2) Rayonnement de partons (quarks et gluons) à partir des quarks initiaux (processus perturbatif).

(3) Fragmentation des partons en hadrons - processus de nature non-perturbative.

(4) Désintégration des hadrons instables.

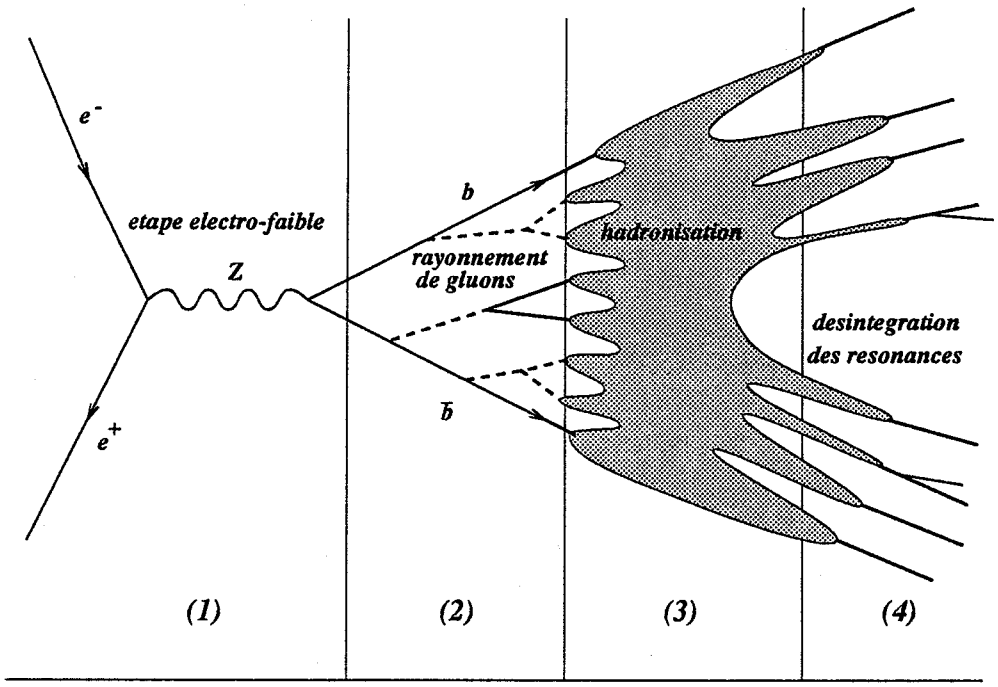


Figure 2.1: Les différentes étapes du processus $e^+e^- \rightarrow$ hadrons

Dans ce chapitre nous allons décrire ces différentes étapes dans le cas du quark b en tenant compte des différents processus qui peuvent affecter sa polarisation, objet de notre étude. La première étape, celle de la production de la paire de quarks primaire, est la source de la polarisation des quarks b. Les processus qui suivent peuvent conduire à la formation des hadrons beaux et peuvent se traduire par une perte partielle ou totale de la polarisation initiale.

Nous allons discuter d'abord la première étape dans un cadre plus large (la production d'une paire de fermions), ce qui nous permettra de déduire les propriétés du quark b et de les comparer aux autres fermions.

3 Le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

La production des fermions dans les collisions e^+e^- est un processus électrofaible qui peut être décrit à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations par l'échange d'un boson neutre dans la voie s : $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$.

Pour des faisceaux non-polarisés et à une énergie au centre de masse bien au-delà du seuil de production de la paire de fermions ($s \gg 4m_f^2$), la section efficace différentielle pour la création dans l'état final d'un fermion avec une hélicité h est donnée par [16] :

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)}|_{h=\pm 1} = \frac{1}{2}(\sigma_n(\cos\theta) - h\sigma_p(\cos\theta))$$

où θ est l'angle entre l'impulsion du fermion sortant et l'impulsion de l'électron. Les fonctions σ_n et σ_p sont les sections efficaces de production des fermions "non-polarisés" et "polarisés", respectivement. Si nous ne nous interessons pas à l'hélicité des fermions dans l'état final, la section efficace totale est donnée par σ_n. La fonction σ_p exprime le déséquilibre entre la production de fermions des deux états d'hélicité hélicités. La polarisation des fermions est proportionnelle à σ_p.

$$\sigma_n(\cos\theta) = \frac{3}{8}\sigma_{pt}(s)[(1+\cos^2\theta)F_0(s) + 2\cos\theta F_1(s)]$$

$$\sigma_p(\cos\theta) = \frac{3}{8}\sigma_{pt}(s)[(1+\cos^2\theta)F_2(s) + 2\cos\theta F_3(s)]$$

où $\sigma_{pt}(s) = \dfrac{4\pi\alpha^2}{3s}N_c$ est la section efficace totale "ponctuelle" (électromagnétique) qui correspond à la limite de basse énergie $\sqrt{s} \ll M_Z$, N_c est le nombre de couleurs ($N_c = 1$ pour les leptons et $N_c = 3$ pour les quarks). Les coefficients $F_{0,1,2,3}$ sont des fonctions des constantes de couplages axial et vectoriel[1]

$$\begin{aligned}
F_0 = \quad & Q_f^2 \quad -2v_e v_f Q_f \mathcal{R}e(\chi(s)) + (v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)|\chi(s)|^2\,, \\
F_1 = \quad & \qquad -2a_e a_f Q_f \mathcal{R}e(\chi(s)) + (2v_e a_e)(2v_f a_f)|\chi(s)|^2\,, \\
F_2 = \quad & \qquad -2v_e a_f Q_f \mathcal{R}e(\chi(s)) + (v_e^2+a_e^2)(2v_f a_f)|\chi(s)|^2\,, \\
F_3 = \quad & \qquad -2a_e v_f Q_f \mathcal{R}e(\chi(s)) + (2v_e a_e)(v_f^2+a_f^2)|\chi(s)|^2\,,
\end{aligned}$$

La fonction $\chi(s)$ rend compte de la largeur finie du Z, Γ_Z et de sa masse M_Z en fonction de l'énergie disponible dans le système du centre de masse $\sqrt{s}$:

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + i\dfrac{s\Gamma_Z}{M_Z}}$$

avec :

$$|\chi(s)|^2 = \frac{s^2}{(s-M_Z^2)^2 + (\frac{s\Gamma_Z}{M_Z})^2}, \qquad \mathcal{R}e(\chi(s)) = \frac{s(s-M_Z^2)}{(s-M_Z^2)^2 + (\frac{s\Gamma_Z}{M_Z})^2}\,.$$

a_e, v_e et a_f, v_f sont les constantes de couplages axial et vectoriel des particules dans les états initial et final respectivement.

Au pic du Z ($\sqrt{s} \simeq M_Z$) la section efficace de production du quark b en fonction de $\cos\theta$ indique clairement que celui-ci est produit la plupart du temps avec une hélicité négative (voir figure 2.2). On s'attend donc à ce que les quarks b produits lors de la désintégration du Z soient fortement polarisés. A partir de la section efficace différentielle, la polarisation dans l'état final en fonction de $\cos\theta$ est donnée par :

$$P(\cos\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(h=+1) - \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(h=-1)}{\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(h=+1) + \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(h=-1)} = -\frac{\sigma_p(\cos\theta)}{\sigma_n(\cos\theta)}$$

La figure 2.3 montre le comportement de la polarisation du quark b en fonction de $\cos\theta$.

[1]Le couplage du boson Z aux fermions $f\bar{f}$ est $\gamma^\mu(v_f - a_f\gamma_5)$.

Fermion	a_f	$v_f(\sin^2\theta_W)$	$\mathcal{P}(\sin^2\theta_W = 0,23)$
ν_e	1	1	-1
e, μ, τ	-1	$-1+4\sin^2\theta_W$	$-0,13$
u, c	1	$1-(8/3)\sin^2\theta_W$	$-0,68$
d, s, b	-1	$-1+(4/3)\sin^2\theta_W$	$-0,94$

Table 2.1: Les constantes de couplages axial et vectoriel et la polarisation moyenne des fermions attendue pour $\sin\theta_W = 0,23$.

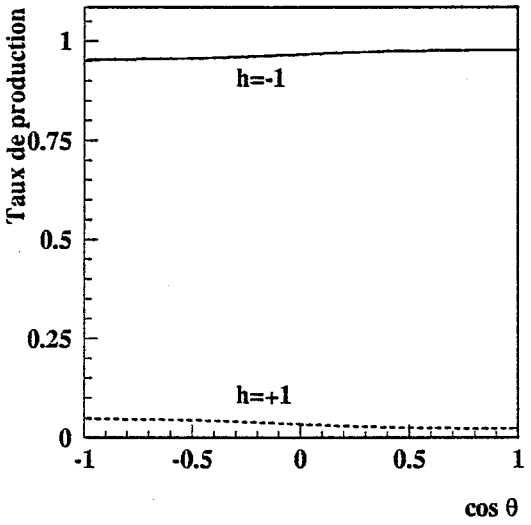


Figure 2.2: Taux de production du quark b avec des hélicités positives et négatives en fonction de l'angle de production

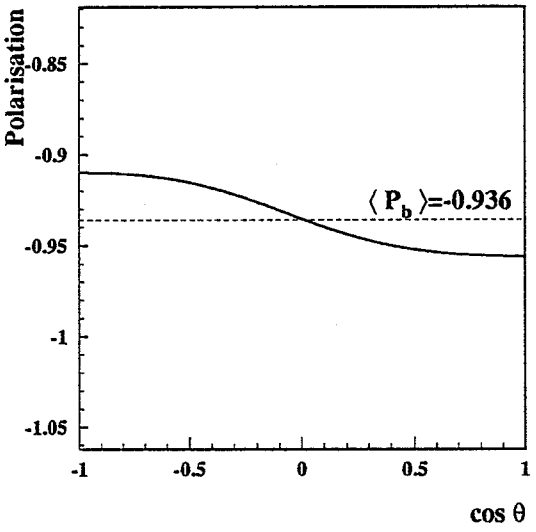


Figure 2.3: La dépendance de la polarisation du quark b en fonction de l'angle de production θ.

La valeur moyenne de la polarisation est obtenue en intégrant sur $\cos\theta$:

$$\langle P_f \rangle = -\frac{\int_{-1}^{1}\sigma_p(\cos\theta)d\cos\theta}{\int_{-1}^{1}\sigma_n(\cos\theta)d\cos\theta} = -\frac{F_2(s)}{F_0(s)}\,.$$

Au pic du Z, c'est-à dire pour $s \simeq M_Z^2$, la polarisation moyenne est déterminée à partir des constantes de couplages axial et vectoriel du fermion dans l'état final.

$$\langle P_f \rangle \simeq -\frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}\,.$$

En utilisant les constantes de couplage telles qu'elles sont données par le modèle standard, nous obtenons les polarisations moyennes pour les fermions produits au pic du Z (voir table 2.1). Nous constatons que tous les fermions produits au pic du Z sont polarisés. Ainsi le quark b est produit avec une forte polarisation longitudinale $\mathcal{P}_b = -0,94$. Une mesure précise portant sur

cette caractéristique des fermions produits dans les désintégrations du boson Z est la mesure de la polarisation du lepton τ : $\mathcal{P}_\tau^{exp.} = -0,143 \pm 0,010$ [17] en très bon accord avec la prédiction théorique. La polarisation des baryons Λ, provenant en bonne partie de la polarisation du quark s, a été récemment mesurée également [18].

La mesure de la polarisation des quarks est plus difficile à réaliser que dans le cas du lepton τ, car au cours du processus de hadronisation, les quarks peuvent subir une dépolarisation partielle ou totale.

4 Le rayonnement de gluons

Juste après sa production, le quark b perd par rayonnement fort une partie de son énergie sous forme de gluons qui peuvent se matérialiser en une paire $q\bar{q}$, c'est l'étape (2) représentée sur la figure 2.1. Le processus est de nature perturbative car, à l'énergie du LEP, les impulsions transférées lors de cette étape sont suffisamment grandes pour permettre un développement en puissances de la constante de couplage fort, α_s.

Il existe deux méthodes pour décrire le rayonnement de gluons lors de la création d'une paire de quarks [19].

- La méthode des éléments de matrice est l'approche la plus rigoureuse. Elle procède par le calcul de tous les diagrammes qui interviennent, ordre par ordre en α_s. Malheureusement, les complications du calcul empêchent d'aller au-delà de l'ordre deux, limitant ainsi le nombre de partons à quatre.

- La méthode de la gerbe de partons décrit l'évolution de la paire de quarks comme une cascade de quarks et de gluons basée sur les processus élémentaires de branchement $quark \rightarrow quark + gluon$ et $gluon \rightarrow quark + quark$. L'évolution de la gerbe est modélisée par les équations d'Altarelli-Parisi [20]. Les calculs sont simplifiés, la cinématique et les effets de spin n'y sont pas rigoureusement traités.

Le rayonnement de gluons d'impulsion relativement élevée pendant le processus perturbatif de rayonnement de gluons peut influencer la polarisation du quark b, mais le calcul montre [21] qu'à cause de la valeur élevée de sa masse, celui-ci ne rayonne pas beaucoup à cette étape. En plus, les modifications de l'état de spin qui interviennent sont calculables dans ce cas dans le cadre de la QCD.

Les calculs analytiques au premier ordre en α_s [22] montrent que le processus de rayonnement de gluons réduit la polarisation du quark b de 3%.

5 La fragmentation du quark b

5.1 Les variables associées au processus de fragmentation des quarks

Lorsqu'ils sont produits, les quarks ne peuvent pas avoir comme état asymptotique un état libre. C'est un fait imposé par l'observation expérimentale et implémenté dans le cadre de QCD par la propriété de liberté asymptotique : la constante de couplage des interactions fortes tend vers l'infini quand la distance entre deux quarks augmente. Ceci impose une brisure du vide fort (la "mer" des quarks et des gluons virtuels) et la création de paires quark–antiquark qui conduit à la naissance des hadrons en état de singlet de couleur.

Ce succès est à la fois la faiblesse de la théorie QCD car le comportement de la constante de couplage en fonction de l'énergie empêche une description perturbative du processus de

fragmentation, c'est-à-dire de la formation des hadrons (étape (3) sur la figure 2.1). Nous sommes donc obligés d'utiliser des modèles construits sur des hypothèses vraisemblables du point de vue phénoménologique. Le but de tels modèles est d'expliquer la création des paires quark-antiquark par le champ de couleur et la formation ultérieure des hadrons. Ces processus sont gouvernés par le comportement non-perturbatif de la constante de couplage. Tous ces modèles sont basés sur la dualité parton-hadron qui a comme conséquence immédiate l'existence près de l'axe du quark initial (l'axe de fragmentation) d'un hadron contenant le quark initial [23].

Pour la description de la transition quark–hadron on choisit comme variable la fraction d'énergie emportée par le hadron, $x = E^{hadron}/E^{quark}$. D'autres variables peuvent être utilisées également comme, par exemple, la variable du cône de lumière z où encore la rapidité des hadrons produits η :

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{hadron}}{(E + p_{\parallel})_{quark}} \quad ; \quad \eta = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right)$$

où $p_{\parallel}$ est l'impulsion du parton ou du hadron parallèle à l'axe de fragmentation. Dans tous les cas l'impulsion transverse du hadron par rapport à l'axe de fragmentation, p_T, paramétrise les fluctuations transverses de la fragmentation.

La probabilité de trouver le hadron H avec une fraction d'énergie x est donnée par la fonction de distribution $D_q^H(x)$ appelée fonction de fragmentation. Si le parton initial est très rapide, il est seul à imposer l'échelle d'énergie de ce processus, par conséquent la fonction de fragmentation dépend de la fraction d'énergie x seulement (échelle de Feynman). Cette supposition n'est pas tout à fait exacte, le processus de violation d'échelle – la dépendance des fonctions de fragmentation de l'énergie du quark initial – peut être utilisé pour mesurer le seul paramètre libre de la QCD, le couplage α_s [24].

La conservation de l'énergie impose la normalisation suivante :

$$\sum_H \int_0^1 x D_q^H dx = 1 \ .$$

La section efficace de production inclusive du hadron H d'énergie E_H peut donc s'écrire comme une somme sur les énergies possibles E_q du quark initial

$$\frac{d\sigma}{dE_H}(e^+e^- \to hX) = \int \frac{d\sigma}{dE_q}(e^+e^- \to q\bar{q}) D_q^H(E_H/E_q) \frac{dE_q}{E_H}$$

La multiplicité moyenne des hadrons H de masse m_H dans le jet produit par le quark q est donnée par :

$$\langle n_q^H \rangle = \int_{x_{min}}^1 dx D_q^H(x) \quad \text{où} \quad x_{min} = \frac{m_H}{E_q} \ .$$

5.2 Modèles de fragmentation

Dans cette section nous allons présenter succintement quatre modèles de fragmentation, le dernier étant adapté aux quarks lourds. Le but de cette brève incursion est de donner une vue d'ensemble sur les connaissances actuelles concernant le processus de fragmentation. En général, les effets du spin sont inexistants ou présents d'une manière artificielle et superficielle dans les modèles de fragmentation. Ceci explique pourquoi, dans les simulations Monte Carlo, ces effets sont introduits par des paramètres libres.

La fragmentation indépendante

Ce modèle suppose que le scénario de la fragmentation est de nature itérative. Le quark initial q_0 crée un champ de couleur dans lequel est produit une paire de quarks $q_1\bar{q}_1$. Le méson formé par la paire $q_0\bar{q}_1$ emporte une fraction d'énergie x_1 et le quark q_1, qui possède une fraction d'énergie $1 - x_1$, continue la fragmentation. L'hypothèse de base est que chaque étape de ce genre est indépendante des autres et peut être décrite par une fonction $f(x)$. Il est évident que cette fonction est liée à la fonction de fragmentation définie plus haut :

$$D(x) = f(x) + \int_x^1 f(1-\zeta)D(x/\zeta)\frac{d\zeta}{\zeta} .$$

La fonction f proposé par Field et Feynman [25] est :

$$f(x) = 1 - a + 3a(1-x)^2 .$$

Le paramètre $a = 0,77$ est déterminé à partir de l'expérience. Le rapport de production des différentes saveurs est $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : 0,33$.

Les quarks de fragmentation ont aussi une dispersion transversale donnée par une distribution gaussienne de l'impulsion transverse à la direction du quark initial ce qui nous permet d'écrire la fonction de fragmentation sous la forme

$$\tilde{D}(x, p_T) = D(x)e^{-(p_T^2/\sigma^2)} \quad \text{avec } \sigma \simeq 0,35 \text{ GeV}.$$

Le modèle des cordes

Ce modèle donne une explication du mécanisme de hadronisation en supposant que le champ de couleur produit entre deux quarks se comporte comme une corde à cause du fait que les lignes de la force forte sont concentrées dans un tube (hypothèse basée sur la nature non-abélienne de la QCD qui rend possible l'interaction entre gluons).

La constante élastique d'une telle corde est estimée expérimentallement à $\kappa = 0,18\ GeV/fm$, en considérant la limite classique d'un modèle quantique des cordes [26] . Dans ce modèle, les mésons sont considérés comme des cordes avec les deux quarks constituants les deux bouts; les baryons sont représentés par trois cordes qui ont un bout commun.

La probabilité de création d'une paire $q\bar{q}$ de quarks de masse m_q avec des masses m_q est donnée par une distribution proportionnelle à $e^{-(\pi m_q^2/\kappa)}$ ce qui impose des probabilités relatives $u\bar{u} : d\bar{d} : \bar{s}s : \bar{c}c = 1 : 1 : 0,37 : 10^{-10}$. Il est évident qu'à cause de leurs masses élevées la production de paires de quarks lourds est pratiquement nulle.

Le modèle de "clusters"

L'idée de ce modèle est de décrire dans le cadre de la QCD la formation des états sans couleur (propriété de "préconfinement") caractérisés par leur masse et leur contenu de saveur (clusters) [19, 27]. La désintégration des clusters en hadrons ou en clusters et hadrons est gouvernée par l'espace de phases, c'est-à-dire que la probabilité d'avoir dans l'état final deux hadrons de spins s_1 et s_2 avec l'impulsion p_0 dans le système du centre de masse est proportionelle à $(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)(2p_0/m)$ où m est la masse du cluster. La sélection des saveurs est faite soit dans l'étape de développement perturbatif au niveau de la création d'une paire de quarks par un gluon ($g \to q\bar{q}$) soit au niveau de la désintégration d'un cluster en deux clusters ou en un cluster et un hadron. Le traitement non-perturbatif de l'étape initiale, en utilisant le modèle des cordes apporte une amélioration importante [27].

La fragmentation des quarks lourds

Le processus de hadronisation d'un quark lourd présente des particularités intéressantes à cause du fait que la cinématique est fortement dominée par la différence de masse entre le quark lourd (b ou c) et le quark léger. Le transfert d'énergie du quark lourd initial vers le hadron lourd formé est assez fort. Une analyse cinématique de ce processus conduit à une fonction de fragmentation très simple qui reproduit très bien les données expérimentales [28].

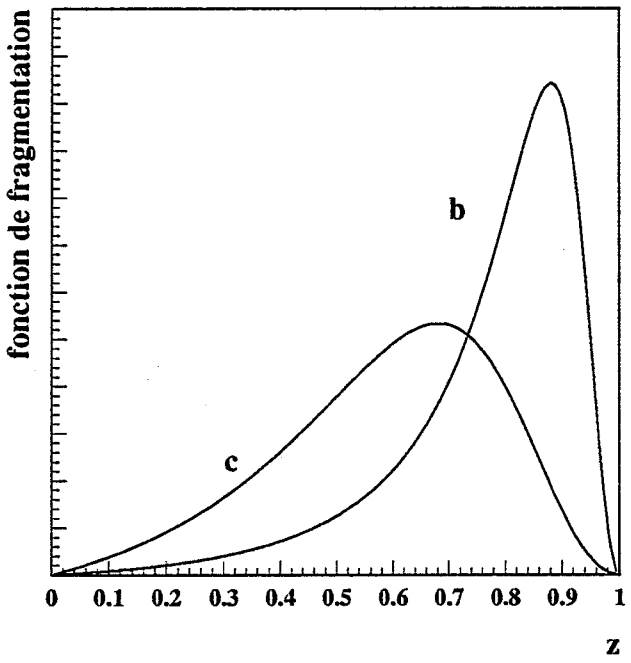


Figure 2.4: La fonction de fragmentation pour les quarks lourds.

Pour obtenir cette fonction de fragmentation, on suppose que l'amplitude de transition quark $\rightarrow$ hadron est inversement proportionnelle à la fluctuation d'énergie ΔE :

$$\mathcal{M}(Q \rightarrow q + h) \sim \Delta E^{-1} \quad \text{avec} \quad \Delta E = E_Q - E_q - E_h$$

où E_Q,E_q et E_h sont les énergies du quark lourd, du quark léger et du hadron formé, respectivement. La fluctuation d'énergie est donnée par

$$\Delta E \simeq 1 - \frac{1}{z} - \frac{m_q^2/m_Q^2}{(1-z)}$$

En incluant le facteur z^{-1} qui provient de l'espace des phases, la fonction de fragmentation pour les quarks lourds présente une dépendence en z qui s'écrit :

$$D_Q^h = \frac{N}{z[1-(1/z)-\epsilon_Q/(1-z)]^2}$$

où ϵ_Q est rapport des masses des quarks au carré, $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$. La constante N est fixée par la normalisation. La variable du cône de lumière z a été utilisée à la place de la fraction d'énergie x, car l'approximation est meilleure dans le cas des impulsions finies. La figure 2.4 montre la forme de cette fonction de fragmentation pour les quarks c et b. La fonction présente un maximum en $z \simeq 1 - 2\epsilon_Q$ et une largeur de $\simeq \epsilon_Q$. Le paramètre ϵ_Q conduit à une fonction de fragmentation de plus en plus "dure" (c'est-à-dire avec un pic vers $z = 1$) pour les masses des quarks "parents" de plus en plus grandes.

5.3 Conclusion et état d'esprit

Les modèles que nous venons de présenter donnent un aperçu des différents mécanismes pouvant décrire le processus d'hadronisation. Aucun modèle n'inclut les effets de spin et n'est capable de prédire le transfert de polarisation du quark initial vers le hadron à l'état final. La raison de cela est très simple. La connaissance de l'évolution du spin pendant l'hadronisation suppose le calcul des processus non–perturbatifs liés à la transition quark $\rightarrow$ hadron. Non seulement l'évolution du spin du quark à l'intérieur du hadron n'est pas connue, mais même la contribution de ce spin au spin total du hadron est difficile à estimer.

En conclusion, même si on s'attend à des simplifications dans le cas des quarks lourds, les considérations provenant du modèle naïf des quarks constituants doivent être prises avec beaucoup de précautions. Pour démarrer la discussion sur la transmission de polarisation du quark b vers le hadron qui le contient après la fragmentation, nous allons regarder de plus près comment le modèle des quarks constituants décrit la structure des hadrons contenant des quarks lourds.

6 Spectroscopie des hadrons contenant un quark lourd

6.1 La théorie des quarks lourds

La propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte rend particulièrement difficile l'interprétation de la structure des hadrons à partir du modèle des quarks. En particulier, les masses des quarks n'ont pas une signification absolue mais leurs valeurs dépendent du schéma de calcul choisi. Toutefois, les masses des quarks peuvent être estimées et sont presentées dans la table 2.2.

quarks légers (MeV/c^2)			quarks lourds (GeV/c^2)		
m_u	m_d	m_s	m_c	m_b	m_t
$2 \div 8$	$5 \div 15$	$100 \div 300$	$1,0 \div 1,6$	$4,1 \div 4,5$	180 ± 15

Table 2.2: Les masses des quarks

Les quarks se partagent en deux catégories par rapport à l'échelle de la QCD : les quarks légers ($m_q \ll \Lambda_{QCD}$) et les quarks lourds ($m_q \gg \Lambda_{QCD}$). A partir de cette observation, la théorie QCD aquiert deux limites naturelles : la limite chirale $m_q \rightarrow 0$ et la limite des quarks lourds $m_q \rightarrow \infty$.

La limite chirale permet la description des systèmes hadroniques contenant des quarks légers (u,d et s) par une symétrie brisée $SU(3)_L \times SU(3)_R \rightarrow SU(3)_V$, où la place des bosons de Goldstone est prise par l'octet pseudoscalaire.

Le cas opposé, $m_q \to \infty$, conduit à une image physique déjà exploitée dans la mécanique quantique dans le cas de l'atome d'hydrogène. Dans cette limite, le quark lourd se comporte comme une source statique d'interaction, c'est-à-dire que la dynamique des processus ne dépend plus de la masse du quark lourd. Par conséquent, le quark devient une source statique de couleur tout comme le noyau peut être considéré comme une charge statique ponctuelle. Les quarks légers – apellés aussi "degrés de liberté légers" – évoluent dans le champ de couleur produit par le quark lourd.

La partie d'interaction de spin entre les quarks de masses $m_{i,j}$ et de spins $s_{i,j}$ dans le Hamiltonien non-relativiste s'écrit [29] :

$$\mathcal{H}_{spin} \sim \sum_{i<j} \frac{1}{m_i m_j} \vec{s}_i \vec{s}_j \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$

Cette expression montre que le couplage de spin est inversement proportionnel à la masse des quarks. Ceci signifie que dans la limite de la masse infinie, le spin du quark lourd n'interagit plus avec les spins des quarks légers ni avec le moment orbital associé aux quarks légers. Par conséquent, le spin du quark lourd et le spin total des degrés de liberté légers (spin des quarks plus moment orbital) sont conservés séparément. L'interaction de spin entre le quark lourd et ses partenaires légers est analogue à l'interaction hyperfine en physique atomique.

La théorie effective des quarks lourds (HQET) est en fait un développement de la QCD en puissances de l'inverse de la masse du quark lourd $1/m_Q$. Dans la limite $m_Q \to \infty$ la théorie des quarks lourds prédit que :

- l'interaction de spin entre le quark lourd et le cluster des quarks légers est nulle, car cette interaction est proportionnelle à $1/m_Q$.
- pour des vitesses égales, les différentes saveurs lourdes (b et c) se comportent de façon identique par rapport aux quarks légers.

Cette approximation conduit à une symétrie $SU(2)_{spin} \times SU(2)_{saveur}$ au niveau du Lagrangien [30].

6.2 Les hadrons beaux

Le modèle des quarks décrit les hadrons comme des associations d'objets de spin demi-entier qui présentent des structures de saveur, de spin et de moment orbital.

- Structure de saveur : en supposant que les quarks légers ont la même masse, les mésons et les baryons constituent des multiplets du groupe $SU(3)_{saveur}$.
- Structure de spin : les spins des quarks se couplent suivant les règles du groupe $SU(2)_{spin}$. Les hadrons lourds se présentent comme des doublets de spin $j_q \pm 1/2$ presque dégénérés en masse, où j_q est le spin des degrés de liberté légers. La différence de masse entre les deux états est proportionelle à $1/m_q$.
- Structure orbitale : les quarks possèdent aussi des moments orbitaux. Les moments orbitaux et les spins ont la même nature et contribuent au spin du hadron.

La spectroscopie des hadrons contenant un quark lourd est organisée autour du fait que la dynamique du hadron est donnée par le quark lourd. Ceci implique une séparation entre les degrés de liberté associés aux quarks légers et ceux associés au quark lourd. Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire le contenu en spin des hadrons lourds en tenant compte de cette observation.

Mésons contenant un quark lourd

Les mésons lourds sont des états liés $Q\bar{q}$ où Q représente le quark lourd et $\bar{q}$ l'antiquark léger. A part les spins des deux quarks, le spin du hadron est composé aussi du moment orbital L du quark léger par rapport au quark lourd (voir Figure 2.5). Une représentation spectroscopique des mésons lourds est donnée par la composition suivante :

$$\left(\frac{1}{2}^{+}\right)_{Q} \otimes \underbrace{L^{(-)^{L}} \otimes \left(\frac{1}{2}^{-}\right)_{\bar{q}}}_{\mathrm{j}_{q}}$$

Au LEP les mésons excité avec $L = 1$, B^{**}, ont éte récemment mis en évidence [31].

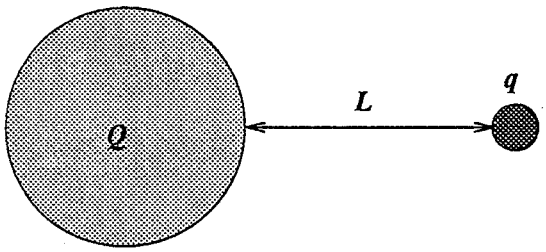


Figure 2.5: Un méson lourd

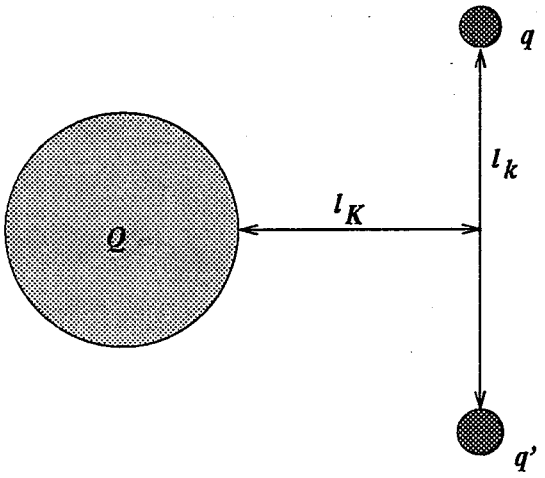


Figure 2.6: Un baryon lourd

Baryons contenant un quark lourd

Dans le cas d'un baryon contenant un quark lourd Q et deux quarks légers, la situation est plus compliquée car il y a deux moments orbitaux qui peuvent contribuer au spin du baryon. Nous allons utiliser les moments orbitaux l_K défini par le centre de masse des quarks légers et l_k d'un quark léger par rapport à l'autre quark léger [29] (Figure 2.6). Le spin du baryon peut être considéré comme le résultat de la composition suivante :

$$\underbrace{\left(\frac{1}{2}^{+}\right)_{Q} \otimes l_{K}^{(-)^{l_K}} \otimes \underbrace{\left(\frac{1}{2}^{+}\right)_{q} \otimes l_{k}^{(-)^{l_k}} \otimes \left(\frac{1}{2}^{+}\right)_{q'}}_{\mathrm{j}_{diquark}}}_{\mathrm{j}_{q}}$$

L'état fondamental est défini par $(l_K = 0, l_k = 0)$, tous les autres états sont des états excités.

Les doublets de spin

Nous avons vu que la dynamique et le spin du quark lourd découplent des quarks légers dans la limite $m_Q \to \infty$. De plus, le couplage de spin entre le quark lourd et les quarks légers

n'intervient pas pendant l'hadronisation. Par conséquent, le hadron H_Q issu de la fragmentation du quark lourd Q est considéré comme le résultat de la composition suivante [32] :

$$\left(\frac{1}{2}\right)_Q \otimes j_q = \underbrace{\left(j_q - \frac{1}{2}\right)}_{H_Q} \oplus \underbrace{\left(j_q + \frac{1}{2}\right)}_{H_Q^*}$$

où j_q est le spin total des quarks légers. Nous obtenons donc deux états hadroniques H_Q (spin $j_q - 1/2$) et H_Q^* (spin $j_q + 1/2$). Ceci exprime la conservation séparée des spins du quark lourd et des quarks légers dans la limite $m_Q \to \infty$.

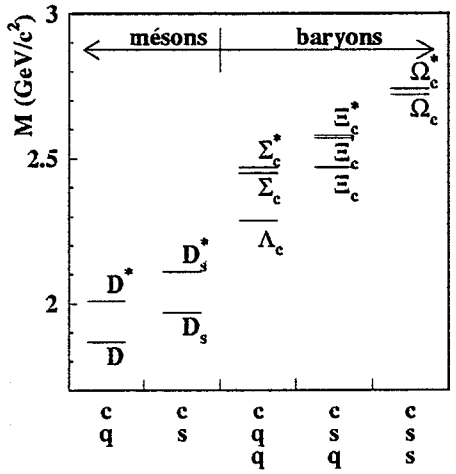


Figure 2.7: Le spectre des hadrons charmés.

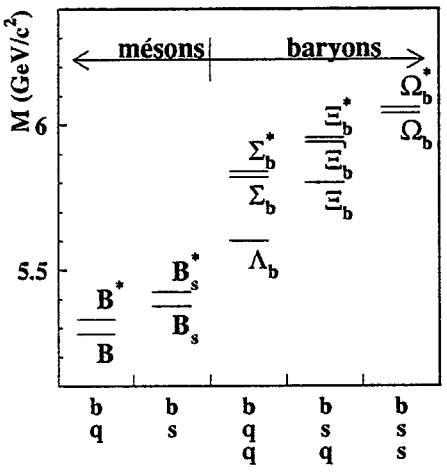


Figure 2.8: Le spectre des hadrons beaux.

La différence de masse entre H et H^* est essentiellement créée par l'interaction de spin. Par conséquent, cette différence donne une mesure de la force de cette interaction et elle sera très utile pour estimer l'évolution du spin du quark lourd à l'intérieur du hadron.

Un aperçu de la spectroscopie des hadrons contenant un quark lourd est donné sur les figures 2.7 et 2.8. Les états charmés ont tous été mis en évidence, sauf le baryon Ω_c^*. Parmi les hadrons beaux, les mésons B et B* et le baryon[2] Λ_b ainsi que les premiers états excités B** [31] et $\Sigma_b^{(*)}$ [34] ont été mis en évidence. Il existe aussi des indications expérimentales en faveur de l'existence des baryons beaux d'étrangeté S=1, les Ξ_b [35].

Dans la section suivante nous allons discuter le cas des hadrons beaux du point de vue du transfert de polarisation du quark b vers les hadrons beaux lors du processus de fragmentation.

[2]La masse du baryon Λ_b a été mesurée récemment au LEP (CERN) et au TEVATRON (FERMILAB) [33] :

$$\begin{aligned} m_{\Lambda_b} &= 5668 \pm 16_{stat.} \pm 8_{syst.} \quad \text{(DELPHI)} , \\ m_{\Lambda_b} &= 5614 \pm 21_{stat.} \pm 4_{syst.} \quad \text{(ALEPH)} , \\ m_{\Lambda_b} &= 5623 \pm 5_{stat.} \pm 4_{syst.} \quad \text{(CDF)} . \end{aligned}$$

7 Transfert de la polarisation du quark b aux hadrons beaux

7.1 La fragmentation et les échelles de temps associées

Le cas $j_q = 0$ est le plus favorable à un transfert total de la polarisation du quark vers le hadron. En effet, dans ce cas, le spin du hadron est donné par le spin du quark lourd. Par conséquent, si le quark initial est polarisé, le hadron lourd qu'il forme est polarisé lui aussi. Ceci dit, les processus de fragmentation concurrents avec $j_q \neq 0$ peuvent engendrer une dépolarisation partielle du hadron. En effet, l'interaction de spin au sein du hadron tend à diluer la polarisation initiale du quark lourd. Il est possible que la dépolarisation engendrée par l'interaction de spin ne soit que partielle, car la désintégration du hadron formé par le quark polarisé peut intervenir avant la dépolarisation totale. Il est donc nécessaire d'étudier les échelles de temps qui correspondent aux processus d'interaction de spin et de désintégration du hadron. Pour cela nous introduisons trois constantes de temps caractérisant le hadron au moment de sa formation :

- τ_Δ : le temps de décorrélation du spin. Ce temps est donné par la force des interactions de spin. C'est cette interaction qui est responsable de la différence de masse Δ_H entre les états H_b and H_b^*. Nous pouvons donc estimer $\tau_\Delta \sim 1/\Delta_H$.
- τ_* : la durée de vie des résonances de spin correspondant à la transition $H_\mathrm{b}^* \to H_\mathrm{b}$.
- τ_H : la durée de vie du hadron H_b.

Par rapport à ces durées, nous allons étudier la dynamique de spin dans trois cas limite. Ces cas couvrent une bonne partie des processus existants et facilitent la compréhension des cas intermédiaires [32].

(1) $\tau_H \ll \tau_\Delta \ll \tau_*$
Le hadron H_b (ou H_b^*) se désintègre avant que les forces de spin interviennent. La polarisation du quark b n'est pas affectée par le processus de hadronisation et peut être observée dans les désintégrations du hadron H_b.

(2) $\tau_\Delta \ll \tau_H \ll \tau_*$
Les états H_b et H_b^* sont bien séparés (car la largeur de désintégration de chacun est inférieure à la différence de masse) et se désintègrent d'une manière incohérente avant la désexcitation $H_\mathrm{b}^* \to H_\mathrm{b}$. Dans ce cas, la polarisation initiale du quark b est perdue.

(3) $\tau_\Delta \ll \tau_* \ll \tau_H$
Le spin est décorrélé par rapport à sa direction initiale avant toute désintégration. La polarisation initiale du quark b est perdue.

Avec ces considérations générales nous allons discuter le transfert de polarisation du quark b vers les hadrons dans l'état fondamental ou proche de l'état fondamental, c'est-à-dire les états avec $j_q = 0$, $1/2$ et 1. La production des états excités avec $j_q \geq 3/2$ est faible et n'affecte pas le processus de transfert de polarisation.

7.2 Les mésons beaux

Nous allons discuter la structure de spin des mésons beaux dans l'état fondamental ($L = 0$). Grâce à la conservation de la parité dans les interactions fortes, l'hélicité moyenne du quark léger le long de l'axe de fragmentation est nulle. Par contre, le quark b possède une polarisation

non nulle $\mathcal{P}_b$, il se trouve donc avec des probabilités différentes dans les deux états d'hélicité. Par conséquent, les fonctions d'onde du quark b et de l'antiquark de fragmentation s'expriment de la manière suivante :

$$b = \alpha|\frac{1}{2};+\frac{1}{2}\rangle + \beta|\frac{1}{2};-\frac{1}{2}\rangle \quad , \quad \bar{q} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\frac{1}{2};+\frac{1}{2}\rangle + |\frac{1}{2};-\frac{1}{2}\rangle\right)$$

avec la normalisation $\alpha^2+\beta^2 = 1$ et la relation $\mathcal{P}_b = \alpha^2 - \beta^2$. Dans la limite $m_b \to \infty$ le méson B correspond à une superposition complètement non-cohérente :

$$B \equiv b\bar{q} = \underbrace{\frac{\alpha}{\sqrt{2}}|1;1\rangle^{b^\uparrow q^\uparrow} + \frac{\alpha}{\sqrt{2}}|1;0\rangle^{b^\uparrow q^\downarrow} + \frac{\beta}{\sqrt{2}}|1;0\rangle^{b^\downarrow q^\uparrow} + \frac{\beta}{\sqrt{2}}|1;-1\rangle^{b^\downarrow q^\downarrow}}_{B^*} + \underbrace{\frac{\alpha}{\sqrt{2}}|0;0\rangle^{b^\uparrow q^\downarrow} - \frac{\beta}{\sqrt{2}}|0;0\rangle^{b^\downarrow q^\uparrow}}_{B}$$

ce qui donne les probabilités suivantes pour les différents états d'hélicité du système B–B^* :

	Probabilités		
hélicité	-1	0	1
B^* (spin 1)	$\frac{1-\mathcal{P}_b}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1+\mathcal{P}_b}{4}$
B (spin 0)		$\frac{1}{4}$	

Un calcul simple montre que le méson B^* présente une polarisation longitudinale non-nulle si le quark b est polarisé :

$$\mathcal{P}_{B^*}^{long} = \frac{2}{3}\mathcal{P}_b$$

Cette polarisation ne peut pas être observée, car la désintégration $B^* \to B\gamma$ est électromagnétique et conserve la parité . Par conséquent le photon émis est isotrope, indépendamment de la valeur de la polarisation longitudinale $\mathcal{P}_{B^*}^{long}$. L'étude de l'angle de désintégration conduit à tester l'isotropie du spin du quark léger provenant de la fragmentation. En effet, le terme contenant la dépendance angulaire est proportionel à $\mathcal{P}_b\mathcal{P}_{\bar{q}}$, où $\mathcal{P}_{\bar{q}}$ est la polarisation de l'antiquark de fragmentation. Les mesures effectuées par les expériences LEP confirment l'isotropie du photon dans le système du centre de masse du B^* [31], ce qui confirme par la même occasion une polarisation nulle pour l'anti-quark léger de fragmentation.

La différence de masse $\Delta M_B = M_{B^*} - M_B$ est de l'ordre de 50 MeV/c^2, ce qui implique un temps de décorrélation du spin $\tau_\Delta \sim 10^{-23}s$. L'échelle de temps spécifique à la désintégration électromagnétique $B^* \to B\gamma$ est $\tau_* \sim 10^{-18}s$ tandis que le durée de vie des mésons B est de l'ordre de $\tau_B \sim 10^{-12}s$. Cette inspection sur les échelles de temps nous montre qu'on se trouve dans le cas $\tau_\Delta \ll \tau_* \ll \tau_H$, ce qui implique une perte totale de la polarisation du quark b dans le système des mésons B.

7.3 Les baryons beaux

Le cas des baryons est plus favovable au transfert de polarisation du quark b. Nous avons d'abord l'état fondamental Λ_b pour lequel le cluster des degrés de liberté légers se trouve dans un état de spin nul $j_q = 0$. Par conséquent, le spin du baryon Λ_b est donné par le spin du quark b. Ceci implique un transfert complet de la polarisation du quark b au baryon Λ_b.

La situation change si le moment angulaire associé aux degrés de liberté légers n'est pas nul. L'interaction de spin entre en jeu et la dépolarisation devient possible. C'est le cas, par

exemple, des baryons Σ_b et Σ_b^*. Pour ce doublet de spin (1/2;3/2), les quarks légers sont dans un état de spin $j_q = 1$ et la dynamique de spin est analogue à celle des mésons B présentée dans le paragraphe précédent. Les échelles de temps sont différentes car l'écart de masse entre $\Sigma_b^{(*)}$ et Λ_b permet la désexcitation forte $\Sigma_b^{(*)} \to \Lambda_b \pi$ avec une durée de vie $\tau_* = 10^{-23} s$. Si le système (Σ_b, Σ_b^*) est dégénéré, la désintégration hadronique vers le Λ_b n'affecte pas le quark b qui garde entièrement sa polarisation [32]. Des estimations théoriques favorisent plutôt le cas contraire [36], c'est-à-dire le cas des deux résonances séparées. Dans cette situation, l'évolution du quark b est complètement non-cohérente à l'intérieur des deux états Σ_b et Σ_b^*. Cette situation est confirmée par les mesures récentes qui donnent une différence de masse autour de 50 MeV/c^2 [34]. Ceci signifie que le temps caractéristique de décorrélation du spin est $\tau_\Delta \sim 10^{-23} s$, comparable à la durée de vie des états Σ_b et Σ_b^*. Par conséquent, les processus de dépolarisation et celui de désintégration hadronique sont concurrents. De plus, ceci signifie que les deux résonances Σ_b et Σ_b^* sont séparées, car la largeur est comparable à la différence de masse ce qui implique une dynamique non-cohérente du spin du quark b à l'intérieur de ces résonances.

Le comptage de spin s'appuie sur le paramètre w_1^1 – la probabilité que le spin du diquark de fragmentation soit le long de l'axe de fragmentation. Une valeur du $w_1^1 = 0,66$ signifie une distribution isotrope du spin du diquark, tandis que l'annulation de ce paramètre implique une supression de l'alignement longitudinal du diquark.

La polarisation du Λ_b provenant de différentes sources, en fonction de la polarisation du quark b est :

Provenance	$b \to \Lambda_b$	$b \to \Sigma_b \to \Lambda_b$	$b \to \Sigma_b^* \to \Lambda_b$
Polarisation du Λ_b	$\mathcal{P}_b$	$-\frac{1-2w_1^1}{3}\mathcal{P}_b$	$\frac{1+w_1^1}{3}\mathcal{P}_b$

Le calcul de la polarisation moyenne implique les taux de production suivantes :

- $f_{\Sigma_b^{(*)}} = N(b \to \Sigma_b, \Sigma_b^*)/N(b \to \text{baryons})$ – le taux de production de baryons Σ_b et Σ_b^* parmi les baryons beaux.
- $F_{\Sigma_b} = N(b \to \Sigma_b)/N(b \to \Sigma_b^{(*)})$ – le taux relatif de production du baryon Σ_b par rapport à la production totale de baryons Σ_b et Σ_b^*. Le comptage de spin suggère une valeur de 33% pour F_{Σ_b}.

En tenant compte de ces paramètres, la polarisation moyenne de l'échantillon final de baryons Λ_b est donnée par

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = \left(1 - \mathcal{K} f_{\Sigma_b^{(*)}}\right) \mathcal{P}_b \tag{2.1}$$

où $\mathcal{K}$ représente le pouvoir de dépolarisation du système de baryons $\Sigma_b^{(*)}$ ($\mathcal{K} = 1$ signifie une dépolarisation totale des baryons Λ_b provenant des baryons $\Sigma_b^{(*)}$). Le coefficient $\mathcal{K}$ est une fonction des paramètres w_1^1 et F_{Σ_b}

$$\mathcal{K} = 1 - \frac{1}{3}\left(F_{\Sigma_b}(w_1^1 - 2) + w_1^1 + 1\right) .$$

Une conséquence évidente de l'équation 2.1 est le transfert total de polarisation du quark b au baryon Λ_b dans le cas d'une production nulle de baryons $\Sigma_b^{(*)}$.

La figure 2.9 présente la dépolarisation du quark b dans le système des baryons en fonction de $f_{\Sigma_b^{(*)}}$ et de $F(1)$ pour deux valeurs du paramètre de fragmentation $w_1^1 = 0,66$ (distribution isotrope du spin du diquark) et $w_1^1 = 0$ (suppression de l'alignement longitudinal du diquark).

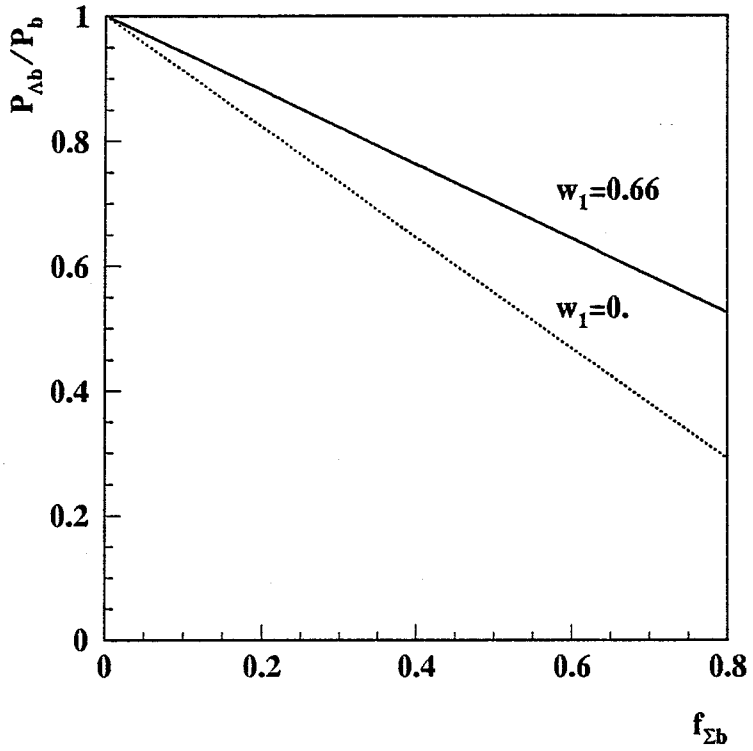


Figure 2.9: La dépolarisation du quark b dans le système de baryons en fonction de la fraction de $\Sigma_b^{(*)}$ parmi les baryons beaux, $f_{\Sigma_b^{(*)}}$ ($F_{\Sigma_b} = 0,33$).

Une mesure expérimentale récente du système de baryons $\Sigma_b^{(*)}$, faite par la collaboration DELPHI [34], permet d'estimer la dépolarisation. En effet, la production de baryons Σ_b^* a été mesurée $f(b \to \Sigma_b^*) = (4,8 \pm 1,6)\%$. Si nous considérons la production totale de baryons beaux $f(b \to \text{baryons}) = (11,5 \pm 4)\%$ [37] nous obtenons $f_{\Sigma_b^{(*)}} = 42 \pm 20\%$. La proportion de baryons Σ_b parmi les baryons excités Σ_b^* – qui correspond à F_{Σ_b} avec nos notations – est mesurée dans [34] : $(24 \pm 11)\%$ en accord avec la valeur 0,33 obtenue du comptage de spin.

Si nous prenons

- le cas d'une suppression de l'alignement longitudinal du spin du diquark, $w_1^1 = 0$,
- une production de 30% de baryons $\Sigma_b^{(*)}$ parmi les baryons beaux, $f_{\Sigma_b^{(*)}} = 0,30$,
- une production relative des baryons Σ_b parmi les baryons $\Sigma_b^{(*)}$ donnée par le comptage de spin $F_{\Sigma_b} = 0,33$,

alors la polarisation du Λ_b attendue s'élève à 72% de la polarisation du quark b initial. Comme le calcul est basé sur la dépolarisation maximum dans le système des baryons $\Sigma_b^{(*)}$, la valeur de $0,72\mathcal{P}_b$ est une limite inférieure sur la polarisation du Λ_b. Les valeurs expérimentales présentées, avec des grandes erreurs statistiques et systématiques, pointent vers une polarisation du Λ_b dans le domaine $(0,45 \sim 0,8)\mathcal{P}_b$.

En conclusion, la polarisation attendue pour les baryons Λ_b se situe entre 68% et 94%. Cette polarisation peut être mise en évidence dans les désintégrations des baryons beaux. Dans le paragraphe suivant nous allons étudier la désintégration semi-leptonique du Λ_b, un canal important pour l'étude de la polarisation du Λ_b.

8 La désintégration semi-leptonique du Λ_b

Les hadrons beaux issus de la fragmentation du quark b sont instables, avec des durées de vie de l'ordre de 1 ps. Pour extraire l'information sur ces hadrons il faut étudier le mécanisme de leur désintégration. Nous nous intéressons aux baryons beaux, plus particulierement le Λ_b, car comme on l'a vu, on s'attend à ce qu'il garde une grande fraction de la polarisation initiale du quark b après le processus de hadronisation.

Parmi les canaux de désintégration du Λ_b, la désintégration semi-leptonique est la plus généreuse (22%). De plus, on s'attend à ce que 90% de ces désintégrations semi-leptoniques soient dans le canal exclusif $\Lambda_b \to \Lambda_c \ell \bar{\nu}_\ell$ [38].

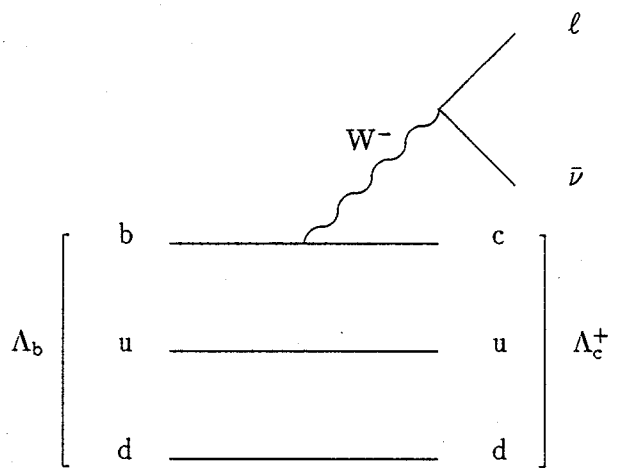
Du point de vue expérimental, la désintégration semi-leptonique est un canal de choix car l'identification des leptons est relativement facile; c'est d'ailleurs le canal dans lequel ont été mis en évidence pour la première fois les baryons beaux au LEP [39].

Le cas exclusif

La désintégration semi-leptonique du Λ_b

$$\Lambda_b(p_b = m_b v_b, s_b) \to \Lambda_c^+(p_c = m_c v_c, s_c) + \ell(p_\ell, s_\ell) + \bar{\nu}_\ell(p_\nu, s_\nu)$$

est décrite par le diagramme du quark spectateur. Pour faciliter l'écriture des expressions que nous utiliserons par la suite, les impulsions et les vitesses sont considérées comme des quadrivecteurs. Le modèle du quark spectateur suppose que la désintégration semi-leptonique est entièrement régie par la désintégration du quark b.



En réalité, l'interaction entre les quarks est loin d'être négligeable et ce diagramme souffre des corrections QCD dans le domaine non–perturbatif. La limite $m_b \to \infty$ apporte une simplification importante, car la dynamique du quark lourd découple de celle des quarks légers en ce qui concerne le spin et la saveur.

En tenant compte de l'ensemble minimal d'interactions possibles, l'amplitude de désintégration faible du Λ_b peut s'écrire de la manière la plus générale :

$$\langle \Lambda_c^+(v_2)|J^\mu|\Lambda_b^0(v_1)\rangle = \bar{\psi}(v_2)[(\mathcal{F}_1\gamma^\mu + \mathcal{F}_2 v_1^\mu + \mathcal{F}_3 v_2^\mu) - (\mathcal{G}_1\gamma^\mu + \mathcal{G}_2 v_1^\mu + \mathcal{G}_3 v_2^\mu)\gamma_5]\psi(v_1) \qquad (2.2)$$

où v_1 et v_2 sont les quadri-vitesses des baryons Λ_b et Λ_c^+ et $\mathcal{F}_{1,2,3}$ et $\mathcal{G}_{1,2,3}$ représentent les facteurs de forme – inconnus et de nature non-perturbative – régissant la désintégration semi-leptonique du Λ_b. $\psi(v_{1,2})$ sont les fonctions d'ondes des quarks b et c. La relation 2.2 exprime l'élément de matrice de la transition semi-leptonique entre les baryons Λ_b et Λ_c^+ en fonction des différents éléments de matrice entre les quarks lourds.

Dans la limite $m_b \to \infty$ le cluster des degrés de liberté légers découple du quark lourd et ceci permet la factorisation de l'élément de matrice :

$$\langle \Lambda_c^+(v_2)|J^\mu|\Lambda_b(v_1)\rangle = \langle (ud)_2|(ud)_1\rangle\langle c(v_2)|J^\mu|b(v_1)\rangle$$

Dans cette limite et grâce à la symétrie des quarks lourds, les six facteurs de forme se réduisent à une seule fonction, qui s'appelle la fonction d'Isgur-Wise [29] :

$$\xi(\omega) = \langle (ud)_2|(ud)_1\rangle\,, \qquad \text{avec} \qquad \omega = v_1 v_2 = \frac{m_b^2 + m_c^2 - q^2}{2m_b m_c}\,,$$

$q^2 = (p_b - p_c)^2$ est l'impulsion de transfert. Dans la limite $m_b \to \infty$ l'élément de matrice du quark est égal à l'élement de matrice du hadron. En faisant l'identification du courant V-A dans le terme de droite de l'équation (2.2), dans la limite $m_b \to \infty$, les facteurs de forme deviennent $\mathcal{F}_1 = \mathcal{G}_1 = \xi(\omega)$ et $\mathcal{F}_2 = \mathcal{F}_3 = \mathcal{G}_2 = \mathcal{G}_3 = 0$ [40].

Pour une impulsion de transfert maximum, $\omega = 1$, l'état du diquark est insensible à la désintégration du quark b. Dans ce cas nous obtenons la normalisation $\xi(1) = 1$.

La fonction d'Isgur et Wise n'est pas prédite par la théorie des quarks lourds et ne peut pas être calculée dans la cadre de la QCD, car elle représente des processus non-perturbatifs. Au premier ordre en $1/m_b$, la fonction $\xi(\omega)$ continue de décrire les six facteurs de forme [40].

Le taux de désintégration semi-leptonique résulte directement du calcul de la désintégration semi-leptonique au niveau des quarks lourds $b \to c\ell^-\bar{\nu}$ plus le facteur de forme représentant les processus non-perturbatifs concernant les quarks légers [29] :

$$d\Gamma = 32G_F^2|V_{cb}|^2|\xi(v_b v_c)|^2(p_c p_l)[(p_\nu p_b) - m_b(s_b p_\nu)]\, d\Phi \qquad (2.3)$$

où $d\Phi$ est l'élément de l'espace de phase. Cette formule contient la polarisation du quark b (égale à celle du baryon Λ_b) dans le quadrivecteur s_b qui dans le système du centre de masse du Λ_b est $(0,0,0,\mathcal{P}_{\Lambda_b})$. Cette formule est utilisée pour l'implémentation de la polarisation dans la simulation Monte Carlo de la désintégration semi-leptonique du Λ_b.

Le cas inclusif

Si l'état final hadronique n'est pas identifié, le facteur de forme est réduit à l'unité. En effet, le taux de désintégration inclusif est une somme sur les désintégrations exclusives, chacune caractérisée par un facteur de forme qui décrit la transition des degrés de liberté légers $\xi =$

$\langle\{q\}|ud\rangle$. Par conséquent, le taux de la désintégration inclusive contient la somme sur tous les états hadroniques finals des carrés des facteurs de forme :

$$\sum_{h\in\{H\}} \xi_h^*\xi_h = \sum_{h\in\{H\}} \langle ud|\{q\}_h\rangle\langle\{q\}_h|ud\rangle = \langle ud|ud\rangle = 1\,.$$

Ceci signifie que dans la limite des quarks lourds, le taux de désintégration inclusive ne dépend pas de la dynamique des quarks légers. Cette observation justifie le traitement dans le cadre du modèle des quarks spectateurs. Ce modèle identifie la désintégration semi-leptonique inclusive du baryon $\Lambda_b \to X_c\ell\bar{\nu}$ à celle du quark $b \to c\ell\bar{\nu}$. Les incertitudes qui restent sont liées aux masses des quarks b et c qui ne sont pas bien connues, car leur détermination s'appuie sur le calcul de processus non-perturbatifs.

Le taux de désintégration semi-leptonique inclusive est donnée par la formule (2.3), avec le facteur de forme égal à l'unité. Ceci permet le calcul théorique des différentes distributions. Par exemple, les distributions des énergies du lepton et du neutrino dans le système du centre de masse du Λ_b sont données par [29] :

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}x_{\ell,\nu}\mathrm{d}\cos\theta_{\ell,\nu}} = \frac{G_F^2|V_{cb}|^2}{24(2\pi)^3} m_b^5 \left(F_{\ell,\nu}(x_{\ell,\nu},\rho) + \mathcal{P}_{\Lambda_b}\cos\theta_{\ell,\nu} J_{\ell,\nu}(x_{\ell,\nu},\rho)\right). \tag{2.4}$$

Dans cette formule, les énergies réduites ont été utilisées, $x_{\ell,\nu} = 2E_{\ell,\nu}/m_b$. Nous avons $\rho = m_c^2/m_b^2$ et $\theta_{\ell,\nu}$ est l'angle du lepton chargé ou du neutrino par rapport au spin du baryon Λ_b dans le système du centre de masse de celui-ci.

Les fonctions $F_{\ell,\nu}(x_{\ell,\nu},\rho)$ et $J_{\ell,\nu}(x_{\ell,\nu},\rho)$ sont calculables et leur rapport donne la sensibilité de l'angle $\theta_{\ell,\nu}$ à la polarisation. Les corrections non-perturbatives à l'ordre $1/m_b^2$ [41] et les corrections QCD à l'ordre α_s [42] ont été calculées.

Exclusif ou inclusif?

Le choix du mode de désintégration à utiliser pour l'étude de la polarisation du Λ_b comporte une étude attentive des propriétés de la désintégration semi-leptonique. Au pic du Z, le choix du canal de désintégration du Λ_b pour l'étude de sa polarisation est dicté par les considérations suivantes.

Argument	Canal exclusif	Canal inclusif
Statistique	Faible	Elevée
Bruit de fond	Faible (20%)	Acceptable (35%)
Incertitudes théoriques	$m_b, m_c, \xi(\omega)$	m_b, m_c
Reconstruction totale du Λ_b	Possible	Difficile
Mesure du neutrino	Nécessaire	Nécessaire

Du point de vue de la statistique, le canal inclusif permet de disposer de dix fois plus de baryons Λ_b que le canal exclusif. Cet argument pèse beaucoup pour la mesure de la polarisation, car les incertitudes théoriques et expérimentales sont comparables pour les désintégrations exclusives et inclusives. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier la polarisation des baryons Λ_b dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques inclusives.

9 La polarisation du Λ_b dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives

La polarisation du Λ_b se manifeste par une modification des spectres en énergie du lepton et du neutrino présents dans les désintégrations semi-leptoniques. En effet, le spectre en impulsion du lepton se durcit pour une polarisation négative du baryon Λ_b tandis que le spectre du neutrino s'affaiblit[3]. Ceci s'explique par le fait que le neutrino est émis de préference dans la direction du spin du baryon Λ_b alors que l'impulsion du lepton est plutôt anti-parallèle à ce spin dans le système du centre de masse du Λ_b. Pour une polarisation négative, l'impulsion du Λ_b est opposée à la direction de son spin. Dans ce cas, le neutrino est produit plutôt dans la direction opposée à l'impulsion du Λ_b tandis que l'impulsion du lepton est parallèle à l'impulsion du Λ_b. Par conséquant, dans le système du laboratoire, les neutrinos seront moins énergétiques que les leptons. Les résultats obtenus à partir d'une simulation Monte Carlo pour deux polarisations extrêmes du Λ_b, $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0, -1$ sont présentés sur la figure 2.10. Ces résultats montrent que le spectre en énergie du neutrino est beaucoup plus sensible à la polarisation du Λ_b que le spectre en énergie du lepton chargé.

L'étude de la polarisation du baryon Λ_b dans les désintégrations semi-leptoniques sera basée sur la mesure des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino. Cette stratégie a l'avantage de pouvoir être appliquée aux désintégrations inclusives, avec une statistique élevée.

La variation des énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino en fonction de la polarisation du baryon Λ_b est presentée dans la figure 2.11. Pour une variation de la polarisation du Λ_b de 0 à -1 l'énergie du lepton varie de 0,8 GeV ($\sim 12\%$ de sa valeur à $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0$) tandis que l'énergie moyenne du neutrino diminue de 2,4 GeV ($\sim 33\%$ de sa valeur à $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0$).

9.1 Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino

Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino ainsi que les impulsions longitudinales par rapport à la direction du spin du baryon Λ_b peuvent être calculées dans le système du centre de masse de ce baryon [45, 46] en utilisant le modèle du quark spectateur.

$$\begin{aligned}
\langle E_\ell^* \rangle &= \frac{m_b}{f(\rho)} \left(\frac{7}{20} + \mathcal{O}(\rho) \right) \\
\langle p_\ell^{L*} \rangle &= -\mathcal{P}_{\Lambda_b} \frac{m_b}{f(\rho)} \left(\frac{1}{20} + \mathcal{O}(\rho) \right) \\
\langle E_\nu^* \rangle &= \frac{m_b}{f(\rho)} \left(\frac{3}{10} + \mathcal{O}(\rho) \right) \\
\langle p_\nu^{L*} \rangle &= -\mathcal{P}_{\Lambda_b} \frac{m_b}{f(\rho)} \left(-\frac{1}{10} + \mathcal{O}(\rho) \right)
\end{aligned} \tag{2.5}$$

où m_b est la masse du quark b, $\mathcal{P}_{\Lambda_b}$ la polarisation du baryon Λ_b, $\rho = m_c^2/m_b^2$ et $f(\rho) = 1 - 8\rho + 8\rho^3 - 12\rho^2 \log \rho$. Nous observons que dans le système du centre de masse les énergies moyennes ne dépendent pas de la polarisation du baryon Λ_b et que les impulsions longitudinales sont proportionnelles à cette polarisation. La mesure de la polarisation dans le système du centre de masse du baryon Λ_b rencontre des difficultés importantes. La reconstruction de ce référentiel est très difficile car l'état final n'est pas entièrement identifié. Nous devons donc analyser les spectres du lepton chargé et du neutrino dans le système du laboratoire.

[3] L'effet de la polarisation du baryon Λ_b est contraire si le courant chargé b→c possède aussi une structure V+A [43], ce que se traduit par la présence d'un boson chargé $W_R^\pm$. Cette possibilité n'est pas confirmée par les mesures expérimentales [44].

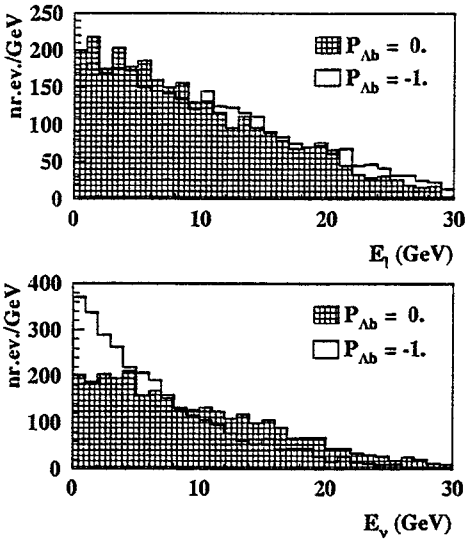


Figure 2.10: Le spectre des leptons et des neutrinos provenant de la désintégration semi-leptonique du Λ_b avec deux polarisations différentes.

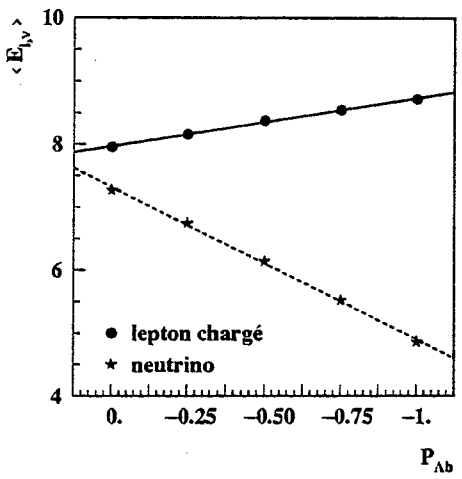


Figure 2.11: Les énergies moyennes des leptons et des neutrinos en fonction de la polarisation du baryon Λ_b

Le calcul des énergies moyennes est possible dans le système du laboratoire également. Plus particulièrement, le spectre des leptons chargés a déjà été utilisé dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques inclusives pour la mesure de la fonction de fragmentation des hadrons lourds au LEP [47]. Le spectre des leptons chargés a fait l'objet de maintes études théoriques [41]. Dans le système du laboratoire, les problèmes suivants rendent l'étude des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino difficile :

- L'incertitude liée à la fonction de fragmentation des baryons beaux[4] est de l'ordre de 20%.
- Les incertitudes théoriques. Dans les expressions théoriques des spectres du lepton chargé et du neutrino, l'influence des facteurs de forme est reduite par la régle de somme présentée auparavant. L'incertitude théoriques dominante est liée à la dépendance des masses des quarks b et c. Une incertitude d'au moins 10% est à envisager [41, 49]. De plus, si la sélection n'est pas parfaitement inclusive, c'est-à-dire si l'échantillon étudié ne contient pas tous les états finaux hadroniques possibles, l'influence des corrections non-perturbatives doit être prise en compte.

[4]L'énergie moyenne des baryons beaux divisée par l'énergie du faisceau $\langle x_{\Lambda_b} \rangle$ s'exprime en fonction de la même quantité pour les hadrons beaux $\langle x_b \rangle$ et pour les mésons beaux $\langle x_B \rangle$ ainsi que la fraction de baryons beaux parmi les hadrons beaux produit au LEP f_{baryons}

$$\langle x_{\Lambda_b} \rangle = \frac{1}{f_{\text{baryons}}} (\langle x_b \rangle - (1 - f_{\text{baryons}}) \langle x_B \rangle) .$$

En utilisant les valeurs expérimentales $f_{\text{baryons}} = 11,5 \pm 2,2 \pm 3,4\%$ [37], $\langle x_b \rangle = 0,714 \pm 0,012$ [47] et $\langle x_B \rangle = 0,715 \pm 0,014$ [48] nous obtenons une estimation sur la fragmentation moyenne des baryons beaux $\langle x_{\Lambda_b} \rangle = 0,714 \pm 0,150$; l'erreur relative est de 20%.

En conclusion, l'incertitude théorique totale s'élève à 30%.

Si nous comparons l'incertitude théorique à la sensibilité absolue des énergies moyennes estimée dans le paragraphe précédent (30% au maximum, pour le neutrino), nous constatons que les énergies moyennes ne peuvent pas être utilisées individuellement pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b. Dans le paragraphe suivant nous allons décrire une méthode simple pour éliminer les incertitudes théoriques et obtenir une meilleure sensibilité à la polarisation du Λ_b.

9.2 Des variables optimales

Dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques, des variables optimales peuvent être définies afin d'obtenir une sensibilité accrue à la polarisation des baryons beaux et une insensibilité acceptable aux incertitudes théoriques.

Une façon élegante d'éliminer toutes ces sources d'erreurs systématiques [46] est de considérer le rapport entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino. Cette quantité, que nous allons noter y par la suite, ne dépend ni de la masse du quark b ni du *boost* moyen des baryons beaux produits au pic du Z.

En effet, en tenant compte des transformation de Lorentz, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} y &= \frac{\langle E_\ell \rangle}{\langle E_\nu \rangle} = \frac{\langle \gamma(E_\ell^* + \beta p_\ell^{L*}) \rangle}{\langle \gamma(E_\nu^* + \beta p_\nu^{L*}) \rangle} \\ &= \frac{\langle \gamma \rangle (\langle E_\ell^* \rangle + \langle \beta \rangle \langle p_\ell^{L*} \rangle)}{\langle \gamma \rangle (\langle E_\nu^* \rangle + \langle \beta \rangle \langle p_\nu^{L*} \rangle)} = \frac{\langle E_\ell^* \rangle + \langle \beta \rangle \langle p_\ell^{L*} \rangle}{\langle E_\nu^* \rangle + \langle \beta \rangle \langle p_\nu^{L*} \rangle} \end{aligned} \tag{2.6}$$

$E_{\ell,\nu}^*$ et $p_{\ell,\nu}^{L*}$ sont les énergies moyennes et les impulsions longitudinales le long de l'axe de l'impulsion du baryon beau dans le système du centre de masse de celui-ci. La moyenne du *boost* relativiste du baryon Λ_b ($\langle\gamma\rangle$) se simplifie tandis que la vitesse moyenne est très proche de l'unité $\langle\beta\rangle \simeq 0,98$. Les moyennes des énergies et des impulsions longitudinales dans le système du centre de masse ont été présentées dans le paragraphe précédent (les formules (2.5)). Nous avons observé que les impulsions longitudinales moyennes sont proportionnelles à la polarisation du Λ_b. A partir de ces formules la relation (2.6) s'écrit sous une forme simplifiée qui met en évidence la dépendance du rapport y en fonction de la polarisation.

$$y = \frac{\langle E_\ell \rangle}{\langle E_\nu \rangle} = \frac{7 - \mathcal{P}_{\Lambda_b}}{6 + 2\mathcal{P}_{\Lambda_b}} + \mathcal{O}(m_c^2/m_b^2)\,. \tag{2.7}$$

La masse du quark b n'intervient plus et une partie importante de l'incertitude liée au rapport entre les masses des quarks disparaît également dans le rapport y. La variation de y en fonction de la polarisation est présentée sur la figure 2.12.

Les avantages du rapport y sont les suivants.

- Dans la limite inclusive, les distributions angulaires et en énergie sont décrites par le model du quark b libre, les corrections étant de l'ordre de $(\Lambda_{QCD}/m_b)^2 \simeq 1\%$. L'incertitude majeure provient du rapport des masses des quarks $\rho = m_c^2/m_b^2$.
- Le rapport entre l'énergie moyenne du lepton chargé et l'énergie moyenne du neutrino exploite la dépendance opposée des deux moyennes. Avec une variation de 65% pour une polarisation allant de 0 à -1 (cinq fois plus que l'énergie moyenne du lepton chargé), les erreurs statistiques obtenues avec y sont quatre fois plus petites que dans le cas de l'énergie moyenne du lepton seule.

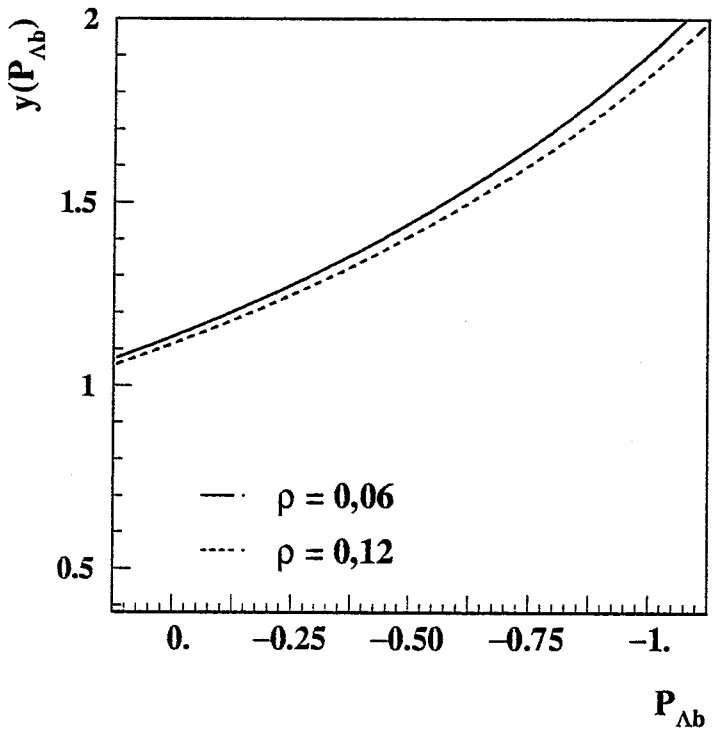


Figure 2.12: La variation de y en fonction de la polarisation du baryon Λ_b pour deux valeurs de $\rho = (m_c/m_b)^2$.

- Le rapport est indépendant des incertitudes théoriques liées à la fragmentation.
- L'incertitude liée à la masse du système charmé se simplifie à l'exception des termes $\mathcal{O}(\rho)$.
- Les facteurs de forme résiduels qui pourraient modifier la prédiction théorique si la sélection de l'échantillon de mesure n'est pas parfaitement inclusive se simplifient dans le rapport.

La rapport y sera utilisée dans le chapitre 5 pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b

Dans le chapitre 4 nous allons sélectionner un échantillon de désintégrations semi-leptoniques inclusives du Λ_b dans les événements hadroniques recueillis par le détecteur ALEPH. A partir de cet échantillon nous allons mesurer la polarisation du baryon Λ_b dans le chapitre 5. Avant ces étapes, nous allons décrire dans le chapitre suivant le dispositif expérimental et ses caractéristiques qui vont être utilisées pour l'identification et la mesure de la polarisation des baryons beaux.

Chapitre 3

Le dispositif expérimental

1 Présentation générale

Le collisionneur LEP (Large Electron–Positron collider) est un anneau d'accumulation et de collision situé au CERN à Genève. Actuellement la plus grande machine e^+e^- au monde, le LEP est destiné à l'étude des interactions électro-faibles.

Le LEP a été conçu pour fonctionner en deux étapes.

- LEP I (1989–1995) avec une énergie par faisceau allant jusqu'à 47 GeV ce qui a permis la production du boson neutre Z avec une section efficace de ~ 40 *nb* pour une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = M_Z \simeq 91,2$ GeV.
- LEP II (1996-2000) avec une énergie par faisceau permettant la production d'une paire de bosons $W^{\pm}$ ($\sqrt{s} = 161 \div 190$ GeV) avec une section efficace nettement moins importante ~ 18 *pb*.

La transition entre les deux étapes a été réalisée en novembre 1995 par une période d'un mois à une énergie entre 130 GeV et 136 GeV. Cette période a été à la fois utile pour les expériences et intéressante pour la recherche de nouveaux phénomènes physiques.

Les quatre détecteurs installés au LEP sont ALEPH, OPAL, DELPHI et L3. Ce sont des détecteurs polyvalents, hermétiques et symétriques par rapport au point de collision, construits, entretenus et exploités par des collaborations internationales comptant environ 400 physiciens chacune. Dans ce chapitre, après une brève description du LEP, nous présenterons le cadre expérimental d'ALEPH. Les sous-détecteurs et le système d'acquisition des données seront décrits. Nous décrirons à la fin brièvement les performances d'ALEPH.

2 Le système d'accélération des électrons et de positrons

2.1 Le système d'injection

Les électrons et les positrons sont injectés dans le LEP à une énergie de 20 GeV par le système d'injection présenté dans la figure 3.1. Ce système utilise les accélérateurs existants – le PS et le SPS – sans perturber les programmes de physique fonctionnant auprès de ces accélérateurs de protons [50].

Les positrons sont produits par un accélérateur linéaire de type "tandem" composé de deux parties séparées par une cible de tungstène. Un canon à électrons produit un courant de 2,5 A

d'électrons à 200 MeV qui frappent la cible de tungstène produisant des positrons avec un taux de conversion de 0,4% et une énergie moyenne de 8 MeV. Le deuxième accélérateur linéaire récupère ces positrons et les accélère jusqu'à 600 MeV, il sert aussi à accélérer à la même énergie des électrons produits à 60 keV par un canon spécial hors-axe. Les électrons et les positrons sont ensuite injectés par paquets d'une longueur de 12 ns dans l'EPA (Electron Positron Accumulator) qui accumule 16 paquets $8e^+ + 8e^-$. Le nombre d'électrons et de positrons accumulés par paquet avant l'injection dans le PS est de l'ordre de 10^{11}. Le système de production des électrons et des positrons à 600 MeV porte le nom de LEP Pre-Injector (LPI).

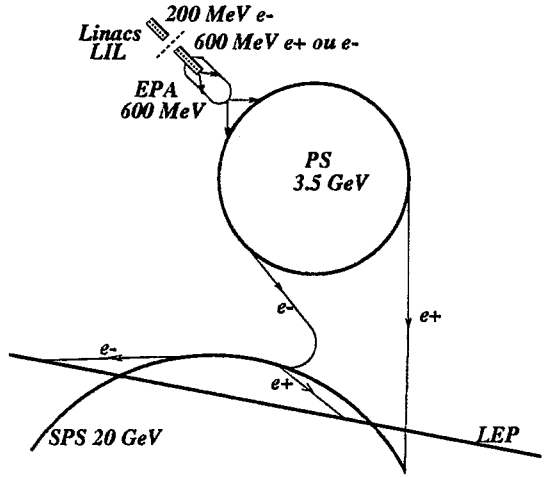


Figure 3.1: Le système d'injection.

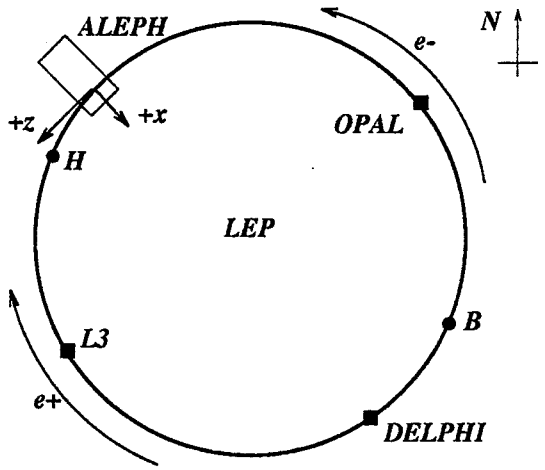


Figure 3.2: Le LEP.

Le PS accélère les électrons et les positrons jusqu'à 3,5 GeV pour les transférer ensuite au SPS dans le cadre d'un super-cycle $p\, e^+e^+e^-e^-$. Le SPS accélère les électrons et les positrons jusqu'à 20 GeV et les injecte par paquets dans le LEP. Les paquets de particules sont ajoutés aux paquets existants, le taux d'accumulation est de 0,25 mA/min.. Les efficacités de transfert de chaque composante de la chaîne d'injection sont :

$$\textbf{LPI} \xrightarrow{80\%} \textbf{PS} \xrightarrow{80\%} \textbf{SPS} \xrightarrow{90\%} \textbf{LEP injection} \xrightarrow{30\%} \textbf{LEP collision}$$

2.2 L'anneau d'accumulation et de collision – LEP

Le LEP accumule des électrons et des positrons qui circulent par paquets en directions opposées. Dans le projet initial, le nombre total de paquets était limité à huit, quatre paquets équidistants d'électrons et quatre paquets équidistants de positrons. En conséquence, il y a dans cette configuration huit endroits de collision potentiels fixes autour du LEP. Ils sont tous équipés de séparateurs électrostatiques permettant d'éviter la collision des paquets par la séparation des orbites des électrons et des positrons. Quatre de ces points d'interactions sont placés à l'intérieur des détecteurs.

Après le temps de remplissage d'environ 90 minutes, les électrons et les positrons sont accélérés pendant 5 ms jusqu'à une énergie d'environ 45 GeV. Les séparateurs au niveau des points d'interaction des expériences arrêtent leur action et les faisceaux se croisent à l'intérieur des détecteurs créant les collisions entre paquets d'électrons et de positrons. La durée de vie des faisceaux en croisement est de 8 à 10 heures; après cette durée, l'intensité des faisceaux devient trop faible et un nouveau remplissage est nécessaire.

La qualité d'un système d'accélération et de collision de particules est donnée par sa *luminosité* L : le nombre de particules par unité de surface et par unité de temps prêtes à interagir.

Dans le cas d'un collisionneur e^+e^-, où il s'agit de deux faisceaux de N_p paquets chacun, avec N_{e+} positrons et N_{e-} électrons par paquet, avec une section de croisement des faisceaux donnée par une ellipse d'axes σ_x et σ_y et avec une fréquence de croisement f, la luminosité est :

$$L = \frac{N_{e+} N_{e-} N_p f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} .$$

Pour augmenter la luminosité du LEP, il a fallu augmenter le nombre de paquets accumulés [51]. L'augmentation du nombre de paquets implique celle des points de croisement potentiels. Pour éviter la collision dans tout endroit autre que les détecteurs, il faut séparer les orbites soit avec des séparateurs électrostatiques (solution simple mais coûteuse car le nombre de séparateurs nécessaires – hormis ceux qui équipent les détecteurs– est de $2B - 4$, pour B paquets) soit en utilisant des séparateurs qui impriment aux électrons et au positrons des trajectoires oscillant autour de la trajectoire nominale ce qui fait que le point de rencontre éventuel est évité (c'est le schéma *pretzel*).

Année	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995(I)	1995(II)
L (pb^{-1})	1,0	7,6	17,3	28,6	40,1	64,2	38,3	6,3

Table 3.1: Les luminosités intégrés fournies par le LEP

Depuis son démarrage en 1989, le LEP a fonctionné avec quatre paquets d'électrons et quatre paquets de positrons, le temps entre deux collisions étant de $22,2$ μs. Depuis 1993 le LEP accélère huit paquets d'électrons et huit paquets de positrons utilisant le schéma *pretzel* ce qui a réduit le temps entre deux croisements de faisceau à 11 μs. En 1995, les paquets ont été remplacés par quatre trains contenant trois paquets chacun ("bunch trains"). Le temps de croisement entre deux "trains" est de $22,2$ μs avec une durée entre la collision de deux "wagons" de 247 ns.

La trajectoire courbe imposée aux électrons et aux positrons fait que l'énergie perdue par rayonnement de freinage s'élève à 262 MeV/particule/tour, ce qui correspond à une perte de puissance de 1,47 MW pour le schéma à quatre paquets [52]. Plus qu'un impact sur le bilan énergétique, la rayonnement de freinage est une source de bruit de fond car les photons émis peuvent atteindre les détecteurs et créer des interactions indésirables. La solution choisie pour éviter ce probème a été d'installer les détecteurs sur les portions droites de l'anneau avec en amont des champs magnétiques de courbure faible. Pour stopper davantage les photons émis par rayonnement de freinage, des collimateurs ont été installés près des détecteurs.

Les luminosités intégrées fournies par le LEP durant les sept dernières années de fonctionnement sont présentées dans la table 3.1.

La stabilité et le contrôle de l'énergie ont permis aux quatre expériences de mesurer avec une précision remarquable les propriétés du boson Z. Nous rappelons les valeurs obtenues pour la masse et la largeur de désintégration du boson Z par les expériences LEP [8] :

$$M_Z = 91,1885 \pm 0,0022 \ \text{GeV/c}^2 ,$$

$$\Gamma_Z = 2,4963 \pm 0,0032 \ \text{GeV/c}^2 .$$

A partir de la section efficace totale, la largeur "invisible" du boson Z, correspondant à la désintégration $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ a été estimée. Cette mesure conduit, dans le cadre du modèle standard, au comptage du nombre de familles de neutrinos avec une masse inférieure à 45 GeV. Le resultat du LEP est particulièrement précis et en accord avec le nombre de trois familles prédit dans le cadre du modèle standard, $N_\nu = 2,991 \pm 0,016$ [8].

La précision atteinte au LEP a permis la mise en évidence des corrections radiatives, notamment une estimation de la masse du quark top $m_t = 170 \pm 10(\text{stat.})^{+17}_{-19}(\text{syst.})$ GeV/c^2, en parfait accord avec la mesure faite au TEVATRON par les expériences CDF ($m_t = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst. GeV/c}^2)$) [53] et D0 ($m_t = 170 \pm^{+19}_{-22}$ (stat.) $\pm$ 22(syst.) GeV/c^2) [54].

Le LEP a achevé sa première étape en 1995 après sept années de fonctionnement. La luminosité intégrée totale de 197 pb^{-1} a permis la collecte de $\sim 5,8$ millions de désintégrations du boson Z par expérience. En automne 1995, le LEP a augmenté avec succès son énergie à 130-136 GeV, pour une période d'un mois. En juin 1996, le LEP entamera la deuxième étape de son fonctionnement avec une énergie supérieure à 160 GeV. Les quatre expériences entrerons dans cette deuxième période du LEP sans changement majeur dans leur composition[1].

Le reste du chapitre sera consacré à la description du détecteur ALEPH, de son fonctionnement et de ses performances.

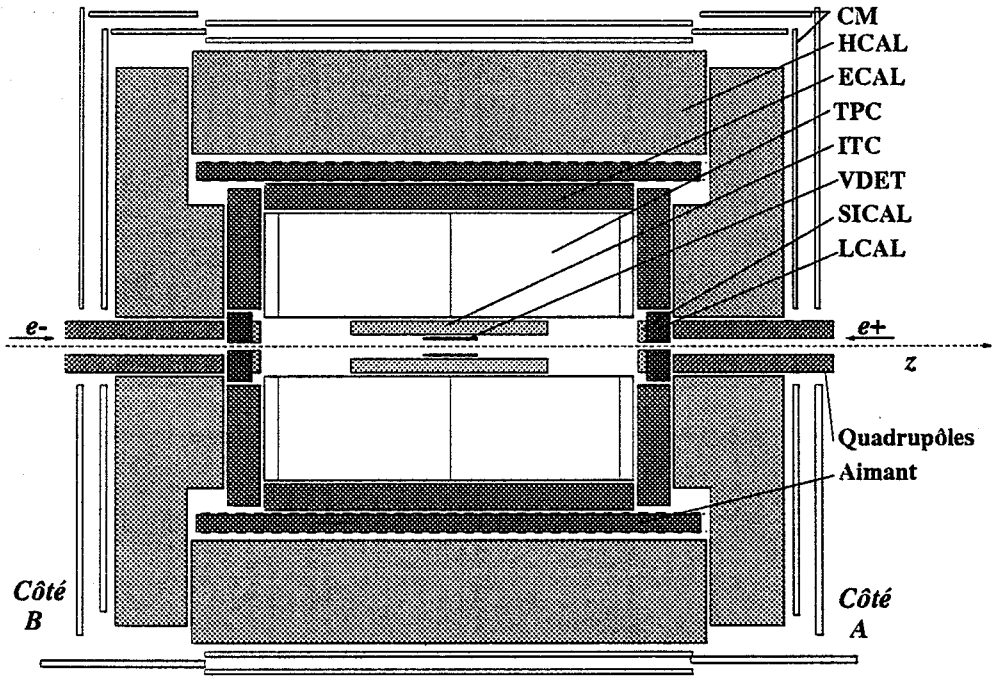


Figure 3.3: ALEPH : Le détecteur de vertex (VDET), la chambre à fil (ITC), la chambre à dérive (TPC), le calorimètre électromagnétique (ECAL), l'aimant, le calorimètre hadronique (HCAL), les chambres à muons (CM), les moniteurs de luminosité (LCAL et SICAL).

[1]Sauf l'installation des nouveaux détecteurs de vertex dans les expériences ALEPH et DELPHI.

Particules	Symbole	Pourcentage (%)	Impulsion moyenne (GeV/c)
Pions	$\pi^{\pm}$	$31,10 \pm 0,08$	2,22
	π^0	$0,5 \pm 0,01$	0,75
Protons	p	$4,59 \pm 0,04$	2,24
Kaons	K	$3,80 \pm 0,03$	4,48
Electrons	e	$5,56 \pm 0,04$	0,90
Muons	μ	$5,21 \pm 0,04$	0,66
Photons	γ	$37,72 \pm 0,09$	1,18
Neutrons	n	$5,16 \pm 0,1$	1,14
Autres	K^0, Λ etc.	$2,49 \pm 0,03$	3,33

Table 3.2: Les particules chargées et neutres détectées dans un événement hadronique produit au pic du Z (simulation Monte Carlo).

3 Le détecteur ALEPH : vue globale

Pour comprendre la complexité du détecteur ALEPH nous allons décrire brièvement la structure typique des événements produits lors d'une collision e^+e^- autour de la masse du Z. La majeure partie des événements sont en fait des désintégrations du boson Z : les événements leptoniques $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ et les événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$. Les événements hadroniques sont les plus complexes en termes de multiplicité et de variété de particules à détecter, la multiplicité moyenne des traces chargées reconstruites étant $\langle n \rangle = 21$. Le tableau 3.2 montre la structure typique d'un événement hadronique. Nous remarquons une abondance de pions qui dominent le secteur des particules chargées ainsi qu'un grand nombre de photons, qui constituent la majeure partie des particules neutres.

Le détecteur ALEPH est constitué de sous-détecteurs qui fonctionnent indépendamment. La couverture angulaire maximale ainsi que la polyvalence ont constitué les principes de base de la conception d'ALEPH [55]. Une vue d'ensemble du détecteur ALEPH est présentée sur la figure 3.3. Le système de coordonnées utilisé dans ALEPH est présenté sur la figure 3.4.

Autour du point d'interaction, se trouve le détecteur de vertex à silicium (VDET). Ce détecteur permet une mesure tri-dimensionnelle des traces chargées issues du point d'interaction. Autour du VDET, une chambre à fil (ITC) mesure les coordonnées $r\phi$ pour la reconstruction des traces chargées et est utilisée aussi dans le système de déclenchement de l'aquisition de données. Vient ensuite une chambre à projection temporelle (TPC) qui fournit des points de mesure en trois dimensions et constitue la base du système de reconstruction des traces chargées. Un calorimètre électromagnétique (ECAL) constitué de plans alternés de plomb et de chambres à fil entoure la TPC. Autour du ECAL, une bobine supraconductrice fournit un champ magnétique de 1,5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau. La structure métallique de retour du champ magnétique est remplie de chambres à étincelles et constitue le calorimètre hadronique (HCAL). Les calorimètres sont constitués d'une partie cylindrique (le barillet) et de deux "bouchons" chacun, qui sont amovibles pour permettre l'accès aux détecteurs internes. A l'extérieur du HCAL, des chambres à muon assurant une couverture angulaire de 92% mesurent le passage des muons à trois dimensions. Les moniteurs de luminosité (LCAL, SICAL) sont situés à des petits angles par rapport à l'axe du faisceau pour pouvoir détecter les collisions élastiques e^+e^- (Bhabha) pour la mesure de la luminosité.

Les sous-détecteurs d'ALEPH que nous venons d'exposer peuvent se partager en deux

catégories : les détecteurs internes de traces chargées et les calorimètres. Les détecteurs internes sont destinés à la reconstruction des traces chargés. Ils sont conçus pour mesurer l'impulsion et la position des traces chargées avec une bonne précision san perturber leur trajectoire. Les calorimètres mesurent l'énergie des particules par absorption totale.

ALEPH est un détecteur construit pour la physique électrofaible avec des bosons Z et W. Il est conçu pour remplir les fonctions suivantes :

- Identification des particules. ALEPH permet l'identification des particules à travers l'énergie déposée dans la TPC (par la mesure du dE/dx), avec la séparation $e - \pi - \gamma$ dans l'ECAL et la séparation $\mu-$hadron dans HCAL et les chambres à muons.
- Reconstruction des traces chargées et mesure de leur impulsion. L'ensemble formé du VDET, la ITC et la TPC assure cette tâche avec une précision moyenne de 25 μm sur le paramètre d'impact des traces chargées et de 0.6×10^{-3} $(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ sur l'impulsion transverse par rapport à l'axe du faisceau.
- Les calorimètres ECAL et HCAL assurent l'herméticité et la mesure de l'énergie des particules.

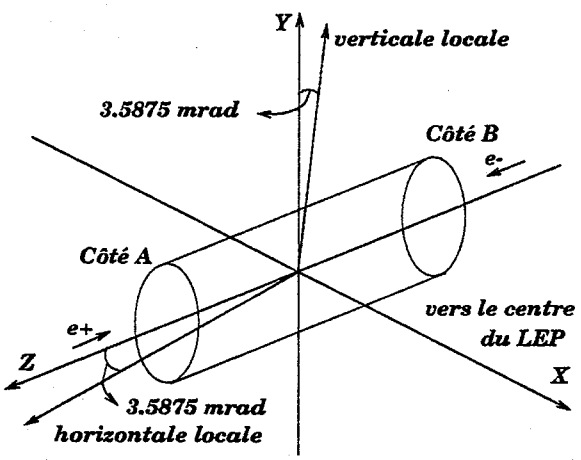


Figure 3.4: Le système de coordonnées d'ALEPH.

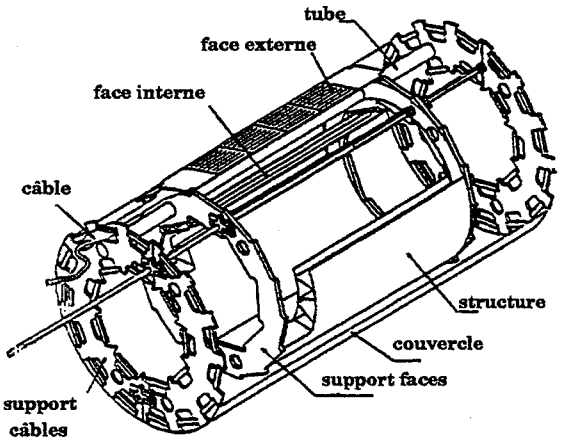


Figure 3.5: Le détecteur de vertex d'ALEPH - VDET.

4 Les détecteurs internes de traces chargées

4.1 Le détecteur de vertex

Le premier détecteur autour du point d'interaction est le détecteur de vertex à silicium [57]. Il est constitué de deux couches cylindriques coaxiales de longueur 20 cm et de rayons $R_{int} = 6,5$ cm et $R_{ext} = 11,3$ cm composées de 9 et 15 plaquettes de détecteurs à silicium respectivement (figure 3.5). Les détecteurs - 4 sur chaque plaquette disposés en deux modules - sont des cristaux carrés de silicium de côté 5,12 cm et d'epaisseur 300 μm, avec une lecture double face. Cette solution a été adoptée pour la première fois dans ALEPH. La lecture des pistes est faite par des circuits intégrés collés sur les détecteurs connectés à 128 pistes chacun, avec un pas de lecture de 100 μm.

Les deux couches du VDET, interne et externe, couvrent respectivement 69% et 85% de l'angle solide autour du point d'interaction. La précision intrinsèque obtenue est de 12 μm.

Le détecteur de vertex d'ALEPH a été installé en 1991 et a permis une nette amélioration de la précision du système de reconstruction des traces. Grâce à cette amélioration, l'analyse des particules de courte durée de vie (hadrons beaux, lepton τ) a été grandement facilitée dans ALEPH. Pour la deuxième phase du LEP, un nouveau détecteur de vertex sera installé dans ALEPH. La construction et les principales caractéristiques de ce nouveau VDET seront décrites dans l'appendice A.

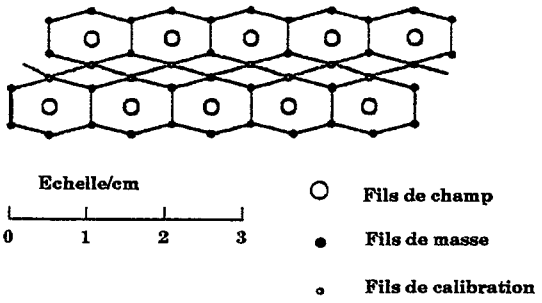


Figure 3.6: La structure cellulaire de la chambre à fil – ITC.

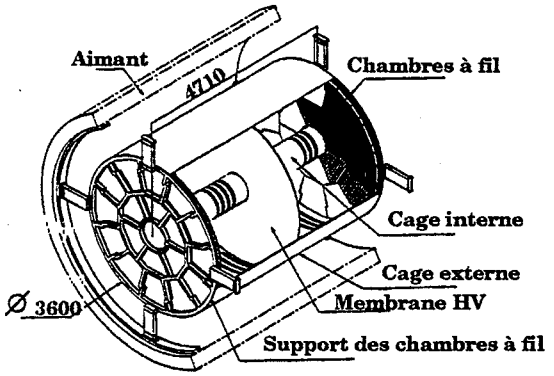


Figure 3.7: La chambre à projection temporelle – TPC.

4.2 La chambre à traces interne

La chambre à traces interne (ITC) est une chambre à dérive cylindrique de rayons 16 et 26 cm pour une longueur de 2 m. Le volume est rempli d'un mélange gazeux d'Argon (80%) et CO_2(20%). La structure de dérive est composée de cellules hexagonales disposées en huit couches concentriques (figure 3.6) et parcourue chacune par un fil de 30 μm porté à un potentiel possitif d'environ 2 kV. Ceci crée les conditions d'avalanche autour du fil lors du passage d'une particule chargée dans le volume de la cellule.

Chaque trace chargée est détectée sur un maximum de huit points avec une résolution de 150 μm dans le plan $r\phi$ et $\sim$ 5 cm dans la direction z. Seules les coordonnées $r\phi$ sont utiles pour la reconstruction des traces chargées. Grâce à son temps de réponse assez court (3 μs), les signaux de l'ITC sont utilisés dans le premier niveau du système de déclenchement de l'acquisition de données.

4.3 La chambre à projection temporelle

La chambre à projection temporelle (TPC) est une chambre à dérive cylindrique de rayons 30 cm et 180 cm (figure 3.7). Le volume total de 43 m^3 est rempli d'un mélange de 91% Argon et 9% de méthane. La TPC est séparée au milieu par une membrane maintenue à un potentiel négatif qui crée un champ électrique de dérive de 115 V/cm. Pour assurer l'uniformité de ce champ dans le volume de dérive, des électrodes sont disposées le long de la cage cylindrique.

L'ionisation produite par le passage d'une particule chargée est mesurée aux deux extrémités de la TPC par un système de chambres proportionnelles. Ces chambres fournissent 21 points

tri-dimensionels pour chaque trace chargée à partir d'un système de lecture constitué de cathodes disposées en cercles concentriques. Les fils de ces chambres sont utilisés pour mesurer l'ionisation produite par chaque particule qui traverse la TPC. Cette ionisation[2] est échantillonnée par un maximum de 338 fils et est un ingrédient essentiel dans l'algorithme d'identification des particules, que nous décrirons plus loin.

L'uniformité du champ électrique de dérive et du champ magnétique produit par la bobine supraconductrice dans le volume de dérive de la TPC est cruciale pour une bonne mesure de la courbure de la trajectoire des traces chargées. Des mesures effectuées par un système spécialement conçu ont révélé une uniformité de $0,03\%$ dans la direction radiale et de $0,2\%$ dans la direction longitudinale. Ces distorsions correspondent à moins de 100 μm de distorsion sur les trajectoires des particules chargées. L'alignement et la stabilité de la TPC sont contrôlés par un système de lasers.

La résolution intrinsèque de la TPC est de 173 μm en $r\phi$ et 740μm en z. Grâce aux nombre élevé de points de mesure – 21 pour des particules qui traversent les deux cages, extérieure et intérieure – la TPC est la colonne vertébrale du système de reconstruction des traces chargées. En effet, l'algorithme de reconstruction de traces chargées, que nous allons discuter plus tard, démarre avec l'information fournie par la TPC.

5 Les calorimètres

Le fonctionnement des calorimètres est basé sur le principe de l'absorption totale. Les particules déposent toute leur énergie dans les calorimètres en créant une gerbe de particules. La reconstruction de la gerbe permet la mesure de l'énergie de la particule initiale. En plus, les gerbes ont des formes différentes suivant le type de particule, par conséquent, une bonne reconstruction de la gerbe dans les calorimètres apporte une information précieuse pour l'identification des particules.

Les calorimètres sont partagés en cellules de mesure. La granularité des calorimètres, donnée par la taille d'une cellule, détermine simultanément la résolution spatiale et la résolution en énergie.

5.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est composé de 36 modules – 12 dans le barillet et 12 dans chaque bouchon – et couvre 98% de l'angle solide. Les modules sont constitués de 45 couches de plomb et de chambres proportionelles (figure 3.9) correspondant à 22 longueurs de radiation. Les chambres à fil (milieu actif) sont remplies avec un mélange gazeux composé de 80% Xenon et de 20% CO_2 et sont soumises à une haute tension d'environ 1450 V.

Les particules incidentes déposent leur énergie dans le calorimètre sous forme de gerbe électromagnétique. Une partie de cette énergie est mesurée à travers l'ionisation du gaz dans les chambres à fil. Le signal, proportionnel à l'énergie déposée, est collecté par couplage capacitif sur des cathodes. Les cathodes sont disposées en damiers, liés entre eux pour former des tours projectives par rapport au point d'interaction. En effet, il y a 73728 tours projectives assurant une granularité de $0.9° \times 0.9°$ qui permet la localisation de la particule incidente avec une précision de 2 mm.

La lecture des tours est partagée en trois couches de 4, 9 et 9 longueurs de radiation respectivement, ce qui permet une bonne séparation entre les électrons et les pions. Les signaux

[2] Il s'agit de la densité linéique d'ionisation, notée par la suite $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$.

collectés par les fils sont utilisés pour vérifier la mesure de l'énergie ainsi que dans le système de déclenchement.

Mis à part la mesure de l'énergie déposée par les particules, le ECAL joue un rôle important dans l'identification des particules par l'analyse de la forme de la gerbe électromagnétique. La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est $\sigma_E/E = 0,18/\sqrt{E/GeV} + 0,009$. La résolution spatiale est $\sigma_{\theta,\phi} = 2,5/\sqrt{E/GeV} + 0,25(mrad)$.

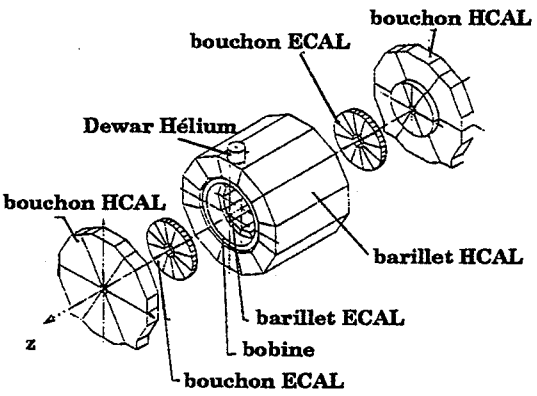


Figure 3.8: Le calorimètre hadronique (HCAL) et le calorimètre électromagnétique (ECAL) d'ALEPH.

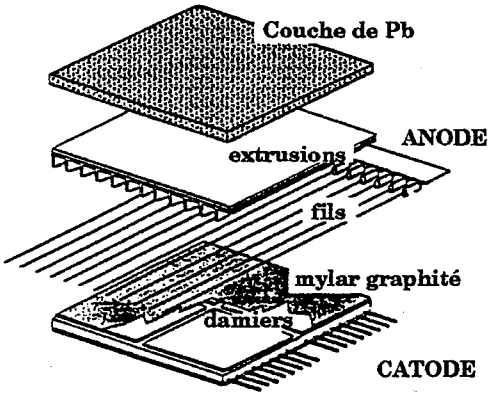


Figure 3.9: La structure du calorimètre électromagnétique.

5.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est abrité par la structure métallique du retour du champ magnétique créé par la bobine supraconductrice. La structure métallique est instrumentée avec des tubes à décharge ("streamer") afin de détecter les gerbes produites par les particules dans le radiateur en fer. L'épaisseur du calorimètre hadronique est de 120 cm à $\theta = 90°$ ce qui correspond à 7 longueurs de radiation. La structure en fer est constituée de 22 plaques en fer de 5 cm d'épaisseur plus une plaque externe de 10 cm. Les tubes à "streamer" sont disposés en 23 couches dans les espaces disponibles entre les plaques en fer. Chaque tube est constitué de huit cellules de $0,8 \times 0,8$ cm^2 de section, chacune parcourue par un fil de 100 μm de diamètre. Les deux faces du tube à "streamer" sont rendues sensible à la décharge créée par le passage des gerbes. La face intérieure – la face la plus proche de l'axe du faisceau – est équipée de bandes en aluminium qui donnent un signal logique si le tube a été touché par une gerbe. Les signaux digitaux donnés par les bandes en aluminium donnent une information précieuse pour la séparation muon-hadron. Les cathodes, disposées sur la face extérieure, sont des damiers de taille variable de façon à ce que tous les damiers correspondent au même angle solide par rapport au point d'interaction. En effet, les damiers sont reliés de façon à créer des tours projectives avec une granularité de $3,7°(\phi) \times 3,7°(\theta)$, ce qui fait qu'une tour du HCAL correspond en moyenne à 14 tours du ECAL. Le HCAL est tourné de 2° relativement à l'ECAL pour éviter la superposition des espaces non-instrumentés.

Les tours projectives sont utilisées pour la mesure de l'énergie déposée par une gerbe, tandis que les bandes en aluminium sont utilisées pour le signal logique. Les fils sont utilisés pour le déclenchement de la lecture de l'événement. La résolution en énergie du calorimètre hadronique

est de $80/\sqrt{E/GeV}$ pour les gerbes hadroniques.

5.3 Les chambres à muons

Les chambres à muons sont des chambres à fils situées à l'extérieur du calorimètre hadronique et sont destinées à l'identification des particules qui traversent tous les détecteurs. La plupart de ces particules sont des muons.

Les 94 chambres à muons sont disposées en deux couches séparées de 50 cm dans le barillet et de 40 cm dans la région des bouchons. Les chambres sont équipées de bandes en aluminium disposées dans les directions paralléle et perpendiculaire aux fils, ce qui permet une lecture bidimensionnelle.

6 Les moniteurs de luminosité et de bruit de fond

La luminosité délivrée par le LEP au point d'interaction d'ALEPH est un paramètre crucial pour la mesure des sections efficaces. Une mesure précise de la luminosité est le but de la construction et de l'installation dans ALEPH des moniteurs de luminosité. La stratégie à la base de ce type de détecteurs est la mesure de la diffusion Bhabha par comptage du nombre d'événements par unité de temps. Le processus est de nature électromagnétique et la section efficace est calculable en électrodynamique quantique. La luminosité est donc extraite à partir du rapport entre le nombre d'événements observés et la section efficace. Les moniteurs de luminosité utilisés par ALEPH sont :

- SICAL – calorimètre à silicium avec un radiateur en tungstène disposé en 12 couches circulaires perpendiculaires à l'axe du faisceau, des deux côtés du point d'interaction, qui assure une couverture angulaire de $27,9\ mrad \leq \theta \leq 62,7 mrad$.
- LCAL – de même conception que le ECAL, avec 38 couches et une couverture angulaire de $45\ mrad \leq \theta \leq 190 mrad$.
- BCAL – situé derrière (vu du point d'interaction) les quadrupôles à 7,7 m et constitué de 10 couches de tungstène interposées avec des couches de scintillateurs en plastique. Mesure la luminosité en temps réel sans contribuer aux flux des données.

Les événements Bhabha sont identifiés par la présence des deux amas compatibles avec des électrons et colinéaires avec le point d'interaction. ALEPH utilise aussi un moniteur de bruit de fond, SAMBA, constitué de deux chambres proportionnelles situées en face des modules du SICAL, utilisées pour détecter le bruit de fond produit par le faisceau mais ignorées par l'acquisition de données d'ALEPH.

7 L'acquisition et le traitement des données

7.1 Le système de déclenchement de l'enregistrement

Le système de surveillance des orbites (Beam Orbit Monitor BOM) déclenche la lecture des données brutes par les détecteurs les plus rapides pour déterminer s'il y a eu une collision au point d'interaction. Le système de déclenchement de l'acquisition des données est en fait un ensemble de critères ordonnés dans le temps en trois niveaux. Chaque niveau doit prendre une décision concernant le nature de l'événement. Si l'événement est accepté, le niveau suivant est activé, la lecture étant arrêtée dans le cas contraire.

- Niveau 1. La décision est prise en 3, 26 μs et utilise un maximum de 32 conditions dérivées des signaux collectés par les canaux les plus rapides des détecteurs : ITC, SICAL et les fils des calorimètres ECAL, HCAL et LCAL.

- Niveau 2. Une reconstruction rapide des traces dans la TPC est effectuée. Les traces doivent être compatibles à 10 cm avec le point d'interaction. Le temps nécessaire pour prendre une décision est de 50 μs.

- Niveau 3. Est effectué après l'enregistrement des données et permet une analyse plus approfondie de l'événement. Le traitement des données limite cette étape à une durée de 10 ms ce qui est largement suffisant par rapport à la fréquence des événements attendus.

La fréquence de prise de données est de 4-5 Hz dont 2-3 Hz sont des événements Bhabha détectés par les moniteurs de luminosité, 0,5 Hz sont des événements Z, 0,5 Hz sont des événements à deux photons, avec une contribution provenant du bruit de fond, des événements cosmiques ou du bruit créé par les faisceaux.

Le cas des trains de paquets ne modifie pas la structure du système de déclenchement. La lecture des données dans l'étape de déclenchement est intégrée sur les n paquets dans un train. L'analyse des données hors-ligne peut identifier le numéro d'ordre des paquets à l'origine de la collision [59].

7.2 Le flux des données

La lecture de plus de 500,000 canaux d'électronique d'ALEPH est gérée par le système d'acquisition des données (DAQ). Ce système est constitué d'un ensemble modulaire de logiciels chargés de structurer les données provenant des différents sous-détecteurs, en faire un traitement sommaire et les canaliser vers les supports magnétiques (disques et cassettes) [58].

L'anatomie de l'acquisition des données reflète la structure modulaire du détecteur, chaque sous-détecteur étant associé à une partition du système d'acquisition. Cette stratégie permet le fonctionnement indépendant des partitions et, par conséquent, l'acquisition séparée des données de chaque sous-détecteur.

Les signaux provenant des différents sous-détecteurs sont d'abord lus par l'électronique de proximité, chargée principalement de l'échantillonnage et de l'amplification. Ensuite, les signaux, souvent groupés (multiplexing), sont transmis à travers des câbles aux ordinateurs chargés de l'acquisition des données. Il s'agit d'abord des contrôleurs de lecture (Readout Controllers ROC) qui vérifient l'état du détecteur. Ceux-ci transmettent l'information aux ordinateurs chargés d'une reconstruction partielle de l'événement (Event Builders). La reconstruction globale des événements est supervisée par un programme principal de reconstruction (Main Event Builder).

Le résultat de la reconstruction préliminaire sert à vérifier les critères du système de déclenchement. Si la décision des deux premiers niveaux est positive, le flux de données est dirigé vers le support magnétique et structuré en fichiers des données brutes (RAW).

7.3 Le traitement et l'analyse des données

Les données brutes sont transférées au système de reconstruction d'ALEPH appelé FALCON. FALCON est un ensemble de station AlphaAXP qui communiquent avec les ordinateurs hors-ligne suivant les protocoles DECNET et TCP/IP.

Le programme de reconstruction JULIA procède d'abord à une reconstruction topologique de l'événement pendant laquelle les traces chargées sont reconstruites et les dépôts d'énergie

dans les calorimètres sont localisés. Ensuite les caractéristiques de ces objets sont calculées (l'impulsion, la masse, l'énergie etc.).

Sur FALCON tourne aussi le logiciel responsable de l'alignement du détecteur ainsi que divers programmes qui surveillent la qualité des données accumulées.

Les résultats de la reconstruction des événements sur FALCON sont enregistrés sur des fichiers appelés POT. Ces fichiers contiennent toutes les informations nécessaires pour l'analyse physique des données. Les POT sont transférés vers les ordinateurs hors-ligne (CERNVM). Un logiciel (READPOT) élimine les événements qui ne présentent pas d'intérêt pour la physique et crée des fichiers de données, les DST ("Data Summary Type"). La structure des données est définie par groupes identifiés par des noms de quatre caractères (les banques).

La taille des données peut être réduite davantage par l'élimination de certaines banques utilisées dans l'étape de reconstruction. Les données traitées de cette façon s'appellent Mini-DST et sont le point de départ de la plupart des analyses. Des formats des données encore plus petits, qui rendent la lecture et l'analyse plus rapides sont aussi utilisés (Nano-DST).

L'analyse des données hors-ligne est faite à l'aide d'un logiciel – ALPHA – contenant des fonctions et des subroutines qui permettent l'accès direct à l'information présente dans les événements reconstruits. ALPHA contient aussi une panoplie d'outils de reconstruction (masses invariantes, vertex, énergie etc.). Ce logiciel assure une approche homogène et standardisée de l'analyse des données dans ALEPH.

7.4 La simulation Monte Carlo

La physique des collisions e^+e^- au pic du boson Z trouve une représentation statistique à travers des générateurs Monte Carlo capable de produire des événements de natures différentes, couvrant les désintégrations connues du boson Z. De la même façon les processus rares, qui n'ont pas été observés expérimentalement peuvent être simulés en nombre suffisant pour étudier leurs propriétés cinématiques et l'optimisation des coupures.

En ce qui concerne les événements hadroniques, le générateur Monte Carlo utilisé dans ALEPH est JETSET [60]. Une interface – HVFL – donne la possibilité de changer les caractéristiques des événements générés comme par exemple les canaux et les taux de désintégration des différentes particules, leurs masses, leurs durées de vie etc..

L'étape suivante est la simulation de la réponse du détecteur à un événement. Les signaux produits par les particules d'un événement sont simulés à l'aide d'un programme de simulation nommé GALEPH qui englobe la simulation du détecteur, de l'interaction particules-matière ainsi que la simulation du signal produit dans les différents sous-détecteurs d'ALEPH. Les résultats de GALEPH sont des données avec exactement la même structure que les données réelles mais contenant en plus la "vérité" Monte Carlo provenant du générateur. Les données simulées de cette façon sont soumises au logiciel de reconstruction JULIA – le même que pour des données réelles – et les données se retrouvent finalement en format DST et , éventuellement, Mini(Nano)-DST qui ont la même structure que les données réelles mais qui contiennent en plus la "vérité" Monte Carlo propagée tout au long du processus.

En fonction de la connaissance acquise sur le fonctionnement du détecteur et sur les valeurs des paramètres physiques, des productions massives d'événements hadroniques sont réalisées chaque année.

8 L'alignement du détecteur et la reconstruction des traces

Cette première section concernant l'analyse des données sera consacrée à la première approche qui consiste à reconstruire les traces chargées et à aligner le détecteur.

8.1 L'alignement du détecteur

La reconstruction des traces chargées nécessite la connaissance de la position des différents sous-détecteurs les uns par rapport aux autres ainsi que le positionnement des différents modules faisant partie du même sous–détecteur. La procédure d'alignement est nécessaire car le montage des modules des sous-détecteurs ainsi que le positionnement relatif des sous-détecteurs ont une précision moins bonne que leur précision intrinsèque.

Mis à part les mesures effectuées par des géomètres après le montage des différents modules du détecteur, l'alignement de ce dernier peut être éffectué en utilisant les données réelles. L'alignement est réalisé à partir de l'ajustement des traces chargées avec des hélices. Les hélices peuvent présenter des discontinuités lors du passage d'un module à l'autre, permettant ainsi la mesure des déplacements entre les modules.

Les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont particulièrement utiles car ils ont l'apparence d'une seule hélice de courbure connue qui change de signe à l'origine.

Les nombres d'événements utilisés pour l'alignement est de 20000 $Z \rightarrow q\bar{q}$ et de 4000 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [61].

8.2 La reconstruction des traces chargées

Les traces chargées sont d'abord reconstruites à partir des points mesurés dans la TPC. Elles sont ensuite extrapolées vers le point d'interaction et associées, par ajustement basé sur un filtre de Kalman, aux points de mesure dans l'ITC et le VDET. La diffusion multiple est prise en compte dans l'ajustement.

Une étude Monte Carlo montre que l'efficacité de reconstruction des traces chargées avec plus de quatre points mesurés dans la TPC est de 98,6 % avec des pertes dues à la superposition des traces et aux zones non-instrumentées. Ces pertes sont reproduites par la simulation au niveau de 10^{-3}. L'efficacité d'association des traces chargées isolées à des points dans le VDET est de 94%. Des critères de qualité peuvent être requis afin d'éliminer le bruit de fond qui perturbe la reconstruction des traces chargées. En effet, certaines traces chargées ne sont pas bien reconstruites à cause du nombre reduit de point de mesure. Les traces chargées sont considérées de "bonne qualité" dans les conditions suivantes :

- La trace chargée a plus de quatre points de mesure dans la TPC;
- L'impulsion de la trace chargée est supérieure à 200 MeV;
- L'angle de la trace chargée avec l'axe z satisfait la condition $|\cos\theta| < 0,95$;
- La trace passe dans un cylindre d'une hauteur de 10 cm et de rayon 2 cm centré autour du point d'interaction et orienté au long de l'axe des faisceaux (z).

Le système de reconstruction des traces chargées, formé par la TPC, l'ITC et le VDET, permet la mesure de l'impulsion des particules chargées avec une résolution de $\sigma(1/p_T)(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ de $1,2 \times 10^{-3}$ avec la TPC seule, $0,8 \times 10^{-3}$ avec l'ensemble TPC+ITC et enfin $0,6 \times 10^{-3}$ avec tous les détecteurs de traces chargées (TPC+ITC+VDET).

9 L'identification des particules

L'identification des particules est réalisée dans ALEPH à partir de l'énergie déposée soit dans la TPC, soit dans les calorimètres. Dans le premier cas, le critère est l'énergie déposée par unité de longueur – le $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Dans le deuxième cas, la forme de la gerbe produite dans les calorimètres donne une indication sur la nature de la particule.

9.1 La mesure du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$

La perte d'énergie par ionisation subie par une trace chargée lors de son passage dans le volume de dérive de la TPC est mesurée sur les fils des chambres proportionelles situées aux deux extrémités. Ces chambres fournissent jusqu'à 338 points de mesure par trace. Les pertes, dues à la diffusion pendant la dérive, sont inférieures à 1,3%. Les points de mesure – appelés aussi échantillons d'ionisation – sont ensuite associés aux traces par les points donnés par les cathodes.

L'estimateur de la perte d'énergie par ionisation, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ est construit comme une moyenne d'une distribution tronquée à 8% pour les valeurs inférieures pour minimiser les effets de seuil et à 40% pour les valeurs supérieures pour éviter les fluctuations statistiques. La moyenne obtenue de cette façon est sensible à l'angle θ de la trace car les traces proches de $\theta = 90°$ ont plus d'échantillons mesurés et sont donc moins affectées par les fluctuations statistiques. La correction appliquée pour s'affranchir de cet effet est :

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \sim \frac{1}{1 + C \log \Delta x / \Delta r}$$

où Δr =0,4 cm est la distance entre deux fils et Δx est la projection de Δr sur la trace. Le coefficient empirique C=0,25 a été utilisé.

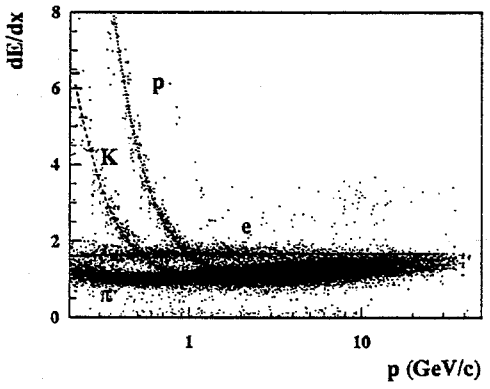


Figure 3.10: L'ionisation pour les différentes types de particules chargées en fonction de leur impulsion. Les prédiction théoriques sont représentées par de fonction de Bethe-Bloch pour chaque type de particule.

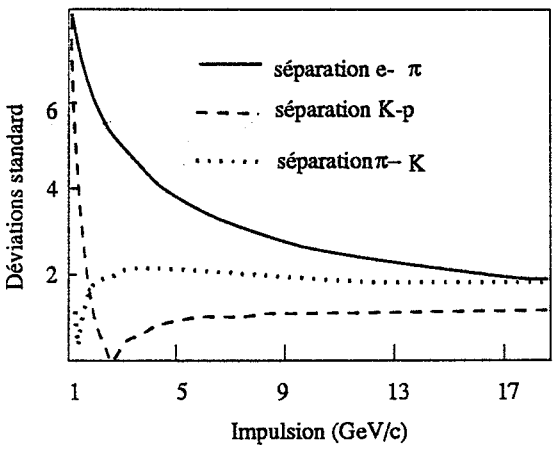


Figure 3.11: Différences attendues d'ionisation, en termes de résolution, pour plusieurs couples de particules en fonction de leur impulsion.

Le $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ dépend à la fois de la masse et de l'impulsion de la particule. Cette dépendance est bien représentée par la fonction de Bethe-Bloch [62]. La figure 3.10 montre, pour un échantillon

de traces reconstruites dans ALEPH, les valeurs des $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ en fonction de l'impulsion ainsi que l'ajustement avec la fonction de Bethe-Bloch. Le $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ est normalisé de façon à ce que sa valeur pour les particules d'ionisation minimale (exemple : les muons et les pions) soit égale à 1. Dans l'analyse hors-ligne, pour chaque particule chargée, un estimateur peut être construit pour une hypothèse de masse donnée :

$$R_I = \frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x - \langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle}{\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}} .$$

où $\langle \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \rangle$ est la valeur moyenne attendue estimée à partir de la fonction de Bethe-Bloch et $\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}$ est la résolution sur le $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Cette résolution sur la perte d'énergie est paramétrée de la manière suivante :

$$\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x} = \sigma_0 N^{p_1} (\Delta x/\Delta r)^{p_2} (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^{p_3}$$

avec N le nombre de points de mesure et $p_{1,2,3}$ des coefficients mesurés pour des traces provenant des jets hadroniques. La séparation en termes de déviations standard entre les différents types de particules chargées est présentée dans la figure 3.11. Seules les traces avec plus de 50 fils de mesure ont été utilisées (88%); chacune dispose en moyenne de 60% du nombre maximum de fils de mesure. L'ionisation des électrons est à plus de trois déviations standard de celle des pions en dessous de 8 GeV tandis que la séparation π–K est pratiquement constante à deux σ. La séparation p–K est assez faible en dessous de $1,5$ GeV/c alors que la séparation pion-proton est constante à deux σ.

9.2 L'identification des électrons

En plus de l'identification à l'aide du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, que nous venons de discuter, les électrons sont identifiés en utilisant la forme de la gerbe électromagnétique dans le ECAL. La gerbe électromagnétique produite par un électron est plus compacte que celle produite par un hadron. Cette propriété est exploitée par deux estimateurs normalement distribués R_T et R_L.

- Chaque trace chargée d'impulsion p se voit associer les quatre tours les plus proches dans le ECAL; l'énergie totale déposée dans ces quatre tours – notée E_4 – est utilisée en conjonction avec l'impulsion p de la particule incidente pour construire l'estimateur R_T du développement lateral de la gerbe électromagnétique :

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

  Pour des électrons d'impulsion supérieure à 2 GeV/c, la valeur moyenne $\langle E_4/p \rangle$ vaut 0,85 dans le barillet et 0,89 dans les bouchons de l'ECAL, $\sigma_{E_4/p}$ est la résolution sur le rapport E_4/p. Pour les hadrons, qui ont des gerbes plus étalées que les électrons, l'estimateur R_T est plutôt négatif.

- Pour construire l'estimateur R_L du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique, la quantité utilisée est l'inverse de la distance moyenne de pénétration dans les trois couches des quatre tours associées à la trace chargée :

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

Critère	Coupure	Efficacité
dE/dx	$R_I > 2,5$	$83,4 \pm 0,2\%$
Gerbe ECAL	$-1,8 < R_L < 3,0$ et $-1,6 < R_T$	$78,5 \pm 0,6\%$

Table 3.3: Les coupures utilisées pour l'identification des électrons

où E_i^j est l'énergie déposée dans la couche j de la tour i et S_j est la distance de pénétration moyenne dans la couche j. L'estimateur R_L est donné par :

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

Pour des électrons d'impulsions supérieures à 2 GeV/c, les estimateurs R_T et R_L ainsi construits sont distribués suivant une loi gaussienne de moyenne nulle et de variance égale à 1. La distribution bidimensionnelle des estimateurs R_T et R_L est présentée sur la figure 3.12 pour un échantillon enrichi en électrons provenant des photons de conversion. Les coupures utilisées pour l'identification des électrons sont présentées dans le tableau 3.3. La segmentation longitudinale et laterale du ECAL permet une très bonne séparation des électrons et des pions.

La contamination hadronique est de $(3,44 \pm 0,05) \times 10^{-3}$ pour un échantillon d'électrons

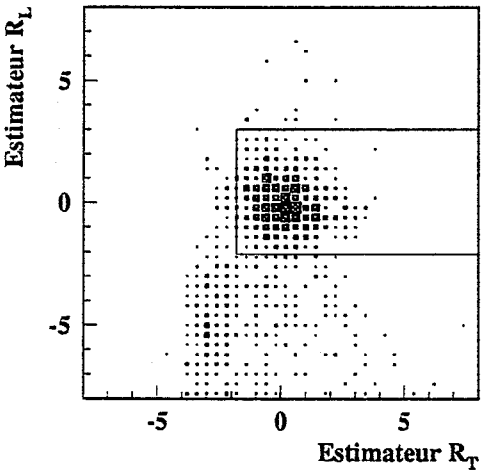


Figure 3.12: Les estimateurs R_T et R_L pour un échantillon enrichi en électrons provenant des conversions.

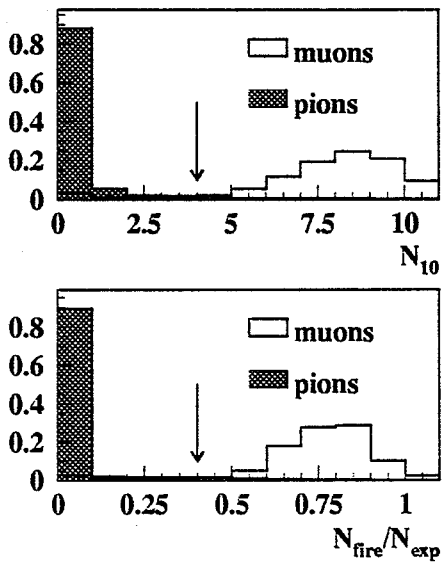


Figure 3.13: Les estimateurs N_{10} et N_{fire}/N_{exp} pour un échantillon de muons et un échantillon de pions.

sélectionnés en utilisant les estimateurs R_T et R_L, elle descend à $(0,95 \pm 0,03) \times 10^{-3}$ si le dE/dx est utilisé aussi [56].

9.3 L'identification des muons

La propriété principale des muons est leur pouvoir de pénétration. Grâce à leur masse élevée et du fait qu'ils n'interagissent pas fortement, les muons traversent tous les sous-détecteurs internes d'ALEPH du VDET jusqu'aux chambres à muons.

L'identification des muons s'appuie sur les signaux provenant des chambres à muons et sur la forme de la gerbe dans le HCAL. L'information digitale fournie par les tubes à décharge est utilisée pour déterminer si les particules ont traversé le HCAL. Les estimateurs utilisés pour l'identification des muons sont :

- N_{fire}, le nombre de plans de tubes touchés réellement,
- N_{exp}, le nombre attendu de plans de tubes touchés,
- N_{10}, le nombre de plans de tubes touchés parmi les dix derniers,
- X_{mult}, la multiplicité moyenne des tubes touchés dans le même plan parmi les onze derniers plans.

Nous avons sélectionné un échantillon de muons identifiés par quatre points de mesure dans les chambres à muons ainsi qu'un échantillon de pions identifiés dans les désintégrations $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Le paramètre N_{10} ainsi que le rapport N_{fired}/N_{exp} sont présentés sur la figure 3.13 pour les muons et les pions sélectionnés. Les coupures utilisées pour sélectionner les muons sont $N_{fired}/N_{exp} > 0.4$, $N_{exp} \geq 10$ et $N_{10} > 4$. Les muons ne créent pas de véritables gerbes dans le HCAL ce qui fait que la multiplicité moyenne doit être plus faible que pour les hadrons. La coupure $X_{mult} < 1,5$ exploite cette propriété. Une carte d'efficacité pour les plans du HCAL est effectuée à partir des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$; l'efficacité moyenne d'un plan est de 75%.

Les muons identifiés dans le HCAL ont des points de mesure associés dans les chambres à muons dans 94% des cas. Les points de mesure dans les chambres à muons aident à l'association des gerbes dans le HCAL aux traces chargées.

L'efficacité de sélection pour des muons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c est de 86% avec une contamination de 0,8% provenant à moitié des hadrons qui pénètrent le HCAL, l'autre moitié étant composée des muons provenant des pions et des kaons qui se désintègrent en vol à l'intérieur de la TPC [56].

9.4 L'identification des photons et des π^0

Les photons sont identifiés comme des amas compacts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Les amas sont construits à partir des tours ayant des dépôts d'énergie supérieur à 30 MeV. Un amas est considéré comme provenant d'un photon s'il n'y a pas de trace chargée qui passe à moins de 2 cm de son barycentre et si l'énergie de l'amas est supérieure à 0,25 GeV. L'énergie du photon est calculée à partir de l'énergie déposée dans les quatre tours les plus proches du barycentre. Cette énergie est corrigée par un facteur qui tient compte de la valeur attendue à partir d'une paramétrisation de la gerbe électromagnétique. Cette méthode dégrade la résolution en énergie de 40%.

La position du photon est déterminée par le barycentre de l'amas, corrigée par une fonction qui tient compte de la taille finie des tours du calorimètre. La résolution angulaire est $\sigma_{\theta,\phi} = (2,5/\sqrt{E/GeV} + 0,25)°$.

Des paires de photons sont associées et ajustées avec une contrainte cinématique pour identifier les $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

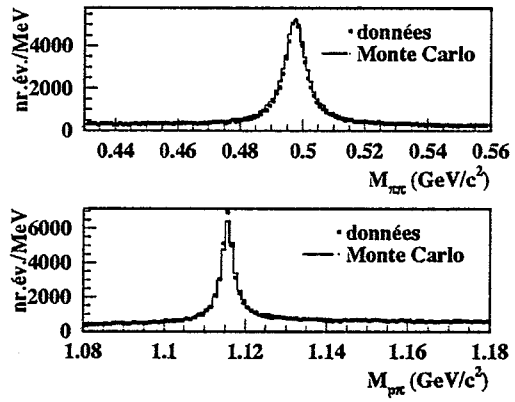


Figure 3.14: La masse invariante des candidats $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ (haut) et $\Lambda \to p\pi^-$ (bas).

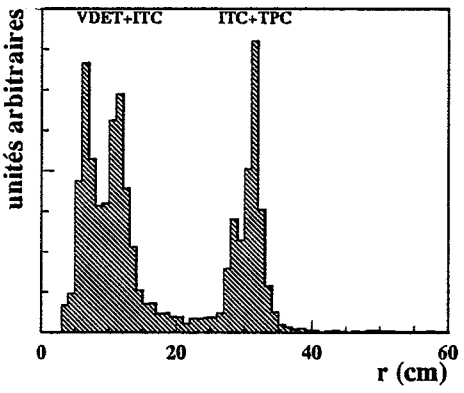


Figure 3.15: Le rayon de matérialisation des photons de conversion.

9.5 L'identification des vertex secondaires

Les particules neutres comme le baryon Λ et le méson K^0_S qui se désintègrent en paires de traces chargées ainsi que les photons qui subissent des conversions dans les parois des différents détecteurs internes apparaissent comme des vertex à deux particules de charges opposées, bien séparés du point d'interaction. Ces vertex seront appelés dans la suite vertex secondaires ou V^0.

Les V^0 sont identifiés comme des paires de traces chargées de signe opposé qui peuvent être ajustées à un point désintégration par un lissage tridimensionnel. L'efficacité de sélection est de 50% (42%) pour $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ ($\Lambda \to p\pi^-$) pour une pureté de 80% (50%). Le spectre de masse des candidats $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ (rapport de branchement 68%) et $\Lambda \to p\pi^-$ (rapport de branchement 64%) sont présentés sur la figure 3.14. La résolution sur la masse est d'environ $4,8\ MeV/c^2$ pour les K^0_S et d'environ $2,3\ MeV/c^2$ pour les candidats Λ. La reconstruction des baryons Λ sera analysée plus en détail dans le chapitre suivant.

Le photons qui interagissent avec le gaz ou les parois de détecteurs internes sont reconstruits comme des V^0 constitués d'une paire e^+e^- avec une pureté d'environ 90% pour une efficacité globale de 4% [63]. Les photons de conversion sont identifiés par un électron qui passe à moins de 1 cm d'une autre trace chargée avec laquelle il forme une masse invariante de moins de 15 MeV/c^2. Le point de matérialisation du photon est considéré au milieu du segment qui unie les points d'approche minimal entre les deux traces. Le rayon de matérialisation en coordonnées polaires dans le plan $x-y$ est représenté sur la figure 3.15. Le détecteur de vertex ainsi que les parois de l'ITC et de la TPC sont des endroits avec des probabilités des conversion $\gamma \to e^+e^-$ élevées.

10 La reconstruction de l'énergie dans un événement

L'énergie totale d'un événement peut être mesurée à partir des amas d'énergie dans les calorimètres. Cette méthode ne tient compte d'aucune identification des particules et conduit à une résolution en énergie $\sigma_E/E = 1,2/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [56]. Cette résolution peut être améliorée en

utilisant l'identification des particules et la mesure des impulsions des traces chargées.

L'algorithme utilisé pour sélectionner les objets (traces chargées et amas d'énergie dans les calorimètres) entrant dans la reconstruction de l'énergie visible dans un événement est basé sur les informations disponibles concernant l'identification des particules et est optimisé pour obtenir une bonne résolution en énergie.

Les particules chargées sont reconstruites avec au moins quatre points de mesure dans la TPC. L'origine de ces traces doit se trouver dans un cylindre de rayon 5 cm et de longueur 20 cm parallèle à l'axe des faisceaux et centré autour du point d'interaction. Pour les particules d'impulsion supérieure à 15 GeV/c plus de huit points de mesure dans la TPC sont requis.

Les traces qui ne passent pas ces critères sont acceptées si elles proviennent d'un vertex secondaire. L'origine des vertex secondaires doit être située dans un cylindre de rayon 5 cm et de longueur 30 cm centré autour du point d'interaction et parallèle à l'axe des faisceaux. Les traces qui ne passent pas ce critère ne sont pas prises en compte par l'algorithme.

Les amas d'énergie dans les calorimètres sont sélectionnés en demandant que le signal mesuré sur les cathodes soit compatible avec celui donné par les fils. Ce critère permet d'éliminer les canaux d'électronique bruyants. Cette propriété de redondance dans les calorimètres s'avère particulièrement utile car la moyenne du bruit passe de 1 GeV à 15 MeV tandis que la valeur maximale de ce bruit descend de 30 GeV à 3 GeV.

Le principe de reconstruction de l'énergie totale dans un événement est de soustraire les amas qui correspondent à des particules identifiées de l'énergie totale déposée dans les calorimètres. Ceci revient à remplacer la partie de l'énergie calorimétriques correspondant aux traces chargées à partir de l'énergie mesurée avec une résolution nettement meilleure par la reconstruction de l'impulsion. La démarche est la suivante :

(1) L'énergie des traces chargées est calculée à partir de leurs impulsions en supposant que toutes les traces chargées sont des pions.

(2) L'énergie des électrons identifiés est soustraite des amas qui leur sont associés. Si l'énergie résiduelle dépasse de plus de trois fois la résolution attendue , la différence est attribuée au photons provenant du rayonnement de freinage.

(3) Les amas d'énergie associés aux muons sont au maximum de 1 GeV dans le calorimètre électromagnétique et au maximum de 400 MeV pour chaque plan touché dans le calorimètre hadronique. Ces amas sont soustraits de l'énergie déposée dans les calorimètres.

(4) Les photons et les π^0 identifiés sont attribués à la composante électromagnétique de l'énergie neutre; leur énergie est soustraite aussi.

(5) Les amas qui restent dans les calorimètres ont deux origines :

- Les amas associés aux traces chargées, dans la limite donnée par la résolution spatiale et la résolution en énergie. L'énergie des traces chargées correspondantes est soustraite de l'énergie totale. Si la différence entre l'énergie de l'amas et l'énergie de la trace chargée associée est plus grande que 500 MeV et, en même temps, plus grande que la résolution, l'énergie résiduelle est associée à un hadron neutre.
- Les amas non associés géométriquement à des traces chargées. Dans ce cas, le dépôt d'énergie est attribué à un hadron neutre. L'énergie déposée dans le ECAL est multipliée par des facteurs de corrections – 1 , 1,3 et 1,6 dans les trois couches – pour tenir compte de la réponse différente aux hadrons.

(6) Les amas d'énergie déposée dans les détecteurs de luminosité sont retenus tels quels car aucune possibilité d'identification n'est disponible.

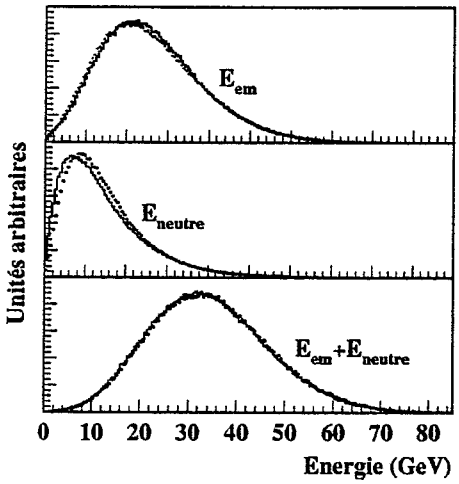


Figure 3.16: L'énergie électromagnétique, l'énergie neutre résiduelle et la somme des deux dans les données réelles 1992 (points) et dans la simulation Monte Carlo (histogramme).

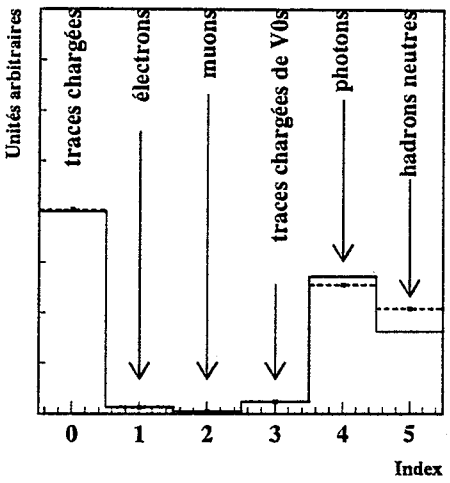


Figure 3.17: La multiplicité des objets de flux d'énergie reconstruits dans les données (points) et dans la simulation Monte Carlo (histogramme).

La procédure que nous venons de décrire fournit des objets de flux d'énergie ("energy-flow objects" en anglais) : hadrons chargés, électrons, muons, photons, hadrons neutres et des amas d'énergie dans les détecteurs de luminosité. La multiplicité des différents types d'objets est présentée dans le figure 3.17.

En utilisant les objets de flux d'énergie nous pouvons reconstruire des masses invariantes (de l'événement, du jet etc.). La masse totale et le nombre d'objets sont des critères puissants de séparation des différents types d'événements. En effet, pour plus de 15 objets de flux d'énergie et une masse totale supérieure à 30 GeV les événements hadroniques sont sélectionnés avec une efficacité de 99.6% et une contamination de 0.4% provenant des événements $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ et des collisions $\gamma\gamma$.

L'énergie visible reconstruite dans un événement a trois composantes : l'énergie chargée E_{ch} provenant de la mesure de l'énergie des traces chargées, l'énergie électromagnétique E_{em} qui est la somme de l'énergie des photons, et l'énergie neutre résiduelle E_{ne} qui est la somme des objets neutres hadroniques identifiés dans les calorimètres.

$$E_{vis} = E_{ch} + E_{em} + E_{ne}$$

La procédure de soustraction implique une corrélation entre l'énergie neutre électromagnétique et l'énergie neutre hadronique car souvent les amas sont superposés. Une partie de l'énergie neutre électromagnétique est attribuée à l'énergie neutre hadronique ou vice-versa. La proportion de ce mélange dépend de la forme des gerbes dans les calorimètres et de leur reconstruction.

Avec le même algorithme de reconstruction, cette proportion peut être différente dans la simulation Monte Carlo. En effet, si la simulation des gerbes électromagnétiques ou hadroniques ne correspond pas à la réalité, les même coupures ont des pouvoirs de séparation différents. Ce problème n'affecte pas la mesure de l'énergie totale car il y a une compensation entre les deux composantes. En effet, on observe dans la figure 3.16 que malgré les différences entre les données et le Monte Carlo pour l'énergie neutre électromagnétique et hadronique, la somme des deux composantes est bien simulée.

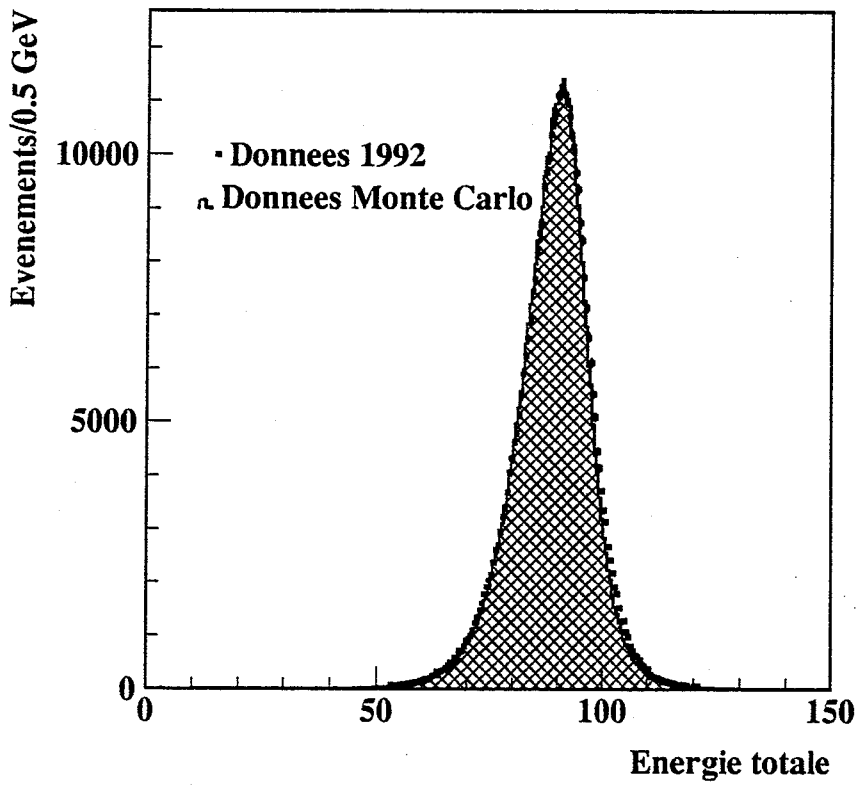


Figure 3.18: L'énergie totale reconstruite à partir des objets de flux d'énergie dans 500.000 événements : données (points) et Monte Carlo (histogramme).

L'algorithme de reconstruction de l'énergie visible peut être testé sur les données en utilisant des événements contenant des photons isolés de grande énergie qui sont mesurés avec une bonne précision dans le ECAL. La masse invariante des autres objets présents dans l'événement, est comparée à la masse invariante attendu calculée à partir de $\sqrt{s}$ et de l'énergie du photon. La précision de l'algorithme de reconstruction de l'énergie obtenue de cette façon est de $0,59 \pm 0,03/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (0,6 \pm 0,3)$ ce qui représente une nette amélioration par rapport à la valeur de $1,2/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ obtenue sans utiliser l'identification des particules.

	Moyenne	σ
Données	90.3 GeV	6.6 GeV
Monte Carlo	90.1 GeV	6.3 GeV

Table 3.4: L'étude de la reconstruction de l'énergie totale

La résolution sur la reconstruction de l'énergie totale peut être étudiée dans les données et dans une simulation Monte Carlo par un ajustement avec une gaussienne autour de l'énergie nominale du LEP (figure 3.18). L'énergie moyenne reconstruite et la résolution obtenue sont présentées dans le tableau 3.4. La resolution provenant de l'ajustement est en accord avec celle obtenue par l'étude de la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite dans une simulation Monte Carlo (6,6 GeV). Nous obtenons donc une résolution globale de $\sim 6,3$ GeV. Si l'identification des particules était parfaite, la résolution intrinséque des calorimètres permetrait la reconstruction de l'énergie totale avec une résolution de ~ 3 GeV.

Pour l'analyse de la polarisation du Λ_b, la reconstruction de l'énergie visible a une importance particulière. En effet, la mesure de la polarisation du baryon Λ_b au LEP, que nous décrirons par la suite, est basée sur la mesure de l'énergie du lepton chargé et du neutrino produits dans les désintégrations semi-leptoniques du Λ_b. Si l'énergie du lepton chargé (électron et muon) est mesurée par le système de reconstruction des traces chargées avec une bonne précision, le neutrino n'est pas détecté et son énergie ne peut donc pas être mesurée directement. En faisant le bilan d'énergie, événement par événement, l'énergie du neutrino est mesurée à partir de l'énergie manquante, c'est-à-dire la différence entre l'énergie disponible dans l'événement ($\sqrt{s}$) et l'énergie visible mesurée à l'aide de l'algorithme de reconstruction d'énergie que nous venons de décrire. Pour le processus de désintégration semi-leptonique des baryons Λ_b, dont la sélection fera l'objet du chapitre suivant, la résolution sur la reconstruction de l'énergie du neutrino est de l'ordre de ~ 3 GeV.

11 Conclusion

ALEPH est un détecteur complexe destiné à l'étude de la physique des collisions e^+e^- dans le domaine d'énergie allant de 80 GeV à 200 GeV. Les performances en termes de reconstruction des traces chargées et de mesure de l'énergie totale sont présentées dans le Tableau 3.5.

Le système de reconstruction des traces chargées constitué d'une chambre à projection temporelle (TPC), une chambre à dérive (ITC) et un détecteur de vertex à silicium (VDET) assure une précision globale de 28 μm sur le paramètre d'impact avec une précision sur la mesure de l'impulsion transverse par rapport à l'axe du faisceau de $0,6 \times 10^{-3} p_T/(GeV/c)$.

L'herméticité et la granularité élevées des calorimètres conduit à une excellente mesure de l'énergie totale. Par conséquent, la mesure de l'énergie du neutrino est possible et sera utilisée dans l'analyse des désintégrations semileptoniques du baryon Λ_b.

Résolution spatiale		
	$\sigma_{r\phi}$	σ_z
VDET	12 μ m	12 μm
ITC	150 μ m	5 cm
TPC	310 μ m	808 μm
Résolution sur le paramètre d'impact		
TPC+ITC	107 μm	808 μm
TPC+ITC+VDET	23 μm	28 μm

Reconstruction de l'énergie	
	σ_E/E
ECAL	$\frac{0,18}{\sqrt{E/GeV}} + 0,009$
HCAL	$\frac{0,85}{\sqrt{E/GeV}}$
Total	$\frac{0,59 \pm 0,03}{\sqrt{E/GeV}} + (0,6 \pm 0,3)$

Table 3.5: Les performances des différents sous-détecteurs d'ALEPH.

Chapitre 4

La sélection des baryons beaux

1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter la sélection d'un échantillon de désintégrations semi-leptoniques inclusives du baryon Λ_b à partir des événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$. Cet échantillon sera utilisé par la suite pour mesurer la polarisation du Λ_b. La méthode s'appuie sur la présence d'un baryon Λ corrélé au lepton chargé issu de la désintégration semi-leptonique du Λ_b. Cette méthode a déjà été utilisée pour la mise en évidence indirecte du baryon Λ_b [39] et pour la mesure de sa durée de vie [64].

Nous allons d'abord résumer les principales propriétés des événements hadroniques. Ensuite, le principe de la méthode de sélection sera décrit et la sélection des leptons chargés et des baryons Λ présentée. Après une discussion du bruit de fond attendu, nous procèderons à la sélection des désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b à partir des corrélations $\Lambda\ell$. Par la suite, nous décrirons une méthode qui permet d'améliorer la pureté de l'échantillon $\Lambda\ell$ sélectionné, en utilisant les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$. La dernière partie est consacrée à l'estimation du taux de production et de désintégration des baryons beaux dans le canal semi-leptonique.

2 Les événements hadroniques

2.1 La sélection des événements hadroniques

Les désintégrations du boson Z peuvent être séparées en deux catégories :

- Les événements leptoniques : $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$.
- Les événements hadroniques : $Z \rightarrow q\bar{q}$. Cinq saveurs différentes de quarks sont produites au LEP, les quarks légers u, d, s et les quarks lourds b et c.

Indépendamment de la saveur du quark produit, les différences entre les événements leptoniques et les événements hadroniques sont importantes (voir figure 4.1).

Les événements hadroniques sont sélectionnés dans ALEPH selon les critères suivants [65] :

- L'événement doit avoir au moins cinq traces chargées de bonne qualité[1].

[1] Une trace de bonne qualité est une trace avec au moins quatre points de mesure dans la TPC, avec une impulsion supérieure à 200 MeV, qui satisfait $|\cos\theta| < 0,95$ par rapport à l'axe z et qui passe dans un cylindre d'une hauteur de 20 cm et de rayon 5 cm centré autour du point d'interaction.

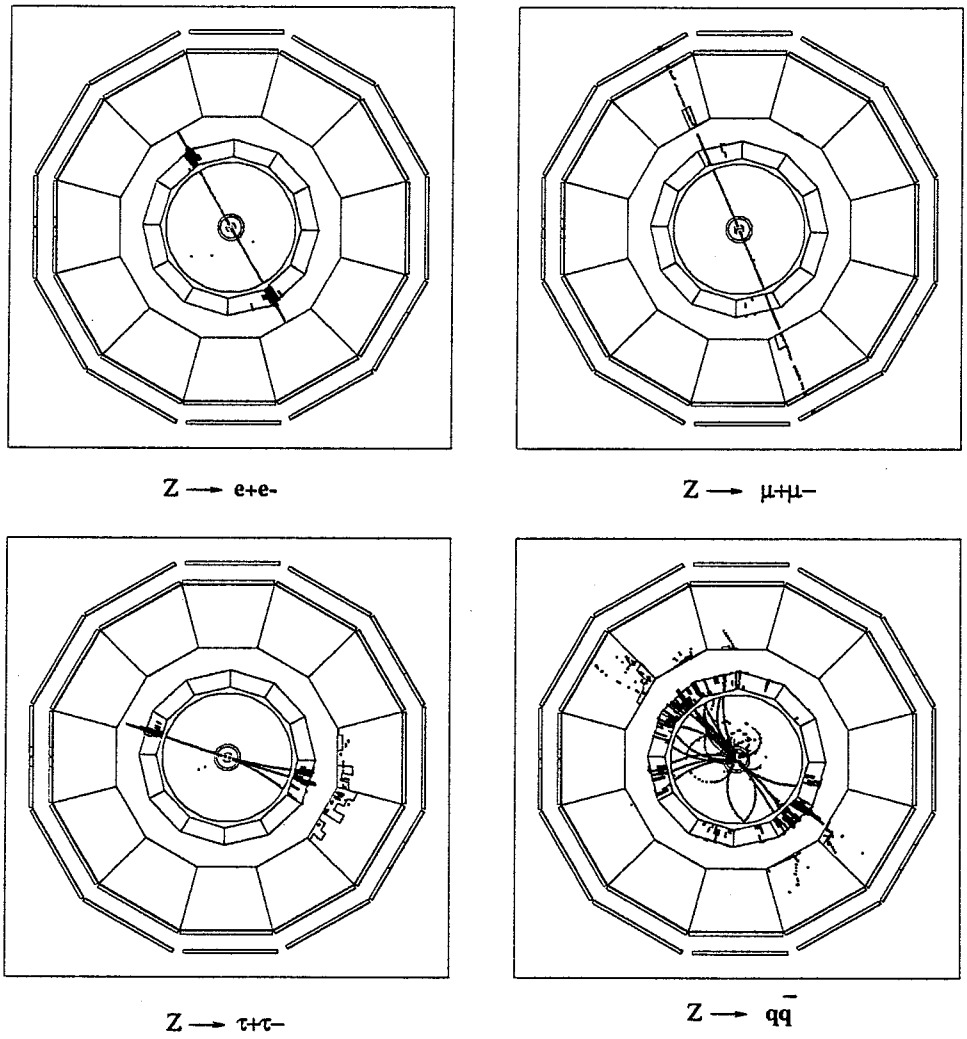


Figure 4.1: Les désintégrations du boson Z observées par le détecteur ALEPH (vue transverse).

- L'énergie totale des bonnes traces chargées doit représenter au moins 10% de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Avec ces deux critères simples, l'efficacité de sélection des événements hadroniques est de $97,4 \pm 0,4\%$ avec une contamination de $0,26\%$ provenant des désintégrations $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et une contribution de la diffusion $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons estimée à 0,4%.

Les événements hadroniques constituent l'échantillon de départ de notre analyse. Parmi ceux-ci, la proportion des événements provenant de la désintégration du boson Z en une paire $b\bar{b}$ est de l'ordre de 22% [66]. Les événements de ce type, appelés par la suite "événements b", ont des propriétés qui les distinguent des événements issus de la désintégration du boson Z en une paire de quarks u, d, s ou c. Ces propriétés sont une plus grande multiplicité de traces chargées, la présence de vertex de désintégration séparés du vertex primaire. Plusieurs algorithmes utilisent une ou plusieurs de ces propriétés pour séparer les événements b des autres événements hadroniques.

Dans les événements hadroniques, le point d'interaction (ou vertex primaire) est reconstruit hors-ligne, événement par événement, à partir des traces chargées et de l'information sur la taille du faisceau provenant du système de surveillance BOM. La résolution sur la position du vertex primaire est de 10 μm dans la direction y et d'environ 40 μm dans les directions x et z.

2.2 Les hémisphères d'un événement hadronique

Dans la désintégration $Z \rightarrow q\bar{q}$, les deux quarks sont émis avec une forte impulsion, dos à dos. Les particules créées lors du processus de fragmentation sont groupées par jets autour de la direction des deux quarks initiaux. Il est donc possible de séparer dans un événement hadronique les particules provenant de ces deux quarks. Pour cela il faut connaître l'axe qui approxime leur direction de production. Cet axe, noté $\vec{T}$ et appelé axe de poussée de l'événement, est construit par la maximisation de la quantité suivante :

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

où $\vec{p}_i$ est l'impulsion de la particule i, la somme étant faite sur tous les objets détectés, chargés et neutres. L'événement est partagé en deux hémisphères selon un plan perpendiculaire à l'axe $\vec{T}$, chaque hémisphère contient les produits de désintégration et d'hadronisation de chacun des deux quarks issus de la désintégration du Z. Cette image peut être perturbée par l'émission de gluons durs à grands angles dans l'étape perturbative de la fragmentation qui peuvent créer leur propre jet de particules.

Les événements avec un axe de poussée proche de l'axe du faisceau souffrent des pertes de particules le long du tube à vide. Ces pertes peuvent introduire un biais dans la mesure de la polarisation du baryon Λ_b, car, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, cette mesure est basée sur la mesure de l'énergie manquante dans l'hémisphère du lepton provenant de la désintégration semi-leptonique du Λ_b. Pour éviter ce problème, nous n'utiliserons dans notre analyse que les événements hadroniques avec un axe de poussée satisfaisant la condition $|\cos\theta| < 0,85$ où θ est l'angle entre l'axe $\vec{T}$ et l'axe du faisceau. Cette coupure élimine $18,8 \pm 0,3\%$ des événements hadroniques, mais sélectionne des événements avec un maximum de particules détectées, c'est-à-dire des événements bien contenus dans le détecteur.

2.3 Les événements utilisés dans l'analyse

Nous avons utilisé les événements hadroniques collectés avec le détecteur ALEPH entre 1991 et 1995, soit un total de 3 901 259 événements. Pour les besoins de l'analyse, nous avons aussi utilisé 3,7 millions d'événements Monte Carlo hadroniques faisant partie de la production officielle d'ALEPH.

3 Les baryons b et les corrélations Λ-lepton

Au LEP, la proportion de baryons beaux dans les événements b est estimée à 11,5% [37] dont 90% est constituée du baryon Λ_b [2]. Le canal de désintégration semi-leptonique représente une fraction importante (22%) de la largeur totale de désintégration du baryon Λ_b.

[2]Les baryons beaux-étranges, $\Xi_b^{0,\pm}, \Omega_b$, représentent $\sim$ 10% des baryons beaux et leur proprietés sont similaires aux propriétés du Λ_b en ce qui concerne la polarisation. Par la suite, le symbole Λ_b désignera l'ensemble des baryons, les Λ_b et les baryons beaux-étranges $\Xi_b^{0,\pm}, \Omega_b$.

La méthode utilisée [39] pour identifier les baryons beaux dans les désintégrations semi-leptoniques est basée sur la corrélation entre le lepton chargé et le baryon Λ présent dans la partie hadronique de la chaîne de désintégration

$$\begin{array}{rlll} \Lambda_b \rightarrow & X_c & \ell^- \bar{\nu} \\ & \hookrightarrow & \Lambda X \end{array}$$

où le système charmé X_c est un baryon Λ_c^+ dans 90% des cas [38]. La désintégration des baryons beaux est régie par la désintégration des quarks lourds vers des quarks légers ce qui engendre une séquence "préférée"

$$\Lambda_b(\mathrm{bud}) \rightarrow \Lambda_c^+(\mathrm{cud}) \rightarrow \Lambda_s(\mathrm{sud}) \; .$$

Par conséquent, les combinaisons $\Lambda\ell^-$ et leurs conjuguées de charge $\bar{\Lambda}\ell^+$ apparaissent dans les désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b. Nous appellerons par la suite ces combinaisons corrélations de "bon signe" (BS), en opposition avec les combinaisons $\Lambda\ell^+$ et $\bar{\Lambda}\ell^-$ que nous appellerons corrélations de "mauvais signe" (MS).

Avant de détailler la procédure de mise en évidence des baryons beaux, nous allons décrire les méthodes d'identification des leptons et des baryons Λ.

4 Sélection des leptons chargés

La procédure et les estimateurs utilisés pour la sélection des leptons chargés – électrons et muons – ont été introduits dans le chapitre 3. Dans ce paragraphe nous décrirons brièvement les coupures utilisées.

Les électrons et les muons sont sélectionnés parmi les traces chargées d'impulsion supérieure à 3 GeV/c qui passent dans un cylindre de rayon 2 cm et de hauteur 10 cm orienté le long de l'axe z du détecteur et centré autour du point d'interaction. Les traces doivent avoir au moins quatre points mesurés dans la TPC et faire un angle θ avec l'axe z satisfaisant la relation $|\cos\theta| < 0,95$. Les coupures spécifiques sont les suivantes :

- ***Electrons***
  - $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ compatible avec l'hypothèse "électron" $R_I > -2,5$ pour des traces dont l'ionisation dans la TPC est mesurée sur plus de 50 fils.
  - Coupures liées à la forme de la gerbe associée dans le ECAL : $R_T > -1,8$ et $-2,1 < R_L < 3,0$.
  - Afin d'éliminer les électrons provenant de la conversion des photons en paires e^+e^- nous rejetons le candidat électron auquel nous pouvons associer au moins une trace chargée de signe opposé qui satisfait les coupures suivantes
    - la distance entre les deux traces est de moins de 1 cm dans la direction z et dans le plan xy.
    - la masse invariante des deux traces est inférieure à 20 MeV/c^2.
- ***Muons***
  - Coupures sur le nombre de plans touchés réellement N_{fired} et attendu N_{exp} et le nombre de plans touchés parmi les dix derniers N_{10} : $N_{fired}/N_{exp} > 0,4$, $N_{exp} > 10$ et $N_{10} > 4$.

- Coupure sur la forme de la gerbe dans le HCAL en utilisant la multiplicité des signaux digitaux par couche parmi les onze dernières couches $X_{mult} < 1,5$.
- Au moins un point de mesure dans les chambres à muons est requis.

L'efficacité globale de sélection est de 65% pour les électrons et de 86% pour les muons.

5 La reconstruction des baryons Λ

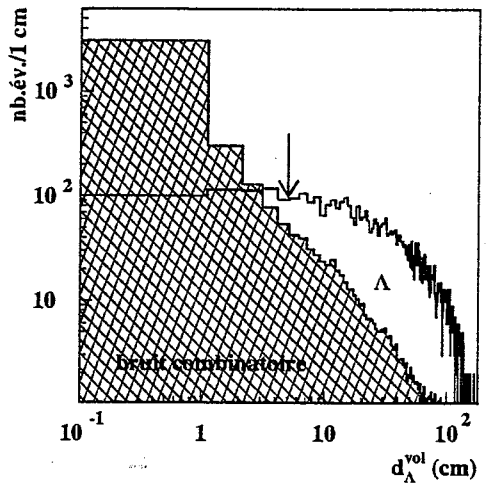


Figure 4.2: La distance de vol des baryons Λ comparée à celle des faux candidats provenant du bruit de fond combinatoire.

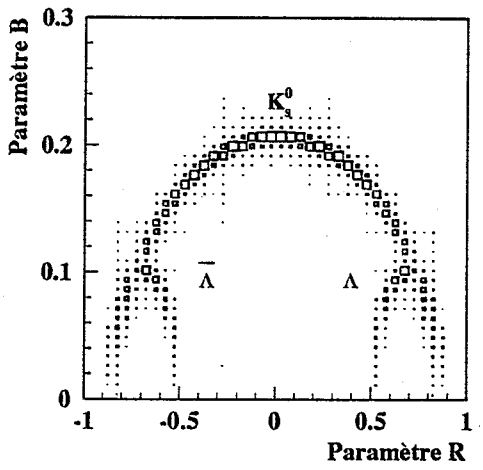


Figure 4.3: La distribution des candidats Λ, $\bar{\Lambda}$ et K^0_s dans le plan $(\mathcal{R};\mathcal{B})$.

Les baryons Λ sont identifiés dans le canal de désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ dont le taux de branchement est de $63,9 \pm 0,1\%$ [11].

La sélection des candidats Λ est réalisée à partir des vertex secondaires V^0, décrits dans le chapitre 3. A partir des deux traces chargées formant un V^0, le vertex de désintégration du Λ est reconstruit par un ajustement tridimensionnel. La probabilité de vertex, estimée à partir du χ^2 de l'ajustement, doit être supérieure à 1%. Pour éliminer le bruit de fond combinatoire provenant de l'association fortuite de traces chargées issues du vertex primaire, seuls les candidats Λ de longueur de vol supérieure à 5 cm sont sélectionnés (figure 4.2). Aussi, pour éliminer les candidats Λ dont le point de désintégration est situé en amont du vertex primaire ou ceux pointant vers l'hémisphère opposé à celui où ils sont créés, l'angle entre l'impulsion du Λ et le vecteur position de son point de désintégration doit satisfaire la condition $\cos\theta_\Lambda > 0,95$.

Parmi les deux traces chargées provenant du V^0, celle avec l'impulsion la plus grande est attribuée au proton, l'autre trace étant assignée au pion. Cette attribution est basée sur la différence de masse importante entre le proton et le pion, qui fait que, dans la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, le proton emporte une grande fraction de l'impulsion du baryon Λ. La mesure du dE/dx contribue à améliorer l'identification du proton et du pion, une coupure sur l'estimateur $|R_I| < 3$ est effectuée sur les deux candidats.

Les vertex secondaires correspondant aux désintégrations $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ sont éliminés par une coupure sur la masse invariante des deux traces à ± 8 MeV/c^2 (deux écarts standard) autour de la masse du K^0_S. Ceux correspondant à la conversion $\gamma \to e^+e^-$ sont rejetés si la masse invariante des deux traces considérées comme des électrons est inférieure à 20 MeV/c^2.

Parmi les vrais candidats Λ sélectionnés, une partie correspond à des Λ de fragmentation. Ces derniers sont caractérisés par un spectre en impulsion beaucoup plus mou que ceux produits dans la séquence de désintégration du Λ_b. Une coupure inférieure sur l'impulsion des candidats Λ à 3 GeV/c élimine 55% des Λ de fragmentation.

La cinématique de la réaction $\Lambda \to p\pi$ permet de distinguer le proton du pion et donc le baryon Λ de l'anti-baryon $\bar{\Lambda}$. Deux paramètres cinématiques définis à partir des impulsions longitudinales et transversales des deux particules issues du V^0 permettent d'illustrer cette séparation [67]. Ces paramètres sont :

$$\mathcal{R} = \frac{p_{L1} - p_{L2}}{p_{L1} + p_{L2}} \qquad \mathcal{B} = \frac{\vec{p}_1 \times \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}$$

où $\vec{p}_{1,2}$ sont les impulsions des deux particules, l'indice L désigne la composante longitudinale le long de l'impulsion du candidat Λ. La figure 4.3 montre une bonne séparation entre les baryons et les anti-baryons à partir du paramètre $\mathcal{R}$.

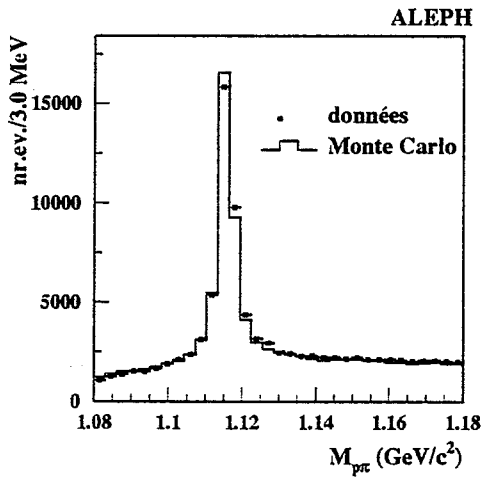


Figure 4.4: Le spectre de masse des candidats Λ dans le données et dans le Monte Carlo.

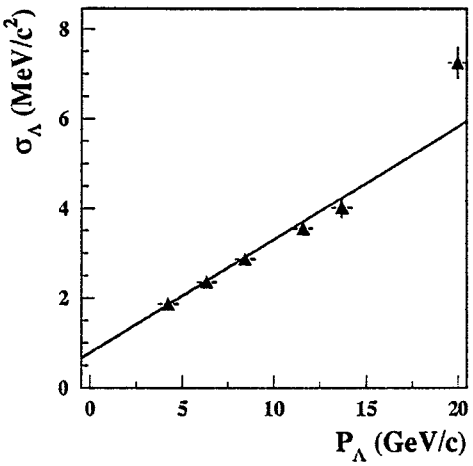


Figure 4.5: La résolution sur la masse des candidats Λ en fonction de leur impulsion.

Le spectre de masse $m_{p\pi}$ des candidats Λ, présenté sur la figure 4.4, est composé d'un pic autour de la masse nominale du baryon Λ situé sur un bruit de fond relativement plat provenant de l'association fortuite de deux particules de charges opposées – le bruit de fond combinatoire. L'ajustement de la distribution de masse $m_{p\pi}$ par une somme d'une gaussienne, pour le pic de masse, et d'un polynôme de second ordre, pour le bruit de fond combinatoire, conduit aux résultats suivants :

$$m_\Lambda = 1,1156 \pm 0,0002 \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad \sigma_{m_\Lambda} = 2,6 \pm 0,1 \text{ MeV/c}^2 .$$

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs attendues.

La résolution sur la masse des candidats Λ se dégrade pour des candidats de grande impulsion [68]. Ceci est dû en partie au fait que les Λ de grandes impulsions volent plus loin avant de se désintégrer, ce qui fait que les deux traces, le proton et le pion, ont moins de points de mesure dans le détecteur. En plus, pour des Λ rapides, les impulsions des deux particules utilisées dans la reconstruction sont moins bien reconstruites – c'est surtout le cas du proton car il emporte une fraction importante de l'impulsion du Λ. La variation de la résolution obtenue sur la masse des candidats Λ avec l'impulsion est présentée sur la figure 4.5. L'ajustement linéaire de la résolution en fonction de l'impulsion conduit à $\sigma(p_\Lambda)(\mathrm{GeV/c^2}) = 0,00075 + 0,00025 p_\Lambda(\mathrm{GeV/c})$. Cet ajustement nous permettra d'utiliser une fenêtre de masse variable en fonction de l'impulsion pour sélectionner les candidats Λ.

6 Sources de corrélations Λ-lepton

Dans les événements hadroniques, les sources qui produisent des corrélations $\Lambda\ell$ sont les suivantes [64] :

(1) $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$,

(2) $\bar{B} \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$,

(3) $b \to \Lambda_c^+ D_s^- X$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$, $D_s^- \to X \ell^- \bar{\nu}$

(4) $b, c \to \Lambda_c^+ X$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \ell^+ X$,

(5) combinaisons accidentelles, des baryons Λ provenant de la fragmentation associés à des vrais ou faux leptons.

(6) bruit de fond combinatoire, combinaisons entre un faux Λ (combinatoire $p\pi$) et un vrai ou faux lepton.

Le processus (1) est le signal recherché, les processus (2) et (3) contribuent, comme le signal, aux corrélations de "bon signe" tandis que le processus (4) produit des corrélations de "mauvais signe". Les processus (5) et (6) contribuent à la fois aux corrélations de "mauvais signe" et aux corrélations de "bon signe".

Pour étudier les propriétés du signal et du bruit de fond, nous avons procédé à l'analyse des processus physiques sources de corrélations $\Lambda\ell$. Les événements ont été générés à partir du programme de simulation d'ALEPH adapté à l'étude des hadrons beaux (HVFL04), traités par la simulation complète du détecteur (GALEPH) et reconstruits ensuite dans les mêmes conditions que les événements réels (JULIA). Les canaux étudiés sont :

- **S1** : $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \pi^+$ (2700 événements),
- **S2** : $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (2700 événements),
- **B1** : $\bar{B} \to \Lambda_c^+(p, n) \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \pi^+$, (1800 événements)
- **B2** : $b \to \Lambda_c^+ D_s^- X$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$, $D_s^- \to X \ell^- \bar{\nu}$ (950 événements)
- **B3** : $\Lambda_c^+ \to \Lambda \ell^+ \nu$ (950 événements)

Les leptons produits dans les processus de bruit de fond physique **B1**, **B2** et **B3** ont une impulsion plus faible que ceux issus de la désintégration semi-leptonique du Λ_b (les processus **S1**, **S2**) pour les raisons suivantes :

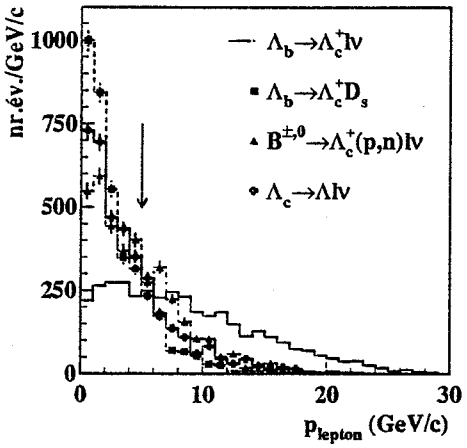


Figure 4.6: L'impulsion du lepton pour un échantillon de signal ($\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$) et pour trois échantillons de bruit de fond.

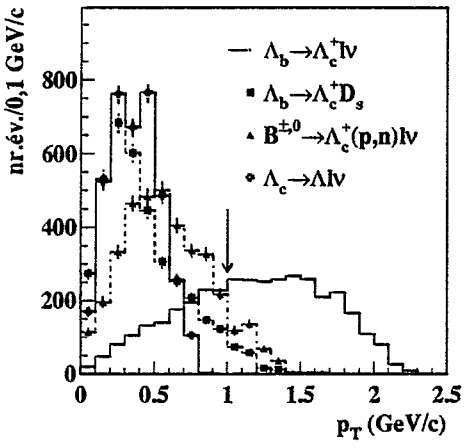


Figure 4.7: L'impulsion transverse du lepton pour un échantillon de signal ($\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$) et pour trois échantillons de bruit de fond.

	Efficacités (%)		
Canal	$p_T > 1\ GeV/c$	$p_\ell > 3\ GeV/c$	$p_\ell > 3\ GeV/c$ $p_T > 1\ GeV/c$
S1	$63,8 \pm 0,8$	$79,8 \pm 0,6$	$58,4 \pm 0,7$
S2	$63,1 \pm 0,8$	$78,7 \pm 0,6$	$58,0 \pm 0,7$
B1	$9,7 \pm 0,7$	$58,5 \pm 1,2$	$8,9 \pm 0,9$
B2	$4,6 \pm 0,7$	$36,1 \pm 1,4$	$4,2 \pm 0,6$
B3	$0,1 \pm 0,1$	$49,5 \pm 1,4$	$0,1 \pm 0,1$

Table 4.1: Les efficacités des coupures en impulsion et impulsion transverse sur le lepton chargé dans une étude Monte Carlo au niveau du générateur.

- **B1** : Dans la désintégration $\bar{B} \to \Lambda_c^+(p,n)\ell^-\bar{\nu}$, la présence dans l'état final, pour des raisons de conservation du nombre baryonique, d'un proton ou d'un neutron, réduit considérablement l'espace de phase disponible. Le lepton est donc émis avec une impulsion et impulsion transverse plus faibles que celui issu de la désintégration $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$.

- **B2** : L'espace de phase disponible dans l'état final de la désintégration $\bar{B} \to \Lambda_c^+ D_s^- X$ est réduit pour la même raison que dans le cas précédent. Le lepton étant, de plus, émis dans la désintégration semi-leptonique du D_s^-, son impulsion et son impulsion transverse sont donc faibles.

- **B3** : L'espace des phases de la désintégration semi-leptonique du Λ_c^+ est plus faible que celui de la désintégration du Λ_b. En plus, le spectre des Λ_c^+ (directs ou produits par un hadron b) est plus mou que le spectre des Λ_b. Les spectres en impulsion et en impulsion transverse des leptons chargés produits dans le processus **B3** sont donc moins forts que

ceux des leptons issus de la désintégration semi-leptonique du baryon Λ_b.

Les figures 4.6 et 4.7 montrent les distributions en impulsion et en impulsion transverse du lepton issu de la désintégration du Λ_b et des processus de bruit de fond physique **B1, B2** et **B3**. Des coupures en impulsion à 3 GeV/c et en impulsion tranverse à 1 GeV/c permettent de réduire considérablement la contribution du bruit de fond physique (voir table 4.1).

7 Sélection d'un échantillon de baryons Λ_b dans les corrélations $\Lambda\ell$

7.1 La sélection des combinaisons $\Lambda\ell$

Nous disposons à ce stade de l'analyse d'un candidat lepton et d'un candidat Λ d'impulsions supérieures à 3 GeV/c. Pout sélectionner les événements provenant de la désintégration semi-leptonique du Λ_b, nous demandons que la paire Λ-lepton soit dans le même hémisphère à l'intérieur d'un cône d'angle 45°. Pour réduire la contribution du bruit de fond physique, nous demandons que le lepton ait une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c.

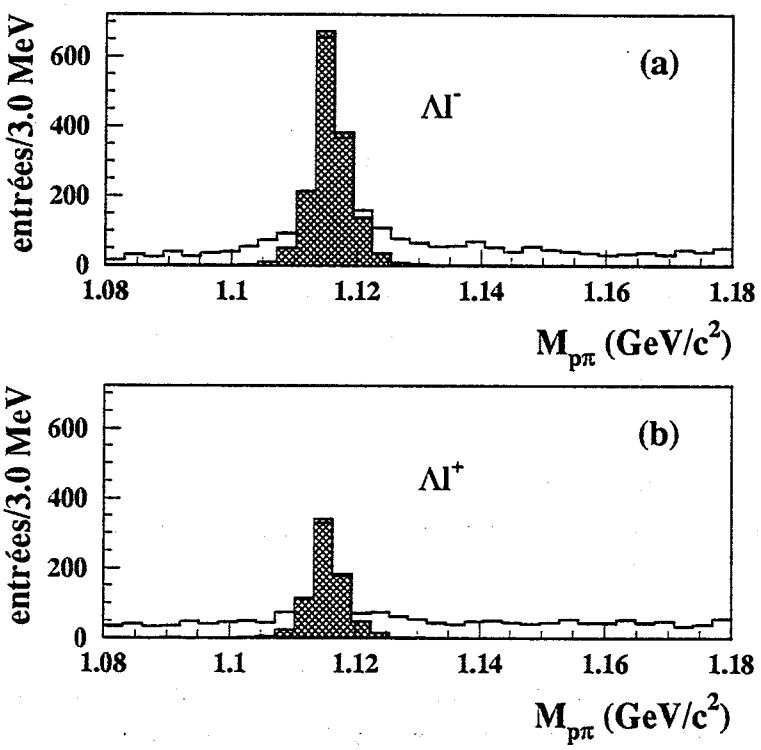


Figure 4.8: Distribution de la masse des candidats Λ dans la sélection $\Lambda\ell$ pour les corrélations de "bon signe" (a) et pour les corrélations de "mauvais signe" (b).

Le spectre de masse des candidats Λ associés aux leptons dans le même hémisphère après ces coupures est présenté sur la figure 4.8 pour les deux combinaisons possibles.

Source du lepton	"bon signe"	"mauvais signe"
baryons b	789 ± 28	185 ± 12
mésons b	335 ± 18	333 ± 15
baryons c	11 ± 3	34 ± 5
mésons c	86 ± 9	101 ± 9
autres (K,γ)	36 ± 6	24 ± 4
faux leptons	68 ± 8	79 ± 7

Table 4.2: La source du lepton chargé dans les deux échantillons sélectionnés à partir des corrélations $\Lambda\ell$ dans les événements Monte Carlo.

Pour sélectionner les combinaisons $\Lambda\ell$ parmi les événements retenus après coupures, nous utilisons une fenêtre de masse variable à 2,5 σ :

$$|M_{p\pi}(\mathrm{GeV/c^2}) - 1,1156| < 2,5 \times (0,00075 + 0,00025 p_{p\pi}(\mathrm{GeV/c})) \ . \qquad (4.1)$$

L'efficacité globale de la sélection des événements du signal $\Lambda_b \to X_c^+ X \ell^- \bar{\nu}$, $X_c^+ \to \Lambda X$, $\Lambda \to p\pi$, après toutes les coupures, est estimée à partir du Monte Carlo à $0,121 \pm 0,002$.

Avec 3,9 millions d'événements hadroniques, nous obtenons $N^{BS} = 1516$ candidats dans les combinaisons de "bon signe" $\Lambda\ell^-$ et $N^{MS} = 743$ candidats dans les combinaisons de "mauvais signe" $\Lambda\ell^+$. L'excès présent dans les combinaisons $\Lambda\ell^-$ par rapport aux combinaisons $\Lambda\ell^+$ provient en bonne partie des désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b.

Pour vérifier la validité de cette hypothèse, nous avons effectué la même analyse sur les événements Monte Carlo. Pour 3,7 millions d'événements hadroniques Monte Carlo, nous avons obtenu[3] 1325 événements dans les combinaisons de "bon signe" et 756 dans les combinaisons de "mauvais signe". L'origine du lepton chargé dans les échantillons sélectionnés dans le Monte Carlo est présentée dans le tableau 4.2. Nous observons en effet un excès d'événements contenant des leptons provenant de la désintégration semi-leptonique du baryon Λ_b. La composante dominante du bruit de fond est constituée de corrélations entre les leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux et les baryons Λ produits, pour une partie d'entre eux, dans le processus de fragmentation.

Une fraction de 19% des combinaisons de "mauvais signe" est constituée de combinaisons accidentelles entre un lepton provenant du baryon Λ_b et un baryon Λ de fragmentation. La présence de ce type de combinaisons accidentelles dans les combinaisons de "bon signe" est supprimée, pour des raisons que nous allons discuter dans la section suivante.

7.2 Le bruit de fond

Dans l'échantillon de combinaisons $\Lambda\ell$ sélectionné, il y a trois composantes de bruit de fond : le bruit de fond accidentel provenant de l'association entre un Λ issu de la fragmentation et un vrai ou faux lepton, le bruit de fond combinatoire composé de combinaisons entre un faux Λ (combinatoire $p\pi$) et un vrai ou faux lepton et le bruit de fond physique.

[3]Le nombre d'événements de "bon signe" sélectionnés dans le Monte Carlo est inférieur à celui sélectioné dans les données, à cause de la sous-estimation du rapport de branchement $\mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X)$ dans le Monte Carlo.

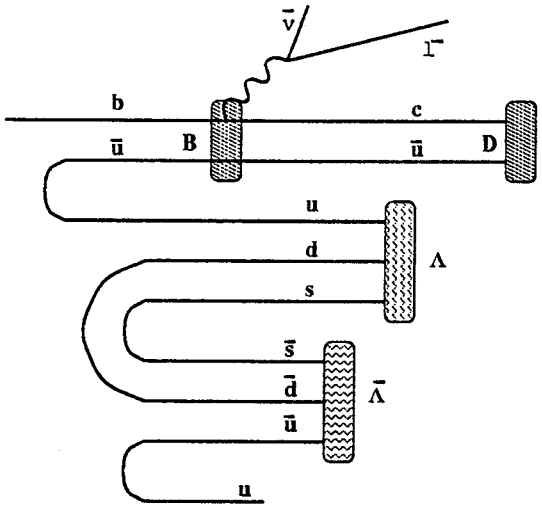


Figure 4.9: Les baryons Λ créés dans la séquence de fragmentation lors de la production d'un méson beau.

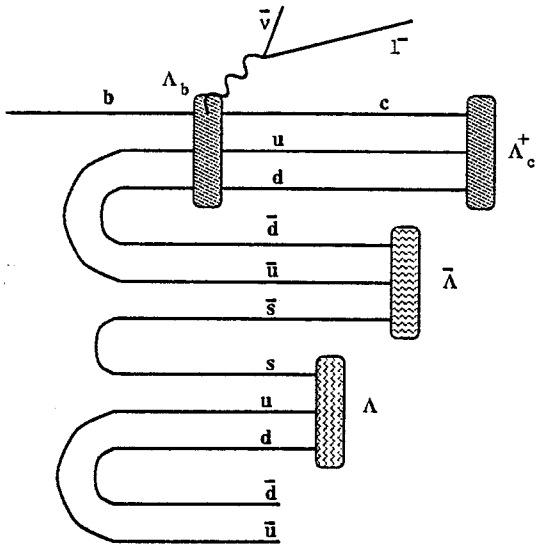


Figure 4.10: Les baryons Λ créés dans la séquence de fragmentation lors de la production d'un baryon beau.

Bruit de fond accidentel

Une partie importante du bruit de fond accidentel provient de l'association d'un baryon Λ issu de la fragmentation avec un lepton provenant de la désintégration semi-leptonique d'un hadron beau. Ce bruit de fond contribue de façon inégale dans les combinaisons $\Lambda\ell$ de "bon" et de "mauvais signe". En effet si le lepton provient de la désintégration semi-leptonique d'un méson beau, on s'attend à ce que le nombre de combinaisons de "bon signe" entre le lepton et le Λ issu du processus de fragmentation du quark b soit plus important que le nombre de combinaisons de "mauvais signe", car il est plus facile[4] de créer un Λ qu'un $\bar{\Lambda}$ (voir figure 4.9) et dans le cas où les deux sont créés, le spectre en impulsion du Λ est plus fort que celui du $\bar{\Lambda}$.

Dans le cas où le lepton provient de la désintégration du Λ_b, c'est le scénario inverse qui se produit[5] (voir figure 4.10).

L'estimation de cette asymétrie a été réalisée au niveau du Monte Carlo $q\bar{q}$. Le résultat est que pour une combinaison accidentelle de "bon signe" on s'attend à 1,3 combinaisons de "mauvais signe". Cette asymétrie est essentiellement créée par les combinaisons de "mauvais signe" entre un lepton provenant du Λ_b et un baryon Λ provenant de la fragmentation ce qui confirme la production préférentielle d'anti-baryons $\bar{\Lambda}$ dans la séquence de fragmentation des baryons beaux.

[4]Dans la fragmentation des mésons beaux, la production d'un baryon Λ nécessite la création ("popcorn") de deux paires quark–anti-quark tandis que la création d'un anti-baryon dans la fragmentation du même méson demande trois paires quark–anti-quark.

[5]Les quarks $\bar{u}$ et $\bar{d}$ étant disponibles suite à la formation du baryon Λ_b, un seul "popcorn" $\bar{s}s$ est nécessaire pour former le baryon $\bar{\Lambda}$, alors que trois paires $\bar{u}u$, $\bar{d}d$ et $\bar{s}s$ sont nécessaires à la formation d'un anti-baryon dans le même processus.

Le bruit de fond combinatoire

A partir de l'ajustement du spectre de masse des candidats Λ dans les combinaisons $\Lambda\ell$, nous pouvons estimer le nombre d'événements de bruit de fond combinatoire présent dans les deux échantillons. Ce nombre est déterminé à partir de l'intégrale de la fonction (polynôme du second ordre) qui correspond au bruit de fond sur un intervalle défini par une fenêtre de masse à $\pm 2,5\sigma$ autour de la masse nominale du baryon Λ. La résolution $\sigma = 2,6$ MeV/c^2 est déduite du RMS de la gaussienne utilisée dans l'ajustement du pic de masse des candidats Λ. Le nombre d'événements de bruit de fond combinatoire dans les deux échantillons, $\Lambda\ell^-$ et $\Lambda\ell^+$ est :

$$N_{pic}^{BS} = 187 \pm 35 \quad \text{et} \quad N_{pic}^{MS} = 245 \pm 34$$

La fraction de bruit de fond combinatoire est de 12,3% dans les combinaisons de "bon signe" et de 32,4% dans les combinaisons de "mauvais signe".

Le bruit de fond physique

Les contributions des différents bruits de fond physique dans les échantillons sélectionnés sont estimées à partir des efficacités de sélection, mesurées dans le Monte Carlo, et des rapports de branchement. Le nombre d'événements de bruit de fond physique attendu est donné par :

$$N^{\text{bruit}} = 2N_{q\bar{q}}\epsilon_{q\bar{q}}\text{Br}(\text{bruit})\epsilon(\text{bruit}) \ , \tag{4.2}$$

où $N_{q\bar{q}}$ est le nombre d'événements hadroniques analysés (3,9 millions), $\epsilon_{q\bar{q}}$ est l'efficacité de sélection des événements hadroniques (97,4%), ϵ(bruit) est l'efficacité de sélection des événements de bruit de fond et Br(bruit) représente le taux de production du bruit de fond considéré.

A partir de la relation 4.2 nous allons estimer la contribution des bruits de fond physique dans les échantillons de "bon signe" et de "mauvais signe".

B1 : $\bar{B} \to \Lambda_c^+(p,n)\ell^-\bar{\nu}$

Le taux de production Br(**B1**) de ce bruit de fond est le produit des rapports de branchement suivants :

- $R_b = 0,219 \pm 0,002$ [66], le taux de production des quarks b parmi les événements hadroniques.
- $f(b \to \bar{B}) = 0,886 \pm 0,055$ [37], le taux de production des mésons beaux dans les événements b.
- $\text{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X\ell^-\bar{\nu}) < (2,4 \pm 1,1)10^{-3}$
  La production de baryons charmés par les mésons beaux a été mesurée par l'expérience CLEO : $\text{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X) = (4,0 \pm 1,0)10^{-2}$ [69]. La même expérience a établi une limite sur le rapport $\text{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X\ell^-\bar{\nu})/\text{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X) < (6,0 \pm 1,0)10^{-2}$ à 90% de niveau de confiance. A partir de ces deux valeurs nous obtenons l'estimation sur $\text{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X\ell^-\bar{\nu})$.
- $\text{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = 0,35 \pm 0,11$ [11].
- $\text{Br}(\Lambda \to p\pi^-) = 0,639 \pm 0,005$ [11].

Le taux de ce bruit de fond est donc estimé à

$$\mathrm{Br}(\mathbf{B1}) = (1,0 \pm 0,5)10^{-4}$$

L'efficacité de sélection du processus **B1**, mesurée dans le Monte Carlo, s'élève à 1,9±0,3%. Pour 3,9 millions d'événements hadroniques, la contribution de ce bruit de fond dans les corrélations de "bon signe" est estimée au maximum à 30 ± 14 événements.

B2 : $\mathrm{b} \to \Lambda_c^+ \mathrm{D}_s^- X$

Parmi les hadrons beaux, seuls les baryons sont en mesure de produire un baryon Λ_c^+ en même temps qu'un méson D_s^-. En effet, dans le cas des mésons beaux, mis à part le baryon Λ_c^+, la conservation du nombre baryonique nécessite la présence d'un autre baryon dans l'état final ce qui se traduit par une saturation totale de l'espace de phases disponible à la désintégration.

Le taux de production de ce bruit de fond est le produit des rapports de branchement suivants :

- $R_\mathrm{b} = 0,219 \pm 0,002$ [66], le taux de production des quarks b parmi les événements hadroniques.
- $f(\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{b}) = 0,115 \pm 0,045$ [37], le taux de production de baryons beaux dans les événements b.
- $\mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_c^+ \mathrm{D}_s^- X) = (1,06 \pm 0,03)10^{-3}$.
  Nous avons estimé ce rapport de branchement en considérant que les mécanismes de production des deux hadrons charmés par le baryon beau sont indépendants. Nous avons donc $\mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_c^+ \mathrm{D}_s^- X) = \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \mathrm{D}_s^- X)\mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_c^+ X)$ avec $\mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_c^+ X) = 90 \pm 10\%$ [38]. Nous pouvons aussi identifier $\mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \mathrm{D}_s^- X) = \mathrm{Br}(\bar{\mathrm{B}} \to \mathrm{D}_s^- X) = 11,8 \pm 1,7$ [69] car le mécanisme de la production des mésons D_s est le même.
- $\mathrm{Br}(\mathrm{D}_s \to X\ell\bar{\nu}) = 0,09$, estimé [6] à partir du taux de branchement semi-leptonique des mésons D^0.
- $\mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = 0,35 \pm 0,11$ [11].
- $\mathrm{Br}(\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-) = 0,639 \pm 0,005$ [11].

Le taux de ce bruit de fond est donc estimé à

$$\mathrm{Br}(\mathbf{B2}) = (0,5 \pm 0,3)10^{-4}$$

Pour 3,9 millions d'événements hadroniques et une efficacité de sélection de 1,2±0,4% mesurée dans le Monte Carlo, le nombre d'événements de bruit de fond provenant du processus **B2** attendus dans l'échantillon de "bon signe" final est de 9 ± 6.

[6] Nous avons estimé $\mathrm{Br}(\mathrm{D}_s \to X\ell\bar{\nu}) = \mathrm{Br}(\mathrm{D}^0 \to X\ell\bar{\nu})$ car les durées des vie des mésons D_s et D^0 sont pratiquement égales. Dans le *Particle Data Group* [11] le rapport de branchement est $\mathrm{Br}(\mathrm{D}_s \to \mathrm{e}X) < 20\%$ à 90% de niveau de confiance.

B3 : $\Lambda_c^+ \to \Lambda \ell^+ \nu$

La production du baryon Λ_c^+ a lieu dans les événements de type b et c. Nous considérons que le rapport de branchement $\mathrm{Br}(c \to \Lambda_c^+)$ est égal à $\mathrm{Br}(b \to \Lambda_b)$, choix justifié par la symétrie des quarks lourds. Nous estimons donc $\mathrm{Br}(c \to \Lambda_c^+) = \mathrm{Br}(b \to \Lambda_b) = 11,5 \pm 4,5\%$[37]. Le taux de production des baryons Λ_c^+ dans les événements hadroniques est

$$\begin{aligned} \mathrm{Br}(b,c \to \Lambda_c^+) &= R_c f(c \to \Lambda_c^+) \\ &\quad + R_b \left[f(b \to \Lambda_b) \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X) + f(b \to B) \mathrm{Br}(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X) \right] \\ &= 4,6 \pm 1,2\% \end{aligned}$$

où $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{q\bar{q}}$ est le taux de production des quarks c dans les événements Z hadroniques, $R_c = 0,17 \pm 0,03$ [66].

Le taux de production du bruit de fond **B3** est donné par le produit des taux suivants

- $\mathrm{Br}(b,c \to \Lambda_c^+) = (5,0 \pm 1,2) 10^{-2}$.
- $\mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda \ell \bar{\nu}) = (1,4 \pm 1,2) 10^{-2}$ [11].
- $\mathrm{Br}(\Lambda \to p\pi^-) = 0,639 \pm 0,005$ [11].

Le taux total du bruit de fond **B3** est

$$\mathrm{Br}(\mathbf{B3}) = (4,5 \pm 2,2) 10^{-4}$$

L'efficacité de sélection pour ce type de bruit de fond est de 0,5±0,2%, mesurée dans le Monte Carlo. Pour 3,9 millions d'événements hadroniques, la contribution de ce processus dans les corrélations de "bon signe" est estimée à 35 ± 24 événements.

7.3 Bilan de la sélection $\Lambda\ell$

Nous avons sélectionné 1516 événements de "bon signe" et 743 événements de "mauvais signe" avec la technique des corrélations $\Lambda\ell$. L'analyse que nous venons de présenter nous permet d'estimer la composition du bruit de fond des deux échantillons :

- Les combinaisons de "mauvais signe" $\Lambda\ell^+$ contiennent 245 événements de bruit de fond combinatoire (33%), 35 événements de bruit de fond physique **B3** (4%) et 463 événements de bruit de fond accidentel (64%). Une partie du bruit de fond accidentel (30%) est constituée de combinaisons entre le lepton provenant du Λ_b et un baryon Λ de fragmentation.
- Les combinaisons de "bon signe" $\Lambda\ell^-$ contiennent 187 événements de bruit de fond combinatoire (12%) et 39 événements de bruit de fond physique **B1** et **B2** (3%). Le bruit de fond accidentel est estimé à partir du nombre d'événements de bruit de fond accidentel présents dans les combinaisons de "mauvais signe" par l'application d'un facteur de correction de 0,8 pour tenir compte de l'asymétrie discutée dans la section précédente. Ainsi nous trouvons un nombre de 370 événements de bruit de fond accidentel dans les combinaisons de "bon signe".

A partir de cette estimation du bruit de fond, nous trouvons un excès de 920 événements dans les combinaisons de "bon signe" qui sont attribuées aux désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b. La fraction de bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe" est estimée à 0,39±0,01. Pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b (chapitre 5), nous effectuerons

une soustraction directe du bruit de fond, approximé par les combinaisons de mauvais signe, sans faire de distinction entre les différentes composantes de ce bruit de fond. Dans ce cas, la fraction de bruit de fond est approximée par $f_{bf} = N^{MS}/N^{BS} = 0,49 \pm 0,01$.

Dans la section suivante, nous allons présenter une méthode d'amélioration de la pureté de l'échantillon de désintégrations semi-leptoniques sélectionnées.

8 Sélection d'un échantillon de baryons Λ_b dans les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$

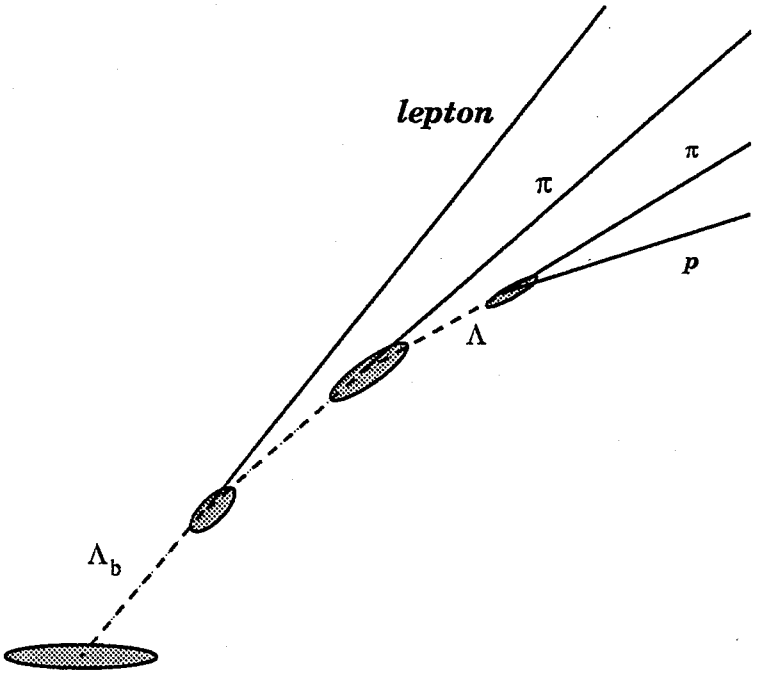


Figure 4.11: La sélection des traces et des vertex utilisée pour la sélection des combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$.

Dans la désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell \bar{\nu}$ suivie par $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$, le baryon Λ est souvent accompagné d'au moins un pion positif [11]. Cette caractéristique peut être exploitée en associant aux combinaisons $\Lambda\ell$ sélectionnées dans le paragraphe précédent un pion positif [70].

Les pions sont sélectionnés parmi les traces de bonne qualité, d'impulsion supérieure à 200 MeV/c, avec une coupure à trois déviations standard sur l'estimateur R_I (si le dE/dx est mesuré sur plus de 50 fils dans la TPC).

Pour éliminer les désintégrations semi-leptoniques secondaires $\Lambda_c^+ \to \Lambda\ell^+\nu$, le candidat pion n'est pas pris en compte s'il est compatible avec un lepton chargé[7].

Le pion et le baryon Λ sont ajustés par un ajustement à un vertex à trois dimensions. La probabilité de vertex doit être supérieure à 1%. La "pseudo-particule" $(\Lambda\pi)$ est ajustée avec le lepton chargé pour former un vertex à trois dimensions (voir figure 4.11). Seules les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$ avec une probabilité de vertex supérieure à 1% sont retenues.

[7]La procédure suivie est celle de "veto" sur le lepton, cette procédure est décrite dans l'appendice B.

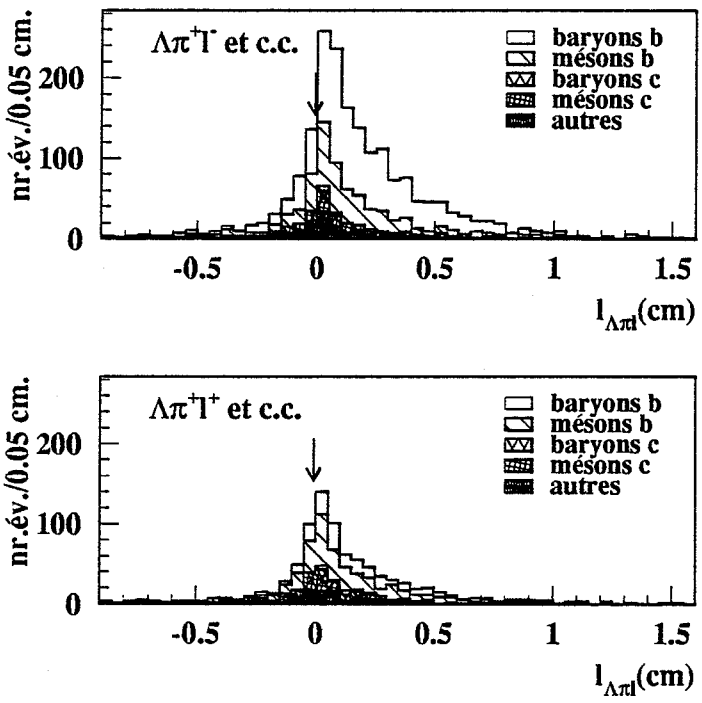


Figure 4.12: La distance de vol du vertex $\Lambda\pi^+\ell$ après toutes les coupures.

Les systèmes $\Lambda\pi$ et $\Lambda\pi\ell$ constituent des reconstructions partielles du Λ_c^+ et du Λ_b, respectivement. En tenant compte des masses des baryons Λ_c^+ et Λ_b, nous demandons que la masse invariante du système $\Lambda\pi$ soit inférieure à 2,35 GeV/c^2 et que celle du système $(\Lambda\pi)\ell$ ne dépasse pas 5,8 GeV/c^2.

Le vertex $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ représente une reconstruction partielle du baryon Λ_b et de ce fait, nous utilisons une coupure de type "durée de vie" qui nous aidera à réduire le bruit de fond combinatoire et accidentel. La distribution de la distance de vol du vertex $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ projetée sur son impulsion $l_{\Lambda\pi\ell}$ est représentée sur la figure 4.12. Une coupure $l_{\Lambda\pi\ell} > 0$ permet de réduire la fraction de bruit de fond de 10%.

Le nombre d'événements est déterminé à partir du nombre de leptons, car plusieurs combinaisons $\Lambda\pi$ sont possibles pour le même lepton. Les candidats leptons sont retenus dans la catégorie de "bon (mauvais) signe" s'il y a au moins une combinaison $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ ($(\Lambda\pi^+)\ell^+$) ou sa conjuguée de charge dans l'hémisphère du lepton. Après la sélection, il n'y a pas d'hémisphère contenant plus d'un lepton chargé et la fraction d'événements qui contribuent aux combinaisons de "bon" et "mauvais signe" en même temps est négligeable (0,1%).

L'efficacité d'association du pion chargé, calculée comme le nombre d'événements sélectionnés divisé par le nombre d'événements existant avant la procédure d'association du pion, mesurée dans la simulation du signal exclusif (**S1** et **S2**) est de $72,2 \pm 1,2\%$. Dans les données, l'efficacité de la procédure d'association du pion positif est de $56,6 \pm 0,6\%$ dans les événements de "bon

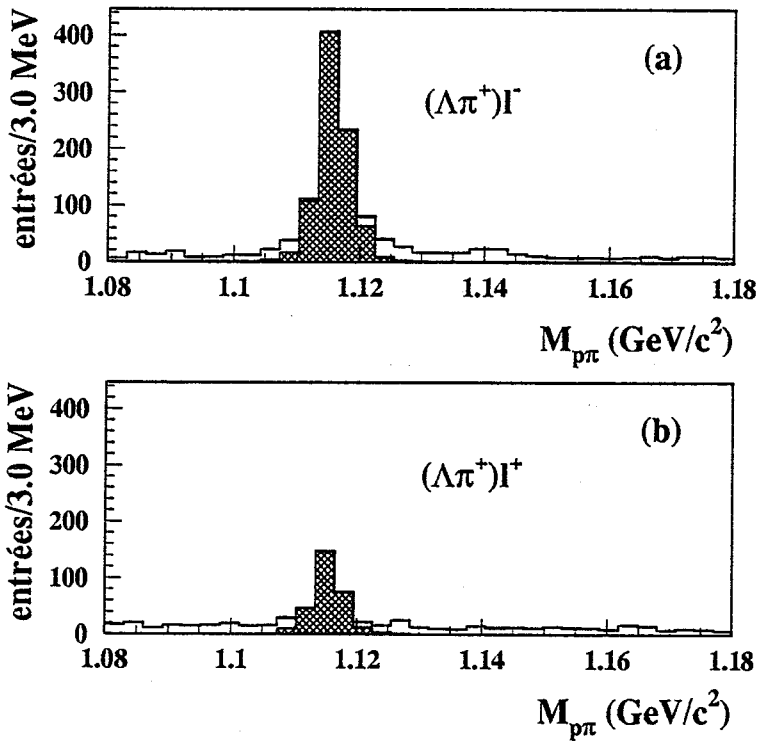


Figure 4.13: La masse des candidats Λ dans la sélection $(\Lambda\pi^+)\ell$ pour les corrélations de "bon signe" (a) et pour les corrélations de "mauvais signe" (b).

signe" et de $40,2 \pm 1,8\%$ dans les événements de "mauvais signe".

La multiplicité des pions par hémisphère sélectionné est présentée dans la table 4.3 pour le signal, le Monte Carlo $q\bar{q}$ et les données. Les pions peuvent avoir deux sources différentes : la séquence hadronique du baryon Λ_b et le point d'interaction (c'est-à-dire la fragmentation du Λ_b et les pions provenant de la désintégration des hadrons beaux excités, par exemple $\Sigma_b \to \Lambda_b\pi$).

Le spectre de masse $m_{p\pi}$ des candidats Λ dans les combinaisons de "bon signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ et combinaisons de "mauvais signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ est présenté sur la figure 4.13. Sur les 3,9 millions d'événements hadroniques, nous obtenons 858 événements contenant des corrélations de bon signe et 299 événements contenant des corrélations de mauvais signe dans la fenêtre de masse définie par la relation (4.1). Une étude Monte Carlo de la source du lepton chargé, présentée dans la table 4.4, montre que les combinaisons de "bon signe" contiennent une composante importante de désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b.

L'efficacité globale de sélection, mesurée dans le Monte Carlo, est de $8,5 \pm 0,2\%$. Les efficacités de sélection du signal et des différents bruits de fond physiques sont présentées dans la table 4.5, avant et après l'association du pion positif.

La contribution du bruit de fond combinatoire, estimée à partir de l'ajustement du spectre de masse, est de 59 événements dans les combinaisons de "bon signe" (7%) et de 63 événements dans les combinaisons de "mauvais signe" (21%). La contribution des bruits de

Canal	$\langle N^{\pi} \rangle_{total}$	$\langle N^{\pi} \rangle_{\Lambda_b}$	$\langle N^{\pi} \rangle_{\mathrm{PI}}$
$\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \pi^+$	1,66±0,12	0,90±0,07	0,76±0,06
$\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$	2,36±0,17	1,57±0,12	0,79±0,07
$\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$	2,02±0,12	1,17±0,08	0,85±0,06
Monte Carlo $q\bar{q}$	2,05±0,09	–	–
Données	1,93±0,08	–	–

Table 4.3: La multiplicité des pions dans les hémisphères sélectionnés pour trois échantillons Monte Carlo.

Source du lepton	**"bon signe"**	**"mauvais signe"**
baryons b	475 ± 22	105 ± 10
mésons b	161 ± 13	146 ± 12
baryons c	4 ± 2	15 ± 4
mésons c	45 ± 7	45 ± 7
autres (K, γ)	13 ± 4	7 ± 3
faux leptons	36 ± 6	31 ± 6

Table 4.4: La source du lepton chargé dans les deux échantillons sélectionnés par les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$ dans une étude Monte Carlo.

fond physiques a été calculée par la même procédure que dans la section précédente. Nous trouvons 28 événements de bruit de fond physique dans les événements de "bon signe" (3%) et 28 événements dans les combinaisons de "mauvais signe" (9%). Le bruit de fond accidentel est estimé à 210 événements dans les combinaisons de "mauvais signe" et à 168 événements dans les combinaisons de "bon signe". La soustraction des différents bruits de fond conduit à un excès de 605 événements dans les combinaisons de "bon signe". Cet excès est attribué aux désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b. La fraction de bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe" est de 0,30±0,02. Cette fraction est de 0,35±0,02 si nous estimons directement le bruit de fond par les combinaisons de "mauvais signe".

Une comparaison entre la sélection des désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b à partir des corrélations $\Lambda\ell$, avant et après l'association du pion positif, est présentée dans la table 4.6. Nous constatons une réduction sensible (de 25%) de la fraction de bruit de fond mais aussi une baisse d'efficacité due à l'association du pion positif. Les événements de "bon signe" seront utilisés pour mesurer la polarisation du baryon Λ_b, alors que les événements de "mauvais signe" serviront à estimer le bruit de fond. La baisse d'efficacité due à l'association du pion positif, se traduit par la réduction du nombre total d'événements. Cette réduction n'augmente pas les erreurs statistiques sur la valeur de la polarisation du Λ_b, grâce à l'amélioration de la pureté [8].

A partir des échantillons sélectionnés, enrichis en désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b nous allons brièvement analyser, dans la section suivante, la production des baryons beaux.

[8] Voir l'appendice C pour la démonstration.

Canal	Efficacités (%)	
	$\Lambda\ell$	$(\Lambda\pi)\ell$
$\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$	$12,7 \pm 0,5$	$9,0 \pm 0,5$
$\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$	$12,3 \pm 0,5$	$9,4 \pm 0,5$
$\bar{B} \to \Lambda_c^+(p,n)\ell^- \bar{\nu}$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$	$1,9 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,3$
$b \to \Lambda_c^+ D_s^- X$, $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$, $D_s^- \to X\ell^-\bar{\nu}$	$1,2 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,3$
$\Lambda_c^+ \to \Lambda\ell^+\nu$	$0,5 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,3$
$\Lambda_b \to X\Lambda\ell\bar{\nu}$ avec $\Lambda \to p\pi$	$12,1 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,2$

Table 4.5: Les efficacités de sélection pour des canaux exclusifs produisant des baryons Λ dans l'hémisphère du lepton et pour le canal inclusif recherché.

	$\Lambda\ell$	$(\Lambda\pi)\ell$
Nombre de corrélations de "bon signe" N^{BS}	1516	858
Nombre de corrélations de "mauvais signe" N^{MS}	743	299
$f_{bf} = N^{MS}/N^{BS}$	0,49	0,35
Bruit de fond combinatoire (BS)	0,12	0,07
Efficacité de sélection	$12,1 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,2$

Table 4.6: Les performances de la sélection avant et après l'association du pion chargé

9 La production de baryons beaux

Le but de cette section est la mesure du produit des rapports de branchement

$$f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) \tag{4.3}$$

Pour comparaison, la mesure est faite à partir des échantillons sélectionnés avant et après l'association du pion dans les corrélations $\Lambda\ell$.

9.1 Le nombre d'événements sélectionnés

Le bilan en nombre d'événements dans les combinaisons de "bon signe" et de "mauvais signe" est présenté dans le tableau 4.7. Le nombre d'événements correspondant aux désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b, N_{Λ_b}, est déduit à partir de la relation suivante

$$N_{\Lambda_b} = N^{BS} - N^{BS}_{comb} - N^{\mathbf{B1}} - N^{\mathbf{B2}} - (N^{MS} - N^{MS}_{comb} - N^{\mathbf{B3}}) \times 0,8\,.$$

où N^{BS} et N^{MS} sont les nombres d'événements dans les échantillons de "bon" et de "mauvais signe", $N^{\mathbf{B1}}$ $N^{\mathbf{B2}}$ et $N^{\mathbf{B3}}$ représentent les nombres d'événements de bruit de fond physique et N^{BS}_{comb} et N^{MS}_{comb} représentent les nombres d'événements de bruit de fond combinatoire dans les combinaisons de "bon" et de "mauvais signe". Le facteur de correction 0,8 a été appliqué au nombre de combinaisons accidentelles déterminé dans les combinaisons de "mauvais signe". Après cette opération, nous obtenons les excès suivants :

$$N^{\text{excès}}_{\Lambda\ell} = 920 \pm 41_{stat.} \quad \text{pour la sélection } \Lambda\ell$$

Nombre d'événements	$\Lambda\ell$		$(\Lambda\pi^+)\ell$	
	"bon signe"	"mauvais signe"	"bon signe"	"mauvais signe"
Total sélectionés	1516	743	858	299
Bruit combinatoire	187	245	59	63
Bruit physique **B1**	30	–	21	–
Bruit physique **B2**	9	–	7	–
Bruit physique **B3**	–	35	–	28
Bruit de fond accidentel	370	463	166	208
Excès	920		605	

Table 4.7: Le nombre d'événements sélectionnés dans les corrélations $\Lambda\ell$ avant et après l'association du pion positif.

$$N^{\text{excès}}_{(\Lambda\pi)\ell} = 605 \pm 31_{stat.} \quad \text{pour la sélection } (\Lambda\pi)\ell$$

où les erreurs sont statistiques. Les autres erreurs – le bruit de fond physique, le facteur de correction – seront prises en compte dans les erreurs systématiques.

Le produit des rapports de branchement est déduit à partir de l'expression suivante

$$f(\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{b}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{c}^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{c}^+ \to \Lambda X) = \frac{N^{\text{excès}}}{2 N_{\mathrm{q\bar{q}}} \epsilon_{\mathrm{q\bar{q}}} \epsilon R_\mathrm{b} \mathrm{Br}(\Lambda \to \mathrm{p}\pi)}$$

où ϵ représente l'efficacité de sélection.

Le produit des rapports de branchement avant et après l'association du pion chargé est donc :

$$f(\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{b}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{c}^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{c}^+ \to \Lambda X) = (0,72 \pm 0,032_{stat})\% \,|_{\Lambda\ell}$$

$$f(\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{b}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{b} \to \Lambda_\mathrm{c}^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_\mathrm{c}^+ \to \Lambda X) = (0,67 \pm 0,032_{stat})\% \,|_{(\Lambda\pi)\ell}$$

Les erreurs systématiques liées à cette mesure sont discutées dans le paragraphe suivant.

	σ_{Br}(syst)	
Source	$\Lambda\ell$	$(\Lambda\pi)\ell$
Bruit physique	0,044	0,042
Corr. accidentelles	0,053	0,030
Efficacité	0,022	0,020
Production π	–	0,020
Total systématiques	0,072	0,059

Table 4.8: Les erreurs systématiques associées à la mesure du produit des rapports de branchement

9.2 Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont résumées dans le tableau 4.8 et proviennent des sources suivantes.

- Les nombres d'événements de bruit de fond physique sont variés de 100% de leur valeur estimée.
- La soustraction du bruit de fond est soumise aux variations suivantes :
  - le nombre d'événements de "mauvais signe" attribué aux corrélations accidentelles est corrigé par un facteur 0,8. Ce facteur est varié de $\pm 0,2$ pour tenir compte des incertitudes liées au spectre des baryons Λ produits dans le processus de fragmentation.
- Une variation supplémentaire de $\pm 3\%$ est appliquée à l'efficacité pour tenir compte des incertitudes sur l'efficacité de sélection des électrons et des muons.

Méthode	Efficacités (%)				
	$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0$	$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,25$	$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,50$	$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,75$	$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -1$
$\Lambda\ell$	$12,0 \pm 0,3$	$12,2 \pm 0,3$	$12,5 \pm 0,3$	$12,3 \pm 0,3$	$12,3 \pm 0,3$
$(\Lambda\pi)\ell$	$8,4 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,3$	$8,5 \pm 0,3$	$8,6 \pm 0,3$

Table 4.9: Les efficacités globales de sélection pour les différentes polarisations du baryon Λ_b

- L'effet de la polarisation du baryon Λ_b sur l'efficacité de sélection a été étudiée à partir des 50 000 événements Monte Carlo simulés avec cinq polarisations différentes (voir la table 4.9). L'effet de la polarisation sur l'efficacité de sélection est estimé à moins de 1% et est négligé.
- La différence entre la multiplicité des pions dans les données et dans le Monte Carlo est prise en compte par une variation de 3% de l'efficacité de sélection. Cette valeur est estimée à partir de la multiplicité des pions dans les données $(1,93 \pm 0,08)$ et dans le Monte Carlo $(2,05 \pm 0,09)$. La moitié de la différence de 6% entre les données et le Monte Carlo est attribuée à l'incertitude sur la production de pions dans la séquence hadronique du baryon Λ_b.

Les résultats finals sont :

- $f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = (0,72 \pm 0,032_{stat} \pm 0,072_{syst})\%$ pour la sélection $\Lambda\ell$. L'erreur systématique dominante provient de l'estimation du bruit de fond accidentel.
- $f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = (0,67 \pm 0,032_{stat} \pm 0,059_{syst})\%$ pour la sélection $(\Lambda\pi^+)\ell$. Grâce au meilleur rapport signal sur bruit, cette méthode de sélection souffre moins de l'incertitude liée aux combinaisons accidentelles. Une erreur systématique supplémentaire est due à l'incertitude sur le taux de production de pions positifs dans la séquence hadronique des baryons Λ_b.

Ces valeurs sont en accord avec la valeur publiée par ALEPH [64].

$$f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = (0,61 \pm 0,06_{stat} \pm 0,10_{syst})\% \quad \text{(ALEPH)}$$

10 Conclusion

Nous avons présenté la méthode de sélection d'un échantillon de désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b à partir des corrélations $\Lambda\ell^-$. Une bonne estimation du bruit de fond présent dans cet échantillon peut être obtenue, dans les données, à partir des corrélations de "mauvais signe" $\Lambda\ell^+$. En tenant compte du bilan de charge dans la désintégration semi-leptonique, nous avons montré que l'association d'un pion positif dans les corrélations $\Lambda\ell$ améliore sensiblement le rapport signal sur bruit.

Les événements ainsi sélectionnés, avant et après l'association du pion positif, ont été utilisés pour mesurer le produit des rapports de branchement $f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X)$.

Dans le chapitre suivant, nous mesurerons la polarisation du baryon Λ_b à partir des échantillons sélectionnés par les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$:

- 858 événements contenant des corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell^-$, échantillon enrichi en désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b,
- 299 événements contenant des corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell^+$, échantillon utilisé pour estimer le bruit de fond.

Chapitre 5

La mesure de la polarisation du Λ_b

1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons décrit la sélection du baryon Λ_b dans le canal semi-leptonique à l'aide des corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell^-$. Cette sélection nous a permis d'isoler un échantillon de 858 événements enrichi en désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b avec une pureté estimée à 70%. Ces événements sont le point de départ de la mesure de la polarisation du baryon Λ_b. Le bruit de fond est mesuré dans les 299 événements de mauvaises corrélations de charge, sélectionnés avec les mêmes coupures.

La désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \to X_c\ell^-\bar{\nu}$ n'est pas entièrement reconstruite. Nous disposons du lepton chargé et nous pouvons aussi utiliser le neutrino, en identifiant son énergie à l'énergie manquante dans l'hémisphère du lepton.

La mesure de la polarisation du baryon Λ_b, que nous allons détailler dans ce chapitre, repose sur la mesure des énergies du lepton et du neutrino dans l'échantillon de désintégrations semi-leptoniques sélectionné. Nous allons décrire d'abord la méthode de mesure qui s'appuie sur le rapport des énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino. Les résultats, les vérifications et les erreurs systématiques seront présentés par la suite. Nous présenterons à la fin deux extensions de la méthode de mesure proposées récemment.

2 La méthode de mesure

A la fin du chapitre 2 nous avons, à partir des énergies moyennes $\langle E_\ell \rangle$ et $\langle E_\nu \rangle$ du lepton chargé et du neutrino produits dans les désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b, introduit une variable $y(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ sensible à la polarisation du Λ_b et très peu sensible aux incertitudes théoriques :

$$y(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) = \frac{\langle E_\ell \rangle}{\langle E_\nu \rangle} .$$

Cette variable présente une variation relative de 65% pour une polarisation du Λ_b variant entre 0 et -1.

Parmi les critères utilisés pour sélectionner les désintégrations semi-leptoniques du baryon Λ_b, les coupures sur l'impulsion et sur l'impulsion transverse du lepton entraînent un décalage des énergies moyennes du lepton et du neutrino. Ce décalage se traduit par un écart de la variable y par rapport à la prédiction théorique comme nous pouvons l'observer dans la figure 5.1.

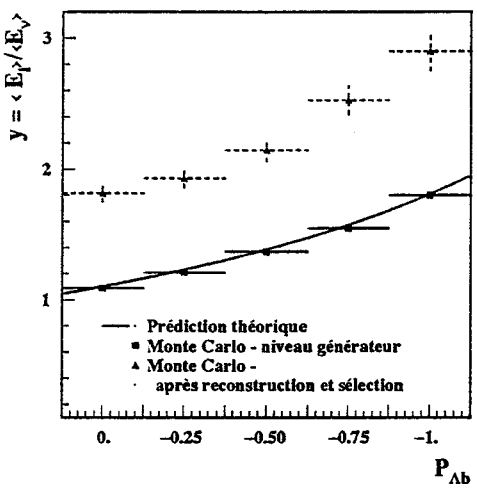


Figure 5.1: La variable y en fonction de la polarisation du baryon Λ_b – prédiction théorique et simulation Monte Carlo au niveau générateur et après la reconstruction et les coupures expérimentales.

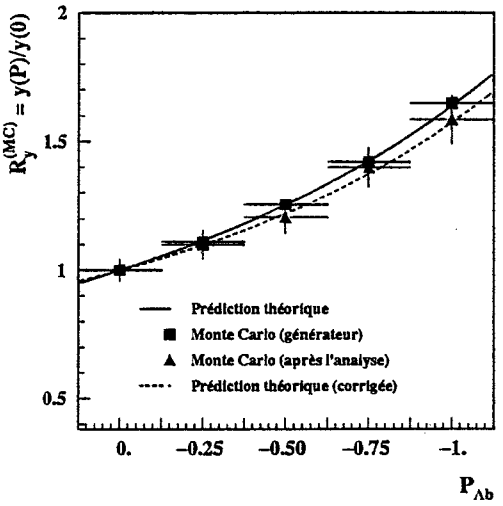


Figure 5.2: Comparaison entre la prédiction théorique et la simulation Monte Carlo. Les effets de la reconstruction et des coupures sont pris en compte par une courbe corrigée.

La solution adoptée pour éviter ce problème [71], est de normaliser le rapport y par sa valeur pour une polarisation nulle :

$$R_y(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) = \frac{y(\mathcal{P}_{\Lambda_b})}{y(0)} \,. \tag{5.1}$$

Cette variable exploite entièrement la sensibilité de y à la polarisation du Λ_b et présente une stabilité envers les coupures expérimentales (figure 5.2). La légère déviation de la prédiction théorique à cause des coupures et de la reconstruction sera prise en compte par une correction qui sera discutée plus loin.

La procédure qui sera suivie pour extraire la polarisation du Λ_b à partir de l'échantillon d'événements $(\Lambda\pi^+)\ell$ est la suivante :

- Après soustraction des événements de bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe" $(\Lambda\pi^+)\ell$, les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino sont mesurées et le rapport $y^{\text{données}} = \langle E_\ell^{\text{données}} \rangle / \langle E_\nu^{\text{données}} \rangle$ déterminé.

- La procédure de sélection est appliquée sur un échantillon d'événements Monte Carlo "signal", c'est-à-dire des désintégrations semi-leptoniques du Λ_b non-polarisé $\Lambda_b \to X_c \ell^- \bar{\nu}$. Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino, après toutes les coupures, sont utilisées pour déterminer le rapport $y^{\text{MC}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0) = \langle E_\ell^{\text{MC}} \rangle / \langle E_\nu^{\text{MC}} \rangle$.

- La valeur préliminaire

$$R_y^{\text{prel}} = \frac{y^{\text{données}}}{y^{\text{MC}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0)}$$

est calibrée sur un échantillon inclusif de leptons pour éliminer les effets systématiques provenant des différences possibles entre les données et la simulation. Cette calibration conduit à :

$$R_y^{\rm exp} = \frac{R_y^{\rm prel}}{R_y^{\rm calibration}} .$$

- La polarisation du Λ_b est déterminée en utililisant la prédiction théorique (relation 5.1) à partir de l'équation suivante :

$$R_y^{\rm exp} = R_y^{\rm th}(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) , \tag{5.2}$$

où la prédiction théorique $R_y^{\rm th}(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ est corrigée des effets d'acceptance et de reconstruction.

A partir de l'échantillon d'événements $(\Lambda\pi^+)\ell$ sélectionné, nous suivrons les étapes de la méthode que nous venons d'énoncer, à commencer par la mesure des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino.

3 La mesure des énergies du lepton chargé et du neutrino

3.1 Energie du lepton chargé

L'énergie du lepton chargé, électron ou muon, est calculée à partir de son impulsion. La masse des leptons est prise en compte mais elle est négligeable pour des leptons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c. Le décalage du spectre des électrons à cause de l'émission de photons de radiation de freinage est négligeable.

3.2 Energie du neutrino

L'énergie du neutrino est obtenue à partir de l'énergie manquante dans l'hémisphère du lepton. Elle est donnée par la différence entre l'énergie attendue $E_{\rm hem}$ et l'énergie visible $E_{\rm vis}$ dans l'hémisphère :

$$E_\nu = E_{\rm hem} - E_{\rm vis} .$$

L'énergie visible est composée de toutes les particules chargées et neutres, reconstruites et identifiées à partir d'un algorithme de flux d'énergie (voir chapitre 3) et répartie en trois composantes : énergie chargée $E_{\rm ch}$ reconstruite à partir des traces chargées, énergie électromagnétique $E_{\rm em}$, somme de tous les photons détectés dans le ECAL et énergie neutre $E_{\rm ne}$ construite à partir de tous les amas d'énergie restants dans les calorimètres après la soustraction des photons et des amas qui correspondent aux traces chargées :

$$E_{\rm vis} = E_{\rm ch} + E_{\rm em} + E_{\rm ne} .$$

L'énergie attendue dans l'hémisphère est déterminée à partir des équations de conservation suivantes :

$$\vec{P}_{\rm hem1} = -\vec{P}_{\rm hem2} \qquad \text{et} \qquad E_{\rm hem1} + E_{\rm hem2} = \sqrt{s} ,$$

où $(E_{\rm hem1}, \vec{P}_{\rm hem1})$ et $(E_{\rm hem2}, \vec{P}_{\rm hem2})$ sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion des hémisphères 1 et 2. A partir de ces relations, nous pouvons déduire l'énergie disponible dans chaque hémisphère :

$$E_{\rm hem1,2} = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{m_{1,2}^2 - m_{2,1}^2}{2\sqrt{s}} ,$$

où $m_{1,2}$ sont les masses des deux hémisphères calculées à partir de tous les objets visibles dans chaque hémisphère et $\sqrt{s}$ est l'énergie du faisceau. Dans le cas idéal, c'est-à-dire pour une équipartition de l'énergie entre les deux hémisphères, les masses des deux hémisphères sont égales et l'énergie attendue dans chaque hémisphère n'est autre que l'énergie du faisceau.

Si le lepton chargé se trouve dans l'hémisphère "1", l'énergie du neutrino est donnée par :

$$E_\nu = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}} - E_{\text{vis}} \; . \tag{5.3}$$

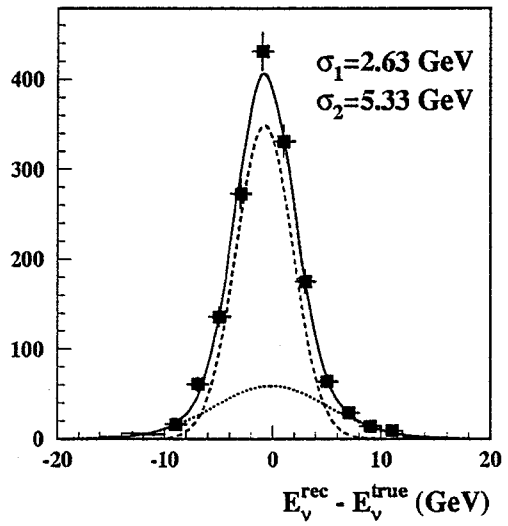


Figure 5.3: La différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée du neutrino, dans les événements Monte Carlo $\Lambda_b \to X_c \ell \bar{\nu}$.

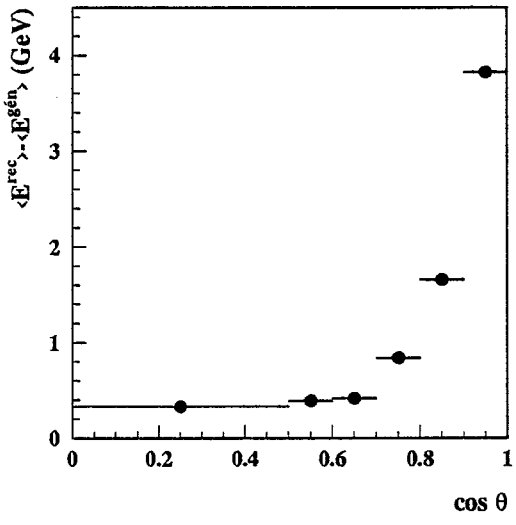


Figure 5.4: La différence entre l'énergie moyenne du neutrino reconstruite et l'énergie moyenne générée en fonction de l'angle de poussée de l'événement.

La résolution en énergie du neutrino obtenue par cette méthode est déterminée à partir du Monte Carlo, après toutes les coupures de sélection (voir le chapitre précédent). La différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée, ajustée par la somme de deux gaussiennes, est présentée sur la figure 5.3. La gaussienne avec $\sigma_1 = 2,63$ GeV compte pour 75% de la surface, la deuxième gaussienne avec $\sigma_2 = 5,33$ GeV occupe 25% de la surface. La résolution moyenne est de $\sim 3,5$ GeV.

La figure 5.4 montre la variation de la différence entre l'énergie moyenne du neutrino reconstruite et générée en fonction de l'orientation de l'événement par rapport à l'axe du faisceau, c'est-à-dire en fonction de l'angle θ entre l'axe de poussée de l'événement et l'axe du faisceau. Le décalage entre la valeur réelle et la valeur mesurée indique une perte importante d'énergie pour les événements dont l'axe de poussée est proche de l'axe du faisceau ($\cos\theta$ proche de ± 1) à cause des pertes de particules le long du tube à vide. Cette observation justifie, a posteriori, le fait que pour la sélection des désintégrations semi-leptoniques, nous n'avons utilisé que les événements avec $|\cos\theta| < 0,85$.

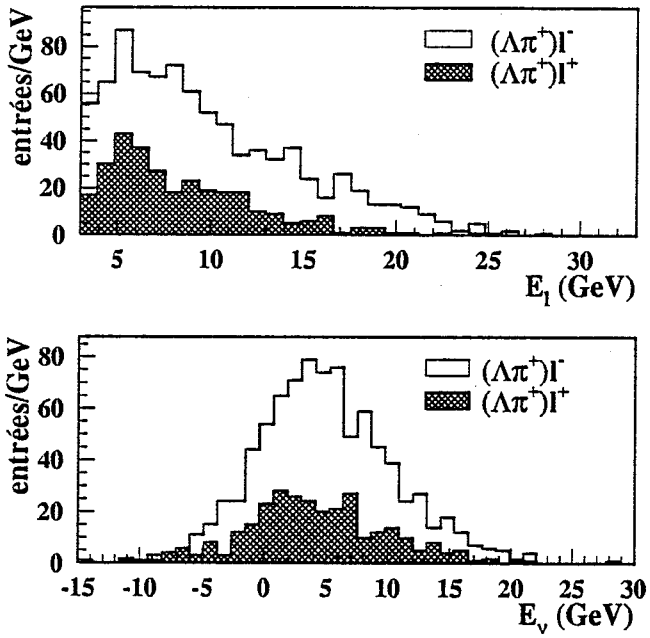


Figure 5.5: Les spectres en énergie des leptons et des neutrinos dans les combinaisons de "bon signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^-$ et dans les combinaisons de "mauvais signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^+$

Les spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino mesurés dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives sélectionnées par les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$ sont présentés sur la figure 5.5 pour les 858 événements contenant des combinaisons de "bon signe" et pour les 299 événements de "mauvais signe". Le double comptage, dû à la multiplicité des pions chargés, est éliminé et chaque hémisphère entre une seule fois dans le calcul des énergies moyennes. Il n'y a pas d'hémisphère contenant plus d'un lepton chargé.

A partir des combinaisons de "mauvais signe", nous pouvons estimer la contribution du bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe". Ceci nous permettra d'extraire les énergies moyennes du lepton et du neutrino provenant de la désintégration semi-leptonique du Λ_b. La procédure utilisée est présentée dans le paragraphe suivant.

3.3 La soustraction du bruit de fond

Nous disposons d'un échantillon de $N^{BS} = 858$ événements contenant des combinaisons de "bon signe" et d'un autre échantillon de $N^{MS} = 299$ événements contenant des combinaisons de "mauvais signe". Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'échantillon contenant des combinaisons de "bon signe" est enrichi à 70% en désintégrations semi-leptoniques du Λ_b.

Nous avons constaté que les différentes composantes de bruit de fond présentes dans les combinaisons de "bon signe" sont présentes aussi dans les combinaisons de "mauvais signe". Il s'agit d'abord du bruit de fond combinatoire qui est présent de façon égale dans les deux échantillons. Le bruit de fond physique a été estimé à moins de 5% et sa contribution spécifique

est négligeable. La seule différence constatée est créée par le bruit de fond accidentel (combinaisons accidentelles entre les leptons produits par des hadrons beaux et des Λ de fragmentation). Plus précisément, cette différence est due, en majeure partie, à des combinaisons de leptons provenant des baryons Λ_b et des baryons Λ de fragmentation. Ce type de combinaisons n'est présent que dans les combinaisons de mauvais signe. Nous allons démontrer que cette différence n'affecte pas la soustraction du bruit de fond et que les combinaisons de "mauvais signe" peuvent être utilisées pour estimer le bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe".

Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino provenant de la désintégration semi-leptonique du Λ_b sont extraites à partir des échantillons de "bon" et de "mauvais signe" par la soustraction suivante :

$$\langle E_{\ell,\nu} \rangle = \frac{1}{1 - f_{bf}} (\langle E^{BS}_{\ell,\nu} \rangle - f_{bf} \langle E^{MS}_{\ell,\nu} \rangle) \,, \tag{5.4}$$

où $\langle E^{BS}_{\ell,\nu} \rangle$ et $\langle E^{MS}_{\ell,\nu} \rangle$ sont les énergies moyennes dans les deux échantillons et $f_{bf} = N^{MS}/N^{BS}$ est la fraction de bruit de fond dans les événements de "bon signe".

Cette formule de soustraction fonctionne si les événements de "mauvais signe" sont compatibles avec le bruit de fond contenu dans les événements de "bon signe". Pour vérifier cette condition, la même sélection des événements réalisée sur les données a été appliquée sur les événements Monte Carlo $q\bar{q}$. Le tableau 5.1 compare les énergies moyennes et le nombre d'événements de bruit de fond présents dans les combinaisons de "bon" et de "mauvais signe"[1]. Nous observons que le bruit de fond dans les deux échantillons est compatible en nombre d'événements et en énergies moyennes.

Bruit de fond Monte Carlo	Evénements	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)
$(\Lambda\pi^+)\ell^-$	259	$8,68 \pm 0,26$	$3,81 \pm 0,35$
$(\Lambda\pi^+)\ell^+$	244	$8,50 \pm 0,27$	$3,53 \pm 0,32$

Table 5.1: Comparaison entre le nombre d'événements de bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe" et dans les combinaisons de "mauvais signe" et les énergies moyennes du lepton et du neutrino dans les événements Monte Carlo $q\bar{q}$.

Combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell^+$	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)
Data	$8,48 \pm 0,24$	$4,11 \pm 0,35$
Monte Carlo	$8,67 \pm 0,23$	$4,09 \pm 0,30$

Table 5.2: Comparaison entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino dans les combinaisons de "mauvais signe" dans les données et dans le Monte Carlo $q\bar{q}$.

Nous avons comparé aussi les données à la simulation pour les combinaisons de "mauvais signe". Le tableau 5.2 montre un bon accord entre les données et le Monte Carlo $q\bar{q}$ pour les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino dans ces combinaisons. Ceci prouve un bon accord entre le bruit de fond dans les données et dans le Monte Carlo, car les combinaisons de "mauvais signe" sont constituées en bonne partie de bruit de fond (70%).

[1] Dans cette comparaison, les combinaisons entre le lepton provenant de la désintégration du Λ_b et Λ provenant de la fragmentation ne sont pas prises en compte dans les combinaisons de "mauvais signe".

Signal	Evénements	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	$y = \langle E_\ell \rangle / \langle E_\nu \rangle$
"BS" $(\Lambda\pi^+)\ell^+$	475 ± 22	$10,62 \pm 0,24$	$6,25 \pm 0,28$	$1,70 \pm 0,09$
"MS" $(\Lambda\pi^+)\ell^-$	105 ± 10	$9,11 \pm 0,45$	$5,42 \pm 0,62$	$1,68 \pm 0,21$
Soustraction BS–MS	370 ± 29	$11,04 \pm 0,33$	$6,48 \pm 0,40$	$1,70 \pm 0,12$

Table 5.3: Comparaison entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino dans le Monte Carlo pour le signal dans les combinaisons de "bon signe" et de "mauvais signe" et les résultats de la soustraction.

Une fraction de 30% de combinaisons de "mauvais signe" sont des événements où le lepton provient de la désintégration semi-leptonique du Λ_b. Ces événements ne perturbent pas la procédure de soustraction du bruit de fond si le rapport y correspondant est égal à celui du signal présent dans les combinaisons de "bon signe" (la démonstration de cette conjecture est présentée dans l'appendice D). Les événements de signal sélectionnés dans les combinaisons de "mauvais signe" sont essentiellement des combinaisons entre un baryon Λ de fragmentation et un lepton produit dans la désintégration semi-leptonique du baryon Λ_b. La coupure sur l'impulsion du baryon Λ à 3 GeV/c se traduit par une réduction de l'impulsion du baryon Λ_b pour ces événements, car le baryon Λ de fragmentation et le baryon Λ_b se partagent l'énergie du quark b initial. Ceci n'affecte donc pas le rapport y qui est indépendant de la poussée relativiste du baryon Λ_b. Les résultats présentés dans le tableau 5.3 pour les événements de signal présents dans les deux échantillons confirment ce raisonnement, car les valeurs de y pour les événements sélectionnés dans les combinaisons de "bon signe" et de "mauvais signe" ainsi que le résultat de la soustraction sont compatibles.

Les hypothèses principales nécessaires pour justifier l'extraction du signal par la soustraction du bruit de fond exprimée par la relation (5.4) sont vérifiées dans la limite des erreurs statistiques. Les possibles défaillances de l'estimation et de la soustraction du bruit de fond sont prises en compte par une incertitude de $\pm 20\%$ sur la fraction du bruit de fond qui est estimée à $35 \pm 7\%$.

3.4 Les énergies moyennes

	Données		Monte Carlo $q\bar{q}$	
Echantillon	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)
$(\Lambda\pi^+)\ell^-$	$9,94 \pm 0,17$	$4,87 \pm 0,19$	$9,95 \pm 0,18$	$5,35 \pm 0,23$
$(\Lambda\pi^+)\ell^+$	$8,48 \pm 0,24$	$4,11 \pm 0,35$	$8,67 \pm 0,23$	$4,09 \pm 0,30$
$(\Lambda\pi^+)\ell^- - (\Lambda\pi^+)\ell^+$	$10,72 \pm 0,30$	$5,28 \pm 0,33$	$11,09 \pm 0,41$	$6,48 \pm 0,51$

Table 5.4: Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino dans les combinaisons de "bon signe" et de "mauvais signe" ainsi que le résultat de la soustraction du bruit de fond.

Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino dans les événements de "bon" et "mauvais signe" ainsi que les résultats de la soustraction sont présentés dans la table 5.4 pour les données et pour le Monte Carlo $q\bar{q}$. La fraction de bruit de fond est plus élevée dans le Monte Carlo $q\bar{q}$ (49%). Ceci se traduit par des erreurs statistiques plus importantes après la

soustraction du bruit de fond[2].

A partir des énergies moyennes obtenues, nous pouvons calculer les rapports y (voir table 5.5). Les erreurs statistiques sur les rapports y prennent en compte la corrélation de 18% entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino[3].

L'étude des données et du Monte Carlo $q\bar{q}$ a été complétée par l'utilisation d'un échantillon de 20000 désintégrations semi-leptoniques de baryons Λ_b non-polarisés, $\Lambda_b \to X_c \ell \bar{\nu}, X_c \to \Lambda X$, générées et traitées avec la simulation complète du détecteur. La compatibilité entre les résultats obtenus dans les deux études Monte Carlo (Monte Carlo $q\bar{q}$ avec soustraction de bruit de fond et Monte Carlo signal sans soustraction du bruit de fond) montre que la soustraction du bruit de fond fonctionne correctement.

Evénements	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	y
Données	$10,72 \pm 0,30$	$5,28 \pm 0,33$	$2,03 \pm 0,17$
Monte Carlo $q\bar{q}$	$11,09 \pm 0,41$	$6,48 \pm 0,51$	$1,71 \pm 0,18$
Monte Carlo signal	$10,49 \pm 0,13$	$6,00 \pm 0,15$	$1,75 \pm 0,06$

Table 5.5: Les énergies moyennes du lepton et du neutrino dans les événements sélectionnés dans les données et dans le Monte Carlo et les valeurs de y respectives.

A partir des valeurs de y obtenues dans les données et dans les événements Monte Carlo signal, et conformément à la procédure de mesure, nous obtenons le rapport :

$$R_y^{\text{prel}} = \frac{y^{\text{données}}}{y^{MC}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0)} = 1,16 \pm 0,10 \,. \tag{5.5}$$

Avant de procéder à l'extraction de la polarisation du Λ_b, nous allons effectuer une calibration de R_y^{prel} en utilisant un échantillon inclusif de leptons. Cette calibration nous permettra de tenir compte des éventuelles différences entre les données et la simulation Monte Carlo pour la mesure des énergies du lepton chargé et du neutrino. La prédiction théorique sera corrigée pour tenir compte des effets de la reconstruction et de l'acceptance. La section suivante décrira la procédure d'extraction de la polarisation du Λ_b à partir de la valeur préliminaire (5.5).

4 Calibration, correction et mesure de la polarisation

4.1 Calibration de la méthode

La mesure de la polarisation utilise un échantillon d'événements Monte Carlo contenant des désintégrations semi-leptoniques du Λ_b non-polarisé. Pour éliminer les effets systématiques possibles provenant des différences entre les données et la simulation Monte Carlo, nous avons procédé à une calibration du rapport R_y^{prel}.

L'échantillon de calibration que nous avons utilisé est composé d'hémisphères contenant des leptons chargés (électrons et muons) avec une impulsion supérieure à 3 GeV/c et une impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c. Les spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino sont

[2]Le rapport de branchement inclusif $\Lambda_c \to \Lambda X$ est sous-estimé dans le Monte Carlo par rapport à la valeur mesurée. Cette différence n'affecte pas la mesure de la polarisation du Λ_b.

[3]La corrélation statistique entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino a été déduite dans une simulation Monte Carlo rapide, présentée dans l'appendice E.

présentés sur la figure 5.6 pour les données réelles et pour le Monte Carlo $q\bar{q}$. Nous observons un bon accord entre les données et le Monte Carlo pour les énergies du lepton chargé et du neutrino.

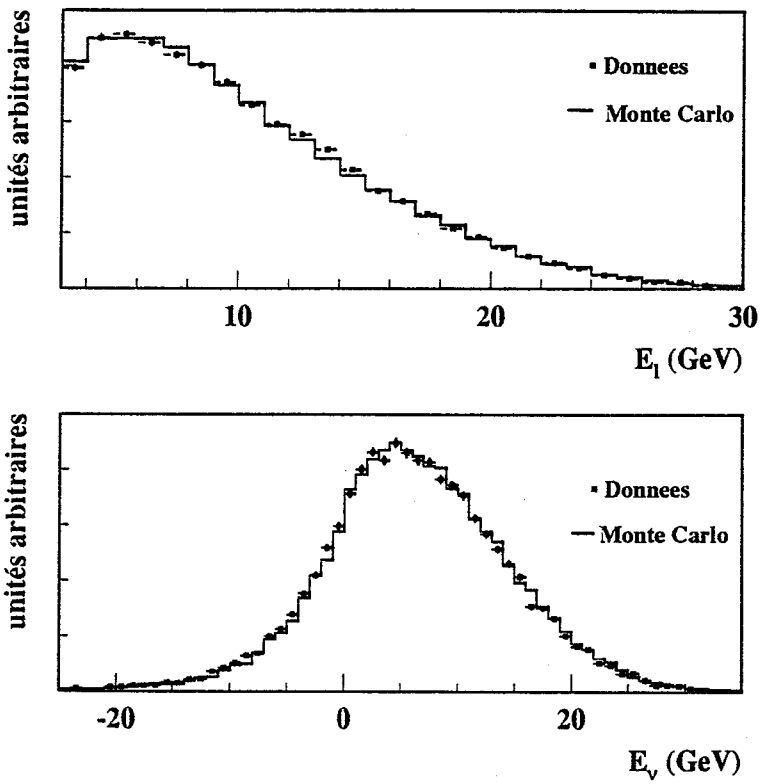


Figure 5.6: Les spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino dans les données et dans le Monte Carlo pour un échantillon inclusif de leptons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c et d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c.

La différence entre les données réelles et le Monte Carlo en termes des énergies moyennes du lepton et du neutrino doit être proche de zéro si la simulation reproduit bien les données et si les algorithmes de reconstruction n'introduisent pas de biais entre les données réelles et la simulation[4]. En effet, les leptons proviennent en majeure partie des mésons beaux ($\sim 90\%$) qui ne sont pas polarisés. Toute déviation des données réelles par rapport à la simulation doit être prise en compte comme une source d'erreur systématique.

Pour effectuer une calibration à partir de l'échantillon inclusif de leptons, nous avons etudié la variable

$$R_y^{\text{calibration}} = \left(\frac{y^{\text{données}}}{y^{\text{MC}}} \right)_{\text{calibration}} .$$

[4]Une étude détaillée sur la mesure de l'énergie manquante dans les données et dans le Monte Carlo est présentée dans l'appendice B.

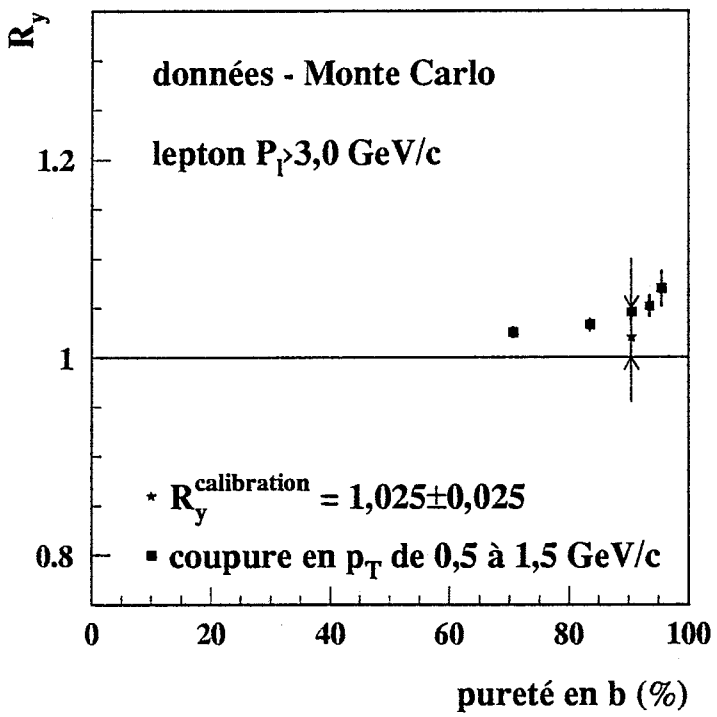


Figure 5.7: La variation de $R_y^{\text{calibration}}$ dans un échantillon inclusif de leptons en fonction de la pureté en b.

L'évolution de $R_y^{\text{calibration}}$ en fonction de la pureté en b est présentée dans la figure 5.7. La pureté en b est variée grâce à la coupure sur l'impulsion transverse du lepton chargé entre 0,5 et 1,5 GeV/c. Pour une coupure en impulsion transverse de 1 GeV/c, correspondant à la coupure appliquée pour sélectionner les événements utilisés pour la mesure de la polarisation du Λ_b, nous obtenons une différence de 0.05 par rapport à l'unité. Pour tenir compte de cet effet, nous prenons comme valeur de calibration $R_y^{\text{calibration}} = 1,025 \pm 0,025$ pour corriger le rapport R_y^{prel}.

La valeur de R_y^{prel} mesurée à partir des désintégrations semi-leptoniques du Λ_b sélectionnées est divisée par $R_y^{\text{calibration}}$ et le résultat est :

$$R_y^{\text{exp}} = \frac{R_y^{\text{prel}}}{R_y^{\text{calibration}}} = 1,13 \pm 0,10 \,. \tag{5.6}$$

L'erreur provenant de la calibration sera prise en compte dans les erreurs systématiques.

4.2 La correction de la prédiction théorique

Avant d'extraire la valeur de la polarisation du Λ_b en confrontant la valeur de R_y^{exp} à la prédiction théorique $R_y^{\text{th}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$, il faut évaluer l'effet de la reconstruction et de l'acceptance sur la prédiction théorique.

La reconstruction et l'acceptance modifient la valeur théorique de $R_y^{\rm th}$ pour une polarisation de Λ_b donnée. Ceci peut être compris par le fait que les distributions théoriques sont à la fois tronquées par les coupures expérimentales et déformées par la reconstruction imparfaite dans le détecteur.

Pour étudier ces effets, nous avons utilisé 50.000 désintégrations semi-leptoniques du Λ_b générées avec cinq polarisations différentes avec JETSET7.3, traitées par la simulation du détecteur (GALEPH) et entièrement reconstruites par le programme de reconstruction utilisé pour les données réelles (JULIA).

Les effets de l'acceptance

Les coupures expérimentales ont un effet direct sur les énergies moyennes du lepton et du neutrino. Nous pouvons déterminer cet effet à partir de la simulation Monte Carlo, en étudiant la variation de l'énergie moyenne en fonction de la polarisation avant et après toutes les coupures

$$\epsilon_{\ell,\nu}^{\rm acc.} = \langle E_{\ell,\nu}^{\rm acc.} \rangle - \langle E_{\ell,\nu}^{\rm gen.} \rangle$$

où $E_{\ell,\nu}^{\rm gen.}$ et $E_{\ell,\nu}^{\rm acc.}$ sont les énergies moyennes avant et après les coupures expérimentales respectivement. Ces énergies sont déterminées au niveau du générateur Monte Carlo, l'effet de la reconstruction étant étudié séparément.

L'évolution de cette différence en fonction de la polarisation du Λ_b est présentée dans la figure 5.8. La dépendence linéaire est due principalement à la coupure sur l'impulsion transverse du lepton à 1 GeV/c.

Le décalage global du spectre en énergie des leptons est créé par la coupure en impulsion à 3 GeV/c et en impulsion transverse à 1 GeV/c. La corrélation entre le lepton chargé et le neutrino se traduit par un décalage du spectre des neutrinos également.

Les valeurs de $\epsilon_\ell^{\rm acc.}$ et $\epsilon_\nu^{\rm acc.}$ sont ajustées par des droites et le résultat est :

$$\begin{aligned} \epsilon_\ell^{\rm acc.} &= (-2,60 \pm 0,14) + (-0,30 \pm 0,23)\mathcal{P}_{\Lambda_b} \quad \text{GeV} \\ \epsilon_\nu^{\rm acc.} &= (0,72 \pm 0,12) + (0,30 \pm 0,18)\mathcal{P}_{\Lambda_b} \quad \text{GeV} \end{aligned}$$

Les effets de la reconstruction

La reconstruction peut introduire des biais, surtout en ce qui concerne l'énergie du neutrino. Les zones mortes ou non-instrumentées du détecteur et l'algorithme de reconstruction de l'énergie visible peuvent introduire des décalages dans les spectres mesurés.

Les différences entre les énergies reconstruites et les énergies générées en fonction de la polarisation du Λ_b après toutes les coupures

$$\epsilon_{\ell,\nu}^{\rm rec.} = \langle E_{\ell,\nu}^{\rm rec.} \rangle - \langle E_{\ell,\nu}^{\rm vraie} \rangle$$

sont présentées dans la figure 5.9. Comme on peut le constater, ces différences ne dépendent pas de la polarisation. Les valeurs de $\epsilon_\ell^{\rm rec.}$ et $\epsilon_\nu^{\rm rec.}$ sont ajustées par des constantes

$$\begin{aligned} \epsilon_\ell^{\rm rec.} &= -0,026 \pm 0,110 \ \text{GeV} \\ \epsilon_\nu^{\rm rec.} &= 0,623 \pm 0,112 \ \text{GeV} \end{aligned}$$

Pour tenir compte des effets de l'acceptance et de la reconstruction, les moyennes théoriques des énergies du lepton chargé et du neutrino devraient être corrigées de la façon suivante :

$$E_{\ell,\nu}^{\rm th.corr.} = E_{\ell,\nu}^{\rm th.} - \epsilon_{\ell,\nu}^{\rm rec.} - \epsilon_{\ell,\nu}^{\rm acc.} \ . \tag{5.7}$$

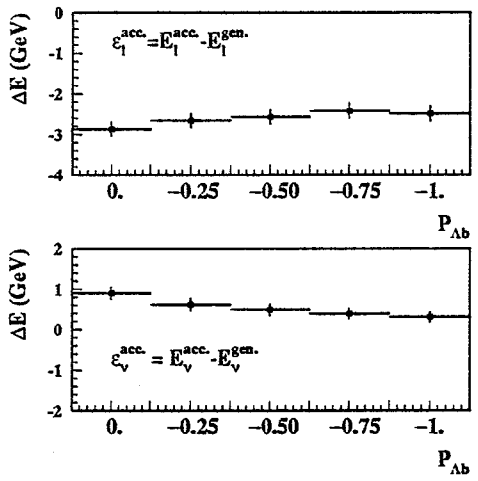


Figure 5.8: La différence entre l'énergie moyenne après les coupures expérimentales et l'énergie moyenne générée pour le lepton chargé et le neutrino.

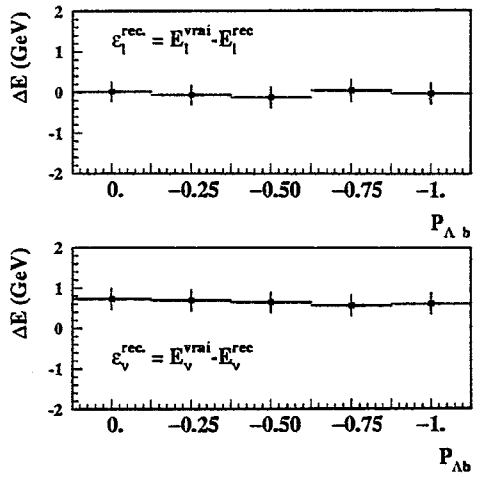


Figure 5.9: La différence entre l'énergie moyenne reconstruite et l'énergie moyenne générée pour le lepton chargé et le neutrino après les coupures expérimentales.

L'effet global de l'analyse sur la prédiction théorique

Les influences des coupures expérimentales et de la reconstruction peuvent aussi être étudiées d'une manière globale à partir de la différence entre les valeurs de R_y générées et celles obtenues après reconstruction et toutes les coupures. Ceci permet d'obtenir une expression unique pour la correction de la prédiction théorique en fonction de la polarisation du Λ_b :

$$R_y^{\text{th.corr.}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) = R_y^{\text{th}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) - (0,06 \pm 0,04)\mathcal{P}_{\Lambda_b} \,. \tag{5.8}$$

Cette correction globale est en accord avec les corrections individuelles appliquées sur les expressions théoriques des énergies moyennes (relation 5.7).

5 Résultat

Nous disposons à ce niveau de la valeur du rapport R_y^{exp} (relation 5.6) et de la prédiction théorique corrigée des effets d'acceptance et de la reconstruction. La comparaison du rapport R_y^{exp} et de la prédiction théorique (figure 5.10) conduit à une valeur de la polarisation du baryon Λ_b de :

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,31^{+0,22}_{-0,19} \,.$$

Les erreurs citées sont statistiques.

Avant de commencer la discussion des différentes erreurs systématiques pouvant affecter la mesure de la polarisation du Λ_b, nous allons effectuer, dans la section suivante, des vérifications de la méthode utilisée pour extraire la polarisation du Λ_b.

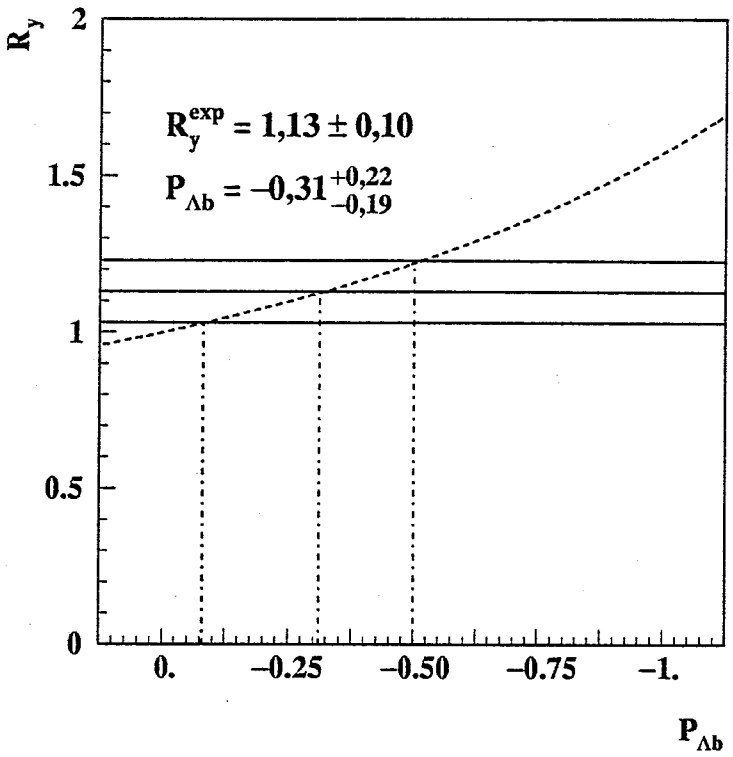


Figure 5.10: La procédure de mesure de la polarisation du Λ_b à partir de la valeur de R_y^{exp}.

6 Vérifications

6.1 Les coupures sur le lepton

Parmi les coupures de sélection, celles qui peuvent affecter la valeur de R_y et donc de la polarisation du Λ_b sont les coupures sur l'impulsion p et l'impulsion transverse p_T du lepton. En effet, ces deux coupures modifient à la fois l'énergie moyenne du lepton et celle du neutrino.

Les effets de ces deux coupures ont été étudiés séparément. La même procédure d'analyse pour extraire la valeur de la polarisation du Λ_b a été utilisée. Pour chaque ensemble de coupures, la correction de $R_y^{th}(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ des effets de reconstruction et d'acceptance, ainsi que la calibration de R_y^{exp} par l'échantillon inclusif de leptons ont été appliquées.

Les figures 5.11 et 5.12 montrent la variation de la valeur mesurée de la polarisation du Λ_b en fonction de l'impulsion transverse du lepton pour une coupure en impulsion fixée à 3 GeV/c et en fonction de l'impulsion du lepton pour une coupure en impulsion transverse à 1 GeV/c.

Dans la limite des erreurs, la valeur de la polarisation est stable par rapport à la variation de la coupure en p_T et en p.

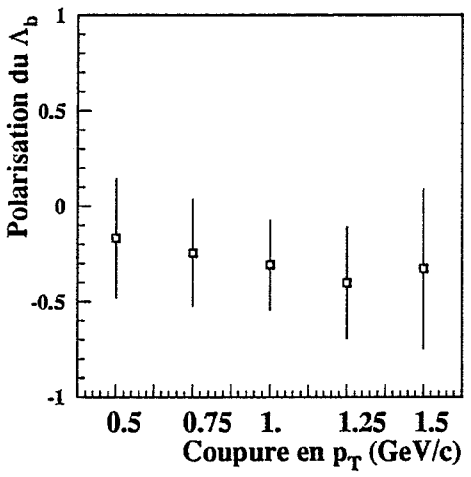


Figure 5.11: La polarisation du Λ_b en fonction de la coupure en impulsion transverse du lepton pour une coupure en impulsion fixée à 3 GeV/c (les erreurs sont corrélées)

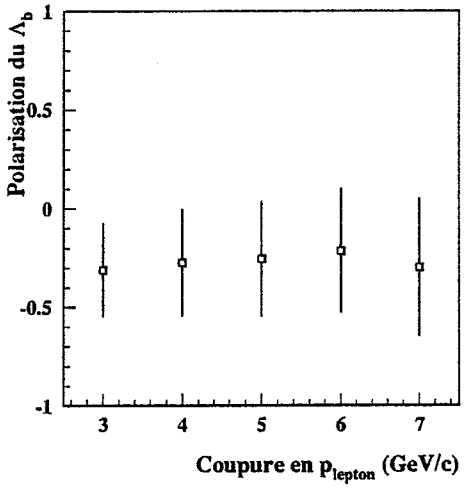


Figure 5.12: La polarisation du Λ_b en fonction de la coupure en impulsion du lepton pour une coupure en impulsion transsverse fixée à 1 GeV/c (les erreurs sont corrélées)

6.2 L'échantillon $\Lambda\ell$

Les échantillons d'événements de "bon" et de "mauvais signe", sélectionnés à partir des combinaisons $\Lambda\ell$, sans associer le pion positif, peuvent être utilisés[5] pour la mesure de la polarisation du Λ_b. La procédure d'extraction de la polarisation est identique. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5.6. Avec les valeurs de y obtenues dans les données réelles et dans les événements de signal simulés, nous obtenons le rapport $R_y = 1,22 \pm 0,12$. La valeur du rapport R_y après la calibration est de $R_y^{\rm exp} = 1,19 \pm 0,12$.

Evénements	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	y
Données	$10,97 \pm 0,31$	$5,36 \pm 0,35$	$2,04 \pm 0,18$
Monte Carlo $q\bar{q}$	$11,09 \pm 0,39$	$6,81 \pm 0,48$	$1,63 \pm 0,15$
Monte Carlo signal	$10,63 \pm 0,19$	$6,36 \pm 0,22$	$1,67 \pm 0,08$

Table 5.6: Les énergies moyennes du lepton et du neutrino dans les événements sélectionnés dans les données et dans le Monte Carlo et les valeurs de y respectives pour l'échantillon $\Lambda\ell$

Avec cette valeur, la polarisation du baryon Λ_b obtenue à partir de la prédiction théorique est :

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,40^{+0,25}_{-0,21}(\text{stat.}) \; .$$

Les erreurs statistiques sont légèrement plus grandes à cause de la fraction de bruit de fond plus élevée (49%). Cette valeur est compatible avec la valeur obtenue à partir des combinaisons

[5]Nous rappelons que les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$ constituent 56% des combinaisons $\Lambda\ell$ de "bon signe" et 40% des combinaisons $\Lambda\ell$ de "mauvais signe".

$(\Lambda\pi^+)\ell$.

6.3 Le cas des mésons beaux

L'analyse que nous venons de décrire peut aussi être réalisée sur un échantillon de mésons beaux. Le but de cette analyse parallèle est de montrer que le rapport R_y construit pour cet échantillon est compatible avec l'unité. La polarisation mesurée en utilisant la même méthode que pour le baryon Λ_b serait dans ce cas égale à zéro, en accord avec le fait que les mésons B ne sont pas polarisés.

Pour sélectionner un échantillon de désintégrations semi-leptoniques du méson B, nous avons choisi le canal $B^0 \to D^{*-}\ell^+\nu$ dont le taux de branchement est de l'ordre de 5%. L'identification de ce type de désintégration est réalisée dans les événements hadroniques où le lepton est associé à un D^{*-} dans le même hémisphère [37, 72]. Le méson D^{*-} est reconstruit dans le canal $D^{*-} \to D^0\pi^-$ et le méson D^0 dans le canal $D^0 \to K^-\pi^+$. Les candidats D^0 sont reconstruits dans un cône d'angle 45° autour du candidat lepton avec les coupures suivantes :

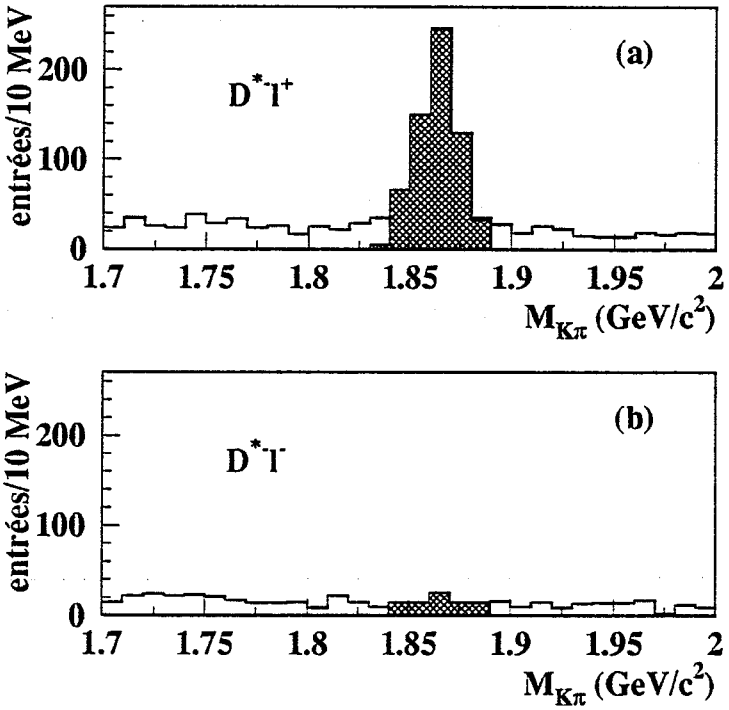


Figure 5.13: La masse invariante des candidats D^0 reconstruits dans le canal $K^-\pi^+$ dans les combinaisons de "bon signe" $D^{*-}\ell^+$ et de "mauvais signe" $D^{*-}\ell^+$.

- Les estimateurs R_I des candidats pion et kaon doivent être compatibles avec les hypothèses respectives :
  $|R_I^\pi| < 3$ et $|R_I^K| < 2$;

Evénements	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV)	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	y
Données	$9,37 \pm 0,25$	$5,74 \pm 0,31$	$1,63 \pm 0,10$
Monte Carlo $q\bar{q}$	$9,97 \pm 0,25$	$5,76 \pm 0,32$	$1,72 \pm 0,11$
Monte Carlo signal	$9,78 \pm 0,18$	$5,79 \pm 0,20$	$1,68 \pm 0,07$

Table 5.7: Les énergies moyennes du lepton et du neutrino dans les événements $B^0 \to D^{*-}\ell^+\nu$ sélectionnés dans les données et dans le Monte Carlo et les valeurs y respectives pour le canal $D^0 \to K\pi$.

- L'impulsion du candidat D^0 doit être supérieure à 3 GeV/c;
- La probabilité du vertex $K\pi$ doit être supérieure à 1%.

Les candidats D^{*-} sont sélectionnés en associant à chaque D^0 un pion de même charge que le kaon et d'impulsion inférieure à 4,2 GeV/c. La différence de masse entre le système $D^0\pi^-$ et le D^0 doit satisfaire la condition $|m_{D^0\pi^-} - m_{D^0} - 0,1445| < 0,002\,\mathrm{MeV/c^2}$.

La figure 5.13 montre le spectre de masse des candidats D^0 mesuré dans les données, pour les combinaisons de "bon signe" $D^{*-}\ell^+$ et les combinaisons de "mauvais signe" $D^{*-}\ell^-$. Nous obtenons 653 événements dans les combinaisons de "bon signe" et 99 événements dans les combinaisons de "mauvais signe" dans une fenêtre de masse de ± 25 MeV autour de la masse nominale du D^0. Le bruit de fond est estimé dans les combinaisons de mauvais signe. Ce bruit de fond est de nature combinatoire – des combinaisons fortuites de deux traces chargées – et constitue 15% des événements sélectionnés dans les combinaisons de "bon signe".

L'excès d'événements dans les combinaisons de "bon signe" (554 ± 27) est constitué de désintégrations semi-leptoniques du méson B. Cette hypothèse a été vérifiée dans les événements Monte Carlo. L'étude a été complétée par l'utilisation d'un échantillon de 10.000 événements Monte Carlo signal $B^0 \to D^{*-}\ell^+\nu$.

Les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino et le rapport y dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons beaux sont présentés dans la table 5.7 pour les données, le Monte Carlo $q\bar{q}$ et l'échantillon d'événements Monte Carlo signal. A partir des valeurs de y dans les données et dans le Monte Carlo signal, nous obtenons

$$R_{yB}^{\mathrm{exp}} = \frac{y_B^{\mathrm{données}}}{y_B^{\mathrm{MC}}} = 0,97 \pm 0,08\,.$$

en accord avec la valeur attendue pour un échantillon de hadrons beaux non-polarisés.

7 Erreurs systématiques

Plusieurs sources d'erreurs systématiques ont été étudiées. Ces erreurs affectent soit la valeur de R_y^{exp} (la reconstruction du neutrino et du lepton, la soustraction du bruit de fond, la calibration) soit la prédiction théorique $R_y^{\mathrm{th}}(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ (la reconstruction et l'acceptance, la polarisation du Λ_c^+, les incertitudes théoriques).

7.1 La reconstruction du neutrino

Deux échantillons d'événements hadroniques avec une pureté en événements b comparable à celle des événements $(\Lambda\pi^+)\ell$ utilisés pour mesurer la polarisation du Λ_b ont été sélectionnés

pour étudier la différence dans la reconstruction de l'énergie manquante entre les données et la simulation Monte Carlo. Ces échantillons ont été choisis de telle sorte à couvrir deux domaines différents en énergie manquante :

- A : événements contenant des leptons
- B : événements sans lepton (veto sur les leptons).

La méthode utilisée pour sélectionner ces deux échantillons est présentée dans l'appendice B.

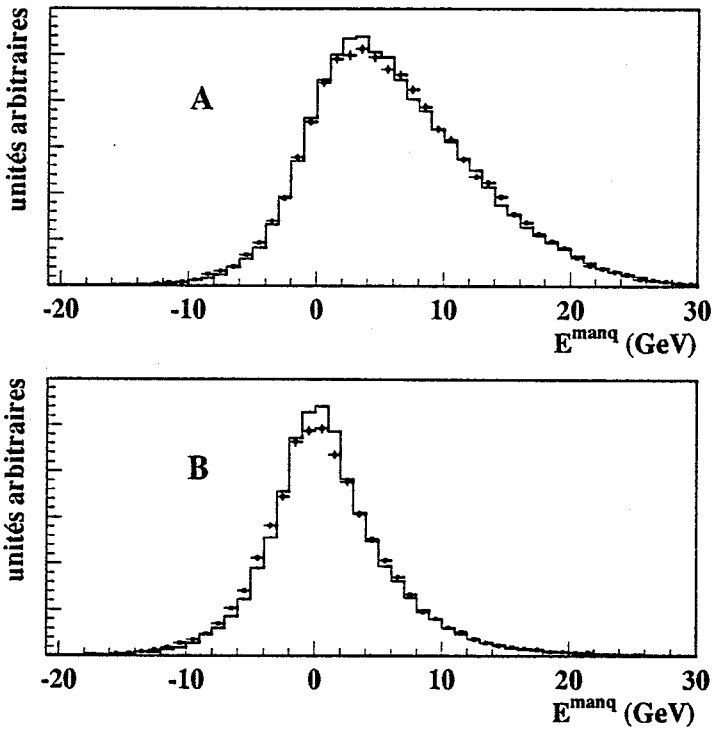


Figure 5.14: La distribution de l'énergie manquante dans les échantillons de contrôle A et B dans les données (points) et dans la simulation Monte Carlo (histogrammes).

Les énergies manquantes reconstruites dans les deux échantillons de contrôle sont présentées sur la figure 5.14. Les moyennes de ces énergies dans les données et dans le Monte Carlo sont comparées dans la table 5.8. Pour des événements avec une pureté en b de plus de 90%, la différence entre l'énergie manquante dans les données et dans le Monte Carlo est inférieure à 100 MeV.

Parmi les hémisphères contenant des leptons, des échantillons contenant des particules identifiées (p, K, Λ et K_s^0) ont été sélectionnés. La pureté en b de ces échantillons est d'environ 50%. L'énergie manquante a été reconstruite dans ces hémisphères et les données ont été comparées au Monte Carlo. Nous avons trouvé une bonne compatibilité ($\pm$200 MeV) avec l'étude inclusive pour la même pureté en b.

Echantillon	A	B
$\langle E^{manq.} \rangle$ (Données)	6,100±0,029	1,033±0,035
$\langle E^{manq.} \rangle$ (Monte Carlo)	6,163±0,033	1,104±0,036
Pureté en b	96%	90%

Table 5.8: Les énergies manquantes moyennes reconstruites dans les deux échantillons de contrôle dans les données et dans le Monte Carlo, avec les puretés en b déterminées dans le Monte Carlo.

La conclusion de cette étude est que l'incertitude sur la reconstruction de l'énergie moyenne du neutrino dans les événements enrichis en b (pureté 90%) est de ±100 MeV. L'erreur systématique induite sur la valeur de la polarisation du Λ_b est de $\pm 0,04$.

7.2 L'énergie du lepton

En utilisant un échantillon inclusif de leptons avec des énergies supérieures à 3 GeV/c nous pouvons comparer l'énergie moyenne des leptons dans les données par rapport à la simulation Monte Carlo.

	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV) **L1**	$\langle E_\ell \rangle$ (GeV) **L2**
Données	$8,34 \pm 0,02$	$10,26 \pm 0,03$
Monte Carlo ($q\bar{q}$)	$8,26 \pm 0,03$	$10,27 \pm 0,05$

Table 5.9: L'énergie moyenne du lepton dans les données et dans le Monte Carlo pour les deux échantillons de contrôle **L1** et **L2**.

Pour vérifier la reconstruction de l'énergie du lepton chargé, nous avons sélectionné les échantillons suivants : i) un échantillon **L1** d'événements contenant des leptons enrichi en b à l'aide de l'algorithme QIPBTAG[6] (pureté en b $\sim$ 96%), ii) un échantillon **L2** d'événements avec des leptons d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c (pureté en b $\sim$ 90%). Dans le tableau 5.9 les énergies moyennes dans les données et dans la simulation Monte Carlo sont comparées et montrent une compatibilité de l'ordre de ±80 MeV. Comme la plupart des incertitudes liées aux désintégrations semi-leptoniques disparaissent dans le rapport y (comme par exemple la hadronisation, la masse des hadrons charmés etc.), une incertitude de ±80 MeV sur l'énergie moyenne du lepton peut être considérée comme pessimiste. Cette incertitude produit une incertitude de $\pm 0,02$ sur la valeur de la polarisation du Λ_b.

7.3 Calibration de R_y

La différence entre les données et le Monte Carlo pour l'échantillon inclusif de leptons avec des impulsions supérieures à 3 GeV/c et des impulsions transverse supérieures à 1 GeV/c est prise en compte par une calibration. La valeur expérimentale R_y^{exp} est divisée par une valeur de calibration $R_y^{calibration} = 1,025 \pm 0,025$ où les erreurs couvrent la différence en R_y entre les données et le Monte Carlo. L'erreur systématique induite sur la valeur de la polarisation est de

[6] Voir l'appendice B pour une présentation de l'algorithme QIPBTAG

$^{+0,06}_{-0,05}$. Une partie de cette erreur est incluse dans les incertitudes provenant de la reconstruction du lepton chargé et du neutrino, déjà prises en compte.

7.4 Les effets de la reconstruction et de l'acceptance

La correction appliquée à la prédiction théorique $R_y^{\rm th}(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ pour tenir compte des décalages introduits dans les spectres du lepton chargé et du neutrino par les coupures expérimentales et par la reconstruction est variée dans un intervalle donné par ses erreurs statistiques. Cette variation se traduit par une erreur systématique sur la polarisation du Λ_b de $\pm 0,02$.

7.5 La soustraction de bruit de fond

La soustraction du bruit de fond est une autre source d'erreur systématique car l'échantillon de "mauvais signe" $(\Lambda\pi)\ell^+$ peut être différent du bruit de fond dans les combinaisons de "bon signe" $(\Lambda\pi)\ell^-$. Ce problème a été étudié dans la section 3.3 et les hypothèses de base ont été verifiées. Pour tenir compte des différences possibles, la fraction de bruit de fond a été variée de $\pm 7\%$. Cette variation se traduit par une erreur systématique sur la polarisation du Λ_b de $^{+0,03}_{-0,02}$.

7.6 La polarisation du Λ_c^+

Le système charmé produit dans les désintégrations semi-leptoniques des baryons beaux est un baryon Λ_c^+ dans l'état fondamental dans 90% des cas. La polarisation du baryon Λ_c^+ produit dans la désintégration semi-leptonique du baryon Λ_b a été estimée à 40% au pic du Z [73]. Les coupures expérimentales, notamment la coupure sur l'impulsion du Λ et la coupure sur l'angle entre le lepton et le Λ peuvent introduire des corrélations entre la désintégration du Λ_b et celle du Λ_c^+ ce qui implique que la polarisation du Λ_c^+ peut affecter la mesure de la polarisation du Λ_b.

Pour étudier cet effet, nous avons généré des événements de désintégration semi-leptonique $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ avec $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ avec des baryons Λ_c^+ polarisés. La distribution de l'angle entre l'impulsion du pion et l'impulsion du Λ_c^+ dans le système du centre de masse du Λ_c^+ dépend de la polarisation :

$$W(\cos\theta_\Lambda) = 1 + \alpha_{\Lambda_c}\mathcal{P}_{\Lambda_c}\cos\theta_\Lambda \,. \tag{5.9}$$

Le coefficient $\alpha_{\Lambda_c} \simeq -1,0 \pm 0,2$ a été mesuré par les expériences CLEO et ARGUS [74]. Le rapport de branchement de ce canal est surestimé par un facteur 3 pour tenir compte de l'influence des autres canaux de désintégrations du baryon Λ_c^+. Une variation de la polarisation du Λ_c^+ entre -1 et 0 se traduit par une variation de 0,02 sur la polarisation du Λ_b mesurée. La valeur centrale est déplacée de +0,01 et l'erreur systématique associée est de $\pm 0,01$.

7.7 Les erreurs théoriques

Les incertitudes théoriques proviennent de trois sources.

- Le rapport des masses des quarks b et c entre dans le calcul théorique des énergies moyennes. La correction provenant des masses des quarks est réduite dans le rapport y et atténuée encore dans le rapport R_y. Une large variation du rapport m_c^2/m_b^2 (entre 0,06 et 0,13) se traduit par une variation négligeable de la polarisation du Λ_b.
- Les corrections non-perturbatives apparaissent à l'ordre $\mathcal{O}(\Lambda_{\rm QCD}/m_b)^2$ (1%) [41] et sont négligées.

- Les corrections de QCD perturbatives dues à l'émission de gluons durs par le quark b peuvent détériorer la sensibilité de la variable R_y. Ces corrections ont été calculées dans la référence [42]. Les résultats théoriques ont été utilisés dans une simulation Monte Carlo pour étudier l'influence de la constante de couplage α_s sur la prédiction théorique. Les résultats de la simulation sont présentés dans la figure 5.15. Une variation de $\alpha_s = 0,2 \pm 0,1$ se traduit par une variation de $\pm 0,01$ de la valeur de la polarisation du Λ_b.

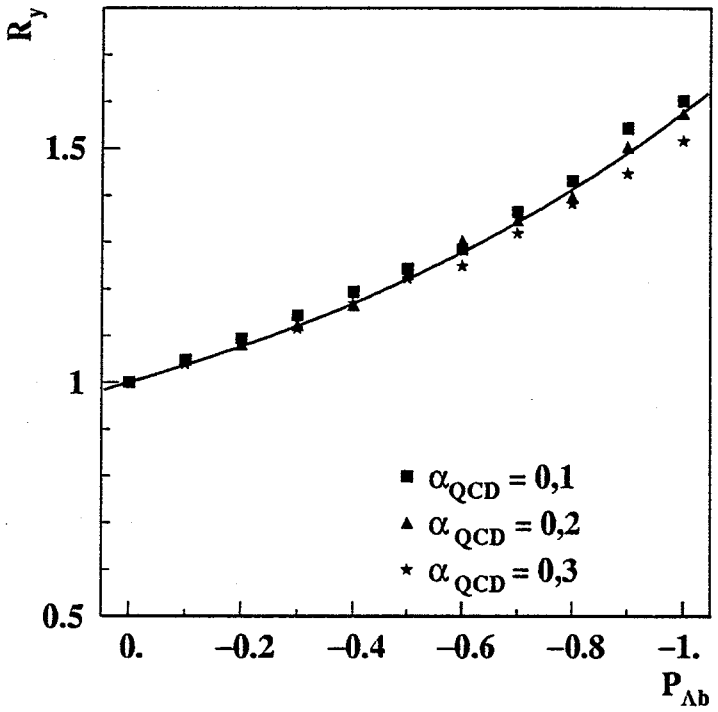


Figure 5.15: La variable R_y en fonction de la polarisation du Λ_b pour trois valeurs différentes de α_{QCD}.

7.8 Récapitulatif des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques associées à la mesure de la polarisation du baryon Λ_b ainsi que les décalages induits par certains effets systématiques sont présentés dans le tableau 5.10. Les erreurs dominantes proviennent de la procédure de calibration et de la reconstruction de l'énergie du neutrino. L'erreur théorique est très faible, elle reflète l'optimisation de la méthode choisie par rapport aux incertitudes théoriques.

La valeur obtenue pour la polarisation du Λ_b est :

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,31^{+0,22}_{-0,19}(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.}) \; . \tag{5.10}$$

Dans la section suivante deux méthodes alternatives pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b seront présentées.

Source		$\sigma_{\mathcal{P}_{\Lambda_b}}$	ΔP_{Λ_b}
Energie manquante	± 100 MeV	$\pm 0,04$	–
Energie du lepton	± 80 MeV	$\pm 0,02$	–
Calibration R_y	$\pm 0,025$	$^{+0,06}_{-0,05}$	–
Bruit de fond f_{bf}	$35 \pm 7\%$	$^{+0,03}_{-0,02}$	–
Reconstruction et acceptance		$\pm 0,02$	–
Polarisation Λ_c^+		$\pm 0,01$	+0,01
Théorie (m_c^2/m_b^2), QCD)		$\pm 0,01$	-0,01
Total		$^{+0,08}_{-0,07}$	

Table 5.10: Les erreurs systématiques $\sigma_{\mathcal{P}_{\Lambda_b}}$ et les décalages ΔP_{Λ_b} induits sur la valeur centrale de la polarisation.

8 D'autres méthodes

La variable y utilisée pour la mesure de la polarisation du Λ_b dans les désintégrations inclusives présente l'avantage d'être très peu sensible aux incertitudes théoriques liées à la description des désintégrations semi-leptoniques. Cette variable n'utilise cependant que partiellement les spectres des leptons et des neutrinos, car seulement les moyennes sont employées.

La possibilité d'exploiter plus d'information des spectres du lepton et du neutrino, avec les mêmes avantages que y, est considérée dans la référence [75]. Deux nouvelles stratégies sont proposées dans le cadre des désintégrations inclusives.

8.1 Le rapport moyen des énergies du neutrino et du lepton chargé

La moyenne du rapport entre l'énergie du lepton chargé et l'énergie du neutrino événement par événement est sensible aussi à la polarisation du Λ_b. Plus précisement, cette variable a une dépendance linéaire en fonction de la polarisation du Λ_b

$$y_D = \langle \frac{E_\ell}{E_\nu} \rangle = A_D + B_D \mathcal{P}_{\Lambda_b} \, . \tag{5.11}$$

La variation relative de y_D est de 75% quand la polarisation du Λ_b varie entre 0 et -1. L'inconvénient avec la variable y_D est qu'elle présente une singularité pour une énergie du neutrino proche de zéro.

Pour éviter ce problème, nous avons choisi une autre variable, linéaire aussi avec la polarisation du Λ_b :

$$y_I = \langle \frac{E_\nu}{E_\ell} \rangle = A_I + B_I \mathcal{P}_{\Lambda_b} \, . \tag{5.12}$$

Cette variable ne présente pas de singularité grâce aux coupures sur l'impulsion du lepton.

Les coefficients $A_{D,I}$ et $B_{D,I}$ (calculés dans [75]) dépendent du rapport des masses des quarks $\rho = m_c^2/m_b^2$ et présentent une légère dépendance du *boost* γ_{Λ_b} du Λ_b. Plus précisement, les coefficients contiennent des termes proportionnels à $\langle \log 2\gamma_{\Lambda_b} \rangle$ et à $\langle \log 2\gamma_{\Lambda_b}/\gamma_{\Lambda_b}^2 \rangle$. La dépendance logarithmique réduit les incertitudes liées à la méconnaissance de la fragmentation des baryons beaux.

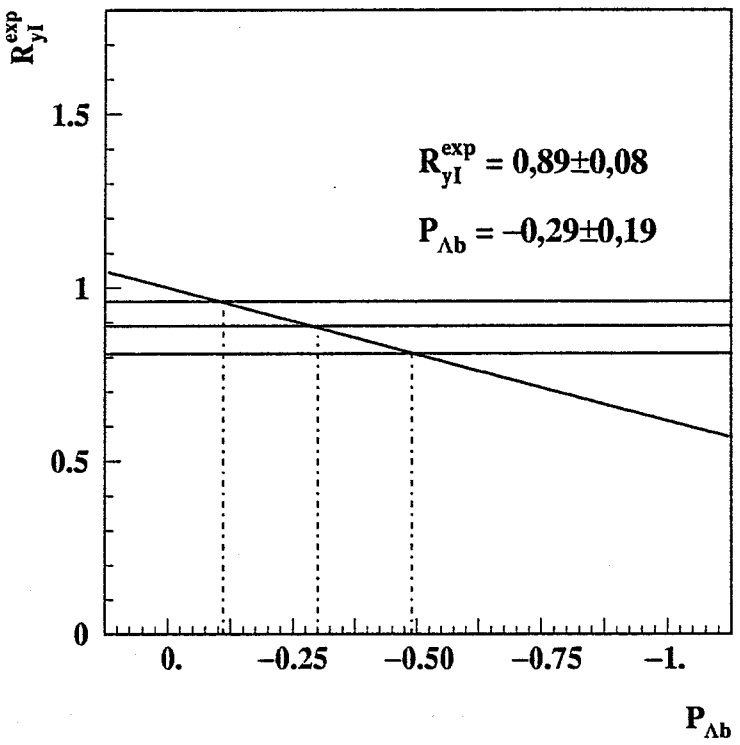


Figure 5.16: La mesure de la polarisation du Λ_b à partir de R_{y_I}.

Les coupures expérimentales ont des effets directs sur le rapport y_I, comme pour le rapport y que nous avons déjà utilisé. Nous utilisons la normalisation suivante :

$$R_{y_I}(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) = \frac{y_I(\mathcal{P}_{\Lambda_b})}{y_I(0)} \tag{5.13}$$

avec $y_I(0)$ déterminé dans l'échantillon d'événements Monte Carlo signal, c'est-à-dire les désintégrations semi-leptoniques du Λ_b non-polarisé. Les résultats obtenus à partir de l'échantillon de baryons Λ_b dans les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$ de "bon signe", après la soustraction du bruit de fond estimé dans les combinaisons de "mauvais signe", sont présentés dans le tableau 5.11. Le rapport $R_{y_I}^{\text{prel}}$ est obtenu à partir des valeurs de y dans les données et dans le Monte Carlo signal :

$$R_{y_I} = 0,864 \pm 0,080$$

La calibration du rapport $R_{y_I}^{\text{prel}}$ est réalisée à partir de l'échantillon inclusif de leptons avec des impulsions supérieures à 3 GeV/c et des impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c. La valeur de calibration obtenue est $R_y^{\text{calibration}} = 0,975 \pm 0,025$. Les effets de la reconstruction et de l'acceptance sont pris en compte par une correction linéaire de la prédiction théorique. La valeur expérimentale de $R_{y_I}^{\text{exp}} = 0,89 \pm 0,080$ conduit à une valeur de la polarisation $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,29 \pm 0,19$ (figure 5.16). Les erreurs systématiques associées proviennent des mêmes sources que celles que nous avons déjà étudiées (paragraphe 7) avec la méthode principale.

	y_I
Données	$0,673 \pm 0,058$
Monte Carlo $q\bar{q}$	$0,821 \pm 0,081$
Monte Carlo signal	$0,779 \pm 0,026$

Table 5.11: Le rapport y_I dans les données et dans le Monte Carlo (signal et $q\bar{q}$)

- La reconstruction de l'énergie du neutrino et la reconstruction de l'énergie du lepton sont étudiées dans le cadre de l'échantillon inclusif de leptons enrichi en b. L'accord entre les données et le Monte Carlo s'améliore pour des échantillons avec une plus grande pureté en b. L'erreur systématique associée à la valeur de R_{y_I} est de $\pm 0,02$ et induit une erreur systématique de $\pm 0,05$ sur la valeur de la polarisation du Λ_b.
- L'erreur sur la calibration $R_y^{\text{calibration}} = 0,975 \pm 0,025$ induit une erreur de $\pm 0,05$ sur la polarisation.
- La variation de la correction de la formule théorique dans ses erreurs statistiques conduit à une erreur systématique de $\pm 0,015$ sur la polarisation.
- La fraction de bruit de fond est variée de 20% de sa valeur nominale : $35 \pm 7\%$. L'erreur systématique sur la valeur de la polarisation est de $\pm 0,02$.
- Les incertitudes théoriques proviennent des corrections QCD, du rapport des masses des quarks et de la fragmentation. La dépendance logarithmique atténue l'influence de la méconnaissance de la fonction de fragmentation des baryons beaux. L'effet de ces incertitudes théoriques sur la valeur de la polarisation se traduit par une erreur systématique de $\pm 0,03$.

En tenant compte des erreurs systématiques, la polarisation du Λ_b mesurée avec cette méthode est :

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,29 \pm 0,19(\text{stat.}) \pm 0,09(\text{syst.}) . \tag{5.14}$$

La mesure est fortement corrélée du point de vue statistique et systématique à la première mesure.

8.2 Les moments des spectres du lepton et du neutrino

Une autre possibilité d'exploiter plus d'informations contenues dans les spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino est d'étudier les rapports entre les moments d'ordre n des deux spectres :

$$y_n = \frac{\langle E_\ell^n \rangle}{\langle E_\nu^n \rangle} . \tag{5.15}$$

Les moments d'ordre n des énergies du lepton chargé et du neutrino peuvent être calculés à partir du modèle du quark spectateur. Les résultats sont des fonctions linéaires de la polarisation du baryon Λ_b :

$$\langle E_{\ell,\nu}^n \rangle = F_{(\ell,\nu)}^n + J_{(\ell,\nu)}^n \mathcal{P}_{\Lambda_b} . \tag{5.16}$$

Les fonctions $F^n_{(\ell,\nu)}$ et $J^n_{(\ell,\nu)}$ ont été calculées dans la référence [75] et ont une faible dépendence du rapport des masses des quarks $\rho = (m_c/m_b)^2$.

	F^n	J^n
ℓ	$\frac{6+n}{(3+n)(4+n)} - 3\rho\frac{4+n}{3+n} + \mathcal{O}(\rho^2)$	$-\frac{2+n}{(3+n)(4+n)} + 3\rho\frac{2+n}{3+n} + \mathcal{O}(\rho^2)$
ν	$\frac{6}{(3+n)(4+n)} - \rho\frac{12}{3+n} + \mathcal{O}(\rho^2)$	$\frac{6}{(3+n)(4+n)} - \rho\frac{12}{3+n} + \mathcal{O}(\rho^2)$

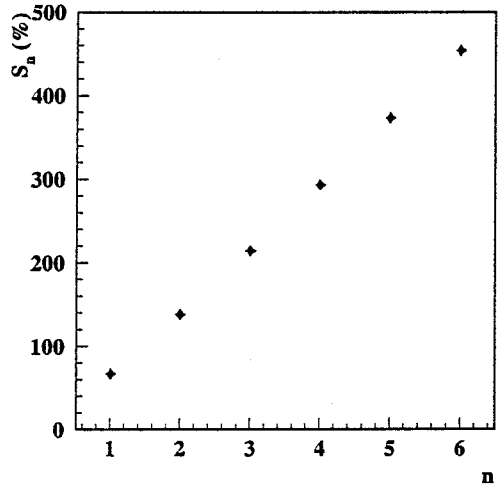


Figure 5.17: La sensibilié S_n des variables R_{y_n} en fonction de n.

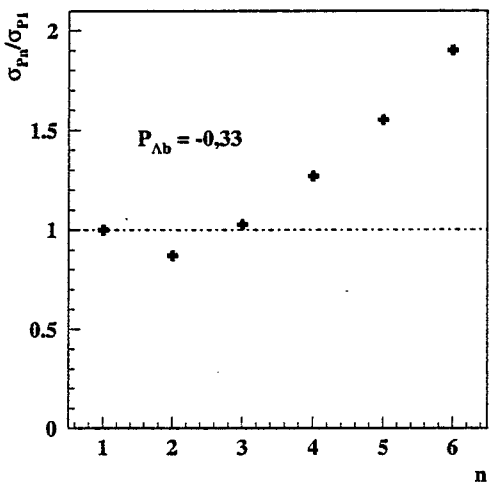


Figure 5.18: Le rapport entre les erreurs statistiques sur la polarisation du Λ_b obtenues en utilisant les variables R_{y_n} et R_{y_1}, respectivement pour une valeur de la polarisation de -0,33.

La variable utilisée pour éviter les effets des coupures et de la reconstruction est le rapport entre $y_n(\mathcal{P}_{\Lambda_b})$ et sa valeur pour une polarisation de Λ_b nulle :

$$R_{y_n}(\mathcal{P}_{\Lambda_b}) = \frac{y_n(\mathcal{P}_{\Lambda_b})}{y_n(0)} .$$

La variation relative de cette variable pour la polarisation du Λ_b allant de 0 à -1, définie par :

$$S_n = \frac{R_{y_n}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -1) - R_{y_n}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0)}{R_{y_n}(\mathcal{P}_{\Lambda_b} = 0)} ,$$

est présentée dans la figure 5.17 en fonction de l'ordre n. Elle varie entre 66% pour $n = 1$, l'analyse "classique", avec les énergies moyennes, jusqu'au 450% pour $n = 6$. Toutefois, la

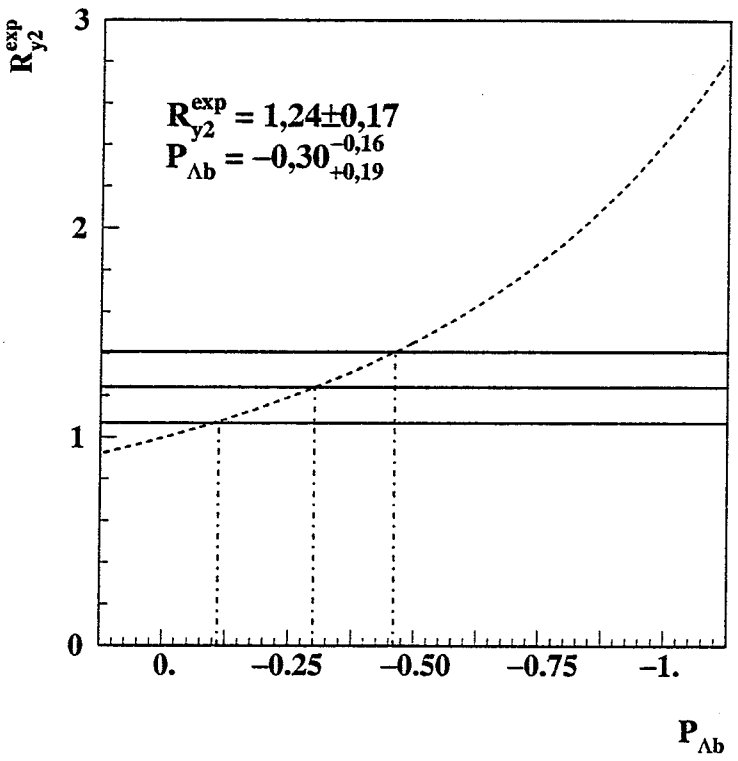


Figure 5.19: La mesure de la polarisation du Λ_b à partir de R_{y_2}.

qualité d'une variable est donnée par les erreurs statistiques obtenues avec le même nombre d'événements. L'erreur statistique sur la valeur de la polarisation du Λ_b obtenue avec la variable R_{yn} est donnée par

$$\sigma_{\mathcal{P}_{\Lambda_b} n} = \frac{\sigma_{y_n}}{\frac{dy_n}{d\mathcal{P}_{\Lambda_b}}} \ .$$

Le résultat est présenté dans la figure 5.18. Une première conclusion est que le cas $n = 2$ – la variable R_{y_2} – est compétitif du point de vue de l'erreur statistique et sera utilisé pour une mesure de la polarisation du Λ_b.

Les erreurs statistiques sur les variables y_n sont corrigées pour tenir compte des corrélations entre les moments des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino. Une simulation Monte Carlo rapide (appendice E) montre que la corrélation entre les moments des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino décroît avec l'ordre n, de 18% pour $n = 1$ à 3% pour $n = 6$. Pour $n = 2$ cette corrélation est de 14%.

Les valeurs de y_2, obtenues dans les données et dans les deux échantillons de Monte Carlo – $q\bar{q}$ et signal – sont présentées dans la table 5.12.

La valeur préliminaire $R_{y_2}^{\text{prel}} = 1,27 \pm 0,17$ est calibrée à l'aide du même échantillon inclusif de leptons utilisé pour la calibration de R_y. La valeur de la calibration extraite de la comparaison entre les données et le Monte Carlo est $R_{y_2}^{\text{calibration}} = 1,025 \pm 0,025$. Après calibration, nous obtenons $R_{y_2}^{\text{exp}} = 1,24 \pm 0,17$. Cette valeur correspond (voir figure 5.19) à une polarisation du

	y_2
Données	$2,655 \pm 0,328$
Monte Carlo signal	$2,093 \pm 0,110$
Monte Carlo $q\bar{q}$	$1,844 \pm 0,253$

Table 5.12: Le rapport des moments d'ordre deux pour les données et la simulation Monte Carlo (signal et $q\bar{q}$).

Λ_b de $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,30^{-0,16}_{+0,19}$. La prédiction théorique a été corrigée des effets liés à l'acceptance et à la reconstruction. Les différentes sources d'erreurs systématiques sont :

- La reconstruction des moments d'ordre deux des spectres du lepton chargé et du neutrino est liée à la reconstruction des énergies. La différence entre les données et le Monte Carlo dans la reconstruction des moments d'ordre deux est étudiée dans l'échantillon inclusif de leptons enrichi en événements b. L'incertitude sur le rapport R_{y_2} provenant de la reconstruction des moments d'ordre deux est estimée à $\pm 0,05$. Cette incertitude se traduit par une erreur systématique de $\pm 0,04$ sur la valeur de la polarisation du Λ_b.
- La variation de $R^{\text{calibration}}_{y_2}$ dans ses erreurs produit une incertitude de $\pm 0,03$ sur la valeur de la polarisation du Λ_b.
- La formule théorique a été corrigée pour tenir compte des effets des coupures et de la reconstruction. La variation de cette correction dans ses erreurs statistiques se traduit par une erreur systématique de $\pm 0,02$ sur la valeur de la polarisation du Λ_b.
- L'erreur systématique provenant de la soustraction du bruit de fond est prise en compte par la variation de la fraction de bruit de fond $35 \pm 7\%$. L'incertitude sur la valeur de la polarisation est de $\pm 0,02$.
- Les corrections QCD et les masses de quarks – à travers les rapport $\rho = (m_b/m_c)^2$ – constituent les principales sources d'erreurs théoriques. L'erreur systématique sur la valeur de la polarisation est de $\pm 0,015$.

La valeur de la polarisation du baryon Λ_b obtenue par l'étude du rapport des moments d'ordre deux des spectres en énergie du lepton chargé et du neutrino est

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,30^{+0,19}_{-0,16}(\text{stat.}) \pm 0,06(\text{syst.}) \,. \tag{5.17}$$

Les deux méthodes supplémentaires que nous venons de présenter utilisent, comme la méthode principale développée dans ce chapitre, les spectres des leptons chargés et des neutrinos dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives sélectionnées dans le chapitre 4. Les valeurs de la polarisation du Λ_b obtenues avec ces deux méthodes supplémentaires et la valeur principale sont en très bon accord[7].

[7] Les trois valeurs de la polarisation du Λ_b obtenues par les trois méthodes sont fortement corréllées du point de vue statistique et systématique.

9 Conclusion

La polarisation du baryon Λ_b a été mesurée à partir d'un échantillon de désintégrations semi-leptoniques sélectionné dans les 3,9 millions événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$ enregistrés par ALEPH dans la période 1991-1995. La méthode de sélection est basée sur les corrélations entre les baryons Λ et les leptons provenant de la désintégration semi-leptonique du baryon Λ_b. Le rapport signal sur bruit est amélioré par l'association d'un pion positif, dans les combinaisons de "bon signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^-$. Le bruit de fond est estimé dans les combinaisons de "mauvais signe" $(\Lambda\pi^+)\ell^+$. L'énergie du neutrino issu de la désintégration semi-leptonique est mesurée à partir de l'énergie manquante dans l'hémisphère du lepton chargé.

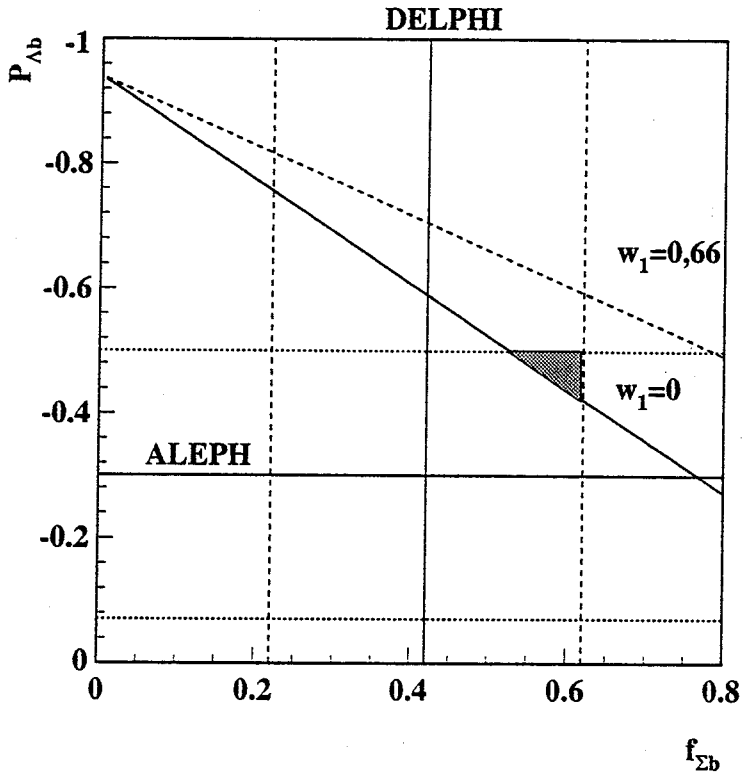


Figure 5.20: Les valeurs expérimentales de la polarisation du Λ_b (ALEPH) et de la fraction de baryons excités parmi les baryons beaux (DELPHI), comparées à la prédiction théorique.

La polarisation du baryon Λ_b est extraite à partir du rapport entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino. Pour réduire les effets de l'acceptance et de la reconstruction, nous avons normalisé le rapport obtenu dans les données par sa valeur obtenue dans l'étude d'un échantillon d'événements Monte Carlo contenant des désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b non-polarisés.

La valeur de la polarisation obtenue est :

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,31^{+0,22}_{-0,19}(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.}) \ .$$

La valeur publiée par la collaboration ALEPH [71] avec 3 millions d'événements hadroniques est $\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,23^{+0,24}_{-0,20}(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.})$.

Comparée aux prédictions théoriques, la valeur mesurée de la polarisation du Λ_b est faible et indique une dépolarisation importante du quark b dans le système des baryons beaux. Dans le chapitre 2 nous avons décrit un mécanisme possible pour expliquer cette dépolarisation, basé sur la perte de polarisation dans le système de baryons excités (Σ_b,Σ_b^*). Une estimation [8] basée sur le modèle de LUND [60], prédit une polarisation des baryons Λ_b comprise entre -0,68 et -0,94. La mesure effectuée par l'expérience DELPHI [34] suggère une polarisation entre -0,4 et -0,75.

La mesure de la polarisation du Λ_b peut être comparée à la mesure de DELPHI et à la prédiction théorique dans le plan $(\mathcal{P}_{\Lambda_b};f_{\Sigma_b})$. Cette comparaison est présentée sur la figure 5.20, le triangle hachuré représente la superposition entre les bandes à un σ des mesures expérimentales et de la prédiction théorique. Les erreurs des deux mesures ne permettent pas la mise en évidence d'un désaccord avec la prédiction théorique basée sur l'hypothèse d'une dépolarisation du quark b dans le système de baryons excités. Si le système des baryons beaux ne suit pas ce scénario [76], l'explication de la faible valeur de la polarisation du baryon Λ_b doit envisager d'autres mécanismes qui restent à élucider.

[8] L'interpretation de la valeur de la polarisation du Λ_b mesurée peut être affectée par le fait que l'efficacité de sélection des baryons Λ_b provenant de la fragmentation directe du quark b peut être différente de l'efficacité de sélection des baryons Λ_b provenant des baryons Σ_b.

Une étude Monte Carlo montre que par rapport à une efficacité totale de $8,5 \pm 0,1\%$, l'efficacité de sélection des baryons Λ_b provenant de la fragmentation est $\epsilon^{\Lambda} = 8,78 \pm 0,16\%$ pour une efficacité de sélection des Λ_b provenant des $\Sigma_b^{(*)}$: $\epsilon^{\Sigma} = 8,22 \pm 0,15\%$. Ceci conduit à une correction de l'ordre de 2,5% sur la valeur de la polarisation, cette correction est négligeable.

Conclusion

Le quark b est produit avec une forte polarisation au pic du Z. Cette polarisation est perdue si le hadron b produit lors de la fragmentation est un méson (90% des cas). Si le hadron beau est un baryon (10% des cas), cette polarisation est retenue dans une proportion qui dépend de la production des états supérieurs de spin et d'isospin.

Nous avons présenté la première mesure de la polarisation des baryons beaux produits au pic du Z. La méthode utilisée est basée sur le rapport des énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino produits dans les désintégrations semi-leptoniques des baryons beaux. Cette méthode exploite la sensibilité importante de ce rapport à la polarisation du baryon Λ_b et sa relative indépendance des incertitudes théoriques.

Les baryons Λ_b ont été sélectionnés dans le canal inclusif semi-leptonique à partir des corrélations entre le lepton chargé et le baryon Λ présent dans la séquence hadronique de la désintégration. L'association d'un pion positif dans les corrélations $(\Lambda\pi^+)\ell$ améliore sensiblement la pureté de l'échantillon sélectionné. A partir de cette sélection, nous avons mesuré le produit des rapports de branchement $f(b \to \Lambda_b) \times \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c^+ X \ell^- \bar{\nu}) \times \mathrm{Br}(\Lambda_c^+ \to \Lambda X) = (0,67 \pm 0,032_{stat} \pm 0,059_{syst})\%$.

La valeur de la polarisation des baryons beaux obtenue à partir de 3,9 millions de désintégrations hadroniques du boson Z enregistrés par ALEPH pendant la période 1991-1995 est:

$$\mathcal{P}_{\Lambda_b} = -0,31^{+0,22}_{-0,19}(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.}).$$

Cette valeur relativement faible de la polarisation du Λ_b indique une dépolarisation importante du quark b dans le système des baryons beaux. Une production importante de baryons beaux excités peut expliquer cette dépolarisation. La précision de la mesure n'exclut cependant pas d'autres mécanismes de dépolarisation qui restent à découvrir.

Annexe A

Le détecteur de vertex VDET II pour LEP II

1 Introduction

Pour la deuxième phase du LEP, le détecteur de vertex d'ALEPH sera remplacé par un nouveau détecteur plus grand (VDET II) et plus performant en matière d'étiquetage des événements b et de la recherche du boson de Higgs [77].

Le projet VDET II a démarré en 1993, le détecteur sera installé dans ALEPH en Avril 1996 pour être opérationnel dès le début de la deuxième phase du LEP[1]. Les principales améliorations apportées par le détecteur VDET II par rapport à la première version (VDET I) sont les suivantes :

- L'acceptance passe de $|\cos\theta| < 0.65$ pour la couche interne et $|\cos\theta| < 0.87$ pour la couche externe à $|\cos\theta| < 0.85$ et $|\cos\theta| < 0.95$ respectivement. En effet, le nouveau détecteur de vertex, d'une longueur de 39 cm, est deux fois plus long que l'ancien (20 cm). Toutes les traces d'angle θ par rapport à l'axe du faisceau supérieur à 29° traverseront les deux couches du VDET, celles ayant un angle compris dans l'intervalle $18° < \theta < 29°$ ne traverseront que la couche interne.

- L'électronique de lecture est disposée aux extrémités des faces ce qui réduit d'un facteur 2 le matériau passif traversé par les particules dans la région active du détecteur.

- La lecture du côté ohmique (z) est multiplexée, c'est à dire qu'un canal de lecture correspond à deux pistes séparées de 10 cm, le choix entre les deux positions possibles d'un point d'impact étant fait à l'aide de la reconstruction externe de la trace chargée (TPC+ITC).

- Le pas de lecture est de 50 μm sur le côté jonction (lecture de la coordonnée $r\phi$) et de 100 μm sur le côté ohmique (lecture de la coordonnée z).

- Les circuits intégrés de lecture MX7 sont produits avec une technologie résistante aux radiations ("radiation hard"), la limite étant estimée à 1 Mrad.

- Le refroidissement de l'électronique de lecture est fait par une combinaison air-eau.

[1]Ma participation dans ce projet a concerné les domaines suivants : les tests en faisceau en 1993 et 1994, les tests des détecteurs en silicium à l'INFN-Pise (octobre-décembre 1994), la construction des faces à Marseille en juin-juillet 1995, les tests et l'installation de la première version du VDET II en octobre 1995.

Une installation préliminaire avec 19 faces (la configuration nominale en compte 24) a eu lieu avec succès en novembre 1995. Le "VDET 1,5" a été opérationnel, avec les performances attendues, pendant la période de prise de données à des énergies entre 130 et 136 GeV.

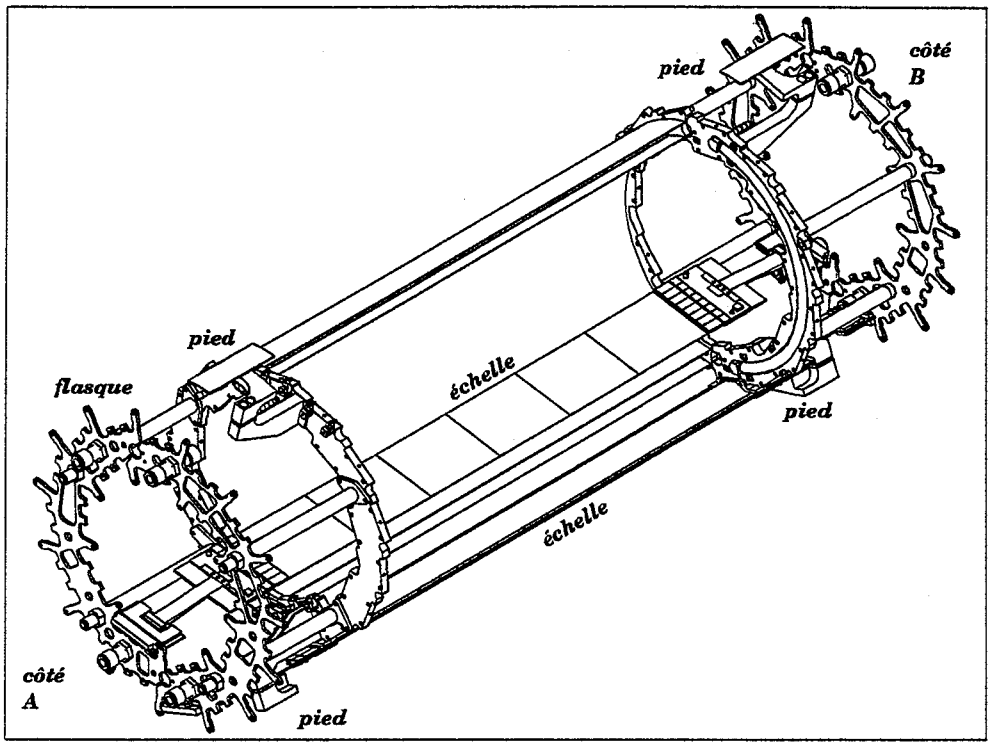


Figure A.1: Une demi-coquille du détecteur VDET II montée sur les falsques, avec une échelle montée sur la couche interne et une autre sur la couche externe.

2 La composition du VDET II

Une vue d'ensemble du nouveau détecteur de vertex est présentée sur la figure A.1. Il est constitué de deux couches concentriques contenant respectivement 9 faces –couche interne – et 15 faces – couche externe. Chaque face (appelée aussi échelle) contient deux modules collés sur un support en kevlar avec une section en forme d'omega. Les faces sont fixées sur un cylindre en fibre de Carbone terminé par deux couronnes qui abritent les tuyaux de refroidissement. Pour permettre l'installation du VDET II autour du tube à vide, le cylindre est constitué de deux "demi-coquilles". Les deux demi-coquilles supportent 13 et 11 faces respectivement. Les pièces faisant le contact entre l'électronique de lecture et la tuyautrie de refroidissement sont en oxyde de berylium, matériau bon conducteur de chaleur, de faible densité pour réduire la quantité de matière dans la zone active. La structure est prolongée par des "flasques connectiques" en aluminium qui servent de support aux premiers amplificateurs de signaux provenant des modules, les cartes CSC (*Cable Support Cards*). Les CSC sont connectées par des cables à des amplificateurs de gain plus élevé situés à l'extérieur du barillet du ECAL, les cartes PPC (*Patch Pannel Cards*).

Les modules sont constitués de trois détecteurs en silicium, de forme rectangulaire 5 ×

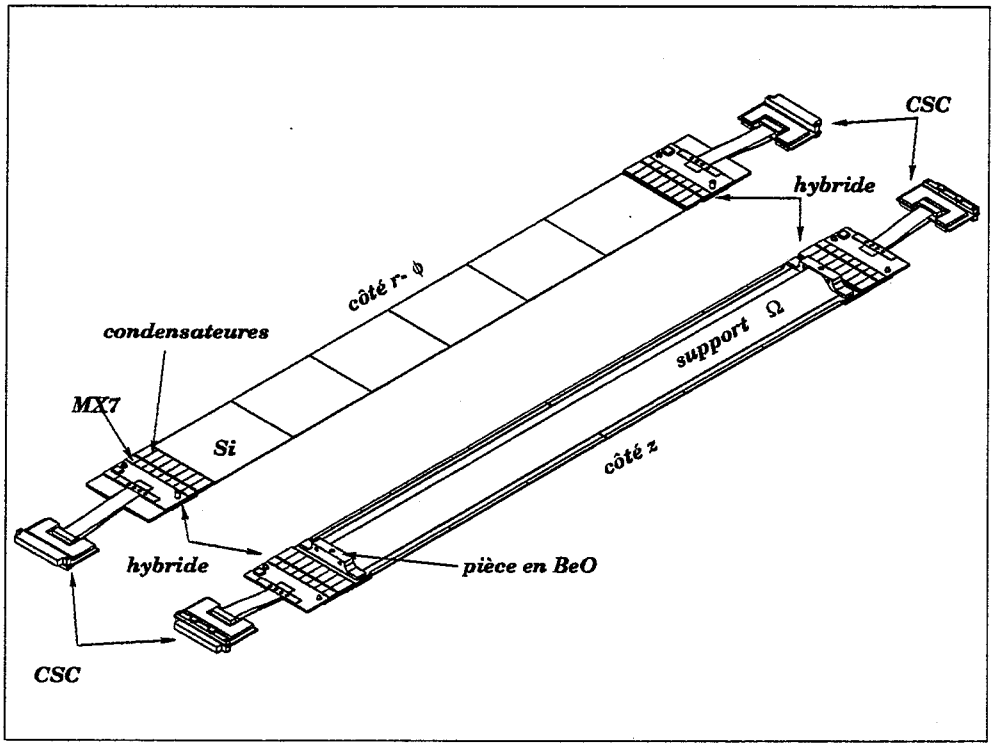


Figure A.2: La composition des "faces"(échelles) du VDET II.

$6,6\ \mathrm{cm}^2$ collés (côté z) sur une feuille de kapton. Les pistes du détecteur sur le côté z, perpendiculaires à la longueur du module, sont reliées aux pistes du kapton qui font la liaison avec l'électronique de lecture située aux extrémités des faces. Celle-ci est diposée sur une plaquette (hybride) et est constituée de condensateurs de découplage et de circuits intégrés chargés de la lecture et de la mise en série des signaux (MX7).

Sur la figure A.2, une échelle est présentée des deux côtés, z et $r\phi$.

3 La lecture

La chaîne de lecture d'un module du VDET II est présentée sur la figure A.3. Le MX7 génère deux signaux analogiques : le premier juste avant le croisement des faisceaux et le deuxième juste après. La fenêtre active est typiquement de 1,5 μs. Le premier signal est soustrait du deuxième dans la CSC pour obtenir un signal proportionnel à la charge déposée par les particules. L'amplificateur de la PPC envoie le signal au lecteur analogique (NAF) qui élimine la différence de niveau entre les signaux provenant des deux côtés[2]. Les signaux des deux côtés sont mis en série par le Multiplexeur et envoyés au Sirrocco qui effectue la numérisation. Les signaux sont ensuite lus par le processeur VME (FIC). La séquence temporelle, qui contrôle la lecture analogique par les MX7, est générée par le Séquenceur et distribuée aux modules par le "Digital Fanout". La tension d'alimentation des MX7 ainsi que la tension inverse appliquée aux détecteurs en silicium sont délivrées par des sources de tension(LABEN).

[2]Cette différence corréspond à la tension inverse appliquée au détecteur en silicium.

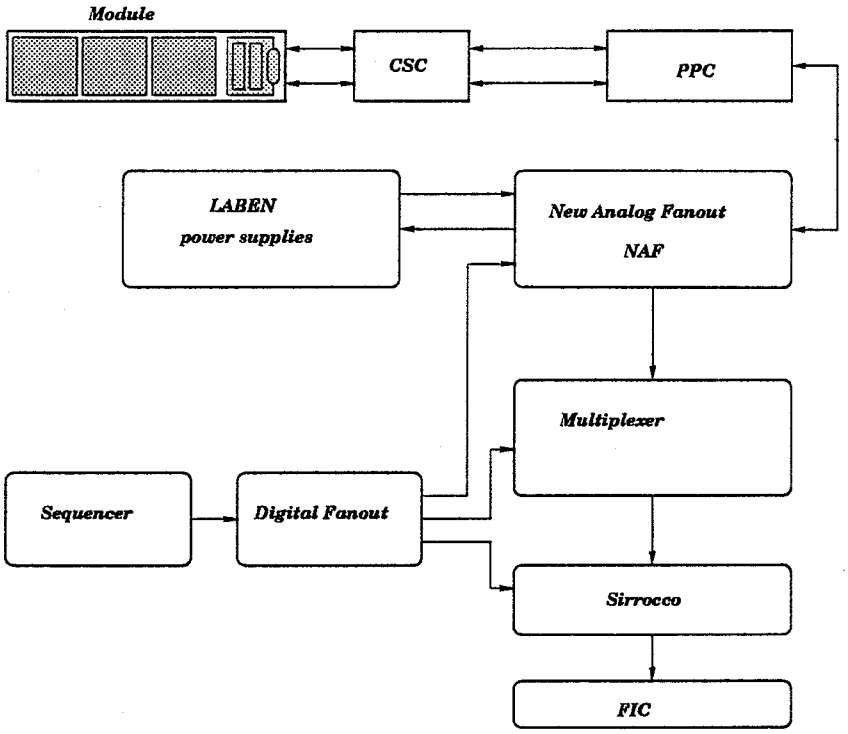


Figure A.3: La chaîne de lecture d'un module du VDET II.

4 La partie silicium et son fonctionnement

Les détecteurs sont des plaques en silicium de type n de 300 μm d'épaisseur, avec des implants de type p^+ avec un pas de 25 μm sur le côté jonction et avec des implants de type n^+ sur le côté ohmique. Du côté ohmique, la formation du nuage électronique de surface qui peut créer des court-circuits entre les bandes de lecture a été évitée par l'implantation de bandes de type p^+ interposées avec les bandes de lecture (figure A.4).

Les implants longitudinaux sont couverts de pistes en aluminium qui permettent la lecture. Les rangées de pistes, qui constituent la partie active du détecteur, sont entourées des deux côté de deux pistes supplémentaires, les anneaux de garde.

La tension inverse appliquée entre les anneaux de garde est transmise aux pistes (par des résistances sur le côté ohmique et par le mécanisme de *punch-trough* [78] sur le côté jonction). Les implants sont en fait des diodes et la tension inverse conduit au phénomène de déplétion avec la formation, autour des implants de type p sur le côté jonction, d'une zone pourvue de charges mobiles, appelée zone de charge spatiale.

La largeur de cette zone est proportionnelle à la racine carrée de la tension inverse appliquée. Si la tension inverse a une valeur suffisante – 20 $\sim$ 70 V pour les détecteurs utilisés par ALEPH – cette zone de charge spatiale peut occuper tout le volume du cristal en silicium et nous observons une déplétion totale. La déplétion totale conduit à une augmentation considérable de la résistance entre deux pistes de lecture (de type n) sur le côté ohmique ($\sim$ 1 GΩ). Ceci élimine la communication entre les pistes et permet donc la lecture des pistes sur le côté ohmique [78].

Le passage d'une particule dans la région de charge spatiale conduit à la création de paires électron-trou (24 000 dans 300 μm de silicium). Les électrons sont collectés par les pistes du

côté ohmique, les trous par les pistes du côté jonction, créant ainsi un signal qui est lu par l'électronique de lecture connectée aux pistes des deux côtés.

Les circuits de lecture sont découplés des pistes par une rangée de condensateurs. Le courant inverse, intrinsèques au fonctionement des diodes qui constituent le réseaux de pistes, peut perturber la lecture en produisant du bruit électronique.

Pour le fonctionnement des détecteurs en silicium, un faible courant inverse et l'isolation des pistes du côté ohmique sont des paramètres très importants. C'est pourquoi, avant la construction des modules et des faces, les détecteurs en silicium ont été testés.

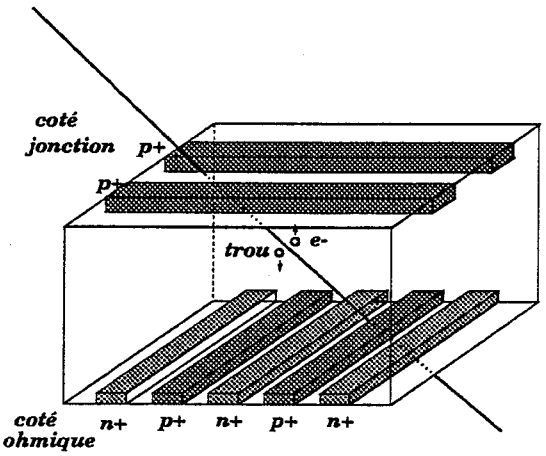


Figure A.4: Le principe de fonctionement du détecteur en silicium avec lecture double face.

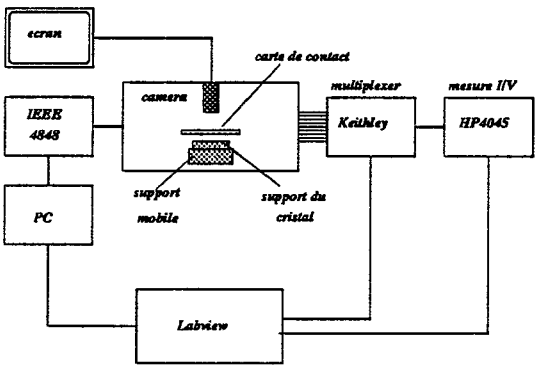


Figure A.5: La chaine des tests électriques des détécteurs en silicium utilisée à INFN-Pise.

La production des détecteurs[3] a été faite par l'entreprise CSEM (Neuchâtel), les tests électriques ont été réalisés à l'INFN-Pise, Bari et Florence. Le synoptique des tests électriques est illustré sur la figure A.5. Les détecteurs ont été testés individuellement avec une carte à 40 aiguilles qui se pose successivement sur toutes les pistes en aluminium d'un côté et d'un autre (il y a 1024 bandes en aluminium du coté jonction ($r\phi$) et 1280 du côté ohmique (z)). A travers les 40 contacts, un multiplexeur permet à un instrument de mesure automatique de faire des mesures de courants et de tensions. L'ensemble est piloté par un ordinateur, à l'aide du logiciel LABVIEW.

Les tests électriques des détecteurs en silicium consistent à faire les mesures suivantes :

(1) Côté jonction (durée du test : $\sim$ 45 minutes)

- Les courants inverses pour chaque piste.
- Les courants d'anneau de garde correspondant.

(2) Côté ohmique (durée du test : $\sim$ 4 heures)

- Les courants inverses pour chaque piste.
- La tension d'isolation pour chaque piste (une piste est déclarée isolée si la résistance entre elle et ses voisines dépasse 1 GΩ).

[3]Les détecteurs de forme rectangulaire sont implanté sur des plaques en silicium de forme circulaire de 10 cm de diamètre et d'une épaisseur de 300 μm.

- La résistance entre deux pistes.
- La résistance de polarisation entre une piste et l'anneau de garde (de l'ordre de 10 MΩ)

Les détecteurs sont retenus si les critères suivants sont remplis.

- Le courant de l'anneau de garde est inférieur à 2 μA.
- Le détecteur possède moins de 8 pistes sur le côté jonction avec des courants supérieurs à 10 nA.
- Il n'y a pas plus de 10 pistes non-isolés à la tension de déplétion du détecteur.

Les détecteurs qui passent ces critères sont découpés de la plaque en silicium. La stabilité du courant inverse pour chaque détecteur a été vérifiée après le découpage.

Après toutes ces vérifications, les détecteurs sont déclarés prêts pour la fabrication des modules. Le taux de production défini comme le rapport entre le nombre de détecteurs prêts à être collés et le nombre total de cristaux de silicium produit a été en moyenne de 70%.

5 Les tests en faisceau

Avant le démarrage de la production en série des composantes du VDET II, deux tests en faisceau ont été réalisés :

- **Août 1993**
  Quatre prototypes composés d'un détecteur et d'un ensemble de lecture ont été testés pour faire le choix de la puce de lecture entre MX7 et VIKING et aussi pour choisir le schéma de connexion et de lecture du côté z à des grands angles d'incidence – à pas constant (*daisy chain*) et à pas variable avec lecture des groupes de 2 à 4 pistes dans le même canal (*variable pitch*).
- **Août-Septembre 1994**
  Deux modules prototype (U1 et U2) ont été testés pour comprendre le fonctionement de l'électronique de lecture et pour tester le système de refroidissement à eau.

Les prototypes ont été testés avec un faisceau de pions de 100 GeV (50 GeV en 1994) en utilisant un télescope[4] . Les testes ont permis de mesurer le rapport signal-sur-bruit. La résolution a été mesurée à partir de la distribution des distances résiduelles entre le point d'impact déduit à partir de la trajectoire du pion, mesurée avec le télescope, et le point d'impact mesuré par le détecteur de test.

Les données brutes (RAW) provenant du système d'acquisition des données ont été traitées par un algorithme d'identification des points de passage des particules.

- Le signal de chaque piste (ADC) se situe autour d'une valeur nominale – le piédestal – les oscillations autour de cette valeur sont dues au bruit (individuel ou commun pour chaque

[4]Le télescope consiste en quatre détecteurs en silicium de taille réduite, qui permet la reconstruction de la trajectoire des pions.

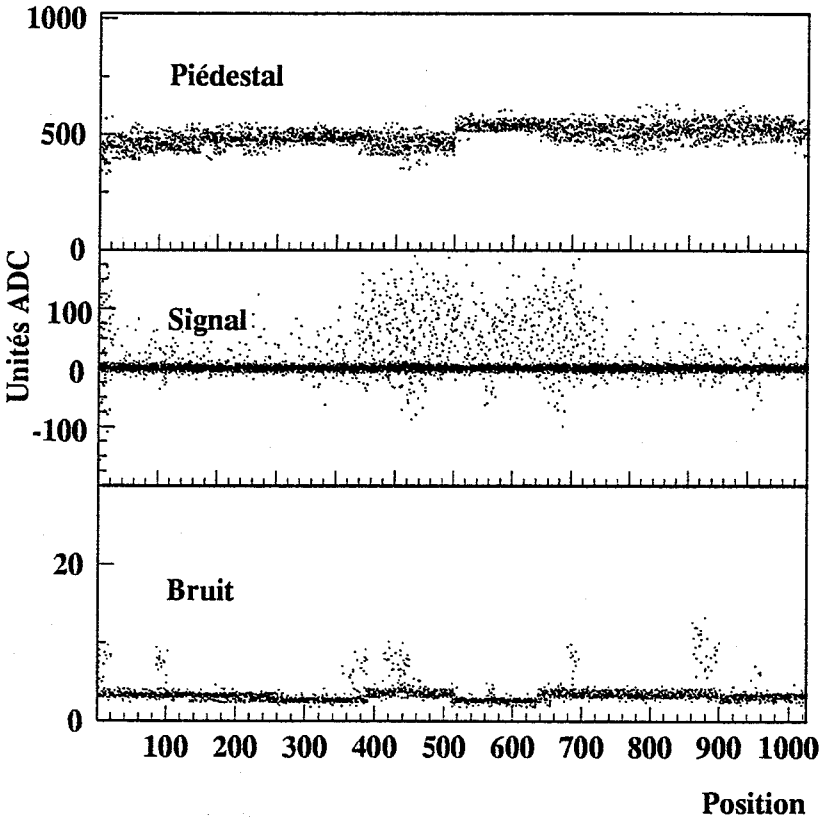


Figure A.6: Les piédestaux, les signaux reconstruits et les bruits de chaque piste du côté $r\phi$. Dans la distribution des signaux reconstruits nous observons le faisceau dans la région entre la piste 400 et la piste 700.

MX7) ou au signal éventuel. Le piédestal de la piste i est calculé avec les 50 premiers événements comme la moyenne des valeurs ADC :

$$\mathrm{PED}(i) = \sum_{j=1}^{50} \mathrm{ADC}(i,j)$$

Le piédestal peut varier dans le temps à cause des changements de température, de courants etc. La variation du piédestal peut être prise en compte soit par une procédure de mise à jour pour chaque événement k par rapport à l'événement précédent :

$$\mathrm{PED}(i,k) = (1 - \frac{1}{w})\mathrm{PED}(i,k-1) + \frac{1}{w}\mathrm{ADC}(i,k)$$

Une valeur $w = 50$ donne de bons résultats pour le type de variation du piédestal que l'on attend.

- Tous les canaux correspondant à un MX7 (128) sont soumis à des variations communes, dues à des conditions qui affectent le MX7 (comme par exemple l'alimentation des MX7).

La structure interne des MX7 est en réalité partagée en quatre blocs de 32 canaux chacun ce qui conduit à calculer la variation commune (*Common Mode Noise* - CMS) de ces 32 canaux :

$$\mathrm{CMS}_{32}(k) = \frac{1}{32} \sum_{i=1,32} (\mathrm{ADC}(i,k) - \mathrm{PED}(i,k))$$

- Le signal du canal i dans l'événement k – $S(i,k)$ – est extrait à partir de la valeur brute $\mathrm{ADC}(i,k)$, la valeur du piédestal $\mathrm{PED}(i,k)$ et le bruit commun CMS(i,k) :

$$S(i,k) = \mathrm{ADC}(i,k) - \mathrm{PED}(i,k) - \mathrm{CMS}(i,k) \; .$$

- Le bruit $B(i,k)$ d'un canal i dans un événement k est défini comme l'écart type du signal. Le bruit est calculé tous les 50 événements, en éliminant du calcul les événements avec du signal réel – le signal $S(i,k)$ plus de trois fois le bruit.

Les distibutions des piédestaux, des signaux reconstruits et des bruits sont présentées dans la figure A.6, pour le côté $r\phi$ du module U2, testé en 1994.

L'identification des signaux réels est faite à partir des signaux et des bruits pour chaque piste par un algorithme de "clustérisation" qui procède en deux étapes. Il s'agit d'abord de chercher un canal avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à 3. Dans une région de 11 canaux centrée sur ce canal, une piste avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à 4 est recherchée. Le "cluster" est réconstruit à droite et à gauche de cette piste. Les pistes consécutives avec des rapports signal-sur-bruit supérieurs à 2 sont incluses dans le "cluster". Le signal du "cluster" est la somme des signaux des canaux individuels , le bruit est estimé par la racine de la moyene des carrés des bruits correspondants aux pistes.

Le rapport signal-sur-bruit des "clusters" est une caractéristique importante du détecteur de vertex car ce rapport détermine la résolution que l'on peut avoir avec un pas de lecture donné. Les rapports signal-sur-bruit obtenus avec les prototypes du détecteur dans le premier test en faisceau (1993) sont présentés sur la figure A.7 en fonction de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la surface du détecteur. La résolution est estimée à partir des distances résiduelles [79]. Les résolutions mesurées pour les deux prototypes testés en faisceau en août 1993 sont présentées sur la figure A.8. Finallement, la puce de lecture choisie pour la construction du VDET II a été la version du MX7 résistante à la radiation (MX7RH), capable de fonctionner jusqu'à des doses de radiation de 1 Mrad.

Le test en faisceau d'août 1994 [80] a confirmé le fonctionnement de l'électronique de lecture et a conduit à la compréhension des sources de bruit dans la chaine de lecture. De plus le système de refroidissement à eau a été testé. Les résolutions obtenues pour deux angles d'incidence du faisceau sont présentées sur la figure A.9.

6 Les tests de radiation des structures en silicium

Sur la plaque de silicium de forme circulaire, autour de la région rectangulaire réservée au détecteur, des structures d'implants ont été réalisées. A partir de ces structures nous pouvons étudier différentes géométries d'implants. Aussi nous pouvons utiliser les structures classiques (diode, condensateur MOS, mini-détecteur à strips) pour étudier le comportement des principales propriétés du silicium et de l'oxide de silicium suite à la radiation.

Ces structures ont été soumises à la radiation γ fournie par une source de ^{60}Co (260 krad/h) à l'INFN de Pavie . Les caractéristiques suivantes ont été testées à la radiation dans le domaine de 0 à 1 Mrad [81].

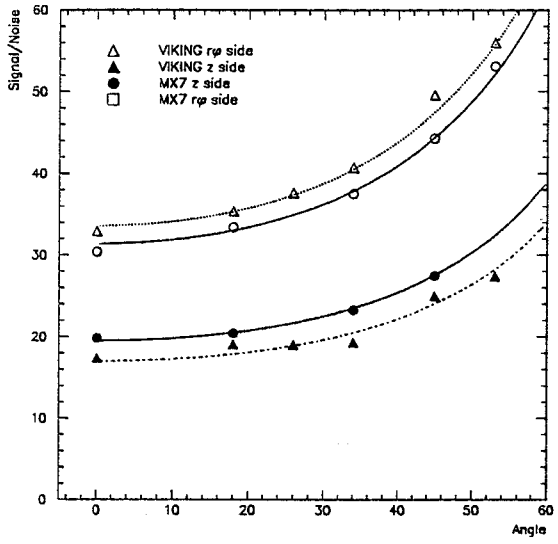


Figure A.7: Le rapport signal-sur-bruit en fonction de l'angle d'incidence du faisceau pour les protoypes utilisés dans le test en faisceau en 1993.

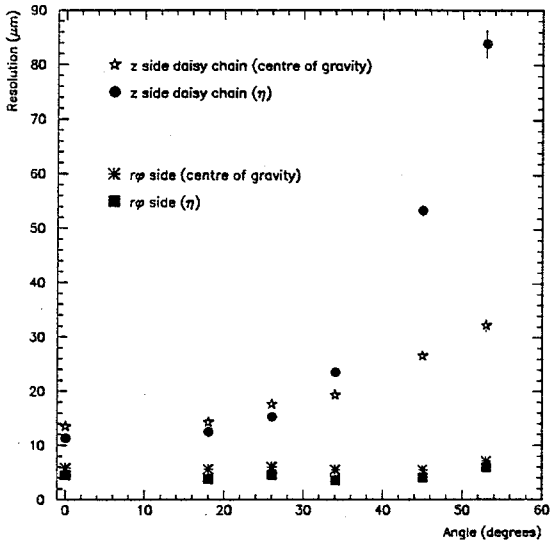


Figure A.8: La résolution des prototypes en fonction de l'angle d'incidence du faisceau.

- **La tension de déplétion.** La variation de la tension de déplétion a été mesurée avec une diode. Cette variation est inférieure à 10% dans le domaine de radiation.

- **Le courant inverse.** Dans un détecteur en silicium à bandes, le courant inverse détermine ses performances car il contribue au bruit. Ce courant a deux composantes : le courant de volume, créé par la génération spontanée (thermique) de paires électron-trou dans la région de charge spatiale, et le courant de surface qui est le résultat de la génération de paires électron-trou à l'interface entre le silicium et l'oxide de silicium qui le protège. Pour un cristal de silicium de 300 μm d'épaisseur, nous avons mesuré la variation du courant de volume avec la dose de radiation :

$$\Delta I_{volume} = 5/\mathrm{nA/cm^2/Mrad}\ .$$

  La variation du courant inverse de surface obtenue est

$$\Delta I_{surf} = 520/\mathrm{nA/cm^2/Mrad}\ .$$

- **Le capacité de la piste non-connectée.** La capacité entre les pistes détermine la perte de signal par couplage capacitif. La capacité augmente de 10,6% sur le côté jonction et de 16,6% sur le côté ohmique pour une dose de 1 Mrad. Ces variations se traduisent par une diminution de la perte de signal de 12% à 10% sur le côté jonction et de 22% à 20% sur le côté ohmique.

La dose de radiation reçue par l'ancien VDET en cinq ans de fonctionnement est de $\sim$ 1 krad. Les mesures que nous venons de présenter ainsi que des mesures effectuées auparavant, centrées

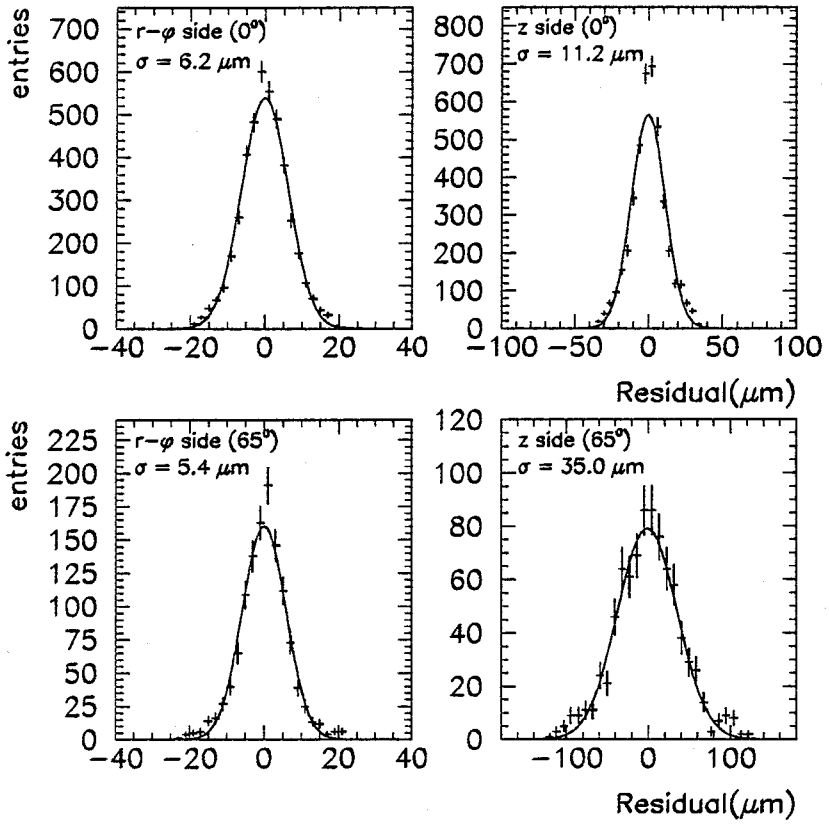


Figure A.9: La résolution des modules de test pour deux angles du faisceau par rapport au plan des détecteurs.

sur le mécanisme de polarisation des pistes [82], permettent d'affirmer que le fonctionnement des détecteurs n'est pas modifié dans le domaine de radiation attendu pour la deuxième phase du LEP – 50 krad au maximum. Les puces de lecture, étant produites avec la technologie *Radiation-Hardness*, résistent jusqu'à une dose de 1 Mrad. En conclusion, sauf accident, le fonctionnement du VDET II est stable du point de vue de la résistance à la radiation.

7 La production des modules et des faces

Le collage des trois détecteurs et de l'hybride – contenant les condensateurs et les puces de lectures MX7– sur la feuille de kapton a eu lieu au CPPM.(Marseille). Après le collage, les pistes des détecteurs, du kapton et de l'électonique de lecture (condensateurs et MX7) ont été reliées avec des fils en acier par une procédure de soudure (INFN-Pise, Bari, Florence et RAL-Angleterre). Les modules ont été ensuite testés, piste par piste, avec un laser, afin de détecter les erreurs de soudure (INFN-Pise, Imperial College).

Les modules ont été ensuite collés, par deux, sur les supports en kevlar (CPPM). Le fonctionnement des modules a été vérifié avant et après le collage et les 19 faces ainsi produites ont

été transportées au CERN.

8 Les tests finals et l'installation

Tous les modules ont été testés avant l'installation des faces sur la structure mécanique. Les faces ont été introduites, une par une, dans une boite opaque et connectées au système de lecture. Afin de mesurer le rapport signal-sur-bruit, les faces ont été illuminées par une source de ^{106}Ru. Un scintillateur a été utilisé pour déclancher la lecture. Des échantillons de 1000 événements ont été enregistrés pour chaque module. Hors-ligne, les points de passage des électrons émis par la source de ^{106}Ru ont été reconstruits avec la procédure présentée auparavant et le rapport signal-sur-bruit a été déterminé pour chaque module. Les pistes bruyantes ainsi que les "pin-holes"[5] ont été identifiés.

Les paramètres des amplificateurs PPC ont été ajustés afin d'optimiser le rapport signal-sur-bruit et d'éliminer les problèmes occasionnels des MX7 [83]. Une carte PPC a été associée à chaque module.

Le montage des faces sur la structure mécanique a eu lieu sans problèmes majeurs. Le fonctionnement de chacun des deux modules d'une face a été vérifié après le montage. Les deux "coquilles" du VDET II ont été installées dans ALEPH, après un ajustement de la structure mécanique afin d'éviter un bloquage à cause de la déformation du tube à vide dans la région centrale d'ALEPH.

Les modules ont été testés après l'installation. Tous les modules ont fonctionné normalement, sauf un module qui n'a pas pu être polarisé. Les paramètres des quelques cartes PPC ont été réajustés après l'installation, pour optimiser le fonctionnement des modules respectifs.

Le VDET II a détecté la première trace cosmique le 27 octobre 1996, montrant un bruit bas (peu de points non-associés aux passages des particules). Le VDET a fonctionné sans problème majeur pendant la première prise de données au pic du Z. Les rapports signal-sur-bruit des modules ont été mesurés et sont comparés sur la figure A.10 avec les valeurs obtenues dans les tests en laboratoire. La figure A.11 montre un événement hadronique enrégistré par ALEPH à une énergie de 130 GeV avec la configuration préliminaire du VDET II en état de marche. Même dans cette configuration préliminaire, le détecteur de vertex a permis d'améliorer l'algorithme d'identification des événements b [83]. L'efficacité de sélection des événements b avec une coupure $P^{\mathrm{uds}} < 1\%$ est de 21% avec le nouveau détecteur (17,5% avec VDET I).

L'installation du détecteur de vertex complet est prévue pour le mois d'avril 1996, la première période de prise de données avec le VDET II pour la phase LEP II débutera à la fin du mois juin.

[5] Ces défauts correspondent à un court-circuit d'un condensateur de découplage

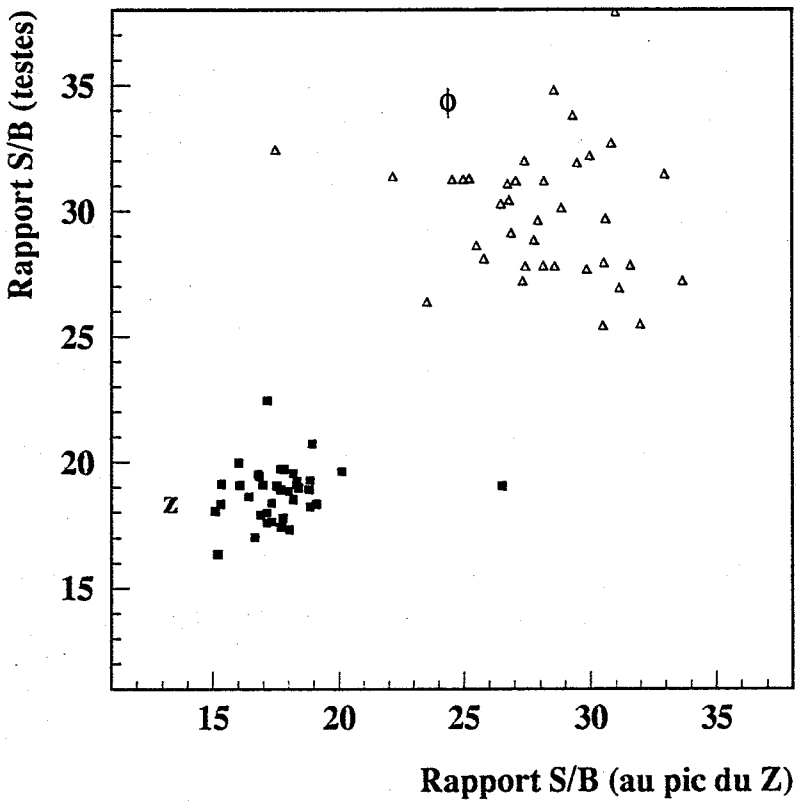


Figure A.10: Les rapports signal-sur-bruit obtenus dans les tests en laboratoire et dans ALEPH en novembre 1995, au pic du Z pour chaque module.

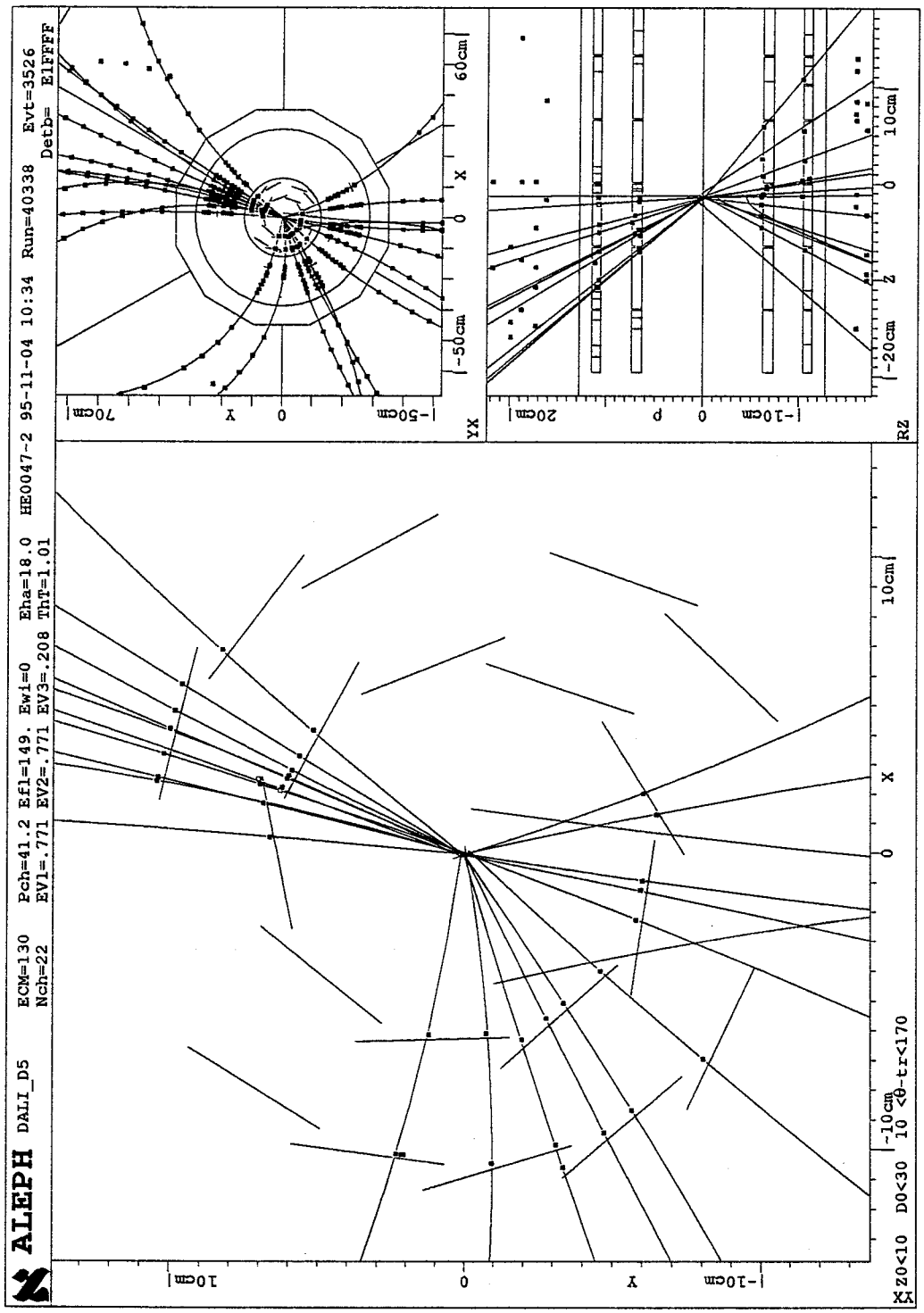


Figure A.11: Un événement hadronique $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie de 130 GeV (novembre 1995).

Annexe B

Etude de l'énergie manquante

La mesure de la polarisation du baryon Λ_b est basée en grande partie sur la comparaison entre les données et le Monte Carlo de l'énergie manquante mesurée dans les hémisphères contenant les combinaisons $(\Lambda\pi^+)\ell$. Il est donc important de vérifier qu'il n'y a pas de différence dans le reconstruction de l'énergie manquante dans les données et dans le Monte Carlo. L'étude présentée dans cet appendice est destinée à évaluer la compatibilité de l'énergie manquante mesurée dans les données et dans le Monte Carlo à partir d'échantillons indépendants (ou quasi-indépendants) de celui utilisé pour mesurer la polarisation du Λ_b.

Les différences entre les données et le Monte Carlo peuvent avoir deux sources :

- les paramètres physiques introduits au niveau du générateur : les facteurs de forme, les rapports de branchement, les masses des particules etc.
- la simulation de la réponse du détecteur : la forme des gerbes dans les calorimètres, les efficacités de détection, la procédure de reconstruction.

Pour étudier la reconstruction de l'énergie du neutrino, nous avons sélectionné plusieurs échantillons de contrôle. La présence ou l'absence d'un lepton dans un hémisphère peut modifier la quantité d'énergie manquante dans cet hémisphère. Mis à part la quantité d'énergie manquante, la pureté en événements b est un paramètre important, car l'échantillon utilisé pour la mesure de la polarisation du Λ_b contient 90% d'événements b.

Nous allons présenter d'abord la sélection et le veto sur les leptons, ainsi qu'un algorithme qui permet de modifier la pureté des événements hadroniques en événements b. Des échantillons de contrôle sont ensuite sélectionnés[1]. L'étude comparative entre les données et le Monte Carlo est présentée et la précision sur la reconstruction de l'énergie manquante estimée.

1 Sélection/Veto des leptons

La présence d'un lepton chargé, électron ou muon, dans l'hémisphère garantit souvent la présence d'un neutrino, ν_e ou ν_μ, dans le même hémisphère. La sélection ou le veto sur les leptons dans un hémisphère revient donc à demander la présence ou l'absence d'un neutrino dans cet hémisphère. Cette procédure nous permettra d'étudier la réponse du détecteur dans un domaine d'énergie manquante allant de 1 à 6 GeV et de comparer les données réelles à la simulation Monte Carlo.

[1]Pour sélectionner des événements bien contenus dans le détecteur, nous n'avons retenu que les événements satisfaisant la condition $|\cos\theta| < 0,85$, où θ est l'angle polaire de l'axe de poussée de l'événement.

1.1 Sélection des leptons

La sélection des leptons a été décrite dans le chapitre 3. Nous utilisons exactement la même sélection pour obtenir un échantillon d'hémisphères contenant des leptons chargés avec des impulsions supérieures à 3 GeV/c. Avec cette coupure, la proportion d'hémisphères provenant des quarks beaux est estimée dans le Monte Carlo à 53%. La distribution de l'énergie manquante dans un échantillon d'hémisphères contenant des leptons, dans les données et dans le Monte Carlo est présentée sur la figure B.1. Nous observons une différence de 130 MeV entre les moyennes des énergies manquantes dans les données et dans le Monte Carlo.

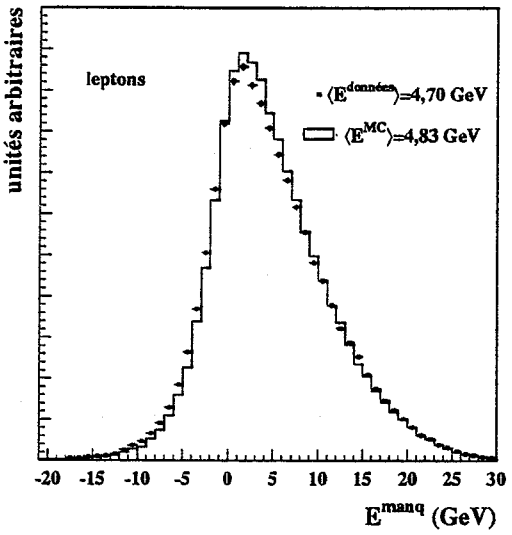


Figure B.1: La distribution de l'énergie manquante dans les données (points) et dans le Monte Carlo(histogramme) pour un échantillon d'hémisphères contenant des leptons chargés d'impulsions supérieures à 3 GeV/c.

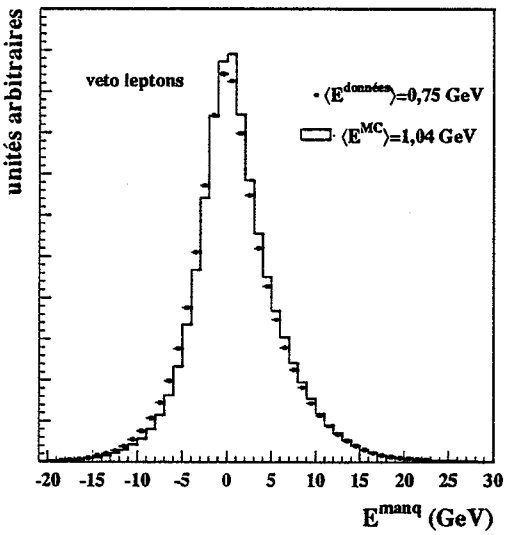


Figure B.2: La distribution de l'énergie manquante dans les données (points) et dans le Monte Carlo (histogramme) pour un échantillon d'hémisphères sans leptons.

1.2 Veto sur les leptons

L'identification des leptons chargés peut aussi être utilisée pour éliminer les hémisphères contenant des leptons [84]. Pour cela nous allons élargir les coupures d'identification, pour accroître l'efficacité de la procédure.

Nous considérons les traces chargées, avec au moins quatre points mesurés dans la TPC. Chaque trace doit passer par un cylindre de rayon 2,5 cm et de hauteur 7 cm orienté le long de l'axe z du détecteur et centré autour du point d'interaction, et doit être contenue dans l'acceptance du détecteur ($|\cos\theta| < 0,95$). Des coupures spécifiques sont appliquées pour identifier les candidats électrons et les candidats muons.

- *Electrons*
  - $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ compatible avec l'hypothèse "électron" $R_I^{\text{"e"}} > -3$.
  - Pour les candidats d'impulsion supérieure à 1 GeV/c, les coupures liées à la forme de la gerbe associée dans le ECAL sont : $R_T > -3,0$ et $-3 < R_L < 3$. Pour ceux d'impulsion inférieure à 1 GeV/c, on utilise une coupure sur la différence entre les carrés de l'estimateur R_I pour l'hypothèse "électron" et celui pour l'hypothèse "pion" $(R_I^{\text{"e"}})^2 - (R_I^{\text{"}\pi\text{"}})^2 < -7$.
  - Les électrons qui proviennent de la conversion des photons en paires e^+e^- ne doivent pas être rejetés car ils ne sont pas accompagnés de neutrinos. Le candidat électron n'est pas considéré si nous pouvons lui associer une trace chargée de signe opposé avec les conditions suivantes :
    * Les deux traces sont à une distance de moins de 2 cm dans le plan xy et de moins de 5 cm dans la direction z.
    * La masse invariante des deux particules est inférieure à 20 MeV/c^2.
    * Le point d'approche minimum entre les deux traces est compatible avec les parois des détecteurs internes.

    Dans ce cas, le candidat électron est considéré comme le produit d'une conversion et l'hémisphère n'est pas rejeté s'il n'y a pas un autre candidat lepton.

- *Muons*
  Les muons sont sélectionnés parmis les traces d'impulsions supérieures à 1 GeV/c qui ont au moins deux points dans les chambres à muons et une multiplicité de signaux digitaux par plan touchés $X_{mult} \leq 3$. Si ces conditions ne sont pas remplies alors les candidats muons avec $N_{fired}/N_{exp} > 0,4$ peuvent encore être sélectionnés dans les conditions suivantes :
  - Pour les traces avec des impulsions entre 1 GeV/c et 7 GeV/c :
    $N_{10} > 3$.
  - Pour les traces avec des impulsions supérieures à 7 GeV/c :
    $N_{10} > 3$ ou au moins un point de mesure dans les chambres à muons avec au moins un plan HCAL touché parmi les trois derniers attendus.

Cette procédure de veto retient $57,3 \pm 0,5\%$ des hémisphères dans les données et $58,4 \pm 0,5\%$ dans le Monte Carlo. Le pourcentage de rejection des hémisphères contenant des désintégrations semi-leptoniques étant de $82,2 \pm 0,3\%$. La fraction d'hémisphères contenant des neutrinos est de $1,2 \pm 0,1\%$,

La pureté en événements b de l'échantillon d'hémisphères sans leptons est estimée dans le Monte Carlo à 18%. La distribution de l'énergie manquante pour cet échantillon dans les données et dans le Monte Carlo est présentée sur la figure B.2. Nous observons une différence de 300 MeV entre la moyenne de l'énergie manquante dans les données et dans le Monte Carlo.

Les échantillons d'événements avec ou sans leptons peuvent être enrichis en événements b en utilisant un algorithme d'identification des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Cet algorithme est décrit dans le paragraphe suivant.

2 La séparation des événements $Z \to b\bar{b}$

Les événements $Z \to b\bar{b}$ ont des propriétés spécifiques qui permettent de les identifier parmi les événements hadroniques.

Parmi les algorithmes développés pour sélectionner des échantillons d'événements riches en événements $Z \to b\bar{b}$, nous décrirons celui qui utilise les paramètres d'impact signés des traces chargées pour estimer la probabilité qu'une trace chargée appartienne au vertex primaire (QIPBTAG)[85].

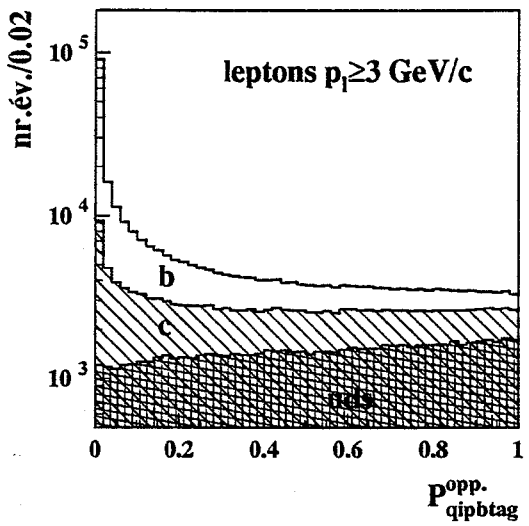


Figure B.3: La probabilité que l'hémisphère opposé à celui contenant un lepton identifié soit de type uds pour des événements Monte Carlo et les différentes composantes - b, c et uds.

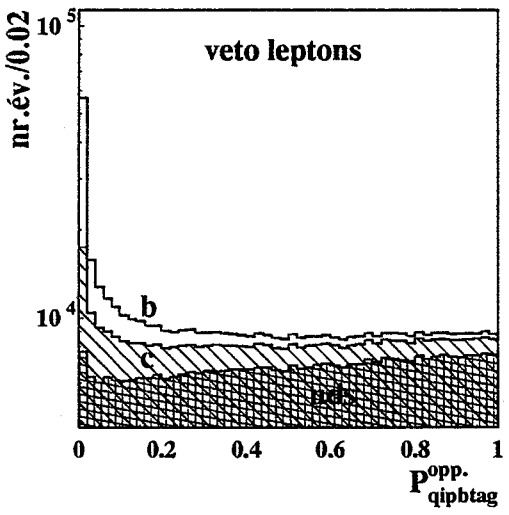


Figure B.4: La probabilité que l'hémisphère opposé à celui où le veto sur leptons a été appliqué soit de type uds pour des événements Monte Carlo et les différentes composantes - b, c et uds.

Les traces sont groupées par jets avec l'algorithme JADE. Le paramètre d'impact δ d'une trace est défini par sa distance minimale par rapport au vertex primaire. Il est considéré positif si le vecteur de position du point d'approche minimal de la trace chargée par rapport au vertex primaire forme un angle inférieur à 90° avec la direction du jet qui contient la trace chargée et négatif dans le cas contraire. A partir de la distribution du paramètre d'impact, pour les paramètres d'impact négatifs, nous pouvons estimer la probabilité qu'une trace provienne du vertex primaire. Cette probabilité peut être utilisée pour estimer la probabilité que N traces – contenues dans un jet, dans un hémisphère ou dans l'événement – proviennent du vertex primaire $P^{uds}_{qipbtag}$. L'indice "uds" indique que cette probabilité peut être interprétée comme la probabilité que le jet, l'hémisphère ou l'événement soit associé à des quarks légers. Les quarks lourds présentent des vertex secondaires séparés du vertex primaire. Par conséquent, la région $P^{uds}_{qipbtag} \to 0$ est peuplée par des événements de type b.

La figure B.3 montre la distibution de la probabilité $P^{uds}_{qipbtag}$ dans l'hémisphère opposé à celui du lepton identifié. La même probabilité pour les hémisphères opposés aux hémisphères sans lepton est présentée sur la figure B.4. Nous observons dans les deux cas une accumulation

des événements b dans la région $P^{uds}_{qipbtag} \rightarrow 0$.

3 Les échantillons de contrôle

L'énergie manquante est étudiée en fonction de la pureté en événements b. Le but est de comparer les données réelles à la simulation Monte Carlo pour des échantillons d'une pureté comparable à celle de l'échantillon utilisé pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b (90%). Le contenu en événements b est modifié grâce à l'utilisation de l'algorithme QIPBTAG. La sélection des leptons et le veto sur les leptons nous permettent d'étudier des échantillons avec ou sans énergie manquante. Quatre échantillons indépendants ont été utilisés dans cette étude :

- **A :** Evénements leptoniques enrichis en b avec une coupure $P^{uds}_{qipbtag} < 0,0005$
- **B :** Evénements non-leptoniques enrichis en b avec une coupure $P^{uds}_{qipbtag} < 0,0005$
- **C :** Evénements leptoniques enrichis en quarks légers avec une coupure $P^{uds}_{qipbtag} > 0,1$
- **D :** Evénements non-leptoniques enrichis en quarks légers avec une coupure $P^{uds}_{qipbtag} > 0,1$

Echantillon	A	B	C	D
$\langle E^{manq.} \rangle$ (Données)	6,100±0,029	1,033±0,035	3,090±0,024	0,701±0,012
$\langle E^{manq.} \rangle$ (Monte Carlo)	6,163±0,033	1,104±0,036	3,267±0,023	1,003±0,012
Pureté en b	96%	90%	21%	4%

Table B.1: Les énergies manquantes moyennes reconstruites dans les quatre échantillons de contrôle dans les données et dans le Monte Carlo, avec les puretés en b détérminées dans le Monte Carlo.

Les spectres en énergie manquante pour les quatre échantillons, dans les données et dans le Monte Carlo sont présentés sur la figure B.5. La comparaison entre les données réelles et la simulation Monte Carlo est présentée dans le tableau B.1. Nous constatons une bonne compatibilité entre les données et le Monte Carlo pour des échantillons enrichis en événements b. Les échantillons enrichis en quarks légers présentent des différences entre les données et le Monte Carlo allant jusqu'à 350 MeV.

Une étude plus attentive des événements enrichis en processus $Z \rightarrow b\bar{b}$ est faite dans la région $P^{uds}_{qipbtag} \rightarrow 0$. La différence entre l'énergie manquante moyenne dans le données et dans les événements Monte Carlo est étudiée en fonction de la pureté en b des échantillons sélectionnés avec une coupure sur $P^{uds}_{qipbtag}$ allant de 0,5 à 0,00005. Les résultats pour des échantillons formés d'hémisphères contenant des leptons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c sont présentés sur la figure B.6. La même analyse pour des hémisphères ou le veto sur le lepton a été requis est présentée dans la figure B.7. Nous observons dans les deux cas une amélioration de la compatibilité entre les données et le Monte Carlo en fonction de la pureté en événements b dans l'échantillon. Ceci dénote un meilleur fonctionnement de l'algorithme de reconstruction de l'énergie pour des jets plus ouverts, produits dans le cas des quarks beaux.

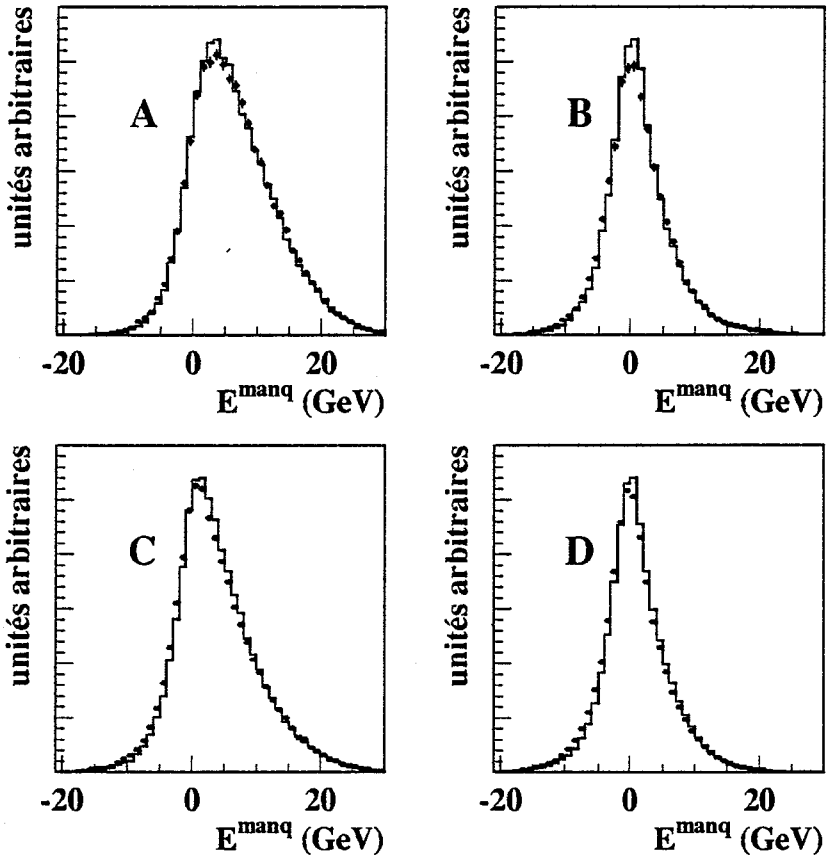


Figure B.5: La distribution de l'énergie manquante dans les échantillons de contrôle A,B,C et D dans les données (points) et dans la simulation Monte Carlo (histogrammes).

4 La sélection des événements $Z \to b\bar{b}$ avec l'impulsion transverse du lepton

Le contenu en événements $Z \to b\bar{b}$ des échantillons contenant des leptons peut être étudié en utilisant l'impulsion transverse p_T du lepton. L'impulsion transverse est calculée par rapport à l'axe du jet qui contient le lepton construit avec l'algorithme JADE, le lepton étant inclus dans la définition du jet.

La distribution en p_T des différentes composantes de l'échantillon d'hémisphères contenant des leptons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c (figure B.8) montre qu'une coupure à 1 GeV/c fournit un échantillon avec une pureté en événements b supérieure à 90%.

L'évolution de la différence en énergie manquante dans l'hémisphère contenant le lepton entre les données et la simulation en fonction de la pureté en evénements b variée par une coupure sur l'impulsion transverse du lepton est présentée dans la figure B.9. Cette différence est autour de −250 MeV pour une coupure $p_T > 1$ GeV/c et une pureté en b de 90% estimée

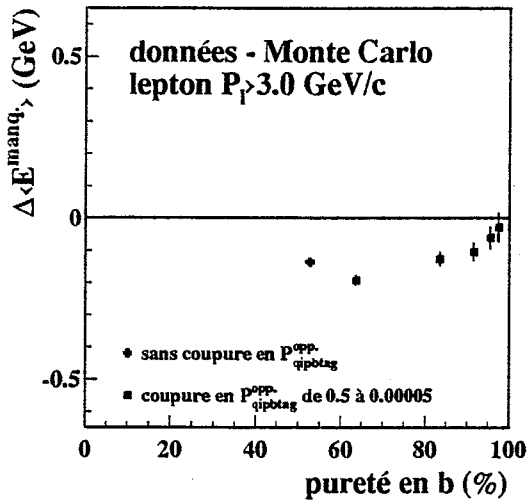


Figure B.6: La différence entre les énergies manquantes moyennes dans les données et dans le Monte Carlo pour un échantillon de leptons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c, en fonction de la pureté en événements b.

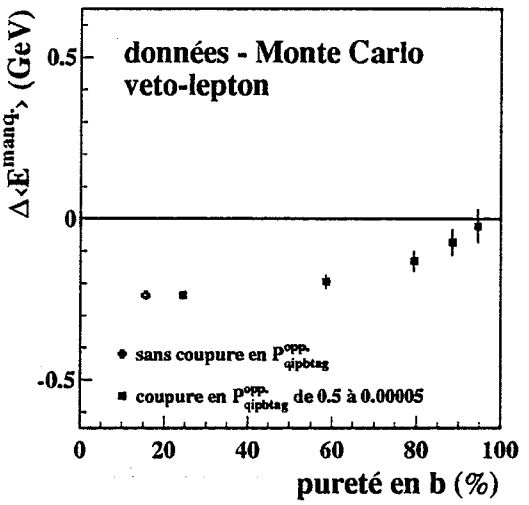


Figure B.7: La différence entre les énergies manquantes moyennes dans les données et dans le Monte Carlo pour un échantillon d'hémisphères sans leptons en fonction de la pureté en événements b.

dans le Monte Carlo.

Les figures B.10 et B.11 montrent la variation de l'énergie du lepton et de l'énergie manquante en fonction de l'impulsion transverse du lepton. Nous observons un excellent accord entre les données et la simulation en ce qui concerne l'énergie du lepton, mais une différence de l'ordre de 300 MeV pour l'énergie manquante au-delà de $p_T > 1$ GeV/c.

L'origine de cette différence qui ne reproduit pas le résultat obtenu avec QIPBTAG a été recherchée parmi plusieurs sources possibles : la fragmentation, la fraction d'événements b→c→ ℓ, la pureté en événements b.

- L'incertitude sur la fonction de fragmentation peut induire une différence entre l'énergie manquante dans les donnée et dans le Monte Carlo. Cette différence devrait se transmettre au spectre des leptons également, alors que nous observons un très bon accord entre les spectres du lepton dans les données et dans le Monte Carlo. De plus, l'incertitude sur la fonction de fragmentation mesurée [2], ne peut pas expliquer plus de 80 MeV de différence entre l'énergie manquante dans les données et dans la simulation.

- Proportion des événements b $\rightarrow$ c $\rightarrow \ell$: la contribution des événements b $\rightarrow$ c $\rightarrow \ell$ est de 7,5% pour une coupure en p_T à 1 GeV/c. Une modification de $\pm$50% de leur contribution fait varier le décalage entre les données et la simulation de $\pm$40 MeV.

- La pureté en événements b de l'échantillon sélectionnée par la coupure en impulsion transverse du lepton peut être différente de celle estimée dans le Monte Carlo. La fraction

[2]La fraction moyenne de l'énergie transmise aux hadrons beaux après le processus de fragmentation $\langle x_b \rangle$ été mesuré $0,715 \pm 0,012$ [47], la valeur utilisé dans la simulation Monte Carlo est $0,710 \pm 0,002$.

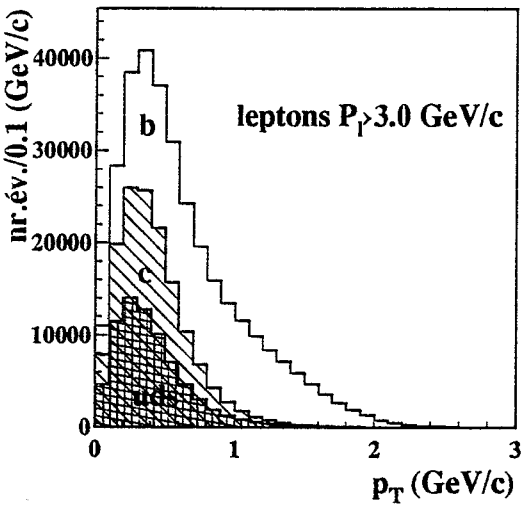


Figure B.8: L'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet qui le contient dans les événements Monte Carlo pour des leptons avec d'impulsion supérieure à 3 GeV/c.

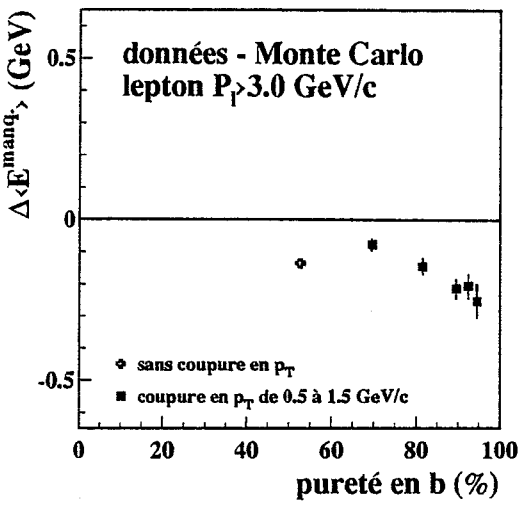


Figure B.9: La différence entre les énergies manquantes moyennes dans les données et dans le Monte Carlo pour un échantillon de leptons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c en fonction de la pureté en événements b.

d'événements de type "udsc" a été varié de ±50% de sa valeur. Le décalage entre les données et le Monte Carlo varie de ±60 MeV.

La différence entre les données et le Monte Carlo, présente dans l'échantillon inclusif de leptons d'impulsions supérieure à 3 GeV/c et d'impulsions transverse supérieures à 1 GeV/c, est prise en compte dans les erreurs systématiques de la mesure de la polarisation du baryon Λ_b. En effet, l'erreur systématique associée à la calibration – utilisée dans la mesure de la polarisation du Λ_b – provient de la différence observée entre les données et la simulation pour l'échantillon discuté dans ce paragraphe.

5 Echantillon de contrôle contenant des combinaisons $\Lambda\pi^+$

La sélection des candidats Λ_b utilisés pour la mesure de la polarisation s'appuie sur la corrélation entre le lepton chargé et les combinaisons $\Lambda\pi^+$. La présence des combinaisons $\Lambda\pi^+$ dans l'hémisphère ou l'énergie du neutrino est mesurée peut engendrer l'augmentation de la multiplicité des particules neutre telles que le neutron et le K^0_L pour lesquelles les processus de production sont mal connus et la détection est difficile.

L'algorithme de veto sur les leptons nous offre la possiblité de vérifier la compatibilité entre l'énergie manquante dans les données réelles et l'énergie manquante dans la simulation Monte Carlo pour un échantillon constitué à partir des hémisphères sans lepton dans lesquels au moins une combinaison $\Lambda\pi^+$ a été identifiée. Cet échantillon est indépendant de l'échantillon utilisé pour la mesure de la polarisation du Λ_b. L'énergie manquante moyenne dans l'hémisphère sans lepton, contenant une combinaison $\Lambda\pi^+$ est autour de 0,5 MeV.

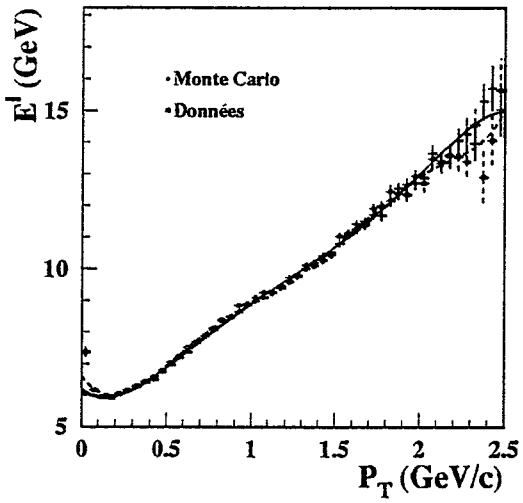


Figure B.10: L'énergie du lepton chargé en fonction de son impulsion transverse dans les données réelles et dans la simulation Monte Carlo.

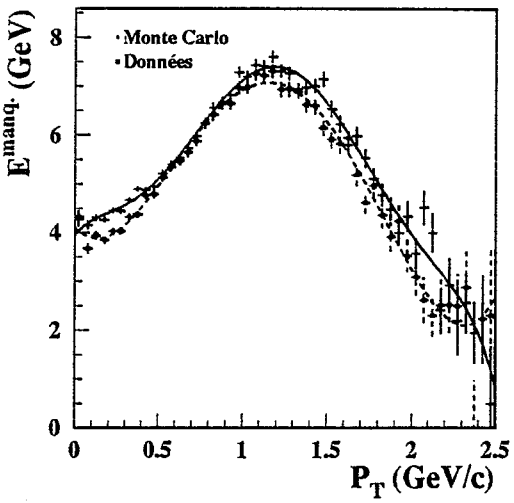


Figure B.11: L'énergie manquante dans les données et dans le Monte Carlo pour un échantillon de leptons d'impulsion supérieure à 3 GeV/c en fonction de l'impulsion transverse du lepton.

La figure B.12 nous montre un très bon accord entre les données et la simulation pour des échantillons $\Lambda\pi^+$ sans leptons, enrichis en événements b. Pour une pureté comparable à celle de l'échantillon utilisé pour la mesure de la polarisation du Λ_b, la différence entre l'énergie moyenne dans les données et dans le Monte Carlo est de moins de 100 MeV. Cette différence est parfaitement compatible, dans les erreurs statistiques, avec l'étude inclusive des hémisphères sans leptons (voir figure B.7).

6 L'identification des particules

Parmi les trois composantes qui constituent l'énergie visible, l'énergie neutre hadronique est celle qui est reconstruite avec le moins de précision. D'un autre côté, la proportion de particules neutres, notamment les neutrons, dans les événements hadroniques est mal connue, ce qui peut influencer la comparaison entre les données réelles et la simulation Monte Carlo.

A cause de la conservation du nombre baryonique, nous nous attendons à ce que les événements contenant des baryons identifiés contiennent un surplus de neutrons par rapport à la moyenne. De la même façon, les événements contenant des particules étranges sont susceptibles de contenir un surplus de K^0_L.

Pour s'assurer de la compatibilité entre les données réelles et la simulation Monte Carlo pour des échantillons enrichis en particules neutres nous allons exploiter les capacités du détecteur en matière d'identification des particules. Nous avons utilisé les vertex secondaires pour sélectionner des mésons K^0_s et le dE/dx dans la région de basses impulsions pour identifier des protons et des kaons chargés.

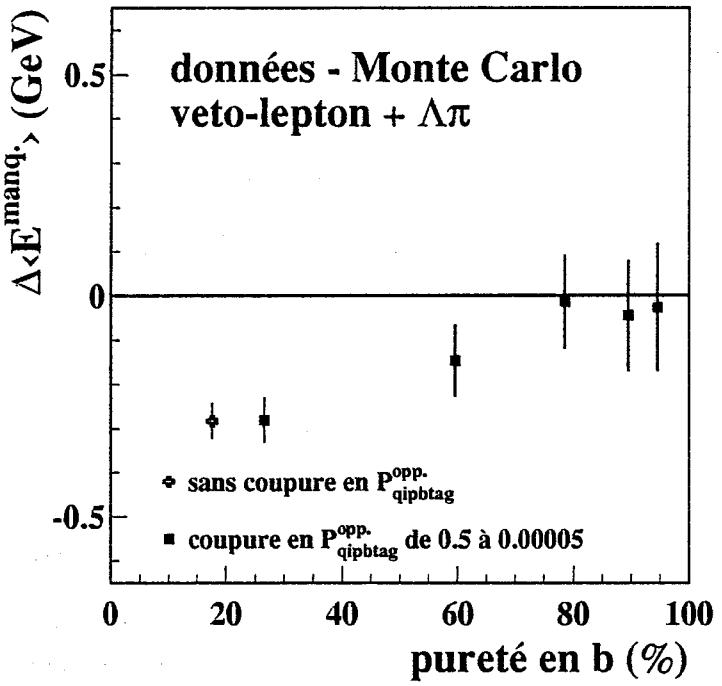


Figure B.12: La différence des énergies manquantes moyennes entre les données et le Monte Carlo pour un échantillon d'hémisphères sans leptons contenant des combinaisons $\Lambda\pi^+$, en fonction de la pureté en b.

Les K^0_s sont identifiés parmi les vertex secondaires à plus de 5 cm du vertex primaire, avec des probabilités de vertex supérieures à 1% et des impulsions supérieures à 3 GeV/c. La masse invariante du candidat doit être dans une fenêtre de masse de ± 15 MeV/c^2 autour de la masse nominale du K^0_s .

Les protons ont été identifiés dans le région d'impulsion entre 200 MeV/c et 1,2 GeV/c avec la coupure $|R_I^{\text{"p"}}| < 2$. L'identification des kaons chargés est faite parmi des traces d'impulsions situées entre 200 MeV/c et 800 MeV/c, avec la coupure $R_I^{\text{"K"}} > -0.1$.

Les puretés des échantillons en particules identifiées sont présentées dans le tableau 6. Le bruit de fond principal dans le cas des échantillons enrichis en K^0_s est de nature combinatoire tandis que la contamination principale des échantillons enrichis en protons et en kaons chargés est constituée d'électrons.

Les énergies manquantes moyennes dans les hémisphères contenant un lepton et au moins une des particules identifiées dans les données réelles et dans le Monte Carlo sont présentées dans la table B.3. Pour les trois échantillons obtenus nous observons des déviations de l'ordre de 200 MeV au maximum, parfaitement compatibles avec l'étude inclusive pour les mêmes puretés ($\sim 50\%$) en événements b.

Echantillon	Pureté
K_S^0	80,8±0,8 %
protons	63,1±1,8%
kaons	59,2±2,5 %

Table B.2: La pureté en particules K_s^0, proton et kaon des échantillons sélectionnés

		$\langle E^{\text{manq.}} \rangle$ (GeV)	
Echantillon	Pureté en b (MC)	Données	Monte Carlo
$K_s^0 - \ell$	49%	3,66±0,03	3,85±0,03
p−ℓ	53%	4,33±0,04	4,35±0,04
K−ℓ	50%	4,35±0,04	4,48±0,04

Table B.3: L'énergie manquante moyenne pour les échantillons contenant des particules identifiées, dans les données et dans le Monte Carlo.

7 Conclusion sur la reconstruction de l'énergie manquante

La reconstruction de l'énergie manquante a été testée sur un ensemble d'échantillons avec ou sans leptons, enrichis en événements $Z \to b\bar{b}$. Le domaine d'énergie manquante moyenne exploré s'étend de 1 a 6 GeV. Les échantillons contenant des particules identifiées montrent un bon accord avec l'étude inclusif, ce qui écarte l'hypothèse d'un possible biais dû au surplus de baryons dans l'échantillon.

L'étude de ces échantillons de contrôle, indépendants (ou quasi-indépendant) de l'échantillon d'événements utilisé pour la mesure de la polarisation du baryon Λ_b, montre une compatibilité entre les données réelles et la simulation Monte Carlo est de l'ordre de 100 MeV pour une pureté en b d'environ 90%.

La différence observée dans le cas des événements contenant des leptons de grande impulsion transverse est prise en compte dans la procédure de mesure de la polarisation des baryons Λ_b par la calibration décrite dans le chapitre 5.

Annexe C

Le calcul des erreurs statistiques

Les erreurs statistiques sur les moyennes des énergies du lepton et du neutrino sont calculées à partir des RMS des distributions dans l'échantillon de "bon signe" (BS) et dans l'échantillon de "mauvais signe" (MS)

$$\sigma_{\langle E_{\ell,\nu}^{BS,MS}\rangle} = \frac{RMS(E_{\ell,\nu}^{BS,MS})}{\sqrt{N^{BS,MS}}}$$

Après la soustraction du bruit de fond(voir chapitre 5) nous obtenons l'énergie moyenne du lepton chargé et l'énergie moyenne du neutrino que nous attribuons aux désintégrations semi-leptoniques du Λ_b. Les erreurs statistiques de ces énergies moyennes sont le résultat de la propagation des erreurs dans la formule de soustraction du bruit de fond :

$$\sigma_{\langle E_{\ell,\nu}\rangle} = \frac{1}{1-f_{bf}}\sqrt{\sigma^2_{\langle E_{\ell,\nu}^{BS}\rangle} + f_{bf}^2\sigma^2_{\langle E_{\ell,\nu}^{MS}\rangle} + (\langle E_{\ell,\nu}^{BS}\rangle - \langle E_{\ell,\nu}^{MS}\rangle)^2\frac{\sigma^2_{f_{bf}}}{(1-f_{bf})^2}}$$

où $f_{bf} = N^{MS}/N^{BS}$ est la fraction de bruit de fond estimée, son erreur statistique étant calculée en considérant le bruit de fond comme une partie des combinaisons de "bon signe", $\sigma_{f_{bf}} = \sqrt{f_{bf}(1-f_{bf})/N^{RS}}$.

Si nous supposons que les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino sont deux quantités indépendantes, la propagation des erreurs conduit à l'expression suivante de l'erreur sur le rapport y :

$$\sigma_y = y\sqrt{\left(\frac{\sigma_{\langle E_\ell\rangle}}{\langle E_\ell\rangle}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\langle E_\nu\rangle}}{\langle E_\nu\rangle}\right)^2}\,. \tag{C.1}$$

Nous pouvons comparer, par exemple, les erreurs statistiques sur la valeur de la polarisation du baryon Λ_b avant et après l'association du pion positif dans les combinaisons $\Lambda\ell$. Nous avons représenté l'erreur statistique obtenue sur la valeur de la polarisation en fonction du nombre de combinaisons de "bon signe" et de la fraction de bruit de fond estimée à partir des combinaisons de "mauvais signe". Pour les moyennes des énergies nous avons utilisé les valeurs typiques observées dans les données pour le lepton et pour le neutrino. Les résultats sont présentés sur les figures C.1 (pour 2 millions d'événements) et C.2 (pour 4 millions d'événements). Les contours représentent des erreurs statistiques obtenues pour une polarisation de $-0,3$. Du point de vue statistique la méthode "$(\Lambda\pi^+)\ell$" est compétitive sinon meilleure que "$\Lambda\ell$". La raison est la pureté plus élevée de l'échantillon sélectionné qui compense la perte en nombre d'événements. De plus, les erreurs systématiques associées au bruit de fond sont réduites.

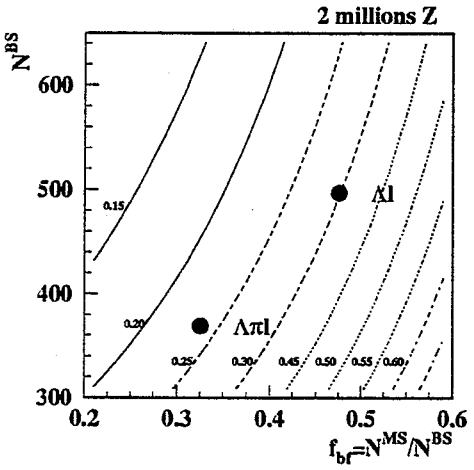


Figure C.1: Les contours des erreurs statistiques de la polarisation du Λ_b pour 2 millions d'événements hadroniques, en fonction de la fraction de bruit de fond f_{bf} et du nombre de combinaisons de bon signe N^{BS}.

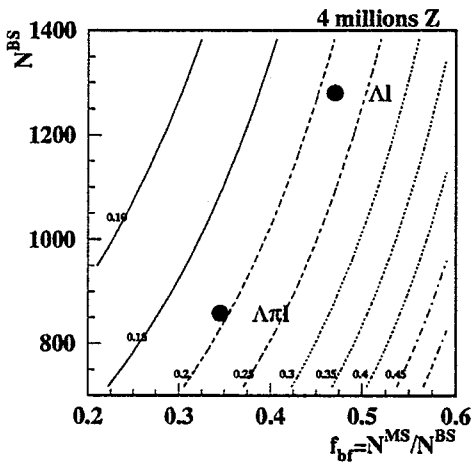


Figure C.2: Les contours des erreurs statistique de la polarisation du Λ_b pour 4 millions d'événements hadroniques, en fonction de la fraction de bruit de fond f_{bf} et du nombre de combinaisons de bon signe N^{BS}.

Annexe D

La soustraction du bruit de fond

Problème simplifié : Un échantillon de N événements avec une énergie moyenne $\langle E \rangle$ contient N_{sig} événements de signal, avec l'énergie moyenne $\langle E_{sig} \rangle$ et N_{bf} événements de bruit de fond d'énergie moyenne $\langle E_{bf} \rangle$. La fraction de bruit de fond est donnée par $f_{bf} = N_{bf}/N$. Nous avons la relation

$$\langle E_{sig} \rangle = \frac{1}{1 - f_{bf}} (\langle E \rangle - f_{bf} \langle E_{bf} \rangle) \tag{D.1}$$

Démonstration : La définition du problème implique les relations suivantes :

$$N = N_{sig} + N_{bf}$$

$$N\langle E \rangle = N_{sig}\langle E_{sig} \rangle + N_{bf}\langle E_{bf} \rangle$$

A partir de ces deux relations, le resultat (D.1) s'obtient facilement.

La relation (D.1) nous dit qu'à partir de l'énergie moyenne d'un échantillon d'événements contenant du signal, nous pouvons obtenir l'énergie moyenne du signal, si nous sommes capable d'estimer la fraction de bruit de fond et son énergie moyenne. Le problème réel est un peu plus compliqué. D'abord, nous avons deux types d'énergies moyennes : l'énergie moyenne du lepton chargé et l'énergie moyenne du neutrino. Ensuite, nous disposons de deux échantillons, chacun contient du signal et du bruit de fond et nous voulons extraire le rapport entre l'énergie moyenne du lepton et du neutrino pour le signal. Nous allons formuler ce problème d'une façon plus précise.

Problème réel : Nous disposons d'un échantillon de N^{BS} événements enrichi en signal et d'un autre échantillon de N^{MS} événements qui sera utilisé pour estimer le bruit de fond. Chaque échantillon contient un certain nombre d'événements de signal, N^{BS}_{sig} et N^{MS}_{sig}, et un certain nombre d'événements du bruit de fond, N^{BS}_{bf} et N^{MS}_{bf}. Les énergies moyennes du lepton et du neutrino sont notées par $\langle E_{\ell,\nu} \rangle$, avec les indices supérieurs BS ou MS pour distinguer les échantillons de "bon" et "mauvais signe" et les indices inférieurs sig ou bf pour séparer les contributions du signal et du bruit de fond respectivement. Si les indices sig ou bf sont absents, la moyenne est considerée sur tout l'echantillon (BS ou MS). Le rapport y est le rapport entre l'énergie moyenne du lepton et l'énergie moyenne du neutrino.

La soustraction du bruit de fond revient à considérer comme l'énergie moyenne du signal la quantité suivante :

$$\langle E_{\ell,\nu} \rangle = \frac{1}{1 - f_{bf}} (\langle E^{BS}_{\ell,\nu} \rangle - f_{bf} \langle E^{MS}_{\ell,\nu} \rangle) \tag{D.2}$$

C'est la soustraction de bruit de fond que nous utilisons, car nous ne pouvons pas distinguer entre les composantes des deux échantillons. Nous allons démontrer que cette soustraction conduit au rapport y recherché pour le signal sous certaines conditions.

Soit les hypothèses suivantes :

(1) L'énergie moyenne du bruit de fond dans les deux échantillons est la même

$$\langle E_{\ell,\nu}\rangle_{bf}^{BS} = \langle E_{\ell,\nu}\rangle_{bf}^{MS} .$$

(2) Le nombre d'événements de bruit de fond dans l'échantillon BS est le même que le nombre d'événements de bruit de fond dans l'échantillon MS

$$N_{bf}^{BS} = N_{bf}^{MS} .$$

(3) Le rapport y pour les événements de signal est le même dans l'échantillon BS que dans l'échantillon MS :

$$\frac{\langle E_{\ell\ sig}^{BS}\rangle}{\langle E_{\nu\ sig}^{BS}\rangle} = \frac{\langle E_{\ell\ sig}^{MS}\rangle}{\langle E_{\nu\ sig}^{MS}\rangle} = y$$

Alors le rapport entre les énergies moyennes du lepton et du neutrino pour le signal, y, est égal au rapport des énergies obtenues par la soustraction D.2.

Observation : Les hypothèses (1), (2) et (3) ont été vérifiées dans le chapitre 3 pour les échantillons utilisé dans la mesure de la polarisation du Λ_b.

Démonstration :

Pour les deux échantillons, BS et MS, nous pouvons écrire les énergies moyennes en fonction des énergies moyennes du signal et du bruit de fond :

$$N^{BS}\langle E^{\ell,\nu\ BS}\rangle = N_{sig}^{BS}\langle E_{\ell,\nu\ sig}^{BS}\rangle + N_{bf}^{BS}\langle E_{\ell,\nu\ bf}^{BS}\rangle$$

et

$$N^{MS}\langle E^{\ell,\nu\ MS}\rangle = N_{sig}^{MS}\langle E_{\ell,\nu\ sig}^{MS}\rangle + N_{bf}^{MS}\langle E_{\ell,\nu\ bf}^{MS}\rangle .$$

A partir des hypothèses (1) et (2), nous constatons que les derniers termes des deux relations sont égaux. La soustraction des deux relations nous conduit à l'expression suivante :

$$N^{BS}\langle E_{\ell,\nu}^{BS}\rangle - N^{MS}\langle E_{\ell,\nu}^{MS}\rangle = N_{sig}^{BS}\langle E_{\ell,\nu\ sig}^{BS}\rangle - N_{sig}^{MS}\langle E_{\ell,\nu\ sig}^{MS}\rangle . \qquad \text{(D.3)}$$

A partir de la troisième hypothèse, nous avons les relations suivantes :

$$\langle E_{\ell\ sig}^{BS}\rangle = y\langle E_{\nu\ sig}^{BS}\rangle \qquad \text{et} \qquad \langle E_{\ell\ sig}^{MS}\rangle = y\langle E_{\nu\ sig}^{MS}\rangle$$

Ces dernières relations nous permettent d'écrire la relation (D.3) pour les leptons chargés et pour les neutrinos séparément :

$$N^{BS}\langle E_{\ell}^{BS}\rangle - N^{MS}\langle E_{\ell}^{MS}\rangle = y(N_{sig}^{BS}\langle E_{\nu\ sig}^{BS}\rangle - N_{sig}^{MS}\langle E_{\nu\ sig}^{MS}\rangle)$$

et

$$N^{BS}\langle E_{\nu}^{BS}\rangle - N^{MS}\langle E_{\nu}^{MS}\rangle = N_{sig}^{BS}\langle E_{\nu\ sig}^{BS}\rangle - N_{sig}^{MS}\langle E_{\nu\ sig}^{MS}\rangle .$$

La division de ces deux équations nous conduit à :

$$y = \frac{N^{BS}\langle E_{\ell}^{BS}\rangle - N^{MS}\langle E_{\ell}^{MS}\rangle}{N^{BS}\langle E_{\nu}^{BS}\rangle - N^{MS}\langle E_{\nu}^{MS}\rangle}$$

Si nous introduisons la fraction $f_{bf} = N^{MS}/N^{BS}$ nous obtenons

$$y = \frac{\frac{1}{1-f_{bf}}(\langle E_\ell^{BS}\rangle - f_{bf}\langle E_\ell^{MS}\rangle)}{\frac{1}{1-f_{bf}}(\langle E_\nu^{BS}\rangle - f_{bf}\langle E_\nu^{MS}\rangle)}$$

La signification de cette relation est la suivante : le rapport y du signal est égal au rapport des énergies moyennes obtenues à partir de la soustraction de bruit de fond (D.2).

Annexe E

La simulation rapide des désintégrations semi-leptoniques

Pour étudier les propriétés cinématiques des désintégrations semi-leptoniques, la simulation générale d'ALEPH peut se montrer difficile, car le temps de calcul est élevé. Nous avons développé un programme de simulation rapide qui contient les étapes suivantes :

(1) La désintégration $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ est effectuée dans le système où le Λ_b est au repos.

(2) A partir d'une polarisation $\mathcal{P}_{\Lambda_b}$, l'événement est retenu ou rejeté selon le poids suivant

$$d\Gamma_{pol} \sim 1 + \mathcal{P}_{\Lambda_b} \cos\theta_\nu$$

où θ_ν est l'angle entre l'impulsion du neutrino et l'axe z, considéré comme l'axe du spin[1] du Λ_b.

(3) Le système du laboratoire est construit par un *boost* dans la direction z. La valeur γ de ce *boost* est choisie aléatoirement à partir d'une fonction de Peterson[2].

Le temps de calcul nécessaire à la simulation est réduit d'un facteur 1000 par rapport à la simulation générale ALEPH, basée sur JETSET [60]. A titre d'exemple les énergies du lepton chargé et du neutrino dans la simulation rapide et dans la simulation basée sur JETSET sont comparées sur les figures E.1 et E.2.

[1] Le choix de l'axe z comme l'axe du spin ne réduit pas la généralité.

[2] La variable ζ dans l'intervalle [0,1] est obtenue à partir de la fonction de Peterson :

$$f(z) = \frac{1}{\zeta[1-(1/\zeta)-\epsilon_b/(1-\zeta)]^2}, \quad \zeta \in [0,1], \ \epsilon = 0,016 .$$

avec $\zeta = \dfrac{(E+p_z)_{\text{ hadron}}}{(E+p_\parallel)_{\text{quark b}}}$. Par exemple, pour une énergie dans le système du centre de masse de 91,2 GeV nous avons $(E+p_\parallel)_{\text{ quark b}} = 92,38$ GeV et par conséquent les valeurs suivantes pour la poussée du système du laboratoire par rapport au système du centre de masse du baryon Λ_b :

$$\gamma = \frac{92,38}{2m_{\Lambda_b}}\zeta$$

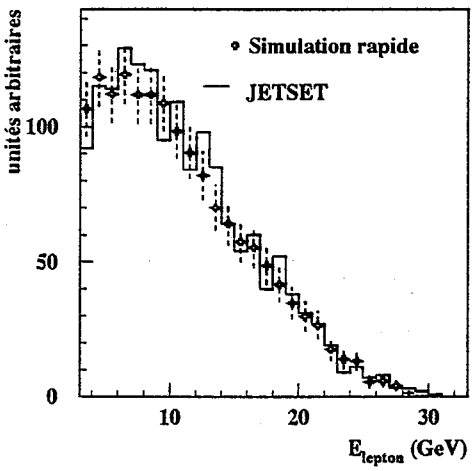


Figure E.1: La distribution de l'énergie du lepton chargé issu de la désintégration $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ dans la simulation rapide et dans JETSET7.3

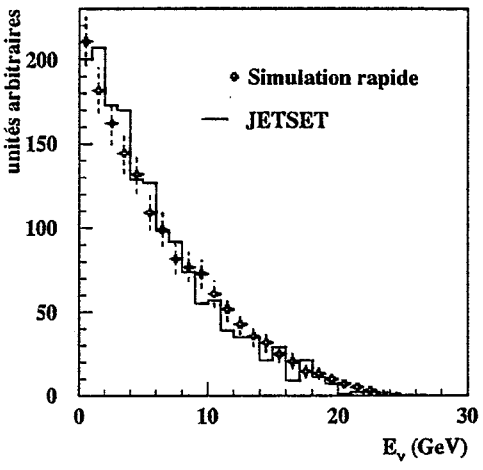


Figure E.2: La distribution de l'énergie du neutrino issu de la désintégration $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ dans la simulation rapide et dans JETSET

La simulation rapide ne remplace pas la simulation complète du détecteur, qui est utilisé systématiquement dans l'analyse, mais permet des tests rapides de certaines propriétés :

- Les effets de l'acceptance et de la reconstruction peuvent être rapidement vérifiés. Les coupures de l'analyse sont appliquées – pour l'acceptance – et les distributions des énergies sont convoluées avec des distributions gaussiennes pour simuler les effets de la reconstruction.
- Des facteurs de forme peuvent être introduits pour l'étude des différents modèles.
- Les corrections QCD, sous la forme de coefficients de correction dans l'expression de Γ_{pol} ont été calculés dans la référence [42] et utilisés dans la simulation rapide.
- Les effets de la corrélation entre l'énergie du lepton chargé et l'énergie du neutrino sur les différentes variables utilisées peuvent être étudiés dans un grand nombre d'expériences différentes. Les énergies du lepton chargé et du neutrino sont corrélées par la conservation de l'énergie dans la désintégration semi-leptonique, et par conséquent une certaine corrélation existe aussi entre les moyennes. En effet, une fluctuation positive ou négative de la moyenne de l'énergie du lepton est corréle par conservation de l'énergie avec une fluctuation dans la direction opposée de l'énergie du neutrino. Par conséquent, l'erreur statistique du rapport y est sous-estimée par une simple propagation des erreurs.

  La correction appliquée aux erreurs statistiques du rapport y a été mise sous la forme d'un facteur d'inflation $\mathcal{C}$. A l'aide de la simulation rapide, 5000 expériences contenant 5000 désintégrations semi-leptoniques $\Lambda_b \to \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$ chacune ont été produites. L'erreur statistique moyenne $\langle \sigma_y^{noncorr.} \rangle$ du rapport y estimée avec la formule (C.1) (voir l'annexe C) dans chaque expérience a été comparée à l'erreur statistique σ_y^{gauss} extraite de la distribution gaussienne des valeurs y obtenues dans les 5000 expériences. Le facteur de correction

obtenu est donné par

$$C = \frac{\sigma_y^{gauss}}{\langle \sigma_y^{noncorr.} \rangle} = 1,18 \pm 0,01$$

Ceci signifie une inflation de 18% des erreurs statistiques du rapport y due aux corrélations entre le lepton chargé et le neutrino qui sera prise en compte par la suite.

La même procédure peut être appliquée pour les moments d'ordre n. Les erreurs statistiques de la variable y_n, calculées par la propagation des erreurs sans prendre en compte la corrélation entre le lepton et le neutrino, doivent être multipliées par un facteur C_n. Les valeurs des coefficients sont données dans le tableau E.1. Nous observons une décroissance de ces coefficients avec l'ordre n, qui correspond à la diminution de la corrélation entre les moments des spectres du lepton et du neutrino.

n	1	2	3	4	5	6
C_n	1.18	1.14	1.09	1.06	1.04	1.03

Table E.1: Les facteurs de correction appliqués aux erreurs statistiques pour tenir compte des corrélations entre le lepton chargé et le neutrino.

Références

[1] R.N.Cahn et G.Goldhaber, *The experimental Foundations of Particle Physics*, Cambridge University Press, 1989.

[2] F. Reines et C. L. Cowan, Phys. Rev **113** (1959) 273.

[3] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92** (1953) 833;
K. Nishijima, Prog. Theor. Phys. **13** (1955) 285.

[4] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 255.

[5] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[6] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404;
J.E. Augustin et al.,Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.

[7] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652

[8] The LEP collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and The LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/95-172

[9] S.S. Schweber, *An introduction to Relativistic Quantum Field Theory*, Harpen&Row Publishers, New York, 1962.

[10] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, vol. I, "Foundations", Cambridge University Press, 1995.

[11] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 50** (1994) 1173.

[12] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, $2^n d$ edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1982.

[13] W. Hollik,Conférence Brusselles 1995

[14] O. Nachtmann,*Elementary Particle Physics, Concepts and Phenomena*, Springer-Verlag, 1989.

[15] F. Halzen et A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, 1984

[16] S. Jadach et al., dans *Z Physics at LEP*, CERN 89-08, vol. 1 (1989) 235.

[17] D. Schaile dans *Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, Bruxelles , 1995*, eds. P.J. Bussey et I.G. Knowles, Inst. of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995, 27.

[18] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, CERN-PPE/96-04.

[19] T. Sjöstrand, dans *Z Physics at LEP*, CERN 89-08, vol. 1 (1989) 235.

[20] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. bf B 126 (1977) 298.

[21] B.Mele,P.Nason, Phys.Lett.**B 245**(1990) 635,

[22] J.G. Körner, A. Pilaftsis et M.M. Tung, Z. Phys **C 63** (1994) 575;
M. Tung, Phys. Rev. **D 52** (1995) 1353

[23] B. Webber in *Proceedings of the Summer School on Hadronic Aspects of Collider Physics*, edited by M.P. Locher,PSI-Proceedings 94–01.

[24] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 357** (1995) 487.

[25] R.D. Field et R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B 136** (1978) 1.

[26] X. Artru, G. Menessier, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 93;
X. Artru, Phys. Rep. **97** (1983) 147.

[27] T.D.Gottschalk, Nucl.Phys. **B 239** (1984) 325;
T.D.Gottschalk, Nucl.Phys. **B 239** (1984) 349

[28] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmidt et P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.

[29] J.G. Körner, M. Krämer et D. Pirjol, Prog. Part. Nucl. Phys. **33** (1994) 787.

[30] N. Isgur et M. Wise dans *B Decays*, ed . S. Stone, World Scientific, 1994.

[31] R. Akers et al., OPAL Collaboration, Zeit. Phys. **C 66** (1995) 19;
P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, Phys. Lett. **B 345** (1995) 598;
D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Zeit. Phys. **C 69** (1996) 393.

[32] A.F. Falk et M.E. Peskin, Phys. Rev. **D 49** (1994) 3320

[33] G. Bauer (CDF Collaboration), *B Physics at CDF*, Rencontres du Vietnam, 21-28 octobre 1995;
P. Abreu et al., DELPHI Collaboration, CERN-PPE/96-16 ;
D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, CERN-PPE/96-28.

[34] The DELPHI Collaboration, Contribution à la Conference "EPS–HEP", Brusselles,1995, Réf. eps0565

[35] S.E. Tzamaris dans *Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics*, eds. P.J. Bussey et I.G. Knowles, Inst. of Physics Publishing, Bristol et Philadelphia, 1995, 503.

[36] A. Martin et J.-M. Richard, Phys. Lett. **B 185** (1987) 426;
W. Kwong and J. Rosner, Phys. Rev. **D 44** (1991) 212;
D.B.Lichtenberg, R.Roncaglia et E. Predazzi, preprint IUHET-321, IU/NTC 95–11, DFTT–67/95 (hep-ph 9511461).

[37] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 359** (1995) 236.

[38] T. Mannel et G.A. Schuler, Phys. Lett. **B 279** (1992) 194.

[39] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 278** (1992) 209.

[40] B. König, J.G. Körner, M. Krämer et P. Kroll, preprint DESY 93–011.

[41] J. Chay, H. Georgi et B. Grinstein, Phys. Lett. bf B 247 (1990) 399;
A. Manohar et M.B. Wise, Phys. Rev. **D 49** (1994) 1310;
B. Blok, L. Koryakh, M. Shifman et A.I. Vainshtein, Phys. Rev. **D 49** (1994) 3356.

[42] A.Czarnecki, M.Jezabek, J.G.Körner et J.H.Kühn, Phys.Rev.Lett. **73** (1994) 384;
A.Czarnecki et M.Jezabek, Nucl.Phys. **B 427** (1994) 3.

[43] M. Gronau et S. Wakaizumi, et al., Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1814;
M. Gronau dans *B Decays*, ed . S. Stone, World Scientific, 1994.

[44] S. Sanghera et al., CLEO Collaboration, Phys. Rev. **D 47** (1993) 397;
H. Albrecht et al., ARGUS Collaboration, Zeit. Phys. **C 57** (1993) 533;
M. Acciari et al., L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 350** (1995) 109.

[45] B. Mele et G. Altarelli, Phys. Lett. **B 299** (1993) 345;
B. Mele, Mod. Phys. Lett. **A 9** (1994) 1239.

[46] G. Bonvicini et L. Randall, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 392

[47] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Zeit. f. Phys. **C 62** (1994) 179.

[48] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 357** (1995) 699.

[49] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. **B 208** (1982) 365.

[50] Lep Design Report, CERN–LEP/TH/83–29.

[51] J.M. Jowett eds.,*Report of the working group on high luminosities at LEP*, CERN 91-02 et CERN 91–02/Erratum.

[52] I. Wilson et H. Henke, *The LEP main ring accelerating structure*, CERN 89–09.

[53] F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.

[54] S. Abachi et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[55] C. Bowdery ed., *The ALEPH Handbook 1995*, Vol. I, CERN 1995.

[56] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A 60** (1995) 481.

[57] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Nucl. Instr. and Meth., CERN 96-14.

[58] D. Casper et al.*An Introduction to the ALEPH Online System*,
http://axaonl.cern.ch:8000/a_docwww/a_docprt/online101.ps

[59] I.Videau et al., The ALEPH Bunch Train Working Group, *Performance of the ALEPH Detector with Bunch Trains at LEP*, Note ALEPH 94–191, PHYSIC 94–162.

[60] T. Sjöstrand et M. Bengtsson, Comp. Phys. Com. **46** (1987) 43;
T. Sjöstrand , Compt. Phys. Com. **82** (1994) 74.

[61] W. Wiedenmann, *Alignment of the ALEPH Tracking Devices*, Note ALEPH 92–50, Physic 92–45.

[62] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, 1989.

[63] F. Stephan, *Measurement of the Inclusive Photon Spectrum using* e^+e^- *Conversions*, Note ALEPH 95–015, Physic 95–015.

[64] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 297** (1992) 449;
D. Nicod, *Etude de la production et mesure de la durée de vie du baryon* Λ_b *auprès de l'expérience ALEPH au LEP*, Thèse de l'Université d'Aix-Marseille II, (1994);
D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 244** (1995) 487;
A. Akers et al., OPAL Collaboration, Zeit. Phys. **C 69** (1996) 487.

[65] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 244** (1990) 551.

[66] The LEP collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and The LEP Electroweak Working Group, *Combining Heavy Flavour Measurements at LEP*, CERN-PPE/96-017

[67] ALEPH reconstruction algorithme, en préparation.

[68] S. Bettarini et P.S. Marochesi,*Observation of the decay* $\Xi_c^0 \to \Xi^-\pi^+$ *in ALEPH*, note ALEPH 94-193, PHYSIC 94-164.

[69] V. Jain, CLEO Collaboration, *Recent results from CLEO on Charm and Bottom hadrons*,Invited talk at "Production and decay of hyperions, charmed and beauty hadrons", Strasbourg, France, September 5-8,1995.

[70] D. Buskulic et al., DELPHI Collaboration, preprint CERN PPE 93-32.

[71] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 365** (1996) 437.

[72] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 307** (1993) 535;
D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, CERN-PPE/96-14.

[73] B. König, J.G. Körner et M. Krämer, Phys. Rev. **D 49** (1993) 2363

[74] P. Avery *et al.*, (CLEO Collab.), Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2842;
H. Albrecht *et al.*, (ARGUS Collab.), Phys. Lett. **B 274** (1992) 239.

[75] C. Diaconu, J.G. Körner, D. Pirjol et M. Talby, Phys. Rev **D 53** (1996) 6186.

[76] A. Falk, *A New interpretation of the Observed Heavy Baryons*, JHU-TIPAC-96007, hep-ph/9603389

[77] *Proposal for a new Vertex Detector for ALEPH*, CERN/ LEPC 93-8.

[78] G. Batignani et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 273** (1988) 677.

[79] G. Bagliesi et al.,*Beam Test Results from prototypes for the Upgraded ALEPH Vertex Detector*, CERN-PPE/94-153, Presentée par P. Coyle à la conférence "6-th Pisa Meeting on Advanced Detectors", Isola d'Elba, Italie, 22-28 May 1994.

[80] G. Bagliesi et al., *Results from 1994 VDET Upgrade Beam Test*, ALEPH 94-168, MINIV 94-006.

[81] G. Batignani et al., *Results on Double Sided DC-coupled Silicon Strip Detectors Irradiated with Photons up to 1 MRad*, BABAR Note 252, Presentée par G. Batignani à la conférence "Radiation Damage and New Detectors", Florence, 28-30 June 1995.

[82] R. Johnson et R. Rennels, ALEPH 94-099.

[83] D. Creanza et al., *Installation and performance of VDET II, November 1995*, ALEPH 96-42, Physic 96-38.

[84] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 343** (1995) 444.

[85] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 313** (1993) 535.

Mesure de la polarisation du baryon Λ_b dans les événements $Z \to b\bar{b}$ à l'expérience ALEPH au LEP

Résumé : Cette étude présente la premiére mesure de la polarisation du baryon Λ_b produit au LEP dans la désintégration du boson Z en une paire de quarks $b\bar{b}$. Le quark b est produit avec une forte polarisation (P=-0,94) et une partie de cette polarisation peut être transmise au baryon Λ_b dans le processus de fragmentation.

La mesure a lieu dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques des baryons Λ_b. La séparation d'un échantillon de telles désintégrations, d'une pureté de 65%, a été effectuée en utilisant les corrélations de charge $(\Lambda\pi) - lepton$.

La mesure de la polarisation du baryon Λ_b s'appuie sur le rapport entre les énergies moyennes du lepton chargé et du neutrino produits dans la désintégration semi-leptonique. Le rapport obtenu dans les données est normalisé par sa valeur obtenue dans un échantillon d'événements Monte Carlo de désintégrations des baryons Λ_b non-polarisés et comparé à la prédiction théorique. A partir des 3,9 millions désintégrations hadroniques du Z, enrégistrées par l'expérience ALEPH dans la période 1991-1995, nous avons obtenu :

$$\mathcal{P} = -0,31^{+0,22}_{-0,19}(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.}).$$

Mots clefs : LEP, ALEPH, baryon beau, Λ_b, désintégrations semi-leptoniques, polarisation

Measurement of the Λ_b polarisation in Z decays with ALEPH detector at LEP

Abstract : We present the first measurement of the Λ_b polarisation at LEP. The Λ_b baryons are expected to be polarised in Z decays. The value of this polarisation depends on the fragmentation process yielding b baryons from the polarised b quarks (P=-0,94) produced in Z decays.

The Λ_b semileptonic decays are selected using $(\Lambda\pi) - lepton$ charge correlations with a good purity (65%). The ratio of the mean charged lepton and neutrino energies is sensitive to the Λ_b polarisation. This ratio obtained from the data is divided by the ratio value extracted from a Monte Carlo sample of unpolarised Λ_b semileptonic decays and compared to the theoretical prediction. From 3,9 milions Z hadronic decays collected by ALEPH during the period 1991-1995, the Λ_b polarisation is measured to be :

$$\mathcal{P} = -0.31^{+0.22}_{-0.19}(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}).$$

Keywords : LEP, ALEPH, beauty baryon, Λ_b, semileptonic decays, polarisation