



Étude de la désintégration semileptonique des mésons \bar{B}^0_d en méson D_*^+ et mesure de $|V_{cb}|$ auprès de l'expérience DELPHI au LEP

Pierre Alexandre Fischer

► To cite this version:

Pierre Alexandre Fischer. Étude de la désintégration semileptonique des mésons \bar{B}^0_d en méson D_*^+ et mesure de $|V_{cb}|$ auprès de l'expérience DELPHI au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1997. Français. NNT : . tel-00393079

HAL Id: tel-00393079

<https://theses.hal.science/tel-00393079>

Submitted on 9 Jun 2009

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.

Thesis-1997-Fischer
5w9803

IReS 97-15
N° d'ordre 2622



CM-P00068788

THESE

présentée par

Pierre-Alexandre FISCHER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

**Etude de la désintégration semileptonique
du méson \bar{B}_d^0 en méson D^{*+} et mesure de $|V_{cb}|$
auprès de l'expérience DELPHI au LEP**

THESE

présentée par

Pierre-Alexandre FISCHER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité: Physique des Particules

Etude de la désintégration semileptonique des mésons \overline{B}_d^0

en méson D^{*+} et mesure de $|V_{cb}|$

auprès de l'expérience DELPHI au LEP

Soutenue le 04 Avril 1997 devant la commission d'examen composée de:

M. Uhlrich GOERLACH

Président et Rapporteur interne

M. Elie ASLANIDES

Rapporteur externe

M. Luis OLIVER

Rapporteur externe

M. Daniel BLOCH

Directeur de Thèse

M. André ROUGE

M. Michel BAUBILLIER

Invité

There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.

There is another theory which states that it has already happened.

Douglas Adams, "The restaurant at the end of the Universe"

A Catherine,

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	2
I Aspects Théoriques	5
I Introduction au Modèle Standard des interactions forte et électrofaible	7
I.1 Les quatre forces	7
I.2 Les constituants élémentaires de la matière	8
I.3 Le Modèle Standard	10
I.3.1 Les théories de jauge	10
I.3.2 L'interaction forte dans le cadre des théories de jauge: QCD	12
I.3.3 L'interaction électrofaible	15
I.4 La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa	18
I.4.1 La violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard	20
I.4.2 Contraintes sur le triangle d'unitarité	28
I.4.3 Conclusion	29
II Mécanisme de production des mésons B à LEP	31
II.1 Production d'une paire de fermions	31
II.1.1 Section efficace de production d'une paire de fermions	31
II.1.2 Largeurs partielles du Z^0 en paire de quarks $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$	34
II.1.3 Etat des lieux expérimental	34
II.2 Production des mésons B lors de la fragmentation	35
II.2.1 La phase perturbative	35
II.2.2 La phase non perturbative	37
II.2.3 Détermination du rapport d'embranchement $Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0)$	40
III Désintégration des hadrons lourds	44
III.1 Introduction	44
III.2 Le diagramme spectateur	45
III.2.1 Désintégration du muon	45
III.2.2 Application à la désintégration des mésons B	46
III.2.3 Les corrections QCD	48
III.2.4 Le modèle ACCMM	51

III.2.5	Au delà du diagramme spectateur	52
III.2.6	Prédictions sur le rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ et mesure de $ V_{cb} $	55
III.3	Les désintégrations semileptoniques exclusives des mésons B	59
III.3.1	Dynamique de la désintégration semileptonique	59
III.3.2	Structure des courants hadroniques: les facteurs de forme	64
III.3.3	Les modèles phénoménologiques de désintégration semileptonique	65
III.4	La symétrie des quarks lourds HQFS	67
III.4.1	Implications spectroscopiques	68
III.4.2	HQET, la Théorie Effective des Quarks Lourds	69
III.4.3	Les corrections QCD	75
III.5	HQET et la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$: mesure de $ V_{cb} $	76
III.5.1	Largeur partielle de désintégration	77
III.5.2	Corrections au facteur de forme	77
III.6	Production d'états charmés orbitalement excités	80
III.6.1	La spectroscopie du charme	80
III.6.2	Prédiction des taux de production dans les désintégrations semileptoniques des mésons B	82
II Le dispositif expérimental		87
IV Le LEP		89
IV.1	L'énergie dans le centre de masse	90
IV.2	La luminosité	90
V Le détecteur DELPHI		93
V.1	Le référentiel de DELPHI	94
V.2	La détection des traces chargées	95
V.2.1	Le Détecteur de Vertex	95
V.2.2	Le Détecteur Interne (ID)	97
V.2.3	La Chambre à Projection Temporelle (TPC)	98
V.2.4	Le Détecteur Externe (OD)	100
V.2.5	Procédure de reconstruction des traces chargées	101
V.3	L'identification des hadrons chargés	107
V.3.1	La perte d'énergie par ionisation dans la TPC	107
V.3.2	Le rayonnement Cherenkov dans le RICH	109
V.4	L'identification des leptons	115
V.4.1	L'identification des muons	115
V.4.2	L'identification des électrons	117
V.5	L'acquisition des données	120
V.5.1	Le déclenchement de l'acquisition	120
V.5.2	Le système d'acquisition des données	122
V.6	Reconstruction des événements	122
V.7	Simulation des événements	125

III Etude de la désintégration semileptonique des mésons B en méson D^{*+} et mesure de $|V_{cb}|$ 127

VI	Sélection des événements	129
VI.1	Sélection des événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	129
VI.1.1	La sélection des particules chargées	129
VI.1.2	La sélection des traces neutres	130
VI.1.3	Sélection des événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	130
VI.1.4	Calcul des variables globales de l'événement	132
VI.2	Reconstruction et sélection des événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$	135
VI.2.1	Signature de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$	136
VI.2.2	Sélection du lepton	137
VI.2.3	Reconstruction du méson D^{*+}	140
VI.3	Conclusion	148
VII	Mesure du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$	150
VII.1	Détermination du nombre d'événements	150
VII.1.1	A partir du spectre en masse invariante	151
VII.1.2	A partir du spectre en différence de masse	157
VII.1.3	Résumé	161
VII.2	Les bruits de fond	162
VII.2.1	Les bruits de fond de type combinatoire	162
VII.2.2	Les bruits de fond physiques	163
VII.2.3	Composition finale de l'échantillon	176
VII.3	Mesure du rapport d'embranchement	176
VII.4	Etude des erreurs systématiques liées à la mesure	177
VII.4.1	Erreurs provenant des rapports d'embranchement	178
VII.4.2	Erreurs systématiques dues aux bruits de fond	178
VII.4.3	Erreurs systématiques dues aux problèmes expérimentaux	178
VII.5	Résultat final	185
VIII	Mesure de V_{cb} dans les désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$	189
VIII.1	Description de la méthode	189
VIII.2	Estimation de la quadri-impulsion du méson \bar{B}_d^0	190
VIII.2.1	L'énergie du méson B	190
VIII.2.2	La direction du méson B	197
VIII.2.3	Calcul du moment transféré q^2 et de ω	201
VIII.3	Spectre différentiel des événements en fonction de ω	202
VIII.4	Soustraction des bruits de fond	205
VIII.5	Ajustement des données au modèle	206
VIII.5.1	Correction d'acceptance	206
VIII.5.2	Ajustement des données	206
VIII.6	Erreurs systématiques	212
VIII.7	Résultat Final	214
VIII.7.1	Compilation des résultats existants	217

IX	Mesure du taux de production de mésons charmés orbitalement excités	219
IX.1	Reconstruction des événements $D^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$	220
IX.1.1	La sélection des désintégrations	220
IX.1.2	Détermination des efficacités de reconstruction	225
IX.2	Mesure du rapport d'embranchement	
	$Br(b \rightarrow D_j^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$	227
IX.2.1	Détermination du nombre d'événements	227
IX.2.2	Mesure du taux de production	232
IX.2.3	Erreurs systématiques	234
IX.3	Discussion	236
	Conclusion	238
	Annexe A	240
	Annexe B	242
	Annexe C	243
	Bibliographie	246

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury pour leur lecture attentive de cette thèse, spécialement Messieurs L. Oliver, E. Aslanides et U. Goerlach les rapporteurs. Je remercie aussi l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à la réussite de mon travail.

Je suis particulièrement heureux d'avoir pu effectuer cette thèse sous la direction de Daniel Bloch, qui a suivi avec beaucoup d'attention l'évolution de mon travail, tout en me laissant une grande liberté dans son organisation. Par sa rigueur, son efficacité et sa perspicacité il m'a aidé à résoudre les nombreuses questions que je me suis posé tout au long de ces années de doctorat.

J'aimerais aussi remercier tous les membres de l'équipe DELPHI de l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg, Farès Djama, Marcos Dracos, Denis Gelé, Jean-Paul Gerber, Pierre Juillot, Roger Strub, Teddy Todorov et Marc Winter, pour l'accueil chaleureux et l'aide qu'il m'ont apportés. Je tiens particulièrement à remercier Jean-Pierre Engel pour sa disponibilité et sa gentillesse face à mes nombreuses sollicitations concernant la physique mais aussi les problèmes informatiques. J'ai une pensée particulière pour mes deux collègues de bureau, Sarka Todorova et Patrice Pagès qui m'ont supporté pendant deux ans.

Je ne saurais que trop remercier Mme J. Mykita notre secrétaire pour son support technique et aussi Georgette, Yvette, Charlotte et Marguerite pour les excellents gâteaux. Merci aussi à Jean et Frobi de m'avoir montré qu'en général quand quelque chose ne fonctionne pas en informatique, c'est rarement de la faute du système mais plutôt de l'utilisateur.

J'ai une pensée pour tous mes collègues thésards de l'IReS, en particulier pour Jérôme et Pascal avec qui j'ai eu de longues et passionnantes discussions souvent arrosées.

Merci aussi à toute ma famille pour son constant soutien tout au long de mes longues études.

Surtout, merci à toi Catherine, pour avoir cru en moi et m'avoir soutenu depuis le début.

I take the opportunity to thank Lucia Di Ciaccio, Franco Simonetto for our fruitful discussions inside the DELPHI-CERN $|V_{cb}|$ group. I have learned a lot from their knowledge in B physics and their long experience in DELPHI softwares.

Introduction

La physique des saveurs lourdes et en particulier de la beauté a commencé il y a 20 ans lorsque le premier état lié $b\bar{b}$ a été observé dans les collisions de protons sur cible fixe au FERMILAB en 1977. Cette découverte confirmait, après la mise en évidence du lepton τ en 1975, la présence d'une troisième famille de fermions dont l'existence avait été postulée en 1973 par Kobayashi et Maskawa pour expliquer la violation de la symétrie CP dans le cadre du Modèle Standard.

Depuis ce sont surtout les collisions e^+e^- qui ont permis d'étudier en détail la physique des quarks b , soit avec les usines à \bar{B}_d^0 et B^- à l'énergie de la résonance $\Upsilon(4S)$, soit dans les désintégrations hadroniques du Z^0 en paires $b\bar{b}$ au LEP.

La physique de la beauté apporte un grand nombre d'informations sur les paramètres libres du Modèle Standard électrofaible en permettant la mesure de cinq des neuf couplages du boson W aux quarks, décrits par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Néanmoins la mesure de ces paramètres nécessite une description précise du confinement du quark lourd à l'intérieur d'un hadron. L'échelle d'énergie des interactions fortes entre quarks et gluons qui composent le hadron rendent impossible un calcul perturbatif de la Chromodynamique Quantique. De nombreux modèles ont dès lors été utilisés jusqu'à la découverte de symétries approchées de l'interaction forte pour les quarks lourds. Celles-ci permettent de faire une analogie entre un hadron lourd et un atome, où le quark lourd joue le rôle du noyau et les quarks et gluons qui l'entourent jouent le rôle des électrons. Dans ce cas les niveaux d'énergie sont indépendants (en première approximation) de la masse et du spin du "noyau" formé par le quark lourd. La construction d'une théorie effective de l'interaction forte intégrant ces nouvelles symétries offre des prédictions sur les largeurs partielles de désintégration beaucoup plus précises que les modèles phénoménologiques précédemment utilisés.

Dans cette thèse est présentée une mesure de l'élément $|V_{cb}|$ de la matrice CKM, qui décrit le couplage des quarks b et c par l'intermédiaire du boson W dans les interactions faibles. Pour cela on se base sur les prédictions théoriques précises de la théorie effective des quarks lourds (HQET) pour la largeur partielle de désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ qui permettent la mesure de $|V_{cb}|$ avec une incertitude théorique de 3 %. Dans une première étape le rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ est mesuré. La détermination de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ est ensuite exposée. Finalement nous présenterons une mesure de la production d'états charmés orbitalement excités, ces événements constituant un bruit de fond important pour la mesure de $|V_{cb}|$.

Les données utilisées proviennent des désintégrations hadroniques du Z^0 en paire $b\bar{b}$ enregistrées par l'expérience DELPHI au LEP.

Cette thèse est divisée en trois parties. La première partie expose le cadre théorique qui permet la mesure de $|V_{cb}|$ et des taux de production des mésons charmés. Dans un premier chapitre on décrit le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte en s'intéressant plus particulièrement aux interactions faibles à courant chargé, ce qui nous permet de définir la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Un état des lieux de notre

connaissance des paramètres de cette matrice est rapidement exposé.

Dans un deuxième chapitre on décrit les mécanismes de production des hadrons beaux au LEP dans les collisions e^+e^- .

Le troisième chapitre indique le principe des différents modèles inclusifs de désintégration des hadrons lourds qui permettent la mesure de $|V_{cb}|$. Les désintégrations semileptoniques exclusives des mésons B sont aussi décrites dans le cadre de modèles phénoménologiques et dans le cadre de HQET. On donne ensuite les prédictions de HQET pour la mesure de $|V_{cb}|$ et pour la production des états charmés excités D^{**} .

La deuxième partie est consacrée au dispositif expérimental. Un premier chapitre est dédié à la description succincte des caractéristiques du collisionneur LEP pour la physique. L'autre chapitre est quant à lui destiné à décrire les composants du détecteur DELPHI essentiels pour notre analyse.

La troisième partie comprend quatre chapitres distincts concernant l'analyse des données. Le premier chapitre décrit la sélection des événements hadroniques et la définition d'un échantillon de désintégrations $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ par la reconstruction des états intermédiaires D^0 et la recherche des vertex secondaires du méson B et du méson D^0 . Cet échantillon sera ensuite utilisé pour les deux analyses décrites dans cette thèse.

Le deuxième chapitre décrit la mesure du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ utilisant les événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ précédemment sélectionnés. On s'intéresse surtout ici à la détermination du nombre d'événements reconstruits et à la soustraction du bruit de fond.

Le troisième chapitre est dédié à la mesure de $|V_{cb}|$. La détermination du moment transféré et du spectre des événements en fonction du moment transféré sont décrits. Les données sont ensuite ajustées à la prédiction théorique du spectre en moment transféré des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

Dans le dernier chapitre on s'intéresse à la reconstruction de mésons charmés excités dans les désintégrations semileptoniques des B en considérant les corrélations $D^{*+} \pi^- \ell^-$ dans les événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$. Une première mesure, avec les données de DELPHI, de la production d'états charmés résonants orbitalement excités dans les désintégrations semileptoniques des mésons B est présentée, ainsi que les perspectives de cette mesure avec l'ensemble des données de DELPHI.

Partie I
Aspects Théoriques

Chapitre I

Introduction au Modèle Standard des interactions forte et électrofaible

Ce chapitre a pour but de définir le cadre théorique général utilisé pour décrire les particules élémentaires et leurs interactions. Nous allons dans un premier temps donner les principes de base du Modèle Standard, puis nous nous intéresserons à la partie du modèle qui décrit l'interaction faible à courant chargé dans laquelle intervient le paramètre $|V_{cb}|$ que nous voulons mesurer. Un résumé de nos connaissances actuelles de l'ensemble des paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, décrivant les couplages de l'interaction faible à courant chargé dans le secteur des quarks, est donné en fin de chapitre.

I.1 Les quatre forces

Notre connaissance actuelle des interactions qui régissent l'évolution de l'univers à notre échelle se résume par quatre forces élémentaires: forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle.

- La force forte assure la cohésion des protons et des neutrons dans les noyaux atomiques ainsi que celle des quarks dans les nucléons.
- La force électromagnétique est la plus connue car elle intervient de manière "visible" dans notre vie de tous les jours. Elle est responsable de la cohésion des électrons et des noyaux atomiques en atomes.
- La force faible est responsable de l'instabilité de nombreuses particules dont le neutron. Elle est à la base du mécanisme de production d'énergie dans les étoiles.
- La force gravitationnelle est à l'origine de l'attraction des corps massifs et de la chute des pommes. Depuis la découverte de la théorie de la relativité générale par Einstein cette force est interprétée comme une caractéristique géométrique de l'espace-temps.

Les caractéristiques de ces forces sont résumées dans le tableau I.1. Ces interactions élémentaires sont décrites dans le cadre de la théorie quantique des champs qui explique chaque force comme le résultat de l'échange de particules de spin entier, les bosons, entre

particules de matière de spin demi-entier. A chaque force est associé un certain nombre de bosons de jauge qui sont en quelque sorte les médiateurs de la force: le photon pour l'interaction électromagnétique, les W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible et huit bosons appelés gluons pour l'interaction forte. Le modèle théorique qui décrit ces forces est basé sur le principe d'invariance de jauge locale. Ce principe impose que le lagrangien de la théorie reste invariant sous l'effet d'une transformation en chaque point d'espace-temps.

La théorie de la gravitation (Relativité générale) est aussi une théorie de jauge, qui repose non pas sur des transformations des degrés de liberté interne de la théorie mais sur des transformations d'espace-temps, ce qui en fait une théorie purement géométrique.

Grâce à 12 bosons de jauge de spin 1, il est possible de décrire complètement les interactions forte, faible et électromagnétique.

Force	Boson	Charge électrique	Spin	Masse GeV/c^2	Portée	Intensité
Forte	g	0	1	0	$\sim 10^{-14}$ cm	~ 1
Electromag.	γ	0	1	0	∞	1/137
Faible	W^\pm	± 1	1	80,2	$< 10^{-14}$ cm	$1,17 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$
	Z^0	0	1	91,2		
Gravitation	G	0	2	0	∞	$6,7 \cdot 10^{-39} (\text{GeV}/c^2)^{-2}$

Tableau I.1: Nomenclature et caractéristiques des bosons de jauge de l'interaction forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle.

I.2 Les constituants élémentaires de la matière

La matière ordinaire, c'est à dire celle que l'on trouve sous nos yeux, est formée de trois particules différentes. La première à avoir été mise en évidence en 1898 par J.J. Thomson est l'électron (noté e), puis en 1911 E. Rutherford démontra l'existence d'un coeur dur électriquement chargé à l'intérieur des atomes, c'est le noyau atomique et ses protons. Quelques temps plus tard, en 1932, J. Chadwick découvrit l'existence du neutron [1], qui complète l'ensemble des trois briques nécessaires pour décrire les atomes et toute la matière qui nous entoure. Cependant dès 1930 W. Pauli avait postulé l'existence d'une quatrième particule, le neutrino électronique (ν_e), afin d'expliquer le spectre en énergie des électrons émis lors de la désintégration β des noyaux. Il apparut toutefois que cette hypothétique particule avait une probabilité d'interaction très faible et il fallut attendre 1956 [2] pour que le neutrino soit observé directement par F. Reines et C.L. Cowan. Il est apparu ensuite que les protons et les neutrons n'étaient pas les seules particules soumises à l'interaction forte, plus de 200 particules stables ou instables furent découvertes lors d'expériences auprès d'accélérateurs. Elles sont aujourd'hui classées en deux catégories, les baryons (de spin demi-entier) et les mésons (de spin entier). Il s'est avéré vers la fin des années 1960 que ces particules ne sont pas élémentaires mais qu'elles sont composées de quarks, tel que l'avaient prédit G. Zweig et M. Gell-Mann[3]. Ainsi le proton et le neutron sont composés de trois quarks de type u et d . La confirmation de l'existence des quarks n'est en fait qu'indirecte car à ce jour aucun quark libre n'a été observé. Ce

phénomène appelé confinement est décrit par la QCD¹, la théorie des champs qui décrit l'interaction forte entre les quarks. C'est grâce à des expériences de diffusion de leptons sur des protons ou des neutrons que l'on a pu affirmer l'existence des quarks [4]. Plus tard, les annihilations e^+e^- ont permis de confirmer leur existence par l'observation de jets de hadrons dans l'expérience Mark I à SLAC en 1975[5].

Les deux quarks qui composent les protons et les neutrons ne suffisent cependant pas à expliquer toute la spectroscopie des particules soumises à l'interaction forte, c'est pour cela que G. Zweig et M. Gell-Mann proposèrent l'existence d'un troisième quark appelé s pour expliquer la présence de toutes ces particules dites étranges. Parallèlement la découverte du muon (μ) en 1937 et de son neutrino associé en 1962[6], dont les caractéristiques sont identiques à celle du couple (e^- , ν_e), hormis la masse du muon qui est 205 fois plus grande que celle de l'électron, ont indiqué que les particules pouvaient se regrouper en familles. La prédiction de l'existence d'un quatrième quark appelé charme c par S.L. Glashow, J. Iliopoulos, et L. Maiani[7] pour permettre de construire un modèle de l'interaction faible renormalisable, fut confirmée en 1974 par sa découverte dans les interactions e^+e^- [8]. La découverte du quark charmé complétait la deuxième famille de particules, mais peu après un nouveau lepton, le tau (τ) fut découvert[9]. Ses caractéristiques sont à nouveau en tout point semblables à celles des deux leptons déjà connus hormis sa masse, environ 17 fois plus élevée que celle du muon. Afin de compléter la troisième famille de leptons il faut introduire un troisième neutrino, associé au τ . Il n'a pas encore été mis en évidence directement mais son existence n'est pas contestée car les résultats auprès du LEP montrent que seuls trois types de neutrinos légers existent.

Afin de compléter le modèle, une troisième famille de quarks fut postulée, composée du quark beau (b) découvert en 1977[10] et du quark top (t) découvert également en 1994[11] au FERMILAB.

En résumé on peut dire que toutes les particules observées jusqu'à présent peuvent être expliquées grâce à douze particules de matière, réparties en trois familles de deux leptons et deux quarks². Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau I.2. La masse des quarks ne peut pas être déterminée directement en raison du confinement, ce qui explique qu'il existe plusieurs définitions de leur masse. La masse courante, plus faible que la masse constituante, est la masse qui perturbative du quark qui apparaît dans le lagrangien de QCD. La masse constituante est la masse effective du quark soumis à l'interaction forte à l'intérieur d'un hadron. La détermination de cette masse est largement dépendante du modèle utilisé. La seule exception est le quark top récemment découvert, dont la masse est si élevée qu'il se désintègre avant d'avoir pu former un hadron. On mesure donc directement sa masse.

Les résultats expérimentaux actuels excluent une quatrième famille dont la masse du neutrino serait inférieure à $45 \text{ GeV}/c^2$. L'existence de ces trois familles reste un mystère. Le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte qui décrit les interactions entre toutes les particules observées, ne donne aucune contrainte sur le nombre de familles de particules. Notons seulement que la description de la violation de la symétrie CP dans le cadre du Modèle Standard nécessite l'existence d'au moins trois familles. Une autre inconnue réside dans la hiérarchie des masses des particules d'une famille à l'autre.

¹QCD est l'acronyme anglais de Quantum Chromodynamics (Chromodynamique Quantique)

²Il faut aussi inclure les douze antiparticules associées.

	Fermion		Masse courante	Masse constituante	Charge($\times e$)
1 ^{ère} Famille	up	(u)	$5 \text{ MeV}/c^2$	$300 \text{ MeV}/c^2$	$2/3$
	down	(d)	$10 \text{ MeV}/c^2$	$300 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$
	neutrino- e	(ν_e)	$< 5,1 \text{ eV}/c^2$	-	0
	électron	(e)	$0,511 \text{ MeV}/c^2$	-	-1
2 ^{ème} Famille	charme	(c)	$1300 \text{ MeV}/c^2$	$1500 \text{ MeV}/c^2$	$2/3$
	étrangeté	(s)	$200 \text{ MeV}/c^2$	$500 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$
	neutrino- μ	(ν_μ)	$< 0,17 \text{ MeV}/c^2$	-	0
	muon	(μ)	$105,7 \text{ MeV}/c^2$	-	-1
3 ^{ème} Famille	top	(t)	$175000 \text{ MeV}/c^2$	$175000 \text{ MeV}/c^2$	$2/3$
	beauté	(b)	$4300 \text{ MeV}/c^2$	$5000 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$
	neutrino- τ	(ν_τ)	$< 24 \text{ MeV}/c^2$	-	0
	τ	(τ)	$1777,1 \text{ MeV}/c^2$	-	-1

Tableau I.2: Caractéristiques des trois familles de fermions élémentaires. Les limites sur la masse des neutrinos sont données à 90 % de niveau de confiance pour le ν_μ et 95 % pour le ν_e et le ν_τ .

I.3 Le Modèle Standard

C'est le modèle qui actuellement décrit le mieux la physique des particules élémentaires en permettant une description unifiée des interactions électromagnétique et faible dans le cadre des théories de jauge, et une description des interactions fortes basée sur le même formalisme. Il comporte un grand nombre de paramètres libres, au nombre de 18, qui doivent être mesurés indépendamment les uns des autres. Certains de ces paramètres, tels les couplages décrits par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa pour les quarks lourds sont encore assez mal mesurés. Un seul des paramètres reste encore inconnu: c'est la masse du boson de Higgs qui n'a pas été observé jusqu'à présent. Les prédictions basées sur ce modèle n'ont pas encore été mises en défaut, mais ce modèle n'est pas capable d'expliquer un certain nombre de faits expérimentaux tels que la valeur des masses des fermions élémentaires et le nombre de familles. On peut donc espérer que ce modèle soit une bonne approximation d'une théorie plus globale qui comporterait moins de degrés de liberté.

Le Modèle Standard se caractérise principalement par:

- La structure du groupe de symétrie de jauge locale: $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.
- Le choix des champs de fermions.
- La brisure spontanée de la symétrie du lagrangien par le mécanisme de Higgs.

I.3.1 Les théories de jauge

Dans le cadre de la théorie classique des champs, les équations d'évolution temporelle d'un système sont obtenues à partir d'un lagrangien $\mathcal{L}(\vec{x}, t)$ et d'un principe variationnel. Les interactions entre les différents champs sont générées par l'adjonction au lagrangien libre

d'un lagrangien, dit d'interaction, provenant de l'imposition de l'invariance de jauge locale dans le lagrangien libre. Dans ce cas les équations d'évolution deviennent des équations couplées entre les champs.

La quantification des champs permet d'expliquer chaque force comme étant le résultat de l'interaction entre les particules de matière (les fermions) et les particules vecteurs de l'interaction, les bosons de jauge.

Le lagrangien satisfait des symétries continues telles l'invariance par transformation de Lorentz, par translation dans l'espace-temps, par rotation, qui entraînent respectivement la conservation des distances dans l'espace-temps, de l'énergie-impulsion et du moment angulaire. A chaque symétrie globale faisant intervenir une quantité non mesurable, telle la position absolue dans l'espace-temps, correspond une quantité conservée. De même pour des particules libres, la fonction d'onde n'est définie qu'à une phase près:

$$\phi_j(x) \rightarrow e^{i\alpha_j\theta} \phi_j(x) = U(\theta)\phi_j(x) \quad (\text{I.1})$$

où $\alpha_j\theta$ est une phase globale et $U(\theta)$ une représentation du groupe unitaire abélien $U(1)$. Le lagrangien \mathcal{L} reste invariant sous cette transformation globale. L'invariance qui apparaît ici reste cependant limitée car le choix de la phase est purement arbitraire dans la mesure où elle est identique pour tous les points de l'espace-temps. Considérons une transformation de jauge locale du groupe $U(1)$:

$$\phi_j(x) \rightarrow \phi'_j(x) = e^{i\alpha_j\theta(x)} \phi_j(x) \quad (\text{I.2})$$

où la phase $\theta(x)$ dépend de la coordonnée d'espace-temps. Tous les termes du lagrangien qui contiennent des dérivées ne sont plus invariants:

$$\partial_\mu \phi_j(x) \rightarrow e^{i\alpha_j\theta(x)} \partial_\mu \phi_j(x) + i\alpha_j \partial(\theta(x)) e^{i\alpha_j\theta(x)} \phi_j(x) \quad (\text{I.3})$$

Pour conserver l'invariance il est donc nécessaire d'introduire une dérivée covariante telle que:

$$\begin{aligned} D_\mu \phi_j(x) &\rightarrow e^{i\alpha_j\theta(x)} D_\mu \phi_j(x) \\ D_\mu &\equiv \partial_\mu + i\alpha_j A_\mu(x) \\ A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) - \partial\theta(x) \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Pour les particules de spin 1/2 gouvernées par l'équation de Dirac le lagrangien libre est donné par:

$$\mathcal{L}_{\text{libre}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (\text{I.5})$$

où ψ est la fonction d'onde de Dirac. Si on suppose ce lagrangien invariant sous la transformation locale décrite plus haut, le lagrangien invariant de jauge sera:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \alpha\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

Le terme d'interaction entre le champ de jauge A_μ et le courant $\alpha\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, correspond à l'interaction électromagnétique au premier ordre. Pour avoir une description complète

du système il faut encore ajouter le lagrangien libre du champ de jauge A_μ , qui permet de retrouver les équations de Maxwell:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{champ libre}} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\end{aligned}\tag{I.7}$$

I.3.2 L'interaction forte dans le cadre des théories de jauge: QCD

L'extension du formalisme développé pour l'interaction électromagnétique à un groupe de jauge non Abélien proposé par C.N. Yang et R.L. Mills[12] permet de décrire l'interaction forte. Le choix du groupe de jauge de la ChromoDynamique Quantique résulte de plusieurs observations expérimentales qui ont permis de déterminer la structure de l'interaction forte.

Le lagrangien de QCD

Le fait expérimental le plus important est qu'on n'a jamais observé de quarks libres, mais uniquement des quarks liés qui forment les hadrons. D'autre part l'observation du baryon non étrange Δ^{++} composé de trois quarks up de spin $+1/2$ semblait violer le principe d'exclusion de Pauli. Grâce à l'introduction d'un nouveau nombre quantique pour les quarks, la couleur, ce problème a pu être résolu. Le nombre quantique de couleur peut prendre trois valeurs. Les seuls états observables sont des singulets de couleur, c'est ce qui explique l'analogie avec les couleurs visibles. Il y a deux manières de former un singulet de couleur: soit avec deux quarks, dont les nombres quantiques de couleur sont opposés, ce sont les mésons, soit avec trois quarks par combinaison antisymétrique des fonctions d'onde de couleur, ce sont les baryons. L'introduction d'un groupe de jauge non Abélien de dimension 3, qui fait intervenir des termes d'auto-couplage entre les bosons de jauge, permet d'expliquer la structure des hadrons. L'auto-couplage permet d'expliquer le confinement comme une conséquence de l'augmentation de la constante de couplage entre deux quarks qui se séparent.

On peut donc décrire l'interaction forte par une théorie de jauge de Yang et Mills satisfaisant à l'invariance sous la symétrie du groupe $SU(3)_{\text{Couleur}}$.

La généralisation à un groupe de dimension 3 non abélien de la transformation de jauge locale décrite dans la section I.3.1 complique un peu les choses. Les champs de quarks q font partie d'un multiplet et la transformation dépend de 3 paramètres. Les générateurs T des transformations du groupe $SU(3)_{\text{Couleur}}$ doivent satisfaire les relations de commutation:

$$[T_i, T_j] = ic^{ijk} T_k\tag{I.8}$$

où les termes c^{ijk} sont les constantes du groupe. Dans le cas d'une symétrie $SU(2)$ les générateurs sont au nombre de 3 alors qu'il y en a 8 pour $SU(3)$.

Si $\theta_1(x) \dots \theta_3(x)$ sont les phases et λ les matrices 3×3 représentations des générateurs T (en général on choisit les matrices de Gell-Mann), la transformation de jauge locale des

champs de quarks s'écrit:

$$q \rightarrow q' = e^{i\bar{\lambda}\theta(x)}q = U(\theta(x))q(x) \quad (\text{I.9})$$

L'imposition de l'invariance de jauge locale du lagrangien nécessite l'introduction des 8 champs de jauge G_μ^j . La dérivée covariante qui impose l'invariance prend la forme:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\lambda_j G_\mu^j \quad (\text{I.10})$$

où g joue le rôle de constante de couplage de l'interaction forte. Les champs G_μ se transforment suivant:

$$\delta G_\mu^j = -1/g \partial_\mu \theta_j(x) + \epsilon^{jkl} \theta_k(x) G_\mu^l(x). \quad (\text{I.11})$$

Le lagrangien associé à QCD est donné par:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{i=1}^{n_f} \bar{q}_i (i\gamma_\mu D^\mu - m_i) q_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (\text{I.12})$$

où q_i désigne le triplet de couleurs (rouge, vert, bleu) du quark de saveur i :

$$q_i = \begin{pmatrix} r_i \\ v_i \\ b_i \end{pmatrix}$$

et n_f est le nombre de saveurs de quarks. Le terme cinétique du lagrangien est donné par:

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (\text{I.13})$$

où le tenseur $G_{\mu\nu}$ est égal à:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g\epsilon_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (\text{I.14})$$

et contient des termes d'interaction des champs de jauge entre eux. Les couplages à 3 et 4 bosons sont d'ordre g et g^2 respectivement. Notons que l'on a omis dans le lagrangien un autre terme possible, invariant de jauge[14]:

$$\mathcal{L}_\theta = \frac{\theta g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu} \quad (\text{I.15})$$

où $\tilde{G}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} G_{\lambda\rho}$ induit une violation de la symétrie CP dans les interactions fortes. Ce terme est l'équivalent électromagnétique du produit scalaire $\vec{E} \cdot \vec{B}$. Son importance est évaluée à partir de sa contribution au moment dipolaire électrique du neutron. La limite actuelle:

$$|d_n| < 1,1 \times 10^{-25} e \cdot \text{cm} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (\text{I.16})$$

indique une limite sur $\theta < 10^{-9}$ ce qui rend ce terme négligeable. Différents arguments théoriques sont avancés pour justifier cette suppression, notamment par l'introduction d'axions, mais pour l'instant ce problème n'est pas encore compris.

La renormalisation de QCD, Λ_{QCD} et α_s

De la même manière que l'électrodynamique quantique est renormalisable, la théorie QCD doit subir le processus de renormalisation pour éliminer les divergences qui découlent de la quantification. Cette opération consiste à redéfinir un certain nombre de paramètres de la théorie de manière à absorber les divergences et permettre le calcul de n'importe quelle observable physique. C'est en fait un calibrage de la théorie. Pour cela on introduit un paramètre d'échelle μ qui représente l'échelle d'énergie à laquelle cette calibration est effectuée. Ensuite la détermination des paramètres renormalisés à toutes les énergies est obtenue en appliquant l'équation du groupe de renormalisation qui n'est autre que la traduction de l'invariance de la théorie renormalisée en fonction de l'échelle μ choisie. Ceci se traduit par la variation du paramètre physique en fonction de l'échelle choisie. Dans le cas de QCD, le paramètre renormalisé est la constante de couplage.

La constante de couplage usuelle de l'interaction forte, α_s , est reliée à la constante de couplage de QCD par la relation:

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} \quad (\text{I.17})$$

Une fois renormalisée, la constante de couplage à une échelle de moment transféré Q^2 dépend de sa valeur à l'échelle de renormalisation μ :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{12\pi} (33 - 2n_f) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right)} \quad (\text{I.18})$$

où n_f est le nombre de saveurs de quarks disponibles à l'échelle Q^2 . Jusqu'à présent le nombre observé de saveurs de quarks est au maximum égal à six, et donc la constante de couplage décroît en fonction du moment transféré. Ce comportement est appelé liberté asymptotique. A partir d'une certaine valeur de Q^2 la valeur de α_s est suffisamment petite pour permettre un traitement perturbatif de l'interaction forte. On définit ainsi un paramètre d'échelle spécifique à QCD, Λ_{QCD} :

$$\Lambda_{QCD} = \mu^2 \exp \left[-\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \right] \quad (\text{I.19})$$

et

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{12\pi} (33 - 2n_f) \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}} \right)} \quad (\text{I.20})$$

Il est aussi possible de définir α_s de manière absolue au premier ordre:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \quad (\text{I.21})$$

L'ordre de grandeur de Λ_{QCD} est donné par la taille des hadrons $R_{had} \simeq 1 fm \Leftrightarrow \Lambda_{QCD} \simeq 200 MeV$.

I.3.3 L'interaction électrofaible

Les douze particules de matière qui composent les trois familles observées sont des fermions de spin $1/2$, décrites en théorie quantique des champs par des champs de Dirac. Elles ont donc deux états de chiralité possible, gauche ou droite. Expérimentalement, seules les particules de chiralité gauche participent à l'interaction faible par courant chargé, ce qui entraîne une violation de la parité. La théorie doit donc traiter séparément les deux états de chiralité possibles. Vis à vis de l'interaction faible les fermions gauches sont ainsi groupés en doublets alors que les fermions droits sont isolés en singulets.

L'interaction électromagnétique reste invariante sous l'effet d'une transformation de jauge abélienne unitaire $U(1)_{em}$ qui est responsable de la conservation de la charge électrique.

En combinant le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, A. Salam, S. Weinberg et S.L. Glashow[15] ont pu décrire simultanément les interactions faible et électromagnétique. Les champs de jauge associés à chaque groupe sont habituellement désignés par:

- B_μ associé au groupe $U(1)_Y$
- $W_\mu^{1,2,3}$ associés au groupe $SU(2)_L$.

A chaque groupe de jauge correspond une constante de couplage. Elles sont dénotées g_1 pour $U(1)_Y$ et g_2 pour $SU(2)_L$. Les champs de fermions gauches sont regroupés en doublets:

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L \text{ pour les leptons et}$$

$$\psi_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \text{ pour les quarks.}$$

Les champs de fermions droits sont des singulets de $SU(2)$:

$$\nu_{iR}, \ell_{iR} \text{ pour les leptons et}$$

$$u_{iR}, d_{iR} \text{ pour les quarks.}$$

L'indice i varie de 1 à 3 suivant les trois familles de fermions.

Les particules acquièrent leurs masses grâce au mécanisme de Higgs qui consiste à ajouter "à la main" dans le lagrangien un terme de champs scalaires supplémentaires. Ce dernier fait apparaître des termes de masse tout en préservant la renormalisabilité du modèle[16].

Après le mécanisme de brisure de symétrie, le lagrangien électrofaible se compose d'un terme d'énergie cinétique, d'un terme décrivant les interactions entre les fermions et les champs de jauge, et d'un dernier terme appelé terme de Higgs lié au mécanisme de brisure de symétrie. Nous ne nous intéresserons qu'à la brisure de symétrie dans le terme d'interaction entre champs de jauge et champs de fermions.

$$\mathcal{L}_{int} = g_2 \bar{L} \gamma^\mu \frac{\vec{\tau}}{2} L \vec{W}_\mu - g_1 \left(\frac{1}{2} \bar{L} \gamma^\mu L + \bar{R} \gamma^\mu R \right) B_\mu \quad (I.22)$$

où L représente le doublet gauche obtenu en appliquant l'opérateur de projection $(1-\gamma_5)$ sur le spineur de Dirac et R représente la projection droite du singulet, obtenue par l'application de l'opérateur $(1+\gamma_5)$:

$$L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix} \text{ et } R = \frac{1+\gamma_5}{2} e^-$$

Les matrices $\vec{\tau}$ sont les matrices de Pauli de SU(2).

Le mécanisme de Higgs consiste à introduire un doublet de champs scalaires,

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

qui obéissent à l'invariance de jauge locale du groupe, mais qui ont une interaction propre déterminée par le potentiel:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi(x)^\dagger \Phi(x) + \frac{\lambda}{4} (\Phi(x)^\dagger \Phi(x))^2$$

où μ et λ sont ici les paramètres qui définissent le potentiel. Dans ce cas les états stationnaires du champ ne sont plus invariants de jauge.

La brisure de symétrie est réalisée si le champ $\Phi(x)$ acquiert une valeur propre non nulle dans le vide. Le choix de $\mu > 0$ et $\lambda > 0$ satisfait cette condition. De plus avec un choix de jauge unitaire, on peut s'assurer que seul le champ neutre $\Phi(x)^0$ a une valeur moyenne non nulle dans le vide notée $v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$.

Le couplage du champ de Higgs aux champs de jauge va donner des termes de masse aux bosons de jauge dans le lagrangien:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi(x))^\dagger (D_\mu \Phi(x)) \quad (\text{I.23})$$

Afin de donner une masse aux fermions on introduit aussi un terme d'interaction invariant de jauge entre les champs de fermions et le champ de Higgs. Ce lagrangien appelé terme de Yukawa prend la forme:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_f (\bar{L}\Phi(x)R + \bar{R}\Phi(x)^\dagger L) \quad (\text{I.24})$$

Les paramètres g_f sont reliés aux masses des fermions par la relation:

$$m_f = g_f v \sqrt{2}$$

Après brisure spontanée de la symétrie on obtient:

- deux champs chargés:

$$W^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.25})$$

de masse $M_W = \frac{1}{2}g_2 v$

- deux champs neutres:

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (\text{I.26})$$

de masse $M_Z = \frac{1}{2}v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$, et

$$A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (\text{I.27})$$

de masse nulle.

- un boson de Higgs massif.

Le lagrangien qui concerne uniquement l'interaction électrofaible se compose donc de quatre termes:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{cc} + \mathcal{L}_{cn} + \mathcal{L}_{em} \quad (\text{I.28})$$

où

- \mathcal{L}_{cin} est le terme cinétique des fermions.
- \mathcal{L}_{cc} est le terme qui décrit les couplage des fermions aux W^\pm :

$$\mathcal{L}_{cc} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \left[\gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} W_\mu^+ + \gamma^\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} W_\mu^- \right] \psi_i \quad (\text{I.29})$$

Dans l'approximation des basses énergies, on retrouve le lagrangien effectif de la théorie V-A avec l'interaction à quatre fermions. La constante de Fermi est reliée à la constante de couplage de SU(2) par la relation:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2}{8M_W^2} \quad (\text{I.30})$$

- \mathcal{L}_{cn} est le terme qui décrit les couplages des fermions au Z^0 :

$$\mathcal{L}_{cn} = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_i Z_\mu \quad (\text{I.31})$$

pour les fermions de type 'up' tels les neutrinos et

$$\mathcal{L}_{cn} = \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \left[g_2^2 \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) + \frac{g_2^2 - g_1^2}{2} \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \right] \psi_i Z_\mu \quad (\text{I.32})$$

pour les fermions de type 'down' tels les électrons.

- \mathcal{L}_{em} est le terme des interactions électromagnétiques.

$$\mathcal{L}_{em} = -e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \quad (\text{I.33})$$

où $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$ est la charge de l'électron. Dans un autre choix de paramètres on définit aussi l'angle de Weinberg:

$$\sin \theta_w = \frac{e}{g_2}$$

qui donne la proportion des champs neutres W_μ^3 et B_μ dans les champs physiques Z_μ et A_μ .

I.4 La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa

Le lagrangien des interactions faibles à courant chargé couple les fermions gauches appartenant au même doublet d'isospin faible. Expérimentalement, on observe pourtant des interactions à courant chargé entre quarks de familles différentes. Si ce n'était pas le cas les quarks b et s seraient stables! Il en résulte que les états propres de l'isospin faible ne sont pas états propres de masse des quarks. Il est donc nécessaire de définir les états propres de masse. Les termes de masse pour les quarks de type up et down apparaissant de manière indépendante dans le lagrangien de Yukawa, on peut par convention laisser les quarks de type up (u, c, t) inchangés. Pour les quarks de type down, on introduit la matrice V_{CKM} , dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, qui permet de relier les états propres de l'interaction faible aux états propres de masse[17]. Le lagrangien des interactions à courant chargé (équation I.29) se réécrit:

$$\mathcal{L}_{cc}^{quarks} = \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_w} \left[(\bar{u}\bar{c}\bar{t}) \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \right] W_\mu \quad (\text{I.34})$$

où ont été introduits les états propres de masse:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud}V_{us}V_{ub} \\ V_{cd}V_{cs}V_{cb} \\ V_{td}V_{ts}V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{I.35})$$

La matrice V_{CKM} est complexe et unitaire. La condition d'unitarité découle de la diagonalisation de la matrice de masse et implique l'absence de courants neutres qui changent la saveur des quarks. En effet les termes d'interaction par courant neutre sont proportionnels à

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

Nombre de paramètres libres

Dans le cas général d'une matrice $n \times n$ unitaire complexe on a $2n^2$ paramètres. La redéfinition des fonctions d'onde des quarks permet d'absorber $(2n-1)$ phases. Si l'on tient compte de l'unitarité on obtient n contraintes pour les éléments diagonaux

$$V^\dagger V|_{diag} = 1$$

et $n(n-1)$ contraintes pour les éléments non-diagonaux.

$$V^\dagger V|_{non\ diag} = 0$$

Il reste donc :

$$2n^2 - (2n-1) - n - n(n-1) = (n-1)^2 \quad (\text{I.36})$$

paramètres indépendants[26]. Le nombre de paramètre réels indépendants est $n(n-1)/2$ pour une matrice $n \times n$ réelle. Par soustraction, le nombre de phases indépendantes est donc:

$$n_{\text{phases}} = (n-1)^2 - \frac{n(n-1)}{2} = \frac{(n-1)(n-2)}{2}. \quad (\text{I.37})$$

Pour trois familles de quarks, $n = 3$ ce qui conduit à 4 paramètres indépendants dont 1 phase observable. Aucune contrainte n'existe sur ces quatre paramètres. Ce sont des paramètres libres du Modèle Standard. Une manière usuelle de définir la matrice V_{CKM} a été proposée par Chau et Keung[19]. Elle utilise les matrices de rotation d'Euler:

$$V_{CKM} = \mathcal{R}(\theta_{23}, 0)\mathcal{R}(\theta_{13}, -\delta)\mathcal{R}(\theta_{12}, 0) \quad (\text{I.38})$$

où $\mathcal{R}(\theta_{ij}, \delta_{ij})$ est la matrice de rotation dans le plan ij d'angle θ_{ij} et de phase δ_{ij} . Les indices i et j correspondent aux familles de quarks. La paramétrisation complète donne:

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{I.39})$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. En posant $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$, on retrouve le résultat de N. Cabibbo [20] pour deux familles de fermions:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & -\sin \theta_{12} & 0 \\ \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.40})$$

avec $\sin \theta_{12} = \sin \theta_c = 0,22$.

Expérimentalement on remarque qu'il existe une hiérarchie entre les angles de la matrice, les couplages entre quarks de même famille sont proches de 1 alors qu'ils diminuent lorsque le couplage a lieu avec un quark d'une famille éloignée. Cette observation ainsi que l'estimation de l'élément de matrice $|V_{bu}| = s_{13} \sim 0,003$ [21] permet de simplifier la matrice:

$$\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{I.41})$$

Si l'on pose $\lambda = \sin \theta_c = s_{12} \simeq 0,22$ alors les mesures expérimentales indiquent que $s_{23} = \mathcal{O}(\lambda^2)$ et $s_{13} = \mathcal{O}(\lambda^3)$. En redéfinissant:

$$s_{23} = A\lambda^2$$

et

$$s_{13} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$$

on obtient par développement à l'ordre λ^3 la paramétrisation dite de Wolfenstein[22]:

$$\begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.42})$$

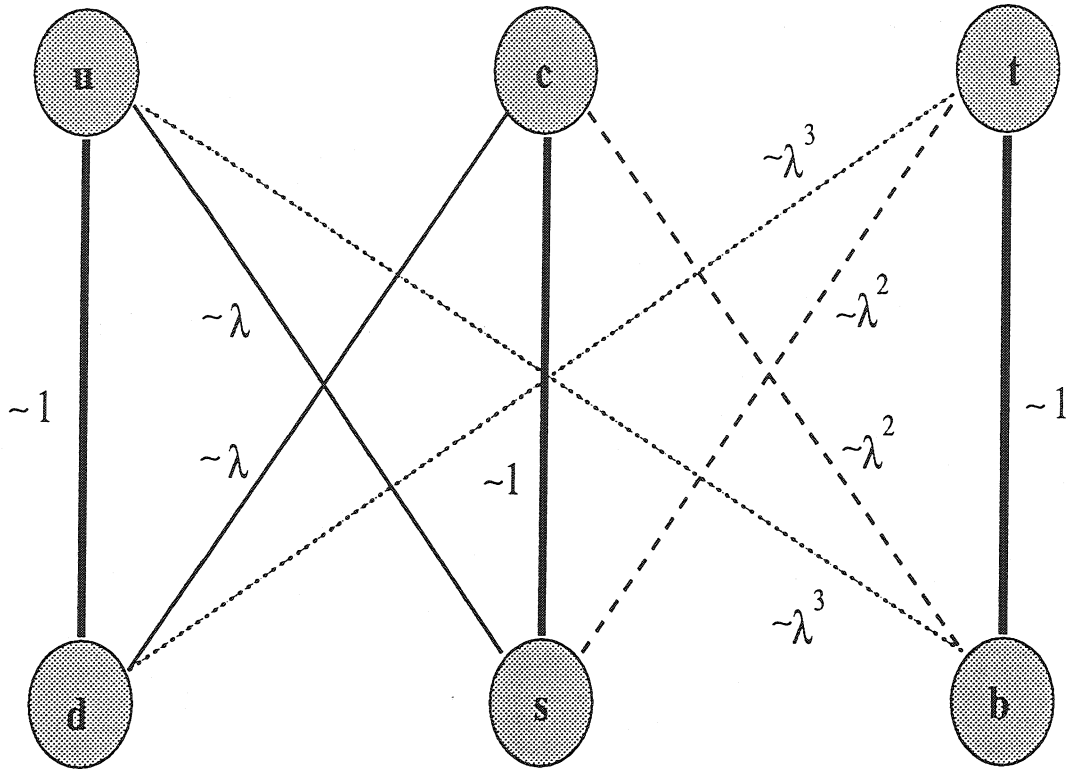


Figure I.1: Hiérarchie entre les familles dans les désintégrations faibles des quarks.

De cette manière on distingue mieux la hiérarchie de la matrice. Le paramètre A est obtenu à partir de la mesure de $|V_{cb}|$ et de $|V_{us}| = \lambda$ [23]:

$$\begin{aligned}\lambda &= 0,2240 \pm 0,0017 \\ A &= 0,80 \pm 0,04\end{aligned}$$

Les contraintes sur les paramètres ρ et η seront discutées plus loin. La hiérarchie des couplages est visualisée sur la figure I.1.

I.4.1 La violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard

La symétrie CP est la conjugaison de l'opération de combinaison de charge (transformation d'une particule en antiparticule) et de l'opération de transformation de parité (image miroir). La violation de cette symétrie joue un rôle important en cosmologie car elle est à l'origine d'une asymétrie entre matière et antimatière dans l'univers [24]. La preuve expérimentale de la violation de cette symétrie provient de l'observation des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ interdites si la symétrie CP est respectée[25]. Pour l'instant la violation de CP n'a été observée que dans les désintégrations des kaons neutres. L'objectif futur est d'observer cette violation de la symétrie dans d'autres systèmes, états propres de CP, comme les mésons $B_d^0-\bar{B}_d^0$ afin de pouvoir vérifier si la violation observée est compatible avec les prédictions du Modèle Standard ou non.

Violation de CP et matrice CKM

La violation de la symétrie CP apparaît naturellement dans le Modèle Standard grâce à la phase observable δ de la matrice V_{CKM} . Les amplitudes des courants chargés qui font intervenir la phase δ sont différentes pour les particules et les antiparticules:

$$\Gamma(B^0 \rightarrow X) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{X}).$$

En réécrivant la condition d'unitarité pour la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa on peut visualiser l'effet de la violation de la symétrie:

$$V_{\alpha j} V_{\beta j}^* + V_{\alpha k} V_{\beta k}^* + V_{\alpha l} V_{\beta l}^* = 0 \quad (\text{I.43})$$

On en déduit six équations dont trois sont indépendantes:

$$\begin{aligned} \frac{V_{ud} V_{cd}^*}{\mathcal{O}(\lambda)} + \frac{V_{us} V_{cs}^*}{\mathcal{O}(\lambda)} + \frac{V_{ub} V_{cb}^*}{\mathcal{O}(\lambda^5)} &= 0 \\ \frac{V_{td} V_{cd}^*}{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \frac{V_{ts} V_{cs}^*}{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \frac{V_{tb} V_{cb}^*}{\mathcal{O}(\lambda^2)} &= 0 \\ \frac{V_{td} V_{ud}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \frac{V_{ts} V_{us}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \frac{V_{tb} V_{ub}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} &= 0 \\ \frac{V_{ud} V_{us}^*}{\mathcal{O}(\lambda)} + \frac{V_{cd} V_{cs}^*}{\mathcal{O}(\lambda)} + \frac{V_{td} V_{ts}^*}{\mathcal{O}(\lambda^5)} &= 0 \\ \frac{V_{us} V_{ub}^*}{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \frac{V_{cs} V_{cb}^*}{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \frac{V_{ts} V_{tb}^*}{\mathcal{O}(\lambda^2)} &= 0 \\ \frac{V_{ub} V_{ud}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \frac{V_{cb} V_{cd}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \frac{V_{tb} V_{td}^*}{\mathcal{O}(\lambda^3)} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I.44})$$

On peut représenter les trois équations indépendantes par des triangles dans le plan complexe (ρ, η) , appelés triangles d'unitarité (voir la figure I.2 qui correspond à la dernière équation de I.44).

L'aire de ces trois triangles est identique, comme on peut le montrer en utilisant la paramétrisation de Wolfenstein. On peut aussi démontrer que les amplitudes de désintégration qui violent la symétrie CP sont proportionnelles à l'aire du triangle. En général on définit le paramètre [18]:

$$J_{CP} = |\text{Im}(V_{ij} V_{kl} V_{il}^* V_{jk}^*)|. \quad (\text{I.45})$$

Ce paramètre est invariant pour toute définition de la phase des champs de quarks. J_{CP} est relié à la surface du triangle par la relation:

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2} J_{CP} \quad (\text{I.46})$$

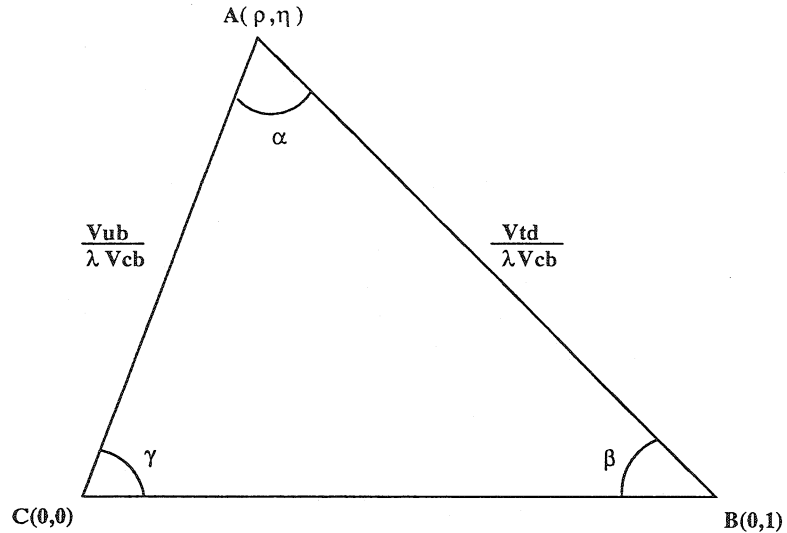


Figure I.2: Triangle d'unitarité pour les désintégrations des mésons B.

Dans la paramétrisation de Wolfenstein on trouve:

$$J_{CP} \simeq A^2 \eta \lambda^6 \sim A^2 \eta \times 10^{-4} \quad (\text{I.47})$$

Cette relation n'est qu'approchée car la paramétrisation de Wolfenstein est valable à l'ordre 3 et J_{CP} est d'ordre 6, ce qui est largement inférieur à la précision de l'approximation.

Les largeurs partielles de désintégration Γ qui violent la symétrie CP sont proportionnelles à J_{CP} . Il est instructif de séparer dans l'amplitude de désintégration du méson initial, les termes qui concernent la désintégration du quark lourd, et celle du W :

$$\Gamma \propto G_F^2 \times F(\text{espace de phase}) \times |V_{ij} V_{kl}^*|^2 \quad (\text{I.48})$$

La partie qui correspond à la désintégration du quark q_i est proportionnelle à $|V_{ij}|^2$ (voir la figure I.3). Il apparaît alors que l'effet de la violation de CP est plus important quand l'amplitude de désintégration du quark initial q_i est plus faible (voir Tableau I.3). On

Système	Transition dominante	Largeur $\Gamma(q_i \rightarrow q_j)$	Violation CP $J_{CP}/ V_{ij} ^2$
$K^0 - \bar{K}^0$	$s \rightarrow u$	$\propto \lambda^2$	$\propto A^2 \lambda^4 \eta$
$D^0 - \bar{D}^0$	$c \rightarrow s$	$\propto 1$	$\propto A^2 \lambda^6 \eta$
$B^0 - \bar{B}^0$	$b \rightarrow c$	$\propto A^2 \lambda^4$	$\propto \lambda^2 \eta$

Tableau I.3: Amplitude de la violation de CP dans les systèmes des mésons neutres états propres de CP.

constate que l'effet de la violation de CP est beaucoup plus important dans le système des

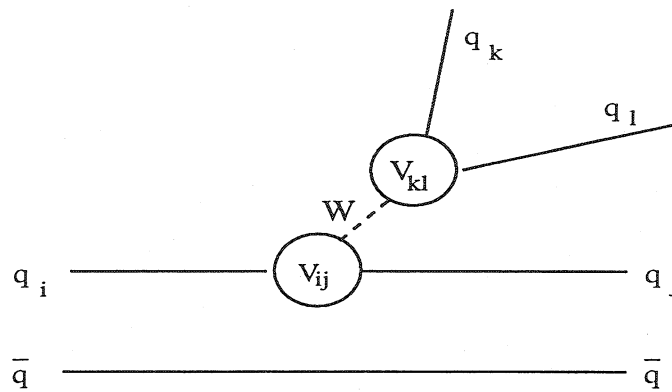


Figure I.3: Élément de matrice de V_{CKM} qui interviennent dans la désintégration d'un méson.

mésos B que dans les autres systèmes. Ceci se traduit de manière visuelle par un triangle d'unitarité beaucoup plus ouvert car les longueurs de chacun des côtés sont du même ordre de grandeur. Les angles d'ouverture du triangle α , β et γ sont reliés à l'amplitude de la violation de CP, et sont donc plus importants. La mesure directe de la longueur des côtés du triangle associé aux mésons B, ainsi que des angles de ce triangle permettra de tester l'unitarité de la matrice V_{CKM} et de montrer si le Modèle Standard donne une explication satisfaisante de la violation de CP ou s'il faut faire appel à d'autres théories.

Nous allons dans cette partie faire un bref tour d'horizon de l'état actuel des mesures de chaque élément de la matrice [21], puis décrire plus en détail la partie qui concerne le triangle d'unitarité de la figure I.2. De manière générale la mesure actuelle des éléments se fait sur des canaux de désintégration semileptonique. Dans ce cas un seul élément de matrice intervient dans l'amplitude de désintégration et on s'affranchit des corrections dues à l'échange de gluons entre les quarks émis par le W et le quark qui s'est désintégré.

- $|V_{ud}|$ est mesuré dans la désintégration β des noyaux avec une erreur qui est essentiellement due aux corrections radiatives dépendant de la structure du noyau. La précision obtenue est de $\pm 0,1 \%$.

$$|V_{ud}| = 0,9736 \pm 0,0010 \quad (\text{I.49})$$

- $|V_{us}|$: le résultat présenté est la moyenne de deux analyses, l'une concernant les canaux $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ et $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, et l'autre provenant de la désintégration d'hypérons. La précision obtenue est de $\pm 0,8 \%$.

$$|V_{us}| = 0,2205 \pm 0,0018 \quad (\text{I.50})$$

- $|V_{cd}|$: la valeur la plus précise a été obtenue dans les interactions neutrino-nucléon ($\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c$) dans lesquelles des hadrons charmés sont produits. Leurs désintégrations semileptoniques sont identifiées par la sélection d'un deuxième muon:

$$\nu_\mu + N \rightarrow X_c (\rightarrow X \mu^+ \nu_\mu) + \mu^-.$$

Le résultat obtenu est de précision équivalente au précédent.

$$|V_{cd}| = 0,2240 \pm 0,0017 \quad (\text{I.51})$$

- $|V_{cs}|$: la mesure de la largeur partielle $\Gamma(D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e)$ pour le moment transféré maximum $q_{max}^2 = (m_D - m_K)^2$ permet d'extraire $|V_{cs}|$ lorsque l'on connaît la normalisation du facteur de forme de la désintégration $f^D(0)$. Le résultat obtenu est cependant peu précis à cause de l'incertitude théorique sur l'estimation de la normalisation de ce facteur de forme $f^D(0) = 0,7 \pm 0,1$ qui décrit la partie non perturbative de l'interaction forte dans la désintégration des mésons D.

$$|V_{cs}| = 1,01 \pm 0,18 \quad (\text{I.52})$$

- $|V_{ub}|$: la mesure directe de cet élément de matrice est très difficile car le couplage des quarks u et b est très faible, ce qui ne permet pas d'accéder pour l'instant à des canaux exclusifs faisant intervenir la transition $b \rightarrow u$. En fait, on mesure le rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$ à partir du spectre en impulsion des leptons émis dans la désintégration des mésons B. La figure I.4 montre la différence entre le spectre des leptons issus d'une transition $b \rightarrow c \ell \nu_\ell$ et $b \rightarrow u \ell \nu_\ell$. Au delà du seuil cinématique déterminé par la masse des mésons charmés, le spectre des leptons est peuplé uniquement de transitions $b \rightarrow u$. Le résultat de cette analyse dépend largement des modèles utilisés pour décrire le spectre en énergie des leptons. Les modèles les plus couramment utilisés sont décrits dans les sections III.2.4 et III.3.3. La mesure obtenue[21] vaut

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0,08 \pm 0,02 \quad (\text{I.53})$$

- $|V_{cb}|$: la mesure de cet élément de matrice étant l'objet de ce travail de thèse on se contentera ici de donner un rapide résumé des résultats obtenus. Ce sujet sera développé plus en détail dans la section VIII.

Cet élément peut être mesuré de deux manières. Premièrement par la mesure du spectre en énergie des leptons issus de la désintégration des mésons B et l'utilisation de la durée de vie des mésons B: τ_B . Néanmoins, comme pour la mesure de $|V_{ub}/V_{cb}|$, la précision accessible est limitée par la prédiction théorique de la largeur de désintégration semileptonique. Actuellement l'erreur théorique sur $|V_{cb}|$ est de l'ordre de $\pm 5\%$ et domine la précision expérimentale qui est de $\pm 2\%$.

La méthode qui permet la mesure la moins sensible aux modèles se base sur l'étude des désintégrations exclusives $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ pour lesquelles la théorie effective des quarks lourds prédit à $\pm 3\%$ près la normalisation du facteur de forme lorsque le moment transféré q^2 est maximum. La mesure de la largeur partielle de désintégration au point de moment transféré maximum n'est pas réalisable expérimentalement à

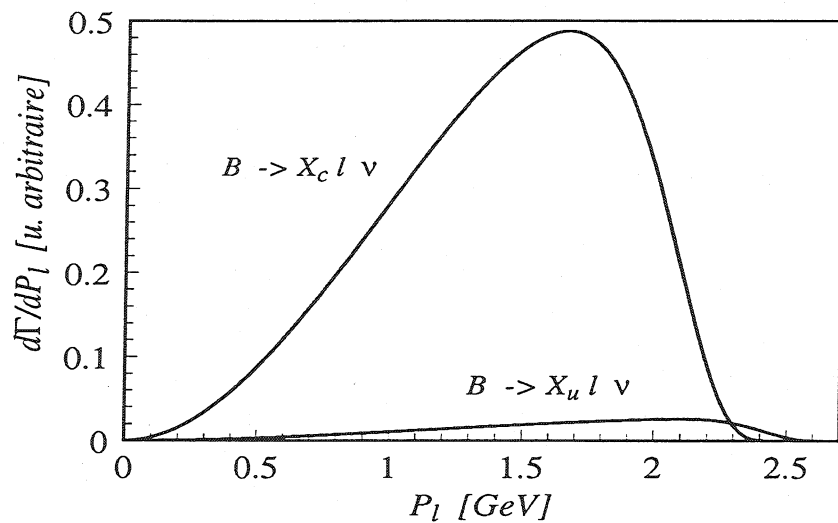


Figure I.4: Spectre en impulsion des leptons issus de la désintégration de mésons B.

cause de la réduction de l'espace de phase disponible en ce point. En pratique on procède à l'extrapolation de la largeur partielle de désintégration à partir du spectre en moment transféré en utilisant une approximation linéaire ou quadratique du facteur de forme en fonction du moment transféré. L'abondance de données disponibles à LEP ou dans les usines à B permet maintenant d'approcher l'erreur théorique sur la normalisation du facteur de forme [29]. La précision actuelle atteinte par cette méthode est de $\pm 5\%$. Elle est identique à la précision obtenue par les mesures inclusives, mais reste encore dominée par l'erreur expérimentale.

$$|V_{cb}| = 0,0397 \pm 0,0007(\text{exp}) \pm 0,0019(\text{th}) \quad (\text{Spectre inclusif des leptons})$$

$$|V_{cb}| = 0,0377 \pm 0,0014(\text{exp}) \pm 0,0012(\text{th}) \quad (\text{désintégration } \bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$$

La mesure inclusive est détaillée dans la section III.2.6 et la mesure exclusive présentée dans la section VIII.7.

- $|V_{tb}|$: le quark top a été découvert à FERMILAB[11] dans les interactions $p\bar{p}$ par l'observation de sa désintégration en quarks b dans le processus $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$ suivi de $W \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell$ qui donne lieu à un excès d'événements contenant deux jets et deux leptons. Le couplage $|V_{tb}|$ n'a pourtant pas été mesuré directement, mais en utilisant la contrainte d'unitarité:

$$|V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1. \quad (\text{I.54})$$

On trouve alors que ce couplage doit être supérieur à:

$$|V_{tb}| > 0,999. \quad (\text{I.55})$$

- $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$: ces deux éléments de matrice font intervenir le quark top. A cause de son couplage quasi exclusif au quark b , les couplages aux quarks d et s sont très faibles. La détermination de ces éléments de matrice consiste à mesurer la fréquence d'oscillation des mésons $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

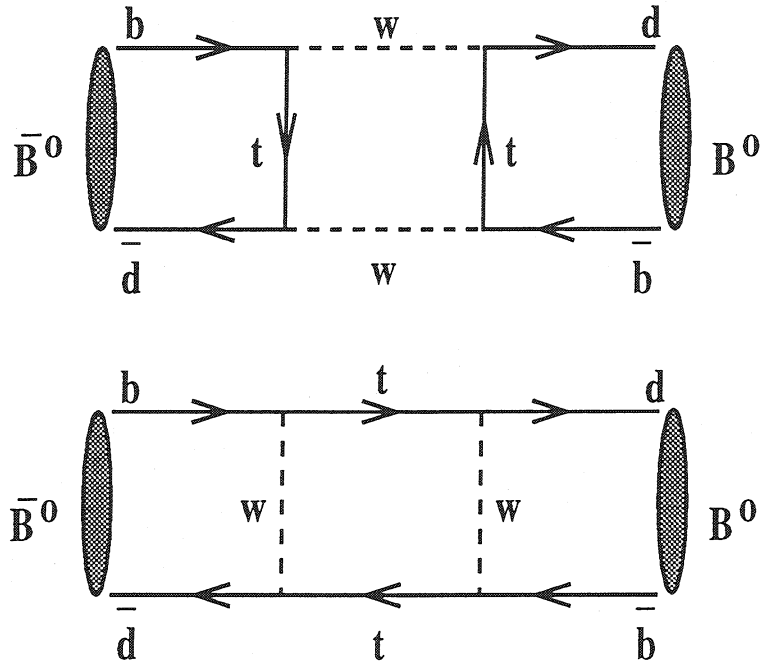


Figure I.5: Diagrammes en boîtes décrivant les oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$. Les mêmes diagrammes existent pour les oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

La différence de masse Δm_d ou Δm_s entre les deux états neutres se calcule à partir des deux diagrammes de la figure I.5:

$$\Delta m_b = \frac{G_F^2 m_W^2}{6\pi^2} \eta_{B_d^0} B_{B_d^0} f_{B_d^0}^2 m_{B_d^0} S(m_t/m_W) |V_{td} V_{tb}^*|^2$$

$$\Delta m_s = \frac{G_F^2 m_W^2}{6\pi^2} \eta_{B_s^0} B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_{B_s^0} S(m_t/m_W) |V_{ts} V_{tb}^*|^2$$

où η_B prend en compte les corrections de QCD et $S(m_t/m_W)$ est une fonction de la masse du quark top. Le facteur de "sac" $B_{B_d^0}$ traduit les effets à longue distance d'échange de gluons entre les quarks des diagrammes de la figure I.5. Cet effet est en principe petit à cause de la masse élevée du quark b . $f_{B_d^0}^2$ est la constante

de désintégration semileptonique qui décrit l'annihilation d'un méson B^+ par un courant axial. Cette quantité n'a pas encore été mesurée pour le moment et les seules estimations proviennent de calculs théoriques de QCD sur réseau. A. Ali et D. London[30] donnent les valeurs moyennes:

$$f_{B_d^0} = 180 \pm 40 \text{ MeV} \quad (\text{I.56})$$

$$B_{B_d^0} = 1,0 \pm 0,2 \quad (\text{I.57})$$

Les erreurs théoriques sur ces facteurs sont élevées. Nous avons choisi pour nos estimations la valeur présentée dans la référence[31]:

$$B_B^{1/2} f_B = 200 \pm 40 \text{ MeV}. \quad (\text{I.58})$$

Cependant si l'on considère le rapport des différences de masse la précision est meilleure[31] car la dépendance vis-à-vis de la masse du top et des corrections QCD est éliminée:

$$\frac{B_{B_s^0} f_{B_s^0}^2}{B_{B_d^0} f_{B_d^0}^2} = 1,19 \pm 0,10 \quad (\text{I.59})$$

La moyenne actuelle de la différence de masse Δm_d est de[32]

$$\Delta m_d = 0,465 \pm 0,024 \text{ } \hbar \cdot ps^{-1}$$

En prenant les valeurs ci-dessus et les dernières mesures de la masse du quark top[33]

$$m_{top} = 175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$$

on trouve:

$$|V_{td}| = (8,3 \pm 0,2(\text{exp. } \Delta m_d) \pm 0,2(\text{exp. } m_t) \pm 1,7(\text{syst. } f_B B_B)) \times 10^{-3} \quad (\text{I.60})$$

qui est complètement dominée par l'erreur théorique. Un exercice similaire peut être fait avec la limite sur les oscillations des \bar{B}_s^0 , en prenant pour hypothèse que $B_{B_d^0} \simeq B_{B_s^0}$. La limite actuelle des oscillations des \bar{B}_s^0 est[32]

$$\Delta m_s > 9,2 \text{ } \hbar \cdot ps^{-1} \text{ (95\% C.L.)} \quad (\text{I.61})$$

dont on en déduit:

$$|V_{td}|/|V_{ts}| < 0,27 \text{ (95\% C.L.)} \quad (\text{I.62})$$

Il existe une mesure directe de $|V_{ts}|$ à partir de processus décrits par les diagrammes "pingouins". Ces diagrammes font intervenir une boucle virtuelle avec un quark top. Leur amplitude est proportionnelle à $|V_{td}|^2$ ou $|V_{ts}|^2$ (voir la figure I.6).

La mesure des transitions $b \rightarrow s\gamma$ par CLEO[34] permet de calculer une valeur pour l'instant peu précise pour le rapport:

$$|V_{ts}|/|V_{cb}| = 1,1 \pm 0,43. \quad (\text{I.63})$$

en raison des erreurs théoriques importantes.

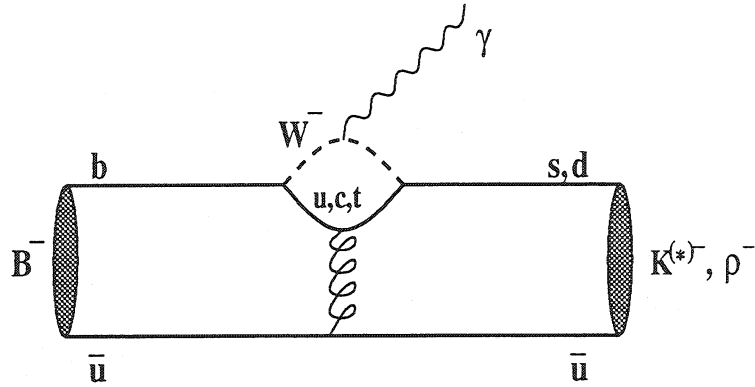


Figure I.6: Diagrammes "Pingouins".

I.4.2 Contraintes sur le triangle d'unitarité

A partir des mesures des éléments de matrice on peut contraindre les angles d'ouverture du triangle d'unitarité des mésons B de la figure I.2 en utilisant la paramétrisation de Wolfenstein.

- La mesure de $|V_{ub}/V_{cb}|$ permet de contraindre la longueur du côté gauche du triangle. Cette longueur vaut[23] $R_b = \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda}|V_{ub}/V_{cb}| = 0,35 \pm 0,09$. L'apex du triangle est confiné sur le cercle de rayon R_b centré en $(\rho, \eta) = (0,0)$.
- La mesure de la fréquence d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ donne une contrainte sur le côté droit du triangle proportionnel à $|V_{td}|$ de longueur $R_t = \sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right| = 0,99 \pm 0,22(V_{td}) \pm 0,06(V_{cb})$. Dans ce cas l'apex du triangle est confiné sur un cercle de rayon R_t centré en $(\rho, \eta) = (1,0)$.

Une mesure du taux d'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ou une limite plus précise permettrait d'améliorer cette contrainte par l'intermédiaire du rapport $\Delta m_d/\Delta m_s$ pour lequel l'incertitude théorique est plus faible (voir equation I.59). Dans ce cas R_t s'exprime comme:

$$R_t = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{m_{B_s} \eta_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \Delta m_d}{m_{B_d} \eta_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \Delta m_s}} \quad (\text{I.64})$$

Avec la limite actuelle sur Δm_s [32] on en déduit que:

$$R_t < 1,1 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (\text{I.65})$$

ce qui améliore déjà la contrainte sur la longueur du côté droit du triangle.

- Le paramètre de la violation de CP, ε_K dans le mélange des états $K^0 - \bar{K}^0$ apporte lui aussi une contrainte sur la position de l'apex du triangle. ε_K se déduit de la partie imaginaire du diagramme en boîte qui décrit les oscillations $K^0 - \bar{K}^0$ [21]:

$$\varepsilon_K = (2, 258 \pm 0, 018) \times 10^{-3} \quad (\text{I.66})$$

Son expression dans la paramétrisation de Wolfenstein conduit à la relation [23]:

$$\eta [(1 - \rho)A^2(m_t/m_W)^{1.52} + (0, 69 \pm 0, 05)] A^2 B_K = 0, 50 \quad (\text{I.67})$$

qui décrit une hyperbole dans la partie supérieure du plan (ρ, η) . Cette prédiction est sensible au paramètre de "sac" B_K pour les kaons dont la valeur diffère selon les méthodes d'estimation utilisées (règles de somme, QCD sur réseau):

$$B_K = 0, 75 \pm 0, 15 \quad (\text{I.68})$$

L'ensemble de ces contraintes est reproduit graphiquement sur la figure I.7. Actuellement la contrainte la plus forte provient du rapport $|V_{ub}/V_{cb}|$. La limite sur les oscillations du \bar{B}_s^0 ne donnent une contrainte que sur la partie gauche du plan (ρ, η) . On remarque que la précision relative sur η est meilleure que sur ρ car la valeur de ρ est proche de zéro.

I.4.3 Conclusion

Si les éléments de la matrice V_{CKM} qui concernent les transitions entre quarks légers sont maintenant bien connus, il n'en est pas de même pour les éléments de matrice qui couplent le quark top aux autres quarks. L'importance de ces couplages du top est primordiale pour compléter notre connaissance de la violation de la symétrie CP et de son éventuelle compatibilité avec le Modèle Standard. Les mesures indirectes des éléments $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ ont déjà permis d'apporter une contrainte supplémentaire sur les angles du triangle d'unitarité des mésons B, mais il faudra attendre des expériences dédiées, au SLAC[27], au KEK[28], à HERA et au LHC pour permettre une mesure directe et précise des angles du triangle et vérifier leur accord avec les côtés mesurés.

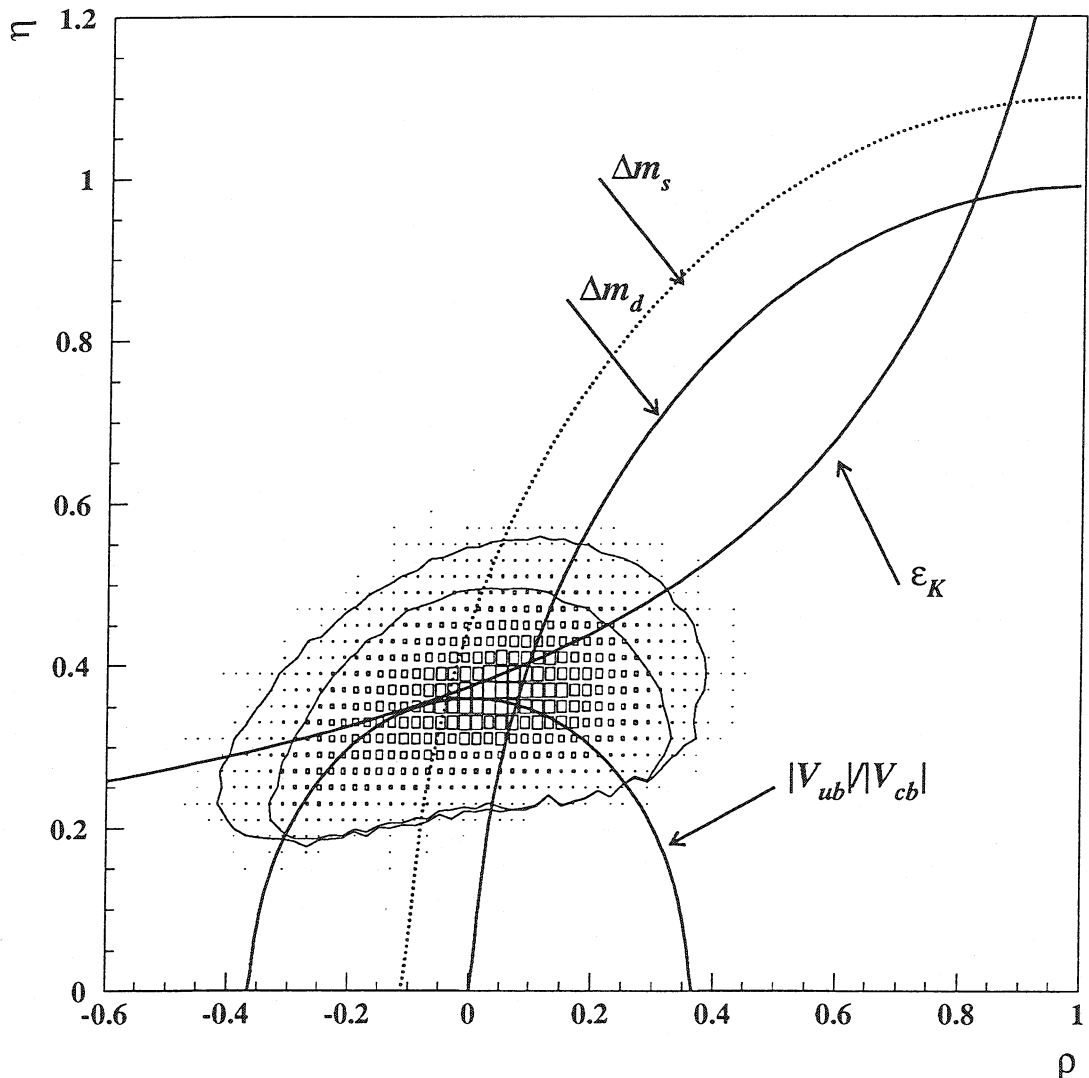


Figure I.7: Contraintes sur le triangle d'unitarité. La probabilité associée à chacun des points de l'espace $\rho - \eta$ est calculée en supposant une distribution gaussienne des erreurs sur les paramètres utilisés pour déterminer les contraintes. L'aire des carré sur le diagramme représente cette probabilité. Les lignes de niveau correspondent aux limites à 68 % et 95 % de niveau de confiance. La courbe pointillée représente la limite à 95 % donnée par la recherche des oscillations du système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Les traits pleins correspondent aux valeurs centrales mesurées des paramètres.

Chapitre II

Mécanisme de production des mésons B à LEP

Ce chapitre est dédié à une description succincte des différentes étapes de la production des mésons B au LEP. Nous allons décrire la production des paires de quarks b dans les désintégrations du boson Z^0 , puis nous nous intéresserons au processus de fragmentation qui mène à la formation des hadrons à partir des quarks initiaux. Finalement le calcul de la probabilité qu'un quark b donne un méson \bar{B}_d^0 lors du processus de fragmentation est exposé.

II.1 Production d'une paire de fermions

II.1.1 Section efficace de production d'une paire de fermions

La première étape de la production des mésons dans les événements LEP est la création d'une paire de quarks dans l'état final suivant le mécanisme

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f} \quad (\text{II.1})$$

Cette réaction peut avoir lieu par l'échange de l'un des deux bosons de jauge γ ou Z via les diagrammes de la figure (II.1).

A partir de l'expression des lagrangiens \mathcal{L}_{em} et \mathcal{L}_{cn} du Modèle Standard (voir chapitre I.3.3) on peut calculer l'expression de la section efficace de production d'une paire de fermions[35, 36] à l'ordre le plus bas (section efficace de Born):

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow f\bar{f}) &= N_c F_{QCD} \sigma_{\mu\mu} [e_e^2 e_f^2 \\ &+ \frac{2e_e e_f v_e v_f}{(4 \sin \theta_w \cos \theta_w)^2} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \\ &+ \frac{(v_e^2 + a_e^2)}{(4 \sin \theta_w \cos \theta_w)^4} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} (v_f^2 + a_f^2)] \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

Avec la notation choisie,

- M_Z et Γ_Z sont la masse et la largeur du Z^0

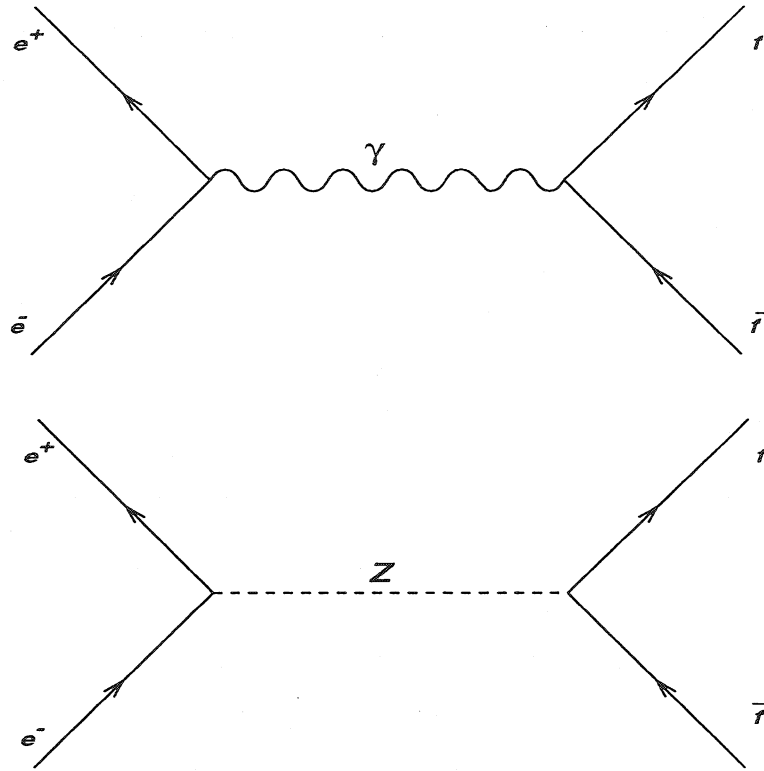


Figure II.1: Réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ faisant intervenir les bosons Z ou γ .

- s est le carré de l'énergie de collision e^+e^- dans le centre de masse
- θ_w est l'angle de mélange de Weinberg défini par $\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$
- e_e et e_f sont les charges électriques de l'électron et des fermions produits
- a_f et v_f sont les charges faibles axiales et vectorielles définies par

$$\begin{aligned} v_f &= 2T_3^\ell - 4e_f \sin^2 \theta_w \\ a_f &= 2T_3^\ell \end{aligned}$$

- N_c est le facteur de couleur. Pour les leptons ce terme vaut 1, et pour les quarks, il vaut 3.
- F_{QCD} est le terme correctif dû à l'émission de gluons. Ce terme vaut 1 pour des leptons dans l'état final. Au premier ordre en α_s on a

$$F_{QCD} = \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2)\right).$$

La correction est de l'ordre de 4 %.

Le premier terme de l'expression fait intervenir le carré de la charge électrique des particules. Il décrit l'annihilation par l'échange d'un photon. La section efficace de production d'une paire de muons via l'échange d'un photon vaut:

$$\sigma_{QED}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86,8 \text{ nb} \cdot \text{GeV}^2}{s} \quad (\text{II.3})$$

Au pôle du Z^0 ($s=M_Z^2$) l'expression de la section efficace (II.2) se simplifie par l'annulation du deuxième terme qui décrit l'interférence entre le photon et le Z^0 .

$$\sigma_{QED}(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow f\bar{f}) = N_c F_{QCD} \sigma_{\mu\mu}(e_e^2 e_f^2) \quad (\text{II.4})$$

$$\sigma_{CN}(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = N_c F_{QCD} \sigma_{\mu\mu} \frac{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)}{(4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w)^4} \frac{M_Z^2}{\Gamma_Z^2} \quad (\text{II.5})$$

A cause du terme $\frac{M_Z^2}{\Gamma_Z^2}$ la section efficace par échange du photon est négligeable vis à vis de l'échange du Z^0 lorsque $s = M_Z^2$. L'exemple de la production d'une paire de muons le montre bien:

$$\begin{aligned} \sigma_{QED}^{\mu\mu}|_{s=M_Z^2} &\simeq 10 \text{ pb} \\ \sigma_{CN}^{\mu\mu}|_{s=M_Z^2} &\simeq 1,6 \text{ nb} \simeq 160 \sigma_{QED}^{\mu\mu}|_{s=M_Z^2} \end{aligned}$$

La largeur partielle de désintégration du Z^0 en paire de fermions s'écrit:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = N_c \Gamma_0 (v_f^2 + a_f^2) \quad (\text{II.6})$$

$$\Gamma_0 = \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} = 82,9 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{II.7})$$

Corrections radiatives

On distingue deux classes de corrections indépendantes, les corrections purement QED et les corrections électrofaibles. Les corrections QCD à la section efficace sont déjà prises en compte par le facteur F_{QCD} . Les corrections QCD pour les largeurs partielles sont comme F_{QCD} de l'ordre de +4%.

Les corrections QED sont les plus importantes. Leur effet par l'intermédiaire des diagrammes d'émission de photons réels dans l'état initial et l'échange de photons virtuels est de diminuer de 30% la section efficace au pic et de déplacer la position du pic de +112 MeV. Les corrections QED à l'état final affectent la valeur des largeurs partielles d'un facteur $\delta_{QED} = \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2$ à l'ordre le plus bas. Cette correction est de +0,2 % pour les quarks b et +0,7 % pour les quarks c .

Les corrections électrofaibles sont de moindre importance que les corrections QED, mais elles sont très intéressantes car elles font intervenir le quark top ou le boson de Higgs par l'intermédiaire de diagrammes en boucle et en boîte. L'ensemble de ces corrections aux sections efficaces ou aux largeurs partielles est inférieur au pourcent, excepté pour les paires $b\bar{b}$ pour lesquelles la correction est d'environ -1%.

II.1.2 Largeurs partielles du Z^0 en paire de quarks $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$

Pour les saveurs de quarks qui nous intéressent plus particulièrement, à savoir les quarks b et c , on définit le rapport de la largeur partielle du Z^0 en paire de quarks à la largeur partielle hadronique:

$$R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = 21,58\% \quad (\text{II.8})$$

$$R_c = \frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}} = 17,23\% \quad (\text{II.9})$$

La largeur partielle de désintégration du Z^0 en paire de quarks favorise la production des quarks de type "down" par rapport aux quarks de type "up" en raison du rapport

$$\frac{R_b}{R_c} = \frac{a_b^2 + v_b^2}{a_c^2 + v_b^2} \sim \frac{9}{7} \quad (\text{II.10})$$

La valeur de $\sin^2 \theta_w \sim \frac{1}{4}$ entraîne un couplage vectoriel proche de 1/3 pour les quarks c et 2/3 pour les quarks b . A basse énergie seul l'échange du photon est présent et c'est le rapport des charges électriques qui intervient. Dans ce cas:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})} = \frac{e_b^2}{e_c^2} = \frac{1}{4} \quad (\text{II.11})$$

La résonance du Z^0 peut donc être considérée comme une usine à quarks b . En effet sur les 3,1 millions de désintégrations hadroniques du Z^0 enregistrées par DELPHI de 1991 à 1994, 680 000 le sont en paires de quarks b contre 530 000 en quarks c .

II.1.3 Etat des lieux expérimental

Le tableau II.1 résume les dernières mesures des paramètres qui gouvernent la production des paires de fermions lourds au LEP et au SLD[37]. Les valeurs mesurées présentent un bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

Paramètre	Mesure	Prédiction M S
M_Z (GeV)	$91,1863 \pm 0,0020$	-
Γ_{Total} (GeV)	$2,4946 \pm 0,0027$	2,4960
σ_{had}^0 (nb)	$41,508 \pm 0,056$	41,465
R_b	$0,2178 \pm 0,0011$	0,2158
R_c	$0,1715 \pm 0,0056$	0,1723

Tableau II.1: Résultats des mesures des paramètres qui gouvernent la production des quarks lourds à LEP. La dernière colonne présente les prédictions du Modèle Standard pour ces paramètres (en utilisant $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ et $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$).

II.2 Production des mésons B lors de la fragmentation

Le Modèle Standard électrofaible décrit de manière remarquable la production de paires de quarks dans les désintégrations du Z^0 , en revanche la description des phénomènes qui mènent à la création des hadrons observés dans le détecteur doit faire appel à des modèles phénoménologiques pour reproduire les observations. Les processus qui entrent en jeu font appel à l'interaction forte dont la constante de couplage $\alpha_s(q^2)$ varie sensiblement selon l'échelle d'énergie du processus (voir section I.3.2).

Le processus de fragmentation qui mène du quark primaire à la gerbe de hadrons finale peut se décomposer en deux étapes:

- Une première étape, traitée de manière perturbative en QCD, décrit l'émission de partons en cascade par les quarks initiaux. Les calculs sont en général exécutés jusqu'au deuxième ordre en α_s .
- Une deuxième phase au cours de laquelle les partons s'organisent pour former les hadrons. Cette phase se base sur des modèles phénoménologiques. Le succès de ces modèles réside dans leur capacité à reproduire, entre autres les distributions en énergie des hadrons ainsi que le type de hadrons produits à partir du quark initial. Ces paramétrisations utilisent la variable z invariante de Lorentz

$$z = \frac{(E + P_{//})_{hadron}}{(E + P_{//})_{quark}} \quad (\text{II.12})$$

où E est l'énergie, et $P_{//}$ la composante de l'impulsion, parallèle à la direction du quark primaire. La fonction qui décrit la fraction d'énergie du quark primaire emportée par le hadron produit est appelée fonction de fragmentation $f(z)$.

Expérimentalement on ne peut pas mesurer z mais on mesure la fraction d'énergie du faisceau emportée par le hadron initial:

$$x_E = \frac{E_{hadron}}{E_{faisceau}} = \frac{2E_{hadron}}{E_{CM}} \quad (\text{II.13})$$

qui permet de manière indirecte d'accéder à z et à la fonction de fragmentation.

II.2.1 La phase perturbative

C'est la phase au cours de laquelle les amplitudes des processus d'émission de partons $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, $q\bar{q}gg$, $q\bar{q}q\bar{q}$ sont calculées dans le cadre de la théorie QCD. On détermine ainsi le nombre de jets de l'événement. Cet ensemble de partons est le point de départ du processus de fragmentation qui transforme le parton initial en jet de hadrons. Deux approches sont possibles[38] pour quantifier les différents processus:

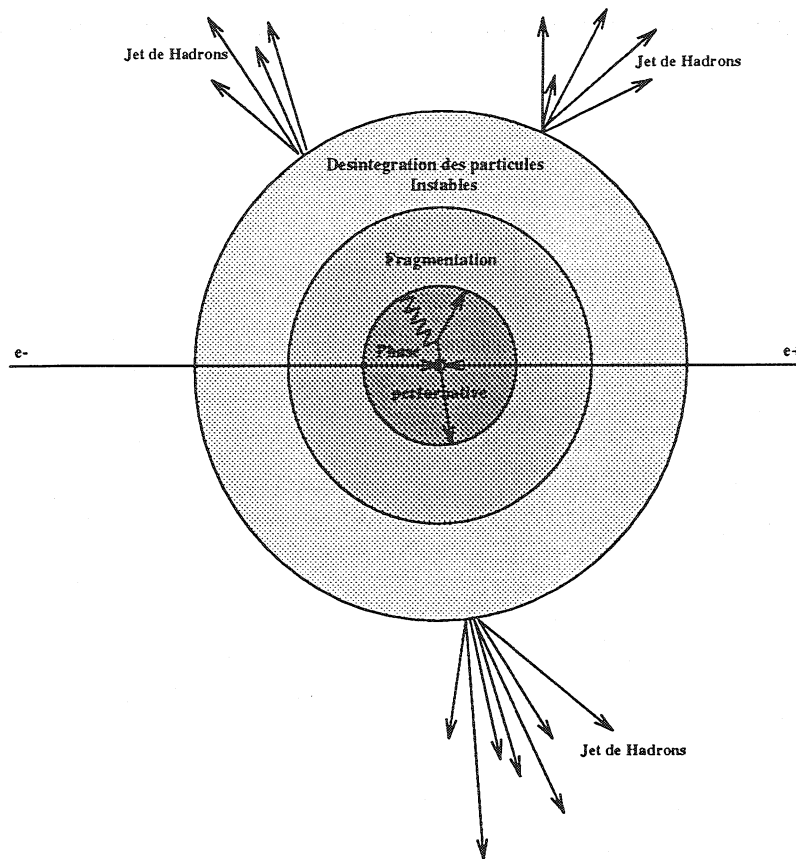


Figure II.2: Différentes étapes de la production des jets dans les événements hadroniques.

La méthode des éléments de matrice ME

Cette méthode consiste à effectuer un calcul perturbatif au second ordre en α_s pour quantifier la production d'événements à trois et quatre jets. Dans le cas des événements à quatre jets les diagrammes de Feynman ne font intervenir que le terme de Born. Les divergences qui apparaissent dans les calculs à cause de l'émission de gluons mous collinéaires à la direction du quark initial sont éliminées en fixant une limite inférieure à la masse invariante du gluon émis.

La méthode des gerbes de partons PS

C'est la méthode la plus communément utilisée. Elle est basée sur l'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi[39]:

$$\frac{dP_{i \rightarrow jk}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} P_{i \rightarrow jk}(z) \quad (\text{II.14})$$

qui donne la probabilité P d'une transition de $i \rightarrow jk$ pour une fraction d'impulsion z ($1-z$) emportée par le parton j (ou k). q^2 est le carré de l'énergie disponible dans le centre

de masse et $t = \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)$ le paramètre d'évolution. Les trois processus fondamentaux sont décrits par les fonctions:

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qq}(z) &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{g \rightarrow gg}(z) &= 3 \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= \frac{n_f}{2} (z^2 + (1-z)^2) \end{aligned}$$

La génération d'une gerbe de partons se base sur un processus itératif faisant intervenir alternativement les trois processus $q \rightarrow qq$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$. On arrête le processus lorsque l'énergie disponible est inférieure à un seuil fixé ($q_{min} \sim 1\text{GeV}/c^2$).

II.2.2 La phase non perturbative

Un très grand nombre de modèles existent pour décrire le processus de fragmentation. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux modèles qui décrivent la fragmentation des quarks lourds.

Le modèle des cordes de LUND

Ce modèle[40, 41] a été choisi par DELPHI pour la simulation des événements. L'idée sous-jacente de ce modèle est que deux partons qui s'éloignent créent un tube de flux de couleur qui se tend au fur et à mesure de leur éloignement. A courte distance ($\sim 0,1$ fermi) le potentiel entre les deux quarks a une dépendance en $1/r$ comme pour le potentiel Coulombien car les gluons sont de masse nulle. Par contre pour des distances de quelques fermi, l'auto-couplage des gluons induit un potentiel linéaire en fonction de la distance:

$$V(r) = kr.$$

Par conséquent les lignes de champs vont se concentrer en un tube entre les partons.

Le tube de flux est modélisé par une corde dont chacune des extrémités est occupée par un quark. La brisure de la corde intervient quand l'énergie potentielle de la corde dépasse le seuil de production d'une paire quark-antiquark.

Pour l'hypothèse de quarks de masse nulle, dans un espace à une dimension, la paire $q\bar{q}$ oscille dans le plan t, x et la probabilité de brisure de la corde est une constante universelle P multipliée par le volume dans l'espace-temps: $P\Delta t\Delta x$.

La formation d'états stables résulte de l'attraction des quarks et des antiquarks de paires différentes. Dans le modèle naïf des quarks sans masse, l'énergie-impulsion de cet état dépend de la proximité spatio-temporelle des deux quarks:

$$\begin{aligned} E(q_i, \bar{q}_j) &== k(x_j - x_i) \\ p(q_i, \bar{q}_j) &= k(t_j - t_i) \\ (x_j - x_i)^2 - (t_j - t_i)^2 &= M^2/k^2 \end{aligned} \tag{II.15}$$

La constante de rappel peut être estimée à $k \simeq 1 \text{ GeV/fm}$ [42]. Dans le cas plus réaliste de quarks massifs dotés de moment transverse, le quark et l'antiquark de la paire doivent être créés à une certaine distance l'un de l'autre pour acquérir une masse et une impulsion transverse à partir du champ de couleur qui les relie. Ceci peut être réalisé par effet tunnel. La probabilité de créer une paire dans ces conditions est alors proportionnelle à[42]

$$e^{-\frac{\pi}{k}m^2}.$$

Dans ce cas le rapport des taux de production de quarks s par rapport aux quarks de type u est relié aux masses des quarks par:

$$\frac{f_s}{f_u} = e^{-\frac{\pi}{k}(m_s^2 - m_u^2)} \quad (\text{II.16})$$

En utilisant les masses constituantes $m_s \simeq 300 \text{ MeV}/c^2$ et $m_u \simeq 100 \text{ MeV}/c^2$ on trouve un rapport $\frac{f_s}{f_u} = 0,3$. Ce mécanisme prédit aussi une contribution nulle des autres saveurs plus lourdes c et b .

Par conséquent, seuls les quarks lourds issus de la désintégration du Z^0 contribuent à la formation des mésons lourds beaux et charmés dans l'état final. Une contribution supplémentaire de hadrons lourds provenant des processus $g \rightarrow c\bar{c}$ et $g \rightarrow b\bar{b}$ a été récemment mesurée [43]. Cette contribution est de l'ordre de 2 % pour les hadrons charmés et 0,2 % pour les hadrons beaux.

Fragmentation des quarks lourds

Dans le cas des mésons composés de quarks beaux ou charmés, il existe une grande différence de masse entre les deux quarks du méson. La fonction de fragmentation communément utilisée, dite de LUND symétrique[44], traite de la même manière les deux extrémités de la corde.

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-\frac{bm_h^2}{z}} \quad (\text{II.17})$$

où m_h est la masse du hadron créé et a et b sont des paramètres libres. Cette fonction reproduit de manière satisfaisante les données pour les mésons légers mais non pour les mésons lourds où la distribution en énergie des mésons est trop piquée vers $z \sim 1$.

Pour décrire de manière satisfaisante les distributions en énergie des mésons lourds on utilise la fonction de fragmentation de Peterson[45]. Cette paramétrisation est obtenue en faisant l'hypothèse que l'amplitude de la transition Quark lourd \rightarrow Hadron lourd est donnée au premier ordre en perturbation par $\frac{\langle H_{\text{hadron}} | H | Q \rangle}{\Delta E}$ où $\Delta E = E_Q - E_H - E_q$ et H est l'hamiltonien perturbatif. La fonction de fragmentation est donnée dans ce cas par le carré de l'amplitude

$$f(z) = \frac{1}{z(\Delta E)^2} \quad (\text{II.18})$$

Le coefficient z^{-1} est introduit pour tenir compte de l'espace de phase invariant

$$\frac{d^3 p_h}{E_h} \simeq \pi dp_t^2 dp_l / p_l = \pi dp_t^2 \frac{dz}{z} \quad (\text{II.19})$$

L'impulsion transverse est ici définie par rapport à la direction du quark initial. Le quark lourd d'impulsion p se fragmente en hadron d'impulsion zp . La fraction d'impulsion du quark léger est $(1-z)p$. Dans le cas où $M_Q^2/p^2 \ll 1$ on a :

$$\begin{aligned} E_Q &= \sqrt{M_Q^2 + p^2} \simeq p + \frac{M_Q^2}{2p} \\ E_H &= \sqrt{M_H^2 + z^2 p^2} \simeq zp + \frac{M_H^2}{2zp} \\ E_q &= \sqrt{M_q^2 + (1-z)^2 p^2} \simeq (1-z)p + \frac{M_q^2}{2(1-z)p} \end{aligned}$$

ce qui conduit à

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \varepsilon_q/(1-z)]^2} \quad (\text{II.20})$$

où $\varepsilon_q = \frac{M_q^2}{M_Q^2}$. Plus le rapport des masses est petit, plus le maximum de $f(z)$ se déplace vers 1. En prenant les masses constituantes $m_b \simeq 5 \text{ GeV}/c^2$ et $m_c \simeq 1,5 \text{ GeV}/c^2$ on trouve $\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_c} \sim 1/10$. La fonction de fragmentation de Peterson pour les quarks b et c est présentée sur la figure II.3. Expérimentalement ε_b et ε_c ne sont pas mesurables directement. On procède

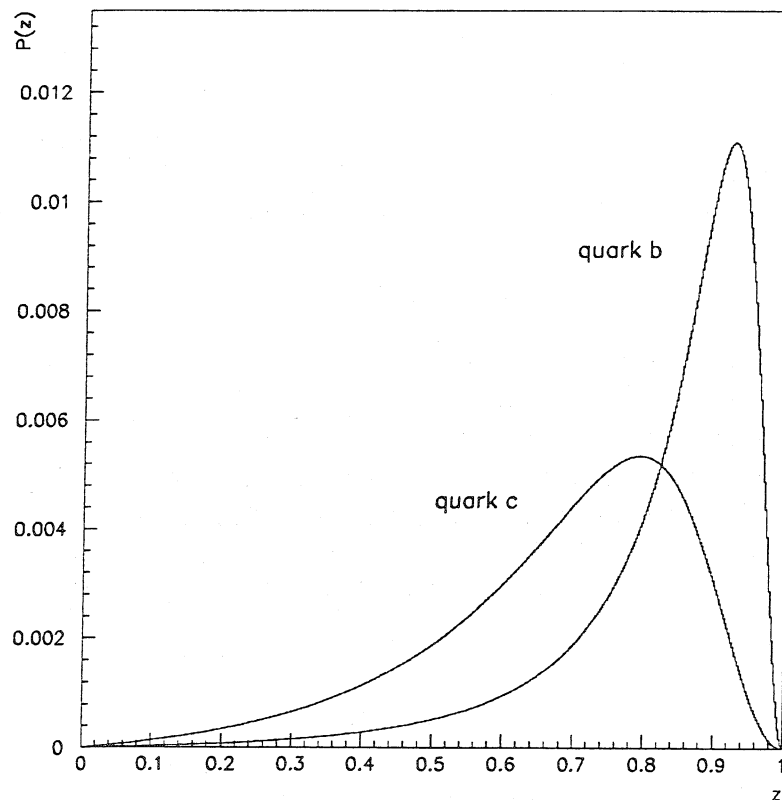


Figure II.3: Fonction de fragmentation de Peterson. ($\varepsilon_b=0,006$ et $\varepsilon_c=0,054$)

de manière indirecte en ajustant la valeur de ε_b et ε_c pour reproduire les distributions en $X_E = E_{hadron}/E_{faisceau}$. Les mesures effectuées dans DELPHI[46, 47] donnent:

$$\langle X_E^B \rangle = 0,716 \pm 0,0006 \pm 0,007 \quad (\text{II.21})$$

$$\langle X_E^C \rangle = 0,492 \pm 0,006 \pm 0,003 \quad (\text{II.22})$$

On en déduit $\varepsilon_b = 0,00394$ et $\varepsilon_c = 0,0396$ pour le modèle des gerbes de partons. Ces valeurs sont largement corrélées au modèle choisi dans la phase perturbative[46].

II.2.3 Détermination du rapport d'embranchement $Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0)$

La mesure de $|V_{cb}|$ et du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ nécessite la connaissance de la fraction de quarks b qui vont donner un méson \bar{B}_d^0 . Cette fraction dépend du processus de fragmentation. Nous allons décrire dans cette section la détermination des proportions de l'ensemble des hadrons B produits dans les désintégrations du Z^0 .

A LEP, l'ensemble des hadrons beaux se décompose en quatre catégories:

- les mésons \bar{B}_d^0 : $Br(b \rightarrow \bar{B}_d^0) \equiv f_d$
- les mésons B^- : $Br(b \rightarrow B^-) \equiv f_u$
- les mésons \bar{B}_s^0 : $Br(b \rightarrow \bar{B}_s^0) \equiv f_s$
- les baryons Λ_b : $Br(b \rightarrow \Lambda_b) \equiv f_\Lambda$

Ces quatre quantités vérifient la relation:

$$f_u + f_d + f_s + f_\Lambda = 1. \quad (\text{II.23})$$

La symétrie d'isospin permet de faire l'hypothèse $f_d = f_u$. La quantité qui nous intéresse particulièrement est f_d , mais pour l'obtenir il faut d'abord estimer f_s et f_Λ .

Détermination de f_s

Pour cela on utilise la mesure[48] de

$$f_s \times Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (0,82 \pm 0,09_{-0,14}^{+0,13})\% \quad (\text{II.24})$$

On estime $Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ à partir de $Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ et de $f_{D_s^+}^{sl}$, la fraction de ces désintégrations qui contiennent un D_s^+ . Pour calculer $Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell)$, on fait l'hypothèse que les largeurs partielles semileptoniques des \bar{B}_s^0 et des B^- (ou \bar{B}_d^0) sont identiques:

$$Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{\tau_{B_s}}{(\tau_{B^0} + \tau_{B^+})/2} Br(\bar{B} \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{\tau_{B_s}}{\tau_b} Br(b \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) \quad (\text{II.25})$$

On trouve en faisant la moyenne sur les résultats de $Br(b \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ à LEP et de $Br(\bar{B} \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ à l' $\Upsilon(4S)$:

$$Br(\bar{B}_s^0 \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (10,4 \pm 1,0)\% \quad (\text{II.26})$$

Les rapports d'embranchement et les durées de vie utilisées sont reportées dans la table II.2. τ_b est la durée de vie moyenne de l'ensemble des hadrons beaux, mesurée de manière inclusive à LEP. Une limite inférieure sur $f_{D_s^{sl}}^{sl}$ peut être obtenue à partir des rapports

Canal	Rapport d'embranchement	Réf
$b \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell$	$11,13 \pm 0,29 \%$	[21]
$B \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell$	$10,43 \pm 0,24 \%$	[21]
$\bar{B} \rightarrow D \ell^- \bar{\nu}_\ell$	$1,80 \pm 0,41 \%$	[21]
$\bar{B} \rightarrow D^* \ell^- \bar{\nu}_\ell$	$4,63 \pm 0,25 \%$	[21]
$\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell$	$1,00 \pm 0,34 \%$	[21]
Type	Durée de vie (ps)	Réf
τ_{B^+}	$1,65 \pm 0,04$	[49]
τ_{B^0}	$1,55 \pm 0,04$	[49]
τ_{B_s}	$1,52 \pm 0,07$	[49]
τ_{Λ_b}	$1,21 \pm 0,06$	[49]
τ_b	$1,549 \pm 0,020$	[21]

Tableau II.2: Rapports d'embranchement utilisés pour l'extraction de f_d .

d'embranchement $Br(\bar{B} \rightarrow D \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ et $Br(\bar{B} \rightarrow D^* \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ On trouve que la somme $D^0 + D^{*+}$ compte pour $(62,0 \pm 4,8) \%$ du total des désintégrations semileptoniques des B. La même proportion est supposée pour les \bar{B}_s^0 . Pour fixer une limite supérieure on cherche à estimer la contribution des désintégrations semileptoniques du \bar{B}_s^0 ne comportant pas de D_s^+ . Pour cela on considère la désintégration équivalente à $\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell$ pour les \bar{B}_s^0 :

$$\Gamma(B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow D^{*+} K^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow D^{*0} K^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell) \quad (\text{II.27})$$

Cette relation est obtenue en supposant la symétrie de saveur SU(3) pour la première partie et la symétrie d'isospin pour la seconde. On trouve $f_{D_s^{sl}}^{sl} = (82 \pm 4) \%$. L'erreur sur chacune des deux estimations de $f_{D_s^{sl}}^{sl}$ fait intervenir le rapport d'embranchement semileptonique total (II.26). On choisit de prendre la moyenne des deux bornes comme estimateur de $f_{D_s^{sl}}^{sl}$ et de prendre la demi-différence entre ces deux bornes comme erreur, ce qui conduit à $f_{D_s^{sl}}^{sl} = (72 \pm 10) \%$. Les erreurs sur les rapports d'embranchement exclusifs du tableau II.2 sont ajoutées en quadrature, ce qui conduit à: $f_{D_s^{sl}}^{sl} = (72 \pm 12) \%$. Finalement on en déduit:

$$f_s = (11,0 \pm 3,0) \% \quad (\text{II.28})$$

où l'erreur provient de l'incertitude sur $f_{D_s^{sl}}^{sl}$ et sur les rapports d'embranchement des équations (II.24) et (II.26). Le problème de cette estimation est qu'elle fait intervenir les rapports d'embranchement mesurés pour les mésons beaux non étranges dont la détermination dépend de f_d . Pour cela on considère une deuxième méthode basée sur les mesures des paramètres de mélange intégré sur le temps dans les oscillations des mésons B, où f_s et f_d sont reliés par:

$$\bar{\chi} = f_s \chi_s + f_d \chi_d \quad (\text{II.29})$$

où

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{(\Delta m_{\tau_B})^2}{1 + (\Delta m_{\tau_B})^2} \quad (\text{II.30})$$

et $\bar{\chi}$ est le paramètre de mélange moyen. Dans le cas des oscillations du \bar{B}_s^0 on peut considérer que $\chi_s = 1/2$ car Δm_s est grand (la limite actuelle est $\Delta m_s > 9,2 ps^{-1}$ à 95%[32]). Avec la condition (II.23) on obtient:

$$f_s = \frac{2\bar{\chi} - (1 - f_\Lambda)\chi_d}{1 - \chi_d} \quad (\text{II.31})$$

Le tableau (II.3) résume les ingrédients nécessaires à l'extraction de f_s à partir des

$\bar{\chi}$	$0,115 \pm 0,006$
$\Delta m_d (ps^{-1})$	$0,465 \pm 0,024$
$\tau_b (ps)$	$1,549 \pm 0,020$
χ_d	$0,170 \pm 0,011$
$f_\Lambda (\%)$	$12,6 \pm 3,9$

Tableau II.3: Ingrédients pour l'extraction de f_s [50].

oscillations. Avec la valeur de f_Λ estimée ci-dessous on en déduit:

$$f_s = (9,8 \pm 2,2)\% \quad (\text{II.32})$$

en accord avec la précédente estimation. La combinaison des deux résultats donne une valeur moyenne de f_s :

$$f_s = (10,3 \pm 1,8)\% \quad (\text{II.33})$$

Détermination de f_Λ

On procède exactement de la même manière que pour f_s , en utilisant les corrélations $\Lambda_c \ell^-$ [51].

$$f_\Lambda \times Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell X) = (0,83 \pm 0,15)\% \quad (\text{II.34})$$

En utilisant la durée de vie des baryons beaux Λ_b de la table II.2 on trouve

$$Br(\Lambda_b \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{\tau_{\Lambda_b}}{\tau_b} Br(b \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (8,3 \pm 0,6)\% \quad (\text{II.35})$$

La limite inférieure sur la fraction d'événements qui contiennent un Λ_c est supposée identique à la valeur estimée pour les mésons D dans les désintégrations des B, à savoir $(62,0 \pm 4,8)\%$. La limite supérieure est fixée à 100 % ce qui donne $f_{\Lambda_c}^{sl} = (81 \pm 19)\%$ en prenant la valeur centrale entre les deux bornes. La demi différence entre ces deux bornes est assignée comme erreur. On en déduit finalement

$$f_\Lambda = (12,6 \pm 3,9)\% \quad (\text{II.36})$$

Résultat pour f_d

La valeur obtenue pour f_d ainsi que celles obtenues plus haut pour f_s et f_Λ sont reportées dans le tableau II.4.

Par la suite nous allons utiliser ces valeurs lors de la mesure du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ et de $|V_{cb}|$. La fraction f_d est une source importante d'incertitude pour ces deux mesures. Comme on peut le constater c'est l'incertitude sur la fraction de baryons qui domine les erreurs sur f_d .

Fraction	Résultat (%)
$f_d = f_u$	$38,5 \pm 2,2$
f_s	$10,3 \pm 1,8$
f_{Λ_b}	$12,6 \pm 3,9$

Tableau II.4: rapports d'embranchement estimés du quark b dans les différents hadrons possibles.

Chapitre III

Désintégration des hadrons lourds

III.1 Introduction

L'interaction faible à courant chargé responsable de la désintégration du quark b est un processus décrit de manière simple dans le cadre de la théorie électrofaible. Par contre lorsque ce quark est confiné à l'intérieur d'un hadron par l'interaction forte des complications surviennent. Les corrections dues à l'interaction forte, décrites par la Chromodynamique Quantique, sont difficilement calculables car les méthodes perturbatives ne peuvent s'appliquer en raison de la grande valeur de la constante de couplage à cette échelle d'énergie ($\alpha_s(m_b) \simeq 0,2$).

L'intérêt de l'étude des désintégrations semileptoniques est leur relative simplicité dans la mesure où il est possible d'isoler l'effet de l'interaction forte. L'amplitude de désintégration peut être écrite comme le produit du courant leptonique bien connu et d'un courant hadronique qui décrit l'évolution du hadron de son état initial à son état final. Cette séparation permet un traitement théorique plus aisé que dans le cas de désintégrations hadroniques où les quarks des différents hadrons émis peuvent interagir entre eux.

L'intérêt porté aux désintégrations semileptoniques des mésons B n'est donc pas seulement dû à leur signature expérimentale claire, mais aussi à la présence du lepton qui limite les effets des corrections QCD et permet une interprétation théorique plus simple des résultats expérimentaux. Ce sont de plus des désintégrations qui font intervenir un secteur encore mal connu de la matrice V_{CKM} (voir section I.4).

Une description théorique récente basée sur la découverte de symétries approchées entre les quarks lourds a permis un nouveau traitement des désintégrations des hadrons non plus basée sur des modèles phénoménologiques, mais directement sur QCD. Cette théorie appelée HQET¹ remporte actuellement de grands succès si bien que tous les modèles antérieurs en ont intégré les contraintes. Une grande réussite de cette théorie est certainement de permettre la mesure de $|V_{cb}|$ avec une erreur théorique de $\pm 3\%$.

Ce chapitre décrit les désintégrations semileptoniques des mésons B. Dans un premier temps nous parlerons des désintégrations inclusives et du modèle spectateur, pour la mesure de $|V_{cb}|$ à partir du rapport d'embranchement semileptonique total. Dans un deuxième temps nous nous consacrerons aux désintégrations semileptoniques dans les

¹Heavy Quark Effective Theory ou Théorie Effective des Quarks Lourds

canaux exclusifs. De la dynamique des désintégrations semileptoniques nous mettrons en évidence les symétries qui apparaissent dans la limite où la masse des quarks est considérée comme infinie et qui permettent de prédire les états spectroscopiques des hadrons lourds. Ensuite nous décrirons brièvement les modèles phénoménologiques précurseurs de HQET, avant de décrire la théorie HQET elle-même. Les prédictions de cette théorie effective sur la dynamique des désintégrations semileptoniques et sur la production des états charmés excités dans les désintégrations semileptoniques des B sont ensuite présentées.

III.2 Le diagramme spectateur

Le processus fondamental de la désintégration d'un hadron lourd en hadron plus léger est l'émission d'un boson chargé W^\pm virtuel. La description la plus simple de ce processus fait intervenir le diagramme spectateur.

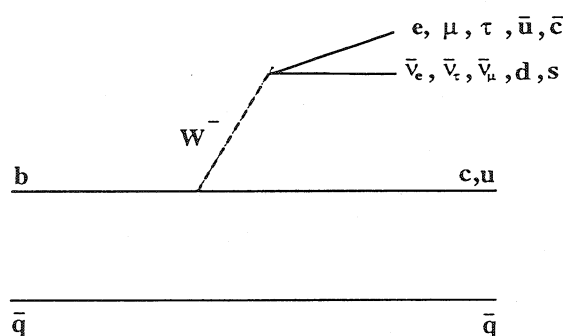


Figure III.1: Diagramme spectateur de la désintégration d'un méson B.

Le diagramme spectateur de la désintégration d'un méson B présenté sur la figure III.1 suppose que le quark léger confiné dans le méson ne joue pas de rôle actif dans la désintégration, à l'ordre le plus bas des corrections QCD. Dans ce cas, la désintégration peut être traitée par analogie avec la désintégration du muon.

III.2.1 Désintégration du muon

Cette désintégration représentée sur la figure III.2 fait intervenir la partie leptonique du lagrangien à courant chargé de la section I.3.3 et conduit à l'élément de matrice de transition suivant:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{v}(\bar{\nu}_\mu) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(\mu^-) \frac{1}{q^2 - M_W^2} \bar{u}(e) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(\bar{\nu}_e) \quad (\text{III.1})$$

où q^2 est le carré de la quadri-impulsion transférée au W et

$$G_F = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w M_W^2} = 1,16639 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

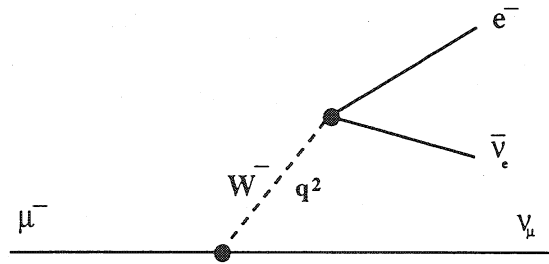


Figure III.2: Diagramme de la désintégration du muon.

est la constante de Fermi. La largeur totale de désintégration est alors:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (\text{III.2})$$

où τ_μ est la durée de vie du muon. On notera que la largeur dépend de la masse du muon à la puissance cinq. Une analyse dimensionnelle permet d'ailleurs de déduire cette dépendance sachant que la largeur s'exprime en énergie. Dans le système $\hbar = c = 1$ on a la relation $[t^{-1}] = [\text{GeV}]$ et donc:

$$\begin{aligned} \Gamma &= G_F^2 \times m_\mu^5 \\ [\text{GeV}] &= [\text{GeV}^{-2}]^{-2} \times [\text{GeV}]^5 \end{aligned}$$

III.2.2 Application à la désintégration des mésons B

La largeur totale de désintégration d'un méson B peut donc s'exprimer comme:

$$\Gamma_B = \frac{1}{\tau_B} \simeq C \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 I\left(\frac{m_c}{m_b}\right) \quad (\text{III.3})$$

où

- La contribution des transitions $b \rightarrow ul\bar{\nu}_l$ a été négligée à cause de la faible valeur de $|V_{bu}|$ (voir le chapitre I.4)
- $I\left(\frac{m_c}{m_b}\right)$ est une fonction qui tient compte de la réduction de l'espace de phase lorsque les particules dans l'état final sont massives. Dans le cas où la seule particule massive est le quark charmé issu de la désintégration du b, la fonction $I(x)$ prend la forme:

$$I(x) = 1 - 8x^2 - 24x^4 \ln x + 8x^6 - x^8 \quad (\text{III.4})$$

où $x = m_c/m_b$. Lorsque deux particules massives sont produites² cette fonction dépend de deux variables $I(x, y)$, où $x = m_c/m_b$, $y = m_{q1}/m_b$. Son calcul, assez compliqué, est donné dans la référence [52].

²C'est le cas lorsque le W se désintègre en τ ou en charme.

- La constante C tient compte de l'ensemble des canaux possibles pour la désintégration du boson W^- , de la réduction de l'espace de phase et du facteur de couleur pour les canaux hadroniques:

$$C = \underbrace{1}_{e \nu_e} + \underbrace{1}_{\mu \nu_\mu} + \underbrace{\frac{I(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\tau}{m_b})}{I(\frac{m_c}{m_b})}}_{\tau \nu_\tau} + \underbrace{3}_{\bar{u} d} + 3 \underbrace{\frac{I(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_c}{m_b})}{I(\frac{m_c}{m_b})}}_{\bar{c} s} \quad (\text{III.5})$$

L'évaluation numérique de C dépend de la masse des quarks utilisée. Par la suite nous adopterons les masses obtenues par règle de somme de QCD [53], $m_b = 4,71 \pm 0,07 \text{ GeV}/c^2$ et $m_c = 1,37 \pm 0,12 \text{ GeV}/c^2$ qui conduisent à:

$$C = 6,5 \pm 0,6 \quad (\text{III.6})$$

Dans l'hypothèse du diagramme spectateur, la largeur de désintégration est identique quelle que soit le type de méson B. Leur durée de vie doit donc être identique. Le diagramme spectateur est censé dominer l'ensemble des désintégrations des hadrons lourds, d'autant plus que la différence de masse entre le quark lourd et le quark spectateur est grande. Ce fait semble confirmé expérimentalement par la mesure des durées de vies des 3 mésons beaux connus[49]:

$$\tau_{\bar{B}_d^0} = 1,55 \pm 0,04 \text{ ps} \quad (\text{III.7})$$

$$\tau_{B^-} = 1,65 \pm 0,04 \text{ ps} \quad (\text{III.8})$$

$$\tau_{\bar{B}_s^0} = 1,52 \pm 0,07 \text{ ps} \quad (\text{III.9})$$

Ceci n'est par contre pas le cas pour les désintégration des mésons charmés où:

$$\Gamma_c = \frac{1}{\tau_c} \simeq 5 \frac{G_F m_c^5}{192\pi^3} (|V_{cs}|^2 + |V_{cd}|^2) \quad (\text{III.10})$$

conduit à une durée de vie moyenne de $\tau_c \simeq 1,2 \text{ ps}$. Le choix de la masse du charme est ici très important. L'utilisation de $m_c = 1,56 \text{ GeV}/c^2$ qui est la valeur reproduisant le mieux le spectre inclusif des leptons dans le modèle ACCMM[54] conduit à $\tau_c \simeq 0,63 \text{ ps}$. Les valeurs observées montrent par contre une grande dispersion[21]:

$$\tau_{D^0} = 0,415 \pm 0,004 \text{ ps} \quad (\text{III.11})$$

$$\tau_{D^+} = 1,057 \pm 0,015 \text{ ps} \quad (\text{III.12})$$

$$\tau_{D_s^+} = 0,467 \pm 0,017 \text{ ps} \quad (\text{III.13})$$

indiquant l'influence d'autres diagrammes qui seront présentés dans la section III.2.5.

III.2.3 Les corrections QCD

L'échange de gluons entre les quarks lors de la désintégration modifie la structure en couleur du processus. Plusieurs types de corrections sont possibles comme la radiation de gluons par "Bremsstrahlung" ou l'échange de gluons entre les quarks initial et final (voir figure III.3). L'effet global des corrections est d'augmenter la largeur hadronique et de diminuer la largeur semileptonique.

Corrections QCD à la largeur partielle semileptonique

Au premier ordre en α_s , les corrections dues à l'échange d'un gluon virtuel ou à l'émission d'un gluon réel sont obtenues à partir des corrections électromagnétiques au premier ordre de la désintégration du muon [58] en y remplaçant α par $4\alpha_s/3$. Dans ce cas la largeur semileptonique est donnée par [59]:

$$\Gamma(b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}_\ell) = \Gamma_0 I\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\ell}{m_b}\right) \eta_{QCD} \quad (\text{III.14})$$

où

- $\Gamma_0 = \frac{G_F m_b^5}{192\pi^3}$
- $\eta_{QCD} = 1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} f\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\ell}{m_b}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

La fonction $f(x, y)$ ne peut être calculée explicitement que pour $x = y = 0$:

$$f(x = 0, y = 0) = \pi^2 - \frac{25}{4} \quad (\text{III.15})$$

Pour $x \neq 0$ cette fonction est tabulée dans la référence [58].

L'effet de ces corrections est de réduire d'environ 14% la largeur semileptonique .

Corrections à la largeur partielle hadronique

L'effet de ces corrections est plus important que pour la largeur semileptonique et tend à augmenter la largeur hadronique et donc à diminuer la valeur du rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$. Le lagrangien effectif de la transition $b \rightarrow c\bar{q}_1 q_2$ s'écrit:

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{q_1 q_2}^* (\bar{b}_j \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c_j) (\bar{q}_{2i} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_{1i}) \quad (\text{III.16})$$

où i, j sont les indices de couleur. Les corrections QCD au premier ordre vont engendrer un nouvel opérateur de structure similaire à (III.16), proportionnel à α_s , qui va faire intervenir les représentations des octets de couleur [57, 58, 59, 60]:

$$O_\pm = \frac{1}{2} \bar{b}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c_i \bar{q}_{2j} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_{1j} \pm \bar{b}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c_j \bar{q}_{2i} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q_{1j}. \quad (\text{III.17})$$

O_+ et O_- sont respectivement symétriques et antisymétriques dans l'échange des indices de couleur. D'après l'identité de Fierz, les deux opérateurs forment un ensemble complet correspondant aux représentations irréductibles 8,27 de $SU(3)_c$ qui sont laissées invariantes

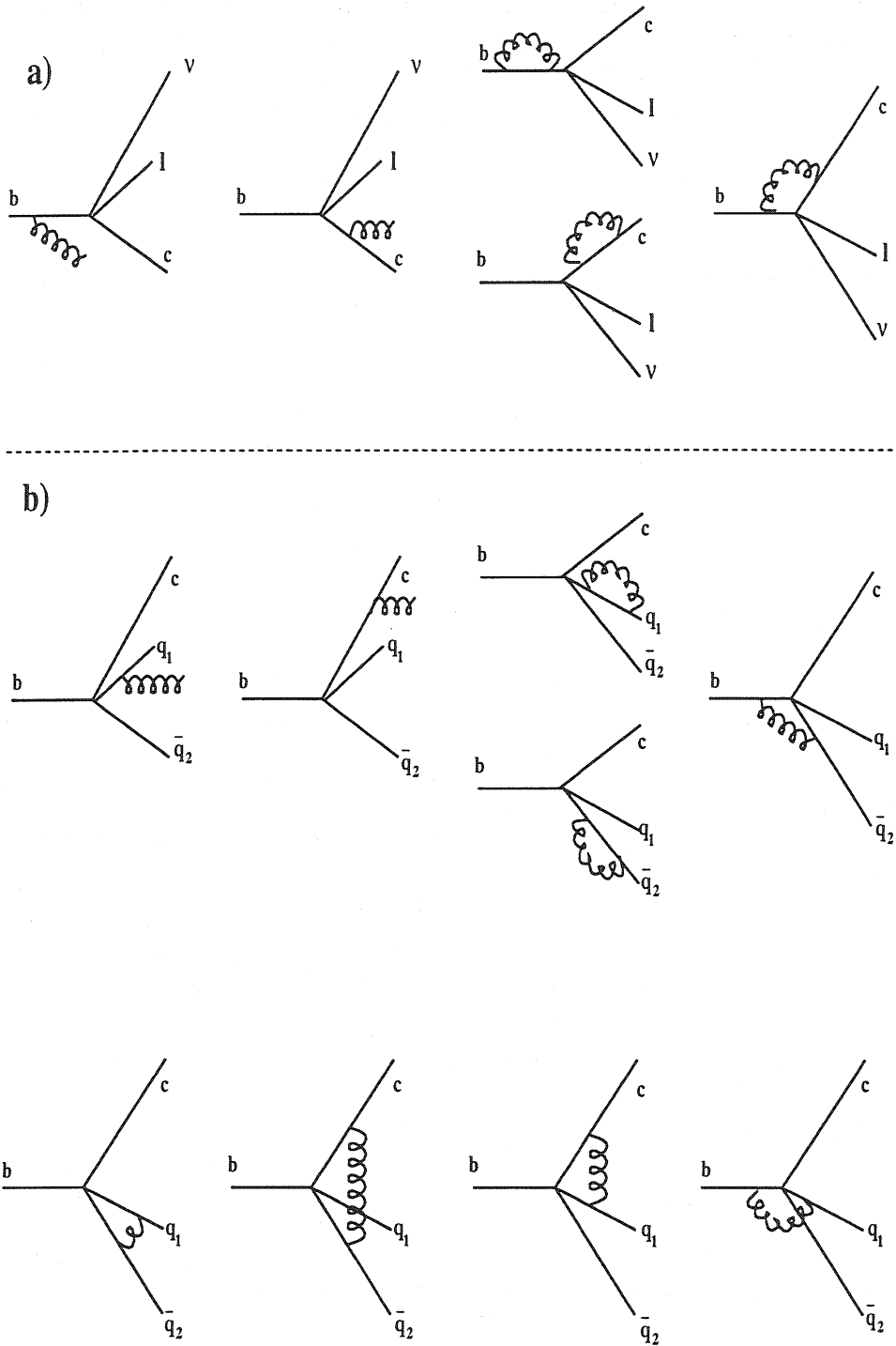


Figure III.3: Corrections QCD apportées à l'ordre le plus bas dans la désintégrations des hadrons lourds par le diagramme spectateur. a) désintégration semileptonique . b) désintégrations hadroniques (les diagrammes communs avec les désintégrations semileptoniques ne sont pas présentés).

par les corrections d'ordre supérieur en α_s . L'opérateur O_- correspond aux transitions d'isospin $\Delta I = 1/2$ alors que O_+ correspond à un mélange de transitions $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$. Dans la limite des quarks de masse nulle, les opérateurs sont renormalisables de manière multiplicative, et le nouveau lagrangien prend la forme:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{q_1 q_2}^* [C_+(\mu) O_+ + C_-(\mu) O_-] \quad (\text{III.18})$$

Les coefficients de Wilson C_{\pm} sont donnés par

$$C_{\pm} = \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(M_W)} \right)^{d_{\pm}} \quad (\text{III.19})$$

avec $d_+ = -6/23$ et $d_- = 12/23$. Au premier ordre ces coefficients valent:

$$C_+(\mu) = 1 - \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \text{Log} \frac{M_W^2}{\mu^2} \quad (\text{III.20})$$

$$C_-(\mu) = 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \text{Log} \frac{M_W^2}{\mu^2} \quad (\text{III.21})$$

La hiérarchie des coefficients C_{\pm} défavorise les transitions $\Delta I = 3/2$ par rapport aux transitions $\Delta I = 1/2$. Les coefficients sont déterminés par un calcul perturbatif à l'échelle M_W puis ramenés à l'échelle μ par l'application de l'équation du groupe de renormalisation. L'échelle de renormalisation μ est un paramètre non physique introduit pour le calcul des corrections d'émission de gluons d'énergie comprise entre μ et M_W . Le résultat ne doit pas dépendre du choix de ce paramètre.

La contribution des gluons "mous" est traitée par un facteur additionnel J de telle sorte que la largeur non leptonique soit proportionnelle à $\eta_{QCD} J$ et que la dépendance en μ de η_{QCD} soit compensée par celle de J :

$$\Gamma(b \rightarrow c \bar{q}_1 q_2) = N_c \Gamma_0 I\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_{\bar{q}_1}}{m_b}\right) \eta_{QCD} J \quad (\text{III.22})$$

où

- $\eta_{QCD} = \frac{1}{3}(C_-^2 + 2C_+^2) \simeq 1,10$
- $J \simeq 1,15$ est le facteur qui prend en compte les corrections d'ordre supérieur. Le calcul de ce facteur J est donné dans les références [61, 62].

L'effet des corrections QCD, η_{QCD} et J pour $\mu = m_b$ est d'augmenter de 27 % la largeur partielle de désintégration hadronique des mésons B.

L'effet de ces corrections sur le rapport d'embranchement semileptonique inclusif $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ sera discuté dans la section III.2.6. Auparavant nous allons décrire le modèle ACCMM³ qui permet la mesure du rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ à partir du spectre des leptons. Les tests expérimentaux de ce modèle seront également présentés dans la section III.2.6.

³ ACCMM est l'acronyme de Altarelli, Cabibbo, Corbo, Maiani, Martinelli

III.2.4 Le modèle ACCMM

Ce modèle est basé sur le diagramme spectateur et les corrections de QCD [54, 55, 56, 57, 61]. Son intérêt est de donner une prédiction de la forme du spectre en énergie des leptons issus de la désintégration semileptonique des mésons lourds et de pouvoir en extraire le rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$. C'est historiquement un des premiers modèles de description des désintégrations semileptoniques inclusives des mésons lourds.

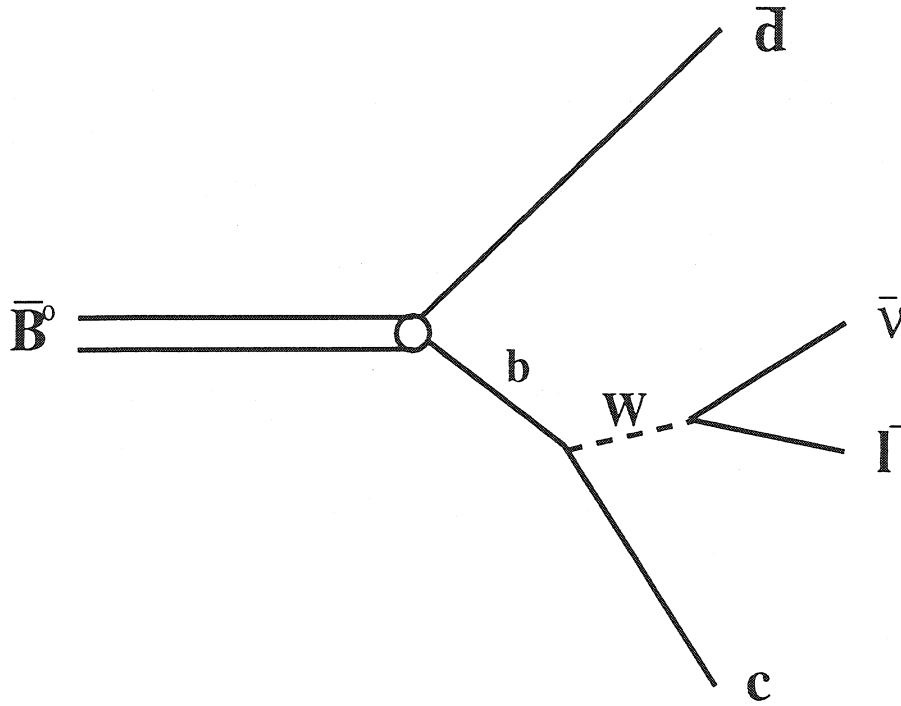


Figure III.4: Diagramme de la désintégration d'un \bar{B}_d^0 dans le cadre du modèle ACCMM.

La désintégration des mésons lourds est modélisée par l'émission dans l'état final d'un quark lourd et d'un quark léger spectateur réel de masse définie m_{sp} (voir la figure III.4). L'impulsion p du quark lourd qui se désintègre est paramétrisée par une distribution Gaussienne:

$$\Phi(p) = \frac{4}{\sqrt{\pi} p_F^3} e^{-\frac{p^2}{p_F^2}} \quad (\text{III.23})$$

Le paramètre p_F appelé impulsion de Fermi détermine la largeur de la Gaussienne. La masse du quark lourd est contrainte par la relation:

$$m_b^2 = M_B^2 + m_{sp}^2 - 2M_B \sqrt{m_{sp}^2 + p^2} \quad (\text{III.24})$$

Les paramètres libres du modèle sont m_{sp} , p_F et la masse du quark charmé. En fixant ces paramètres aux valeurs qui reproduisent le mieux le spectre en énergie des leptons [63] la prédiction de la largeur de désintégration semileptonique est:

$$\Gamma_{SL}^{ACCMM} = (2, 44 \pm 0, 46) \times 10^{-11} [|V_{cb}|^2 + (2, 2 \pm 0, 4) |V_{ub}|^2] \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{III.25})$$

Le spectre en énergie des leptons

On obtient la largeur partielle différentielle de désintégration en fonction de l'énergie E_ℓ du lepton en appliquant une transformation de Lorentz depuis le référentiel du quark b dans celui du méson lourd B [56].

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \underbrace{\frac{G_F m_b^5}{96\pi^3} \frac{x^2 (x_m - x)^2}{1 - x^3} [(1-x)(3-2x) + (1-x_m)(3-x)]}_{d\Gamma^{(0)}/dx} \times \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} G(x, \epsilon) \right] \quad (\text{III.26})$$

où $x = \frac{2E_\ell}{m_b}$ représente la fraction d'énergie emportée par le lepton, $x_m = 1 - \left(\frac{m_q}{m_b}\right)^2$ et $\epsilon = \frac{m_q}{m_b}$ ($q = c$ ou u). La fonction $G(x, \epsilon)$ qui décrit les corrections QCD est reliée au facteur J de la section précédente [61, 62]. Lorsque la masse du quark q est négligée on obtient

$$G(x, 0) \sim_{x \rightarrow 1} \ln^2(1-x) \quad (\text{III.27})$$

Ce qui conduit à une divergence de type infrarouge due à l'émission de gluons de très faible énergie. Le traitement des corrections aux ordres supérieurs en α_s fait apparaître d'autres logarithmes qui compensent ceux de (III.27). La largeur partielle peut alors être reformulée:

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{d\Gamma^{(0)}}{dx} \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \tilde{G}(x, 0) \right] e^{-\frac{2\alpha_s}{3\pi} \ln^2(1-x)} \quad (\text{III.28})$$

avec $\tilde{G}(x, 0) = G(x, 0) - \ln^2(1-x)$ et la singularité est absorbée.

Cas des transitions $b \rightarrow c$.

Dans ce cas une autre singularité apparaît à la limite $x \rightarrow x_m$:

$$G(x, \epsilon) \rightarrow 2 \ln(x_m - x) [2x_m + (2 - x_m) \ln(1 - x_m)] \quad (\text{III.29})$$

L'origine de cette divergence vient du fait que les corrections faisant intervenir l'échange de gluons entre quarks ne sont plus compensées par les termes dus à l'émission de gluons réels qui s'annulent à cause de l'espace de phase réduit. Ces divergences peuvent en pratique être négligées car l'espace de phase est nul en ce point et donc inaccessible expérimentalement.

III.2.5 Au delà du diagramme spectateur

Le modèle ACCMM permet de donner une description satisfaisante des désintégrations inclusives semileptoniques des mésons B en utilisant le diagramme spectateur. Mais pour expliquer la disparité observée dans les durées de vie des mésons charmés, d'autres mécanismes doivent intervenir. La contribution de ces diagrammes supplémentaires dans les désintégrations des mésons B est très réduite à cause de la grande différence de masse entre le quark b et le quark léger du méson.

Le diagramme supprimé de couleur

Il suppose l'émission interne du W^\pm , conduisant à un état final purement hadronique. Les deux quarks issus du W^\pm s'associent avec le quark lourd et le quark spectateur⁴ pour former deux hadrons (voir la figure III.5). Dans ce diagramme l'état de

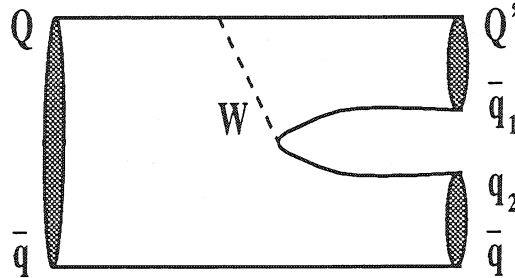


Figure III.5: Diagramme supprimé de couleur.

couleur des quarks issus du W^\pm est conditionné par celui des quarks du méson initial, ce qui se traduit par une réduction d'un facteur 9 de la largeur correspondante par rapport à la largeur hadronique pour le schéma spectateur.

Le diagramme d'échange

L'échange d'un W entre les deux quarks d'un méson lourd ne peut intervenir que si ce méson est neutre (voir la figure III.6). Dans le cas des mésons B les largeurs partielles sont proportionnelles à:

$$\Gamma(\bar{B}_d^0) \propto |V_{cb}|^2 |V_{ud}|^2 \tag{III.30}$$

$$\Gamma(\bar{B}_s^0) \propto |V_{cb}|^2 |V_{us}|^2 \tag{III.31}$$

Ce processus sera plus important pour les \bar{B}_d^0 que pour les \bar{B}_s^0 car le rapport $(|V_{ud}|/|V_{us}|)^2$ des éléments de la matrice V_{CKM} vaut 19,5. Ces diagrammes d'échange sont de plus défavorisés par la conservation du moment angulaire qui impose la formation d'un méson pseudo-scalaire dans l'état final. La largeur partielle qui leur est associée représente moins d'un pourcent de la largeur totale. Ce diagramme est néanmoins important dans le cas des désintégrations baryoniques pour lesquelles l'échange peut se faire avec l'un ou l'autre des quarks de valence.

Le diagramme d'annihilation

Contrairement au précédent, ce diagramme n'intervient que pour les mésons chargés. La largeur associée à ce processus est similaire à celle de la désintégration du pion dans

⁴Ici spectateur est un abus de langage très pratique pour désigner le deuxième quark du méson. Son rôle n'est pourtant plus spectateur.

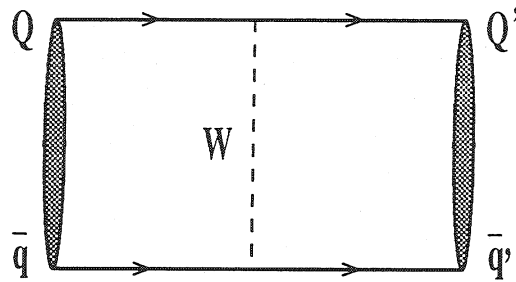
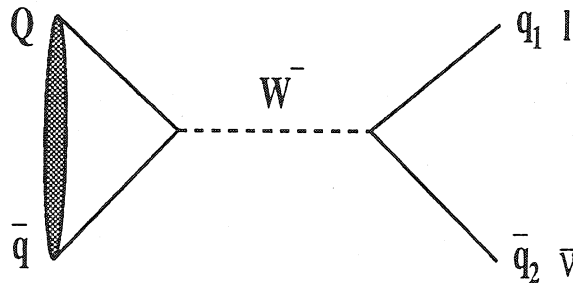

 Figure III.6: Diagramme d'échange d'un W^\pm .


Figure III.7: Diagramme d'annihilation.

le processus $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Dans le cas des mésons B^- on obtient:

$$\Gamma = N_c \Gamma_0 \frac{f_B^2}{m_B^2} |V_{bu}|^2 |V_{f_1 f_2}|^2 F \left(\frac{m_{f_1}}{m_B}, \frac{m_{f_2}}{m_B} \right) \quad (\text{III.32})$$

F est le facteur de réduction d'espace de phase similaire au facteur $I(x)$ de la section III.2.2, N_c est le facteur de couleur qui vaut 1 pour l'état final leptonique et 3 pour l'état final hadronique. f_B est la constante de désintégration leptonique qui est reliée à la fonction d'onde du méson initial. Elle représente la probabilité que les deux quarks du méson se retrouvent au même endroit pour que l'annihilation soit possible. La détermination de ce facteur dépend beaucoup du modèle utilisé. Néanmoins la mesure de f_B pourrait être réalisée d'après le rapport des durées de vie [64]:

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B_d^0}} \simeq 1 + 0,005 \frac{f_B^2}{(200 \text{ MeV})^2} \quad (\text{III.33})$$

Le processus d'annihilation est très défavorisé par la faible valeur du couplage $|V_{bu}|$ et il est pratiquement négligeable pour un B^- .

Différence de largeurs attendue

La somme des contributions de ces diagrammes permet de déterminer la hiérarchie attendue pour les durées de vie des hadrons beaux:

$$\tau_{B^+} > \tau_{B^0} \simeq \tau_{B_s^0} > \tau_{\Lambda_b} \quad (\text{III.34})$$

Dans le cas des hadrons charmés, les différences de durées de vie observées indiquent que ces diagrammes non-spectateurs sont d'importance égale au diagramme spectateur. Le diagramme d'annihilation responsable de l'augmentation de la largeur de désintégration des mésons chargés sera plus important dans le cas des D^+ que dans le cas des B^+ car la largeur est proportionnelle à $1/m_h^2$. Ce même diagramme explique aussi les différences entre les durées de vie des D^+ et des D_s^+ en raison des couplages V_{cs} et V_{cd} ($|V_{cs}|^2/|V_{cd}|^2=20$).

III.2.6 Prédications sur le rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ et mesure de $|V_{cb}|$

Le rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ est défini par le rapport de la largeur semileptonique et de la largeur totale, il dépend donc de la largeur non-leptonique. La notation ℓ signifie ici électron ou muon. En négligeant les transitions $b \rightarrow uX$ le rapport est donné par:

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e) &= \frac{\Gamma(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e)}{2\Gamma(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e) + \Gamma(b \rightarrow c \tau \bar{\nu}_\tau) + \Gamma(b \rightarrow c(\bar{u}d + \bar{u}s)) + \Gamma(b \rightarrow c(\bar{c}s + \bar{c}d))} \\ &= \frac{1}{2 + R_\tau + R_c + R_{cc}} \end{aligned} \quad (\text{III.35})$$

Le facteur 2 devant la largeur semileptonique prend en compte la contribution des muons et des électrons dont les largeurs sont supposées égales en raison de leur faible masse. R_τ dépend uniquement de la réduction de l'espace de phase:

$$R_\tau = \frac{I\left(\frac{m_c}{m_b}\right)}{I\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\tau}{m_b}\right)} = 0,23 \quad (\text{III.36})$$

Expérimentalement la valeur de R_τ mesurée est de $0,25 \pm 0,04$ [21], en bon accord avec la prédiction.

Dans le cadre du modèle spectateur sans corrections, le rapport d'embranchement moyen pour les électrons (les muons) est de

$$Br(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e) \simeq 16\% \quad (\text{III.37})$$

L'introduction des corrections QCD diminue le rapport [61]

$$Br(b \rightarrow c e \bar{\nu}_e) \simeq 12,2 - 14,4\% \quad (\text{III.38})$$

Ces deux valeurs sont obtenues en choisissant deux hypothèses extrêmes pour les masses des quarks, la prédiction la plus faible correspondant au choix des masses les plus légères.

De récents calculs[65] ont montré que l'introduction de corrections QCD non perturbatives dans l'évaluation de la largeur non leptonique ne permet pas de diminuer sensiblement le rapport d'embranchement. Ces calculs mènent à la prédiction:

$$Br(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e) > 12,5\% \quad (\text{III.39})$$

Expérimentalement on mesure le rapport d'embranchement à partir du spectre en énergie des leptons de la désintégration des mésons B, en utilisant la forme prédite par le modèle ACCMM ou le modèle ISGW⁵ pour toutes les contributions possibles $b \rightarrow cl\nu$, $b \rightarrow ul\nu$, $b \rightarrow c \rightarrow Xl\nu$. Le résultat de l'ajustement du spectre en énergie des leptons obtenu par CLEO[63] est présenté sur la figure III.8. Les résultats obtenus pour les deux modèles sont:

$$Br(B \rightarrow Xl^-\bar{\nu}_l) = (10,48 \pm 0,34)\% \quad \text{CLEO ACCMM} \quad (\text{III.40})$$

$$Br(B \rightarrow Xl^-\bar{\nu}_l) = (10,87 \pm 0,34)\% \quad \text{CLEO ISGW**} \quad (\text{III.41})$$

Les résultats obtenus dans les deux cas sont tout à fait compatibles. La moyenne mondiale[21] est de:

$$Br(B \rightarrow Xl^-\bar{\nu}_l) = (10,43 \pm 0,24)\% \quad \Upsilon(4S) \quad (\text{III.42})$$

$$Br(b \rightarrow Xl^-\bar{\nu}_l) = (11,13 \pm 0,29)\% \quad \text{LEP} \quad (\text{III.43})$$

Ces mesures comprennent les désintégrations $b \rightarrow ul\bar{\nu}_l$. La mesure à LEP diffère de celle effectuée à l' $\Upsilon(4S)$ car elle prend en compte les désintégrations semileptoniques des \bar{B}_s^0 et de baryons beaux, alors qu'à l' $\Upsilon(4S)$ les seuls hadrons beaux produits sont les \bar{B}_d^0 et les B^- .

On note un net désaccord avec les valeurs prédites qui tend à indiquer que les prédictions de la largeur hadronique sont sous-estimées. Ce désaccord est le sujet de beaucoup de travaux théoriques dont certains évaluent que les corrections QCD perturbatives au canal $b \rightarrow c\bar{s}$ pourraient être sous-estimées[66], ce qui pourrait ramener la prédiction théorique du rapport d'embranchement semileptonique du quark b à $(11,8 \pm 1,4)\%$.

Mesure de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations inclusives

Le modèle ACCMM prédit la forme du spectre en énergie des leptons de la désintégration semileptonique inclusive des B ainsi que la valeur de la largeur partielle semileptonique. Ces deux prédictions ont permis la première mesure de l'élément de matrice $|V_{cb}|$ que nous allons brièvement décrire.

Cette mesure de $|V_{cb}|$ nécessite la détermination du rapport d'embranchement semileptonique inclusif et de la durée de vie τ_B des hadrons beaux:

$$Br(b \rightarrow Xl^-\bar{\nu}_l) = \tau_B [\gamma_c |V_{cb}|^2 + \gamma_u |V_{ub}|^2] \quad (\text{III.44})$$

où γ_c et γ_u sont les largeurs partielles théoriques. A l' $\Upsilon(4S)$, τ_B est la moyenne des durées de vie du B^- et du \bar{B}_d^0 et à LEP la durée de vie moyenne utilisée est celle de l'ensemble des hadrons beaux. Nous avons utilisé les valeurs du tableau II.2.

⁵Ce modèle traite les désintégrations semileptoniques exclusives mais donne aussi une prédiction du spectre en énergie des leptons en faisant la somme des spectres de tous les états résonants. Ce modèle est décrit dans la section III.3.3.

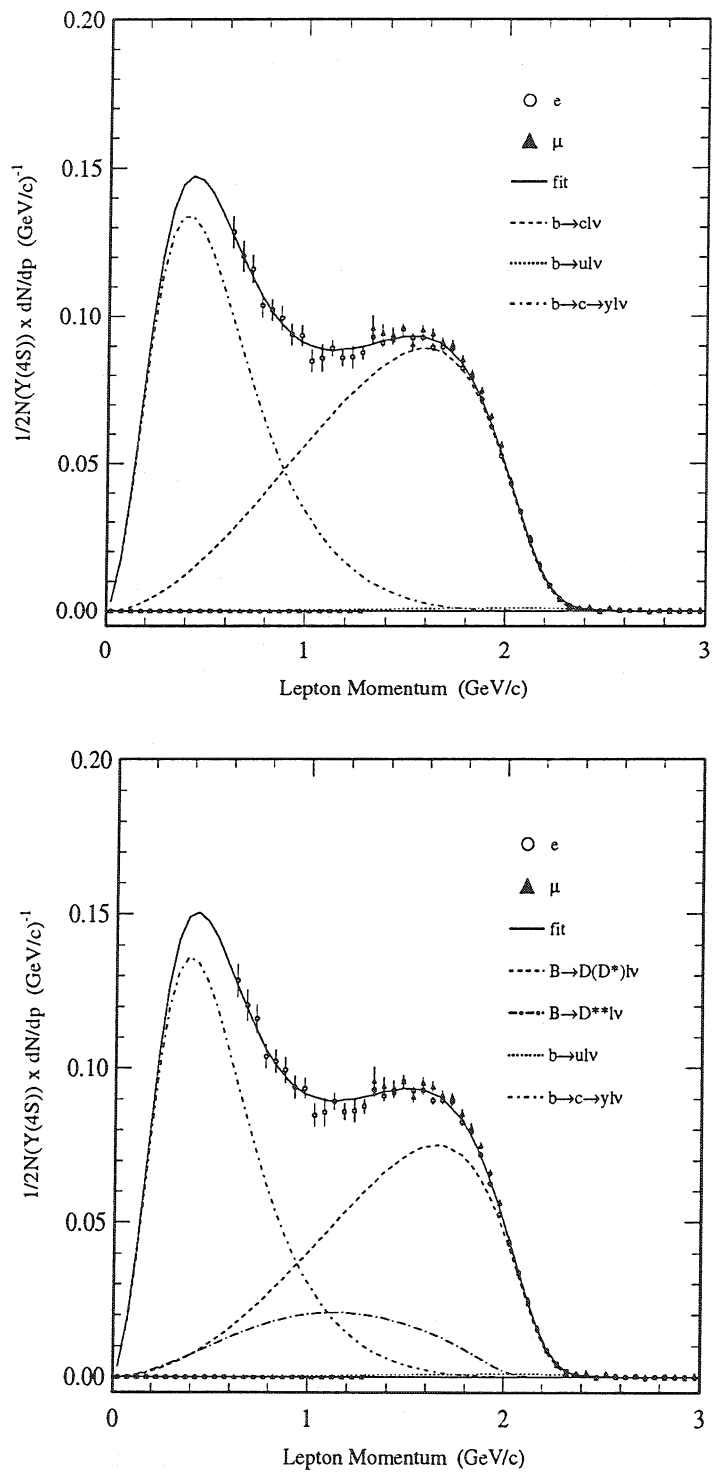


Figure III.8: Spectre en énergie des leptons de la désintégration des mésons B obtenu par CLEO à gauche avec le modèle ACCMM, à droite avec le modèle ISGW** ou la proportion de D^{**} est libre de varier.

La contribution des désintégrations semileptoniques non charmées peut être négligée vis à vis des désintégrations charmées.

Les prédictions des modèles ACCMM (voir III.2.4) et ISGW** (voir III.3.3) pour le facteur γ_c sont résumées dans le tableau III.1. La valeur de $|V_{cb}|$ obtenue à partir de ces prédictions et de la mesure du rapport d'embranchement semileptonique (III.42) à $\Upsilon(4S)$ et (III.43) à LEP est reportée dans le même tableau.

Modèle	γ_c	$ V_{cb} \times 10^{-3} \Upsilon(4S)$	$ V_{cb} \times 10^{-3} \text{ LEP}$
ACCMM	$39 \pm 8 \text{ ps}^{-1}$	$40,9 \pm 4,2(\text{th}) \pm 0,7(\text{exp})$	$42,9 \pm 4,4(\text{th}) \pm 0,8(\text{exp})$
ISGW	$41 \pm 8 \text{ ps}^{-1}$	$39,9 \pm 3,9(\text{th}) \pm 0,7(\text{exp})$	$41,9 \pm 4,1(\text{th}) \pm 0,8(\text{exp})$
ISGW**	$50 \pm 10 \text{ ps}^{-1}$	$36,2 \pm 3,6(\text{th}) \pm 0,7(\text{exp})$	$37,8 \pm 3,8(\text{th}) \pm 0,8(\text{exp})$

Tableau III.1: Prédications de la largeur réduite γ_c pour les deux modèles ACCMM et ISGW**, et valeur de $|V_{cb}|$ extraite du rapport d'embranchement semileptonique inclusif.

La précision de ces mesures reste limitée à $\pm 10\%$ à cause de l'erreur théorique sur γ_c de $\pm 20\%$. De récents calculs basés sur la théorie effective des quarks lourds donnent des prédictions de γ_c beaucoup plus précises[67, 68]. Pour l'instant les erreurs théoriques

Modèle	$\gamma_c (\text{ps}^{-1})$	$ V_{cb} \times 10^{-3} \Upsilon(4S)$	$ V_{cb} \times 10^{-3} \text{ LEP}$
Schifman[67]	$41,3 \pm 4,0$	$39,7 \pm 1,9(\text{th}) \pm 0,7(\text{exp})$	$41,0 \pm 2,0(\text{th}) \pm 0,8(\text{exp})$
Ball[68]	$43,2 \pm 4,2$	$38,8 \pm 1,9(\text{th}) \pm 0,7(\text{exp})$	$40,1 \pm 2,0(\text{th}) \pm 0,8(\text{exp})$

Tableau III.2: Prédications de la largeur réduite γ_c basées sur HQET. et valeur de $|V_{cb}|$ extraite du rapport d'embranchement semileptonique inclusif.

sur γ_c à partir de HQET sont encore assez disparates, néanmoins un consensus semble se former autour d'une erreur moyenne d'environ $\pm 10\%$. Même dans ce cas l'erreur finale sur $|V_{cb}|$ obtenue par cette méthode reste dominée par l'erreur théorique de $\pm 5\%$ (voir Tableau III.2).

Résumé

Dans cette section nous avons montré que le modèle ACCMM basé sur le diagramme spectateur permet de calculer la largeur partielle de désintégration semileptonique des mésons B et de prédire le spectre en énergie des leptons de cette désintégration avec des corrections QCD estimées de manière satisfaisante. La prédiction du rapport d'embranchement $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ nécessite en plus la détermination de la largeur partielle hadronique, laquelle subit de larges corrections QCD qui ne sont pas encore complètement comprises. Il en résulte que la prédiction de $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ est systématiquement surestimée par rapport aux mesures expérimentales, tant à LEP qu'à $\Upsilon(4S)$.

La mesure de $|V_{cb}|$ qui peut être effectuée à partir de la mesure de $Br(B \rightarrow X_c \ell^- \nu)$ et de τ_B et de la prédiction de la largeur partielle semileptonique est complètement dominée à l'heure actuelle par la précision théorique de la largeur partielle de $\pm 5\%$.

Il est néanmoins possible de mesurer $|V_{cb}|$ avec une meilleure précision théorique en considérant les désintégrations semileptoniques exclusives des mésons B, en particulier dans le canal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ comme nous allons le voir dans la section suivante.

III.3 Les désintégrations semileptoniques exclusives des mésons B

Cette section est dédiée à la description des désintégrations semileptoniques exclusives des mésons B en mésons charmés et nous nous intéresserons plus particulièrement aux désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ qui permettent la mesure la plus précise de $|V_{cb}|$. Nous allons d'abord décrire la dynamique de la désintégration semileptonique et introduire les facteurs de forme. Ensuite nous décrirons les modèles phénoménologiques qui ont, les premiers, prédit l'expression de ces facteurs de forme. Nous nous intéresserons aussi aux symétries qui apparaissent dans la limite des masses de quarks infinies et qui sont la base d'une théorie effective de QCD. Celle-ci permet de simplifier les facteurs de forme et de prédire précisément leur normalisation. Finalement l'application de la théorie effective à la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ permettra une prédiction de la largeur partielle de ce canal et une mesure de $|V_{cb}|$ avec une erreur théorique de $\pm 3\%$. Cette théorie sera aussi utilisée pour prédire les rapports d'embranchement semileptonique des mésons B en mésons charmés orbitalement excités.

III.3.1 Dynamique de la désintégration semileptonique

Avant de détailler les différents modèles qui décrivent la production d'états résonants dans la désintégration semileptonique des hadrons lourds, il est intéressant de décrire la dynamique des désintégrations⁶ $B \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell$ pour comprendre plus aisément les hypothèses des différents modèles.

La variable la plus sensible à la dynamique de la désintégration est le moment transféré q^2 qui n'est autre que la masse carrée du boson virtuel W^* émis lors de la désintégration:

$$q^2 = m_{W^*}^2 = (P_\ell + P_\nu)^2 = (P_B - P_{X_c})^2 \quad (\text{III.45})$$

$$q_{max}^2 = (m_B - m_{X_c})^2 \quad (\text{III.46})$$

L'autre variable intéressante est l'énergie du lepton car elle est mesurable directement et est très sensible à l'hélicité du W^* .

Sur le diagramme de Dalitz de la figure III.9 est représenté le moment transféré q^2 en fonction de l'énergie du lepton pour la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Le domaine de variation du q^2 pour une énergie du lepton E_ℓ fixée est limité par:

$$0 < q^2 < 2m_B E_\ell \frac{2m_{D^*} E_\ell}{2E_\ell - m_B} \quad (\text{III.47})$$

La distribution de l'énergie du lepton et du moment transféré sur le diagramme est le résultat de deux effets:

⁶par X_c on désigne les états charmés résonants.

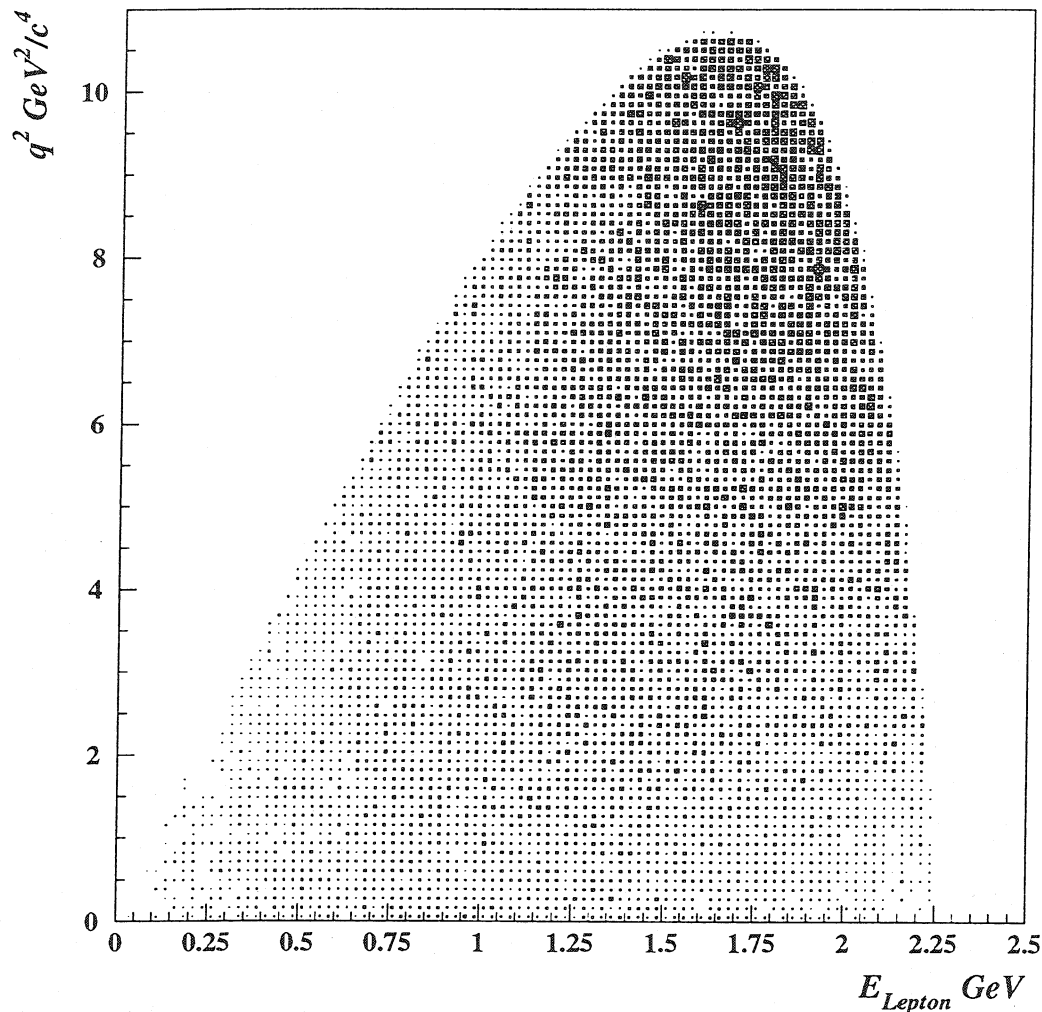


Figure III.9: Diagramme de Dalitz de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

- la dynamique de la formation du méson charmé,
- la structure en spin de la désintégration .

Les figures III.10a), b) et c) montrent de manière imagée les différentes configurations extrêmes de la désintégration . La figure III.10a) montre la configuration du méson initial composé d'un quark b et d'une "pelote"⁷ de quarks et gluons souvent appelée degrés de liberté légers, qui contient le quark "spectateur". En pratique on fait comme si le quark spectateur porte les nombres quantiques de cette pelote de quarks et gluons virtuels.

Lorsque le moment transféré est maximum, on assiste à une transition du type de la figure III.10b) où le W^* emporte la totalité de l'énergie disponible. Dans ce cas le W^* et le D^{*+} sont émis au repos dans le centre de masse du \bar{B}_d^0 , et le couple lepton-neutrino

⁷N. Isgur parle de "brown muck" ce qui est moins élégant que pelote.

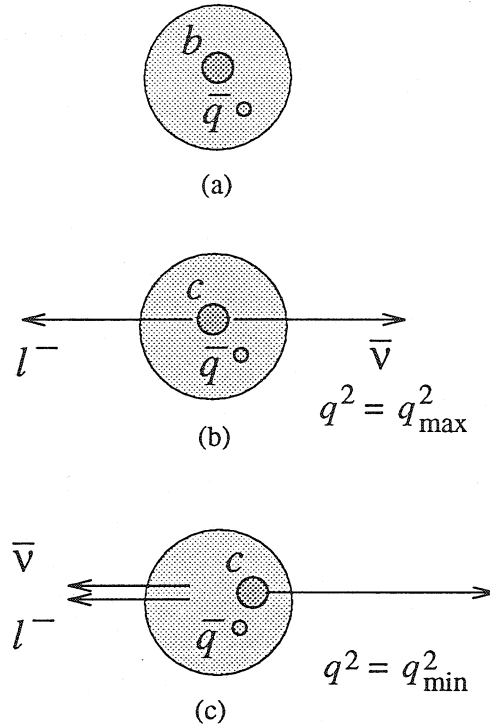


Figure III.10: Différentes configurations de la désintégration semileptonique d'un méson B. (a) avant la désintégration, (b) moment transféré maximal $q^2 = q_{\max}^2$, (c) moment transféré minimal $q^2 = q_{\min}^2$.

est émis dos-à-dos. Cette configuration est aussi appelée configuration de recul nul. Le moment transféré maximum pour la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ est de

$$q_{\max}^2 = (m_B - m_{D^*})^2 = 10,7 \text{ GeV}^2/c^4 \quad (\text{III.48})$$

Une telle configuration est plutôt favorable à la formation d'états liés de basse masse car la pelote est très peu perturbée par la transition et reste dans l'état dans lequel elle était avant la transition. Si on peut considérer que la masse du quark initial et celle du quark final sont suffisamment lourdes vis à vis de Λ_{QCD} :

$$\Lambda_{QCD} \ll m_Q \quad (\text{III.49})$$

alors la longueur d'onde caractéristique des composants de la pelote ne leur permet pas de "voir" ce qui se passe au niveau du quark lourd. La source du champ de couleur générée par le quark b est remplacée par la source de couleur générée par le quark c . La fonction d'onde du système formé du quark lourd et de la pelote dans l'état final a un large recouvrement avec celle d'un méson non excité, et par conséquent la largeur de désintégration sera plus élevée pour la configuration où $q^2 \simeq q_{\max}^2$, comme le montre la grande population d'événements du diagramme de Dalitz (figure III.9) au voisinage de q_{\max}^2 . Les facteurs de forme de la désintégration peuvent dans ce cas être reliés aux facteurs de forme de la diffusion élastique d'un méson. Ces facteurs décrivent la probabilité que le méson reste inchangé après avoir reçu une poussée.

Pour $q^2 = q_{min}^2 \simeq 0$, le lepton et le neutrino sont émis dans la même direction. Le quark charmé subit une grande poussée et se déplace rapidement vis à vis de la pelote (voir figure III.10b). Pour rétablir l'équilibre et former un état lié, des gluons doivent être échangés pour transférer une partie de l'impulsion du quark lourd à la pelote. Cette configuration est de ce fait moins probable et explique le faible nombre d'événements dans le diagramme III.9 à bas q^2 .

La distribution en énergie des leptons est plutôt, quant à elle, sensible à la structure du courant chargé et au spin des mésons dans l'état final:

- Il est intéressant de comparer ce que la structure V-A du courant chargé induit sur les transitions $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}_\ell$ et les transitions $c \rightarrow s\ell^+\nu_\ell$. Pour une désintégration $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}_\ell$, l'hélicité dominante du quark c est gauche: $\lambda_c = -1/2$. Il en est de même pour l'hélicité du lepton: $\lambda_\ell = -1/2$. Par contre pour la transition $c \rightarrow s\ell^+\nu_\ell$, le quark s a une hélicité dominante gauche $\lambda_s = -1/2$, mais le lepton a une hélicité droite $\lambda_\ell = +1/2$. Pour une désintégration charmée, lorsque le moment transféré est proche du maximum et que le lepton est émis dans la direction opposée au quark, la désintégration $c \rightarrow s\ell^+\nu_\ell$ est supprimée par conservation du moment angulaire⁸. Cette configuration correspond aux leptons de plus grande énergie. En conséquence le spectre en énergie dans la désintégration de la beauté sera plus "dur" que dans la désintégration du charme.

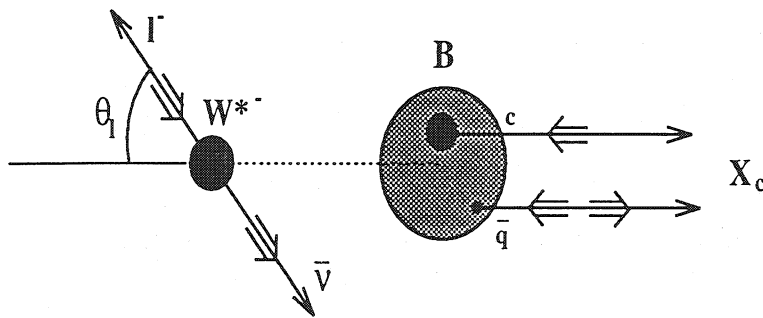


Figure III.11: Définition de l'angle polaire du lepton dans le référentiel du W^* pour la désintégration d'un méson B . Les doubles flèches indiquent l'hélicité.

- Le deuxième facteur qui agit sur l'énergie du lepton est le spin du méson final. Dans le cas d'une désintégration semileptonique d'un méson B de spin 0, on se retrouve dans la configuration de la figure III.11. Dans l'approximation relativiste deux cas sont possibles⁹:

– On forme un méson charmé **pseudoscalaire** de spin nul:

$$B^- \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.50})$$

$$\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.51})$$

$$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.52})$$

⁸Ceci n'est pas exactement vrai pour $q^2 = q_{max}^2$ où le méson charmé est au repos et l'hélicité ne peut être définie.

⁹Les états orbitalement excités ne sont pas pris en compte ici.

Dans ce cas l'hélicité du W^* doit être nulle par conservation du moment angulaire. La distribution angulaire du lepton dans le centre de masse du W^* est de la forme:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_\ell} \propto \sin^2 \theta_\ell \quad (\text{III.53})$$

Elle est indépendante de la valeur du moment transféré.

– On forme un méson charmé vecteur:

$$B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.54})$$

$$\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.55})$$

$$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell \quad (\text{III.56})$$

A cause de l'hélicité dominante $\lambda_c = -1/2$ du charme, la probabilité que le méson charmé ait une hélicité $\lambda_{D^*} = -1$ est plus élevée que pour une hélicité $\lambda_{D^*} = +1$. Par conséquent l'hélicité dominante du W^* sera négative à cause de la conservation du moment angulaire. Dans ce cas la distribution angulaire du lepton suit une loi de la forme:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_\ell} \propto 1 + \lambda_{D^*} \cos^2 \theta_\ell \quad (\text{III.57})$$

ce qui favorise les leptons émis aux petits angles θ_ℓ . Après transformation de Lorentz dans le référentiel du B, ces leptons ont une énergie plus élevée que lorsqu'ils sont émis à des angles plus grands. Par conséquent l'énergie des leptons est plus élevée que celle des neutrinos. On remarque un effet inverse dans le cas de la désintégration semileptonique d'un méson charmé.

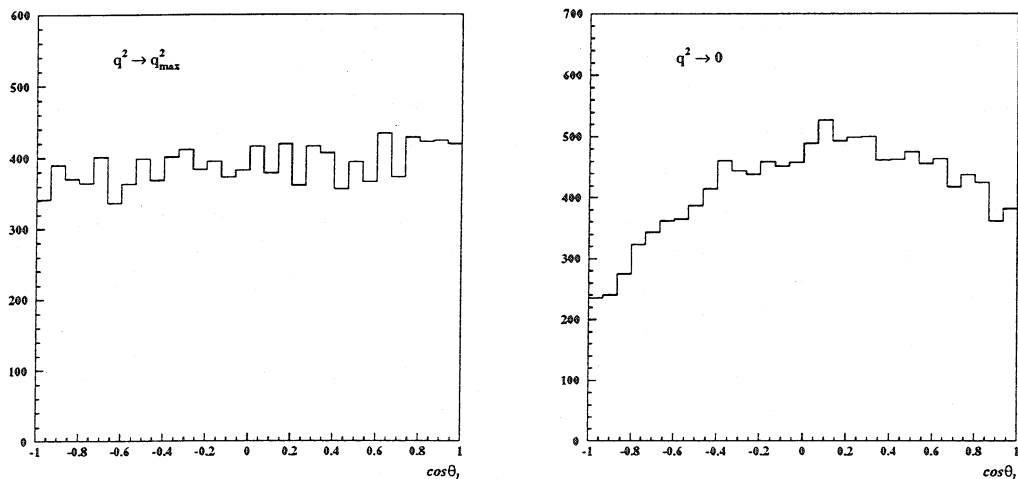


Figure III.12: Distribution de l'angle d'émission du lepton lorsque: a) q^2 est proche de son maximum. La distribution est uniforme. b) q^2 est proche de son minimum. La distribution théorique attendue suit une forme en $1 - \cos^2 \theta_\ell$.

Résumé

On peut découper le diagramme de Dalitz de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ en trois régions de comportements différents. A grands q^2 le méson D^{*+} est quasiment au repos et non polarisé, les trois états de polarisation sont présents dans les mêmes proportions, la distribution de l'angle d'émission du lepton est uniforme (voir figure III.12) et les facteurs de forme ont des valeurs importantes. Quand q^2 diminue la composante d'hélicité $\lambda_D = -1$ commence à dominer, ce qui entraîne une disymétrie dans le spectre en énergie des leptons. Lorsque q^2 est proche de son minimum, le recul du D^{*+} est maximum, ce qui force le W^* à être dans un état d'hélicité nul: la distribution de l'énergie du lepton est uniforme (voir figure III.9) et la distribution de l'angle d'émission du lepton est proportionnelle à $\sin^2 \theta_\ell$ (voir figure III.12).

III.3.2 Structure des courants hadroniques: les facteurs de forme

Cette section décrit la structure générale des courants hadroniques qui interviennent dans les désintégrations semileptoniques. Considérons une transition $\bar{B}_d^0 \rightarrow X_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$, l'élément de matrice est donné par:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \underbrace{\bar{u}(\ell) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(\nu_\ell)}_{(1)} \underbrace{\langle X_c(P_x, S_x) | J_{cb}^\mu | B(p) \rangle}_{(2)} \quad (\text{III.58})$$

La première partie de l'équation (III.58) correspond au couplage leptonique du boson W et est calculé directement dans la théorie électrofaible. Le second terme représente le courant hadronique.

Les mésons lourds qui se désintègrent de manière semileptonique sont tous des pseudoscalaires (P) et les états finaux sont pseudoscalaire (P'), vecteur (V) tenseur (T) ou axial-vecteur (A). On a donc la possibilité d'avoir des transitions $P(Qq) \rightarrow P'(Q'q) \ell \bar{\nu}$, $V(Q'q) \ell \bar{\nu}$, $T(Q'q) \ell \bar{\nu}$. Le courant hadronique associé doit être construit à partir des 4-vecteurs disponibles que sont les impulsions et les polarisations. Ces courants sont multipliés par des facteurs de forme, fonction du moment transféré, qui décrivent les effets du confinement sur les quarks lourds b et c .

A titre illustratif nous donnons l'expression de ces facteurs de forme pour la transition pseudoscalaire - pseudoscalaire $P(Qq) \rightarrow P'(Q'q) \ell \bar{\nu}$. Cette transition correspond aux canaux de l'équation (III.50).

Il n'existe que deux 4-vecteurs indépendants pour former le courant: $(p + p')$ et $q = (p - p')$. Le courant hadronique ne comporte pas de terme axial-vecteur et il reste donc deux composantes du courant hadronique [69]:

$$\langle P'(p') | V^\mu | P(p) \rangle = F_1(q^2) \left[(p + p')^\mu - \frac{m_P^2 - m_{P'}^2}{q^2} q^\mu \right] + F_0(q^2) \left[\frac{m_P^2 - m_{P'}^2}{q^2} q^\mu \right] \quad (\text{III.59})$$

où $V^\mu = \bar{q}' \gamma^\mu Q$ représente le courant vectoriel, $F_0(0) = F_1(0)$ et la condition de normalisation qui évite les singularités en $q^2 = 0$. Dans le cas où l'on considère des facteurs de forme monopolaires (modèle WSB décrit plus loin), le facteur de forme F_0 est associé à

une résonance de spin $J^P = 0^+$ et le facteur F_1 a une résonance de spin $J^P = 1^-$. Une manière plus usuelle de définir le courant est de poser:

$$\langle P'(p') | V^\mu | P(p) \rangle = f_+(q^2)(p + p')^\mu + f_-(q^2)(p - p')^\mu \quad (\text{III.60})$$

où $F_1 = f_+$ et $F_0 = f_+ + f_- \frac{q^2}{m_p^2 - m_{p'}^2}$. En pratique ces expressions se simplifient car le terme proportionnel à $q^\mu = (p - p')^\mu$ est négligeable si la masse du lepton est faible devant celle des quarks lourds car dans cette limite le produit du moment transféré par le courant leptonique s'annule: $q^\mu L_\mu = 0$. Un seul facteur de forme suffit alors à décrire les transitions $P(Qq) \rightarrow P(Q'q)\ell\bar{\nu}$.

Pour déterminer l'expression de ces facteurs de forme il faut faire appel à des modèles phénoménologiques qui modélisent la partie non perturbative de l'interaction forte.

III.3.3 Les modèles phénoménologiques de désintégration semileptonique

Les modèles phénoménologiques de désintégration semileptonique des hadrons lourds se basent sur une approche différente des modèles inclusifs du type ACCMM. Ces modèles donnent des prédictions pour les modes exclusifs de désintégration des hadrons lourds par le calcul explicite des facteurs de forme hadroniques. Les deux modèles les plus couramment utilisés sont ISGW¹⁰ et WSB¹¹. Dans le modèle ISGW une approche non relativiste permet de déterminer les fonctions d'onde des hadrons à partir d'un potentiel phénoménologique pour l'interaction forte. Le deuxième modèle, WSB, s'appuie sur une approche relativiste basée sur des fonctions d'onde d'oscillateur harmonique.

Le modèle ISGW

L'objectif de ce modèle[70, 71, 72] est de pouvoir calculer la largeur de désintégration semileptonique des hadrons lourds dans les différents états liés possibles. Ce modèle donne aussi une prédiction du spectre en énergie des leptons de la désintégration, en sommant les spectres de chaque canal exclusif. La prédiction de la largeur partielle semileptonique totale par ce modèle a été utilisée pour la détermination de $|V_{cb}|$ de manière inclusive (section III.2.6). Les prédictions de ce modèle, réactualisé dans le cadre de HQET, sur les rapports d'embranchement semileptonique en mésons D^{**} seront donnés dans la section III.6. Ce modèle fait appel à deux hypothèses principales:

- Les états liés considérés correspondent aux états du modèle des quarks non relativiste. On fait donc l'hypothèse que les mésons sont composés de deux quarks de valence et que l'on peut négliger la création de paires quarks-antiquarks et l'échange de gluons à l'intérieur du méson. De plus les fonctions d'onde du modèle des quarks sont approximées par des fonctions d'onde d'oscillateur harmonique.
- Les mésons sont des états faiblement liés. On considère que la masse de l'état lié est simplement la somme des masses des quarks constituants. Cette hypothèse n'est valable que si le quark est lourd et que son impulsion dans le système lié est petite.

¹⁰Isgur Scora Grinstein Wise

¹¹Wirbel Stech Bauer

Ces deux hypothèses sont valables uniquement dans la limite non relativiste, lorsque le quark lourd peut être considéré au repos à l'intérieur du méson. Les facteurs de forme du modèle des quarks ne correspondent à ceux des mésons que dans la limite de recul nul lorsque le moment transféré q^2 est maximal.

Le calcul des facteurs de forme dans le modèle des quarks nécessite la détermination des fonctions d'onde $\Phi(p)$ des états liés du modèle. Elles sont obtenues à partir du potentiel phénoménologique

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + c + br \quad (\text{III.61})$$

qui comporte un terme Coulombien et un terme linéaire. La résolution de l'équation de Schrödinger conduit à des facteurs de forme dont la dépendance en moment transféré est de type exponentielle:

$$f(q^2) \propto e^{-\frac{q^2 - q_{max}^2}{\alpha k}} \quad (\text{III.62})$$

où α est une constante qui dépend de la masse des états liés du modèle des quarks et de leur vitesse. La variable $k=0,7$ appelée facteur de compensation relativiste, a été introduite par les auteurs du modèle pour décrire de manière satisfaisante le facteur de forme du pion. La prédiction de la largeur semileptonique totale donnée par ce modèle est de

$$\Gamma_{SL}^{ISGW} = (2,73 \pm 0,43) \times 10^{-11} [|V_{cb}|^2 + (1,1 \pm 0,2)|V_{ub}|^2] \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{III.63})$$

où les erreurs sur la largeur proviennent de la masse des quarks et des paramètres du potentiel.

Le modèle ISGW prédit la proportion suivante pour les différents états liés présents dans les désintégrations semileptonique des mésons B :

Méson	Proportion
D	27 %
D*	60 %
D**	13 %

Ces valeurs sont inférieures aux valeurs effectivement mesurées (voir section IX), ce qui conduit à laisser libre la proportion des états D** dans le modèle: une proportion de $(32 \pm 5) \%$ a été obtenue par l'ajustement du spectre en énergie des leptons. Ce modèle modifié est communément appelé ISGW**.

Le modèle WSB

Ce modèle[69, 73] suppose que la dépendance des facteurs de forme en fonction de q^2 est de type monopolaire et seul le pôle constitué par la résonance la plus proche est dominant.

$$f(q^2) \propto \frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_{pole}^2}} \quad (\text{III.64})$$

où m_{pole} est la masse de la résonance associée au pôle considéré.

La détermination de la normalisation des facteurs de forme utilise une description relativiste des états liés avec un potentiel scalaire d'oscillateur harmonique. Ce modèle est en fait l'élargissement au domaine relativiste de ISGW. La prédiction de la largeur semileptonique[74] ne tient pas compte des D^{**} :

$$\Gamma_{SL}^{WSB} = 2,22 \times 10^{-11} [|V_{cb}|^2 + 1,65|V_{ub}|^2] \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{III.65})$$

Les prédictions des largeurs partielles Γ_{SL}^{WSB} et Γ_{SL}^{ISGW} ont été utilisées dans la section III.2.6 pour la mesure de $|V_{cb}|$ à partir des spectres inclusifs des leptons.

L'utilisation de modèles phénoménologiques pour mesurer $|V_{cb}|$ à partir du spectre en énergie des leptons limite la précision de la mesure à $\pm 5\%$ en raison de l'incertitude sur la masse des quarks et sur les paramètres du potentiel d'interaction utilisé. Pour pouvoir faire une mesure plus précise de $|V_{cb}|$ il faut recourir à une description différente des désintégrations exclusives des mésons B, basée sur l'existence de symétries approchées de l'interaction forte pour les hadrons lourds. Ce sont ces symétries que nous allons maintenant décrire, ainsi que les éléments principaux de la théorie de l'interaction forte modifiée pour tenir compte de ces symétries.

III.4 La symétrie des quarks lourds HQFS

Nous venons de voir que les modèles phénoménologiques font appel à des hypothèses qui ne sont valables que dans certaines conditions cinématiques. Pour pouvoir effectuer des calculs plus précis des facteurs de forme et de leur normalisation, une approche différente basée sur une simplification de QCD pour les quarks lourds a été proposée. Cette théorie effective a pour postulat les symétries des quarks lourds (HQFS¹²) que nous allons détailler maintenant.

L'interaction forte responsable du confinement des quarks dans les hadrons se manifeste de deux manières différentes à grande et à courte distance. A courte distance les processus ont lieu à grand moment transféré et peuvent être décrits par le calcul perturbatif car la constante de couplage $\alpha_s \simeq 0,1 - 0,2$ est faible. A grande distance les processus se passent à bas moment transféré, la constante de couplage devient élevée, $\alpha_s \simeq 0,7 - 1$, et le régime devient non perturbatif. L'échelle typique qui sépare ces deux régimes est déterminée par le rayon de confinement des hadrons:

$$R_{had} = \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \lesssim 1fm \quad (\text{III.66})$$

où $\Lambda_{QCD} \simeq 0,2 - 0,3 \text{ GeV}$ représente le transfert d'impulsion moyen entre les quarks et les gluons à l'intérieur d'un hadron. Dans un hadron contenant un quark lourd Q on se retrouve dans une situation où

$$\Lambda_{QCD} \ll m_Q \Leftrightarrow \lambda_Q \ll R_{had}. \quad (\text{III.67})$$

La longueur d'onde λ_Q associée au quark lourd est beaucoup plus petite que la taille du hadron, ce qui ne permet pas aux gluons échangés entre la pelote¹³ et le quark lourd

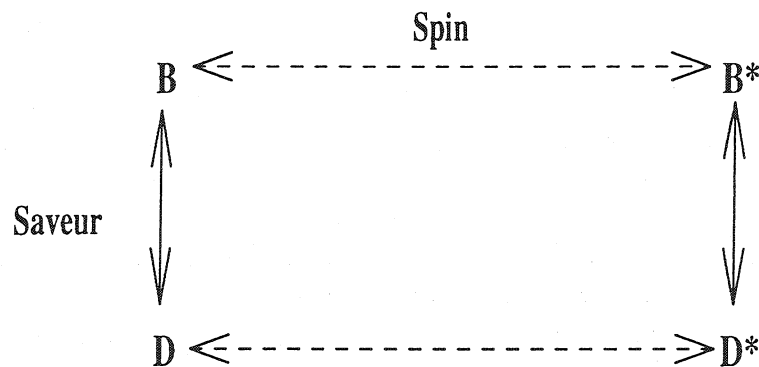
¹²HQFS est l'acronyme de Heavy Quark Flavor Symetry plus connue en français sous le nom de Symétrie des Quarks Lourds.

¹³Le terme pelote a été défini dans la section III.3.1

d'être sensibles aux nombres quantiques du quark lourd. La seule chose que "voient" les gluons confinés dans le hadron est une source statique de champ de couleur. En effet dans la limite où la masse du quark lourd tend vers l'infini, le centre de masse du quark et celui du méson lourd sont confondus, et le quark se trouve proche de sa couche de masse [75, 76, 77]. La pelote constituée de l'ensemble des gluons et quarks légers du méson est insensible à la saveur et au spin du quark lourd. Il apparaît donc une symétrie de type $SU(2N_h)$ où N_h est le nombre de saveurs de quarks lourds, c'est-à-dire 2. On peut faire une analogie de la symétrie de saveur avec la symétrie isotopique dans les atomes. En effet les schémas de niveaux électroniques ne sont sensibles qu'à la charge électrique du noyau et non à sa masse (en première approximation). La symétrie de spin a aussi un analogue atomique dans la quasi dégénérescence des niveaux hyperfins dus aux moments magnétiques des noyaux. Lorsque $m_Q \rightarrow \infty$, les termes d'interaction chromomagnétique d'origine relativiste s'annulent et l'interaction forte devient indépendante du spin (en pratique cela se traduit par la disparition des matrices γ du lagrangien effectif).

III.4.1 Implications spectroscopiques

L'apparition de cette symétrie pour les quarks b et c a pour conséquence de relier la spectroscopie du charme à celle de la beauté.



Dans la limite $m_Q \rightarrow \infty$, le moment angulaire j de la pelote et le spin du quark lourd sont conservés séparément. Les états spectroscopiques peuvent donc être classés en fonction des nombres quantiques de la pelote.

Pour un état de moment angulaire j de la pelote il existe deux états spectroscopiques dégénérés du spin total J :

$$J = j \pm 1/2 \quad (\text{III.68})$$

Dans le cadre du modèle spectateur c'est le quark spectateur de spin s_q et de moment orbital ℓ_q qui porte les nombres quantiques de la pelote: $j = s_q + \ell_q$.

Considérons l'état fondamental $\ell_q = 0$ et $s_q = 1/2$, les deux états dégénérés sont les mésons pseudoscalaire ($J = 0$) et vecteur ($J = 1$). Expérimentalement on observe que

$$\begin{aligned} m_{B^*} - m_B &\simeq 46 \text{ MeV}/c^2, \\ m_{D^*} - m_D &\simeq 145 \text{ MeV}/c^2. \end{aligned} \quad (\text{III.69})$$

Si la symétrie était exacte ces différences de masses devraient être nulles. Il faut en fait tenir compte de corrections dépendantes de l'inverse de la masse des quarks. Ces correc-

tions prédisent que $m_{B^*}^2 - m_B^2 \simeq m_{D^*}^2 - m_D^2 \simeq cste$ ce que l'on vérifie expérimentalement:

$$\begin{aligned} m_{B^*}^2 - m_B^2 &\simeq 0,49 (\text{GeV}/c^2)^2, \\ m_{D^*}^2 - m_D^2 &\simeq 0,55 (\text{GeV}/c^2)^2. \end{aligned} \quad (\text{III.70})$$

Les différents niveaux dans la spectroscopie des mésons beaux se répartissent comme:

$$\begin{array}{l} \ell_q = 0 \quad j = 1/2 \quad \begin{array}{l} J^P = 0^- \\ J^P = 1^- \end{array} \left| \begin{array}{l} B \quad D \\ B^* \quad D^* \end{array} \right. \\ \\ \ell_q = 1 \quad j = 1/2 \quad \begin{array}{l} J^P = 0^+ \\ J^P = 1^+ \end{array} \left| \begin{array}{l} \\ \\ B^{**} \quad D^{**} \end{array} \right. \\ \\ \quad \quad \quad j = 3/2 \quad \begin{array}{l} J^P = 1^+ \\ J^P = 2^+ \end{array} \left| \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right. \end{array}$$

Les prédictions des masses et largeurs de ces différents états spectroscopiques sont résumées sur la figure III.13 pour les mésons B et sur la figure III.14 pour les mésons D.

III.4.2 HQET, la Théorie Effective des Quarks Lourds

Cette théorie se base sur la théorie de l'interaction forte QCD et sur la symétrie des quarks lourds. Le lagrangien de QCD n'est pas invariant sous les opérations de symétrie $SU(2N_h)$. L'objectif est de construire une théorie effective de QCD qui soit invariante sous ces transformations, de telle manière que les nombre quantiques du quark lourd n'interviennent plus.

La construction d'une telle théorie est décrite en détail dans les références[79, 80]. Nous allons en résumer les étapes principales qui sont: la construction du lagrangien par l'élimination des degrés de liberté du quark lourd de la théorie, puis la détermination des nouveaux courants. L'application de la théorie dans le canal particulier de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ sera détaillée dans la section III.5.

Le lagrangien de HQET

Le point de départ de l'élaboration d'une telle théorie, où les quarks sont de masse infinie, est de considérer que le quark lourd à l'intérieur du hadron se déplace avec une vitesse proche de celle du hadron lui-même et qu'il est pratiquement sur sa couche de masse. On peut alors écrire son impulsion sous la forme:

$$P_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu \quad (\text{III.71})$$

où k^μ est l'impulsion résiduelle et v^μ la vitesse du hadron. L'interaction du quark lourd avec la pelote qui l'entoure change son impulsion d'une valeur $|k^\mu| \simeq \Lambda_{QCD}$, mais le changement induit sur sa vitesse est nul dans la limite $m_Q \rightarrow \infty$. Le champ $Q(x)$ du quark lourd dans le lagrangien de QCD

$$\mathcal{L} = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q \quad (\text{III.72})$$

Spectroscopie des mésons B

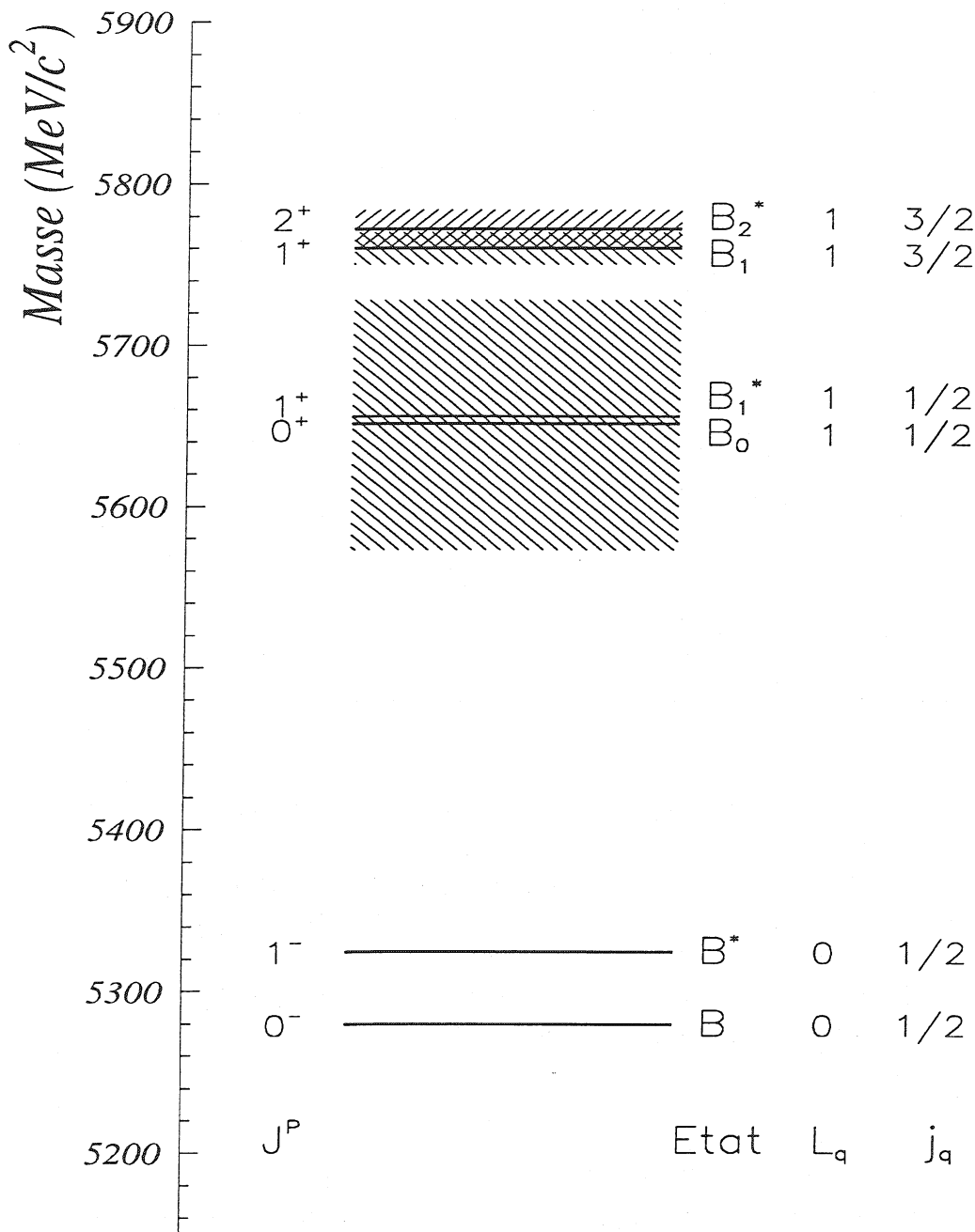


Figure III.13: Spectroscopie des mésons beaux non étranges prédits par HQFS. Les masses et largeurs sont tirées des calculs de Quigg *et al.*[78]. La largeur de l'état 0^+ est déduite de celle du K_0^* (1430) en considérant que la largeur est proportionnelle à p_π pour une désintégration en onde S.

Spectroscopie des mésons D

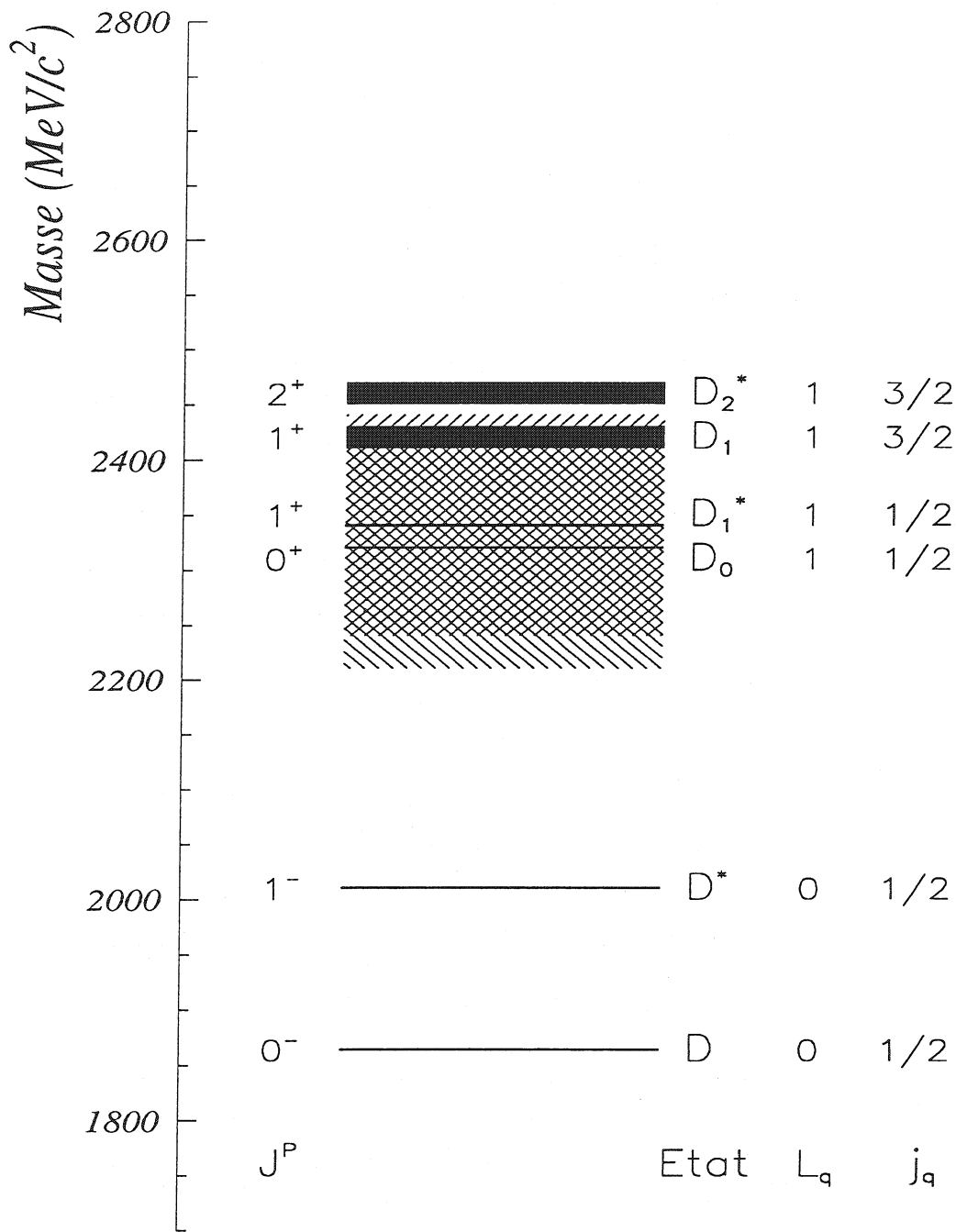


Figure III.14: Spectroscopie des mésons charmés non étranges prédits par HQFS. Les masses et largeurs sont tirées des calculs de Quigg *et al.*[78]. Les états D_0 et D_1^* n'ont pas encore été observés.

peut être décomposé en deux termes de longue et courte portée:

$$h_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_+ Q(x) \quad (\text{III.73})$$

$$H_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} P_- Q(x) \quad (\text{III.74})$$

où les opérateurs de projection P_{\pm} sont définis par

$$P_{\pm} = \frac{1 \pm \not{v}}{2} \quad (\text{III.75})$$

avec les relations $P_+ h_v = h_v$, $P_- H_v = H_v$, $P_- h_v = 0$, $P_+ H_v = 0$: h_v et H_v sont respectivement les deux composantes supérieure et inférieure du champ Q . Le champ du quark en fonction des deux nouveaux champs s'écrit alors:

$$Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} [h_v(x) + H_v(x)] \quad (\text{III.76})$$

La reformulation du lagrangien de QCD conduit à:

$$\mathcal{L} = \bar{h}_v i v_{\mu} D^{\mu} h_v - \bar{H}_v (i v_{\mu} D^{\mu} + 2m_Q) H_v + \bar{h}_v i \not{D}_{\perp} H_v + \bar{H}_v i \not{D}_{\perp} h_v \quad (\text{III.77})$$

où $D_{\perp}^{\mu} = D^{\mu} - v^{\mu} v \cdot D$ est orthogonal à la 4-vitesse du quark lourd. Le champ h_v correspond à la pelote de quark et de gluons et s'applique sur une distance "hadronique" $\sim 1/\Lambda_{QCD}$. Le champ H_v correspond à la création et l'annihilation de quarks lourds virtuels et s'applique à courte distance $\sim 1/m_Q$. C'est cette composante qui doit être éliminée pour construire la théorie effective. Pour cela on utilise l'équation de mouvement:

$$(i \not{D} - m_Q) Q(x) = 0 \quad (\text{III.78})$$

qui, multipliée par les opérateurs de projection P_{\pm} , donne deux équations:

$$-i v \cdot D h_v = i \not{D}_{\perp} H_v \quad (\text{III.79})$$

$$(i v \cdot D + 2m_Q) H_v = i \not{D}_{\perp} h_v \quad (\text{III.80})$$

La résolution de l'équation (III.80) conduit à:

$$H_v \stackrel{\eta \rightarrow 0}{=} \frac{1}{2m_Q + i v \cdot D - i\eta} i \not{D}_{\perp} h_v \quad (\text{III.81})$$

qui montre que la composante H_v du champ Q est bien de l'ordre $1/m_Q$. En injectant cette solution dans l'équation (III.77) on en déduit l'expression du lagrangien effectif non local:

$$\mathcal{L} = \bar{h}_v i v_{\mu} D^{\mu} h_v + \bar{h}_v i \not{D}_{\perp} \frac{1}{2m_Q + i v \cdot D - i\eta} i \not{D}_{\perp} h_v \quad (\text{III.82})$$

A ce stade le lagrangien obtenu est toujours équivalent au lagrangien de QCD de l'équation (III.72). III.15.

Le 2^e terme du lagrangien correspond au processus virtuel de la figure III.15. Le lagrangien peut être développé en fonction de iD/m_Q :

$$\mathcal{L} = \bar{h}_v i v_{\mu} D^{\mu} h_v + \frac{1}{2m_Q} \bar{h}_v (i \not{D}_{\perp})^2 h_v + \frac{g}{4m_Q} \bar{h}_v \sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} h_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2) \quad (\text{III.83})$$

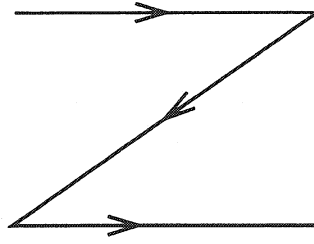


Figure III.15: Fluctuation impliquant la création et l'annihilation de quarks lourds.

- Le lagrangien de la théorie effective s'obtient finalement en prenant la limite $m_Q \rightarrow \infty$:

$$\mathcal{L}_\infty = \bar{h}_\nu i v_\mu D^\mu h_\nu \quad (\text{III.84})$$

Ce terme ne contient pas de matrices de Dirac, ce qui implique que les interactions sont indépendantes du spin. Le lagrangien \mathcal{L}_∞ est aussi invariant sous une transformation dans l'espace des saveurs de quark car la masse m_Q n'intervient pas.

- A ce lagrangien de la théorie effective s'ajoute un premier terme correctifs en $1/m_Q$:

$$\frac{1}{2m_Q} \bar{h}_\nu (i \not{D}_\perp)^2 h_\nu \quad (\text{III.85})$$

qui représente l'énergie cinétique due à l'impulsion résiduelle k^μ .

- Le deuxième terme:

$$\frac{g}{4m_Q} \bar{h}_\nu \sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} h_\nu = \frac{-g}{m_Q} \bar{h}_\nu \vec{S} \cdot \vec{B}_c h_\nu \quad (\text{III.86})$$

est non Abélien. Il décrit l'interaction chromomagnétique du spin du quark lourd avec le champ de gluon. \vec{S} est l'opérateur de spin du quark lourd et $\vec{B}_c = -\frac{1}{2} \epsilon^{ijk} G^{jk}$ est le champ chromomagnétique.

Les courants et les facteurs de forme dans HQET

Nous venons de voir que pour la description des interactions fortes des quarks lourds, la variable cinématique appropriée n'est pas l'impulsion de la particule mais sa vitesse. Les facteurs de forme ne doivent donc pas dépendre du moment transféré dans cette nouvelle théorie, mais du transfert des vitesses ω . Pour une transition d'un méson M à un méson M' ($M(v) \rightarrow M'(v') \ell \bar{\nu}_\ell$), le transfert de vitesse est défini par

$$\omega = v \cdot v' = \frac{m_P^2 + m_{P'}^2 - q^2}{2m_P m_{P'}} \quad (\text{III.87})$$

L'expression de H_ν obtenue en (III.81) permet, à partir de la relation (III.76), de développer le champ $Q(x)$ en fonction de $1/m_Q$ et de construire ainsi tous les opérateurs qui contiennent un champ de quark lourd:

$$Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} \left(1 + \frac{i \mathcal{D}_\perp}{2m_Q} + \dots \right) h_v(x). \quad (\text{III.88})$$

En particulier le courant V-A entre un quark lourd et un quark léger défini par

$$V^\mu - A^\mu = \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) Q \quad (\text{III.89})$$

peut être développé comme

$$V^\mu - A^\mu = e^{-im_Q v \cdot x} \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \left(1 + \frac{i \mathcal{D}_\perp}{2m_Q} + \dots \right) h_v(x). \quad (\text{III.90})$$

Dans la théorie complète, l'équation d'évolution (III.78) de h_v implique une dépendance de h_v en fonction de m_Q . Dans la théorie effective cette équation du mouvement se résume à

$$iv \cdot D h_v = 0 \quad (\text{III.91})$$

La dépendance en m_Q a disparu mais l'expression des courants sera différente de leur expression dans la théorie complète. Le courant V-A dans la théorie effective prend la forme

$$V^\mu - A^\mu = \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) h_v \quad (\text{III.92})$$

et dans la théorie complète il faut rajouter les termes en $1/m_Q$. L'expression du courant complet est donnée dans la référence [79].

Le résultat de la réécriture des éléments de matrice hadroniques dans le cadre de HQET donne pour les transitions pseudoscalaire-pseudoscalaire ($P(Qq) \rightarrow P'(Q'q)\ell\bar{\nu}$):

$$\langle P'(v') | h_v' \gamma^\mu h_v | P(v) \rangle = h_+(\omega)(v + v')^\mu + h_-(\omega)(v - v')^\mu \quad (\text{III.93})$$

où h_+ et h_- sont les facteurs de forme équivalents à f_+ et f_- du chapitre III.3.2, mais exprimés en fonction des vitesses et non des impulsions.

Pour les transitions pseudoscalaire-vecteur ($P(Qq) \rightarrow V(Q'q)\ell\bar{\nu}$) on obtient:

$$\begin{aligned} \langle V(v', \epsilon) | h_v' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) h_v | P(v) \rangle &= i h_V(\omega) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta \\ &\quad - h_{A_1}(\omega)(\omega + 1) \epsilon^{*\mu} + \left[h_{A_2}(\omega) v^\mu + h_{A_3}(\omega) v'^\mu \right] \epsilon^* \cdot v \end{aligned} \quad (\text{III.94})$$

Une des grandes conséquences de la symétrie des quarks lourds est que tous ces facteurs de forme soient égaux car ils sont indépendants de la masse et du spin du quark lourd:

$$h_+(\omega) = h_-(\omega) = h_V(\omega) = h_{A_1}(\omega) = h_{A_2}(\omega) = h_{A_3}(\omega) = \xi(\omega) \quad (\text{III.95})$$

Le facteur de forme universel $\xi(\omega)$ est aussi appelé fonction de Isgur-Wise. De plus ce facteur de forme est normalisé pour $\omega = 1$:

$$\xi(1) = 1 \quad (\text{III.96})$$

Cette condition de normalisation s'explique simplement car la limite cinématique $\omega = 1$ correspond au moment transféré maximum q_{max} . Dans cette configuration, comme nous

l'avons vu dans la section III.3.1, le hadron lourd n'est pas perturbé par la transition $Q \rightarrow Q'$. La pelote qui entoure le quark lourd reste inchangée. Plus formellement, la symétrie $SU(2N_h)$ entraîne la conservation du courant

$$J^\mu = \bar{h}'_v v^\mu h_v \quad (\text{III.97})$$

et les charges

$$N_{QQ'} = \int d^3x J^0(x) = \int d^3x \bar{h}'_v{}^\dagger(x) h_v(x) \quad (\text{III.98})$$

sont des générateurs de la symétrie de saveur. Les générateurs diagonaux N_{QQ} comptent le nombre de quarks lourds présents et les générateurs non-diagonaux remplacent un quark lourd par un autre:

$$N_{QQ}|P(v)\rangle = |P(v)\rangle \quad \text{et} \quad N_{QQ'}|P'(v')\rangle = |P(v)\rangle \quad (\text{III.99})$$

dont on déduit

$$\langle P'(v')|N_{Q'Q}|P(v)\rangle = \langle P(v)|P(v)\rangle = 2v^0(2\pi)^3\delta^3(\vec{0}) \quad (\text{III.100})$$

En comparant (III.93) et (III.100) pour $\omega = 1$ on obtient $\xi(1) = 1$.

III.4.3 Les corrections QCD

La théorie effective est capable de traiter les interactions à longue portée (basse énergie). Mais à cause de la non localité du lagrangien effectif, le traitement des interactions à courte distance ne peut être réalisé dans la théorie effective. Il doit être effectué dans la théorie complète. Comme les processus à traiter font intervenir $\alpha_s(m_Q) \simeq 0,2$, cette valeur est suffisamment petite pour permettre un traitement perturbatif des corrections.

Les courants J_j de HQET sont définis par $J_j = \bar{h}'_v^c \Gamma_j h_v^b$. Dans le cas d'une transition V-A les matrices Γ sont:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \gamma^\mu \\ \Gamma_2 &= v^\mu \\ \Gamma_3 &= v'^\mu \end{aligned} \quad (\text{III.101})$$

pour la partie vectorielle des courants, et

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \gamma^\mu(1 - \gamma_5) \\ \Gamma_2 &= v^\mu(1 - \gamma_5) \\ \Gamma_3 &= v'^\mu(1 - \gamma_5) \end{aligned} \quad (\text{III.102})$$

pour la partie axial-vecteur des courants. Dans la théorie complète QCD, les courants dépendent de la masse des quarks lourds, ce qui n'est pas le cas des courants de HQET qui dépendent de l'échelle de renormalisation μ .

La relation entre les courants de la théorie complète et de HQET pour une transition $b \rightarrow c$ est donnée par[79, 81]:

$$J_\mu(m_b, m_c) = \sum_{j=1}^3 C_j(m_b, m_c, \omega, \mu) J_j(\mu) + \mathcal{O}(1/m_Q) \quad (\text{III.103})$$

avec $\Lambda_{QCD} \ll \mu \ll m_Q$ pour pouvoir faire un traitement perturbatif.

Les coefficients de Wilson C_j déjà définis dans la section III.2.3 sont calculés ordre par ordre en théorie des perturbations en comparant les éléments de matrice entre les deux théories. Comme la théorie effective a été conçue pour reproduire les interactions fortes à basse énergie, aucune singularité infrarouge n'est présente. Les éléments de matrice sont exempts de corrections non-perturbatives. Les deux théories ne diffèrent que pour les processus à grand moment transféré. C'est cette différence qui est prise en compte dans les coefficients correctifs. Dans ce cas l'élément de matrice hadronique de la transition $P(v) \rightarrow P'(v')$ s'écrit

$$\langle P'(v') | J^\mu | P(v) \rangle = -\xi(\omega) \sum_{i=1}^3 \hat{C}_i^{(A,V)}(\omega) \text{Tr} \{ \bar{\mathcal{M}}'(v') \Gamma_i \mathcal{M}(v) \} \quad (\text{III.104})$$

En résumé on peut dire que les corrections dues à l'échange de gluons à grand moment transféré, qui ne peuvent être décrites par HQET en raison de la non localité de la théorie, sont prises en compte par les facteurs \hat{C}_i dans l'expression des éléments de matrice hadronique.

L'ampleur de ces corrections dépend du courant considéré, et de la valeur de ω . Leur calcul a été effectué pour toutes les matrices Γ_i dans la référence [79] en prenant en compte tous les termes de logarithmes dominants. L'erreur provenant des corrections

\hat{C}_1^V	\hat{C}_2^V	\hat{C}_3^V	\hat{C}_1^A	\hat{C}_2^A	\hat{C}_3^A
1,136	-0,085	-0,021	0,985	-0,122	0,042

Tableau III.3: Coefficients de correction QCD pour les courants vecteur (V) et axial (A) lorsque le transfert de vitesse est maximum ($\omega = 1$).

d'ordre supérieur est proportionnelle à $(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 \simeq 1\%$ Nous avons reporté la valeur des coefficients de Wilson pour $\omega = 1$ dans le cas des transitions $b \rightarrow c$ dans le tableau III.3.

III.5 HQET et la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$: mesure de $|V_{cb}|$

Dans le cadre de HQET, plusieurs raisons permettent d'expliquer pourquoi les erreurs théoriques sur la mesure de $|V_{cb}|$ dans le canal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ sont limitées.

D'abord, le transfert de vitesse $\omega = v \cdot v'$ entre le méson \bar{B}_d^0 et le méson D^{*+} est très limité:

$$\omega_{min} = 1 < \omega < \omega_{max} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2}{2m_B m_{D^*}} = 1,5 \quad (\text{III.105})$$

La variation du facteur de forme sur ce court intervalle est faible. On peut donc utiliser un développement de Taylor du facteur de forme universel

$$\xi(\omega) = \xi(1) [1 - \rho^2(\omega - 1) + \mathcal{O}(\omega - 1)^2] \quad (\text{III.106})$$

qui est suffisante pour décrire la variation du facteur de forme sur le domaine en ω .

De plus, la normalisation effective du facteur de forme $\xi(1)$ peut être déterminée de manière précise. Nous avons vu dans la section III.4.2 que la fonction de Isgur-Wise est normalisée à 1 pour $\omega = 1$. Les corrections QCD sont bien connues et les corrections provenant de la brisure de la symétrie $SU(2N_h)$ qui font intervenir des termes en puissance de $1/m_Q$ sont supprimées au premier ordre pour $\omega = 1$ dans le canal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ (voir plus loin). Seules des corrections d'ordre supérieur $\mathcal{O}(1/m_Q^2)$ sont à prendre en compte, et l'erreur théorique qui en résulte est faible.

III.5.1 Largeur partielle de désintégration

Les étapes principales du calcul de la largeur partielle différentielle de désintégration en fonction de ω sont données dans l'annexe A, nous donnons ici le résultat final du calcul :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\omega} &= \frac{1}{\tau_{B^0}} \frac{dBr(B^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{d\omega} \\ &= \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \xi^2(\omega) |V_{cb}|^2 \sqrt{\omega^2 - 1} \\ &\quad \times \left[4\omega(\omega + 1) \frac{1 - 2\omega r + \omega^2}{(1 - r)^2} + (\omega + 1)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{III.107})$$

où $r = m_{D^*}/m_B$ est le rapport des masses des deux mésons. Cette expression fait intervenir les masses des mésons et non plus des quarks comme pour les modèles phénoménologiques.

III.5.2 Corrections au facteur de forme

La normalisation du facteur de forme $\xi(1) = 1$ est valable dans la limite où la masse des quarks est infinie. Pour tenir compte de la masse finie des quarks beaux et charmés, des corrections sont appliquées. De plus des corrections dites QCD prennent en compte les processus dont le transfert d'impulsion est de l'ordre de m_Q . Ces processus ne sont pas décrits par la théorie effective et se traduisent par la renormalisation des courants. Dans le cas d'une transition $b \rightarrow c$, le traitement de ces corrections est délicat car deux échelles de masses m_b et m_c sont à considérer. Finalement la normalisation effective du facteur de forme est donnée par :

$$\hat{\xi}(1) = 1 \times \eta_A \times \delta \quad (\text{III.108})$$

où les facteurs η_A et δ sont explicités ci-dessous.

Corrections QCD

Dans la limite $\omega \rightarrow 1$ seul un des facteurs de forme de (III.94) contribue à la largeur de désintégration :

$$\lim_{\omega \rightarrow 1} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - 1}} \frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} (m_B - m_{D^*})^2 m_{D^*}^3 |h_{A1}|^2 \quad (\text{III.109})$$

où $|h_{A1}| = \xi(1)\eta_A$. Seule la correction provenant de la renormalisation du courant vecteur-axial pour l'échelle $m_b > \mu > m_c$ va contribuer à modifier la normalisation de $\xi(1)$ pour les

désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Le facteur correctif η_A sera donc donné par le coefficient de Wilson \hat{C}_1^A dont la valeur est reportée dans le tableau III.3. De récents calculs QCD perturbatifs à l'ordre deux donnent le résultat suivant [23, 82, 83, 84]:

$$\eta_A = 0,965 \pm 0,007 \quad (\text{III.110})$$

où l'erreur est égale à l'amplitude des corrections d'ordre deux.

Corrections en $1/m_Q$

Ces corrections tiennent compte de la masse finie des quarks b et c . En pratique seul le quark c conduit à des corrections non négligeables.

La symétrie des quarks lourds impose des restrictions sur les corrections qui peuvent apparaître. En effet le théorème de Luke[85] montre que les éléments de matrice des corrections en $1/m_Q$ pour la désintégration d'un hadron lourd en un autre hadron lourd s'annulent lorsque $\omega \rightarrow 1$.

Par conséquent pour $\omega = 1$, l'élément de matrice hadronique ne comporte pas de termes en $1/m_Q$. Ce théorème n'est valable que pour les éléments de matrice non nuls à $\omega = 1$ et donc seuls les facteurs de forme h_{A1} (transition $P \rightarrow V \ell \bar{\nu}$) et h_+ (transition $P \rightarrow P' \ell \bar{\nu}$) sont exempts de corrections en $1/m_Q$.

Pour la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ quand $\omega = 1$, seul le facteur de forme h_{A1} contribue à la largeur de désintégration. Par conséquent la normalisation de la largeur partielle ne sera pas affectée par des corrections en $1/m_Q$:

$$\delta = 1 + 0 \times \delta_{1/m_c} + \delta_{1/m_c^2} \quad (\text{III.111})$$

Ceci n'est pas le cas pour la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ qui fait intervenir des éléments de matrice non nuls à $\omega \rightarrow 1$ et qui n'est donc pas exempte de corrections du premier ordre.

Les corrections d'ordre supérieur en $1/m_c^2$ ont été largement étudiées [79, 86, 87]. Ces corrections sont de l'ordre de $(\Lambda_{QCD}/m_c)^2 \simeq 3\%$. Les deux termes correctifs au lagrangien de HQET qui font intervenir la masse du quark lourd ont été décrits dans la section III.4.2. Le premier terme correctif est proportionnel à l'énergie cinétique résiduelle du quark lourd à l'intérieur du hadron qui est estimée à environ 600 MeV/c. Le deuxième terme fait intervenir l'interaction chromomagnétique "spin-orbite". L'amplitude de la correction due à ce terme est évaluée par la différence de masse entre les mésons B et B^* . Les différentes approches utilisées mènent à une correction moyenne[23, 83, 84]

$$\delta_{1/m_c^2} = -0,055 \pm 0,025 \quad (\text{III.112})$$

où l'erreur provient de la connaissance des paramètres hadroniques nécessaires au calcul de δ [86].

Conclusion

La théorie effective des quarks lourds HQET permet la détermination de $|V_{cb}|$ avec une faible incertitude théorique. L'expression de la largeur partielle différentielle de

désintégration en fonction de ω pour le canal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ est donnée dans la limite des quarks de masse infinie par

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 m_B^2 \sqrt{\omega^2 - 1} \xi^2(\omega) \quad (\text{III.113})$$

$$\times (\omega + 1) [(\omega + 1)(1 - r)^2 + 4\omega(1 - 2r\omega + r^2)]$$

où r est le rapport des masses des deux mésons, $r = m_{D^*}/m_B$. En raison de la symétrie des quarks lourds cette largeur ne dépend que d'un seul facteur de forme universel dont la normalisation vaut 1 quand le moment transféré est maximum:

$$\xi(1) = 1 \quad (\text{III.114})$$

Etant donné le faible intervalle de variation de ω dans cette désintégration ($1 < \omega < 1,5$) un développement de Taylor est suffisant pour décrire le facteur de forme inconnu dans la région $\omega \rightarrow 1$:

$$\xi(\omega) = \xi(1)(1 - \rho^2(\omega - 1) + \mathcal{O}(\omega - 1)^2) \quad (\text{III.115})$$

La renormalisation des courants de la théorie effective conduit à la correction de la normalisation du facteur de forme

$$\eta_A = 0,965 \pm 0,007. \quad (\text{III.116})$$

Les corrections dues à la masse finie des quarks à cause du théorème de Luke [85] ne font intervenir que des termes en $1/m_Q^2$, conduisant à la correction de la normalisation du facteur de forme:

$$\delta = 1 - \delta_{1/m^2} = 1 - (0,055 \pm 0,025) \quad (\text{III.117})$$

Finalement la combinaison de ces deux corrections conduit à la normalisation suivante[84]

$$\hat{\xi}(1) = 0,91 \pm 0,03 \quad (\text{III.118})$$

Pour mesurer $|V_{cb}|$ dans les désintégrations semileptoniques $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, il faut donc déterminer la largeur partielle différentielle $d\Gamma/d\omega$, puis procéder à une extrapolation de cette largeur pour $\omega = 1$ en utilisant la largeur prédite en (III.113) et la paramétrisation linéaire du facteur de forme. Les deux paramètres libres de cette extrapolation sont la normalisation $\hat{\xi}(1) \times |V_{cb}|$ et la pente du facteur de forme ρ .

Plusieurs mesures utilisant cette méthode ont déjà été réalisées [120, 122, 124], soit dans les désintégrations de la résonance $\Upsilon(4S)$, soit à LEP dans les désintégrations du Z^0 . Les mésons \bar{B}_d^0 produits à l' $\Upsilon(4S)$ sont quasiment au repos. Pour déterminer $|V_{cb}|$ il faut pouvoir reconstruire avec une efficacité constante le spectre en ω . Malheureusement la configuration $\omega \rightarrow 1$ correspond à un méson D^{*+} émis au repos dans le référentiel du centre de masse du \bar{B}_d^0 . Par conséquent le pion de faible énergie issu de la désintégration du D^{*+} est reconstruit avec une efficacité très faible et l'efficacité de reconstruction des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ pour $\omega \rightarrow 1$ est également très faible. A LEP ce problème ne se pose pas à cause de la poussée de Lorentz dont bénéficient toutes les particules issues de la désintégration du \bar{B}_d^0 , celui-ci ayant une énergie moyenne d'environ 30 GeV. L'efficacité de reconstruction est donc presque uniforme sur tout le domaine en ω . La détermination de $|V_{cb}|$ devrait donc être plus aisée qu'à l' $\Upsilon(4S)$. En fait une difficulté supplémentaire

se pose à LEP à cause de la présence du neutrino dans la désintégration du \bar{B}_d^0 , qui ne permet pas d'accéder directement à l'énergie du méson \bar{B}_d^0 . A l' $\Upsilon(4S)$, au contraire les \bar{B}_d^0 sont émis presque au repos avec une énergie moyenne de 340 MeV/c. La grande difficulté à LEP est donc de trouver un estimateur précis de la quadri-impulsion du méson \bar{B}_d^0 .

La mesure de $|V_{cb}|$ réalisée dans cette thèse est décrite au chapitre VIII. La comparaison des résultats obtenus par les différentes collaborations est présenté à la fin de ce même chapitre.

III.6 Production d'états charmés orbitalement excités

La somme des rapports d'embranchement semileptoniques des mésons B en mésons charmés D^+ et D^{*+} ne suffit pas à expliquer l'ensemble des désintégrations semileptoniques des B [21]:

$$\begin{aligned} Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}, D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (6,46 \pm 0,57)\% \\ Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (10,3 \pm 1,0)\% \end{aligned} \quad (\text{III.119})$$

La production d'états charmés orbitalement excités pourrait expliquer les 40 % de désintégrations semileptoniques exclusives qui ne donnent pas directement un méson D^{*+} ou D^+ .

La symétrie des quarks lourds prédit l'existence de quatre états excités regroupés en deux doublets suivant le spin du quark léger. L'ensemble de ces quatre états de parité positive est communément appelé D^{**} . La différence de masse de 20 MeV/c² entre deux membres d'un doublet résulte de corrections d'ordre $1/m_c$ à la symétrie des quarks lourds. La différence de masse entre deux états de doublets différents est par contre d'environ 100 MeV/c².

Les taux de production individuels des différents états attendus sont encore mal connus, surtout dans les désintégrations semileptoniques où les statistiques atteintes étaient réduites jusqu'à présent. Les expériences LEP avec environ 600 000 paires $b\bar{b}$ produites dans les désintégrations du Z^0 sont maintenant en mesure de déterminer ces taux de production avec une précision de l'ordre de 20 %, ce qui devrait permettre une première comparaison avec les prédictions des différents modèles théoriques.

III.6.1 La spectroscopie du charme

La désintégration des états D^{**} se produit par interaction forte. A l'heure actuelle deux états orbitalement excités neutres[89] et chargés[90] ont été observés dans les désintégrations $D^{**} \rightarrow D^* \pi$ ou $D \pi$. Ils correspondent aux deux membres du doublet $j_q = 3/2$ et ont une largeur d'environ 20 MeV/c² (voir tableau III.4). Les états correspondants au doublet $j_q=1/2$ n'ont pas encore été observés en raison de leur grande largeur naturelle dont la valeur prédite est d'environ 200 MeV/c²[91].

état	J^P	j_q	mésons neutres		mésons chargés	
			Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV/c ²)	Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV/c ²)
D_0^*	0^+	1/2	$\simeq 2360$	$\simeq 220$	$\simeq 2360$	$\simeq 220$
D_1^*	1^+	1/2	$\simeq 2420$	$\simeq 210$	$\simeq 2420$	$\simeq 220$
D_1	1^+	3/2	$2422,2 \pm 1,8$	$18,9_{-3,5}^{+4,6}$	$2425 \pm 2,8$	26 ± 8
D_2^*	2^+	3/2	$2458,9 \pm 2,0$	23 ± 5	2459 ± 4	25_{-7}^{+8}

Tableau III.4: Excitations orbitales des mésons charmés. Les deux états $j_q=1/2$ n'ont pas été observés pour l'instant.

La conservation du moment angulaire total et de la parité permet de déterminer les modes de désintégration des différents états¹⁴. L'ensemble de ces canaux est résumé dans le tableau III.5. Les désintégrations en onde P sont interdites par conservation de la parité.

état	J^P	$D\pi$	$D^*\pi$	$D\rho$	$D^*\rho$
D_0^*	0^+	L=0	-	-	L=0,2
D_1^*	1^+	-	L=0,2	L=0,2	L=0,2
D_1	1^+	-	L=0,2	L=0,2	L=0,2
D_2^*	2^+	L=2	L=2	L=2	L=2

Tableau III.5: Désintégrations possibles des états excités D^{**} .

Détermination des rapports d'embranchement des D^{**}

En première approximation les modes faisant intervenir l'émission d'un ρ sont moins importants que les modes faisant intervenir l'émission d'un pion à cause de la réduction de l'espace de phase. En effet la somme des masses du ρ et du $D^{(*)}$ est supérieur à la masse du D^{**} , mais la désintégration est néanmoins possible en raison de la grande largeur du ρ : $\Gamma_\rho = 151 \text{ MeV}/c^2$.

Le mode dominant de chaque état est donc $D^{**} \rightarrow D^{(*)}\pi$, seul le D_2^* pouvant se désintégrer à la fois en D^* ou en D par émission d'un pion.

Les prédictions de la symétrie des quarks lourds[78] pour les largeurs partielles sont résumées dans le tableau III.6. Selon ces prédictions les désintégrations de l'état D_1 sont dominées par le mode $D^*\pi$ avec une contribution, non négligeable, d'environ 30 % du mode $D\rho$.

Dans le cadre de HQFS la largeur partielle de désintégration satisfait certaines relations de symétrie lorsque la limite $m_Q \rightarrow \infty$ est valide. En considérant le rapport des facteurs de spin on trouve:

$$\frac{\Gamma(2^+ \rightarrow D\pi)}{\Gamma(2^+ \rightarrow D^*\pi)} = 2/3 \quad (\text{III.120})$$

¹⁴Les règles de conservation sont données dans l'annexe B

Transition	Γ (MeV)	Transition	Γ (MeV)
$D_2^* \rightarrow D\pi$	16	$D_1 \rightarrow D\pi$	Interdit
$D_2^* \rightarrow D^*\pi$	9	$D_1 \rightarrow D^*\pi$	11
$D_2^* \rightarrow D\rho$	<1	$D_1 \rightarrow D\rho$	6
$D_2^* \rightarrow D^*\rho$	3	$D_1 \rightarrow D^*\rho$	< 1
$D_2^* \rightarrow \text{Total}$	28	$D_1 \rightarrow \text{Total}$	18

Tableau III.6: Prédictions des largeurs des états excités à partir de la symétrie des quarks lourds.

En tenant compte du facteur de phase $p^{(2\ell+1)}$ le rapport devient:

$$\frac{\Gamma(2^+ \rightarrow D\pi)}{\Gamma(2^+ \rightarrow D^*\pi)} = 1,8 \quad (\text{III.121})$$

Expérimentalement ce rapport a été mesuré[89] et vaut:

$$\frac{\Gamma(2^+ \rightarrow D\pi)}{\Gamma(2^+ \rightarrow D^*\pi)} = 2,2 \pm 0,7 \pm 0,6 \quad (\text{III.122})$$

en bon accord avec la prédiction.

Avec ces prédictions des largeurs partielles nous pouvons déterminer les rapports d'embranchement associés. Pour cela nous postulons la conservation de l'isospin dans les désintégration fortes, ce qui permet de relier les modes neutres aux modes chargés par les relations:

$$\begin{aligned} \Gamma(D^{**0} \rightarrow D^{(*)+}\pi^-) &= 2 \times \Gamma(D^{**0} \rightarrow D^{(*)0}\pi^0) \\ \Gamma(D^{**+} \rightarrow D^{(*)0}\pi^+) &= 2 \times \Gamma(D^{**+} \rightarrow D^{(*)+}\pi^0) \end{aligned} \quad (\text{III.123})$$

On en déduit les rapports d'embranchement résumés dans le tableau III.7 et sur la figure III.16.

Ces prédictions seront utilisées par la suite pour évaluer des rapports d'embranchement des états D_1^0 et D_2^0 dans leurs désintégrations en $D^{*+}\pi^-$. La recherche de ces états avec les données du détecteur DELPHI est présentée au chapitre IX.

III.6.2 Prédiction des taux de production dans les désintégrations semileptoniques des mésons B

La majorité des prédictions théoriques des rapports d'embranchement semileptoniques des mésons B sont aujourd'hui basées sur la théorie effective des quarks lourds. La théorie, nous l'avons vu au chapitre III.4.2, permet d'exprimer l'élément de matrice hadronique de la désintégration en fonction d'un seul facteur de forme universel appelé fonction d'Isgur-Wise. C'est dans ce cadre qu'interviennent les différentes hypothèses concernant le confinement du quark lourd à l'intérieur du hadron.

Le modèle ISGW a été décrit dans la section III.3.3. Corrigé pour tenir compte des symétries de saveur et de spin des quarks lourds, il prédit les taux de production

Spectroscopie des mésons D

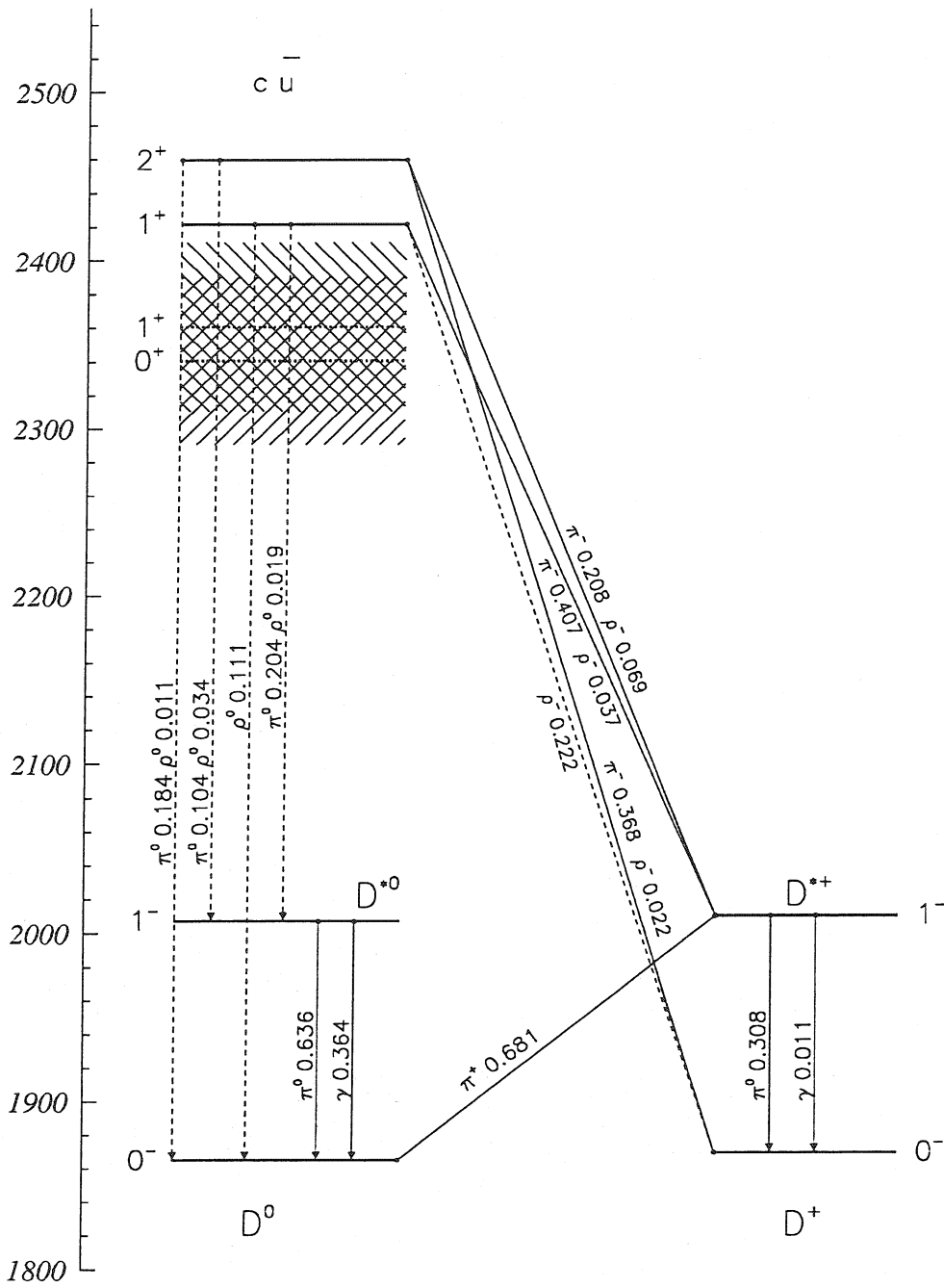


Figure III.16: Spectroscopie des mésons charmés non étranges et rapports d'embranchement de la désintégration forte des états étroits. En trait plein sont représentées les désintégrations déjà observées et en trait pointillé les désintégrations prédites et non observées. Aucune désintégration avec un ρ n'a été observée.

Transition	Br (%)	Transition	Br (%)
$D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$	20,8	$D_2^{*+} \rightarrow D^{*+} \pi^0$	10,4
$D_2^{*0} \rightarrow D^{*0} \pi^0$	10,4	$D_2^{*+} \rightarrow D^{*0} \pi^+$	20,8
$D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \rho^-$	6,9	$D_2^{*+} \rightarrow D^{*+} \rho^0$	3,4
$D_2^{*0} \rightarrow D^{*0} \rho^0$	3,4	$D_2^{*+} \rightarrow D^{*0} \rho^+$	6,9
$D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-$	36,8	$D_2^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	18,4
$D_2^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	18,4	$D_2^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	36,8
$D_2^{*0} \rightarrow D^+ \rho^-$	6,9	$D_2^{*+} \rightarrow D^+ \rho^0$	3,4
$D_2^{*0} \rightarrow D^0 \rho^0$	3,4	$D_2^{*+} \rightarrow D^0 \rho^+$	6,9
$D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	40,7	$D_1^+ \rightarrow D^{*+} \pi^0$	20,4
$D_1^0 \rightarrow D^{*0} \pi^0$	20,4	$D_1^+ \rightarrow D^{*0} \pi^+$	40,7
$D_1^0 \rightarrow D^{*+} \rho^-$	3,7	$D_1^+ \rightarrow D^{*+} \rho^0$	1,9
$D_1^0 \rightarrow D^{*0} \rho^0$	1,9	$D_1^+ \rightarrow D^{*0} \rho^+$	3,7
$D_1^0 \rightarrow D^+ \rho^-$	22,2	$D_1^+ \rightarrow D^+ \rho^0$	11,1
$D_1^0 \rightarrow D^0 \rho^0$	11,1	$D_1^+ \rightarrow D^0 \rho^+$	22,2

Tableau III.7: Prédications des rapports d'embranchement des D^{**} obtenues en considérant la symétrie d'isospin et HQFS.

d'états excités présentés dans le tableau III.8[119]. D'autres hypothèses de confinement que celle du modèle ISGW ont été considérées [92, 93, 94], toutes basées sur un potentiel de confinement de type:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + br. \quad (\text{III.124})$$

Le modèle SISM utilise les fonctions d'onde d'oscillateurs harmoniques pour déterminer la fonction d'Isgur-Wise. Le modèle DESC considère un confinement scalaire traité par l'équation de Dirac. RFTC considère quant à lui un tube de flux relativiste. Le modèle SEVC s'appuie sur une hypothèse de confinement vectoriel. Finalement le modèle CNP se base sur des règles de somme de QCD.

état	J^P	ISGW2 $\times 10^{-3}$	SISM $\times 10^{-3}$	CNP $\times 10^{-3}$	DESC $\times 10^{-3}$	RFTC $\times 10^{-3}$	SEVC $\times 10^{-3}$
D_0^*	0^+	0,72	0,27	0,62	0,69	0,48	0,47
D_1^*	1^+	0,72	0,35	0,87	0,96	0,68	0,66
D_1	1^+	4,32	0,83	1,24	2,65	3,15	2,95
D_2^*	2^+	2,16	1,18	2,48	4,23	5,26	4,90
Total		7,92	2,63	5,21	8,53	9,57	8,98

Tableau III.8: Rapports d'embranchement $Br(B \rightarrow D^{**} \ell^- \nu)$ prédits par les différents modèles de confinement dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds HQET.

Nous avons regroupé dans le tableau III.8 l'ensemble des prédictions données par ces modèles pour une durée de vie $\tau_B = 1,5ps$ et une valeur de $|V_{cb}|$ de 4 %. On remarque une grande disparité dans l'ensemble des résultats obtenus avec les différents modèles. Il

est intéressant de noter que tous les modèles, excepté ISGW, prédisent que le rapport des taux de production de l'état D_1 et de l'état D_2^* est inférieur à 1 :

$$\begin{aligned} \frac{Br(B \rightarrow D_1 \ell \bar{\nu}_\ell)}{Br(B \rightarrow D_2^* \ell \bar{\nu}_\ell)} &= 2,0 \quad \text{ISGW2} \\ &= 0,7 \quad \text{SISM} \\ &= 0,5 \quad \text{CNP} \\ &= 0,6 \quad \text{DESC, RFTC, SEVC} \end{aligned} \quad (\text{III.125})$$

Expérimentalement ce rapport a été mesuré[117]:

$$\begin{aligned} \frac{Br(B \rightarrow D_1^0 \ell \bar{\nu}_\ell)}{Br(B \rightarrow D_2^{*0} \ell \bar{\nu}_\ell)} &= 2,3 \pm 1,1 \pm 0,7 \\ \frac{Br(B \rightarrow D_1^+ \ell \bar{\nu}_\ell)}{Br(B \rightarrow D_2^{*+} \ell \bar{\nu}_\ell)} &= 0,9 \pm 0,4 \pm 0,3 \end{aligned} \quad (\text{III.126})$$

Au vu de la précision actuelle, il n'est pas encore possible de conclure sur l'abondance relative des deux états dans les désintégrations semileptoniques des mésons B.

Désintégration des D^{**} dans le canal $D^{*+} \pi^-$

Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux prédictions des taux de production des états D_1^0 et D_2^{*0} dans les modes:

$$\begin{aligned} B^- &\rightarrow D_2^{*0} \ell \bar{\nu}_\ell \\ &\hookrightarrow D^{*+} \pi^- \end{aligned} \quad (\text{III.127})$$

$$\begin{aligned} B^- &\rightarrow D_1^0 \ell \bar{\nu}_\ell \\ &\hookrightarrow D^{*+} \pi^- \end{aligned} \quad (\text{III.128})$$

Les prédictions obtenues pour les rapports d'embranchement du tableau III.7 et les taux de production du tableau III.8 permettent d'évaluer les valeurs reportées dans la table III.9.

	ISGW2	SIS	CNP	DSR
$Br(B^- \rightarrow D_2^{*0} (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell)$ (%)	0,047	0,026	0,054	0,106
$Br(B^- \rightarrow D_1^0 (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell)$ (%)	0,285	0,056	0,082	0,192
$Br(B^- \rightarrow D_J^0 (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell)$ (%)	0,332	0,082	0,136	0,298
rapport D_1^0/D_2^{*0}	6,1	2,1	1,5	1,8

Tableau III.9: Prédictions des rapports d'embranchement des état résonants dans les désintégrations $D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$ pour les différents modèles de confinement. Ici D_J^0 est la somme des deux états D_1^0 et D_2^{*0} . La colonne DSR est la moyenne des modèles DESC, SEVC et RFTC.

Les prédictions de ces modèles seront comparées aux résultats expérimentaux déjà obtenus à LEP et à l' $\Upsilon(4S)$ à la fin du chapitre IX où est également exposée notre mesure du rapport d'embranchement $Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$.

Bilan

Cette partie théorique nous a permis de montrer le rôle de l'élément de matrice $|V_{cb}|$ dans le Modèle Standard. La production des hadrons lourds à LEP a ensuite été décrite et les probabilités de production des différents mésons lourds déterminées. Nous avons ensuite passé en revue les aspects principaux de la modélisation de la désintégration des hadrons lourds. Dans le cadre du diagramme spectateur de la désintégration des hadrons B, nous avons vu qu'il est possible de déterminer $|V_{cb}|$ à partir de la mesure du rapport d'embranchement semileptonique inclusif des B et de leur durée de vie. Cette méthode est malheureusement limitée à une précision d'au mieux $\pm 5\%$ par l'incertitude théorique sur la largeur partielle semileptonique.

La récente découverte des symétries approchées de saveur et de spin pour les quarks lourds a permis de construire une théorie effective de QCD. Les éléments de matrice hadroniques de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ y sont calculables avec une précision de $\pm 3\%$, autorisant ainsi une mesure précise de $|V_{cb}|$ dans ce canal.

La théorie effective des quarks lourds donne aussi des prédictions sur les rapports d'embranchement semileptonique des mésons B en méson D^{**} . Ces prédictions pourront également être confrontées à des mesures précises à LEP et à l' $\Upsilon(4S)$.

Partie II

Le dispositif expérimental

Chapitre IV

Le LEP

Cette seconde partie est consacrée à la description du dispositif expérimental qui a permis l'étude des désintégrations semileptoniques des mésons B en mésons D^{*+} . Nous allons commencer par donner, dans ce chapitre, les caractéristiques principales de l'accélérateur pour la physique. Le chapitre suivant est dédié à la description du détecteur. On se concentrera sur les sous-détecteurs de reconstruction et d'identification des traces chargées qui ont servi directement lors de l'analyse.

DELPHI est l'une des quatre expériences installées auprès du LEP (Large Electron Positron collider), l'anneau de collisions e^+e^- de 27 kilomètres de circonférence, construit par le CERN à côté de Genève.

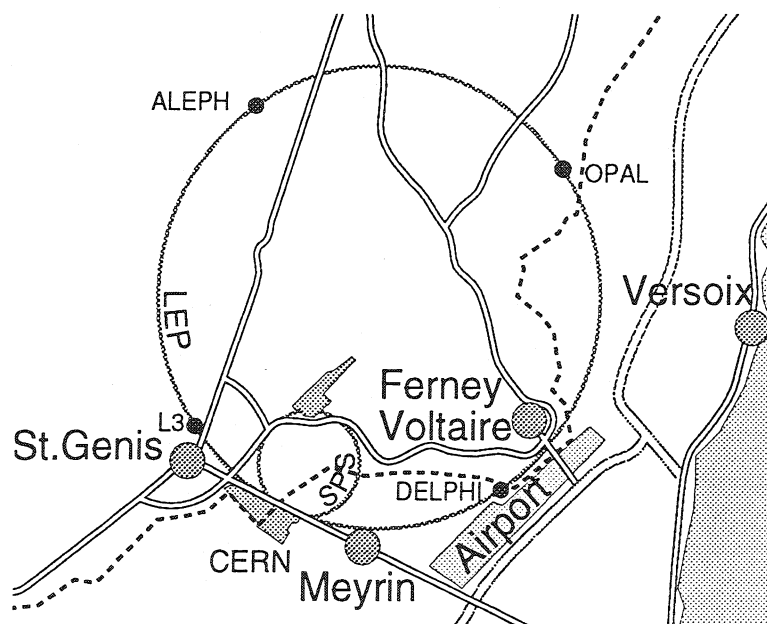


Figure IV.1: L'anneau du LEP

Les deux paramètres principaux pour les études de physique auprès d'un accélérateur sont l'énergie disponible dans le centre de masse (\sqrt{s}) et la luminosité (\mathcal{L}).

IV.1 L'énergie dans le centre de masse

Contrairement aux collisions sur cible fixe où la majeure partie de l'énergie du faisceau est transformée en énergie cinétique emportée par les particules issues de la cible, en mode collisionneur toute l'énergie, E , des faisceaux est disponible pour la réaction:

$$\sqrt{s} = 2E \quad (\text{IV.1})$$

De 1989 à 1995 le LEP a fonctionné à une énergie voisine de la masse du boson Z^0 . Depuis la fin de 1995, une deuxième phase du programme de fonctionnement de la machine a commencé. Le remplacement progressif des cavités accélératrices en cuivre par des cavités supraconductrices en Niobium a déjà permis à la fin de l'année 1995 d'obtenir une énergie dans le centre de masse de 136 GeV. Par la suite il est prévu d'atteindre 195 GeV. Les deux objectifs de cette montée en énergie sont:

- l'étude de la production de paires de bosons W^\pm et la mesure de leur masse lorsque l'énergie disponible sera supérieure au seuil de production d'une paire W^\pm de 161 GeV.
- la recherche de nouvelles particules telles que le boson de Higgs ou les partenaires supersymétriques dans un domaine en énergie encore non exploré.

IV.2 La luminosité

La deuxième caractéristique importante d'un accélérateur est le nombre de particules susceptibles d'interagir par unité de temps. On définit la luminosité \mathcal{L} par:

$$\frac{dN_{int}}{dt} = \mathcal{L} \sigma \quad (\text{IV.2})$$

où σ désigne la section efficace de la réaction considérée et $\frac{dN_{int}}{dt}$ est le nombre d'événements produits par unité de temps. La luminosité s'exprime en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce sont les caractéristiques des faisceaux qui la déterminent. Dans le cas d'un collisionneur on a:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^-} N_{e^+} f N_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (\text{IV.3})$$

- N_{e^-} et N_{e^+} sont les nombres d'électrons et de positrons contenus dans les paquets de chaque faisceau (de l'ordre de 10^{11}).
- f est la fréquence de révolution des faisceaux dans l'anneau (10,8 kHz).
- N_p est le nombre de paquets par faisceau (de quatre à huit).
- $\sigma_x = 150 \mu\text{m}$ et $\sigma_y = 15 \mu\text{m}$, les tailles transverses¹ des paquets. L'étalement du faisceau dans la direction radiale x est la conséquence de la radiation synchrotron qui tend à modifier l'orbite des électrons et des positrons.

¹Le référentiel est défini comme suit: l'axe z est orienté suivant la direction du faisceaux, l'axe x vers le centre de l'anneau et l'axe y est perpendiculaire aux deux précédents pour former un repère direct. Une définition complète du système de coordonnées est donnée dans la section V.1

Depuis le démarrage de la machine, trois modes de fonctionnement différents ont été utilisés:

- de 1989 à fin 1993 les faisceaux étaient divisés en quatre paquets se croisant toutes les $22,5 \mu s$. Ce mode a permis d'atteindre la luminosité nominale de $1,6 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ en 1993.
- en 1994 le nombre de paquets par faisceau est passé à huit, divisant par deux le temps entre deux croisements. Ceci a permis d'atteindre la luminosité record de $2,1 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$.
- en 1995 une nouvelle configuration compatible avec la montée en énergie des faisceaux a été mise en place. Ce sont quatre trains de deux à trois paquets qui se rencontrent toutes les $22,5 \mu s$, les paquets étant espacés de $270 ns$. Depuis la mise en place de ce mode, la luminosité instantanée obtenue est comparable à celle obtenue en 1994.

La figure IV.2 illustre la luminosité intégrée vue par les quatre expériences depuis le démarrage du LEP en 1989.

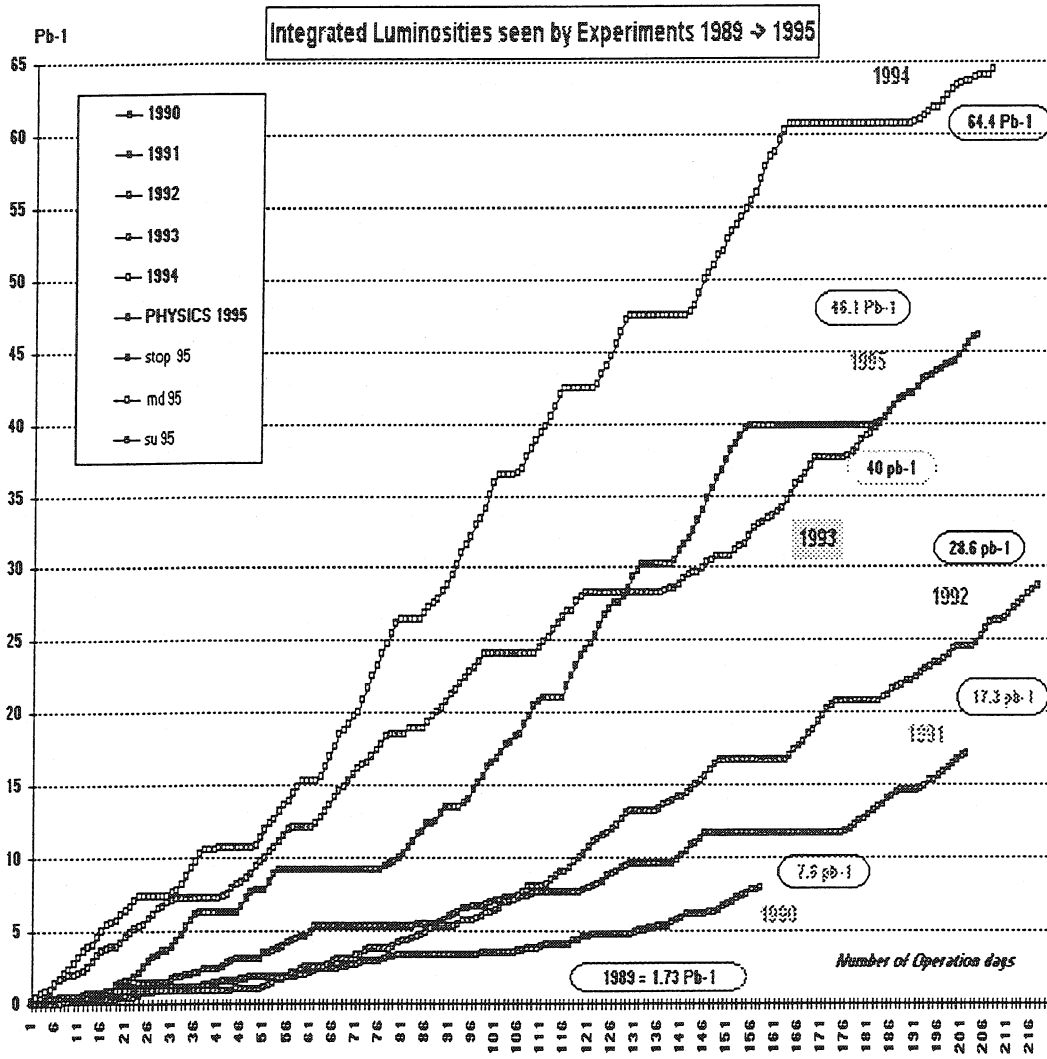


Figure IV.2: Luminosité intégrée vue par les quatre expériences pendant les périodes de prise de données de 1989 à 1995

Chapitre V

Le détecteur DELPHI

Les processus physiques observés dans les collisions e^+e^- au LEP résultent du couplage du Z^0 à l'ensemble des paires fermion-antifermion. Selon la nature de l'état final, leptonique ou hadronique, la topologie des événements est très différente. Dans le cas leptonique, deux particules de 45 GeV sont émises dos à dos alors que dans le cas hadronique se sont au minimum deux jets de hadrons qui sont émis. Le détecteur DELPHI a été conçu pour mesurer l'ensemble de ces processus avec une grande précision. Il se compose d'un ensemble de sous-détecteurs qui assurent:

- la reconstruction tridimensionnelle des trajectoires des particules chargées;
- la détermination des caractéristiques cinématiques des traces chargées sur un domaine d'impulsion de 200 MeV à 45 GeV à partir de la mesure de la courbure des traces chargées dans le champ magnétique uniforme de 1,23 Tesla. L'aimant utilisé est une bobine supraconductrice cylindrique centrée sur l'axe des faisceaux et parallèle aux couches cylindriques de détection;
- la reconstruction très précise des vertex secondaires;
- l'identification des particules chargées par la mesure de la perte d'énergie dans un volume de gaz ($\frac{dE}{dx}$), ou par la mesure de l'angle Cherenkov dans les détecteurs de type RICH (Ring Imaging CHerenkov).
- l'identification des muons (chambres à muons) et des électrons (calorimètres électromagnétiques).
- l'identification et la reconstruction des photons.
- la reconstruction des hadrons neutres (neutrons, K_L , ...) dans le calorimètre hadronique.

La structure de type cylindrique du détecteur est dictée par son implantation sur un collisionneur. Il se compose d'une partie centrale appelée tonneau, qui couvre environ 70% de l'angle solide et de deux bouchons complétant le reste de l'angle solide. La figure V.1 montre une vue schématique générale de l'ensemble de DELPHI. Une description très détaillée de l'ensemble du détecteur et des ses performances peut être trouvée dans les références [95, 96]. Nous allons uniquement nous intéresser aux sous-détecteurs qui ont

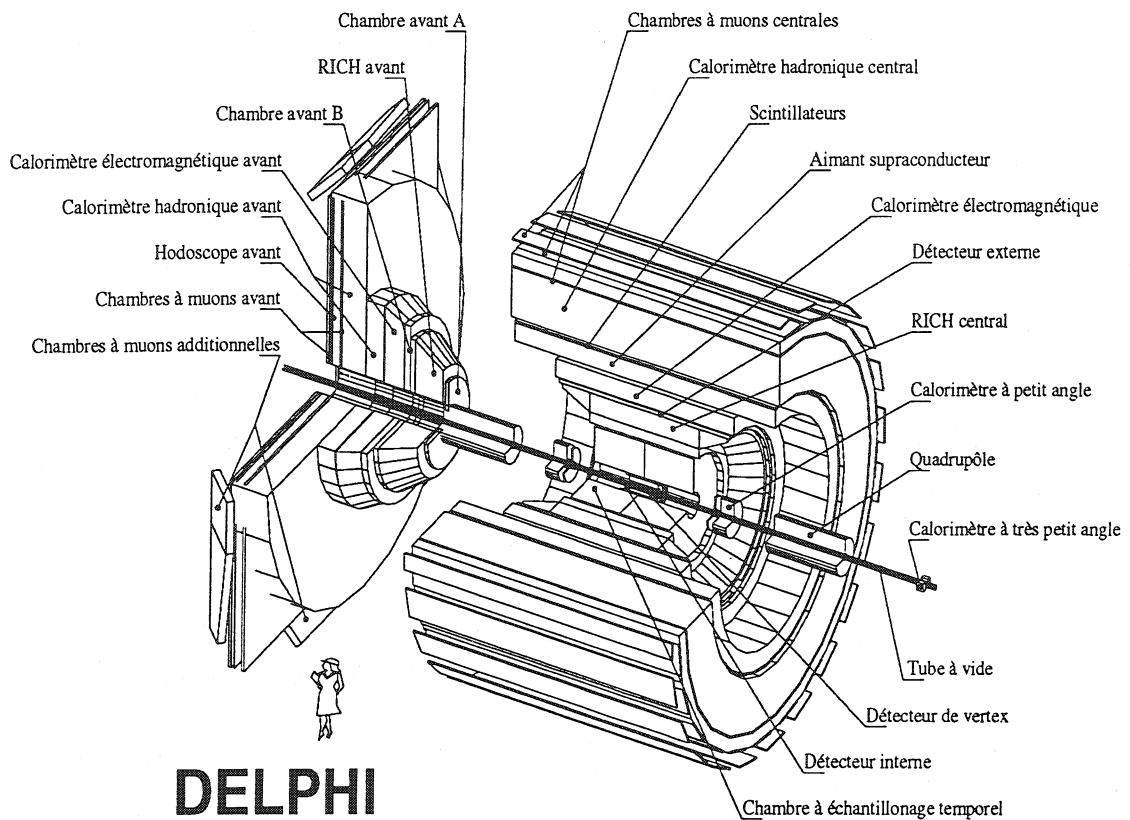


Figure V.1: Vue générale du détecteur DELPHI

été directement utilisés pour la reconstruction et la sélection des événements $D^{*+}\ell^{-}X$. Nous nous limiterons à la partie centrale du détecteur dont l'angle solide correspond à celui couvert par le détecteur de vertex.

V.1 Le référentiel de DELPHI

Le référentiel de DELPHI en coordonnées cartésiennes est défini par les trois axes:

- z suivant la ligne du faisceau, dans la direction des électrons.
- x perpendiculaire à z pointant vers le centre de l'anneau du LEP.
- y vertical, de manière à former un référentiel direct.

La géométrie du détecteur impose le choix des coordonnées cylindriques. Dans ce cas l'angle polaire θ est défini à partir de l'axe z et l'angle azimuthal ϕ est défini dans le plan (xy) transverse au faisceau. Ce plan est aussi appelé plan $R\phi$.

V.2 La détection des traces chargées

Dans la partie centrale de DELPHI, quatre sous-détecteurs assurent la reconstruction des traces chargées.

- Le Détecteur de Vertex (VD)
- Le Détecteur Interne (ID)
- La Chambre à Projection Temporelle (TPC)
- Le Détecteur Externe (OD)

L'association des points de mesure délivrés par tous ces détecteur permet de reconstruire la trajectoire de la particule et de mesurer ces caractéristiques cinématiques.

V.2.1 Le Détecteur de Vertex

Ce détecteur permet d'obtenir une mesure très précise du point de passage des particules chargées à une distance très proche du point d'interaction. La contrainte apportée par ces points de mesure sur les traces permet la détermination des vertex de désintégration secondaires séparés du point d'interaction avec une précision de l'ordre de $300 \mu\text{m}$. Son rôle est capital dans l'étude des hadrons beaux, qui se désintègrent en moyenne à 3 mm du vertex primaire.

Il se compose de trois couches concentriques de détecteurs au silicium situées à 6,3 , 9,0 et 10,9 cm du faisceau. Pour des angles polaires compris entre 44° et 136° une trace traverse les trois couches du détecteur. Chacune des couches est composée de 4 anneaux de 24 plaquettes couvrant la totalité de l'angle azimuthal ϕ avec un recouvrement des plaquettes de 10% très utile pour l'alignement du détecteur (voir la figure V.2).

Chaque plaquette est composée d'une matrice de silicium dopé N de $285 \mu\text{m}$ d'épaisseur à la surface de laquelle des pistes fortement dopées P ont été déposées tous les $25 \mu\text{m}$ dans la direction z . Chaque piste a une largeur de $7 \mu\text{m}$. l'ensemble est recouvert d'une couche d'oxyde de silicium de $23 \mu\text{m}$ d'épaisseur, qui assure l'isolation électrique et joue le rôle de capacité de couplage vers l'électronique. L'ensemble constitue une succession de diodes qui sont polarisées en inverse à une tension de 50 à 60 Volts, ce qui crée une zone déplétée d'environ $250 \mu\text{m}$.

Le passage d'une particule sous incidence normale crée en moyenne 22000 paires électron-trou. Sous l'effet du champ électrique les électrons dérivent vers les pistes où ils induisent un signal recueilli au bout de la plaquette. La détermination du barycentre des pistes touchées donne la mesure du point de passage de la particule.

Alignement

L'alignement interne du détecteur de vertex est capital pour la reconstruction des traces. Un premier alignement mécanique est réalisé à l'aide de lasers placés entre le VD et l'ID. De cette manière la position de chaque plaquette dans sa couche est connue avec une précision de $25 \mu\text{m}$. On procède ensuite à un alignement interne utilisant des événements dimuons ($Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$) et des événements hadroniques pour lesquels des traces passent

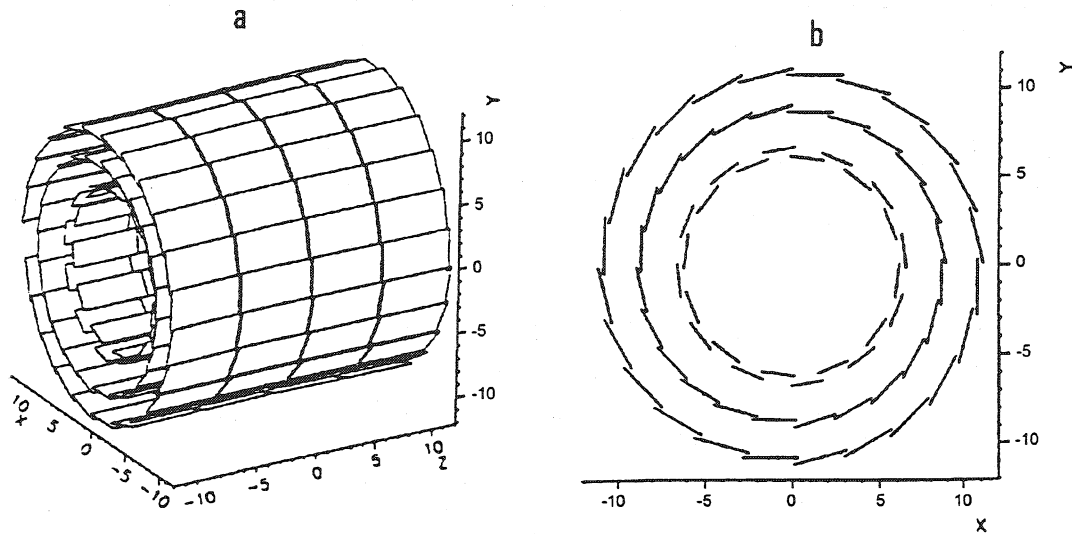


Figure V.2: Schéma du détecteur de microvertex de DELPHI

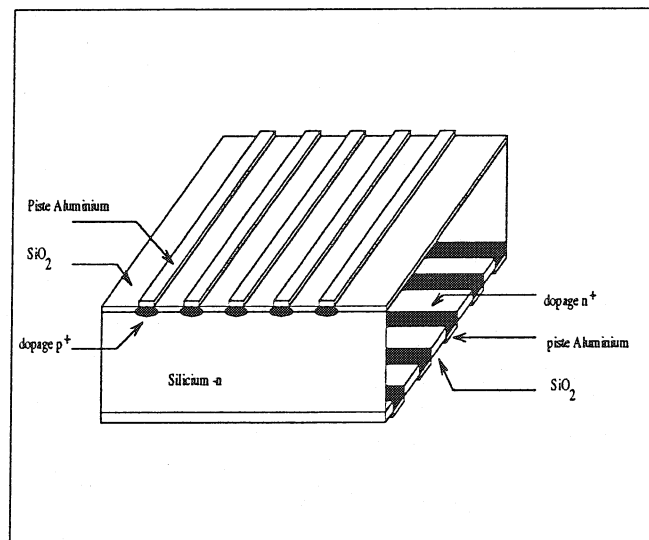


Figure V.3: Vue schématique en coupe d'un module du détecteur de vertex équipé de bandes de lecture des deux côtés.

dans les zones de recouvrement des plaquettes. Ceci permet de déterminer les rotations et translations à effectuer pour affiner l'alignement mécanique.

La précision obtenue par point de mesure en $R\phi$, moyennée sur tous les angles d'incidence des traces est de $8 \mu m$ pour des paires de muons de 45 GeV. Depuis 1994, les couches interne et externe ont été pourvues de plaquettes double face, équipées sur la deuxième face de pistes perpendiculaires à l'axe du faisceau de manière à mesurer aussi la coordonnée z des traces (voir la figure V.3). La précision obtenue par point pour cette coordonnée est de $9 \mu m$.

L'efficacité de détection d'une trace par couche est de 97,5% (interne), 96,4% (milieu) et 98,2%(externe) pour l'année 1994.

V.2.2 Le Détecteur Interne (ID)

Le détecteur interne est situé entre la TPC et le détecteur de vertex. Il permet d'extrapoler les éléments de trace reconstruits à partir de la TPC vers le détecteur de vertex. Il est constitué de deux parties:

- une chambre à dérive ($11,8 < R < 22,3$ cm) divisée en 24 secteurs azimuthaux. Chaque secteur est pourvu de 24 fils disposés dans le plan médian du secteur selon la direction du faisceau. La dérive des électrons d'ionisation se fait des bords de chaque secteur vers le plan de fils. Il en résulte une ambiguïté gauche-droite sur la provenance des électrons d'ionisation (voir la figure V.4).

La résolution obtenue par point de mesure en $(R-\phi)$ est de $90 \mu\text{m}$ pour des angles allant de 30 à 150 degrés. La résolution par élément de trace en $(R-\phi)$ est de $40 \mu\text{m}$.

- une partie externe constituée de 5 plans de chambres proportionnelles multifils contenant chacun 192 fils orientés dans l'axe du faisceau dont la réponse permet de résoudre l'ambiguïté gauche-droite. Par ailleurs le plan de cathodes est constitué de 192 bandes concentriques à l'axe du faisceau délivrant une mesure selon la coordonnée z avec une résolution allant de 0,5 à 1,0 mm selon l'angle polaire de la trace.

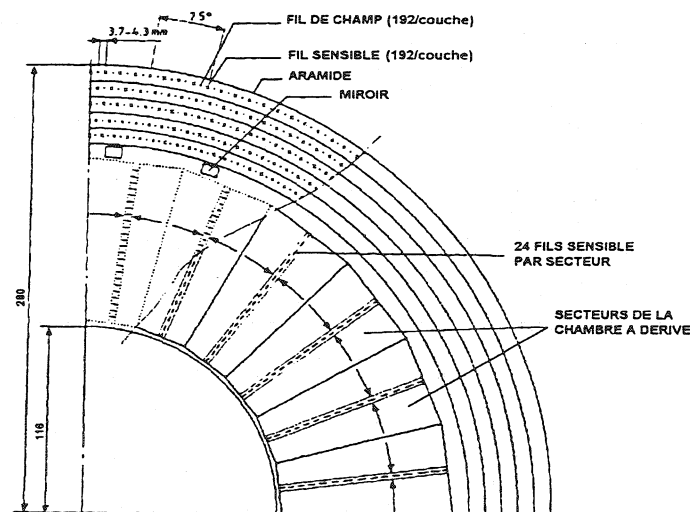


Figure V.4: Schéma du détecteur interne(ID)

V.2.3 La Chambre à Projection Temporelle (TPC)

Le principe de fonctionnement de ce détecteur est simple. On mesure la position de la trajectoire d'une particule chargée en localisant l'ionisation induite par son passage dans un milieu gazeux. Dans la pratique on fait dériver la charge d'ionisation vers une extrémité du détecteur où elle est recueillie et amplifiée dans une chambre de lecture. Les positions x et y de la trace sont obtenues par l'adresse de la cellule élémentaire de détection dans le plan $R\phi$, et la coordonnée z par la mesure du temps de dérive de la charge dans le volume gazeux.

La figure V.5 montre une vue en perspective de ce détecteur. Ce dispositif permet d'obtenir jusqu'à 16 points dans l'espace pour les rayons compris entre 40 cm et 110 cm du point d'interaction. C'est un cylindre de 340 cm de long divisé en six secteurs égaux de 60 degrés. L'espace entre chaque secteur est une zone morte qui représente 4% de l'acceptance angulaire. Au milieu du cylindre, une plaque portée à une tension de -25 kV sépare le volume en deux parties. Le champ électrique à l'intérieur du cylindre est parallèle au champ magnétique et vaut $180 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$. L'homogénéité du champ est assurée par des bandes conductrices reliées entre elles par des résistances et collées sur la surface interne de la TPC. Le volume est rempli d'un mélange gazeux d'Argon (80%) qui joue

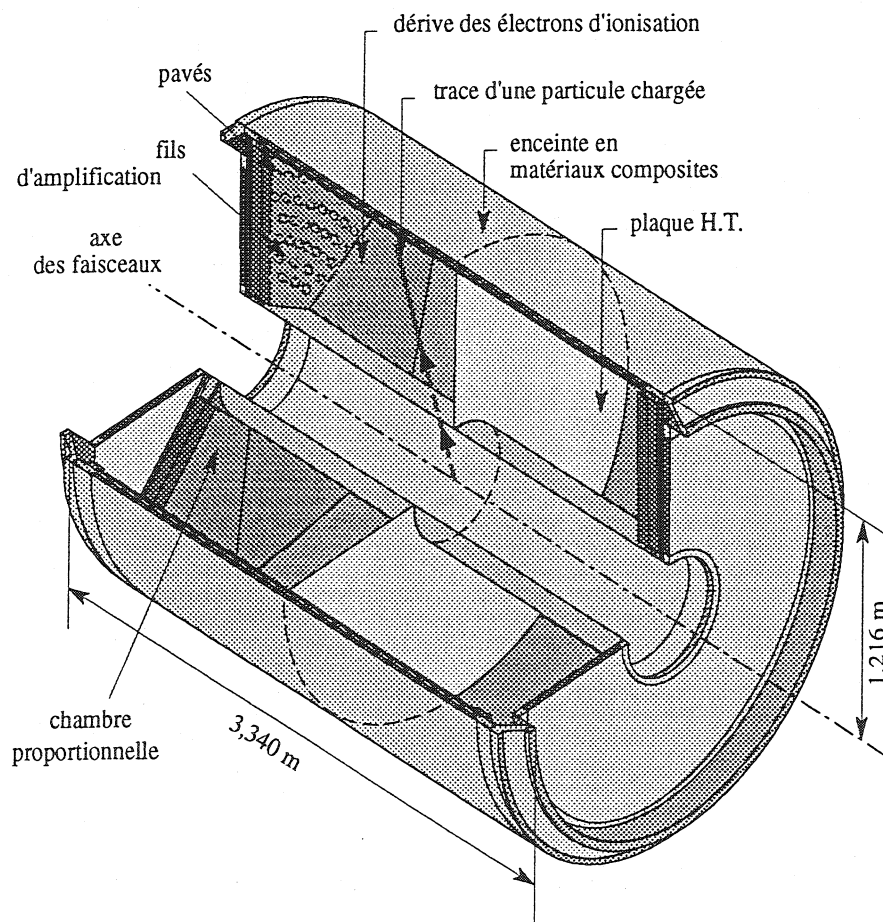


Figure V.5: Vue de la chambre à projection temporelle

le rôle de gaz ionisant et de Méthane (20%) servant à absorber les photons secondaires

et limiter ainsi la dispersion de l'ionisation. Le passage d'une particule chargée, ionise

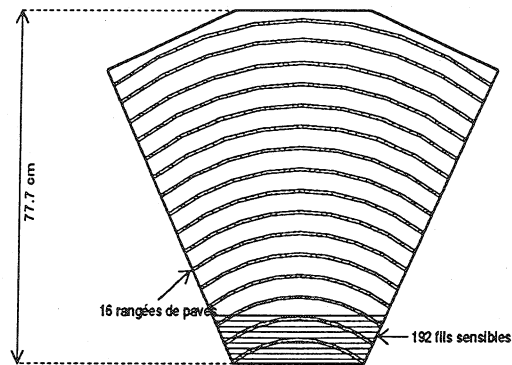


Figure V.6: Schéma d'un secteur de chambres de lectures

le gaz à raison d'environ 70 paires électrons-ions par centimètre. Les électrons dérivent vers les extrémités de la TPC avec une vitesse moyenne de $7\text{cm}\cdot\mu\text{s}^{-1}$. La présence du champ magnétique de 1,2 Tesla dans la même direction que le champ électrique réduit la dispersion transverse des électrons d'ionisation lors de la dérive.

A chaque extrémité de la TPC se trouve une chambre de lecture constituée de 192 fils d'anode portés à une tension de 1400 V, et de 16 rangées de pavés cathodiques disposés en couronne (voir la figure V.6). L'avalanche provoquée par l'accélération des électrons dans

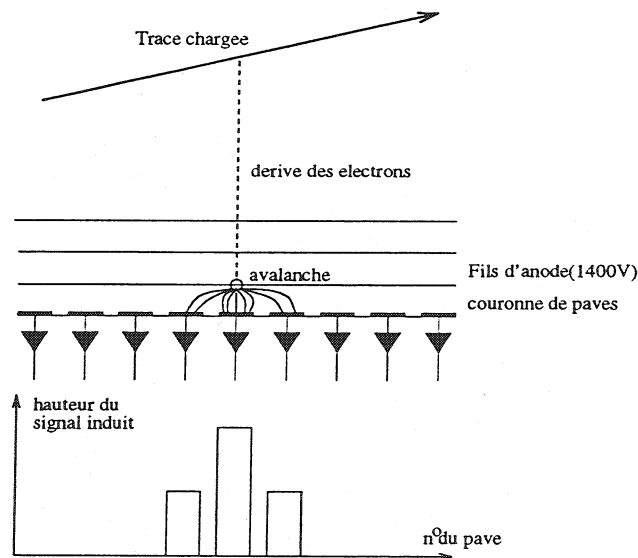


Figure V.7: Schéma de principe d'une chambre de lecture

le champ électrique des fils permet de réaliser une amplification du nombre d'électrons d'un facteur 20000. Le signal est récolté sur les fils et digitisé. L'information de la charge recueillie sera ensuite utilisée pour mesurer le dépôt d'ionisation ($\frac{dE}{dx}$). Par effet capacitif

un signal est induit sur les pavés (voir figure V.7). La mesure du barycentre des pavés touchés sur une couronne permet la détermination de la position de l'ionisation dans le plan ($R-\phi$). La position en z le long de l'axe du faisceau est donnée par le temps de dérive des électrons. La résolution par point obtenue dans le plan ($R-\phi$) est de $230 \mu\text{m}$. Dans la direction z la précision est déterminée par la vitesse de dérive. Celle-ci est mesurée par un système de calibration composé de lasers qui ionisent le gaz à des distances connues des chambres de lecture. L'erreur relative sur cette vitesse est de l'ordre de $0,2 \times 10^{-3}$, ce qui conduit à une résolution de $900 \mu\text{m}$ sur la coordonnée z d'une trace.

V.2.4 Le Détecteur Externe (OD)

Il est constitué de 3500 tubes à dérive fonctionnant en mode *streamer* limité, disposés en 5 couches. Chaque tube de 4,7 m de long est orienté suivant l'axe du faisceau, ce qui permet de détecter des traces allant de 42° à 138° . Il délivre une mesure précise dans le plan transverse du détecteur ($\sigma_{R\phi} = 100 \mu\text{m}$) à grande distance du point d'interaction ($197 < R < 208 \text{ cm}$). La contrainte apportée par ces points de mesure situés bien après la TPC permet d'améliorer la mesure des traces. De plus la disposition des tubes permet de couvrir les zones mortes de la TPC.

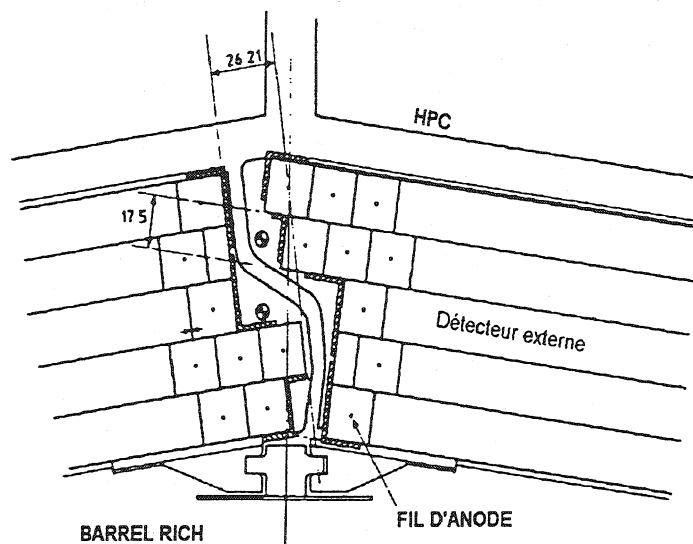


Figure V.8: Schéma du détecteur externe(OD)

Trois des cinq couches du détecteur externe fournissent en plus une mesure en z par comparaison des temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités du tube. Cette mesure est très peu précise ($\sigma_z = 5,0 \text{ cm}$).

La réponse rapide de ce détecteur utilisée en coïncidence avec les signaux du détecteur interne est utilisée dans la logique de déclenchement de l'acquisition.

V.2.5 Procédure de reconstruction des traces chargées

Dans un champ magnétique, les traces sont décrites par une hélice lorsque l'on néglige la diffusion multiple. Si l'on tient compte de la diffusion, les traces peuvent être approximées par des paraboles.

La reconstruction des traces chargées dans la partie centrale se passe en plusieurs étapes.

- A partir de l'information digitisée de chaque sous-détecteur on forme des points de mesure. La table V.1 résume pour chaque sous-détecteur le nombre de points délivrés et leur résolution.

Détecteur	mesure $R\phi$	résolution par point	mesure z	résolution par point
VD	3	8 μm	2 (depuis 1994)	10 μm
ID (jet)	24	90 μm	-	-
ID (trigger)	5	500 μm	5	500 μm
TPC	16	230 μm	192	900 μm
OD	5	100 μm	3	5 cm

Tableau V.1: nombre de points de mesure par sous-détecteur et erreur par point

- On reconstruit pour chaque sous-détecteur, un élément de trace (TE) à partir des points de mesure (TD). Les éléments de trace de la TPC, de l'ID et de l'OD sont ensuite extrapolés et associés sur la base d'un critère de proximité. A ce stade plusieurs associations sont possible pour un seul élément de trace. Par exemple un TE de la TPC peut être associé à plusieurs TE du détecteur interne et vice-versa.
- On détermine les paramètres de la trace en faisant la moyenne pondérée des TE. La résolution des ambiguïtés est réalisée en retenant l'association dont le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{TE} \chi_{TE}^2 + \chi_{trace\ moyenne}^2 \quad (\text{V.1})$$

est minimum. Si ce χ^2 par degré de liberté est inférieur à vingt, la trace est retenue.

- Finalement on associe à la trace reconstruite les points de mesure obtenus dans le détecteur de vertex. Cette association se fait séparément pour chaque couche du détecteur. Les paramètres de la trace sont ensuite recalculés en tenant compte de cette information supplémentaire.

Alignement des détecteurs

L'alignement des détecteurs est effectué en utilisant les événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour lesquels on connaît précisément l'énergie de chaque muon car elle est égale à

l'énergie des faisceaux (45,6 GeV). Dans la partie centrale de DELPHI on utilise le détecteur externe comme référence car c'est un détecteur stable et que la position de ses fils est connue à 30 μm près. On aligne alors le détecteur de vertex en considérant que les deux muons ne forment qu'une seule trace. On aligne ensuite le détecteur interne et la chambre à projection temporelle à partir des traces obtenues par la combinaison OD-VD, en appliquant des translations ou des rotations ainsi que des corrections des vitesses de dérive à chaque élément.

Résolution finale sur la mesure de l'impulsion

La résolution sur l'impulsion des traces dépend uniquement de la résolution sur le rayon de courbure de la trace. On utilise les événements dimuons à cause de leur énergie précisément connue. On trouve une résolution sur l'impulsion:

$$\sigma(1/p) = 0,57 \times 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1}$$

pour 92 % des événements. La figure V.9 montre l'inverse de l'impulsion reconstruite pour les muons de 45,6 GeV/c. Ce résultat est ensuite extrapolé aux traces de plus faible impulsion en se basant sur des événements simulés. La résolution moyenne est d'environ 1% pour ces traces. Pour des traces d'impulsion inférieure à 3 GeV/c la résolution se détériore à cause de la diffusion multiple.

Le vertex primaire

La détermination du point d'interaction $e^+ - e^-$, ou vertex primaire, est une étape importante dans la reconstruction des événements, en particulier pour les événements $b\bar{b}$, pour lesquels la sélection est basée sur la séparation des traces par rapport au vertex primaire. La reconstruction du vertex primaire dans l'espace est basée sur une procédure itérative de minimisation du χ^2 [97]:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{\overline{d_a^2}}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y,z} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2} \quad (\text{V.2})$$

où $\overline{d_a}$ est la distance d'approche minimale de la trace a par rapport au vertex, σ_a l'erreur sur cette distance, V_i la coordonnée du vertex, b_i la position moyenne du faisceau et σ_i^b l'erreur sur cette position. On prend comme point de départ la position moyenne du faisceau. A chaque itération on exclue une trace si sa contribution au χ^2 est plus grande que 3. Il arrive parfois que l'on exclue toutes les particules, dans ce cas c'est la position moyenne du faisceau qui est prise comme estimateur du vertex primaire. Ceci ne concerne que 1% des événements.

L'avantage de cette procédure itérative est de pouvoir éliminer les traces provenant de désintégrations secondaires, produites par interactions d'une particule primaire avec la matière du détecteur, ou par la conversion de photons, ou provenant de la désintégration de hadrons à grande durée de vie.

Le tableau V.2 résume les résolutions obtenues sur la position reconstruite du vertex primaire dans les données simulées. Les distributions sont ajustées avec deux gaussiennes pour la direction x et z . La résolution en y est complètement dominée par la taille du

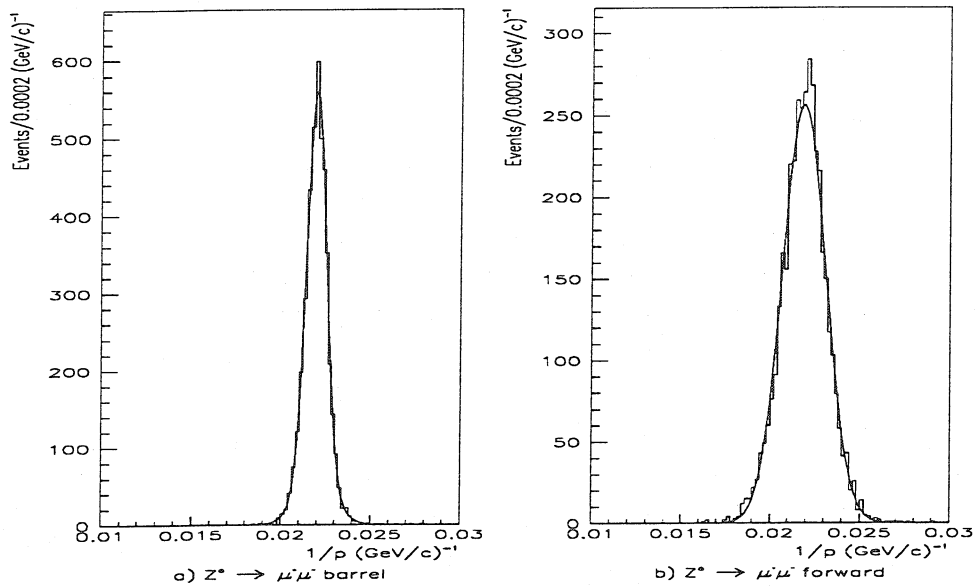


Figure V.9: distribution de l'inverse de l'impulsion pour des muons de 45 GeV/c

faisceau de 10 μm . Le résultat de l'ajustement est illustré sur les figures V.10 et V.11.

direction	résolution avant 1994	résolution après 1994
x	32 μm (68 %)	32 μm (70 %)
	130 μm (32 %)	120 μm (30 %)
z	-	110 μm (95 %)
	7 mm (100 %)	4.5 mm (5 %)

Tableau V.2: Résolutions sur le vertex primaire pour les coordonnées x et z avant et après l'installation du nouveau détecteur de vertex avec mesure en z .

Résolution sur le paramètre d'impact

Le paramètre d'impact d'une trace est défini comme la distance minimale d'approche d'une trace au vertex primaire (voir la figure V.12). Il est positif si sa direction est la même que celle du jet dont la particule est issue (voir la figure V.12). On considère deux paramètres d'impact, un dans le plan perpendiculaire au faisceau $\rho_{R\phi}$ et l'autre dans la

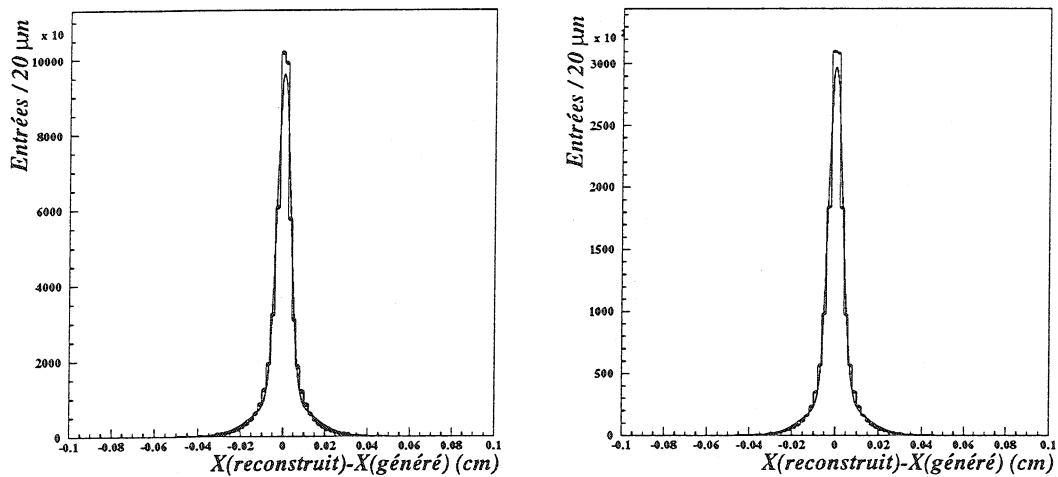


Figure V.10: Résolutions sur les coordonnées du vertex primaire 1) en x avant 1994 2) en x après 1994

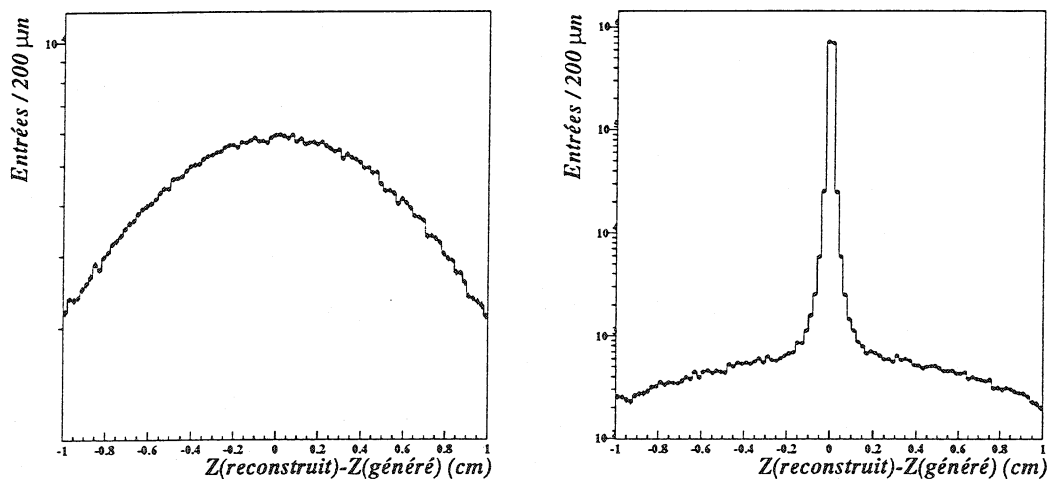
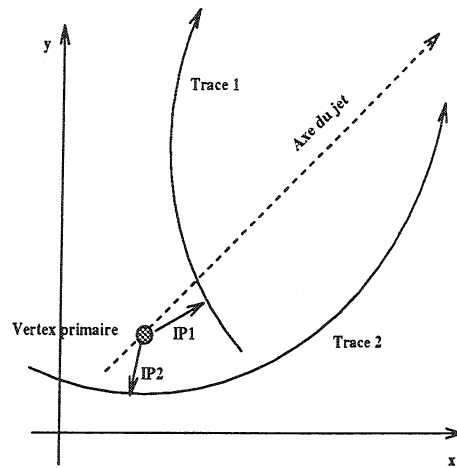


Figure V.11: Résolutions sur les coordonnées du vertex primaire 1) en z avant 1994 2) en z après 1994

direction ρ_z le long du faisceau. La résolution sur ces paramètres d'impact est due à trois facteurs différents:

- l'erreur due à la mesure des points dans le détecteur et à l'alignement des modules entre eux (σ_0).
- l'erreur due à la diffusion multiple des particules dans le tube à vide du faisceau et dans la matière du détecteur (σ_{dm})
- l'erreur due à la détermination de la position du vertex primaire (σ_{vp}).

Figure V.12: Définition du paramètre d'impact $\rho_{r\phi}$

L'erreur totale est la somme quadratique de ces trois erreurs[98]:

$$\sigma_{ip}^2 = \sigma_0^2 + \sigma_{dm}^2 + \sigma_{vp}^2 \quad (\text{V.3})$$

En utilisant des paires de muons de 45 GeV on évalue la résolution asymptotique sur le paramètre d'impact en mesurant la distance d'approche entre les deux traces. Dans ce cas la diffusion multiple est négligeable à cause de la grande énergie des traces. On obtient pour les données de 1994:

$$\begin{aligned} \sigma_{R\phi} &= 20 \mu m & (\text{V.4}) \\ \sigma_z &= 35 \mu m & 80^\circ < \theta < 90^\circ \\ \sigma_z &= 90 \mu m & 45^\circ < \theta < 55^\circ \end{aligned}$$

La résolution sur σ_z dépend fortement de l'angle polaire θ de la trace. A partir d'un lot de données enrichi en saveurs légères, pour éviter tout biais dû à des vertex secondaires, on mesure l'erreur sur le paramètre d'impact pour tout le domaine en impulsion des traces. On peut paramétriser l'erreur sur le paramètre d'impact par l'expression:

$$\sigma_{ip}^2 = \left(\frac{\alpha_{dm}}{P \sin^{3/2} \theta} \right)^2 + (\sigma_0, R_\phi)^2 \quad (\text{V.5})$$

où α est le coefficient de diffusion multiple en $\mu m \cdot \text{GeV}/c$ et P l'impulsion de la trace en GeV/c . Par ajustement de cette paramétrisation on extrait des courbes de résolution le coefficient de diffusion multiple α qui vaut:

$$\begin{aligned} \alpha_{R\phi} &= 65 \mu m & (\text{V.6}) \\ \alpha_z &= 71 \mu m & 80^\circ < \theta < 90^\circ \\ \alpha_z &= 151 \mu m & 45^\circ < \theta < 55^\circ \end{aligned}$$

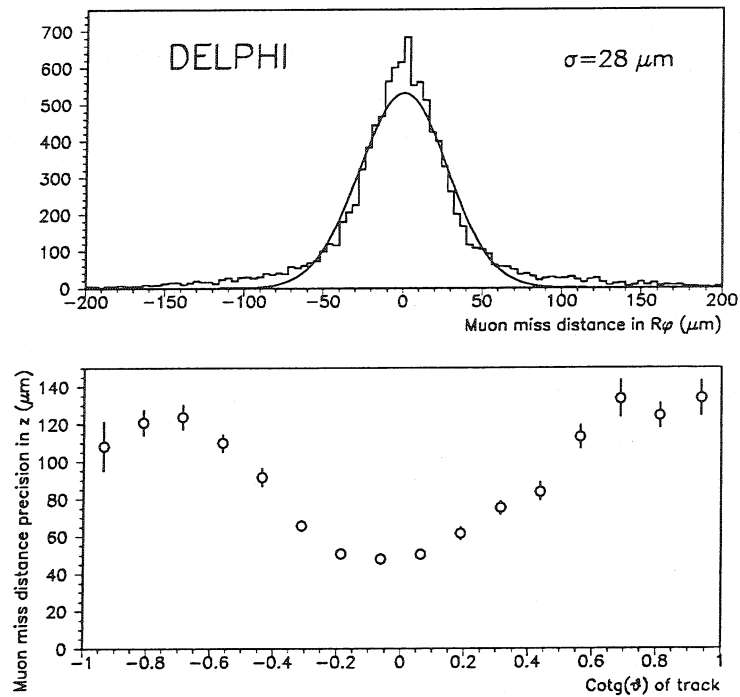


Figure V.13: Distance d'approche des muons dans le plan $R\phi$ et résolution sur la distance d'approche des deux traces en fonction de l'angle polaire θ pour la projection en z

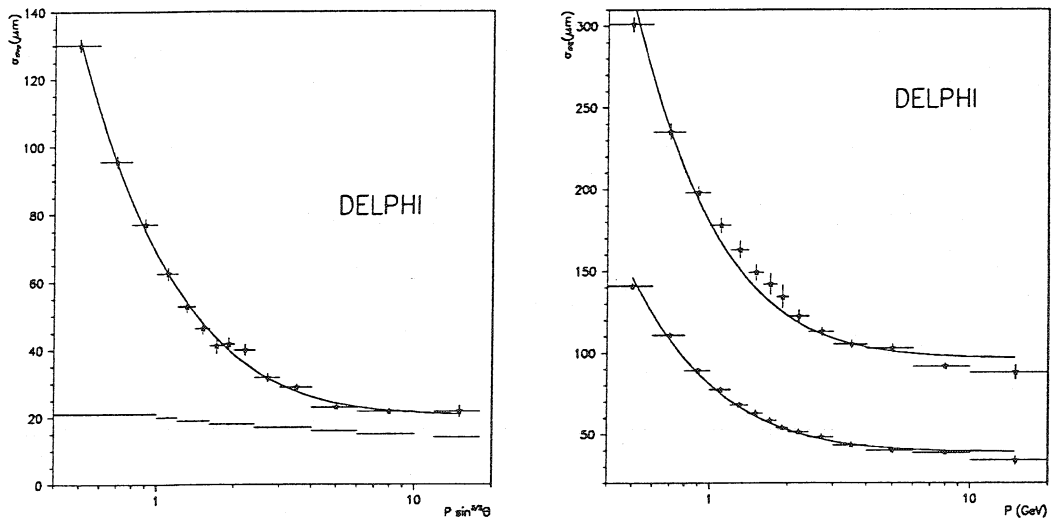


Figure V.14: 1) Erreur sur le paramètre d'impact $\sigma_{R\phi}$ en fonction de $P \sin^{3/2} \theta$. Les points en bas de la figure représentent l'erreur due à la position du vertex primaire. 2) Erreur sur le paramètre d'impact σ_z en fonction de l'impulsion. La courbe du haut concerne les traces d'angle polaire $45^\circ < \theta < 55^\circ$ et celle du bas les angles polaires $80^\circ < \theta < 90^\circ$

V.3 L'identification des hadrons chargés

Les seuls hadrons chargés dont la durée de vie est suffisamment élevée pour qu'ils puissent traverser une grande partie du détecteur avant de se désintégrer sont les pions, les kaons et les protons. Le détecteur DELPHI a pour caractéristique de pouvoir séparer ces trois catégories de hadrons sur le plus grand domaine en impulsion possible. Pour cela deux techniques différentes et complémentaires ont été mises en oeuvre.

V.3.1 La perte d'énergie par ionisation dans la TPC

Lors de son passage dans le volume gazeux de la TPC, une particule chargée va perdre de l'énergie par une suite de chocs inélastiques avec les électrons du gaz. La perte d'énergie par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$) a été paramétrisée par Bethe et Bloch[99]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (V.7)$$

Les paramètres du milieu ionisant qui interviennent sont:

- $K = 4\pi \mathcal{N}_A r_e^2 m_e = 0,307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
- \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, r_e le rayon classique de l'électron.
- Z le nombre atomique et A le nombre de masse des atomes du milieu
- m_e la masse de l'électron.
- T_{max} l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée lors d'une collision électron-particule.
- I la valeur moyenne du potentiel d'ionisation
- δ une correction due à l'effet d'écran du milieu traversé

et ceux de la particule incidente:

- $z = qe$, sa charge
- $\beta = p/E$, sa vitesse
- $\gamma = E/m$, sa poussée de Lorentz.

A une vitesse donnée la perte d'énergie de la particule ne dépend que de sa masse. Sur la figure V.15 on peut voir le comportement de la perte d'énergie dans la TPC en fonction de l'impulsion de la particule incidente. On remarque que pour chaque type de particule la courbe de perte d'énergie présente un minimum appelé minimum d'ionisation aux alentours de 1 GeV/c, sauf pour les électrons qui ont un autre comportement car pour eux la collision a lieu entre deux particules de masses égales. Aux faibles impulsions on assiste à une diminution rapide en $1/\beta^2$ de la perte d'énergie jusqu'au minimum d'ionisation. L'effet relativiste augmente légèrement la perte d'énergie jusqu'à atteindre un plateau dit

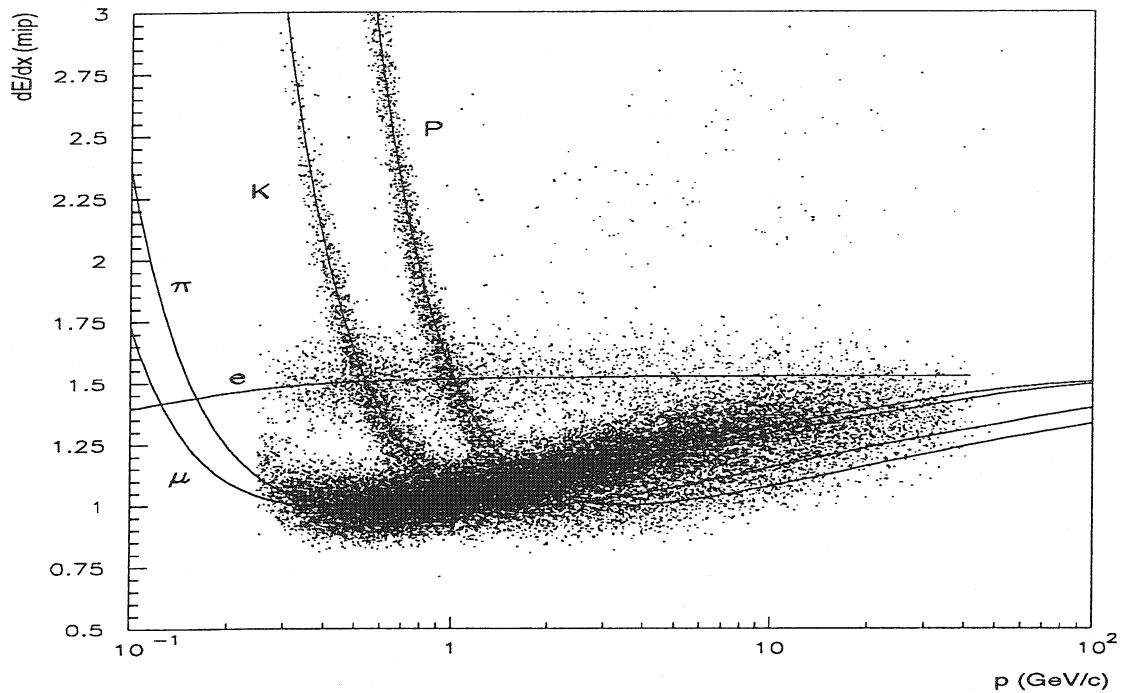


Figure V.15: dE/dx expérimental et courbe attendue pour les différentes particules.

plateau de Fermi à partir duquel la polarisation des atomes sur le passage de la particule provoque un écrantage du champ de la particule incidente et limite ainsi l'ionisation.

Les électrons d'ionisation créés lors du passage de la particule dans le gaz de la TPC sont détectés sur les 192 fils d'anode d'une chambre de lecture par l'avalanche qu'ils produisent en arrivant à proximité des fils. La charge ainsi recueillie est proportionnelle à la perte d'énergie. A cause du phénomène d'avalanche, la distribution de la charge recueillie sur chaque fil suit une loi de Landau. Cette distribution présente un maximum de probabilité au voisinage du minimum d'ionisation et une grande queue pour les charges élevées, à cause des fluctuations du nombre d'électrons dans la première phase de l'avalanche, loin du fil. Pour pouvoir calculer une moyenne stable de la charge d'ionisation on considère pour chaque trace la distribution de charge tronquée à 80% de l'ensemble des fils touchés, avec un minimum de 30 fils.

Connaissant les caractéristiques de la chambre de lecture et l'impulsion mesurée de la particule on peut calculer la charge moyenne attendue pour différentes hypothèses de masse (pion ou kaon) et mesurer l'écart standard entre la valeur attendue et la mesure. Dans notre analyse des états chargés orbitalement excités, l'identification a été utilisée pour séparer les kaons issus de la désintégration du méson D^0 des pions de fragmentation à des énergies supérieures à 1 GeV/c. Au-dessus du minimum d'ionisation la perte d'énergie est plus importante pour un pion que pour un kaon, et la résolution atteinte sur le dE/dx est de 7%. Pour rejeter les pions nous avons utilisé la variable:

$$Rej_{\pi} = \frac{(dE/dx)_{mesure} - (dE/dx)_{pion}}{\sigma_{dE/dx}} \quad (V.8)$$

Rej_π est la différence entre la perte d'énergie mesurée pour le candidat kaon et la perte d'énergie attendue pour un pion de même énergie, divisée par l'erreur de mesure. Lorsque la trace est un pion, Rej_π est compatible avec zéro. Quand la trace est un kaon, Rej_π est négatif. Sur la figure V.16 on voit la distribution de la variable Rej_π pour des vrais kaons (noir) et la même distribution pour des pions dans des événements hadroniques simulés $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Dans notre analyse nous avons demandé que Rej_π soit inférieure à -1,2 en combinaison avec l'information du détecteur RICH. L'effet individuel de cette coupure est d'éliminer 81 % des pions tout en gardant 49 % des kaons, pour les particules sélectionnées de plus de 1 GeV/c.

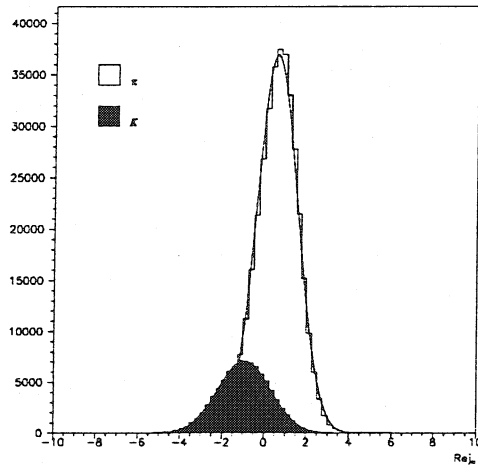


Figure V.16: Variable Rej_π pour des kaons (noir) et pour des pions (histogramme) de plus de 1 GeV/c.

V.3.2 Le rayonnement Cherenkov dans le RICH

Le passage d'une particule chargée de vitesse v dans un milieu transparent, d'indice n , provoque une distorsion du cortège électronique des atomes du milieu. Les atomes se comportent alors comme des dipôles et créent un champ électrique polarisé le long de la trajectoire de la particule. La relaxation de ce champ est à l'origine de l'émission de photons. Si la vitesse de la particule dans le milieu traversé est supérieure à la vitesse de la lumière ($v > c/n$) alors les photons seront émis le long d'un cône dont l'angle d'ouverture ne dépend que de la vitesse de la particule et de l'indice de réfraction du milieu[100]:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} = \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \quad (\text{V.9})$$

De la relation (V.9) on déduit deux choses:

- pour un indice donné il existe un seuil d'émission $\beta > 1/n \Leftrightarrow p^2 > \frac{m^2}{n^2-1}$ qui définit pour chaque particule l'impulsion minimale d'émission de lumière Cherenkov.

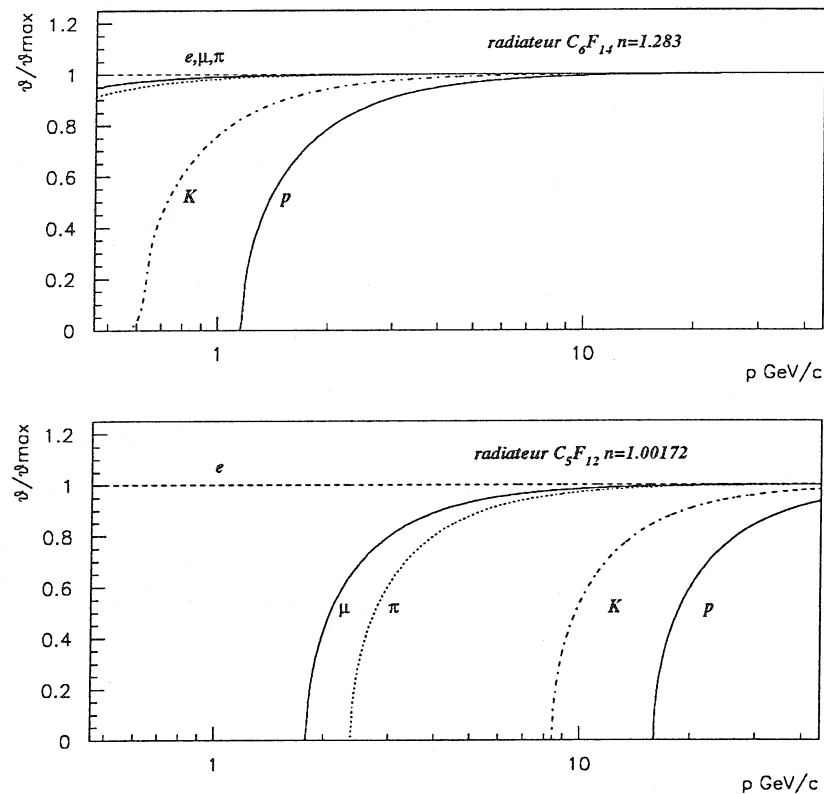


Figure V.17: Dépendance de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion des particules pour différentes hypothèses de masse.

- l'angle Cherenkov atteint une valeur limite lorsque $\beta \rightarrow 1$. Quelle que soit la particule l'angle d'émission ne dépend plus que de l'indice du milieu traversé.

Une mesure simultanée de l'angle d'émission de la lumière Cherenkov et de l'impulsion de la particule permet de mesurer la masse de la particule (mode bande). Du fait du seuil d'émission différent pour chaque particule, l'absence d'émission de lumière Cherenkov est aussi une signature de la particule (mode veto).

La figure V.17 montre pour les deux milieux radiateurs du détecteur RICH¹ de DELPHI le comportement de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion de la particule incidente. On voit bien sur cette figure que c'est la précision de mesure de l'angle Cherenkov qui va limiter le pouvoir de séparation des pion, des kaons et des protons lorsque l'on s'approche de l'angle saturé.

La précision obtenue va dépendre du nombre de photons émis lors du passage dans le milieu d'indice n appelé aussi radiateur. Un calcul classique[101] donne le nombre de

¹acronyme anglais de Ring Imaging CHerenkov. En français détecteur annulaire à imagerie Cherenkov.

photons émis par unité de longueur et par unité d'énergie des photons:

$$\frac{dN}{dE_\gamma dl} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c \quad (\text{V.10})$$

ou α est la constante de structure fine et z la charge de la particule.

L'intégration sur le parcours de la particule dans le radiateur et sur l'acceptance en énergie du détecteur en tenant compte de l'efficacité de détection d'un photon, donne le nombre total de photons détectés:

$$N = N_0 z^2 L \sin^2 \theta_c \quad (\text{V.11})$$

avec

$$N_0 = 370 [cm \cdot eV]^{-1} \int_{\Delta E_\gamma} \epsilon(E_\gamma) dE_\gamma \quad (\text{V.12})$$

le facteur de qualité du détecteur. L'intégration se fait sur ΔE_γ le domaine en énergie accessible par le détecteur, $\epsilon(E_\gamma)$ l'efficacité de détection. Cette efficacité est déterminée par la transparence des milieux traversés (radiateur, fenêtre d'entrée du photodétecteur), l'efficacité quantique de conversion d'un photon en électron et l'efficacité de détection des électrons. Il faut aussi tenir compte de la réflexion sur les miroirs.

Le choix du domaine en énergie est dicté par la dispersion de l'indice du milieu $n = n(E_\gamma)$, qui implique une dispersion de l'angle Cherenkov.

Le détecteur RICH de DELPHI

Le détecteur Cherenkov de DELPHI comporte deux milieux radiateurs différents, l'un liquide de faible épaisseur et d'indice $n = 1,283$ élevé pour l'identification des particules à basse impulsion ($< 3 \text{ GeV}/c$) et l'autre gazeux de grande épaisseur et d'indice $n = 1,00172$ pour les plus hautes impulsions ($> 10 \text{ GeV}/c$). Les photons émis dans le radiateur liquide sont détectés directement, par contre les photons émis par le radiateur gazeux sont focalisés sur des miroirs paraboliques à cause de la grande épaisseur du milieu radiateur. La projection du cône sur le plan de détection est indépendante du point d'émission le long de la trajectoire de la particule.

Le tableau suivant donne une indication des domaines en impulsion pour lesquels on peut effectuer la séparation pion/kaon/proton. Comme l'efficacité d'identification et la pureté dépendent de l'impulsion, ces nombres ne sont qu'indicatifs et dépendent de la pureté demandée.

Séparation	Liquide (bande)	gaz (veto)	gaz (bande)
K/ π	0.7-5. GeV/c	2.5-8.5 GeV/c	8.5-21 GeV/c
K/p	0.7-7.5 GeV/c	8.5-16 GeV/c	16-25 GeV/c
p/ π	1.5-7.5 GeV/c	2.5-16. GeV/c	16-25 GeV/c

Dans la partie centrale de DELPHI, le détecteur RICH est situé entre la TPC et l'OD ($123 \text{ cm} < R < 197 \text{ cm}$). L'angle polaire couvert par le détecteur va de 40° à 140° . Il se compose de 2×24 secteurs azimuthaux comprenant chacun, un radiateur

liquide, un tube à dérive avec sa chambre de détection montée sur l'extrémité extérieure, un radiateur gazeux et six miroirs de focalisation. Un ensemble de deux tubes à dérive munis de chambres de détection forme une unité du point de vue mécanique, électrique et alimentation en gaz, appelée bitube. La paroi centrale qui sépare deux secteurs $z > 0$ et $z < 0$, supporte les bitubes et les radiateurs liquides et est portée à la haute tension. La figure V.18 représente la vue en coupe d'un module de détection du RICH. Les caractéristiques des différentes parties d'un module sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.

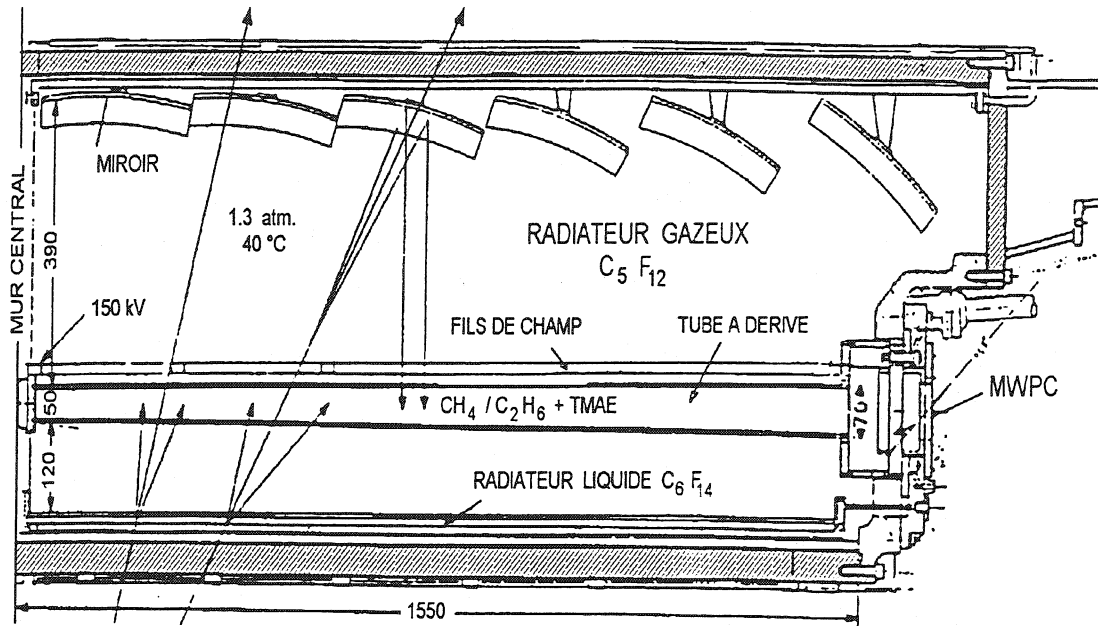


Figure V.18: Vue en coupe d'un module du RICH.

Les radiateurs

Le radiateur liquide est constitué de C_6F_{14} maintenu entre deux plaques de quartz. Son indice de réfraction est de 1,283 pour des photons compris entre 5 et 7 eV. Le seuil d'émission est de $\beta_{seuil} = 0,78$ ou $\gamma_{seuil} = 1,60$ et l'angle saturé de $\theta_c(sat) = 38,8^\circ$.

La transparence du fluide entre 5 et 7 eV varie de 100% à 50%. La transparence du quartz sur ce même intervalle varie de 90% à 80%. Le cône de lumière formé par le passage d'une particule a une certaine dispersion à cause de l'épaisseur du radiateur (1cm).

Les photons sont convertis en électrons dans du gaz photosensible situé dans le tube à dérive placé à 12 cm du radiateur liquide. L'image projetée du cône Cherenkov dans le plan de détection a la forme d'un anneau si l'angle d'incidence de la particule sur le radiateur est normale. Si l'angle d'incidence est supérieur à 77° , on obtient une ellipse et s'il est inférieur, une partie de la lumière se réfléchit contre les parois internes du radiateur et on observe une hyperbole sur le plan de détection.

Le radiateur gazeux remplit l'espace entre le tube à dérive et les miroirs paraboliques de focalisation. Il est composé de C_5F_{12} porté à $40^\circ C$ pour le maintenir gazeux. l'indice de réfraction pour des photons de 6,5 eV est de $n = 1,00172$. Le seuil d'émission correspondant est de $\beta_{seuil} = 0,998$ ou $\gamma_{seuil} = 17,07$ et l'angle saturé de $\theta_c(sat) = 3,6^\circ$. le gaz est transparent aux photons à 90% entre 5 et 7 eV. Comme les photons sont émis au delà du tube à dérive, les miroirs de focalisation les renvoient sur les tubes ou se trouve leur plan focal. L'inclinaison des miroirs est telle que l'image formée est toujours un anneau à l'exception du dernier miroir pour lequel on obtient une ellipse.

La conversion des photons et la dérive des photoélectrons

Les photons qui arrivent dans le tube à dérive sont convertis en électrons par un gaz photosensible, le TMAE² contenu dans le gaz de dérive (75% de méthane et 25% d'éthane). Le TMAE est liquide à température ordinaire. Il est mélangé au gaz de dérive dans un bulleur. A $28^\circ C$ la longueur d'absorption des photons est de 2 cm et la longueur d'atténuation des électrons est supérieure à 10 mètres dans le tube. La dérive des électrons vers le bout du tube est réalisée par un champ électrique uniforme de 0,53 kV/cm suivant l'axe z parallèle au champ magnétique.

La détection des photoélectrons

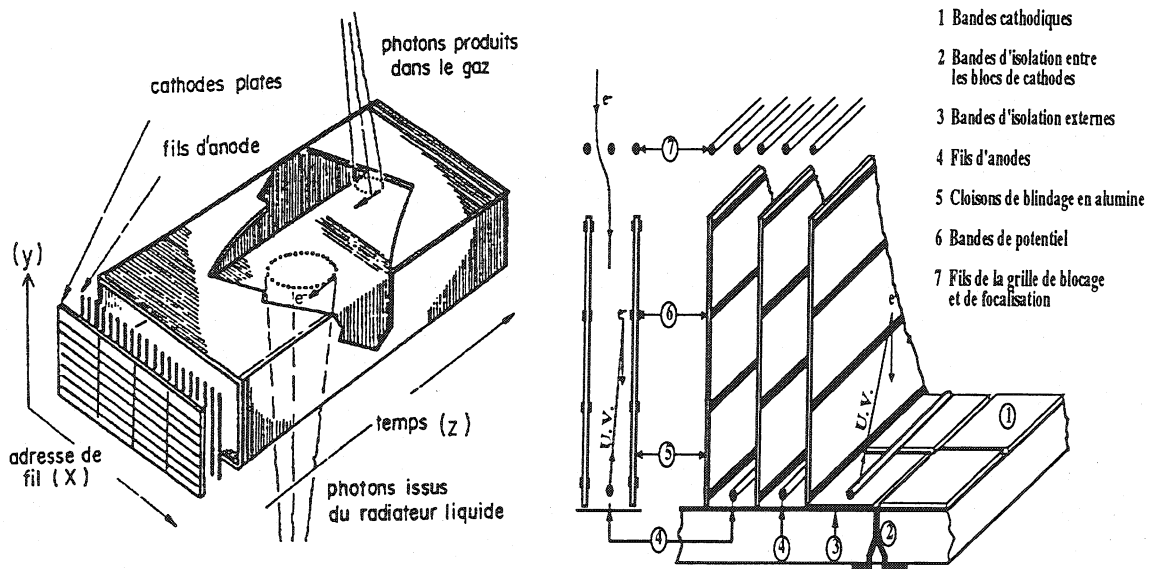


Figure V.19: Schéma en perspective 1) de l'ensemble du système de détection et 2) d'une chambre proportionnelle multifils.

Pour détecter les photoélectrons qui arrivent en bout de tube on utilise des chambres proportionnelles multifils dont le principe est le même que pour les chambres de lecture de la TPC décrite plus haut. Elles comportent des fils d'anode et des bandes

²Tétrakis diMéthyl Amine Ethylène

cathodiques à l'arrière. Une grille de focalisation (voir la figure V.19) permet de diriger les électrons vers les fils d'anode. Le gain de ces chambres est de 2 à $3 \cdot 10^5$ ce qui permet de détecter un photoélectron unique. Des cloisons verticales ont été placées entre chaque fil d'anode pour empêcher les photoélectrons secondaires, émis lors de l'avalanche sur le fil, de provoquer un signal sur le fil voisin, ce qui détériorerait la précision sur le point d'arrivée. Les signaux sont recueillis à la fois sur les anodes et les cathodes, ce qui permet la détermination d'un point dans le plan transverse au faisceau. La coordonnée z est obtenue comme dans la TPC par le temps de dérive des photoélectrons. La calibration des vitesses de dérive se fait pendant la prise de données grâce à des lampes à UV qui transmettent par des fibres optiques des impulsions lumineuses en différents points connus des tubes à dérive.

Algorithme d'identification utilisé

L'algorithme d'identification décrit dans les références [102, 103] a été utilisé pour identifier les kaons provenant de la désintégration du D^0 . Il consiste à tester cinq hypothèses de masse possibles, pion, kaon, proton, électron ou muon. Pour chaque trace on considère tous les photons qui se trouvent dans un intervalle angulaire $\theta_{min} < \theta_i < \theta_{max}$, déterminé par les hypothèses à tester. Ensuite on calcule pour chaque hypothèse de masse l'angle Cherenkov et le nombre de photons attendus. La densité de probabilité d'observer le photoélectron i pour l'hypothèse h est:

$$P_i^h = N^h \frac{e^{-\frac{(\theta_i - \theta_c^h)^2}{2\sigma_i^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} + K^h \frac{\theta_i}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta d\theta} \quad (V.13)$$

avec la normalisation

$$\int P_i^h(\theta) d\theta = N^h + K^h \quad (V.14)$$

où σ_i est l'erreur mesurée pour chaque photoélectron, θ_{min} et θ_{max} définissent l'intervalle en angle autorisé par l'ensemble des hypothèses de masse. N^h est le nombre de photons Cherenkov attendus pour l'hypothèse h et K^h le nombre de photons attendus pour le bruit de fond, en supposant une densité de photoélectrons proportionnelle à l'angle Cherenkov, ce qui est vrai en première approximation [104]. Pour n photons détectés la densité de probabilité s'écrit:

$$P^h = \frac{1}{n!} \left\{ \prod_i^n (P_i^h) \right\} e^{-(N^h + K^h)} \quad (V.15)$$

On procède à un ajustement par maximum de vraisemblance de la probabilité en laissant comme paramètre libre le nombre de photons attendus pour le fond.

Pour des événements hadroniques simulés l'efficacité d'identification d'un kaon de plus de 1 GeV est de $(62 \pm 1)\%$. Pour ces mêmes événements la probabilité de confondre un pion avec un kaon est de 5,5%. L'identification de kaons par le RICH a été utilisée pour la recherche des états excités D^{**} . Cette méthode a été utilisée en combinaison avec la perte d'énergie dans la TPC pour identifier les kaons issus de la désintégration du D^0 . Le contrôle de l'efficacité d'identification a été réalisé sur un échantillon de mésons D^{*+} reconstruits. Ce test est détaillé dans la section IX.2.3.

V.4 L'identification des leptons

Deux dispositifs différents sont utilisés pour identifier les muons ou les électrons dans la partie centrale de DELPHI.

V.4.1 L'identification des muons

L'identification de muons dans DELPHI repose sur les informations délivrées par les chambres à muons. Ce sont les détecteurs les plus externes de DELPHI. L'ensemble est constitué de 3 plans de chambres à dérive couvrant les angles polaires allant de 52° à 128° dans la partie centrale. Le premier plan est situé à l'intérieur de la culasse de l'aimant après 90 cm de fer qui sert de calorimètre hadronique. Les deux autres couches sont situées à l'extérieur du calorimètre, après 20 cm de fer supplémentaire. Les modules des deux derniers plans se recouvrent de manière à ne pas avoir de zone morte (voir figV.1). Selon l'incidence du muon, 1 à 3 chambres seront touchées.

Chaque chambre à dérive contient un fil d'anode en son centre. La mesure du temps de dérive des électrons vers le fil donne la coordonnée $R-\phi$ avec une précision de l'ordre du millimètre. La mesure de la différence des temps d'arrivée des signaux à chaque extrémité du fil d'anode donne la mesure de la coordonnée z avec une précision de l'ordre du cm.

L'algorithme d'identification des muons utilisé [105] se base sur le fait que la plupart des hadrons sont stoppés dans le calorimètre hadronique et que seuls les muons de plus de 2 GeV/c sont censés donner un signal dans les chambres à muons. En pratique on observe une certaine contamination due aux particules neutres de longue durée de vie (K_L^0) ou aux gerbes hadroniques qui débordent dans les chambres à muons.

L'identification d'un muon consiste à comparer la position des impacts dans les chambres à muons avec l'extrapolation des trajectoires mesurées dans les détecteurs de traces. Cette comparaison se fait sur la base d'un χ^2 .

La première étape consiste à associer les impacts dans les chambres à muons à la trace extrapolée en demandant pour chaque impact:

$$\left(\frac{R\phi_{fit} - R\phi_{muc}}{\sigma_{muc}^{R\phi}} \right)^2 \leq 16 \quad (V.16)$$

et à réajuster les paramètres de la trace en tenant compte des impacts dans les chambres à muons. L'étiquetage "*fit*" fait référence aux paramètres réajustés, et "*muc*" aux paramètres mesurés dans les chambres à muons. La sélection finale des candidats muons se base sur le nombre d'impacts associés à une trace et sur les deux χ^2 :

- χ_{ext}^2 qui prend en compte les erreurs dues à l'extrapolation de la trace jusqu'au premier plan de chambres.
- χ_{muc}^2 construit à partir des paramètres mesurés dans les chambres à muons.

A partir de ces deux χ^2 on construit le $\chi_{global}^2 = \chi_{ext}^2 + \chi_{muc}^2$. Comme les paramètres des traces dans la direction z sont moins bien connus que dans le plan transverse (du moins avant 1994) on considère aussi les projections suivantes:

$$\chi_{ext\ azimuthal}^2 = \left(\frac{R\phi_{fit} - R\phi_{ext}}{\sigma_{ext}^{R\phi}} \right)^2 + \left(\frac{\phi_{fit} - \phi_{ext}}{\sigma_{ext}^{\phi}} \right)^2 \quad (V.17)$$

$$\chi_{ext\ polaire}^2 = \left(\frac{z_{fit} - z_{ext}}{\sigma_{ext}^z} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{fit} - \theta_{ext}}{\sigma_{ext}^{\theta}} \right)^2 \quad (V.18)$$

$$\chi_{global\ azimuthal}^2 = \chi_{ext\ azimuthal}^2 + \sum \left(\frac{R\phi_{fit} - R\phi_{muc}}{\sigma_{muc}^{R\phi}} \right)^2 \quad (V.19)$$

où "ext" fait référence aux paramètres extrapolés. La somme porte sur les couches associées à la trace extrapolée.

Selon l'efficacité et la pureté requise, les conditions appliquées sur ces χ^2 sont différentes. Les tableaux V.3 et V.4. résument pour les années 1991-93 et 1994 les conditions de sélection appliquées.

Critère	id très faible	id faible	id standard	id fort
$N_{chambres}$	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$N_{externe}$	non	non	≥ 1	≥ 1
χ_{global}^2	non	non	non	$\leq 2, 3$
$\chi_{global R-\phi}^2$	non	≤ 12	≤ 7	non
$\chi_{extrap R-\phi}^2$	non	≤ 12	≤ 8	non
$\chi_{extrap \theta}^2$	non	≤ 15	≤ 12	non
efficacité(%) $Z \rightarrow \mu\mu$ Data	$95,5 \pm 0,2$	$90,9 \pm 0,2$	$81,9 \pm 0,3$	$67,7 \pm 0,4$
efficacité(%) $Z \rightarrow \mu\mu$ MC	$96,2 \pm 0,1$	$95,1 \pm 0,1$	$83,0 \pm 0,2$	$70,1 \pm 0,2$
efficacité(%) $Z \rightarrow \tau\tau$ Data	$95,2 \pm 0,4$	$90,5 \pm 0,5$	$82,3 \pm 0,7$	$66,6 \pm 0,9$
efficacité(%) $Z \rightarrow \tau\tau$ MC	$96,0 \pm 0,2$	$94,6 \pm 0,2$	$82,2 \pm 0,4$	$69,8 \pm 0,5$
contamination(%) $\pi = \mu$ Data	$5,20 \pm 0,29$	$1,23 \pm 0,14$	$0,72 \pm 0,11$	$0,49 \pm 0,09$
contamination(%) $\pi = \mu$ MC	$3,14 \pm 0,13$	$1,09 \pm 0,08$	$0,55 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,04$

Tableau V.3: critères d'identification pour chaque catégorie, efficacité et probabilité de mauvaise identification (en %), pour les données 1991-93 et la simulation correspondante.

Les efficacités d'identification sont déterminées à partir de trois lots d'événements distincts correspondant à des muons d'impulsions différentes:

- $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, un échantillon très pur de muons de 45 GeV/c
- $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, ces muons ont une impulsion comprise entre 3 GeV/c et 40 GeV/c.
- $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, des événements à faible énergie dans la région avant.

En plus un lot de désintégrations $\tau^+\tau^-$ avec $\tau^- \rightarrow 3\pi \nu_\tau$ est utilisé pour la détermination de la pureté. Cette étude détaillée est décrite dans [105], nous reportons seulement dans les tableaux V.3 et V.4 les résultats concernant la partie centrale du détecteur.

Critère	id très faible	id faible	id standard	id fort
$N_{chambres}$	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$N_{externe}$	non	non	≥ 1	≥ 1
χ_{global}^2	non	≤ 6	≤ 4	≤ 2
χ_{extrap}^2	non	≤ 5	≤ 3	$\leq 1,5$
efficacité(%) $Z \rightarrow \mu\mu$ Data	$95,7 \pm 0,1$	$94,4 \pm 0,1$	$84,8 \pm 0,2$	$75,6 \pm 0,2$
efficacité(%) $Z \rightarrow \mu\mu$ MC	$96,1 \pm 0,1$	$95,5 \pm 0,1$	$84,6 \pm 0,1$	$75,2 \pm 0,2$
efficacité(%) $Z \rightarrow \tau\tau$ Data	$95,6 \pm 0,2$	$91,4 \pm 0,3$	$79,9 \pm 0,5$	$65,9 \pm 0,6$
efficacité(%) $Z \rightarrow \tau\tau$ MC	$96,3 \pm 0,2$	$92,6 \pm 0,3$	$79,7 \pm 0,4$	$65,8 \pm 0,6$
contamination(%) $\pi = \mu$ Data	$4,94 \pm 0,20$	$1,31 \pm 0,10$	$0,65 \pm 0,07$	$0,42 \pm 0,06$
contamination(%) $\pi = \mu$ MC	$2,87 \pm 0,12$	$0,66 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$

Tableau V.4: critères d'identification pour chaque catégorie, efficacité et probabilité de mauvaise identification (en %), pour les données 1994 et la simulation correspondante.

V.4.2 L'identification des électrons

L'identification des électrons est plus délicate que celle des muons. A cause de leur faible masse, ils produisent beaucoup de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), qui modifie sensiblement la trajectoire de l'électron.

Deux informations sont disponibles dans DELPHI pour identifier les électrons: la perte d'énergie dans la TPC et la mesure des gerbes électromagnétiques dans la HPC (High density Projection Chamber).

La perte d'énergie dans la TPC

Pour des électrons de plus de 2 GeV/c, l'ionisation produite est plus importante que pour les autres types de particules (voir la figure V.15). La perte d'énergie des électrons est quasi constante au dessus de 3 GeV/c et vaut 1,52 fois la perte d'énergie au minimum d'ionisation. Dans le domaine d'impulsion de 3 à 10 GeV/c la séparation entre les électrons et les autres particules (μ, π, K) est bonne. La résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ pour les particules dans un jet est d'environ 7,5%, ce qui correspond à une séparation électron-pion d'environ 4σ à 3 GeV/c. Cette séparation diminue rapidement avec l'augmentation de l'énergie à cause de la remontée relativiste de la perte d'énergie des hadrons et de la dégradation de la résolution.

La mesure des gerbes électromagnétiques dans la HPC³

La HPC est un calorimètre de plomb situé à l'extérieur du RICH entre 208 et 260 cm de rayon. Il est constitué de 6 anneaux de 24 modules chacun. Chaque module est constitué de 41 couches de plomb séparées par des couches de 8 mm de méthane et d'argon. La matière traversée par une particule à incidence normale correspond à 18 longueurs de radiation.

³HPC est l'acronyme de High Density Projection Chamber.

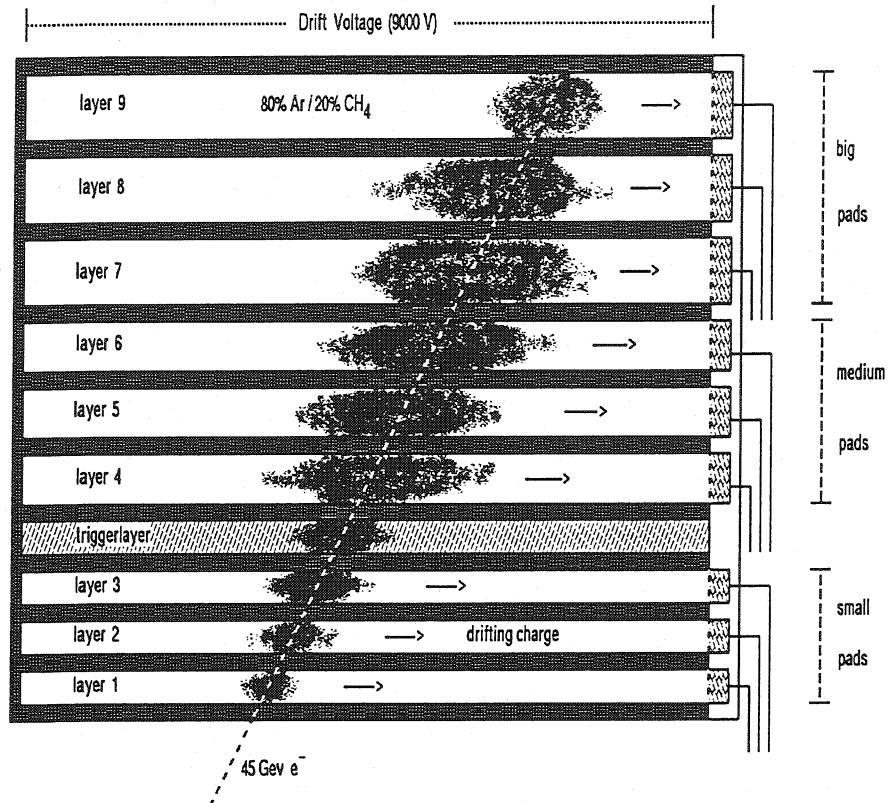


Figure V.20: Coupe transversale d'une gerbe électromagnétique produite par un électron de 45 GeV dans la HPC.

Chaque module fonctionne comme une petite TPC. Chaque électron qui entre dans un module produit des photons de Bremsstrahlung qui se convertissent en électrons dans le plomb et provoquent l'ionisation du gaz. Sous l'effet d'un champ électrique les charges d'ionisation dérivent au bout de chaque module suivant l'axe z où sont situées les chambres de lecture. Comme dans la TPC, la détection se fait sur les neuf rangées de pavés cathodiques qui donnent une mesure de la coordonnée $R - \phi$. L'extension spatiale de la gerbe en z est mesurée par le temps de dérive des charges d'ionisation. Pour avoir plusieurs points en z le signal en temps sur chaque pavé est échantillonné en 256 intervalles de temps. L'amplitude des signaux recueillis permet de déterminer l'énergie déposée par l'électron, après avoir associé les pavés touchés pour reconstruire la gerbe électromagnétique.

La résolution sur l'énergie de la gerbe est de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{32\%}{\sqrt{E}} \oplus 4,3\% \quad (E \text{ en GeV}) \quad (\text{V.20})$$

Exploitation de l'information de la HPC

L'identification d'un électron à partir de l'information de la HPC repose sur plusieurs variables:

- Le rapport E/P entre l'énergie de la gerbe électromagnétique et l'impulsion de la trace associée à la gerbe. Pour un électron ce rapport est proche de 1. La figure V.21 montre pour un échantillon d'électrons sélectionnés par $\frac{dE}{dx}$ et pour lesquels une gerbe électromagnétique a été associée à la trace, le rapport E/P . Un pic apparaît pour $E/P = 1$. Sur cette figure se trouve aussi le rapport E/P pour les événements qui ne satisfont pas la sélection $\frac{dE}{dx}$, et pour lesquels la contamination en électron est négligeable. Pour ces événements aucun pic n'est visible au voisinage de un.

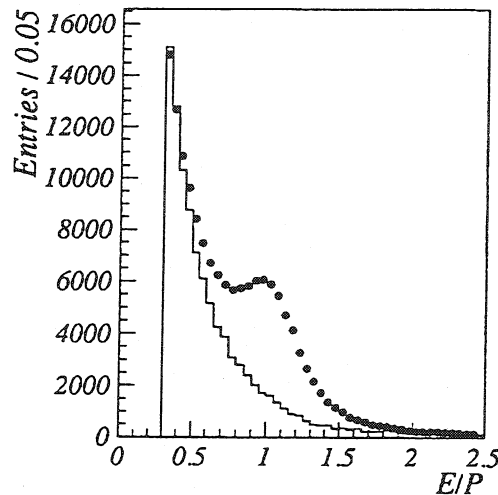


Figure V.21: Rapport E/P pour un échantillon d'électrons présélectionnés en utilisant le $\frac{dE}{dx}$ (points) et pour un échantillon sans électrons (histogramme) qui ne sont pas sélectionnés par $\frac{dE}{dx}$.

- Les résidus Δ_z et Δ_ϕ entre les paramètres de la trace et ceux de la gerbe électromagnétique au début de la HPC. Pour des hadrons, la gerbe électromagnétique est beaucoup moins importante que pour un électron et sa direction est donc moins bien définie.
- Le profil longitudinal de la gerbe. Le profil observé est comparé au profil attendu pour un électron de même impulsion. Le choix se fait sur la base d'un χ^2 . La forme de la gerbe est paramétrisée par une fonction Γ en fonction de la distance en longueurs de radiation le long de l'axe de la gerbe.

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

ou α et β sont des paramètres libre qui sont déterminés lors de l'ajustement sur le profil de la gerbe.

Comme pour les muons, différents étiquetage des électrons sont définis, pour différents couples efficacité-pureté. Ces paramètres sont déterminés directement à partir des données, en considérant des lots d'événements purs en électrons. Une étude menée sur des événements de diffusion Compton d'un électron du faisceau[106], montre que

l'efficacité d'identification des électrons dans un domaine de 5 GeV/c à 25 GeV/c est de $(61,7 \pm 1,0)\%$ pour les données prises en 1991-93 et de $(59,4 \pm 0,7)\%$ pour les données prises en 1994. Le rapport entre l'efficacité obtenue dans les données et dans la simulation est de $0,98 \pm 0,02$ et $0,96 \pm 0,01$ pour 1991-93 et 1994 respectivement.

La contamination des échantillons d'électrons

La contamination principale est due aux hadrons qui interagissent avec le plomb et forment une gerbe hadronique dans la HPC. Cette contamination est fortement réduite par les coupures sur le profil de la gerbe. Mais à cause de la matière présente en amont et des zones mortes entre les secteurs, il est parfois difficile de disposer de l'information sur le début de la gerbe.

La probabilité de mauvaise identification est évaluée à partir des désintégrations $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ qui fournissent un échantillon très pur de pions. Pour des pions de plus de 3 GeV/c, la contamination en électrons provient essentiellement de photoconversions dans la HPC et est inférieure à 0,3 % dans cet échantillon. L'application de l'algorithme d'identification des électrons sur ces pions montre que la probabilité de mauvaise identification est de $(0,53 \pm 0,04)\%$ pour les données 1991-93 et de $(0,57 \pm 0,03)\%$ pour les données 1994. Le rapport entre la probabilité obtenue dans les données et la simulation est de $(1,00 \pm 0,11)$ en 1991-93 et de $(1,08 \pm 0,09)$ en 1994.

V.5 L'acquisition des données

V.5.1 Le déclenchement de l'acquisition

L'acquisition des données est déclenchée par le signal de croisement des faisceaux BCO (Beam Cross Over) délivré par le LEP. A partir de ce moment tous les détecteurs sont actifs. Chaque croisement ne provoque pas une interaction électron-positron, mais d'autres types d'interactions peuvent avoir lieu:

- électron-faisceau (par diffusion Compton).
- électron-gaz,
- cosmiques,
- radiation synchrotron.

Le but du système de déclenchement est de sélectionner les interactions e^+e^- de ces différents bruits de fond sans perdre d'événements, afin de minimiser le volume des données à analyser. A raison d'un croisement toutes les 22,5 μ s le taux d'enregistrement serait de 45 000 événements par seconde sans sélection, alors que le taux d'interactions e^+e^- est inférieur à un par seconde.

Le système de déclenchement s'organise en quatre niveaux de sélectivité successifs[107]. Les deux premiers niveaux (T1 et T2) sont synchrones avec le croisement des faisceaux. Les deux niveaux suivants (T3 et T4) sont asynchrones et consistent en un prétraitement des données.

- Le premier niveau (T1) doit prendre la décision de stopper l'acquisition en moins de $3 \mu s$ après le croisement des faisceaux. Sa décision se base sur les critères suivants:
 - Le nombre de traces chargées vues dans l'ID ou l'OD (partie centrale), ou les chambres à fils FCA et FCB (partie avant).
 - Le nombre de dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques (HPC, FEMC).
 - La présence d'un signal dans les chambres à muon.
 - La présence d'un signal dans les luminomètres ou dans les scintillateurs du détecteur de temps de vol (TOF).

Ces critères sont combinés de manière alternative pour former la décision finale. Si la réponse est négative, les mémoires tampons sont vidées et le système est remis à zéro dans l'attente du nouveau signal BCO. A ce stade le taux de déclenchement est de 500 événements par secondes pour une luminosité de $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

- Le deuxième niveau (T2) intervient jusqu'à $39 \mu s$ après le signal BCO. Il permet de disposer de l'information provenant des détecteurs à dérive tels que la TPC et la HPC. On détermine à partir des informations de ces deux détecteurs si l'événement est intéressant. On regarde notamment la quantité d'énergie déposée dans la HPC et l'impulsion transverse des traces dans la TPC.

Pour maintenir une grande efficacité et une nécessaire redondance, l'association de deux critères positifs suffit à valider un événement. L'acceptance géométrique des détecteurs utilisés entraîne une redondance entre les conditions qui autorisent le déclenchement, ce qui garantit une bonne stabilité en cas de panne d'un sous-détecteur.

Une réponse positive à ce niveau déclenche la perte du croisement suivant. A ce stade seulement 20 % des événements contiennent des collisions e^+e^- intéressantes.

- Le troisième niveau (T3) consiste en une logique programmée qui réalise un premier traitement des données au niveau de chaque sous-détecteur. La logique de sélection reste la même, mais l'information de chaque sous-détecteur est raffinée en appliquant des calibrations, ce qui permet d'augmenter la sévérité des critères de sélection. Environ la moitié des événements sont rejetés à ce niveau. Cette étape dure une dizaine de millisecondes.
- Le quatrième niveau (T4) utilise des émulateurs 3081/E qui analysent en temps réel l'ensemble des données. Il a pour but de sélectionner les désintégrations du Z^0 et d'éliminer les derniers événements vides (non Z^0). Ce niveau de décision utilise une version simplifiée du programme de reconstruction des événements de DELPHI, qui permet d'éliminer les événements où aucune trace ne pointe vers le point de croisement des faisceaux.

L'efficacité moyenne de déclenchement T1 \times T2 dans l'acceptance $20^\circ < \theta < 160^\circ$ est de $(99,997 \pm 0,001)\%$ pour des événements leptoniques et de $99,9999\%$ avec une erreur inférieure à 10^{-5} pour les événements hadroniques, sans aucune dépendance en θ .

V.5.2 Le système d'acquisition des données

Ce système a en charge la mise en forme des données issues des différents sous-détecteurs pour former un événement.

La norme choisie est le FASTBUS. Le système est organisé de manière arborescente, les données partant du bas de l'arborescence jusqu'au niveau global.

Chaque branche de l'arborescence a pour nom partition, et correspond soit à un sous-détecteur soit à une moitié de sous-détecteur comme pour la TPC. Au total on utilise 19 partitions dont une est réservée au déclenchement et une autre à l'acquisition centrale.

Le système d'acquisition est lié au déclenchement décrit plus haut, à chaque niveau de décision on opère un transfert des données d'un ensemble de mémoires tampons vers une zone de mémoire commune située à un niveau supérieur de l'arborescence.

On peut séparer l'acquisition en trois étapes:

- la première, synchrone avec le croisement des faisceaux comporte les décisions de déclenchement T1 et T2 prises au niveau local par des modules appelés LTS (Local Trigger Supervisor), supervisés par des modules de contrôle global TS (Trigger Supervisor). Si le niveau T2 donne une réponse positive, tous les sous-détecteurs remplissent la mémoire tampon FEB (Front End Buffer) située à la sortie de leur chaîne électronique;
- la deuxième phase est asynchrone. Les mémoires tampons de chaque sous-détecteur sont copiées dans une zone MEB (Multi Event Buffer) ou plusieurs événements peuvent être stockés. Les données sont formatées en structure ZEBRA [108]. Le niveau de décision T3 est testé;
- la troisième phase intervient en cas de réponse positive de T3. La mémoire tampon MEB est copiée dans une mémoire tampon globale GEB (Global Event Buffer). On procède ensuite à l'assemblage des banques de chaque sous-détecteur pour former un événement. L'événement passe ensuite dans le niveau T4 de décision et est stocké sur cassette.

La figure V.22 décrit de manière schématique le système de déclenchement et d'acquisition des données. Il indique aussi le temps mis lors de chaque étape et le taux d'événements qui survivent à chaque niveau de décision.

V.6 Reconstruction des événements

La procédure de reconstruction comprend plusieurs étapes avant d'arriver à l'exploitation complète des données brutes.

Les données brutes stockées sur cassettes sont traitées par le programme standard DELANA de reconstruction des événements alors que l'ensemble des constantes précises d'alignement des différents détecteurs n'est pas encore disponible. Les données traitées, telles que les traces reconstruites et le vertex primaire, sont stockées sous forme de DST (Data Summary Tape). A partir des informations écrites sur ces DST, l'alignement respectif de chaque sous-détecteur est refait. Les vitesses de dérive sont recalibrées en fonction

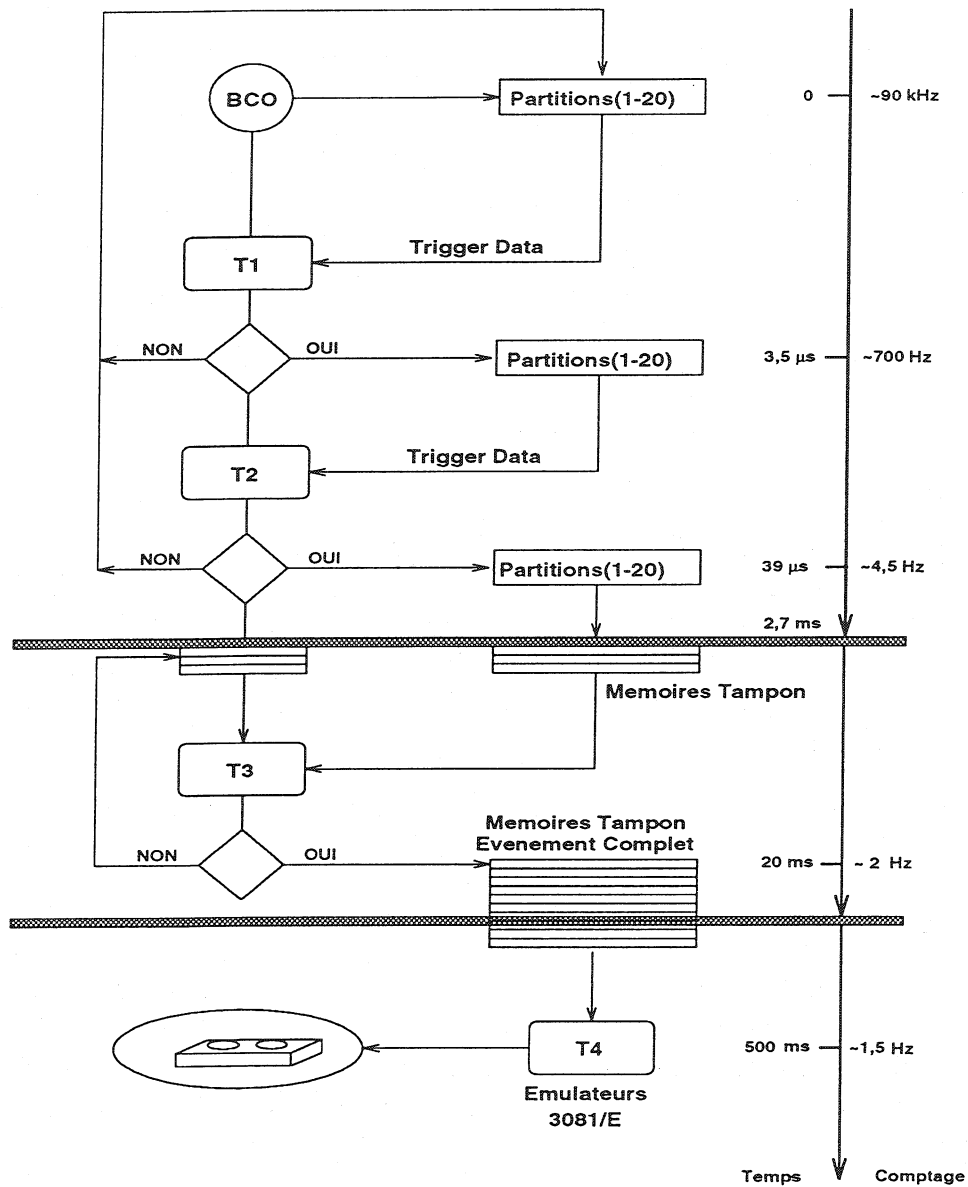


Figure V.22: Description du système de déclenchement de l'acquisition des données.

du temps, la position moyenne du faisceau au cours du temps est déterminée. Une base de données de calibration correcte est alors disponible pour le retraitement des données. Lors de cette nouvelle étape, un traitement plus sophistiqué des données est réalisé qui consiste, en plus de la simple reconstruction des traces, à appliquer les algorithmes d'identification des leptons, d'identification des hadrons, d'étiquetage des désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Le résultat est stocké sous forme de SHORT-DST. C'est ce format de données qui est le

plus couramment utilisé dans la collaboration. C'est d'ailleurs le format qui a été utilisé pour cette thèse. D'autres formats existent qui sont résumés avec les deux formats décrits ci-dessus, sur la figure V.23. A chaque étape du traitement des données le nombre approximatif d'événements tout venant (Z^0 + bruit de fond) stocké sur une cassette de 200 Mégabytes est indiqué.

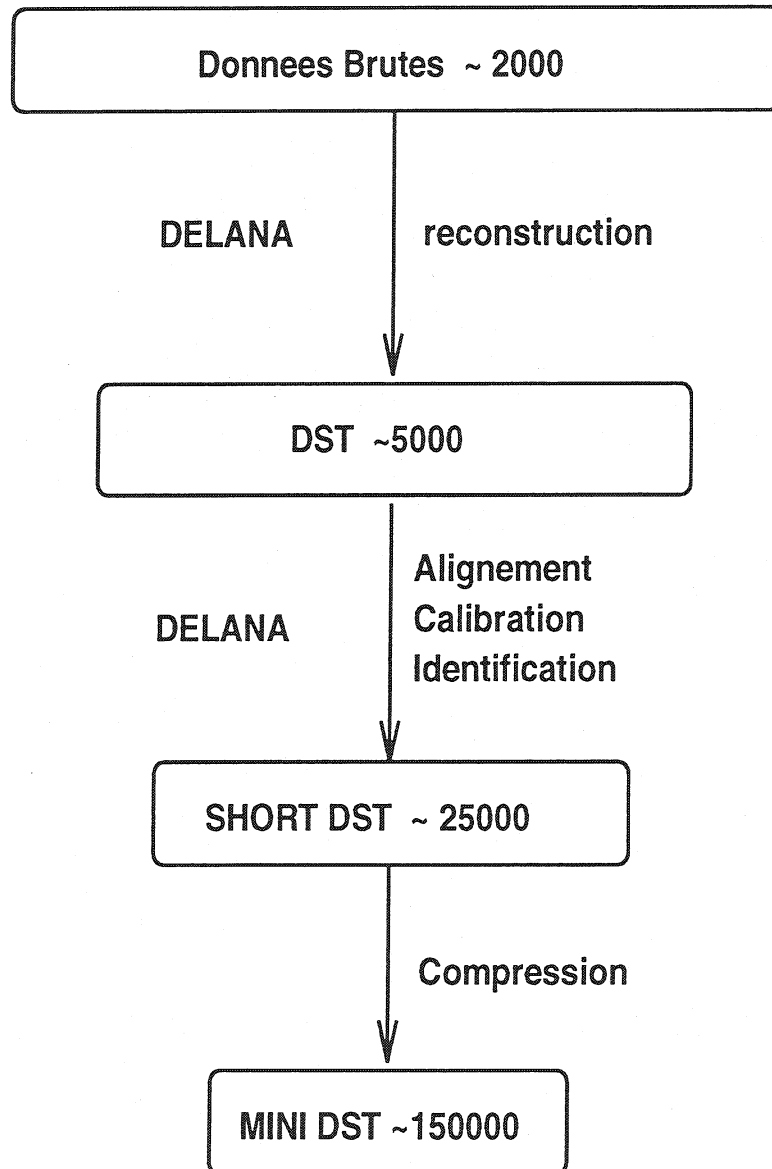


Figure V.23: Schéma du traitement des données dans DELPHI et nombre d'événements approximatifs stockés sur une cassette de 200 Mégabytes.

V.7 Simulation des événements

Afin de pouvoir mesurer et contrôler les efficacités de reconstruction des événements, on fait appel à des événements simulés. La procédure de simulation comporte deux étapes:

- la génération des processus physiques. Pour cela on utilise programme JETSET 7.4[109] dont les paramètres ont été ajustés grâce aux mesures de DELPHI. Le processus de fragmentation décrit dans la section II.2 est simulé en utilisant le modèle de gerbes de partons suivi du modèle des cordes. La désintégration semileptonique des mésons B est décrite par le modèle ISGW** [63, 70]. Une description de ce modèle est donnée au chapitre III.3.3.
- la simulation de la réponse du détecteur. Elle est obtenue par l'application du programme DELSIM[111] qui simule le passage des particules à travers tout le détecteur. Ce programme prend en compte les efficacités de détection et les zones mortes de chaque sous-détecteur. Il simule la diffusion multiple des traces chargées ainsi que les interactions secondaires avec la matière du détecteur. L'information est stockée de manière identique aux données, afin de pouvoir traiter ces données avec le programme de reconstruction des traces DELANA. Ce qui implique la simulation des signaux électroniques de tous les détecteurs.

Partie III

Etude de la désintégration
semileptonique des mésons B en
méson D^{*+} et mesure de $|V_{cb}|$

Chapitre VI

Sélection des événements

Dans ce chapitre, nous allons d'abord décrire les critères de sélection des traces dans le détecteur et la reconstruction des désintégrations hadroniques du Z^0 . Nous allons aussi définir les variables globales qui permettent de caractériser les événements. Dans un deuxième temps nous décrirons en détail la procédure de reconstruction des événements¹ $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ suivi de $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ dans les deux canaux choisis $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

VI.1 Sélection des événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

VI.1.1 La sélection des particules chargées

A partir de l'ensemble des traces chargées reconstruites par la procédure décrite dans la section V.2.5, on cherche à sélectionner uniquement celles qui proviennent de l'interaction primaire.

Une trace chargée est sélectionnée à partir de son impulsion (P), de la précision sur cette mesure ($\Delta P/P$), de la longueur de la trajectoire reconstruite dans le détecteur, et de l'angle polaire des traces ($\cos \theta$) dans le référentiel de DELPHI. Un critère supplémentaire basé sur les paramètres d'impact en $R - \phi$ et en z des traces par rapport au point d'interaction permet d'éliminer les traces parasites provenant des rayons cosmiques.

Les critères standards utilisés pour sélectionner une particule chargée sont:

- Une longueur de trace supérieure à 30 cm.
- Une impulsion comprise entre 100 MeV/c et 50 GeV/c.
- Une résolution sur l'impulsion meilleure que 100 %.
- Un paramètre d'impact par rapport au vertex primaire dans le plan transverse $R - \phi$ inférieur à 4 cm.
- Un paramètre d'impact dans le plan $R - z$ inférieur à 10 cm.
- Un angle polaire compris entre 20° et 160° .

¹Les états conjugués de charge sont implicitement pris en compte par la suite.

En exigeant une longueur de trace supérieure à 30 cm on se restreint implicitement à une acceptance du détecteur comprise entre 22° et 158° pour des traces de l'ordre du GeV. Pour des angles polaires inférieurs, l'efficacité de la TPC et du détecteur interne tend vers zéro car le volume de détection traversé par la trace diminue.

VI.1.2 La sélection des traces neutres

Une trace neutre est définie par un dépôt d'énergie dans un des calorimètres électromagnétiques, qui n'a pu être associé à une trace chargée. La sélection des traces neutres repose sur leur énergie et leur angle polaire:

- L'angle polaire de la trace doit être compris entre 20° et 160° .
- L'énergie de la trace doit être comprise entre 1 GeV et 30 GeV, et l'erreur sur la mesure de l'énergie inférieure à 100 %.

Pour les dépôts d'énergie recueillis dans la HPC on demande également que l'une des trois premières couches de détection soit touchée, ceci pour ne sélectionner que les particules neutres qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre, et pour minimiser le bruit électronique.

VI.1.3 Sélection des événements hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

La sélection des événements hadroniques est fondée sur deux paramètres, la multiplicité chargée N_{ch} et l'énergie chargée réduite E_{ch} . La multiplicité chargée est définie comme le nombre de traces chargées de l'événement qui ont satisfait les critères de sélection mentionnés plus haut. L'énergie chargée réduite est définie par:

$$E_{ch} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{ch}} \sqrt{p_i^2 + m_\pi^2}}{\sqrt{s}} \quad (\text{VI.1})$$

où p est l'impulsion de la particule, m_π la masse du pion et \sqrt{s} l'énergie du faisceau. L'ensemble des processus qui peuvent intervenir lors des collisions e^+e^- au LEP sont:

- $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$: $\langle N_{ch} \rangle = 16 \sim 18$ et $\langle E_{ch} \rangle \simeq 0,6$. Ces valeurs dépendent légèrement de la saveur du quark initial. Plus sa masse sera élevée plus la multiplicité chargée sera faible. Pour les événements $b\bar{b}$ on a $\langle N_{ch} \rangle \simeq 16$ et $\langle E_{ch} \rangle \simeq 0,7$
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$: $N_{ch} < 6$ et $E_{ch} < 0,25$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: $N_{ch} = 2$ et $E_{ch} = 1$ (en négligeant les photons rayonnés et convertis)
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: $N_{ch} = 2$ et $E_{ch} = 1$ (en négligeant les photons rayonnés et convertis)
- Collisions photon-photon: $\langle N_{ch} \rangle \simeq 6$ et $\langle E_{ch} \rangle \simeq 0,1$

Les événements hadroniques sont aisément identifiables en demandant:

- Une multiplicité chargée N_{ch} supérieure ou égale à 5, ce qui supprime toutes les désintégrations leptoniques du Z^0 , hormis un résidu d'événements $\tau^+\tau^-$.

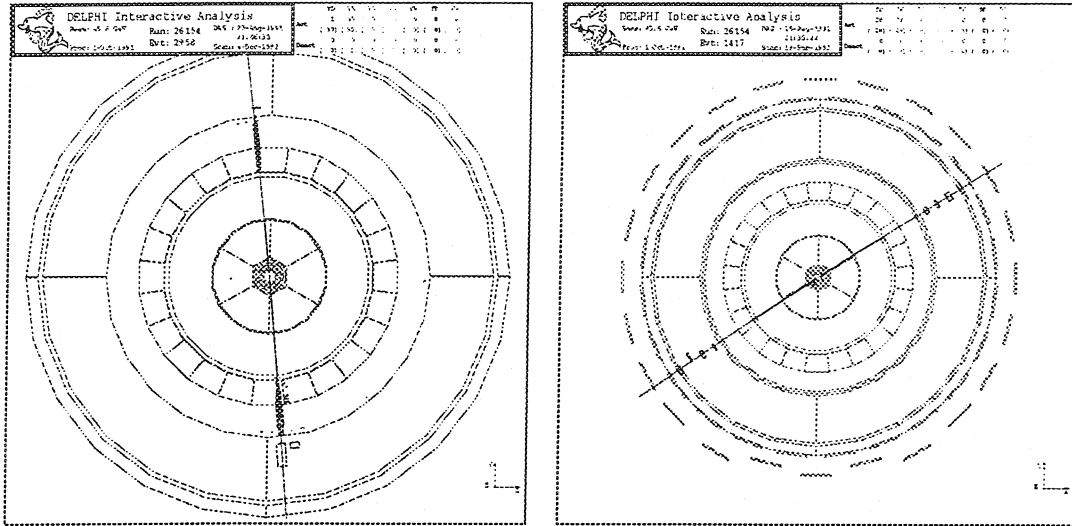


Figure VI.1: Exemple d'événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (à gauche) et $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (à droite) enregistrés par le détecteur DELPHI. Les deux électrons sont détectés dans la HPC, et les deux muons par les chambres à μ .

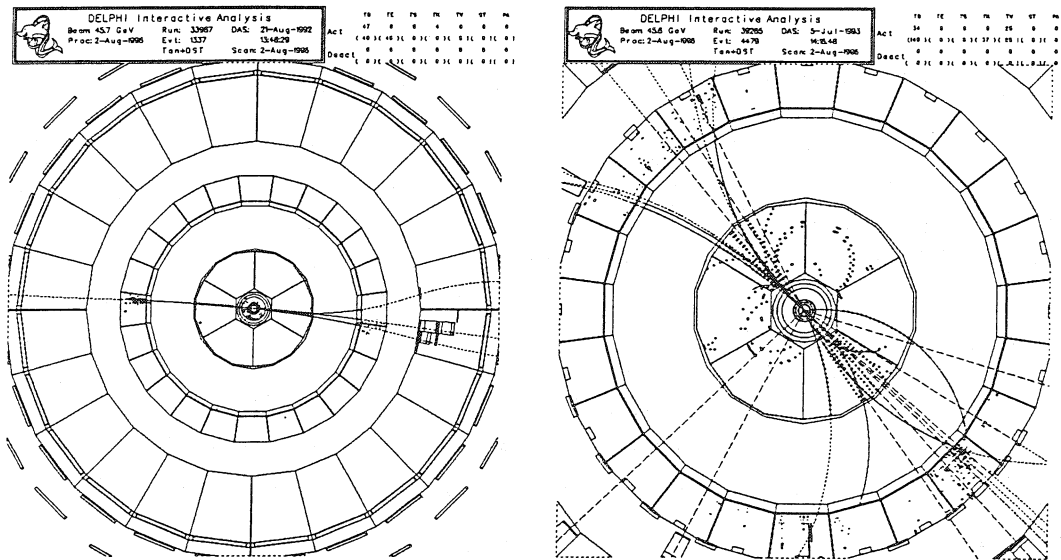


Figure VI.2: Exemple d'événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ (à gauche) et $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (à droite) enregistrés par le détecteur DELPHI. Un des tau s'est désintégré en un muon et l'autre en 3 hadrons chargés. Pour l'événement $q\bar{q}$ on distingue la structure en deux jets.

- Une énergie chargée réduite supérieure à 12%, ce qui permet d'éliminer les collisions photon-photon et une partie des événements $\tau^+\tau^-$ restants.

La contamination résiduelle, dominée par les événements $\tau^+\tau^-$, a été estimée à $(0,45 \pm 0,05) \%$ [129]. L'efficacité de sélection hadronique estimée à partir des événements simulés est de:

$$\epsilon_z = (94,67 \pm 0,04)\% \quad (\text{VI.2})$$

Année	1991	1992	1993	1994	Total
N_{Z^0}	259 001	701 973	723 307	1 411 562	3 095 843

Tableau VI.1: Nombre de désintégrations hadroniques du Z^0 enregistrées par le détecteur DELPHI pour chaque année de prise de données.

Le tableau VI.1 résume le nombre de désintégrations hadroniques sélectionnées avec ces coupures de 1991 à 1994. En tout ce sont près de 3,1 millions de désintégrations hadroniques du Z^0 qui ont été sélectionnées pour ces quatre années de prise de données.

VI.1.4 Calcul des variables globales de l'événement

A partir de l'information individuelle des particules chargées et neutres, on définit un certain nombre d'observables qui vont nous permettre de caractériser chaque événement de manière globale. Ces observables permettent de manière empirique de classer les événements selon différentes catégories. Leur optimisation est basée sur les données des collisions e^+e^- enregistrées à plusieurs énergies différentes. En général plusieurs algorithmes différents existent, notamment pour la reconstruction des jets.

La reconstruction des jets

Le processus de fragmentation vu dans la section II.2 a pour conséquence de créer un certain nombre de particules qui accompagnent le hadron issu du quark primaire. Ces particules additionnelles ainsi que les produits de la désintégration du hadron primaire forment un jet de particules qui, en première approximation, a la même direction que celle du quark initial.

Dans notre analyse nous avons utilisé l'algorithme LUCLUS (LUnd CLUSter analysis)[109] pour reconstruire les jets. Cet algorithme permet de reconstruire un nombre arbitraire de jets en associant les particules entre elles en minimisant l'impulsion transverse de chaque particule par rapport à l'axe du jet. L'appartenance d'une particule à un jet est limitée par une échelle maximale d'impulsion transverse appelée d_{join} . Au dessus de cette limite la particule est utilisée pour former un nouveau jet. Ce paramètre est fixé par défaut à 2,5 GeV. La figure VI.3 montre la comparaison du nombre de jets reconstruits par événements avec l'algorithme LUCLUS dans les données et la simulation. En moyenne on reconstruit 3,1 jets par désintégration hadronique du Z^0 .

La reconstruction de l'axe de l'événement ou "Thrust"

Le thrust est défini[110] par:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |p_i|} \quad (\text{VI.3})$$

L'axe du thrust étant donné par le vecteur \vec{n} pour lequel T est maximum. Le thrust est compris entre les valeurs 1/2 lorsque la distribution des traces est isotrope dans

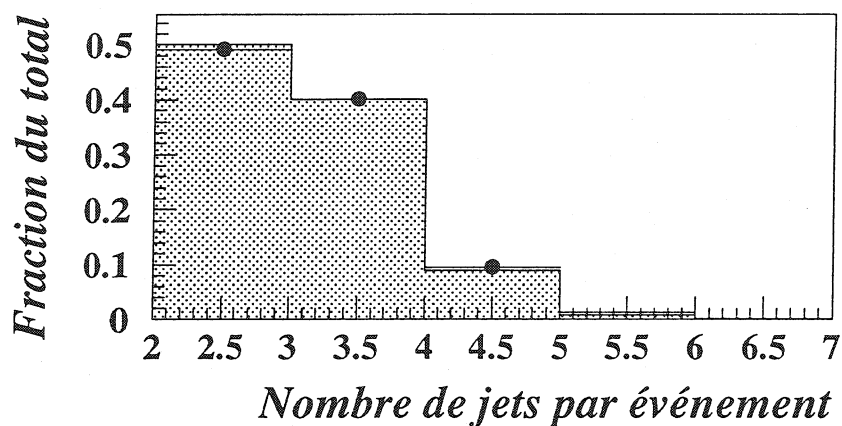


Figure VI.3: Comparaison du nombre de jets reconstruits par événement hadronique pour les données (points) et pour la simulation (grisé).

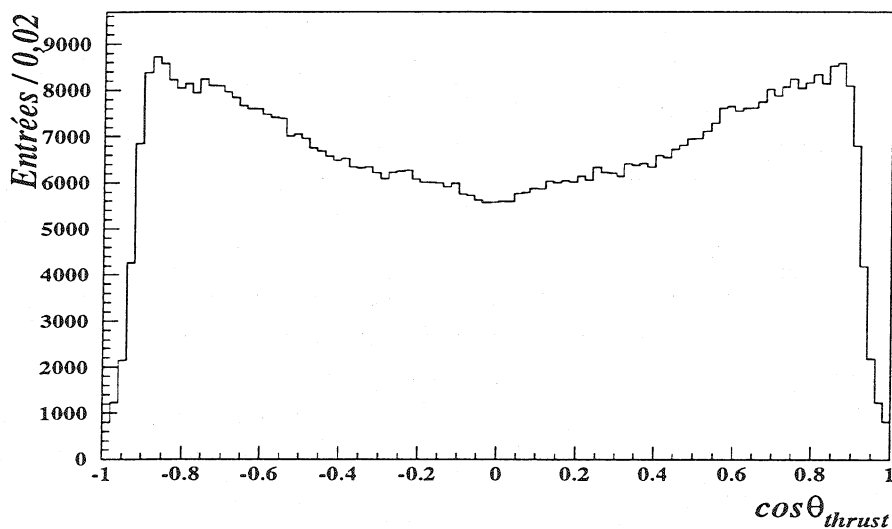


Figure VI.4: Direction de l'axe du thrust dans les données pour les événements hadroniques.

l'événement et 1 lorsqu'elles forment deux jets très collimés. La distribution angulaire de l'axe du thrust illustrée sur la figure VI.4 est approximativement proportionnelle à $1 + \cos^2 \theta$ comme le prédit le Modèle Standard pour les désintégrations du Z^0 en une paire de quarks.

L'impulsion transverse

L'impulsion transverse d'une particule (P_t) est la quantité de mouvement projetée dans le plan transverse à l'axe du jet auquel elle appartient. Cette grandeur est très souvent utilisée pour sélectionner des leptons provenant de la désintégration d'un hadron lourd car elle est proportionnelle à la masse du hadron.

Il y a deux manières différentes de définir l'impulsion transverse d'une particule par rapport à un jet: soit on considère l'impulsion du jet incluant l'impulsion de la particule, c'est le P_t^{in} , soit on enlève préalablement la contribution de la particule à l'impulsion du jet avant de calculer le moment transverse, c'est le P_t^{out} . L'utilisation du P_t^{out} est souvent préférée car elle permet de tenir compte des différences dans le processus de fragmentation pour les saveurs lourdes.

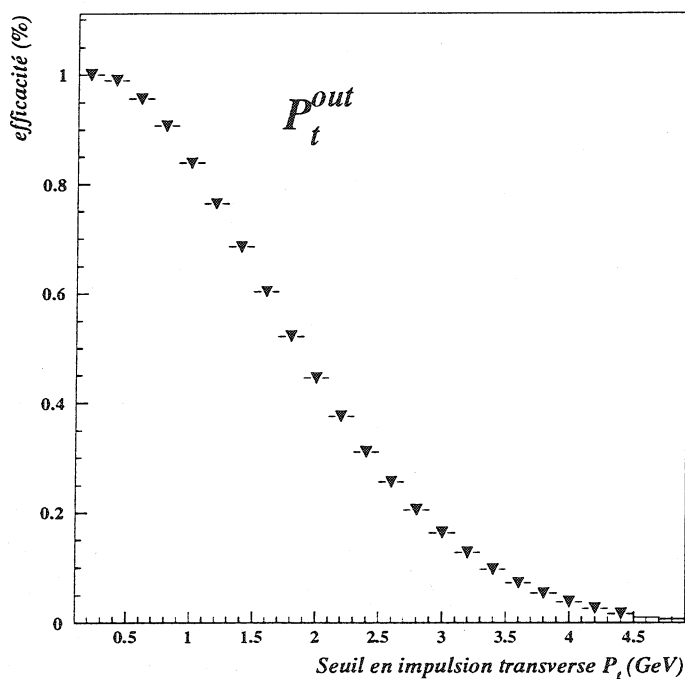


Figure VI.5: Efficacité de sélection en fonction du seuil minimal en impulsion transverse P_t^{out} pour le lepton de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

Pour un hadron beau les débris de désintégration auront une impulsion plus élevée que dans le cas d'un hadron charmé, l'énergie de collision emportée par le hadron beau étant plus élevée que pour le hadron charmé. L'élimination d'une trace de grande impulsion dans le jet a pour effet d'augmenter en moyenne la projection transverse, en particulier pour les événements de beauté. L'utilisation de P_t^{out} permet de prendre en compte simultanément les impulsions transverse élevées et les grandes quantités de mouvement qui caractérisent les débris de désintégration de hadrons de beauté. La figure VI.5 montre l'évolution de l'efficacité de sélection en fonction du seuil minimal en impulsion transverse pour les désintégrations semileptoniques $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ simulées. Pour une

impulsion transverse minimale de 800 MeV/c, l'efficacité est de 84 %. Le choix de ce seuil en impulsion transverse est discuté dans la section VI.2.2.

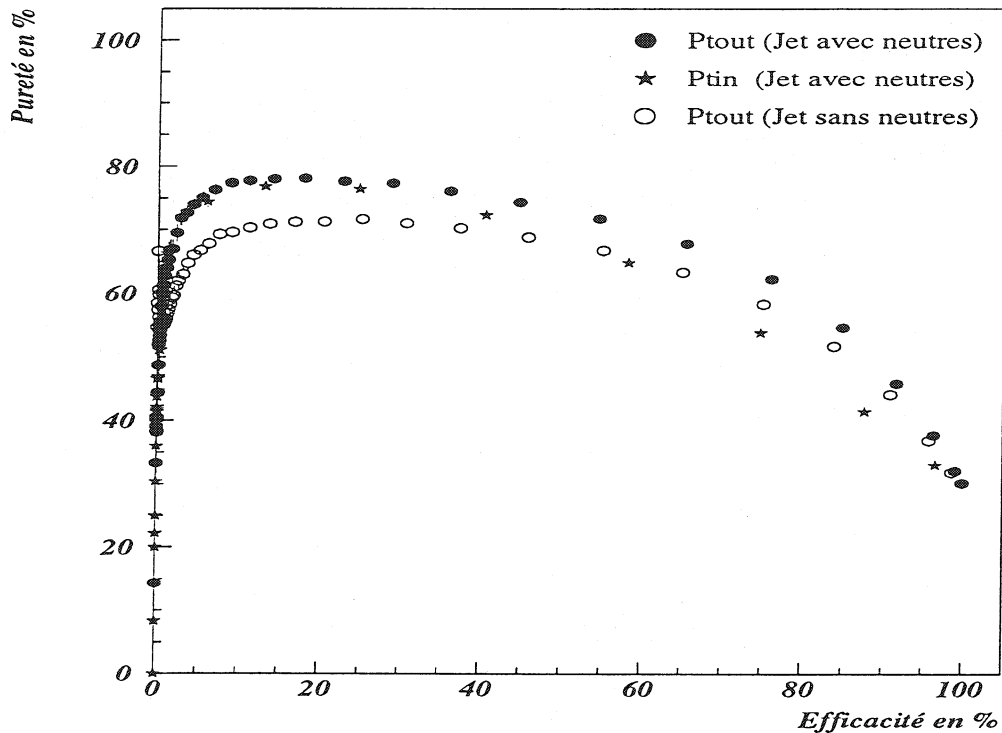


Figure VI.6: Comparaison de l'évolution de la pureté et de l'efficacité en fonction du seuil minimal en impulsion transverse (P_t^{in} ou P_t^{out}) pour le lepton de la désintégration d'un quark de beauté.

Sur la figure VI.6 est présentée l'évolution de la pureté et de l'efficacité pour des événements $b \rightarrow \ell$ sélectionnés à partir des événements hadroniques, en fonction du seuil minimal en impulsion transverse du lepton. On remarque que pour les grandes efficacités, l'utilisation de P_t^{out} permet d'obtenir une plus grande pureté que P_t^{in} . On voit aussi qu'à faible efficacité la pureté est environ 10% plus élevée lorsque les traces neutres sont ajoutées au calcul de l'axe du jet. Pour une efficacité de 84 % correspondant à une coupure à 800 MeV/c la pureté en événements beaux est de 55 %.

La sélection du lepton est la première étape de la reconstruction des événements $D^{*+} \ell^- X$. Le seuil minimal en impulsion transverse nous permettra d'enrichir en saveur lourdes le lot d'événements à traiter.

VI.2 Reconstruction et sélection des événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$

La mesure de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ nécessite la mesure précise des caractéristiques cinématiques (énergie-impulsion) des mésons \bar{B}_d^0 et D^{*+} afin de pou-

voir calculer pour chaque événement le moment transféré $q^2 = (P_B - P_{D^*})^2$. Pour cela nous avons choisi de procéder à une reconstruction complète du méson D^{*+} .

Cette section est dédiée à la description de la procédure de sélection des événements et au choix des coupures, qui permettent d'isoler le signal et de minimiser le bruit de fond tout en gardant une efficacité de reconstruction raisonnable.

VI.2.1 Signature de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$

Pour cette analyse on s'intéresse aux deux canaux suivants:

$$\begin{aligned} \bar{B}_d^0 &\rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell \\ &\hookrightarrow D^0 \pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \end{aligned}$$

La désintégration du méson \bar{B}_d^0 est illustrée sur la figure VI.7. Ces événements se

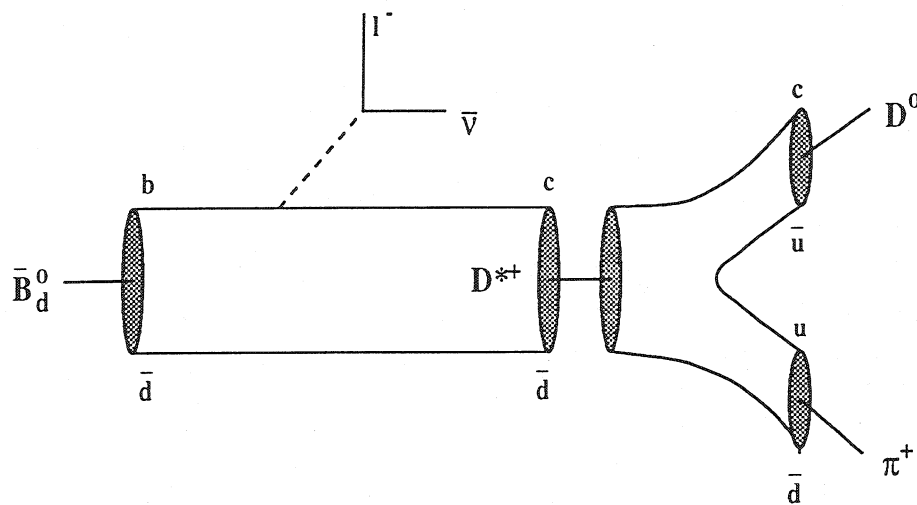


Figure VI.7: Diagramme de désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ suivi de $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$.

caractérisent par:

- Un lepton² à grand paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. Son impulsion transverse au jet est élevée car il est issu du quark b .

²par lepton on entend électron ou muon.

- Un méson D^{*+} de signe opposé au lepton. La désintégration des mésons D^{*+} dans le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ est très facile à isoler à cause de la très faible différence de masse entre les deux états:

$$\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145,4 \text{ MeV}/c^2 = m_\pi + 6 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{VI.4})$$

Le bruit de fond dans ce canal est faible à cause de l'espace de phase restreint de la réaction. Le pion issu de la désintégration du D^{*+} est émis avec une impulsion de 40 MeV/c dans le centre de masse. Dans le référentiel du laboratoire ce pion aura une énergie inférieure à 4 GeV, et sera très collimé à la direction de vol du D^0 et donc du jet. Le mode de désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ est de plus le plus important avec un rapport d'embranchement de $(68,3 \pm 1,4)\%$ et c'est le seul qui fasse intervenir des particules chargées. La table VI.2 donne les rapports d'embranchement des trois modes de désintégration observés du méson D^{*+} [21].

Canal	rapport d'embranchement
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$(68,3 \pm 1,4) \%$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	$(30,6 \pm 2,5) \%$
$D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$	$(1,1_{-0,7}^{+2,1}) \%$

Tableau VI.2: Rapports d'embranchement mesurés pour le méson D^{*+} .

- Un méson D^0 identifié par sa désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Les deux canaux de désintégration ont été choisis à cause de l'absence de particules neutres dans l'état final, pour pouvoir reconstruire complètement le méson et mesurer ses caractéristiques cinématiques. La somme des rapports d'embranchement de ces deux modes représente environ 11% des désintégrations du D^0 .

La charge du kaon émis dans la désintégration est identique à celle du lepton. Cette corrélation est importante pour la réduction des combinaisons fortuites de traces. La table VI.3 résume les rapports d'embranchement dominants pour la désintégration du D^0 [21].

L'effet combiné de la durée de vie élevée du \bar{B}_d^0 (et du D^0) associé à la poussée de Lorentz du \bar{B}_d^0 entraîne une distance de vol apparente importante du D^0 , de l'ordre de 4 millimètres. La topologie de l'événement sera donc très caractéristique: on est en présence d'événements qui contiennent deux vertex secondaires éloignés du vertex primaire.

La sélection des événements consistera à rechercher les combinaisons d'un kaon avec un ou trois pions pour former un premier vertex. La pseudo-particule formée sera ensuite associée au lepton pour former le vertex secondaire du méson \bar{B}_d^0 . Le schéma VI.8 présente la configuration d'un événement $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

VI.2.2 Sélection du lepton

On ne considère que les événements hadroniques contenant au minimum un lepton dans un des hémisphères. La procédure d'identification des muons et des électrons utilisée est

Canal	rapport d'embranchement
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$(3,83 \pm 0,12)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$(7,5 \pm 0,4)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$(13,9 \pm 0,9)\%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$	$(2,11 \pm 0,21)\%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$(5,4 \pm 0,4)\%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(10,0 \pm 1,2)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(15 \pm 5)\%$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$	$(4,0 \pm 0,4)\%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 (\pi^0)$	$(10,6^{+7,3}_{-3,0})\%$

Tableau VI.3: Rapports d'embranchement hadroniques principaux du méson D^0 . Les autres modes hadroniques mesurés ont des rapports d'embranchement inférieurs au pourcent.

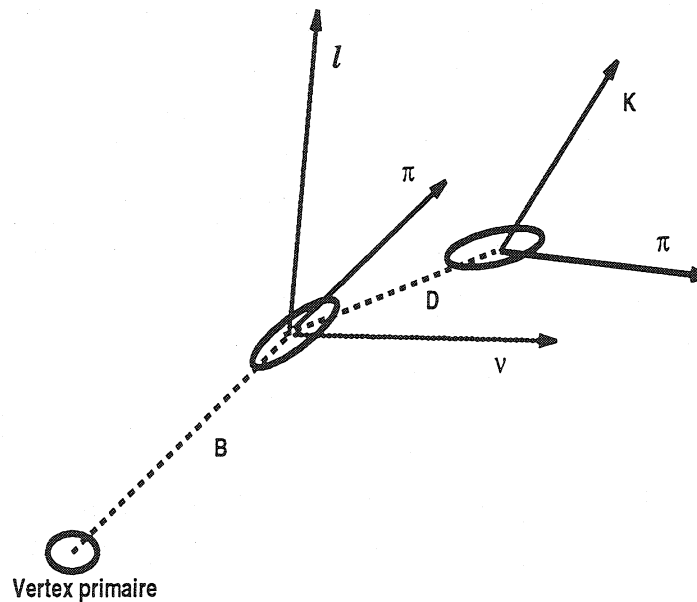


Figure VI.8: Topologie d'un événement $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

décrite dans les sections V.4.2 et V.4.1. A cause de la statistique limitée, on choisit les critères d'identification "faible" pour garder une efficacité élevée. Ainsi pour les électrons on obtient une efficacité de

$$\varepsilon_e = (61,7 \pm 1,0)\%$$

pour les données prises en 1991-93 et de

$$\varepsilon_e = (59,4 \pm 0,7)\%$$

pour les données prises en 1994. La contamination en pions de l'échantillon est estimée à $(0,53 \pm 0,04)\%$ ($(0,57 \pm 0,03)\%$) pour les données 1991-93 (1994). Pour les muons

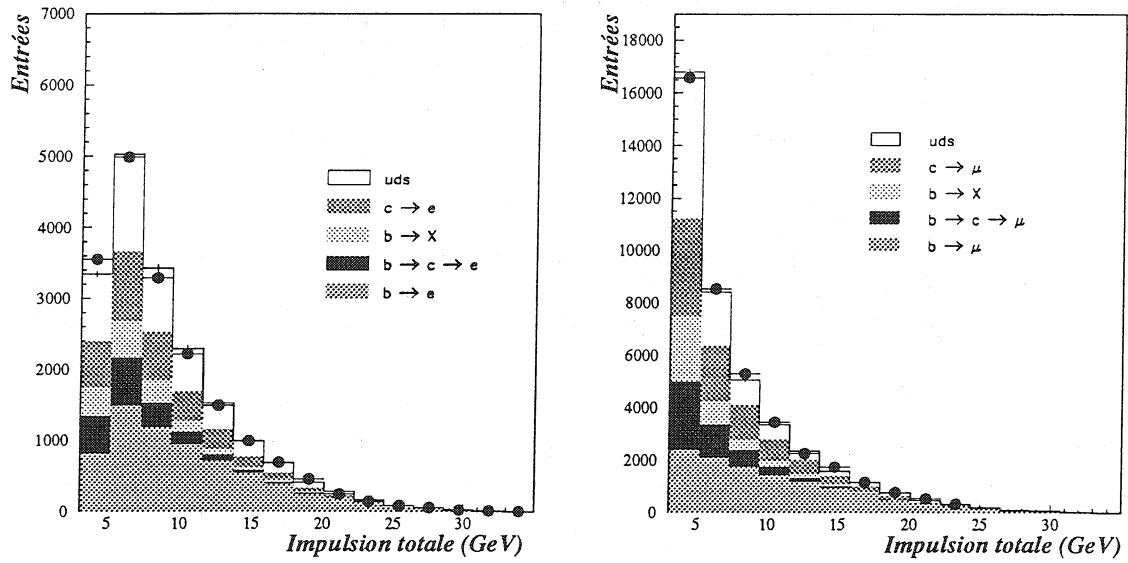


Figure VI.9: Spectre en impulsion des électrons (à gauche) et des muons (à droite) dans les données et la simulation.

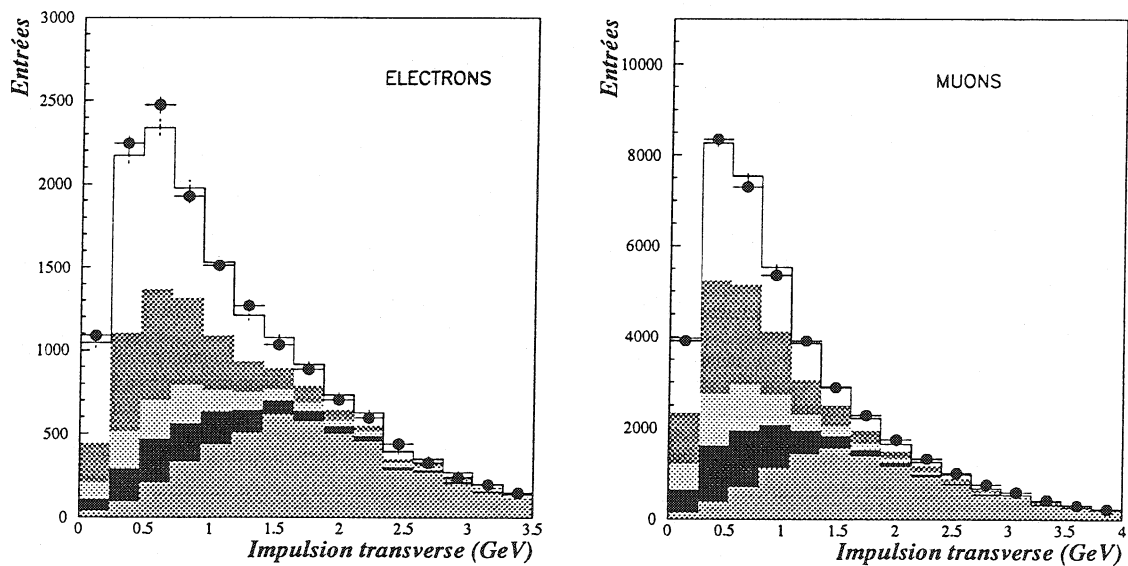


Figure VI.10: Spectre en impulsion transverse (P_t^{out}) des électrons (à gauche) et des muons (à droite) dans les données et la simulation.

l'efficacité est de

$$\varepsilon_\mu = (90,9 \pm 0,2)\%$$

pour les données de 1991-93 et de

$$\varepsilon_\mu = (94,4 \pm 0,1)\%$$

pour 1994. La contamination en pions est de $(1,23 \pm 0,14)\%$ ($(1,31 \pm 0,10)\%$) en 1991-93 (1994).

Les chiffres de contamination ont été obtenus en considérant des pions provenant de la désintégration de K_s^0 . Dans notre cas les leptons sont contenus dans un jet de hadrons ce qui augmente la possibilité d'un assignement fortuit d'une gerbe électromagnétique à un pion du jet. Ce taux de contamination sera contrôlé par la suite.

L'identification n'est efficace qu'à partir de 3 GeV environ. En dessous de ce seuil, le rayonnement de freinage des électrons est trop important et détériore la mesure de la gerbe électromagnétique et de l'impulsion de la trace. Cette énergie seuil permet aussi d'éliminer une grande partie des électrons de conversion. Les muons d'énergie inférieure à 3 GeV ont quant à eux un parcours moyen qui ne leur permet pas de traverser les calorimètres.

Les figures VI.9 présentent le spectre en impulsion des électrons et des muons dans les données, comparé aux prédictions de la simulation. Les figures VI.10 montrent, pour les événements sélectionnés, la distribution en impulsion transverse (P_t^{out}) des électrons et des muons. On voit que cette variable permet d'augmenter la pureté en leptons provenant de la désintégration directe d'un hadron beau. Au dessus de 400 MeV/c, l'accord entre les données et la simulation est satisfaisant. Le choix de la coupure minimale en impulsion transverse ne dépend pas uniquement de la pureté de l'échantillon que l'on veut obtenir, car il existe une importante corrélation entre le moment transféré $q^2 = (P_\ell + P_\nu)^2$ et l'impulsion transverse du lepton. La figure VI.11 montre qu'au dessus d'une coupure à 800 MeV/c en impulsion transverse, l'efficacité de sélection des événements n'est plus constante en fonction de q^2 . Le seuil minimal en impulsion transverse a donc été placé à 800 MeV/c.

Résumé de la sélection des leptons.

Les leptons identifiés de manière "faible" par les algorithmes standards de DELPHI, sont sélectionnés avec une impulsion supérieure à 3 GeV/c. L'enrichissement en événements $b\bar{b}$ est obtenu en demandant que le lepton ait une impulsion transverse minimale de 800 MeV/c. Le lepton sélectionné intervient dans la recherche du vertex de désintégration du méson \bar{B}_d^0 . Pour améliorer la contrainte sur l'ajustement du vertex on demande que le lepton ait donné au moins un signal dans le détecteur de vertex.

VI.2.3 Reconstruction du méson D^{*+}

La reconstruction du méson D^{*+} est obtenue en remontant la chaîne de désintégration: on commence par chercher les désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ dans le jet contenant le lepton. Ensuite à partir des traces du D^0 et d'un pion additionnel, on reconstruit le D^{*+} dans le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$.

Sélection des D^0 dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Dans le référentiel du laboratoire, l'angle d'émission des particules par rapport à la ligne de vol du D^0 dépend de la poussée de Lorentz communiquée par la particule mère. Sur la figure VI.12 est présentée la variation de l'angle d'émission du kaon en fonction de l'énergie du D^0 : en moyenne cet angle est de 10° . Les produits de désintégration sont collimés avec l'axe du méson D^0 et donc en première approximation avec l'axe du jet.

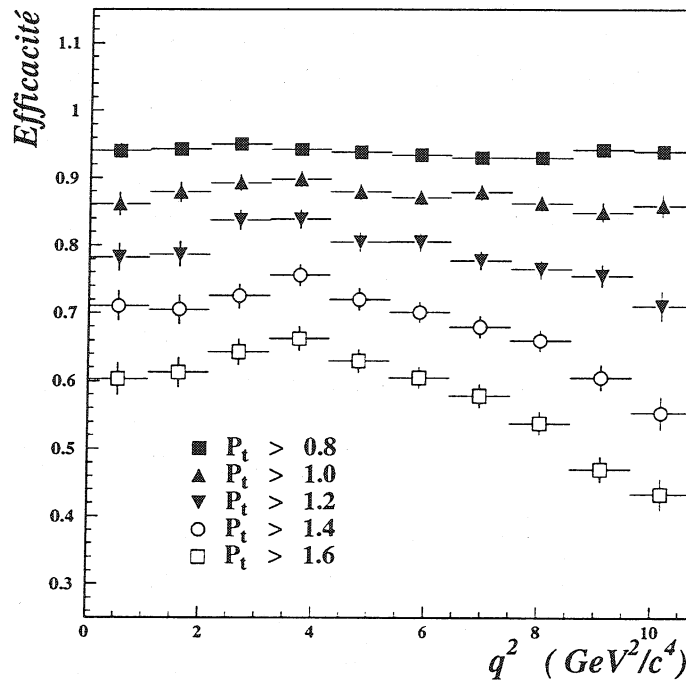


Figure VI.11: Efficacité de la coupure en P_t^{out} en fonction du moment transféré q^2 pour les événement $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, pour différentes valeurs du seuil en P_t^{out} .

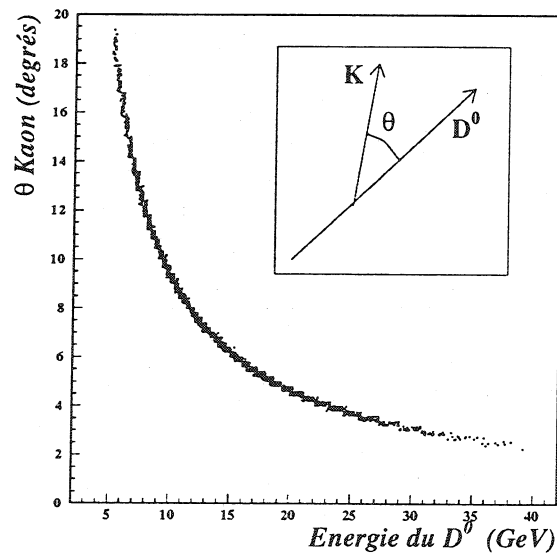


Figure VI.12: Distribution de l'angle d'émission du kaon de la désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en fonction de l'énergie du méson D^0 .

Seules les traces chargées contenues dans le jet seront donc considérées.

On sélectionne un candidat kaon de charge identique au lepton et d'impulsion supérieure à 1 GeV/c. Les mésons D^0 issus de la désintégration semileptonique d'un méson B ont une énergie moyenne de 14 GeV, l'énergie des particules finales est donc assez élevée. Sur la figure VI.13 on voit la distribution en énergie des candidats kaon d'énergie supérieure à 1 GeV/c. Cette coupure a une efficacité de 96 % dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Le candidat pion du D^0 est sélectionné avec une charge opposée à celle du

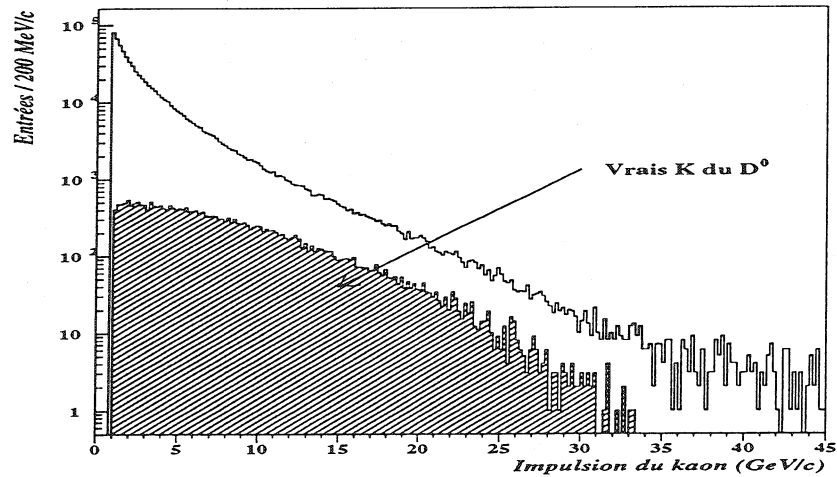


Figure VI.13: Distribution en impulsion des candidats kaons sélectionnés et des vrais kaons provenant de la cascade $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

kaon et une impulsion également supérieure à 1 GeV/c. Un candidat D^0 est donc formé par la combinaison de ces deux traces et un vertex de désintégration³ est ajusté dans l'espace. Les impulsions des traces sont recalculées au nouveau vertex. Pour éliminer une partie des combinaisons fortuites dues aux traces de fragmentation qui ont en général une faible impulsion, on demande que l'énergie réduite $X_E = 2E_{D^0}/E_{cm}$ soit supérieure à 15%.

Le méson D^0 est un état charmé pseudoscalaire, de spin 0. Dans le canal qui nous intéresse, deux particules sont émises dans l'état final. La distribution angulaire de ces particules dans le référentiel du centre de masse est isotrope. L'angle d'émission du kaon dans le système $K^- \pi^+$ est calculé. On s'attend à observer une distribution isotrope pour les bonnes combinaisons de traces. En revanche, pour des mauvaises combinaisons, la poussée de Lorentz est faussée et la distribution en $\cos \theta^*$ se trouve piquée vers les valeurs ± 1 (voir la figure VI.14). A cause des coupures cinématiques, le pic à +1 disparaît. En rejetant les combinaisons dont le $\cos \theta^*$ est inférieur à -0,9 on élimine une grande partie des mauvais assignements de masse, tout en gardant 95 % du signal.

³La procédure d'ajustement des vertex secondaires est détaillée en annexe B.

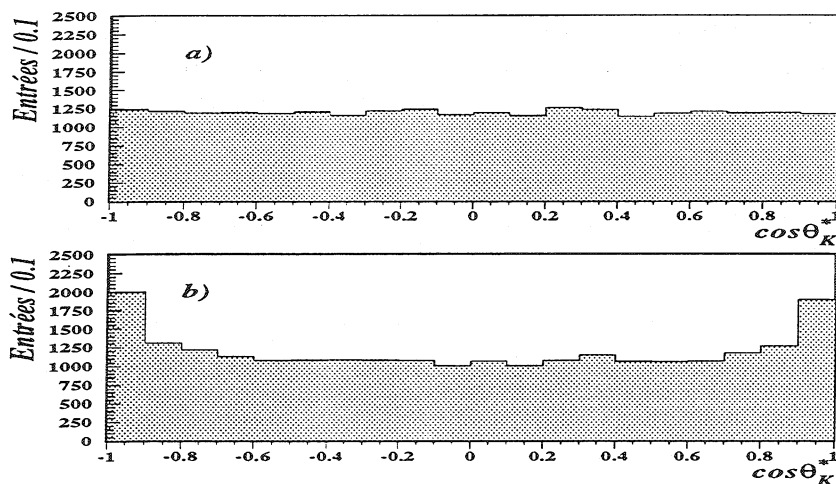


Figure VI.14: Distribution de $\cos \theta_K^*$ dans le référentiel du D^0 : a) pour les bonnes combinaisons $K^- \pi^+$ et b) pour les combinaisons où les masses des deux particules sont interchangées.

Recherche du vertex de désintégration du méson B

Le méson D^0 est issu du vertex du B, car le méson D^{*+} dont il est issu se désintègre par interaction forte et ne vole pas. On recherche le vertex secondaire du B à partir de l'intersection de la trajectoire du lepton et de la pseudo-particule obtenue par la combinaison des traces du kaon et du pion du D^0 .

Ensuite, un pion dont l'impulsion est comprise entre 400 MeV/c et 4 GeV/c est sélectionné comme candidat pour la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. Afin d'éliminer les traces de faible impulsion pouvant provenir d'interactions avec la matière du détecteur, on demande que ce pion ait participé à la reconstruction du vertex primaire (la détermination de la position du vertex primaire est détaillée dans la section V.2.5). L'efficacité de cette sélection sur des événements simulés est de 97 %. Etant donné que ce pion⁴ est très collimé au D^0 , il n'apporte pas de contrainte supplémentaire et n'est donc pas pris en compte dans la recherche du vertex secondaire. Son impulsion est recalculée à ce nouveau vertex.

La corrélation de charge entre le π_* et le lepton permet de séparer les événements en deux lots. L'échantillon pour lequel la corrélation est mauvaise est utilisé pour contrôler le taux d'événements où le lepton a été mal identifié.

La distance de vol du méson B est calculée à partir des positions dans l'espace des vertex primaire et secondaire. Pour les données prises de 1991 à 1993, le vol n'est estimé avec précision que dans le plan transverse au faisceau. On demande que le vol du méson B soit supérieur à 500 μm dans le plan transverse au faisceau pour les données antérieures à 1994, et supérieur à 750 μm dans l'espace pour les données de 1994. Cette coupure a deux effets: elle permet d'éliminer une partie des événements provenant de quarks légers qui ne volent pas ou très peu, et d'assurer une bonne définition de la direction du méson

⁴Par la suite on appellera ce pion π_* .

B à partir des vertex. Par la suite ce point s'avérera très important pour la détermination du moment transféré q^2 .

Finalement, la sélection des événements se base sur la distribution en différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$. Pour obtenir cette distribution on demande que la masse invariante $m_{K-\pi^+}$ calculée ne diffère pas de plus de 2,5 écarts standards (σ) de la masse nominale mesurée du D^0 de $1864,5 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$ [21]. Ce critère de sélection supplémentaire permet d'éliminer une grande partie du fond combinatoire avec une efficacité supérieure à 98%. La mesure de la résolution en masse est décrite dans le chapitre VII.1 concernant la mesure du nombre d'événements.

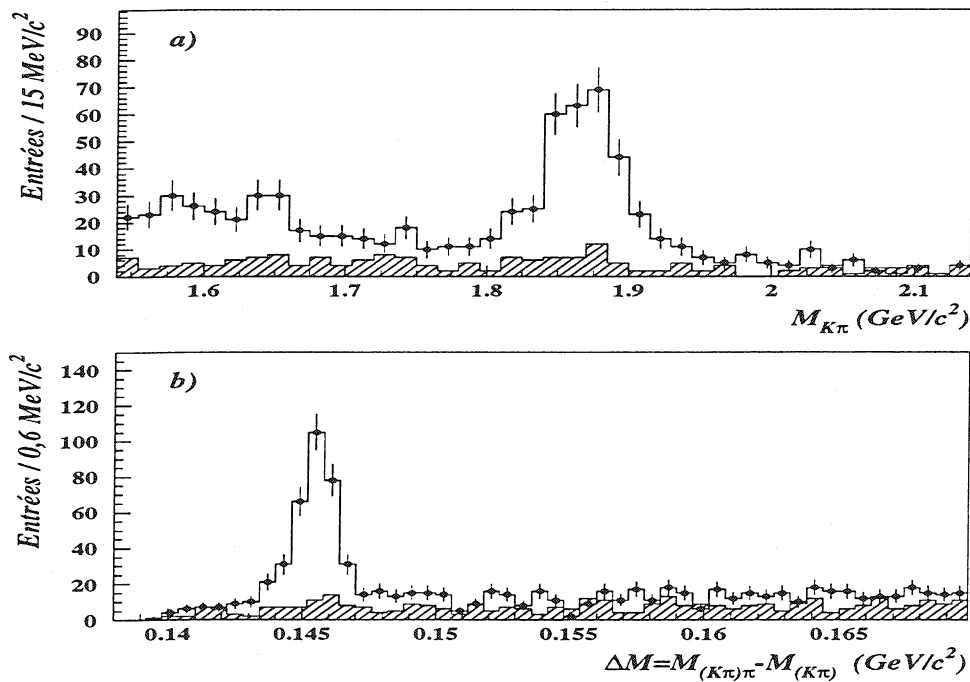


Figure VI.15: Distributions en masse invariante $m_{(K-\pi^+)\pi^+}$ (en haut) et différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$ pour les événements sélectionnés dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ dans les données enregistrées de 1991 à 1994. En hachuré sont présentés les événements sélectionnés avec une mauvaise corrélation de charge $\pi^{\pm}\ell^{\pm}$.

La figure VI.15 montre la distribution en masse invariante $m_{(K-\pi^+)\pi^+}$ des événements sélectionnés dans les données prises de 1991 à 1994. Pour cette distribution on demande que la différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$ mesurée ne soit pas éloignée de plus de 1,5 MeV/c^2 de la valeur attendue de 145,4 MeV/c^2 [21] pour la différence de masse $m(D^{*+}) - m(D^0)$. Une accumulation d'événements est visible dans la région de masse invariante 1864,5 MeV/c^2 , correspondant à la masse mesurée du méson D^0 . Une deuxième accumulation d'événements est visible aux alentours de 1600 MeV/c^2 , correspondant à la réflexion du méson D^0 dans son canal de désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+(\pi^0)$. L'étude de cette réflexion est détaillée dans la section VII.1.1. La figure VI.15 montre aussi la distribution en différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$ pour les événements sélectionnés. On

demande que la masse $m_{(K-\pi^+)}$ ne diffère pas de plus de $2,5 \sigma$ ($70 \text{ MeV}/c^2$) de la valeur attendue de $1864,5 \text{ MeV}/c^2$. Là aussi une accumulation d'événements est visible pour les valeurs de différences de masse de $145,4 \text{ MeV}/c^2$, correspondant au signal attendu. La distribution correspondant aux mauvaises corrélations de charge $\pi_*^\pm \ell^\pm$ (en hachuré) ne comporte pas d'accumulation significative d'événements. Ceci nous indique que le signal est bien corrélé à la présence du lepton de charge opposée au D^{*+} .

Efficacités de reconstruction dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Les efficacités de reconstruction et de sélection des événements sont estimées à partir d'un lot de 25000 événements simulés $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$, avec une désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ suivie de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, correspondant à environ 50 millions de désintégrations hadroniques du Z^0 . A cause des critères de sélection différents et des résolutions en masse différentes pour les événements enregistrés de 1991 à 1993 et ceux enregistrés en 1994, les efficacités ont été déterminées séparément avec des données simulées correspondant aux différentes configurations du détecteur. Le tableau VI.4 résume les différentes coupures appliquées et leur efficacité respective pour la simulation des données de 1994. Le résultat obtenu pour la simulation de 1993 est similaire et n'est pas présenté.

Coupe appliquée	Efficacité Individuelle (%)	Efficacité globale (%)
Sélection hadronique	95	95
Acceptance géométrique	62	59
Reconstruction du D^{*+}	66	39
Sélection et reconstruction du lepton	77	30
$P(\text{lepton}) > 3 \text{ GeV}/c$	80	24
$P_t(\text{lepton}) > 0,8 \text{ GeV}/c$	84	20
$\cos \theta^* > -0,9$	95	19
1 coup VD /trace	85	16
$X_E(D^*) > 0,15$	90	15
Vol du B $> 750 \mu\text{m}$	82	12
Masse	92	11

Tableau VI.4: Efficacités de sélection des événements complètement reconstruits $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

L'acceptance géométrique correspond à l'acceptance des détecteurs de reconstruction de traces dans la partie centrale dont la couverture angulaire en angle polaire est comprise entre 44° et 136° , ce qui correspond à 72 % de l'angle solide et à une efficacité de 62 %.

L'efficacité de reconstruction d'un D^{*+} telle qu'elle est présentée dans le tableau VI.4 comprend l'efficacité de reconstruction des traces utilisées, à savoir le π_* , le pion et le kaon du D^0 . Sont aussi prises en compte l'efficacité de sélection des deux traces du D^0 qui est de 88 % et la sélection du π_* au vertex primaire de 97 %.

L'efficacité d'identification des leptons présentée dans le tableau a été moyennée sur les électrons et les muons.

L'ensemble des incertitudes systématiques liées aux coupures appliquées pour sélectionner les événements $D^{*+}\ell^-X$ seront étudiées dans la section VII.4.

Les efficacités de reconstruction correspondant aux deux configurations du détecteur (1991-93 et 1994) sont résumées dans le tableau VI.5.

Données	efficacité
1991-93	$(10,4 \pm 0,3) \%$
1994	$(11,0 \pm 0,2) \%$
1991-94	$(10,7 \pm 0,2) \%$

Tableau VI.5: Efficacité de reconstruction et de sélection des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Les erreurs sont uniquement dues à la statistique des événements simulés utilisés.

Sélection dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

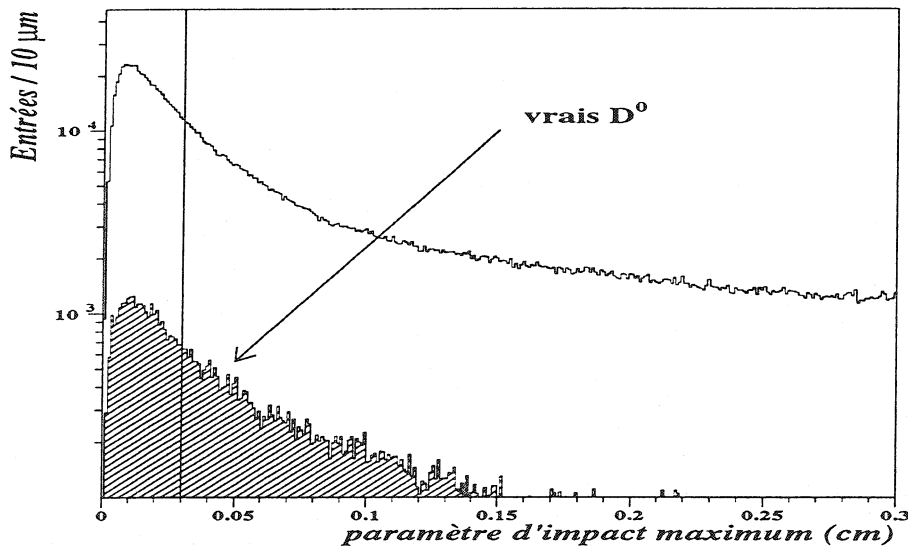


Figure VI.16: Distributions du paramètre d'impact maximum des quatre traces par rapport au vertex secondaire lorsque toutes les traces proviennent bien du D^0 (hachuré) et lorsque les traces proviennent d'un jet de hadrons.

La procédure est similaire pour ce canal à celle utilisée précédemment. La différence réside dans la sélection des traces qui permettent de reconstruire le D^0 . L'état final de la désintégration du D^0 comprend quatre particules dont les énergies sont en moyenne plus faible que dans le cas du canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Les traces sont sélectionnées avec les critères cinématiques suivants:

- une impulsion supérieure à 1 GeV/c pour le candidat kaon;

- une impulsion supérieure à 200 MeV/c pour les 3 candidats pions.

Un vertex est formé à partir de ces quatre traces sélectionnées. Afin de réduire l'important bruit de fond combinatoire dû à la plus grande multiplicité de particules, on demande que le paramètre d'impact des quatre traces par rapport au vertex reconstruit soit inférieur à $300 \mu m$, ce qui permet d'éliminer une partie des combinaisons où intervient une trace du vertex primaire. On demande aussi qu'au moins deux des quatre traces sélectionnées aient été reconstruites avec une information du détecteur de vertex.

La figure VI.16 montre la distribution du paramètre d'impact maximum des quatre traces par rapport au vertex secondaire, pour les combinaisons où chacune des traces provient bien du D^0 , et pour toutes les autres combinaisons. En moyenne le paramètre d'impact maximum pour les bonnes combinaisons de traces est de $110 \mu m$. La coupure fixée à $300 \mu m$ permet de rejeter 80 % du fond combinatoire tout en conservant 85 % du signal.

La reconstruction du D^{*+} et la recherche du vertex secondaire du méson B dans ce canal sont identiques au canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Le spectre en masse invariante $m_{K3\pi}$ des

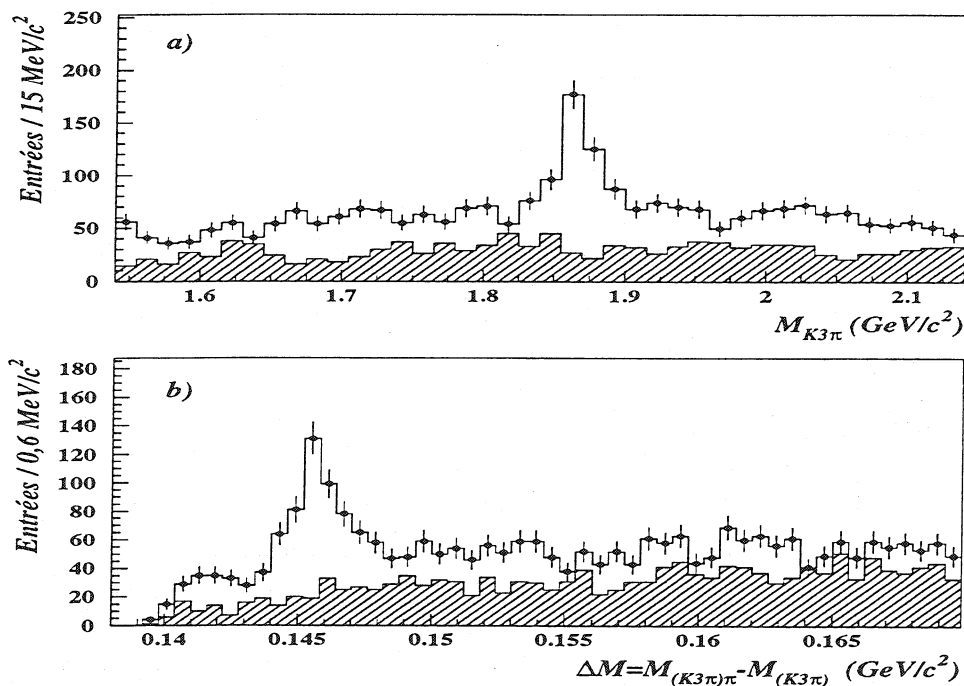


Figure VI.17: Distributions en masse invariante $M_{(K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)}$ (en haut) et différence de masse $m_{(K3\pi)\pi^+} - m_{(K3\pi)}$ pour les événements sélectionnés dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ dans les données enregistrées de 1991 à 1994. En hachuré sont présentés les événements sélectionnés avec une mauvaise corrélation de charge $\pi_*^\pm \ell^\pm$.

données 1991-94 présenté sur la figure VI.17a) a été obtenu en appliquant une coupure à $2,5 \sigma$ sur la distribution en différence de masse $m_{(K3\pi)\pi^+} - m_{(K3\pi)}$. Le spectre en différence de masse $m_{(K3\pi)\pi^+} - m_{(K3\pi)}$ correspondant est présenté sur la figure VI.17b). Il a été

obtenu en appliquant une coupure sur la masse invariante $m_{K3\pi}$ à 30 MeV/c² (2,5 σ). Une accumulation d'événements est visible pour les deux distributions dans la région où l'on attend le signal, lorsque les candidats $\pi^*\ell$ sont de charge opposée.

Par la suite les coupures en masse et différence de masse seront ajustées pour les deux lots de données (1991-93 et 1994) afin de tenir compte de la différence de résolution entre ces deux lots de données.

Efficacités de reconstruction pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

Coupure appliquée	Efficacité Individuelle (%)	Efficacité globale (%)
Sélection hadronique	95	95
Acceptance géométrique	62	59
Reconstruction du D^{*+}	40	23
Sélection du lepton	77	18
$P(\text{lepton}) > 3\text{GeV}$	80	14
$P_t(\text{lepton}) > 0,8\text{GeV}$	84	12
Paramètre d'impact/ D^0	85	10
1 coup VD /trace	90	9
$X_E(D^*) > 0,15$	90	8
Vol du B > 750 μm	82	7
Masse	85	6

Tableau VI.6: Efficacités de sélections des événements complètement reconstruits $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$, dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Les efficacités sont déterminées à partir d'un lot d'environ 40000 désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ simulées avec une désintégration $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Les efficacités de reconstruction sont résumées dans le tableau VI.7. Comme pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, les efficacités sont estimées pour les deux périodes 1991-93 et 1994 pour lesquelles le détecteur était dans une configuration différente. Le tableau VI.6 résume l'effet de chacune des coupures utilisée pour isoler le signal recherché.

La majeure différence par rapport au canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ réside dans l'efficacité de reconstruction d'un D^{*+} . La reconstruction du D^0 dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ nécessite la reconstruction d'un vertex à quatre traces. On est donc très sensible à l'efficacité et à la qualité de reconstruction des traces. L'effet des autres coupures est similaire au canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. L'évaluation des erreurs systématiques associées à l'application des coupures résumées dans le tableau VI.6 sera détaillée dans la section VII.4.

VI.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les critères de sélection des particules chargées et neutres dans les événements reconstruits. Nous avons ensuite défini les coupures qui permettent de sélectionner les désintégrations hadroniques du Z^0 . Avec ces coupures 3,1

Données	efficacité
1991-93	$(6,9 \pm 0,3) \%$
1994	$(5,8 \pm 0,1) \%$
1991-94	$(6,4 \pm 0,1) \%$

Tableau VI.7: Efficacité de reconstruction et de sélection des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Les erreurs sont uniquement dues à la statistique des événements simulés utilisés.

millions de désintégrations hadroniques ont ainsi été sélectionnées à partir des données enregistrées par DELPHI de 1991 à 1994. A partir de ce lot de données, nous avons cherché à sélectionner les désintégrations semileptoniques des mésons B en méson D^{*+} . Cette sélection des événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ peut se résumer en cinq étapes successives:

- la sélection des événements qui contiennent au minimum un lepton identifié dans un jet.
- la reconstruction d'un méson D^{*+} dans le même jet à partir des canaux de désintégration $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.
- la recherche du vertex de désintégration du méson B à partir des traces du lepton et du candidat D^0 reconstruit.
- la reconstruction d'un D^{*+} par l'association d'un pion de faible énergie au D^0 .
- la sélection finale des événements par l'application de coupures sur la masse invariante du D^0 ou sur la différence de masse entre le D^{*+} et le D^0 .

Les distributions en masse ou en différence de masse sont ensuite utilisées pour mettre en évidence le signal de la désintégration $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$.

La mesure de $|V_{cb}|$ et du rapport d'embranchement nécessite l'estimation des efficacités de reconstruction des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ qui composent la majorité des événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ reconstruits. L'efficacité de reconstruction estimée à partir des événements simulés est de $(10,7 \pm 0,2(\text{stat})) \%$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de $(6,4 \pm 0,1(\text{stat})) \%$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Compte tenu des rapports d'embranchement respectifs de ces deux canaux cités dans la table VI.3, le nombre d'événements observés dans chaque canal est quasiment identique.

Chapitre VII

Mesure du rapport

d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$

La mesure du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ est la première étape de la mesure de $|V_{cb}|$. En effet le rapport d'embranchement intervient dans la normalisation du spectre en moment transféré à partir duquel est extrait $|V_{cb}|$. Les points sensibles de cette mesure sont:

- La mesure du nombre d'événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ et la détermination des différentes sources de bruit de fond.
- Le contrôle des efficacités de reconstruction et de sélection.

Dans ce chapitre sont décrits: la détermination du nombre d'événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ par l'ajustement des distributions en masse et différence de masse, la détermination des différentes sources de bruit de fond et leur soustraction, le calcul du rapport d'embranchement à partir du nombre d'événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ et enfin l'estimation des erreurs systématiques liées à la détermination des efficacités et à l'estimation du bruit de fond.

VII.1 Détermination du nombre d'événements

Dans cette section est décrite la méthode d'ajustement du nombre d'événements $D^{*+} \ell^- X$ où le D^{*+} se désintègre en $D^0 \pi^+$, suivi de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ à partir des distributions en masse invariante $m_{K(3)\pi}$ et en différence de masse $m_{K(3)\pi\pi^+} - m_{K(3)\pi}$. Le choix de la paramétrisation du signal et du bruit de fond est discuté pour chaque distribution et le résultat des ajustements est présenté.

La détermination du nombre d'événements est en principe indépendante du choix de la distribution en masse ou en différence de masse. Néanmoins il est judicieux d'utiliser la distribution en différence de masse dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ à cause de la présence de la réflexion des désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ dans la distribution en masse invariante. La présence de cette réflexion complique la paramétrisation du fond. De plus le rapport signal sur bruit est meilleur dans la distribution en différence de masse à cause de la meilleure résolution (voir la section VII.1.2).

Pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ par contre il est judicieux d'utiliser la distribution en masse invariante. En effet ce canal souffre d'un bruit de fond d'un type particulier qui résulte, si le kaon n'est pas identifié, de l'échange du kaon et du pion de charges identiques. Dans les distributions en différence de masse ce bruit de fond se traduit par un pic très voisin du signal, ce qui augmente artificiellement le nombre de candidats D^{*+} ajustés. Par contre, dans les distributions en masse invariante ce bruit de fond a une forme beaucoup plus étalée, proche de celle du fond combinatoire.

A la fin de la section sera résumé le nombre de D^{*+} évalué et utilisé pour la mesure du rapport d'embranchement.

VII.1.1 A partir du spectre en masse invariante

Choix de la paramétrisation du signal

La forme du signal dans les distributions en masse invariante est le résultat de la convolution de la largeur naturelle de la résonance et de la résolution en masse invariante reconstruite. La largeur naturelle du méson D^0 est très faible à cause de sa durée de vie élevée de $0,415 \pm 0,004$ ps.

$$\Gamma(D^0) = \frac{\hbar}{\tau_{D^0}} \simeq 2.10^{-3} eV/c^2 \quad (\text{VII.1})$$

C'est donc la résolution sur la masse invariante qui va dominer la forme du signal.

La résolution de type Gaussienne de la masse invariante reconstruite conduit à la paramétrisation du signal suivante:

$$S(m_{K(3)\pi}) = \frac{N_{evt}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{m_{K(3)\pi}}} e^{-\frac{(m_{K(3)\pi} - m_{D^0})^2}{2\sigma_{m_{K(3)\pi}}^2}} \quad (\text{VII.2})$$

Les figures VII.1a) et b) montrent les distributions de la différence entre la masse invariante reconstruite et générée divisée par la masse générée dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, obtenues pour des événements simulés. Une estimation de la résolution sur la masse reconstruite est obtenue par l'ajustement de ces distributions par une fonction Gaussienne (voir tableau VII.1).

canal	distribution	précision relative	précision absolue
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$m_{K^- \pi^+}$	1,07 %	19 MeV/c ²
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$m_{K3\pi}$	0,64 %	12 MeV/c ²

Tableau VII.1: Précision de mesure de la masse invariante dans les deux canaux étudiés.

La résolution en masse invariante est meilleure pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ car la contrainte sur l'ajustement du vertex du D^0 avec quatre traces est plus grande que pour un vertex de D^0 à deux traces, ce qui améliore la précision des paramètres de la trace au vertex et donc la précision sur la reconstruction de la masse invariante. De plus les traces qui forment le vertex du D^0 en $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ont une plus faible impulsion, donc une meilleure résolution.

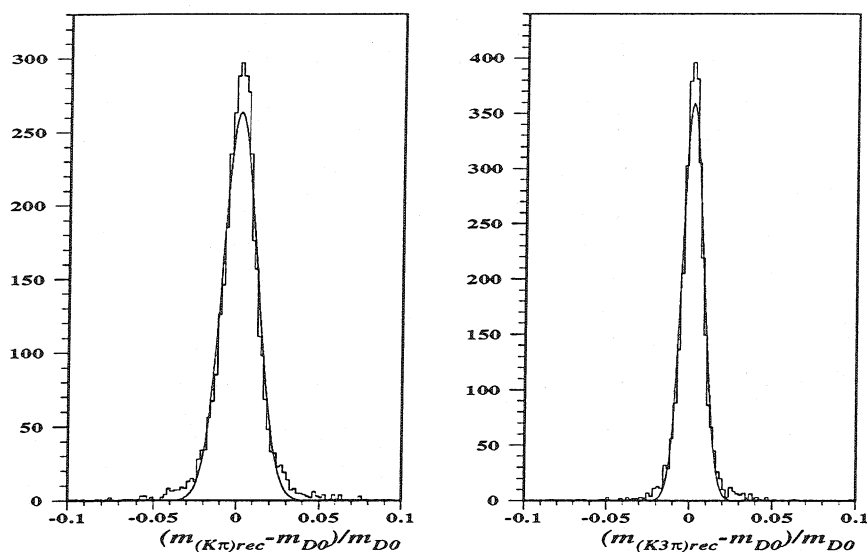


Figure VII.1: Distributions de la différence entre masse invariante reconstruite et générée divisée par la masse invariante générée, pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (à gauche) et le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (à droite). Les courbes superposées aux distributions sont le résultat d'un ajustement décrit dans le texte.

Le signal dans les deux canaux est paramétrisé par une distribution Gaussienne. Afin de tenir compte des variations de la résolution en fonction des années, la largeur et la valeur centrale de la Gaussienne seront des paramètres libres de l'ajustement.

Choix de la paramétrisation du bruit de fond combinatoire pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Les événements qui peuplent la distribution en masse invariante en dehors de la région du signal sont le fruit de mauvaises combinaisons de traces qui forment de faux D^0 ou D^{*+} couplés à un candidat lepton.

La forme du fond combinatoire dépend de l'espace de phase disponible et des critères de sélection cinématique appliqués pour isoler le signal. En plus du fond combinatoire peuvent s'ajouter des réflexions dues à des particules partiellement reconstruites, comme c'est le cas pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$.

Dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, la paramétrisation qui décrit le mieux le fond est une fonction exponentielle du type:

$$F(m_{K\pi}) = \alpha e^{-\beta(m_{K\pi} - m_{min})}$$

où α et β sont des paramètres libres et m_{min} est fixé à $1,5 \text{ GeV}/c^2$.

A cette forme exponentielle on ajoute une contribution supplémentaire pour décrire la réflexion provenant des désintégrations $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$. On utilise la somme de deux fonctions Gaussiennes dont la valeur centrale est commune, mais dont la largeur diffère:

$$F_{K\pi\pi^0}(m_{K\pi}) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m_{K\pi}-m_0)^2}{2\sigma^2}}$$

où

- $\sigma = 60 \text{ MeV}/c^2$ si $m_{k\pi} < m_0$
- $\sigma = 40 \text{ MeV}/c^2$ si $m_{k\pi} > m_0$
- $m_0 = 1,65 \text{ GeV}/c^2$
- N est déterminé par le nombre d'événements ajustés pour le signal. Le rapport entre les nombres d'événements $K^-\pi^+(\pi^0)$ et $K^-\pi^+$ observés est évalué à 0,5 d'après l'étude des événements simulés. Il apparaît que seules les désintégration faisant intervenir les états intermédiaires ρ^+ ou K^{*-} donnent une accumulation significative d'événements autour de m_0 . Leur spin étant égal à 1, la désintégration du D^0 ne peut se faire qu'en onde P , ce qui implique une distribution angulaire non isotrope des particules émises et le peuplement de l'espace de phase dans la région $m_0 \sim 1,65 \text{ GeV}/c^2$. La fraction d'événements $K^-\pi^+(\pi^0)$ dépend des rapports[21]:

$$\Gamma(K^-\pi^+\pi^0)/\Gamma(K^-\pi^+) = 3,07 \pm 0,29 \quad (\text{VII.3})$$

$$\Gamma(K^-\rho^+)/\Gamma(K^-\pi^+\pi^0) = 0,76 \pm 0,05 \quad (\text{VII.4})$$

$$\Gamma(K^{*-}\pi^+)/\Gamma(K^-\pi^+\pi^0) = 0,28 \pm 0,04 \quad (\text{VII.5})$$

et de la différence d'efficacité de reconstruction entre les canaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+(\pi^0)$.

L'erreur sur ces rapports d'embranchement devrait être prise en compte dans les erreurs systématiques sur la détermination du nombre d'événements si le nombre d'événements était déterminé à partir de la distribution en masse invariante.

Choix de la paramétrisation du bruit de fond combinatoire pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$

Dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, la paramétrisation choisie pour le fond est un polynôme du second degré:

$$F(m_{K3\pi}) = \alpha(1 + \beta(m_{K3\pi} - m_{min}) + \gamma(m_{K3\pi} - m_{min})^2)$$

où α , β et γ sont des paramètres libres et m_{min} est fixé à $1,5 \text{ GeV}/c^2$.

Résultats de l'ajustement

L'ajustement des distributions en masse invariante est effectué grâce à un maximum de vraisemblance. Le choix de cette méthode se justifie par la faible statistique en dehors de la région de masse du signal.

Le résultat des ajustements des distributions en masse invariante est présenté dans les tableaux VII.2 et VII.3 et sur les figures VII.2 et VII.3.

Les valeurs ajustées de la masse du D^0 sont compatibles avec la valeur mesurée de $1864,5 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$ [21].

La résolution sur la masse invariante reconstruite est légèrement différente d'une année de prise de donnée à l'autre, en particulier pour l'année 1993. La résolution moyenne pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est 50% plus élevée dans les données que dans la simulation. Les coupures sur la masse invariante à $2,5 \sigma$ utilisées pour isoler le signal des distributions en différence de masse doivent donc être ajustées dans la simulation pour avoir une efficacité identique. De même les coupures sont ajustées pour les deux lots 1991-93 et 1994 pour lesquels la résolution moyenne est différente. Cet effet sera pris en compte dans l'évaluation des erreurs systématiques sur la détermination du nombre d'événements en faisant varier les coupures en masses dans l'intervalle défini par l'erreur sur la résolution observée dans les données.

Pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ la résolution observée dans les données est compatible avec la résolution mesurée dans la simulation. Il n'est donc pas nécessaire d'ajuster les coupures.

Le nombre d'événements ajustés année par année est proportionnel au nombre de désintégrations hadroniques enregistrées (voir tableau VI.1).

Année	Masse	Largeur	$N_{D \cdot \ell X}$
1991	$1,861 \pm 0,006 \text{ GeV}/c^2$	$19,8 \pm 4,6 \text{ MeV}/c^2$	$14,8 \pm 4,4$
1992	$1,865 \pm 0,007 \text{ GeV}/c^2$	$31,8 \pm 10,2 \text{ MeV}/c^2$	$45,3 \pm 10,7$
1993	$1,865 \pm 0,006 \text{ GeV}/c^2$	$34,9 \pm 5,9 \text{ MeV}/c^2$	$49,4 \pm 9,0$
1991-93	$1,864 \pm 0,004 \text{ GeV}/c^2$	$31,4 \pm 4,6 \text{ MeV}/c^2$	$108,2 \pm 14,1$
1994	$1,867 \pm 0,003 \text{ GeV}/c^2$	$27,4 \pm 3,1 \text{ MeV}/c^2$	$117,5 \pm 13,4$
1991-94	$1,866 \pm 0,003 \text{ GeV}/c^2$	$29,1 \pm 2,6 \text{ MeV}/c^2$	$224,3 \pm 19,3$

Tableau VII.2: Résultats de l'ajustement des distributions en masse invariante année par année pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Année	Masse	Largeur	$N_{D \cdot \ell X}$
1991	$1,867 \pm 0,009 \text{ GeV}/c^2$	$19,2 \pm 7,5 \text{ MeV}/c^2$	$23,3 \pm 9,4$
1992	$1,865 \pm 0,002 \text{ GeV}/c^2$	$7,2 \pm 1,4 \text{ MeV}/c^2$	$45,1 \pm 10,4$
1993	$1,867 \pm 0,003 \text{ GeV}/c^2$	$11,2 \pm 2,5 \text{ MeV}/c^2$	$62,9 \pm 13,1$
1991-93	$1,866 \pm 0,002 \text{ GeV}/c^2$	$10,9 \pm 2,1 \text{ MeV}/c^2$	$131,4 \pm 20,6$
1994	$1,864 \pm 0,003 \text{ GeV}/c^2$	$14,6 \pm 2,7 \text{ MeV}/c^2$	$88,0 \pm 15,6$
1991-94	$1,866 \pm 0,001 \text{ GeV}/c^2$	$12,4 \pm 1,8 \text{ MeV}/c^2$	$219,3 \pm 26,7$

Tableau VII.3: Résultats de l'ajustement du nombre d'événements sur les distributions en masse invariante année par année pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

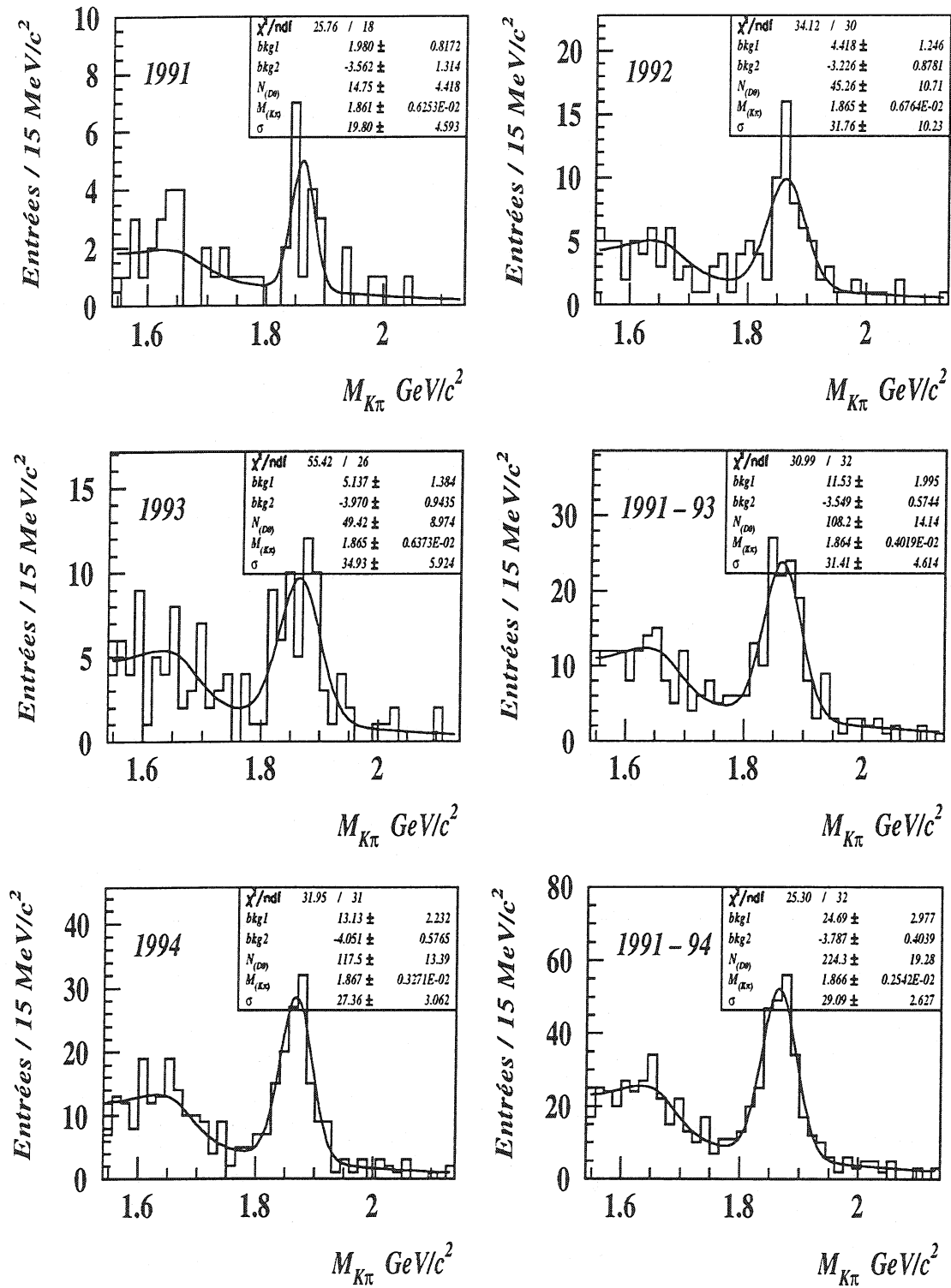
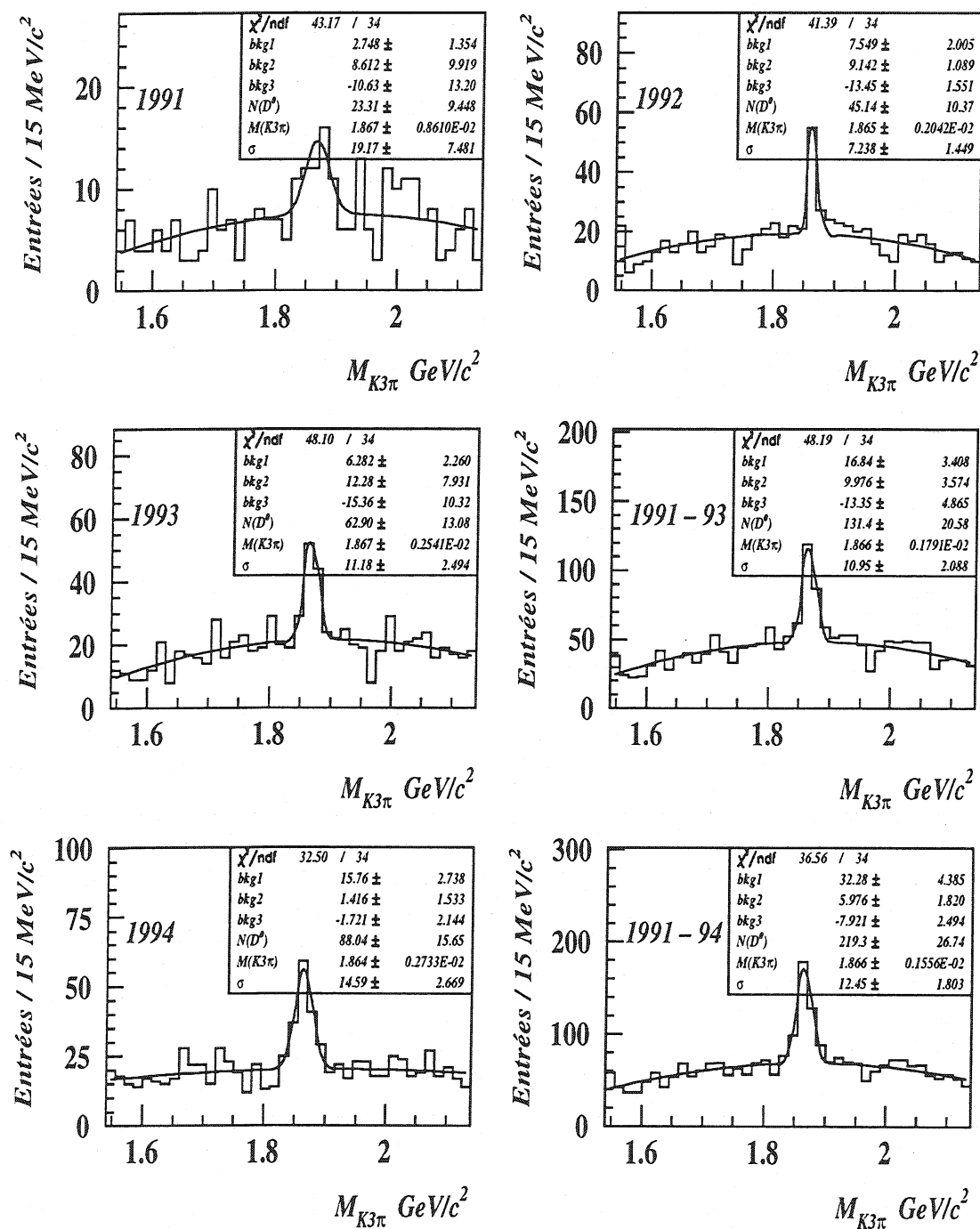


Figure VII.2: Résultats de l'ajustement sur les distributions en masse invariante pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.


 Figure VII.3: Résultats de l'ajustement sur les distributions en masse invariante pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

VII.1.2 A partir du spectre en différence de masse

Paramétrisation du signal

La largeur naturelle du méson D^{*+} n'est pas mesurée. Cet état se désintègre par interaction forte et sa durée de vie est donc très courte. La limite à 90 % de niveau de confiance de la largeur de ce méson donnée par le PDG est:

$$\Gamma(D^{*+}) < 131 \text{ KeV}/c^2 \quad (\text{VII.6})$$

De la même manière que pour le spectre en masse invariante, c'est la résolution qui dicte la forme du signal. On utilise une fonction Gaussienne de largeur et valeur centrale libre:

$$S(\Delta m_{K(3)\pi}) = \frac{N_{evt}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta m_{K(3)\pi}}} e^{-\frac{[\Delta m_{K(3)\pi} - (m_{D^*} - m_{D^0})]}{2\sigma_{K(3)\pi}}} \quad (\text{VII.7})$$

canal	distribution	précision relative	précision absolue
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$m_{(K^- \pi^+) \pi^+} - m_{(K^- \pi^+)}$	0,42 %	0,6 MeV/c ²
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$m_{(K^3\pi) \pi^+} - m_{(K^3\pi)}$	0,44 %	0,6 MeV/c ²

Tableau VII.4: précision de mesure sur la différence de masse reconstruite dans les deux canaux étudiés.

La précision sur la différence de masse $m_{(K^- \pi^+) \pi^+} - m_{(K^- \pi^+)}$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est deux fois meilleure que celle obtenue sur la masse invariante (voir tableaux VII.1 et VII.4). En effet la résolution sur la différence de masse dépend principalement de la résolution sur les paramètres du π_* et dans une moindre mesure de la résolution sur la masse invariante du D^0 qui intervient dans les deux termes de la différence. Ceci a pour conséquence d'augmenter le rapport signal sur bruit dans la distribution en différence de masse et donc d'améliorer la précision statistique de l'ajustement. Cet effet est moins marqué dans le cas du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ où la résolution sur la masse invariante est déjà bonne.

Paramétrisation du fond combinatoire

Le seuil cinématique de la différence de masse est donné par la masse du pion. La distribution utilisée pour décrire le fond est un polynôme du type

$$F(\Delta m) = \alpha(\Delta m - m_\pi)^\beta$$

où α et β sont laissés libres de varier.

Résultats de l'ajustement

L'ajustement des distributions en masse invariante est effectué grâce à un maximum de vraisemblance. Le résultat de l'ajustement des distributions en différence de masse

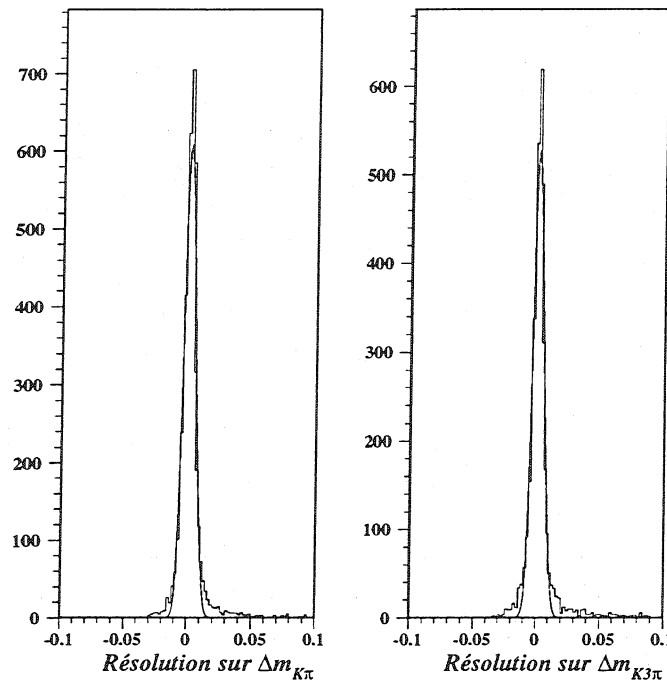


Figure VII.4: Distributions de la différence de masse reconstruite divisée par la différence de masse générée dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (à gauche) et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (à droite).

Année	Masse	Largeur	$N_{D^0 \ell X}$
1991	$145,0 \pm 0,3 \text{ GeV}/c^2$	$1,1 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2$	$15,9 \pm 4,6$
1992	$145,4 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,8 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$49,4 \pm 8,5$
1993	$145,8 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2$	$0,8 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$45,6 \pm 8,4$
1991-93	$145,5 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,9 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$111,6 \pm 13,4$
1994	$145,6 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,8 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$114,7 \pm 12,7$
1991-94	$145,5 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,8 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$225,9 \pm 18,4$

Tableau VII.5: Résultats de l'ajustement des distributions en différence de masse année par année pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

est présenté dans les tableaux VII.5 (VII.6) et sur les figures VII.5 (VII.6) pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) respectivement.

Les valeurs ajustées de la différence de masse pour chaque lot d'événements sont compatibles avec la valeur mesurée de $145,42 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$ [21].

On constate que la résolution observée dans les données est 30 % plus élevée que dans la simulation. Cet effet est observé dans les deux canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. On tient compte de cet effet sur les coupures en différence de masse de la même manière que pour les coupures en masse en ajustant les coupures dans la simulation pour avoir une efficacité identique entre les données et la simulation.

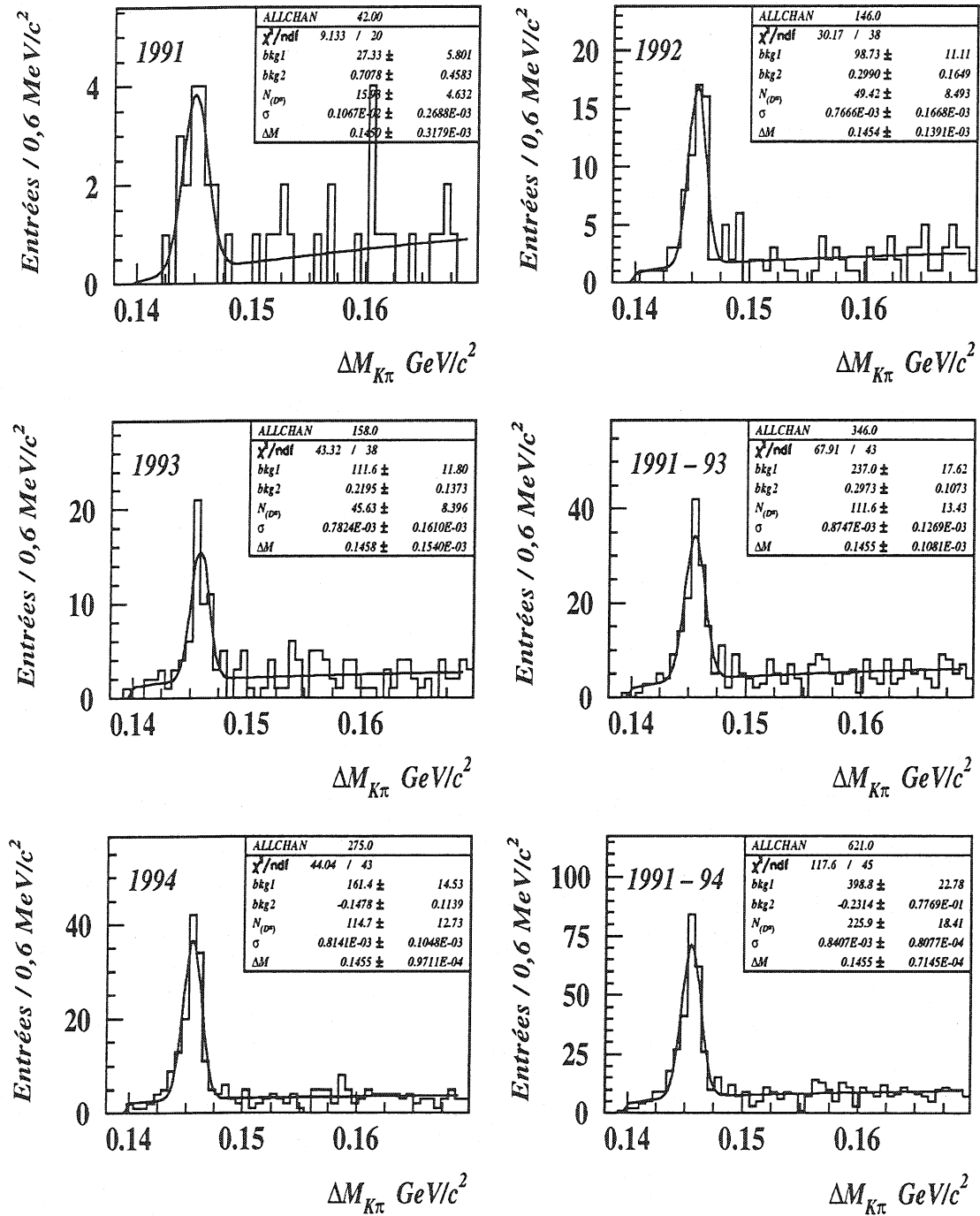
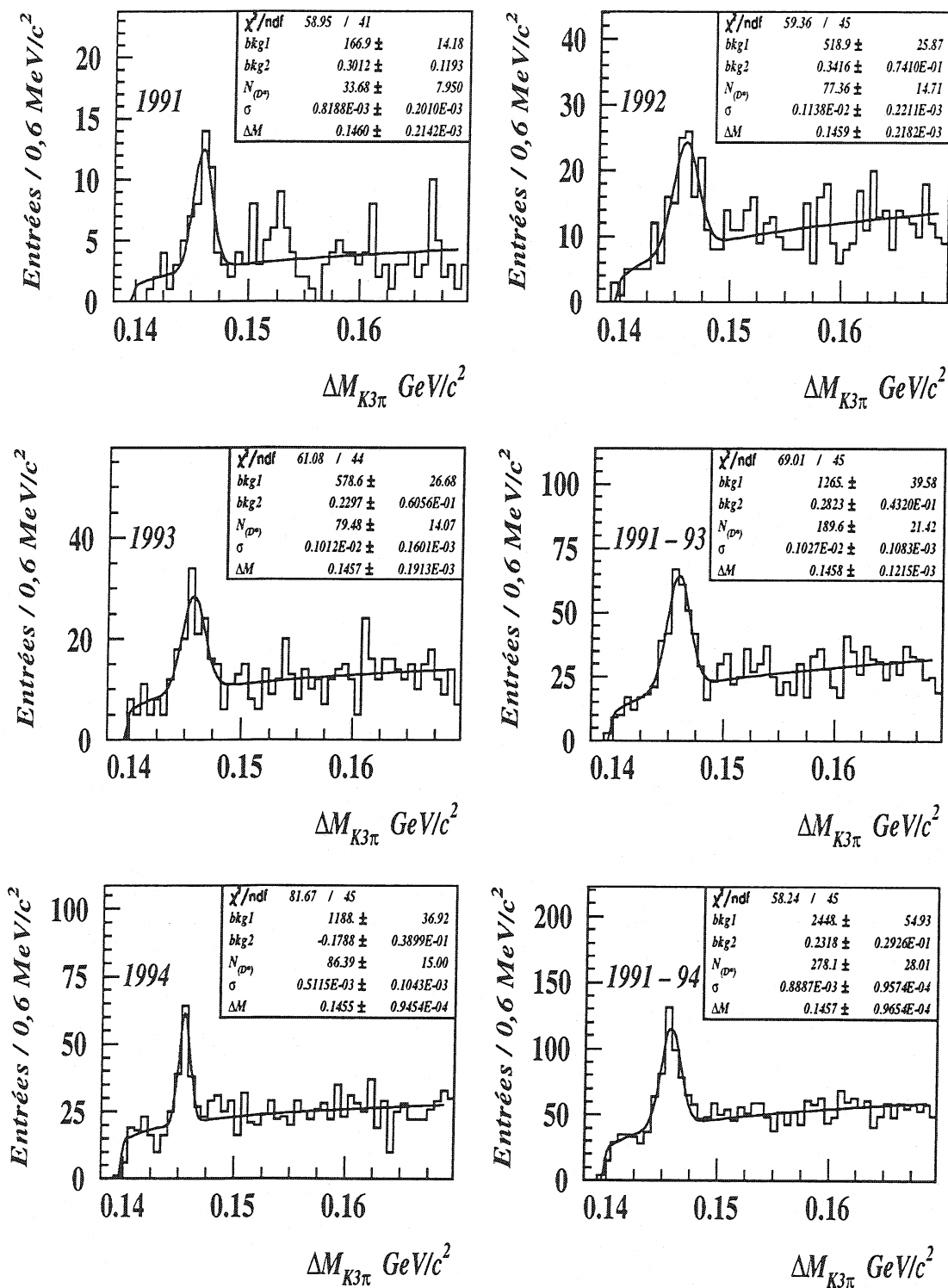


Figure VII.5: Résultats de l'ajustement sur les distributions en différence de masse pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.


 Figure VII.6: Résultats de l'ajustement sur les distributions en différence de masse pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Année	Masse	Largeur	$N_{D^0 \ell X}$
1991	$146,0 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2$	$0,8 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$33,7 \pm 7,9$
1992	$145,9 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2$	$1,1 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$77,4 \pm 14,7$
1993	$145,7 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2$	$1,0 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$79,5 \pm 14,1$
1991-93	$145,8 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$1,0 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$189,6 \pm 21,4$
1994	$145,5 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,5 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$86,4 \pm 15,0$
1991-94	$145,7 \pm 0,1 \text{ GeV}/c^2$	$0,9 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$278,1 \pm 28,0$

Tableau VII.6: Résultats de l'ajustement des distributions en différence de masse année par année pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, le nombre d'événements observés est tout à fait compatible avec le nombre d'événements observés à partir des distributions en masse. Ce n'est pas le cas pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ où le nombre d'événements observés à partir de la différence de masse est plus élevé que pour la distribution en masse invariante. Cet écart s'explique par la présence du bruit de fond de type combinatoire résultant de l'échange du kaon et du pion de charge identique du D^0 , dont la distribution en différence de masse forme un pic voisin du signal. L'étude de ce bruit de fond est réalisée dans la section VII.2.

VII.1.3 Résumé

Le tableau VII.7 résume pour chaque canal la distribution qui est utilisée pour l'ajustement et le résultat obtenu pour les deux échantillons de 1991 à 1993 et de 1994.

Canal	distribution	Année	$N_{D^0 \ell X}$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$m_{(K^- \pi^+) \pi^+} - m_{(K^- \pi^+)}$	1991-93	$111,6 \pm 13,4$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$m_{(K^- \pi^+) \pi^+} - m_{(K^- \pi^+)}$	1994	$114,7 \pm 12,7$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$m_{K3\pi}$	1991-93	$131,4 \pm 19,3$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$m_{K3\pi}$	1994	$88,0 \pm 15,7$

Tableau VII.7: Nombre d'événements $D^{*+} \ell^- X$ ajustés pour les différents échantillons considérés.

Pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, le nombre d'événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ est déterminé à partir de la distribution en différence de masse en raison de la présence de la réflexion $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ présente dans la distribution en masse invariante. Par ailleurs le rapport signal sur bruit est meilleur à cause de la meilleure résolution obtenue sur la différence de masse.

Pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ le nombre d'événements est obtenu à partir de la distribution en masse invariante en raison de la présence du bruit de fond d'échange $K - \pi$ qui biaise la détermination du nombre d'événements dans la distribution en différence de masse.

Le nombre d'événements observés pour les différents lots de données est compatible avec le nombre d'événements attendus, compte tenu des efficacités de reconstruction

différentes pour chaque lot.

Le nombre d'événements observés dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est quasiment identique au nombre d'événements observés dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, mais en raison du fond beaucoup plus important dans ce dernier canal, l'erreur statistique mesurée est plus importante. Elle est de 8% pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de 11 % pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

VII.2 Les bruits de fond

VII.2.1 Les bruits de fond de type combinatoire

Le fond combinatoire est explicitement pris en compte dans l'ajustement du nombre d'événements. Néanmoins dans le cas du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, l'inversion du kaon et du pion de même charge peut donner une accumulation d'événements dans la région du signal, surtout si l'on considère les distributions en différence de masse et que l'on ne demande pas l'identification du kaon. La figure VII.7 montre la distribution en masse et en différence de masse de ces événements ou l'on a échangé la masse du pion et du kaon.

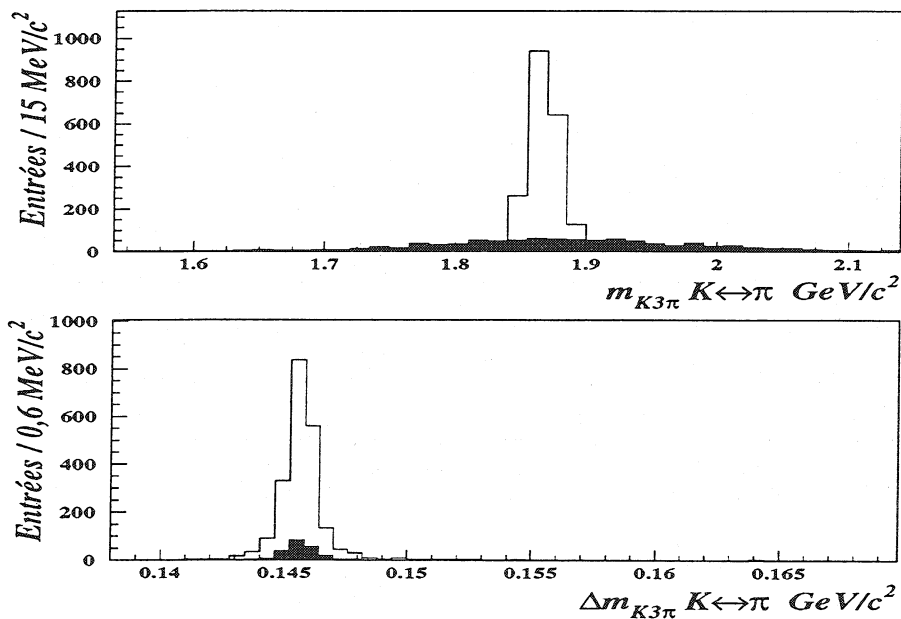


Figure VII.7: spectre en masse pour les événements où les masses du pion et du kaon de même charge ont été inversées dans la simulation (en noir). L'histogramme présente le spectre du vrai signal.

La distribution en masse des événements pour lesquels l'échange $K-\pi$ a lieu est très étalée comparativement à la distribution en masse du signal. Ce bruit de fond est donc en grande partie pris en compte par la paramétrisation polynômiale du fond combinatoire. Ceci n'est pas le cas lorsque l'on considère la distribution en différence de masse des

mêmes combinaisons. En effet cette distribution est très similaire à celle du signal. C'est pour cette raison que le nombre d'événements dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ est estimé à partir de la distribution en masse invariante $m_{K3\pi}$. La contribution résiduelle de ce bruit de fond au signal ajusté est estimée à partir des événements simulés en ajustant le spectre en masse invariante auquel on a soustrait la contribution due à l'inversion $K - \pi$. La différence par rapport au spectre total est de $(4,0 \pm 1,8) \%$. Cet excès sera par la suite soustrait au nombre d'événements $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ ajustés.

VII.2.2 Les bruits de fond physiques

L'ajustement des distributions en masse invariante ou en différence de masse permet d'extraire le nombre d'événements contenant un vrai D^{*+} couplé à un candidat lepton. Un certain nombre de processus physiques autres que la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ peuvent produire un méson D^{*+} associé à un lepton de charge opposée au même vertex. Ces processus sont:

$$\begin{aligned} \bar{B}_d^0 &\rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau D^{*+} X & \text{(VII.8)} \\ &\hookrightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{B}_d^0 &\rightarrow D_s^{(*)-} D^{*+} & \text{(VII.9)} \\ &\hookrightarrow \ell^- X \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{B} &\rightarrow \bar{D} K D^{*+} & \text{(VII.10)} \\ &\hookrightarrow \ell^- X \end{aligned}$$

$$b\bar{b}/c\bar{c} \rightarrow D^{*+} + \text{faux lepton} \quad \text{(VII.11)}$$

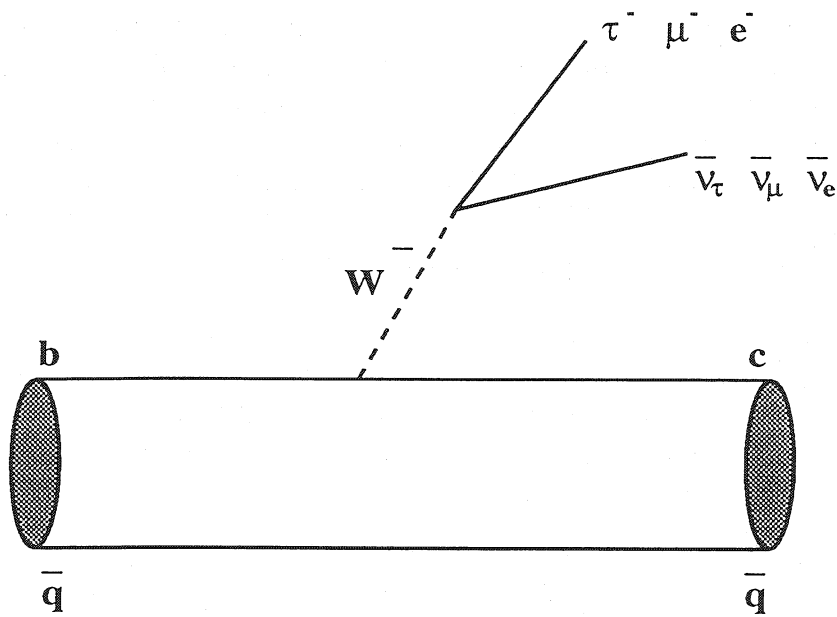
$$\begin{aligned} \bar{B}_s^0 &\rightarrow D_{1s}^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell & \text{(VII.12)} \\ &\hookrightarrow D^{*+} K^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B &\rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell & \text{(VII.13)} \\ &\hookrightarrow D^{*+} \pi \end{aligned}$$

Nous avons négligé une éventuelle contamination de la part des baryons beaux car aucune contribution significative de leur part n'est attendue.

Le processus $B^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$

Le diagramme qui donne lieu à ce processus ne diffère de celui du processus $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ (ou ℓ^- représente un électron ou un muon) que par la désintégration du boson W (voir figure VII.8).


 Figure VII.8: Désintégration semileptonique des mésons B en D^{*+} .

Le rapport d'embranchement ne diffère de celui du signal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ que par l'espace de phase disponible pour la désintégration, en raison de la grande différence de masse entre le τ ($m_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$) et le muon ($m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$). En première approximation on peut considérer que la masse du muon, comme celle de l'électron, sont négligeables par rapport à la masse du τ . La réduction de l'espace de phase a été calculée dans la section III.2.6 et vaut:

$$\frac{Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)} = 0,23 \pm 0,07 \quad (\text{VII.14})$$

Expérimentalement ALEPH[112] mesure:

$$Br(b \rightarrow X \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (2,75 \pm 0,30 \pm 0,37)\% \quad (\text{VII.15})$$

ce qui, comparé au rapport d'embranchement semileptonique $Br(b \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}) = (11,13 \pm 0,29)\%$ [21], donne une valeur expérimentale de $0,25 \pm 0,04$ proche de notre estimation. En appliquant la règle de comptage de spins qui prédit que 75 % des désintégrations (VII.15) contiennent un D^{*+} , on évalue le rapport d'embranchement:

$$Br(b \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (2,06 \pm 0,23 \pm 0,28)\%. \quad (\text{VII.16})$$

Le rapport d'embranchement utilisé pour la simulation des événements est de 1,8 %, ce qui est tout à fait compatible avec notre estimation. On a négligé les états excités D^{**} . Ce bruit de fond est reproduit par la simulation ou il constitue 1,9% du total des

événements $D^{*+}\ell^-X$. Cette contamination est faible car seuls 17% des τ se désintègrent en muon ou en électron. De plus l'impulsion transverse d'un lepton issu d'un τ est plus faible que celle d'un lepton issu directement d'un \bar{B}_d^0 . On assigne à ce taux l'erreur de mesure de (VII.15) et l'erreur statistique de la simulation additionnées quadratiquement. La contamination totale de l'échantillon est donc de $(1,9 \pm 0,6)\%$

Les processus $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\bar{D}_s^{(*)}$

Le rapport d'embranchement du processus $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\bar{D}_s^{(*)}$ a été mesuré (voir table VII.8). Bien que faisant intervenir $|V_{cs}| \simeq 1$ cette voie de désintégration est défavorisée d'un facteur $\sim 0,4$ à cause de l'espace de phase, vis à vis des transitions $b \rightarrow c\bar{u}d$. 0 Le

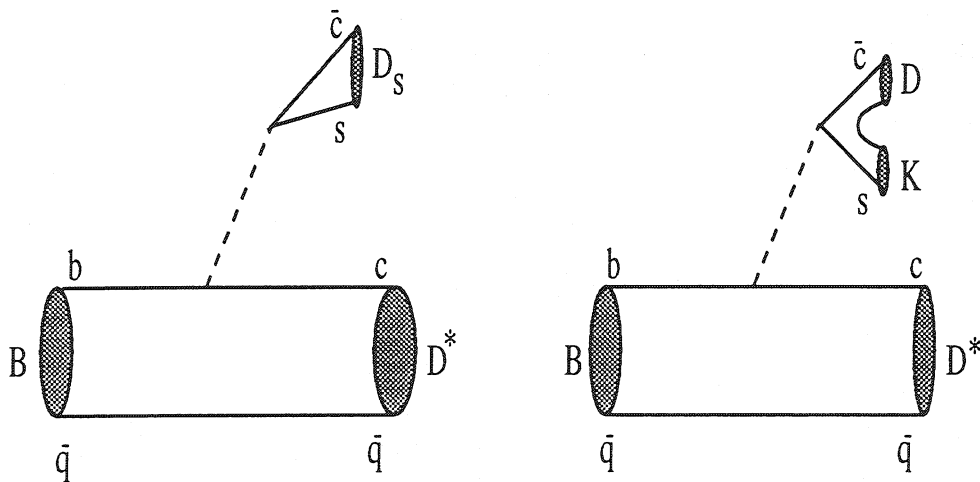


Figure VII.9: Désintégrations contenant deux mésons charmés.

rapport d'embranchement du méson D_s^+ dans sa désintégration semileptonique n'a pas été mesuré pour l'instant. Le PDG donne cependant une limite supérieure de 20 % à 95 % de niveau de confiance. En faisant l'hypothèse de la symétrie de saveur $SU(3)_F$, on peut écrire

$$\Gamma(D_s^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X) = \Gamma(D^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X) \quad (\text{VII.17})$$

On en déduit

$$Br(D_s^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X) = (7,6 \pm 0,9)\% \quad (\text{VII.18})$$

puis

$$Br(B \rightarrow D^{*+}D_s^{(*)-}) \times Br(D_s^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X) = (0,24 \pm 0,10)\% \quad (\text{VII.19})$$

Les rapports d'embranchement utilisés dans la simulation sont reportés dans la table VII.8. La simulation surestime la contribution de ces événements.

Les processus $B^0 \rightarrow D^{*+}\bar{D}K$

Ces processus sont très mal connus. Les diagrammes conduisant à ces processus font intervenir une paire $q\bar{q}$ dans la désintégration du W . Ils ont longtemps été sous-estimés à cause de la réduction de l'espace de phase dont ils sont l'objet. De récents calculs [113] montrent que ces processus devraient représenter $\sim 20\%$ des désintégrations des B, ce qui est confirmé par les mesures de CLEO[114] et ALEPH[115] qui annoncent un résultat de

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow DX)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}X)} = (10,7 \pm 2,9 \pm 1,8)\% \quad (\text{VII.20})$$

$$Br(B^\pm, B^0 \rightarrow D^0 \bar{D}^0 X, D^0 D^\pm X) = (12,8 \pm 2,7 \pm 2,6)\% \quad (\text{VII.21})$$

Une mesure effectuée par DELPHI[116] montre également un signal de paires de mésons D^\pm dans les désintégrations des mésons B. Le rapport d'embranchement mesuré est de

$$Br(\bar{B} \rightarrow D^{*+} D^{*-} X) = (1,0 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,3(\text{syst}))\% \quad (\text{VII.22})$$

Les canaux qui peuvent simuler la désintégration $D^{*+} \ell^-$ sont:

$$B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$$

$$B \rightarrow D^{*+} D^- X$$

$$B \rightarrow D^{*+} \bar{D}^{*0} X$$

$$B \rightarrow D^{*+} \bar{D}^0 X$$

En supposant la règle de comptage des spins on s'attend à avoir 3 fois plus de mésons D^* que de mésons D. On en déduit à partir de (VII.22):

$$Br(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \bar{D} X) = (2,7 \pm 0,5(\text{stat}) \pm 0,8(\text{syst}))\% \quad (\text{VII.23})$$

Le nom générique \bar{D} dans cette équation sous entend l'ensemble des mésons charmés qui donnent soit un D^0 soit un D^+ . Suivant la mesure d'OPAL[117] le rapport D^0/D^+ dans les désintégrations semileptoniques des B est égal à $3,3 \pm 0,5$ ce qui permet de déduire un rapport d'embranchement moyen

$$Br(D \rightarrow \ell^- X) = (9,6 \pm 1,0)\% \quad (\text{VII.24})$$

En multipliant ce rapport d'embranchement et celui de l'équation (VII.23), on trouve une contribution moyenne des événements B doublement charmés pour lesquels le deuxième méson charmé donne un lepton de $(0,26 \pm 0,09)\%$.

Si l'on combine cette contribution avec la précédente contribution des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \bar{D}_s^{(*)}$ on trouve un rapport d'embranchement:

$$Br(B \rightarrow D^* X_c X) \times Br(X_c \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (0,50 \pm 0,19)\% \quad (\text{VII.25})$$

pour les données et de $0,45\%$ pour la simulation. L'excès d'événements $D^* \bar{D}_s^{(*)}$ dans la simulation permet de tenir compte des événements $D^* \bar{D}$ qui ne sont pas simulés.

La table VII.9 résume pour chacun des processus que nous venons de voir la fraction du total $D^{*+} \ell^- X$ qu'ils représentent. L'erreur sur ces proportions tient compte des erreurs sur les rapports d'embranchement mesurés et des erreurs statistiques de la simulation.

canal	Mesure	Référence	Simulation
$B^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$	$(2,06 \pm 0,23 \pm 0,28) \%$	cf texte	1,8 %
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17,35 \pm 0,10) \%$	[21]	17,7 %
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$(17,83 \pm 0,08) \%$	[21]	17,7 %
$B^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{(*)-}$	$(3,2 \pm 1,3) \%$	[21]	5,1 %
$D_s^- \rightarrow \ell^- X$	$(7,6 \pm 0,9) \%$	cf. texte	8,8 %
$B^0 \rightarrow D^{*+} D X$	$(2,7 \pm 0,9) \%$	[116]	-
$D \rightarrow \ell^- X$	$(9,6 \pm 1,0) \%$	cf. texte	9,8 %

Tableau VII.8: Rapports d'embranchements mesurés comparés aux rapports utilisés dans la simulation.

canal	Contamination
$B^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$	$(1,9 \pm 0,6) \%$
$B^0 \rightarrow D^{*+} X_c$	$(3,2 \pm 1,4) \%$

Tableau VII.9: Contamination de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$, pour les processus physiques estimés à partir des événements simulés.

Ces bruits de fond représentent au total 5,1 % de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$ sélectionné.

Les événements D^{*+} couplés à un faux lepton

Le bruit de fond provenant des événements contenant un D^{*+} correctement reconstruit associé à un faux lepton dépend à la fois du taux de D^{*+} produits dans les désintégrations hadroniques et de la probabilité d'identifier un hadron pour un lepton. Ces D^{*+} peuvent provenir à la fois d'événements charmés ou beaux. Toutefois la coupure en impulsion transverse du lepton supprime principalement les événements charmés.

Ce bruit de fond peut être estimé directement à partir des données réelles, en considérant l'échantillon d'événements de mauvaise corrélation de charge $\pi_*^\pm \ell^\pm$. Si un signal est présent dans la distribution en masse invariante (ou différence de masse) il ne peut provenir que de l'association d'un méson D^{*+} correctement reconstruit, avec un mauvais lepton. Ces faux leptons sont principalement des pions de fragmentation issus du vertex primaire. L'étude des données simulées indique que le nombre d'événements du type faux lepton est compatible dans les distributions de bonne et mauvaise corrélation de charge.

On détermine le nombre d'événements contenant un faux lepton en procédant à un ajustement des distributions de mauvaise corrélation de charge, en fixant la largeur et la valeur centrale de la Gaussienne qui décrit le signal aux valeurs obtenues lors de l'ajustement de la distribution des événements de bonne corrélation de charge (voir tableaux VII.5 et VII.3). Les résultats de ces ajustements sont présentés sur les figures VII.10 et VII.11. On remarque que dans le cas du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ la distribution de masse invariante des mauvaises corrélations de charge ne présente pas d'accumulation significative dans la région du signal. Il en est de même lorsque l'on regarde la différence de masse pour ce même canal. L'étude des événements simulés montre que ces événements

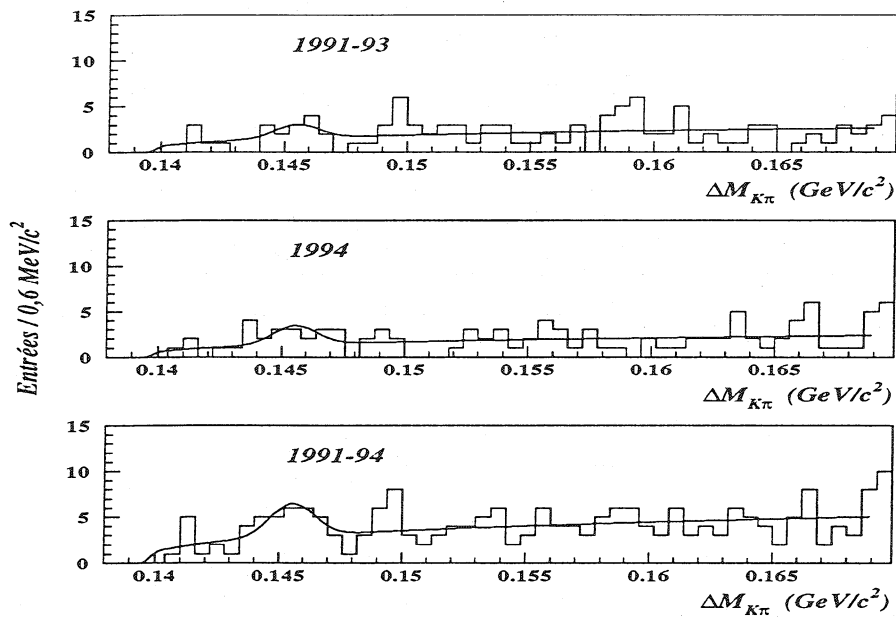


Figure VII.10: Ajustement des distributions en différence de masse pour les données 1991 à 1994 pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ lorsque la corrélation de charge du lepton est mauvaise.

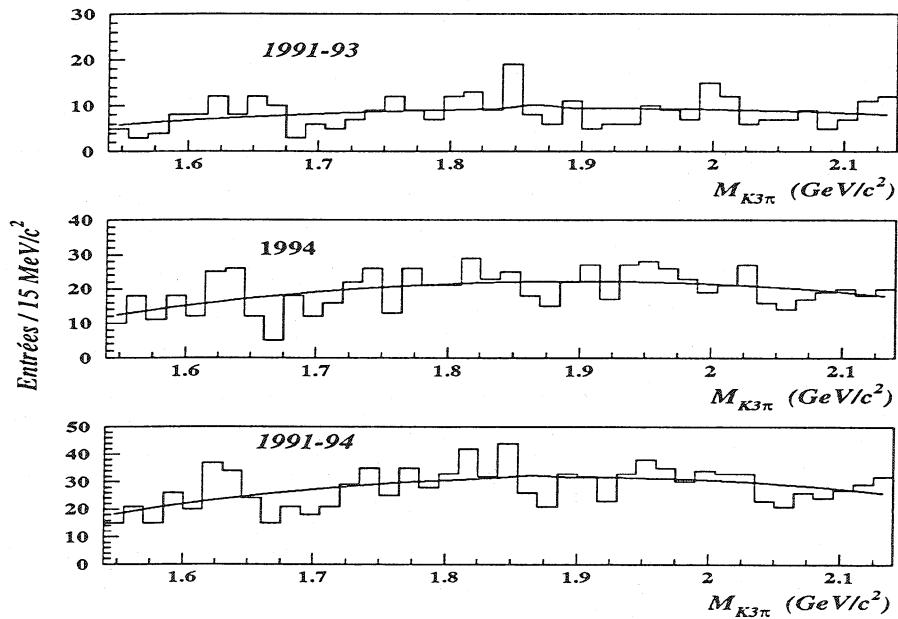


Figure VII.11: Ajustement des distributions en masse invariante pour les données 1991 à 1994 pour le canal $dk3\pi$. Les paramètres de la Gaussienne décrivant le signal sont fixés par les distributions de bonne charge $\pi_*^\pm \ell^\mp$.

sont pris en compte par la paramétrisation du fond combinatoire. Cet effet est valable pour les deux échantillons (bonne et mauvaise corrélation de charge). La soustraction de cette contribution dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ n'est donc pas nécessaire.

Le tableau VII.10 résume le nombre d'événements de type faux leptons ajustés dans les distributions de mauvaises corrélations de charge.

canal	année	$N(D^{*+} \ell^+)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1991-93	6 ± 4
	1994	6 ± 4
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	1991-93	0 ± 9
	1994	0 ± 2

Tableau VII.10: Résultats de l'ajustement des distributions de mauvaise corrélation de charge.

Contamination par les événements contenant un méson charmé excité

La production d'états charmés orbitalement excités dans les désintégrations semileptoniques des mésons B est la source de bruit de fond la plus importante de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$. Ces mésons orbitalement excités peuvent avoir trois origines différentes:



Ce processus est illustré sur la figure VII.12a)



Ce processus est illustré sur la figure VII.12b)



Ce processus est illustré sur la figure VII.12c)

Définissons la fraction de D^{*+} de l'échantillon qui sont issus de la désintégration d'un méson D^{**} :

$$R_{**} = \frac{Br(b \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X)}{Br(b \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X) + Br(b \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)} \quad \text{(VII.29)}$$

Cette fraction définit la contamination de notre échantillon de données $D^{*+} \ell^- X$. Deux mesures de cette fraction ont été réalisées avec les données du détecteur DELPHI. Nous allons rapidement les décrire avant de donner la combinaison des deux résultats.

Mesure de R_{**} par les paramètres d'impact

Cette mesure de R_{**} [118] a été réalisée avec nos données reconstruites dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Elle consiste à attacher un pion chargé additionnel au vertex de désintégration du méson B, et à étudier la distribution des paramètres d'impact de ces pions. On en déduit la fraction des événements $D^{*+} \ell^- X$ pour lesquels un tel pion est compatible avec la désintégration d'un méson D^{**} . On accède ainsi à la fraction (VII.26) des désintégrations faisant intervenir un pion chargé.

L'application de cette méthode nécessite la mesure précise des paramètres d'impact des traces, ce qui n'est obtenu que lorsqu'on dispose d'une mesure en z des traces par le détecteur de vertex et donc restreint le lot de données à la période 1994.

Pour cette étude, le critère de sélection en impulsion transverse du lepton a été relâché à 200 MeV/c, et les événements doivent satisfaire:

- $|m_{K\pi} - m_{D^0}| < 50 \text{ MeV}/c^2$
- $|\Delta m_{K\pi} - (m_{D^*} - m_{D^0})| < 2 \text{ MeV}/c^2$

Pour assurer une bonne qualité du vertex secondaire du méson B on demande que le χ^2 de l'ajustement du vertex satisfasse les conditions suivantes:

- $Prob(\chi^2) > 1\%$.

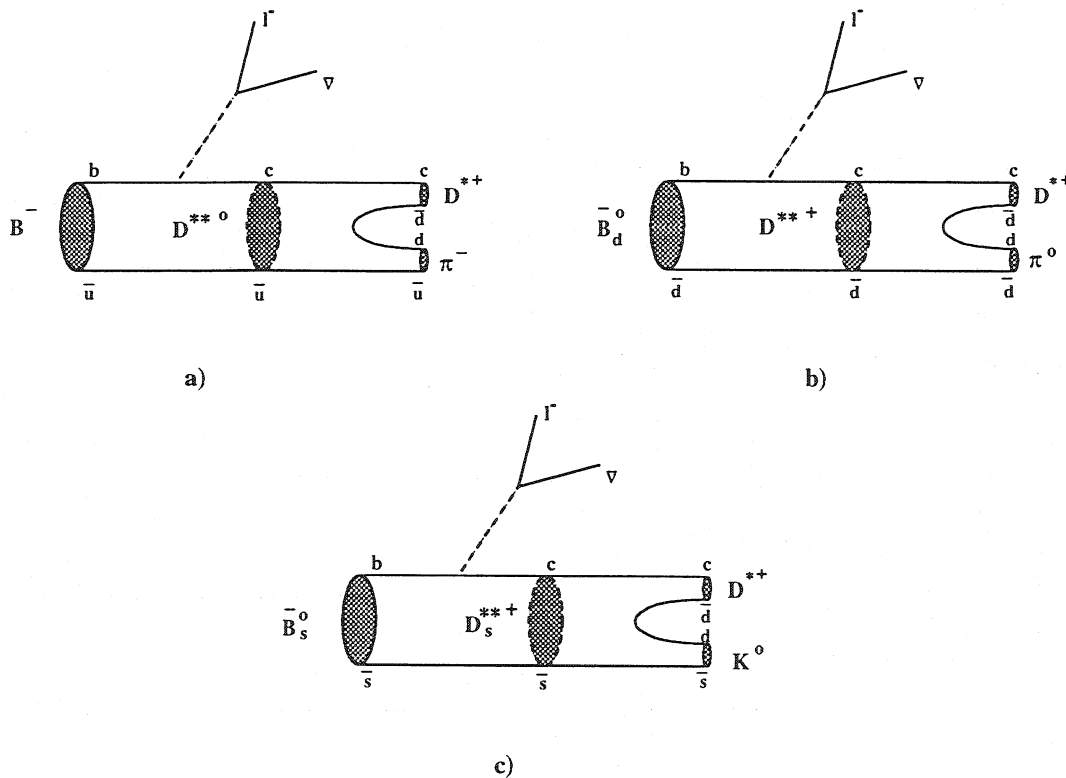


Figure VII.12: Diagramme de production d'un D^{*+} par l'intermédiaire d'un D^{**} à partir d'un B^{-} (a), d'un \bar{B}_d^0 (b) et d'un \bar{B}_s^0 (c).

- $\chi^2 < 20$.

Pour tous les pions dont l'erreur sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire est inférieure à $500 \mu\text{m}$ on calcule la signification $S_i = P.I./\sigma_{P.I.}$, rapport du paramètre d'impact par son erreur, par rapport au vertex primaire (S_1) et au vertex du B (S_2). Dans le cas où la désintégration semileptonique du méson B passe par un état D^{**} , le

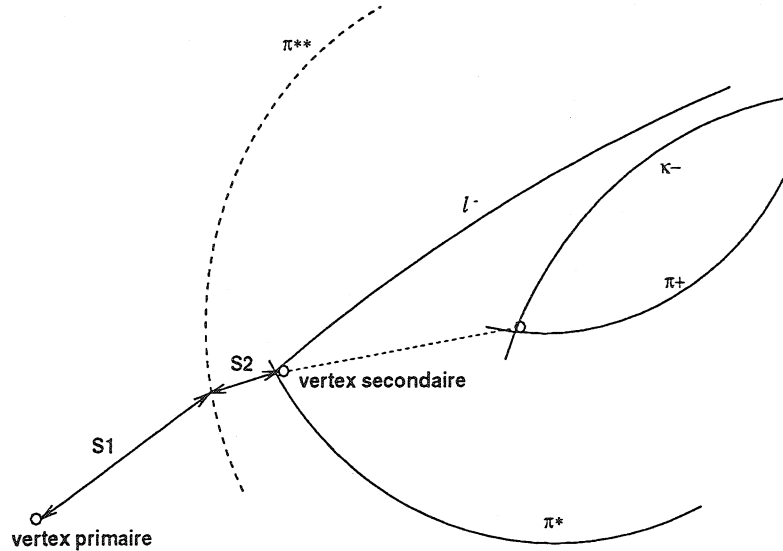


Figure VII.13: Définition de la signification S_i .

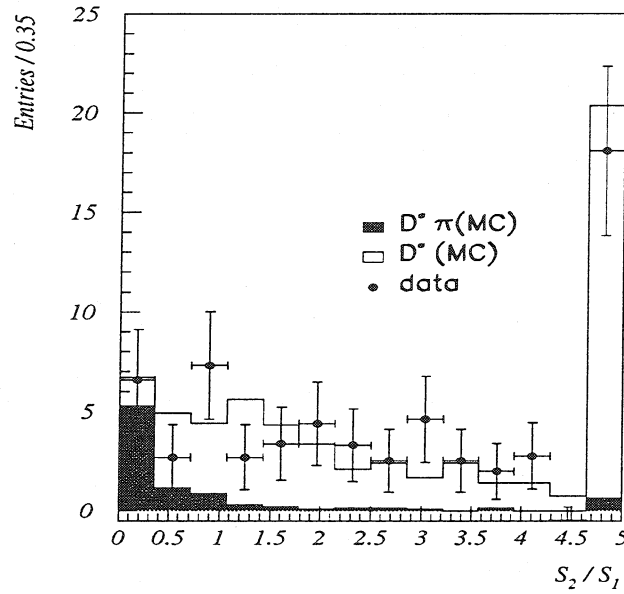
pion résultant de la désintégration $D^{**} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ est rattaché au vertex secondaire, S_1 sera grande et S_2 sera petite. La figure VII.13 visualise les définitions de S_1 et S_2 . Parmi tous les candidats pions d'un événement, celui dont S_2 est le plus faible est conservé. La distribution du rapport S_2/S_1 est ensuite utilisée pour séparer les événements en deux lots enrichis en D^{**} ou en D^{*+} (voir figure VII.14). Lorsque S_2/S_1 est inférieur à 0,6, l'échantillon contient 77 % d'événements $D^{*+} \pi^-$ et seulement 5% de D^{**} . Dans ce cas R_{**} est défini par:

$$R_{**} = \frac{k N_{D^{*+}\pi}}{k N_{D^{*+}\pi} + \frac{\epsilon_{D^{*+}\pi}}{\epsilon_{D^{**}}} N_{D^{**}}} \quad (\text{VII.30})$$

où k est le facteur correctif qui tient compte des désintégrations (VII.27) et (VII.28) faisant intervenir des particules neutres.

$$k = \frac{Br(b \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) + Br(b \rightarrow D^{*+} \pi^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) + Br(b \rightarrow D^{*+} K^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{Br(b \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell)} \quad (\text{VII.31})$$

Pour estimer ce facteur correctif on fait les hypothèses suivantes:


 Figure VII.14: Rapport des significations S_2/S_1 .

- Seuls les états D^{**} étroits 1^+ et 2^+ peuvent se désintégrer en D^{*+} . Comme aucune mesure de la production relative des deux états étranges n'existe on considère trois hypothèses:
 - les états D_{1s}^+ et D_{2s}^* sont produits dans les mêmes proportions;
 - seul l'état D_{1s}^+ est produit;
 - les deux états sont produits suivant le modèle ISGW2[119].
- Les désintégrations avec pion neutre et pion chargé sont reliées par la symétrie d'isospin:

$$2Br(D^{**+} \rightarrow D^{*+} \pi^0) = Br(D^{**+} \rightarrow D^{*0} \pi^+) = \frac{2}{3} Br(D^{**+} \rightarrow D^* \pi) \quad (\text{VII.32})$$

$$Br(D_{1s}^+ \rightarrow D^{*+} K^0) = Br(D_{1s}^+ \rightarrow D^{*0} K^+) = \frac{1}{2} Br(D_{1s}^+ \rightarrow D^* K) \quad (\text{VII.33})$$

- Les désintégrations semileptoniques des mésons $\bar{B}_d^0, \bar{B}_s^0, B^-$ sont reliées par la symétrie de saveur $SU(3)_F$:

$$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{**+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^{**+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(B^- \rightarrow D^{**0} \ell^- \bar{\nu}_\ell) \quad (\text{VII.34})$$

$$Br(D_s^{**+} \rightarrow D^* K) = Br(D^{**+} \rightarrow D^* \pi) \quad (\text{VII.35})$$

Les facteurs f_s et f_d sont les fractions de quarks b qui s'hadronisent en méson \bar{B}_s^0 et \bar{B}_d^0 respectivement. Ces fractions ont été définies dans la section II.2.3. Nous pouvons en déduire le rapport k :

$$k = 1 + \frac{1}{2} \frac{\tau_{\bar{B}^0}}{\tau_{B^+}} + \frac{f_s}{f_d} \frac{1}{2} \frac{\tau_{\bar{B}_s^0}}{\tau_{B^+}} \quad (\text{VII.36})$$

Ce qui conduit à une valeur de k de

$$k = 1,61 \pm 0,15 \quad (\text{VII.37})$$

où l'erreur prend en compte la variation de la proportion de D_{1s}^+ produit ainsi que les erreurs sur les durées de vie et sur le rapport $\frac{f_s}{f_d}$. Il est intéressant de considérer la contribution de chacun des trois processus au total des D^{*+} venant d'un D^{**} :

$$D^{**} \text{ provenant d'un } B^- : \delta_{B^-} = \frac{1}{k} = 62\% \quad (\text{VII.38})$$

$$D^{**} \text{ provenant d'un } \bar{B}_d^0 : \delta_{\bar{B}_d^0} = \frac{\frac{1}{2} \frac{\tau_{\bar{B}_d^0}}{\tau_{B^+}}}{k} = 29\%$$

$$D^{**} \text{ provenant d'un } \bar{B}_s^0 : \delta_{\bar{B}_s^0} = \frac{\frac{f_s}{f_d} \frac{1}{2} \frac{\tau_{\bar{B}_s^0}}{\tau_{B^+}}}{k} = 9\%$$

Finalement nous en déduisons

$$R_{**} = 0,20 \pm 0,10(\text{stat}) \pm 0,06(\text{syst}) \quad (\text{VII.39})$$

Ce résultat est très peu différent du résultat publié[118] pour lequel la contribution des processus (VII.28) n'était pas pris en compte:

$$R_{**} = 0,19 \pm 0,10(\text{stat}) \pm 0,06(\text{syst}) \quad (\text{VII.40})$$

Les erreurs systématiques tiennent compte de la soustraction du bruit de fond combinatoire, de la stabilité du résultat en fonction de la valeur de S_2/S_1 choisie pour définir les deux échantillons, et de la contribution d'événements $B_s^0 \rightarrow D^{*+} K^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell$ suivi de $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

La même procédure peut être utilisée pour déterminer R_{**} à partir des deux mesures d'ALEPH[120, 121]:

$$Br(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (0,473 \pm 0,077(\text{stat}) \pm 0,055(\text{syst}))\% \quad (\text{VII.41})$$

$$Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (5,14 \pm 0,24 \pm 0,48)\% \quad (\text{VII.42})$$

On trouve:

$$\begin{aligned} R_{**} &= \frac{k Br(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{k Br(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) + Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)} \quad (\text{VII.43}) \\ &= 0,281 \pm 0,034(\text{stat}) \pm 0,029(\text{syst}) \end{aligned}$$

qui est compatible avec la mesure de DELPHI.

Méthode de la masse manquante

Cette deuxième méthode développée par l'expérience ARGUS[122] à été appliquée aux données de DELPHI[123]. Une mesure utilisant aussi la masse manquante a été réalisée par CLEO[124]. Dans le cas d'une désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ la seule énergie non visible dans l'événement est celle du neutrino, de masse nulle. Par contre dans le cas d'une désintégration $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$, au moins une particule additionnelle n'est pas prise en compte. Dans ce cas l'énergie manquante sera plus élevée et la masse manquante sera non nulle. On pourra donc estimer la fraction R_{**} à partir de la distribution de la masse manquante pour les événements $D^{*+} \ell^- X$. La masse manquante est définie comme:

$$\begin{aligned} MM^2 &= (P_B - P_{D^* \ell})^2 & (\text{VII.44}) \\ &= m_B^2 + m_{D^* \ell}^2 - 2E_B \left(E_{D^* \ell} - \sqrt{\left(1 - \frac{m_B^2}{E_B^2}\right) p_{D^* \ell} \cos \theta_B} \right) \end{aligned}$$

La figure VII.15 montre la distribution en masse manquante dans les données réelles de 1994, et le résultat de l'ajustement des composantes $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ et $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ pour les données de DELPHI.

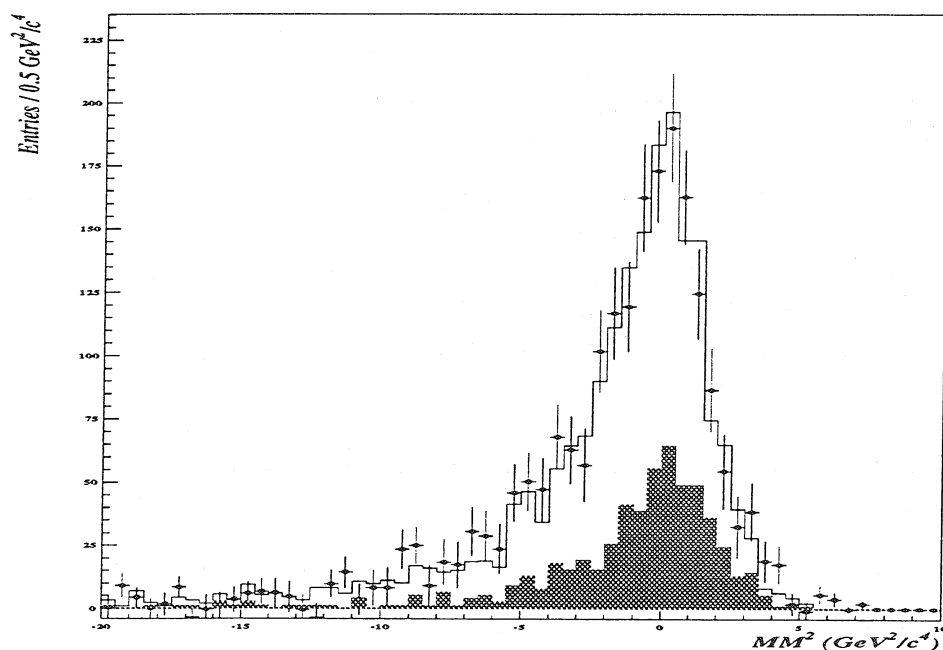


Figure VII.15: Masse manquante dans les données réelles de 1994. L'histogramme en blanc montre le total ajusté. L'histogramme hachuré représente les désintégrations $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$.

Le résultat est basé sur une reconstruction partielle des événements décrite en [118] et [123]. La méthode consiste à associer un pion candidat à la désintégration $D^{*+} \rightarrow$

$D^0\pi^+$ à un méson D^0 partiellement reconstruit, puis de sélectionner les événements à partir de la différence de masse $m_{D^0\pi} - m_{D^0}$. Cette méthode permet d'utiliser tous les canaux de désintégration du D^0 . L'ajustement de la distribution en masse manquante avec les spectres attendus pour les différentes contributions donne:

$$R_{**} = 0,33 \pm 0,17(\text{stat}) \pm 0,09(\text{syst}) \quad (\text{VII.45})$$

Combinaison des résultats

Le tableau VII.11 résume les valeurs de R_{**} mesurées à LEP. Nous avons choisi de combiner les deux résultats obtenus par DELPHI pour l'estimation de la contamination de notre échantillon de données. La mesure d'ALEPH, bien qu'en bon accord avec nos résultats, a été obtenue en faisant appel à deux mesures de rapports d'embranchement indépendantes pour lesquelles nous ne connaissons pas le recouvrement statistique. Les

Mesure	R_{**}
DELPHI P.I.	$0,20 \pm 0,10 \pm 0,06$
ALEPH P.I.	$0,28 \pm 0,04 \pm 0,03$
DELPHI MM^2	$0,33 \pm 0,17 \pm 0,09$

Tableau VII.11: Mesures de R_{**}

deux mesures effectuées dans DELPHI peuvent être considérées comme indépendantes, seuls 5 % des événements étant en commun dans les deux analyses. L'erreur statistique la plus élevée des deux mesures a été augmentée de 5 % pour la combinaison.

$$R_{**} = 0,23 \pm 0,10 \quad (\text{VII.46})$$

Il est là aussi intéressant de séparer la contribution de chacune des source de D^{**} . En reprenant les fractions δ_{B^-} , $\delta_{\bar{B}_d^0}$, $\delta_{\bar{B}_s^0}$, de l'équation (VII.38) et le rapport R_{**} on trouve:

$$R_{**}(B^-) = 0,14 \pm 0,06 \quad (\text{VII.47})$$

$$R_{**}(\bar{B}_d^0) = 0,07 \pm 0,03 \quad (\text{VII.48})$$

$$R_{**}(\bar{B}_s^0) = 0,02 \pm 0,01 \quad (\text{VII.49})$$

Pour la contribution des \bar{B}_s^0 , on a pris en compte l'incertitude sur le taux de production de D_{1s}^+ dans les désintégrations semileptoniques.

Contamination de l'échantillon $D^{*+}\ell^-X$

La proportion d'événements $D^{**}\ell^- \nu$ dépend aussi de la différence dans l'efficacité de reconstruction et de sélection. En effet à cause de la masse plus élevée des états D^{**} , le spectre en énergie et en impulsion transverse du lepton est plus faible. L'efficacité de reconstruction $D^{**}\ell^- \nu$ estimée pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ est de $(9,1 \pm 0,4) \%$, elle est de $(5,1 \pm 0,2) \%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Les erreurs sur ces efficacités sont uniquement statistiques. Le rapport des efficacités $R_\epsilon = \frac{\epsilon_{D^{**}}}{\epsilon_{D^0}}$ obtenu à partir des données simulées vaut:

$$\begin{aligned} R_\epsilon &= 0,855 \pm 0,046 & D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \\ R_\epsilon &= 0,801 \pm 0,037 & D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \end{aligned} \quad (\text{VII.50})$$

L'erreur sur R_ϵ vient de la statistique limitée de l'échantillon de données simulées. En tenant compte de la différence des efficacités, on détermine la proportion d'événements $D^{*+} \ell^- \nu$ réellement dans l'échantillon:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{N(D^{*+} \ell)}{N(D^{*+} \ell) + N(D^* \ell)} \\ &= \frac{R_\epsilon}{\left(\frac{1-R_{**}}{R_{**}}\right) + R_\epsilon} \end{aligned} \quad (\text{VII.51})$$

La contamination de l'échantillon est de

$$\alpha = (20,2 \pm 6,9)\% \text{ dans le canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (\text{VII.52})$$

et de

$$\alpha = (19,4 \pm 6,8)\% \text{ dans le canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ . \quad (\text{VII.53})$$

VII.2.3 Composition finale de l'échantillon

Le tableau VII.12 résume la composition de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$ dans les deux canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. La pureté de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$ en désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ est de 73 %.

Canal	$D^{*+} \ell^- X$	$D^{*+} \ell^-$	$D^{*+} \ell^-$	$D^{*+} \tau^-$	$D^{*+} X_c$	$D^{*+} \ell^+$	$K \leftrightarrow \pi$
$K^- \pi^+$	226 ± 18	163 ± 18	41 ± 14	4 ± 1	7 ± 3	11 ± 6	-
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	219 ± 27	161 ± 26	39 ± 14	4 ± 1	7 ± 3	0 ± 9	8
Total	444 ± 31	324 ± 31	80 ± 27	8 ± 2	14 ± 6	11 ± 6	8
Total (%)	100	73	18	1,9	3,2	2,1	1,8

Tableau VII.12: Composition de l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$

VII.3 Mesure du rapport d'embranchement

Pour extraire le rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ on utilise la relation suivante qui donne le nombre d'événements $D^{*+} \ell^-$ observés dans le détecteur:

$$\begin{aligned} N(D^* \ell) &= 4 N_Z R_{b\bar{b}} f_{B_d^0} Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) \times Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \\ &\times [Br(D^0 \rightarrow K \pi) \epsilon_{K\pi} + Br(D^0 \rightarrow K 3\pi) \epsilon_{K3\pi}] \end{aligned} \quad (\text{VII.54})$$

où

- N_Z est le nombre de désintégrations hadroniques utilisées.
- $R_{b\bar{b}} = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})}$ la probabilité que le Z^0 se désintègre en paire $b\bar{b}$.
- $f_{B_d^0} \equiv B(b \rightarrow \bar{B}_d^0)$ la probabilité que le quark b s'hadronise en méson \bar{B}_d^0 (calculée dans la section II.2.3).
- $\varepsilon_{K(3)\pi}$ est l'efficacité de reconstruction et de sélection des événements dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.
- le facteur 4 vient du fait que l'on fait la moyenne sur les deux types de leptons et sur le processus conjugué de charge.

Le tableau VII.13 résume les valeurs des différents rapports d'embranchement utilisés dans (VII.54) pour extraire le résultat.

$R_{b\bar{b}}$	$0,2179 \pm 0,0012$	[37]
$f_{B_d^0}$	$(38,5 \pm 2,2) \%$	II.2.3
$B(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	$(68,3 \pm 1,4) \%$	[21]
$B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	$(3,83 \pm 0,12) \%$	[21]
$B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) / B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	$(1,96 \pm 0,1) \%$	[21]

Tableau VII.13: Ingrédients extérieurs nécessaires à l'extraction du rapport d'embranchement.

Les rapports d'embranchement obtenus pour chaque canal sont en bon accord:

$$\begin{aligned}
 Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (5,53 \pm 0,66(\text{stat}))\% && \text{canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \\
 Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (4,73 \pm 0,75(\text{stat}))\% && \text{canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+
 \end{aligned}$$

VII.4 Etude des erreurs systématiques liées à la mesure

Dans cette partie sont traitées les différentes sources d'erreurs systématiques qui entachent le résultat. Ces erreurs peuvent être divisées en deux catégories. La première concerne tous les rapports d'embranchement extérieurs utilisés pour arriver au résultat. Dans cette catégorie sont concernés les rapports d'embranchement cités dans la table VII.13, mais aussi les variables utilisées lors de la simulation des événements, tels la durée de vie et la valeur moyenne de la fraction d'énergie emportée par le méson B.

La deuxième catégorie concerne les problèmes expérimentaux, tel le contrôle des efficacités de reconstruction et de sélection, et la maîtrise des bruits de fond.

L'erreur liée à la statistique limitée de l'échantillon de données simulées disponibles est de $\pm 1,7 \%$ et de $\pm 2,6 \%$ pour les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ respectivement.

VII.4.1 Erreurs provenant des rapports d'embranchement

Le tableau VII.13 donne les valeurs des rapports d'embranchement mesurés ainsi que leurs erreurs. La valeur de $\Gamma_{b\bar{b}}$ utilisée est celle qui a été présentée à la conférence ICHEP96 de Varsovie[37]. La précision obtenue sur cette mesure est de $\pm 0,6\%$. Les autres rapports d'embranchement sont tirés du PDG 1996[21]. Ces erreurs systématiques sont corrélées entre les deux canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Effet de la durée de vie $\tau_{\bar{B}_d^0}$

La valeur du temps de vie du méson \bar{B}_d^0 utilisée lors de la simulation des événements a été fixée à $1,6\text{ ps}$. La valeur expérimentale mesurée est de $1,55 \pm 0,04\text{ ps}$ [49]. Cette quantité influe sur la longueur de vol des mésons \bar{B}_d^0 . Cet effet a été étudié en faisant varier la coupure sur la distance de vol du méson B, dans les limites données par la précision sur la durée de vie. L'effet constaté sur le rapport d'embranchement est de $\pm 0,7\%$.

Effet de la fraction d'énergie moyenne emportée par le méson \bar{B}_d^0

La fraction d'énergie du faisceau X_E emportée par le méson B a été mesurée par DELPHI[46]:

$$\langle X_E \rangle = 0,716 \pm 0,0006(\text{stat}) \pm 0,007(\text{syst}) \quad (\text{VII.55})$$

La précision de cette mesure se répercute sur l'efficacité de reconstruction à cause des coupures cinématiques appliquées pour sélectionner les traces. Cet effet est évalué en paramétrisant la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie du méson B. L'effet qui en résulte est de $\pm 1,2\%$ sur la mesure du rapport d'embranchement pour les deux canaux. La figure VII.16 montre la dépendance de l'efficacité en fonction de l'énergie du méson B, pour un lot d'événements simulés où les coupures non cinématiques ont été relâchées.

VII.4.2 Erreurs systématiques dues aux bruits de fond

Les taux de bruits de fond provenant des processus physiques ont été variés dans les limites de leurs erreurs. L'erreur obtenue est de $\pm 1,5\%$ pour les processus $D^{*+} \tau$ et $D^{*+} X_c$. L'erreur provenant de la fraction d'événements D^{**} est la combinaison des erreurs sur le rapport des efficacités et sur la mesure de R_{**} . L'effet est de $\pm 8,8\%$ et $\pm 8,4\%$ pour les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ respectivement.

VII.4.3 Erreurs systématiques dues aux problèmes expérimentaux

Effet systématique lié à l'efficacité de reconstruction des traces chargées

La reconstruction d'un événement dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ fait intervenir respectivement quatre et six traces. La maîtrise de l'efficacité de reconstruction d'une trace est très importante.

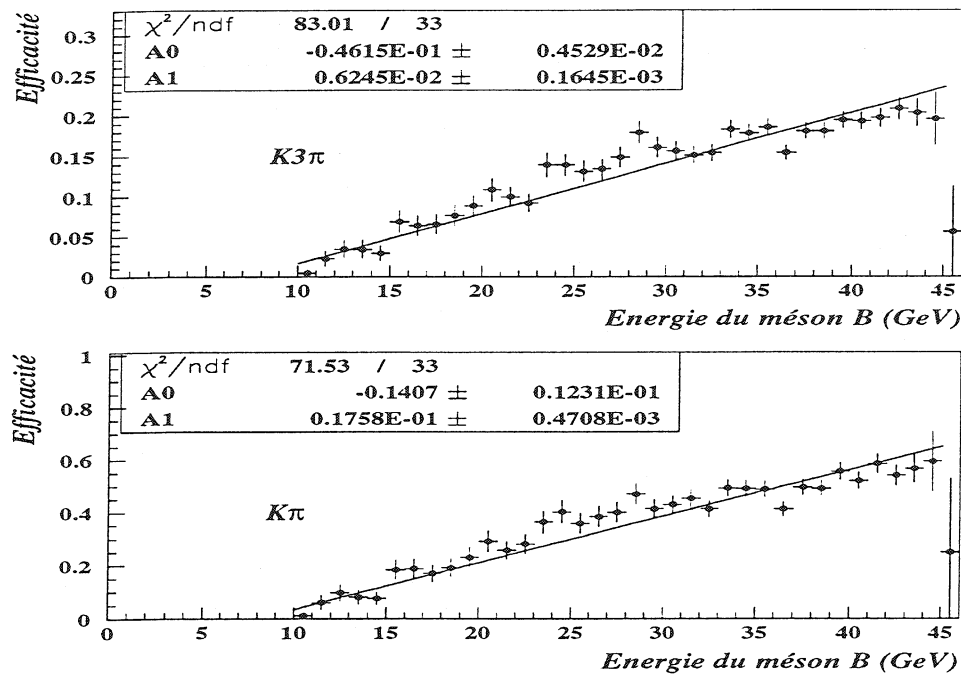


Figure VII.16: Variation de l'efficacité en fonction de l'énergie du méson B, pour un lot d'événements simulés où l'on a relâché les coupures non cinématiques.

On peut affirmer que en moyenne l'efficacité de reconstruction d'une trace est bien reproduite pour les traces d'énergie supérieure à 100 MeV/c. En effet la distribution de la multiplicité de traces chargées sélectionnées avec les critères décrits au chapitre VI.1.1 présente un très bon accord entre les données et la simulation (voir figure VII.17).

$$\begin{aligned} \langle n_{ch} \rangle &= 16,23 \pm 0,43 && \text{(données)} \\ \langle n_{ch} \rangle &= 16,30 \pm 0,28 && \text{(simulation)} \end{aligned}$$

La multiplicité chargée dépend néanmoins très largement des processus simulés qui sont parfois mal connus, ainsi que du taux d'interactions secondaires avec le matériel du détecteur.

De plus l'efficacité de reconstruction dépend aussi de l'impulsion des traces et de la topologie des événements. Une éventuelle différence de l'efficacité de reconstruction des traces entre les données et la simulation peut avoir plusieurs origines:

- Une description incomplète de la matière constituant les détecteurs dans la simulation. Il est très difficile de tenir compte correctement de la distribution de matière des câbles et des modules électroniques de chaque sous-détecteur. Un éventuel désaccord sur la quantité de matière a été étudié en [133]. Il ressort de cette analyse que le taux de conversions de photons dans la matière située en amont de la TPC ne diffère pas de plus de 6,8 % entre les données et la simulation. Cet écart décrit la confiance

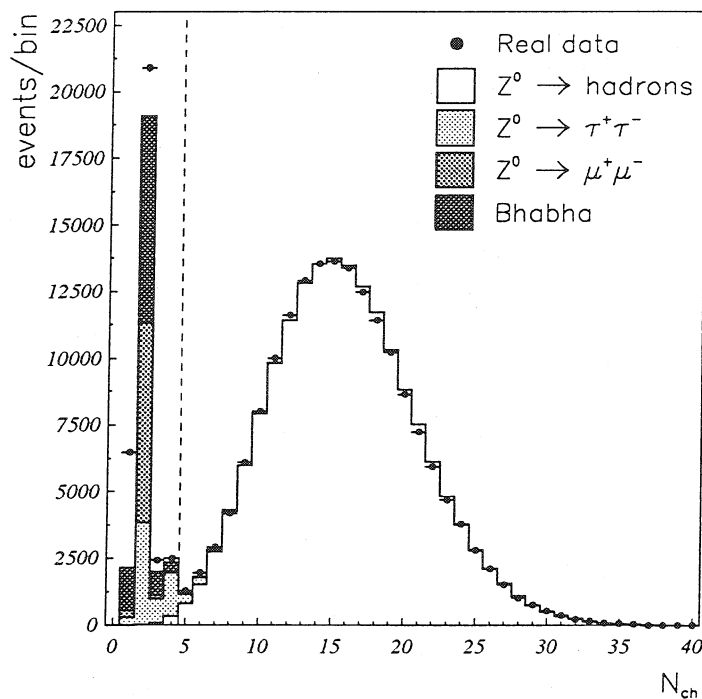


Figure VII.17: multiplicité de traces chargées dans les événements hadroniques[129].

dans la description de la matière située avant la TPC. La probabilité de perdre une trace par interaction hadronique avec les parois des détecteurs de trace (VD, ID, TPC) est très faible, inférieure à 1%. L'erreur sur la reconstruction des traces due à la description de la matière est donc inférieure à $\pm 0,1 \%$.

- Une différence d'efficacité pour les traces qui croisent les intersecteurs de la TPC. Cet effet a été estimé en étudiant les distributions angulaires des candidats kaons et pions du D^0 sur un échantillon de D^{*+} reconstruits dans le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) dont le spectre en différence de masse est présenté sur la figure VII.18. Les critères de sélection utilisés pour obtenir l'échantillon sont similaires à ceux utilisés pour la sélection des D^{*+} dans l'échantillon $D^{*+} \ell^- X$.

La TPC étant composé de 6 secteurs égaux, la distribution de l'angle azimuthal des traces est rapportée à un seul secteur en prenant l'angle azimuthal modulo 60° . La comparaison de cet angle azimuthal des kaons et pions du D^0 dans les données réelles et la simulation est présentée sur la figure VII.19. Le dépeuplement à 30° dans la distribution de l'angle azimuthal correspond aux zones mortes formées par les parois de la TPC. Les données simulées sont normalisées aux données réelles dans l'intervalle d'acceptance plate $[0; 20]$ degrés et $[40; 60]$ degrés. Dans la région angulaire correspondant aux intersecteurs on constate un déficit de $0,8 \%$ de paires kaon-pions dans les données par rapport à la simulation.

- Des différences dans l'efficacité de reconstruction des traces peuvent aussi provenir des effets de bord près des parois externes des détecteurs de traces (ID,TPC) où

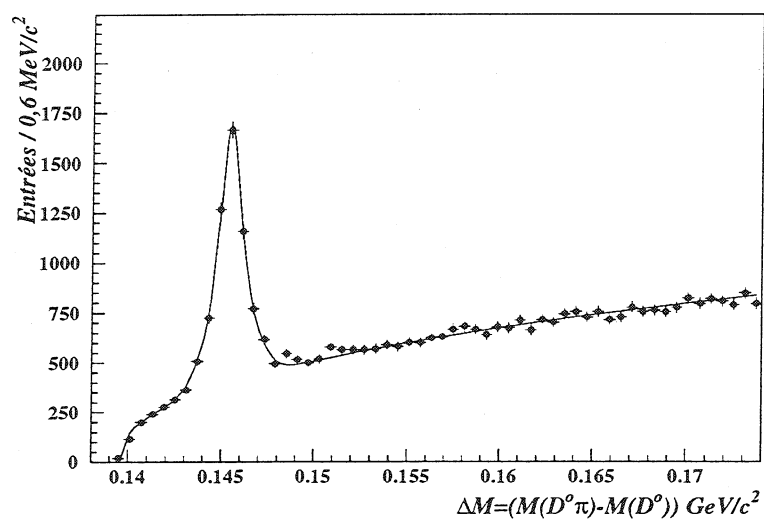


Figure VII.18: Différence de masse $m_{(K^-\pi^+)\pi^+} - m_{(K^-\pi^+)}$ des D^{*+} reconstruits dans le mode $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) pour les données 1991 à 1994.

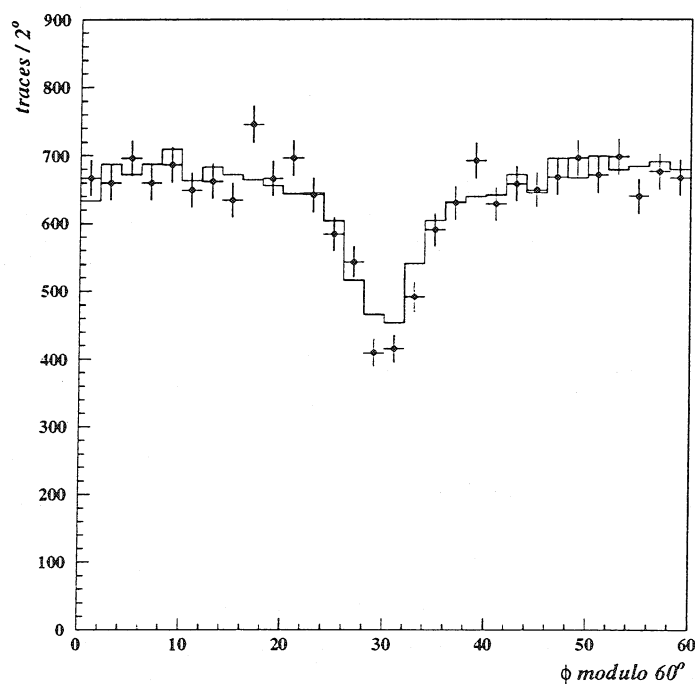


Figure VII.19: Angle azimutal modulo 60° des kaons et des pions du D^0 dans les données (points) et la simulation (histogramme). La normalisation des données simulées est décrite dans le texte.

le nombre de points est plus faible en raison de l'angle polaire. Pour étudier cet effet on regarde la distribution du cosinus de l'angle polaire des pions et des kaons du D^0 dans les données et la simulation. La figure VII.20 présente la comparaison données-simulation lorsque les données simulées ont été normalisées dans l'intervalle $[-0,6; -0,2]$ et $[0,2; 0,6]$. Avec cette normalisation, on observe un excès de 1,2 % de

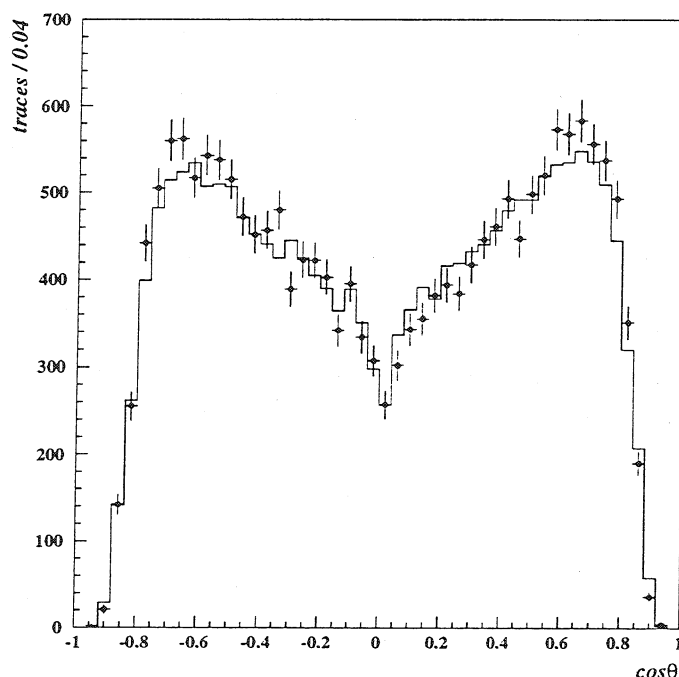


Figure VII.20: $\cos \theta$ des kaons et des pions du D^0 dans les données (points) et la simulation (histogramme). La normalisation des données simulées est décrite dans le texte.

paires kaon-pion dans les données réelles. Cet excès, comme on le voit sur la figure VII.20, est dû à une meilleure efficacité dans les données aux petits angles polaires.

Les variations observées sur les distributions angulaires en ϕ et θ sont de signe opposées. On en déduit une erreur moyenne de $\pm 1\%$ par trace reconstruite.

- Une étude du rapport d'embranchement des leptons τ en trois hadrons réalisée par DELPHI[135] donne une erreur sur l'efficacité de reconstruction des trois hadrons de $\pm 1,2\%$. On peut en déduire une erreur de reconstruction par trace de $\pm 0,4\%$. Cette erreur est comparable aux effets observés pour les D^{*+} , compte tenu des topologies différentes entre les événements leptoniques $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ et $D^{*+} X$.

L'ensemble des effets considérés précédemment sur l'efficacité de reconstruction conduit à une erreur de $\pm 1,2\%$ par trace.

L'erreur totale est de $\pm 4,8\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de $\pm 7,2\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Erreurs systématiques dues à l'efficacité d'identification des muons et des électrons.

La description détaillée des critères de sélection des muons et des électrons est décrite aux chapitres V.4.2 et V.4.1. Les rapports des efficacités d'identification entre données et simulation ont été utilisés pour corriger l'efficacité de reconstruction des événements $D^{*+}\ell^-$. L'erreur provenant de ces rapports décrit l'incertitude sur l'efficacité d'identification. Elle est de $\pm 2\%$ pour les électrons et de $\pm 1,5\%$ pour les muons, ce qui donne une erreur moyenne de $\pm 1,7\%$.

Effet de la sélection du π_* au vertex primaire

La sélection du pion π_* de la désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ repose sur les critères suivant:

- l'impulsion du pion est comprise entre 400 MeV/c et 4,5 GeV/c;
- la trace a participé à la reconstruction du vertex primaire.

La comparaison du nombre de pions ainsi sélectionnés dans les données et la simulation montre une différence de $+6\%$ en faveur de la simulation. Cette écart peut s'expliquer soit par une différence dans le nombre de vrais π_* sélectionnés, soit par une différence dans le nombre de pions de fragmentation de faible énergie. Nous avons donc corrigée l'efficacité de reconstruction du D^{*+} de 3% et appliqué une erreur systématique de $\pm 3\%$ à l'efficacité de reconstruction pour tenir compte de cette correction.

Erreurs dues aux sélections en masse et différence de masse

Pour tenir compte des différences de résolution entre les données et la simulation, les coupures en masse ont été ajustées pour garantir une efficacité de sélection identique. L'effet dû à la résolution a été évalué en faisant varier les coupures dans les limites des erreurs statistiques des largeurs ajustées.

Le tableau VII.14 résume les résultats obtenus en faisant varier les coupures en masse (canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) et en différence de masse (canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$).

Canal	N_0	$N_0 + 1\sigma$	$N_0 - 1\sigma$	$\Delta Br/Br$
$K^-\pi^+$ 91-93	$111,6 \pm 13,4$	$117,8 \pm 13,6$	$109,2 \pm 12,7$	$+5,6\%$ $-2,2\%$
$K^-\pi^+$ 94	$114,7 \pm 12,7$	$120,7 \pm 13,3$	$112,4 \pm 12,4$	$+5,2\%$ $-2,0\%$
$K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ 91-93	$131,4 \pm 19,3$	$135,7 \pm 20,0$	$128,4 \pm 19,5$	$+3,3\%$ $-2,3\%$
$K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ 94	$88,0 \pm 15,7$	$89,2 \pm 14,9$	$83,2 \pm 14,8$	$+0,7\%$ $-6,1\%$

Tableau VII.14: Effet systématique dû aux coupures en masse et en différence de masse.

On en déduit une erreur moyenne de $\pm 3,8\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ et de $\pm 3,1\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Effet de la coupure sur le vol du méson B

Afin de tester la présence d'un possible biais dû à la coupure sur le vol du méson B, la coupure a été supprimée et le rapport d'embranchement recalculé.

$$\begin{aligned} B(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (5,30 \pm 0,40(\text{stat}))\% && \text{canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \\ B(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (4,85 \pm 0,55(\text{stat}))\% && \text{canal } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \end{aligned}$$

Le résultat pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est plus faible qu'avec la coupure en vol alors que pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ il est plus élevé. La différence observée résulte sans doute d'une fluctuation statistique du nombre d'événements ajustés. Pour évaluer une erreur due à la coupure sur le vol, les résultats des deux canaux sont combinés. La différence résiduelle de -1,3 % entre les résultats obtenus avec et sans coupure en vol est prise comme erreur systématique.

Effet de la coupure sur le paramètre d'impact maximum des traces par rapport au vertex du D^0

La mesure de l'efficacité absolue de cette coupure sur le signal n'est pas possible sur les données réelles seules car elle est indispensable pour réduire l'important fond combinatoire présent dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Un certain nombre de tests ont été réalisés pour essayer d'estimer un possible biais dû à ce critère de sélection.

L'efficacité de la coupure sur le paramètre d'impact du π_* et du lepton par rapport au vertex du B a été calculée dans les données et la simulation, à partir du nombre d'événements ajustés dans les spectres en masse invariante $m_{K3\pi}$. On observe $(2,3 \pm 5,3)\%$ d'événements en moins dans les données que dans la simulation.

De plus la simulation indique qu'une variation de 25 % du paramètre d'impact par rapport au vertex du D^0 n'entraîne qu'une variation de 3 % du nombre d'événements.

Une erreur systématique de $\pm 2,3\%$ a été attribuée à cette coupure.

Résumé des erreurs systématiques sur la mesure de $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$

Le tableau VII.15 résume l'ensemble des erreurs systématiques étudiées. On constate que l'erreur dominante provient de la contamination de l'échantillon par la production d'états D^{**} dans les désintégrations semileptoniques. En deuxième lieu ce sont les erreurs sur le rapport d'embranchement $Br(b \rightarrow B^0)$ et sur la reconstruction des traces qui contribuent le plus à l'erreur totale. La combinaison de toutes les erreurs systématiques conduit à une erreur systématique totale de $\pm 13,6\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et de $\pm 15,1\%$ pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Source	$\Delta\text{BR}/\text{BR} \%$	$\Delta\text{BR}/\text{BR} \%$	$\Delta\text{BR}/\text{BR} \%$
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	Total
$\tau(B^0)$	$\pm 0,7$	$\pm 0,7$	$\pm 0,7$
R_b	$\pm 0,6$	$\pm 0,6$	$\pm 0,6$
$Br(b \rightarrow B^0)$	$\pm 5,8$	$\pm 5,8$	$\pm 5,8$
$Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	$\pm 2,0$	$\pm 2,0$	$\pm 2,0$
$Br(D^0 \rightarrow K^- (3)\pi)$	$\pm 3,3$	$\pm 5,1$	$\pm 4,2$
$\langle X_E \rangle$	$\pm 1,2$	$\pm 1,2$	$\pm 1,2$
Reconstruction des traces	$\pm 4,8$	$\pm 7,2$	$\pm 5,2$
Identification des leptons	$\pm 1,7$	$\pm 1,7$	$\pm 1,7$
Coupure en vol	$\pm 1,3$	$\pm 1,3$	$\pm 1,3$
Sélection du π^*	$\pm 3,0$	$\pm 3,0$	$\pm 3,0$
Paramètre d'impact \heartsuit	-	$\pm 2,3$	$\pm 1,0$
Coupure en masse / ΔM \heartsuit	$\pm 3,8$	$\pm 3,1$	$\pm 2,6$
Statistique de la simulation \heartsuit	$\pm 1,6$	$\pm 2,3$	$\pm 1,3$
Bruit de fond physique	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$
Bruit de fond $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$	$\pm 8,8$	$\pm 8,4$	$\pm 8,6$
Total	$\pm 13,6$	$\pm 15,1$	$\pm 13,5$

Tableau VII.15: Erreurs systématiques sur la mesure du rapport d'embranchement pour chaque canal et pour le résultat combiné. Les erreurs non corrélées sont marquées d'un coeur.

VII.5 Résultat final

Les résultats obtenus pour les deux canaux sont combinés en pondérant chacun des résultats par la somme quadratique des erreurs non corrélées. On obtient alors:

$$Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (5,17 \pm 0,49(\text{stat}) \pm 0,70(\text{syst}))\% \quad (\text{VII.56})$$

La moyenne mondiale actuelle[21] de ce rapport d'embranchement est de

$$Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (4,56 \pm 0,27)\% \quad (\text{VII.57})$$

Avec un rapport d'embranchement semileptonique total[21] de

$$Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow X \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (10,3 \pm 1,0)\% \quad (\text{VII.58})$$

ce canal représente 45 % des désintégrations semileptoniques du méson \bar{B}_d^0 . Un certain nombre de mesures du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ ont été effectuées par des expériences à l'énergie de l' $\Upsilon(4S)$, ainsi qu'à LEP depuis la publication du résultat compilé (VII.57). Toutes ces mesures sont basées sur l'étude des corrélations $D^{*+} \ell^-$ à partir des spectres en différence de masse $m_{(K^- \pi^+) \pi^+} - m_{(K^- \pi^+)}$ ou $m_{(K3\pi) \pi^+} - m_{(K3\pi)}$.

En actualisant leur mesures avec les dernières moyennes des rapports d'embranchement du PDG 1996[21] on obtient:

$$\begin{aligned}
 Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \nu) &= (4,58 \pm 0,33(\text{stat}) \pm 0,40(\text{syst}))\% && \text{CLEO II [124]} \\
 &= (5,10 \pm 0,50(\text{stat}) \pm 0,60(\text{syst}))\% && \text{ARGUS [122]} \\
 &= (4,50 \pm 0,30(\text{stat}) \pm 0,40(\text{syst}))\% && \text{ARGUS INCLUSIF [125]} \\
 &= (4,60 \pm 0,50(\text{stat}) \pm 0,70(\text{syst}))\% && \text{CLEO [126]} \\
 \\
 &= (5,38 \pm 0,24(\text{stat}) \pm 0,48(\text{syst}))\% && \text{ALEPH [120]} \\
 &= (5,42 \pm 0,21(\text{stat}) \pm 0,66(\text{syst}))\% && \text{OPAL [130]} \\
 &= (5,55 \pm 0,17(\text{stat})_{-0,61}^{+0,55}(\text{syst}))\% && \text{DELPHI INCLUSIF [118]} \\
 &= (5,17 \pm 0,49(\text{stat}) \pm 0,70(\text{syst}))\% && \text{DELPHI EXCLUSIF}
 \end{aligned}$$

La combinaison des rapports d'embranchement obtenus dans DELPHI donne le résultat suivant:

$$Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (5,44 \pm 0,16 \pm 0,64)\% \quad (\text{VII.59})$$

Les différences entre les valeurs publiées dans la référence [118] proviennent de la nouvelle évaluation du bruit de fond D^{**} .

La figure VII.21 retrace l'évolution de la précision sur la mesure du rapport d'embranchement semileptonique $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ en fonction du temps, depuis la première mesure du PDG de 1988. La précision actuelle sur la moyenne mondiale du rapport d'embranchement est de $\pm 5,9\%$. La prise en compte de la mesure de DELPHI (VII.59) d'ALEPH[120] et d'OPAL[130] donne une valeur moyenne dont la précision est de $\pm 4,7\%$. La moyenne mondiale obtenue en ajoutant ces deux nouvelles mesures est présenté sur la figure VII.22. Cette précision n'est pas ultime, les données de LEP n'ont pas encore été totalement analysées, et les nouvelles usines à mésons B en construction qui devraient produire 10 millions de paires de mésons B par an va permettront de diminuer significativement l'erreur sur $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$.

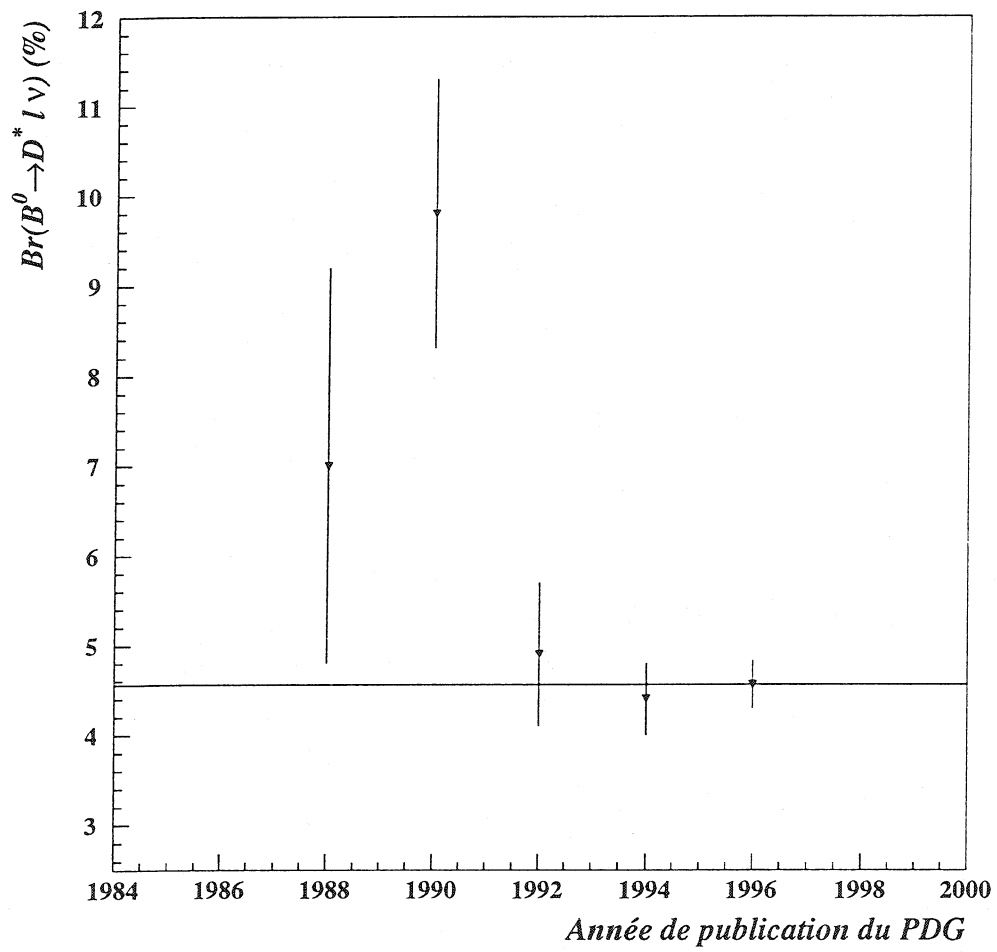
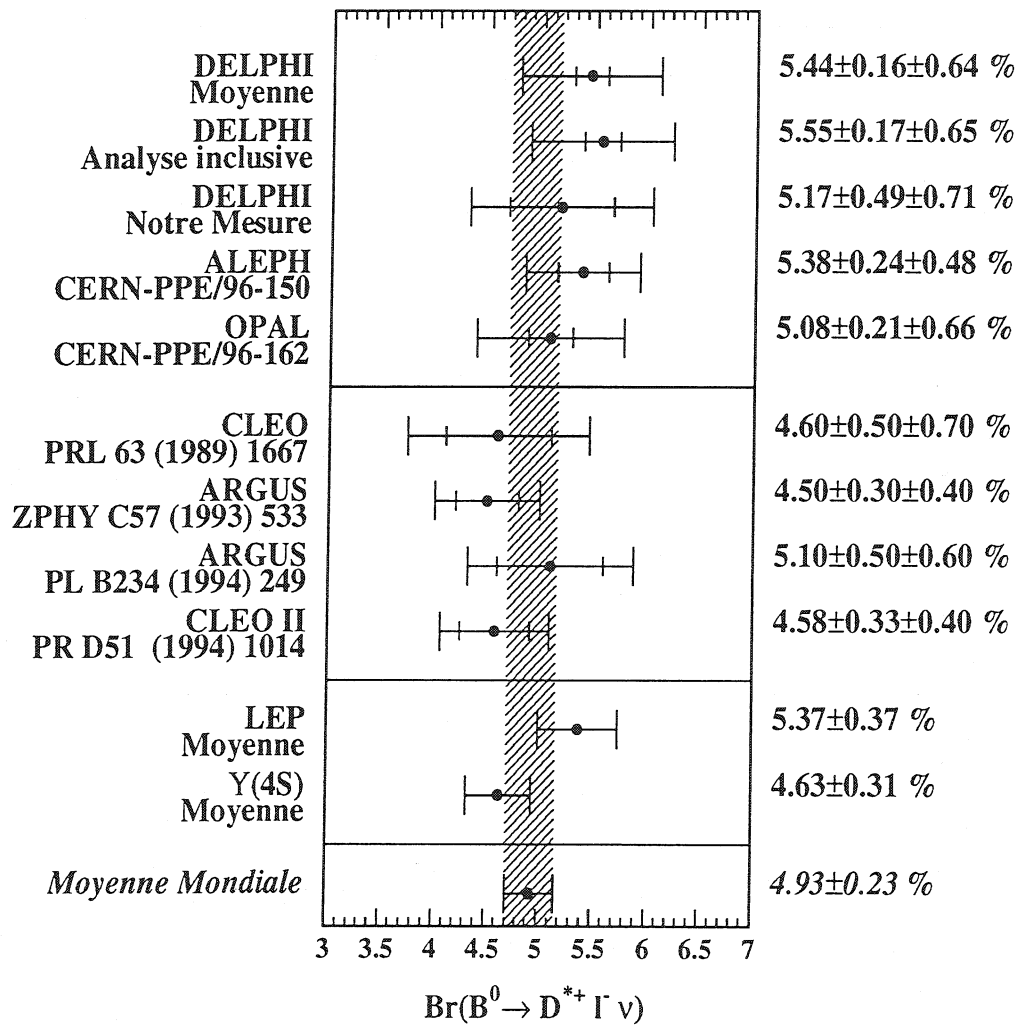


Figure VII.21: Moyenne mondiale du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l)$ en fonction du temps depuis la première mesure.


 Figure VII.22: Moyenne mondiale du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$.

Chapitre VIII

Mesure de $|V_{cb}|$ dans les désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$

VIII.1 Description de la méthode

La Théorie Effective des Quarks Lourds nous a permis de calculer la largeur partielle différentielle de désintégration semileptonique $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ en fonction d'un seul facteur de forme inconnu $\xi(\omega)$ (cf section III.5):

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{G_F^2}{48\pi^3} \times H(\omega) \times |V_{cb}|^2 \xi^2(\omega) \quad (\text{VIII.1})$$

où $H(\omega)$ est une fonction qui décrit l'espace de phase en fonction du transfert des vitesses $\omega = v_B v_{D^*}$:

$$\omega = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}. \quad (\text{VIII.2})$$

ω dépend du moment transféré $q^2 = (P_B - P_{D^*})^2$. Expérimentalement on peut mesurer le spectre différentiel du nombre d'événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ en fonction de ω , qui est aussi relié à l'expression de la largeur partielle par la relation:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\omega} = \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\omega}. \quad (\text{VIII.3})$$

On va donc procéder comme suit:

- Estimer ω . La manière la plus commode est d'estimer le moment transféré $q^2 = (P_B - P_{D^*})^2$, puis de calculer ω d'après l'équation (VIII.2). Cependant des problèmes expérimentaux se posent pour déterminer la quadri-impulsion du B à cause du neutrino non détecté.
- Déterminer le spectre différentiel des événements en fonction de ω . Pour cela nous avons choisi de découper l'espace de phase en plusieurs intervalles de ω et d'ajuster le nombre d'événements dans chaque intervalle à partir des distributions en masse du D^{*+} , ce qui permet de s'affranchir du bruit de fond combinatoire.
- Soustraire les autres sources physiques de bruit de fond dans chaque intervalle.

- Corriger le nombre d'événements restants par leur efficacité de détection dans chaque intervalle.
- Ajuster le spectre différentiel $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\omega}$ en utilisant une paramétrisation linéaire du facteur de forme inconnu $\xi(\omega)$, ce qui laisse libre deux paramètres: $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ et la pente du facteur de forme ρ^2 .

La suite de ce chapitre décrit l'ensemble de ces étapes.

VIII.2 Estimation de la quadri-impulsion du méson \bar{B}_d^0

Les quantités qui sont directement reconstruites sont l'énergie-impulsion du méson D^{*+} et du lepton. Afin de pouvoir évaluer le moment transféré il faut estimer l'énergie-impulsion du méson B ou du neutrino. Pour cela on doit mettre au point

- un estimateur de l'énergie du B;
- un estimateur de la direction: la direction dans l'espace est définie par les deux angles
 - θ , angle polaire défini par rapport à l'axe du faisceau;
 - ϕ , angle azimuthal défini dans le plan transverse au faisceau.

Nous allons décrire l'optimisation de l'ensemble des ces estimateurs. Les résolutions obtenues sont données à titre indicatif, mais n'entrent pas directement dans la mesure de $|V_{cb}|$. Seule la résolution sur ω est importante car elle est prise en compte lors de l'ajustement du spectre différentiel des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$.

VIII.2.1 L'énergie du méson B

L'énergie du méson B peut être estimée de différentes manières. La première méthode consiste à effectuer une paramétrisation de l'énergie du méson B en fonction de l'énergie et de la masse du système $D^{*+}\ell^-$ reconstruit pour différents intervalles de l'impulsion $p_{D^*\ell}$:

$$E_B = m_B \cdot \frac{p_{D^*\ell}}{m_{D^*\ell}} \cdot f(p_{D^*\ell}, m_{D^*\ell}) \quad (\text{VIII.4})$$

où pour chaque intervalle en impulsion $p_{D^*\ell}$, la fonction $f(p_{D^*\ell}, m_{D^*\ell})$ représente un polynôme d'ordre 3 en fonction de la masse reconstruite $m_{D^*\ell}$. La figure VIII.1 illustre la corrélation entre l'énergie vraie du méson B et l'énergie reconstruite du système $D^{*+}\ell^-$ pondérée par le rapport des masses du B et du système $D^{*+}\ell^-$ pour des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ simulés. Cette méthode développée pour la mesure des durées de vie des mésons \bar{B}_d^0 et B^- [134] permet d'obtenir une résolution sur l'énergie du méson B d'environ 12 %. La figure VIII.2 présente la différence entre l'estimateur de l'énergie du B et l'énergie vraie pour les événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$. La résolution est obtenue par l'ajustement de deux Gaussiennes sur cette distribution. Il est néanmoins possible

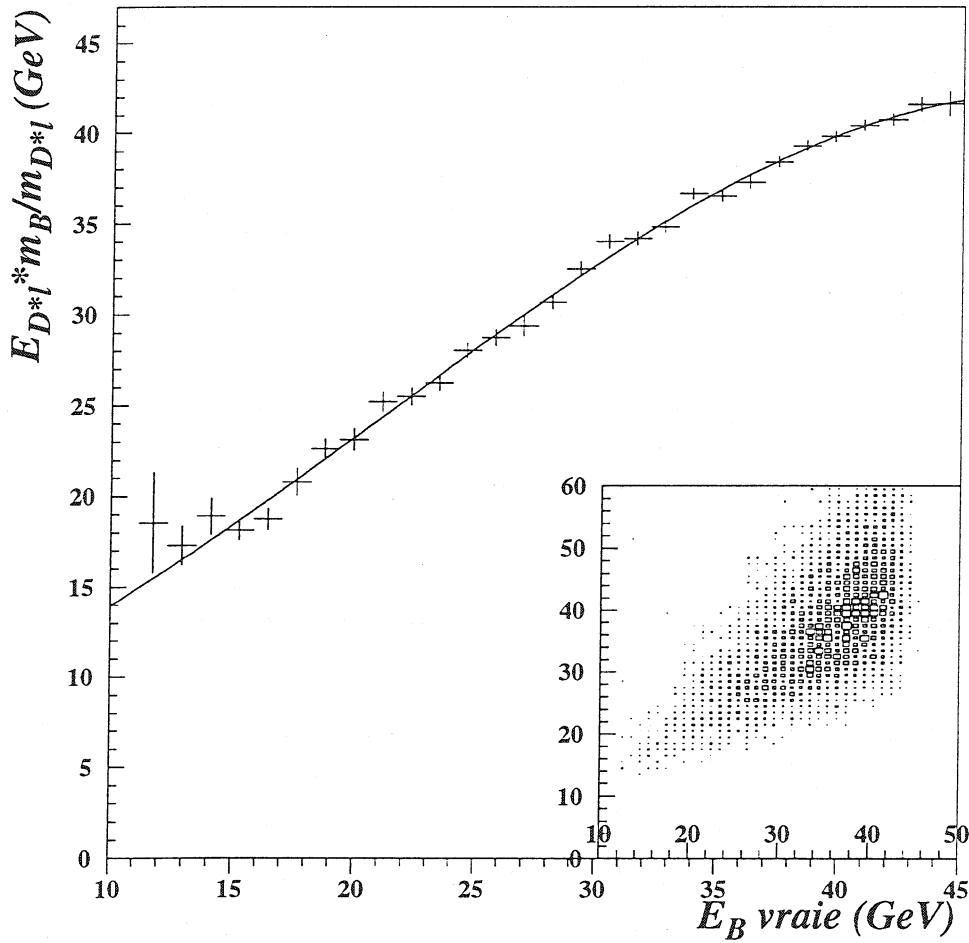


Figure VIII.1: Corrélation moyenne entre l'énergie reconstruite $E_{D\cdot\ell}$ pondérée par le rapport des masses $m_B/m_{D\cdot\ell}$ et l'énergie vraie du méson B. Le cartouche représente la même corrélation dans un diagramme à deux dimensions.

d'obtenir une meilleure résolution en prenant en compte les informations des flots d'énergie mesurés dans l'événement.

Dans le canal $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*\ell^-} \bar{\nu}_\ell$ le neutrino est la seule particule "invisible" qui est émise dans l'hémisphère défini par la direction de l'axe du thrust. Le principe de la deuxième méthode est d'estimer directement l'énergie du neutrino à partir de l'énergie manquante dans l'hémisphère. Dans la pratique une partie de l'énergie est perdue dans le détecteur à cause des zones mortes ou temporairement inefficaces. En se basant sur les données simulées pour corriger ces effets de détecteur on peut ainsi obtenir un estimateur de l'énergie du neutrino et donc du méson B. L'énergie manquante dans l'hémisphère est définie par

$$E_m = E_{\text{faisceau}} - E_{\text{chargée}} - E_{\text{neutre}} + \frac{M_{\text{hém}}^2 - M_{\text{hém opp}}^2}{4E_{\text{faisceau}}} \quad (\text{VIII.5})$$

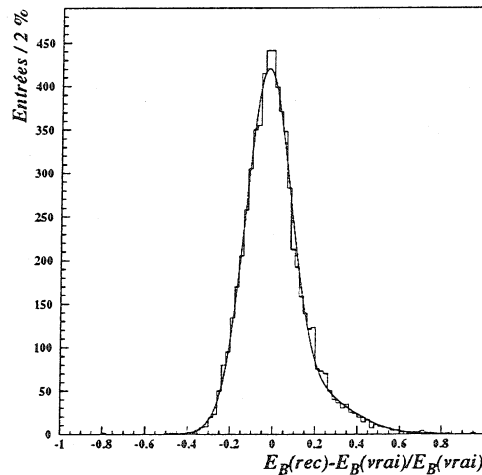


Figure VIII.2: Différence entre l'estimateur de l'énergie du B et l'énergie vraie pour les événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

où

- $E_{\text{chargée}}$ est la somme de l'énergie de toutes les traces chargées d'impulsion supérieure à 200 MeV/c dans l'hémisphère où se trouve le système $D^{*+} \ell^-$ reconstruit. L'énergie est calculée en assignant la masse du pion à chaque trace. Ces traces doivent aussi satisfaire les critères de sélection décrits au chapitre VI.
- E_{neutre} est la somme de l'énergie neutre dans l'hémisphère. Seuls les dépôts de plus de 1 GeV dans les calorimètres électromagnétiques sont pris en compte. On assigne la masse du photon $m_\gamma = 0$ à ces traces neutres.
- $M_{\text{hém}}^2$ et $M_{\text{hém opp}}^2$ sont les masses invariantes de l'ensemble des traces chargées et neutres présentes dans les deux hémisphères définies par l'axe du thrust. l'hémisphère "hém opp" est celui qui est opposé à la direction du méson B reconstruit.

Le terme dans lequel interviennent ces masses permet de corriger les effets de mauvaise répartition de l'énergie pour des événements de plus de deux jets.

Si dans l'hémisphère du $D^{*+} \ell^-$ le quark initial a rayonné un ou plusieurs gluons et qu'une partie des particules associées à ces jets de gluons est détectée dans l'hémisphère opposé, alors l'énergie mesurée dans l'hémisphère du $D^{*+} \ell^-$ est sous-estimée. Inversement on surestime l'énergie mesurée lorsque les gluons sont émis dans l'hémisphère opposé au $D^{*+} \ell^-$. La figure VIII.3 montre la distribution du terme correctif faisant intervenir les masses invariantes dans l'équation (VIII.5) pour les événements à deux jets et les événements à plus de deux jets. La correction apportée par ce terme pour les événements de plus de deux jets est en moyenne de -200 MeV. L'ajustement de la distribution de la correction moyenne pour les événements à plus de deux jets par deux Gaussiennes présente un écart type de 950 MeV dans

60 % des cas et de 2,8 GeV pour les 40 % restant. Pour les événements à deux jets l'ajustement de la distribution du terme correctif avec une seule Gaussienne indique que la correction moyenne est nulle et que l'écart type de cette distribution est de 280 MeV. La distribution de la différence entre l'énergie manquante estimée à partir

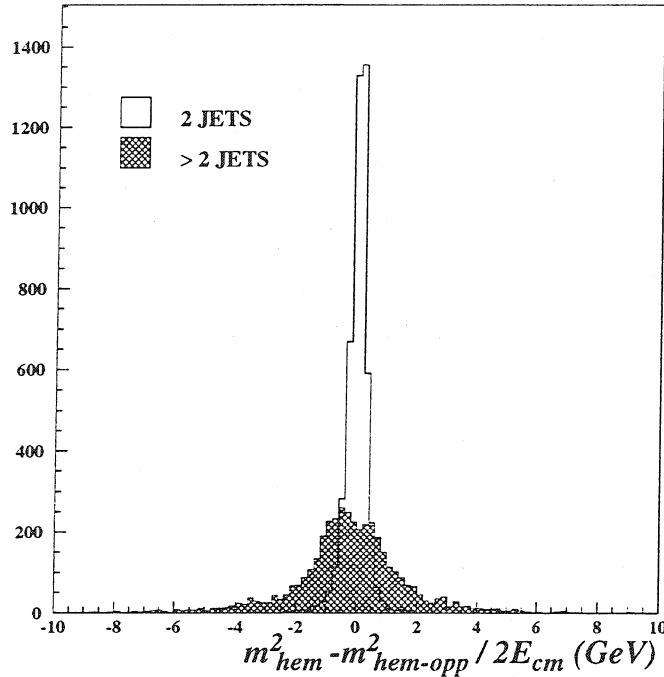


Figure VIII.3: Distribution du terme correctif $\frac{M_{\text{hém}}^2 - M_{\text{hém opp}}^2}{4E_{\text{faisceau}}}$ pour les événements à deux jets (histogramme plein), et les événements à plus de deux jets (histogramme hachuré) dans les désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

de l'équation (VIII.5) et l'énergie vraie du neutrino dans la simulation montre que malgré la correction apportée par les masses invariantes, une partie de l'énergie n'est pas vue dans le détecteur (voir figure VIII.4). L'énergie manquante mesurée est en moyenne 3 GeV plus élevée que l'énergie du neutrino.

Pour corriger cet effet on fait intervenir la corrélation qui existe entre l'énergie manquante dans l'hémisphère et l'énergie du système visible formé par le D^{*+} et le lepton. Cette corrélation est représentée pour les événements simulés sur la figure VIII.5. On remarque que plus le système visible $D^{*+} \ell^-$ a une énergie élevée, moins l'énergie manquante diffère de l'énergie du neutrino. Ceci s'explique par la diminution du nombre de traces de fragmentation de faible impulsion lorsque l'énergie du \bar{B}_d^0 augmente.

La corrélation est bien décrite par une paramétrisation linéaire de la forme:

$$E_\nu = E_m - 6,3 + 0,21 E_{D^* \ell} \quad (\text{VIII.6})$$

Lorsque l'énergie corrigée est négative on estime l'énergie du neutrino d'après l'énergie manquante E_m seule.

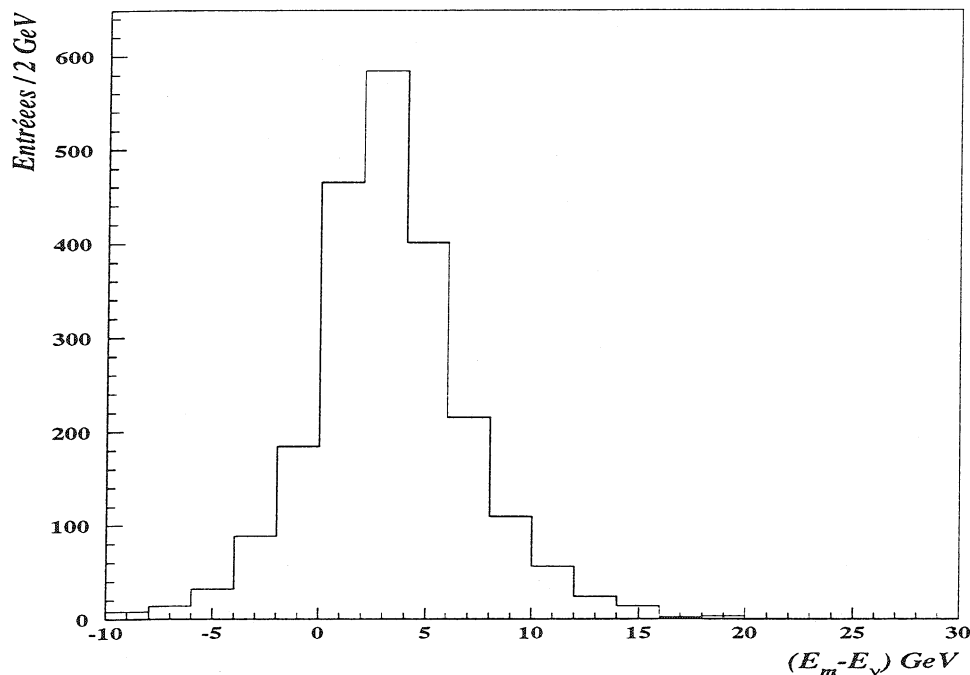


Figure VIII.4: Différence de l'énergie manquante et de l'énergie vraie du neutrino pour des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ simulés.

La résolution obtenue sur l'énergie du neutrino est illustrée sur la figure VIII.6a). L'ajustement de cette distribution par deux Gaussiennes donne une résolution de $2,0 \pm 0,1$ GeV pour 70 % des événements et de $4,8 \pm 0,2$ GeV pour les 30 % restant. La précision relative sur l'énergie du méson B est obtenue par un ajustement de deux Gaussiennes sur la distribution de la figure VIII.6b). Le résultat de l'ajustement donne:

Proportion (%)	σ_E (%)
$62,7 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,2$
$37,3 \pm 0,3$	$16,0 \pm 0,1$

La distribution de la figure VIII.6b) présente une queue asymétrique qui s'explique par le fait que pour les événements où l'énergie du neutrino est estimée d'après l'énergie manquante (équation (VIII.5)), on a tendance à surestimer l'énergie du B. L'énergie manquante est surestimée lorsque l'on perd une ou plusieurs traces de faible énergie dans le détecteur à cause des zones inactives ou des interactions secondaires avec le matériel du détecteur. La sous-estimation de l'énergie manquante peut provenir de problèmes de calibration ou de bruit dans les calorimètres identifié à tort comme un dépôt d'énergie. Ces problèmes sont beaucoup moins fréquents que la perte de traces, ce qui explique l'asymétrie de la distribution de la figure VIII.6b).

La résolution moyenne obtenue sur l'énergie du méson B est de 9,1 % pour les événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ simulés. On voit sur la figure VIII.7 que la résolution devient

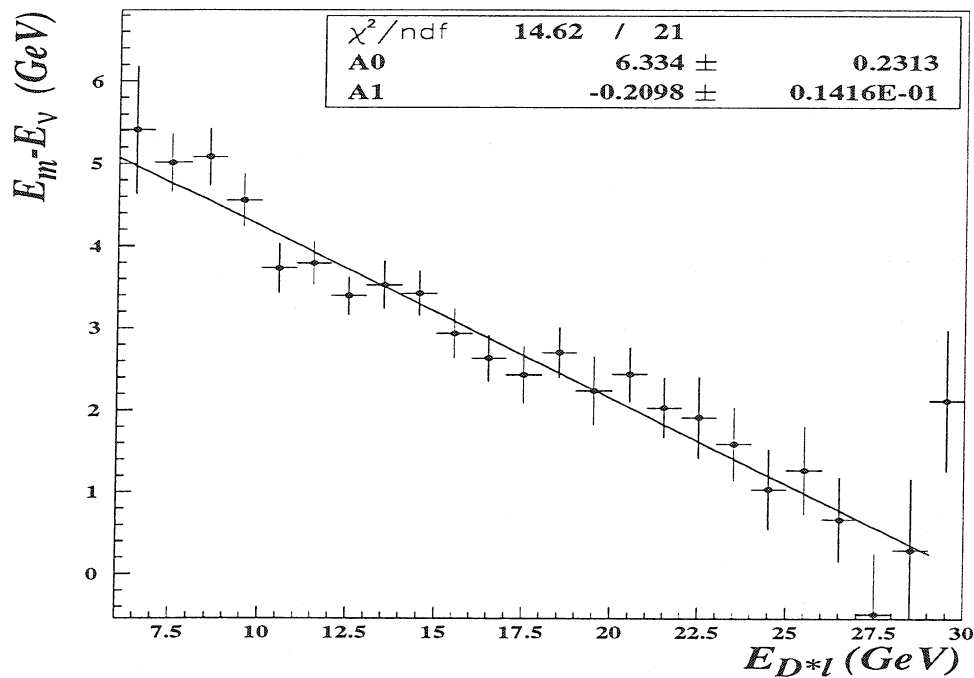


Figure VIII.5: Différence de l'énergie manquante estimée et de l'énergie vraie du neutrino pour des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ simulés en fonction de l'énergie du système $D^{*+} \ell^-$.

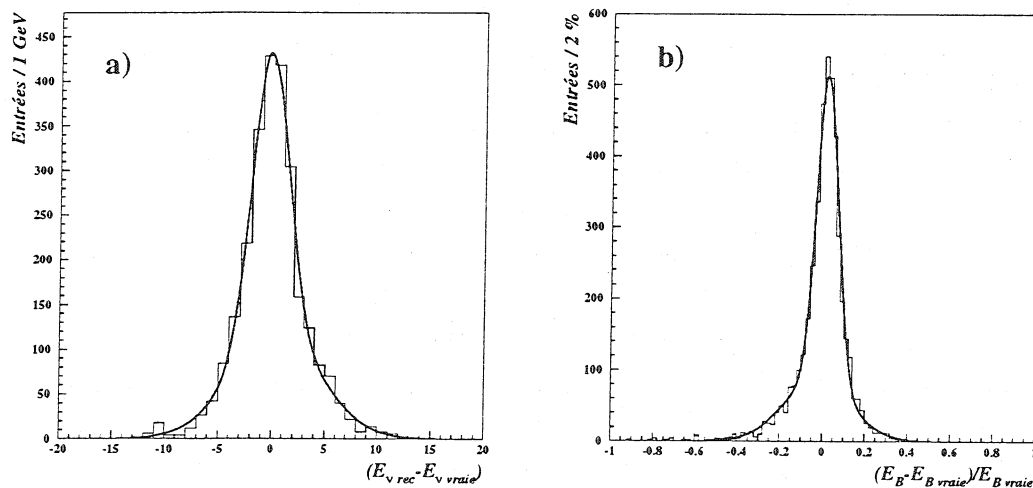


Figure VIII.6: a) Différence de l'estimateur de l'énergie du neutrino et de l'énergie vraie du neutrino. b) Différence entre l'énergie du B reconstruite et générée divisée par l'énergie du B générée.

meilleure quand l'énergie du B augmente, ce qui confirme l'effet observé pour l'estimateur de l'énergie du neutrino (figure VIII.8).

Le contrôle de l'estimateur de l'énergie du neutrino est effectué en comparant la distribution de l'énergie du neutrino dans les données sur un lot d'événements $D^{*+} \ell^- X$ sélectionné et dans la simulation. La figure VIII.8 montre cette comparaison. On constate un bon accord entre les deux distributions.

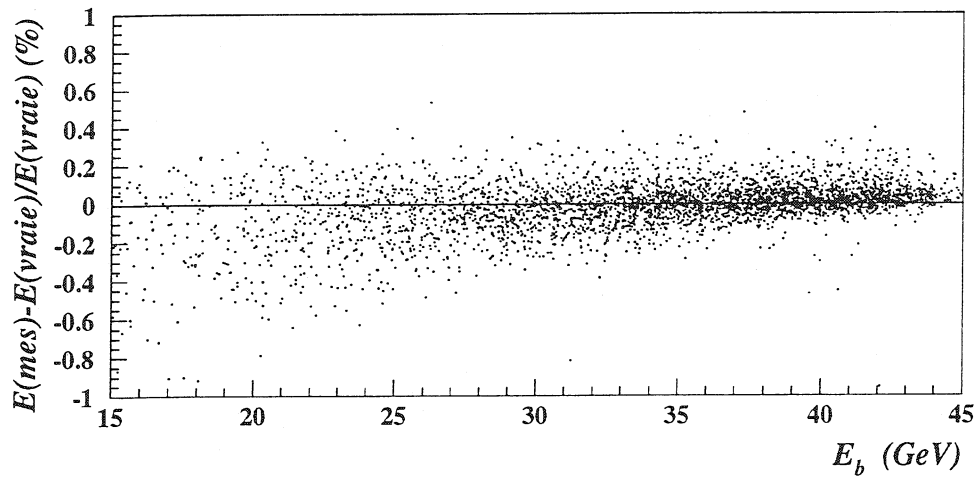


Figure VIII.7: Différence entre l'énergie du \bar{B}_d^0 reconstruite et générée divisée par l'énergie générée en fonction de l'énergie générée du \bar{B}_d^0 .

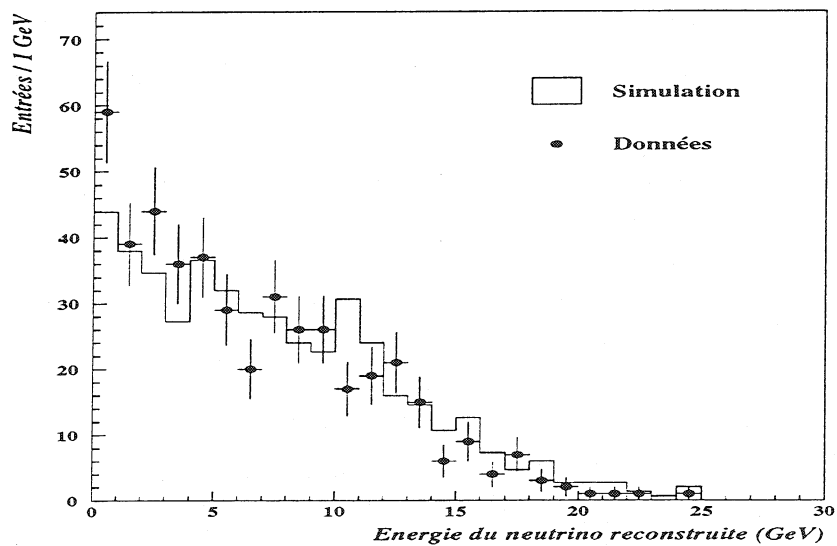


Figure VIII.8: Comparaison de l'énergie du neutrino reconstruite dans la simulation et dans les données.

L'utilisation de l'estimateur de l'énergie du méson \bar{B}_d^0 basé sur l'énergie manquante dans l'hémisphère permet d'améliorer de 25 % la précision par rapport à un estimateur "classique" basé sur une paramétrisation de l'énergie et de la masse du système visible $D^{*+}\ell^-X$.

VIII.2.2 La direction du méson B

Elle est définie par deux angles dans le référentiel de DELPHI, l'angle polaire défini à partir de la direction du faisceau (axe z) et l'angle azimuthal défini dans le plan transverse au faisceau.

Détermination de l'angle azimuthal ϕ

Les vertex de production v_P et de désintégration v_B du méson B sont connus avec une bonne précision dans le plan transverse au faisceau. On va donc utiliser la direction donnée par ces deux vertex pour déterminer l'angle azimuthal:

$$\cos \phi = \frac{x_{v_B} - x_{v_P}}{\sqrt{(x_{v_B} - x_{v_P})^2 + (y_{v_B} - y_{v_P})^2}} \quad (\text{VIII.7})$$

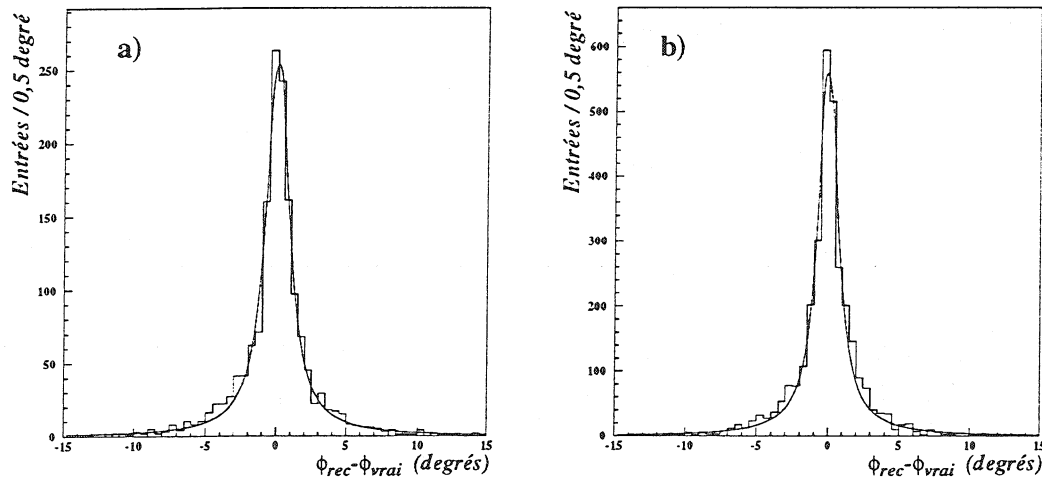


Figure VIII.9: Différence de l'angle azimuthal ϕ reconstruit et généré a) pour la simulation 1991-93, b) pour la simulation 1994.

La distribution de la différence entre l'angle azimuthal reconstruit par cette méthode et l'angle azimuthal généré présente de longues queues (voir figure VIII.9) qui correspondent à des événements pour lesquels la distance entre les deux vertex n'est pas suffisamment élevée pour définir de manière correcte la direction du méson B. La figure VIII.10 illustre l'évolution de la différence entre l'angle azimuthal reconstruit et généré pour des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^- \bar{\nu}_\ell$ simulés en fonction de la distance de vol mesurée du \bar{B}_d^0 . On voit que les queues observées pour la distribution de la figure VIII.9 proviennent d'événements où le \bar{B}_d^0 a peu volé.

Afin de déterminer la résolution moyenne, on utilise une paramétrisation de Breit-Wigner ajustée sur la distribution de la figure VIII.9:

$$BW(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{2}{\Gamma}}{1 + \frac{4}{\Gamma^2}(x - x_0)^2} \quad (\text{VIII.8})$$

La largeur à mi-hauteur Γ déterminée par l'ajustement est de

Simulation	$\Gamma(\phi)(^\circ)$
91-93	$1,91 \pm 0,07$
1994	$1,67 \pm 0,04$

La résolution obtenue est identique que l'on considère le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. La différence de résolution entre les simulations 1991-93 et 1994 provient de la meilleure détermination des vertex secondaires dans la simulation 1994 par la prise en compte de l'information des coordonnées z du microvertex.

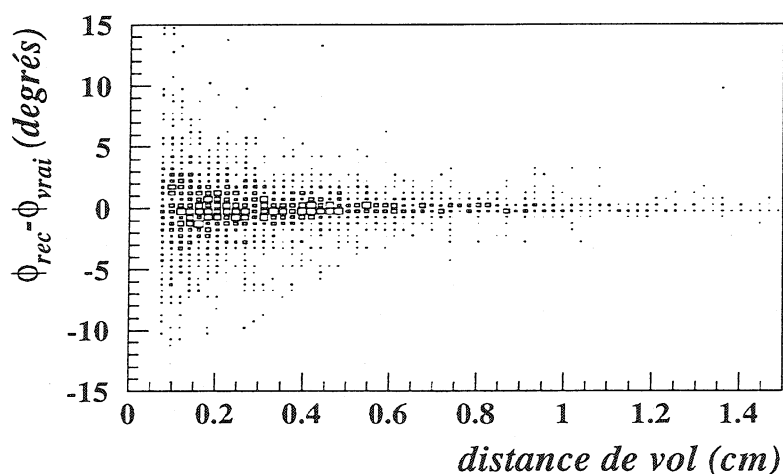


Figure VIII.10: Différence de l'angle azimuthal ϕ reconstruit et généré en fonction de la distance de vol.

Détermination de l'angle polaire θ

De la même manière que pour l'angle azimuthal on peut utiliser le vecteur joignant les vertex primaire et secondaire dans l'espace pour déterminer l'angle polaire. Les résultats obtenus sont:

Année	Résolution (Γ)
1991-93	$11,2 \pm 0,8^\circ$
1994	$1,70 \pm 0,06^\circ$

La figure VIII.11 montre la différence entre l'estimateur de l'angle polaire basé sur les vertex primaire et secondaire et l'angle polaire généré pour les simulations 1991-93 et 1994. A cause de l'absence de mesure de la coordonnée z par le détecteur de microvertex pour les données 1991-93, les vertex ne peuvent être utilisés pour estimer l'angle polaire 1991-93.

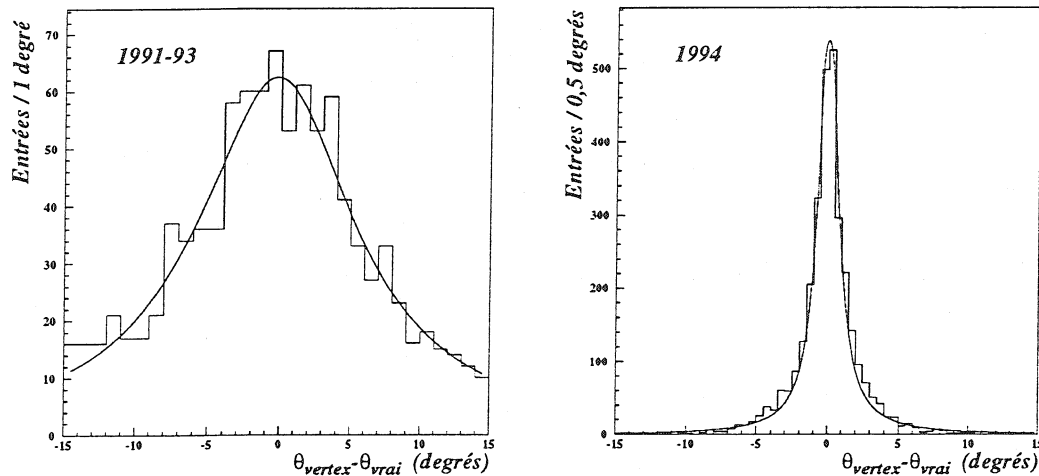


Figure VIII.11: Différence de l'angle polaire θ reconstruit et généré, pour les données simulées de 1991 à 1993 à gauche et de 1994 à droite.

Afin d'améliorer la précision sur l'angle polaire pour les données de 1991 à 1993, plusieurs autres estimateurs ont été considérés:

- L'angle polaire θ_{thrust} de l'axe de l'événement (thrust). Dans le cas d'événements à deux jets l'axe de l'événement correspond en moyenne à la direction du quark b primaire. La distribution de la différence entre l'angle d'émission du B et l'angle du thrust présente de longues queues (figure VIII.12a), qui proviennent des événements à plus de deux jets pour lesquels l'axe du thrust n'est plus un bon estimateur de la direction du \bar{B}_d^0 . La largeur à mi hauteur obtenue en procédant à un ajustement d'une fonction de Breit-Wigner sur cette distribution est de $\Gamma = (3,4 \pm 0,2)^\circ$.
- L'angle polaire $\theta_{D^*\ell}$ du système visible $D^*\ell^-$. Dans ce cas la distribution de la différence $\theta_B - \theta_{D^*\ell}$ est de type Gaussien (figure VIII.12b). La résolution obtenue est de $\sigma = (1,93 \pm 0,04)^\circ$.
- L'angle polaire solution de la conservation de l'énergie-impulsion. En utilisant l'énergie du B, l'angle azimuthal calculé auparavant et la contrainte de la conservation de l'énergie impulsion

$$\begin{aligned} E_B &= E_{D^*\ell} + E_\nu \\ \vec{p}_B &= p_{D^*\ell} + \vec{p}_\nu \end{aligned} \quad (\text{VIII.9})$$

on obtient:

$$\cos \theta_B = \frac{R p_{z(D^*\ell)} \pm A \sqrt{p_{z(D^*\ell)}^2 - R^2 + A^2}}{p_{z(D^*\ell)}^2 + A^2} \quad (\text{VIII.10})$$

où

$$\begin{aligned} - A &= p_{x(D^*\ell)} \cos \phi_B + p_{y(D^*\ell)} \sin \phi_B \\ - R &= \frac{p_B^2 + p_{D^*\ell}^2 - E_\ell^2}{2p_B} \end{aligned}$$

Parmi les deux solutions possibles, la plus proche de l'angle θ_{thrust} est choisie pour les événements à deux jets, et la plus proche de l'angle $\theta_{D^*\ell}$ est choisie pour les événements à plus de deux jets. Dans environ 30 % des cas, à cause de problèmes de résolution, aucune solution n'est trouvée. Pour les événements où l'on trouve une solution la résolution obtenue est de $\Gamma = (2,1 \pm 0,1)^\circ$.

Sur les figures VIII.12a), b) et c) sont présentées les différences entre l'estimateur de l'angle polaire et l'angle polaire généré obtenues en choisissant comme estimateurs a) θ_{thrust} , b) $\theta_{D^*\ell}$, c) θ_{sol} comme estimateur de l'angle polaire du B.

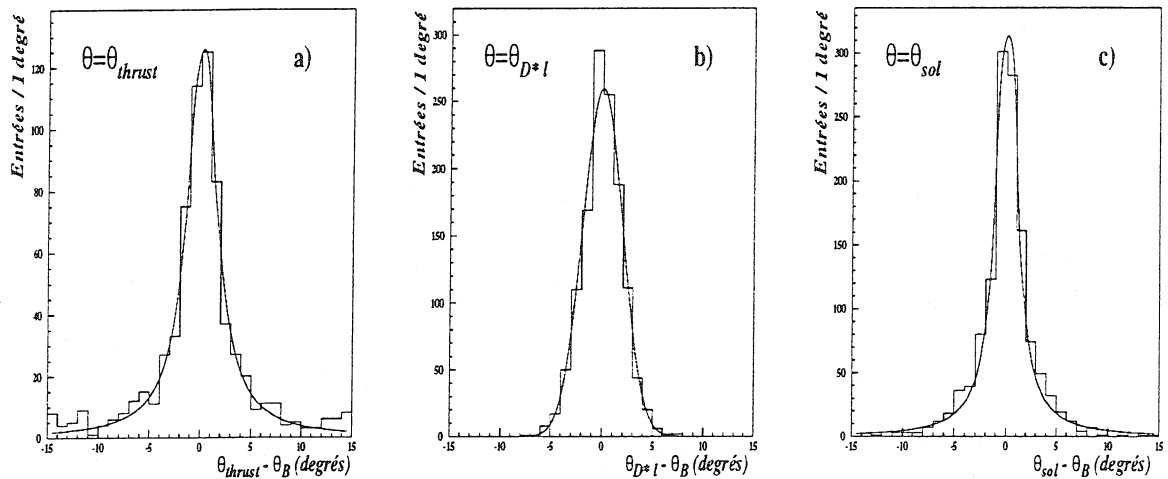


Figure VIII.12: Différence de l'angle polaire généré et reconstruit pour les données simulées de 1991 à 1993 pour les trois estimateurs testés.

Résumé sur le choix de l'estimateur de l'angle polaire du méson \bar{B}_d^0

Pour les données 1994, l'estimateur basé sur les vertex primaire et secondaire dans l'espace est le meilleur estimateur. La largeur à mi-hauteur de la fonction de Breit-Wigner ajustée sur la distribution de la différence entre l'angle polaire généré et reconstruit est de $(1,70 \pm 0,06)^\circ$.

Pour les données 1991-1993, l'estimateur qui donne les meilleurs résultats est celui qui est basé sur la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion. Lorsque cet estimateur ne peut pas être utilisé, on choisit l'angle polaire de l'axe du thrust pour les

événements à deux jets et l'angle du système visible $D^{*+}\ell^-$ pour les événements à plus de deux jets. La résolution obtenue en combinant l'ensemble de ces estimateurs est estimée par l'ajustement d'une fonction de Breit-Wigner sur la distribution de la différence entre l'angle polaire reconstruit et généré. La largeur à mi-hauteur obtenue est de $(2,3 \pm 0,1)^\circ$.

Dans les deux cas, la résolution sur l'angle polaire est fonction de la distance de vol du méson B, comme pour l'angle azimuthal. La figure VIII.13 illustre cette corrélation pour les données simulées $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ de 1994.

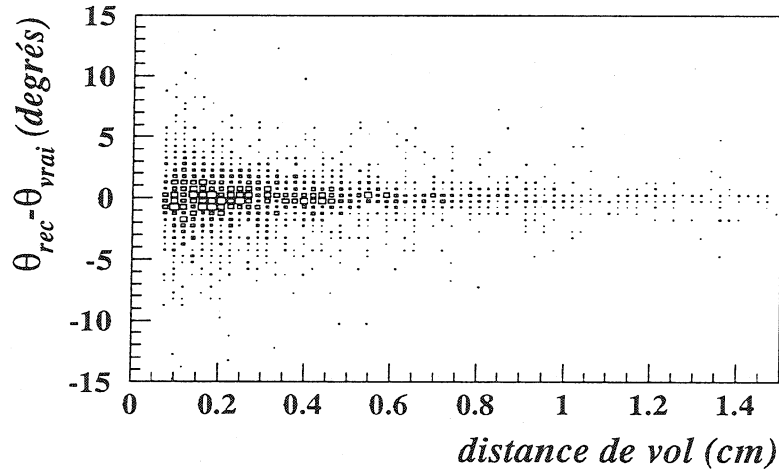


Figure VIII.13: Différence de l'angle polaire généré et reconstruit en fonction de la distance de vol du \bar{B}_d^0 pour les données simulées de 1994.

VIII.2.3 Calcul du moment transféré q^2 et de ω

Le calcul de q^2 est une étape intermédiaire qui nous permet d'estimer ensuite le transfert des vitesses ω qui est la variable qui nous intéresse plus particulièrement. La résolution obtenue sur ω sera ensuite utilisée lors de l'ajustement de la distribution des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ en fonction de ω .

En utilisant les estimateurs de l'énergie-impulsion du méson B, le calcul du moment transféré est maintenant possible.

$$\begin{aligned} q^2 &= (P_B - P_{D^*})^2 = (P_\ell + P_\nu)^2 \\ &= m_B^2 + m_{D^*}^2 - 2E_B E_{D^*} + 2\vec{p}_B \vec{p}_{D^*} \end{aligned} \quad (\text{VIII.11})$$

L'expression du transfert des vitesses ω est reliée au moment transféré par la relation:

$$\omega = v_B \cdot v_{D^*} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}} \quad (\text{VIII.12})$$

La résolution sur ω est obtenue par l'ajustement de deux Gaussiennes sur les distributions de la différence entre les transferts de vitesse reconstruit et généré: $\omega_{rec} - \omega_{vrai}$. Les résultats sont présentés sur les figures VIII.14a) et b). On obtient les résolutions suivantes:

Simulation 1991-93		Simulation 1994	
Proportion	Résolution	Proportion	Résolution
38 %	$0,049 \pm 0,005$	43 %	$0,050 \pm 0,003$
62 %	$0,165 \pm 0,005$	57 %	$0,155 \pm 0,004$

La résolution moyenne obtenue est de $0,120 \pm 0,004$ pour la simulation 1991-93 et de $0,110 \pm 0,005$ pour la simulation 1994. Les queues des distributions de la différence entre

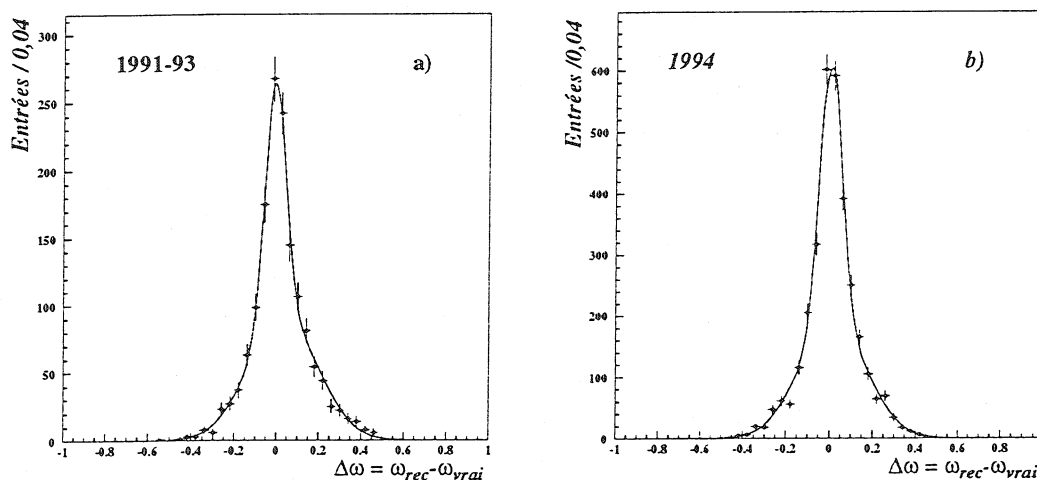


Figure VIII.14: Résolution sur ω a) pour la simulation 1991-93 b) pour la simulation 1994.

ω reconstruit et ω généré proviennent d'événements à courte distance de vol pour lesquels la direction du méson B est moins bien définie, comme le montre la figure VIII.15. On remarque aussi une légère corrélation entre $\omega_{rec} - \omega_{vrai}$ en fonction de ω_{vrai} sur la figure VIII.16. La paramétrisation de la résolution en fonction de ω_{vrai} est donc nécessaire pour tenir compte de ce léger biais. L'espace de phase en fonction de ω a été découpé en trois intervalles égaux, et les distributions de la différence entre ω_{rec} et ω_{vrai} ajustées à l'aide de deux Gaussiennes dans chacun des intervalles. La valeur centrale de la Gaussienne la plus étroite est fixée à zéro lors de l'ajustement. Les distributions ajustées sont présentées sur les figures VIII.17. Les paramètres des deux Gaussiennes dans chaque intervalle sont résumés dans le tableau VIII.1.

VIII.3 Spectre différentiel des événements en fonction de ω

Les limites de l'espace de phase disponible sont données par les masses des mésons \bar{B}_d^0 et D^{*+} . L'intervalle physique de ω va de 1 à 1,5.

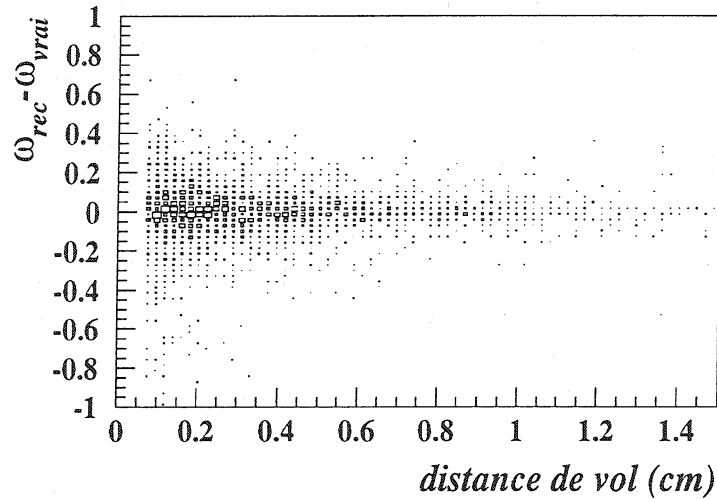


Figure VIII.15: Différence $\omega_{rec} - \omega_{vrai}$ en fonction de la distance de vol du \bar{B}_d^0 pour la simulation 1994. Le même effet est obtenu pour la simulation 1991-93.

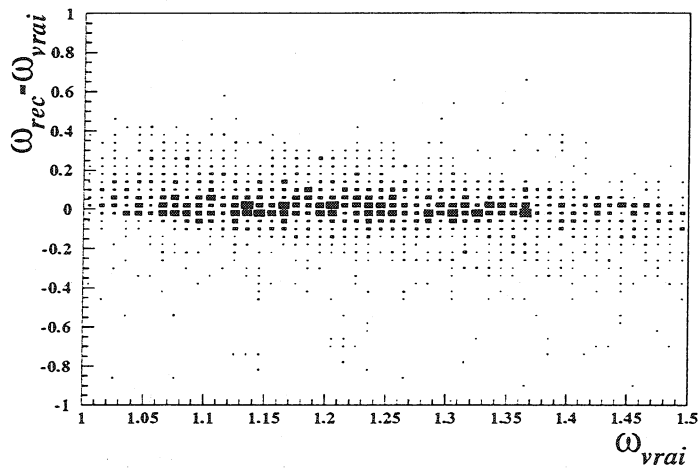


Figure VIII.16: Corrélation entre la résolution et ω_{vrai} pour la simulation 1994. Le même effet est obtenu pour la simulation 1991-93.

	ω	q^2	configuration
ω_{min}	1	0	D^{*+} émis au repos
ω_{max}	$\frac{m_B^2 + m_{D^{*+}}^2}{2m_B m_{D^{*+}}} = 1,5$	$(m_B - m_{D^{*+}})^2$	W émis au repos

Le domaine physique est divisé en 5 intervalles de largeur $\Delta\omega$ équivalente à la résolution moyenne de 0,12. Tous les événements pour lesquels ω est en dehors de la limite physique sont regroupés dans un sixième intervalle.

Pour chaque intervalle on détermine le spectre en masse (canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$) et en différence de masse (canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$), en sommant les lots de données de 1991

Intervalle	1 ^{ère} Gaussienne		2 ^{ème} Gaussienne	
	Proportion	σ_1	μ_2	σ_2
$1. < \omega_{vrai} < 1.16$	51 %	$0,053 \pm 0,004$	$0,120 \pm 0,010$	$0,132 \pm 0,005$
$1.16 < \omega_{vrai} < 1.32$	31 %	$0,047 \pm 0,006$	$0,021 \pm 0,005$	$0,132 \pm 0,005$
$1.32 < \omega_{vrai} < 1.5$	77 %	$0,065 \pm 0,003$	$-0,200 \pm 0,030$	$0,110 \pm 0,010$

Tableau VIII.1: Paramètres de l'ajustement des deux fonctions Gaussiennes qui décrivent la résolution dans chaque intervalle en ω . Le paramètre μ désigne la valeur centrale de la fonction Gaussienne et σ son écart type.

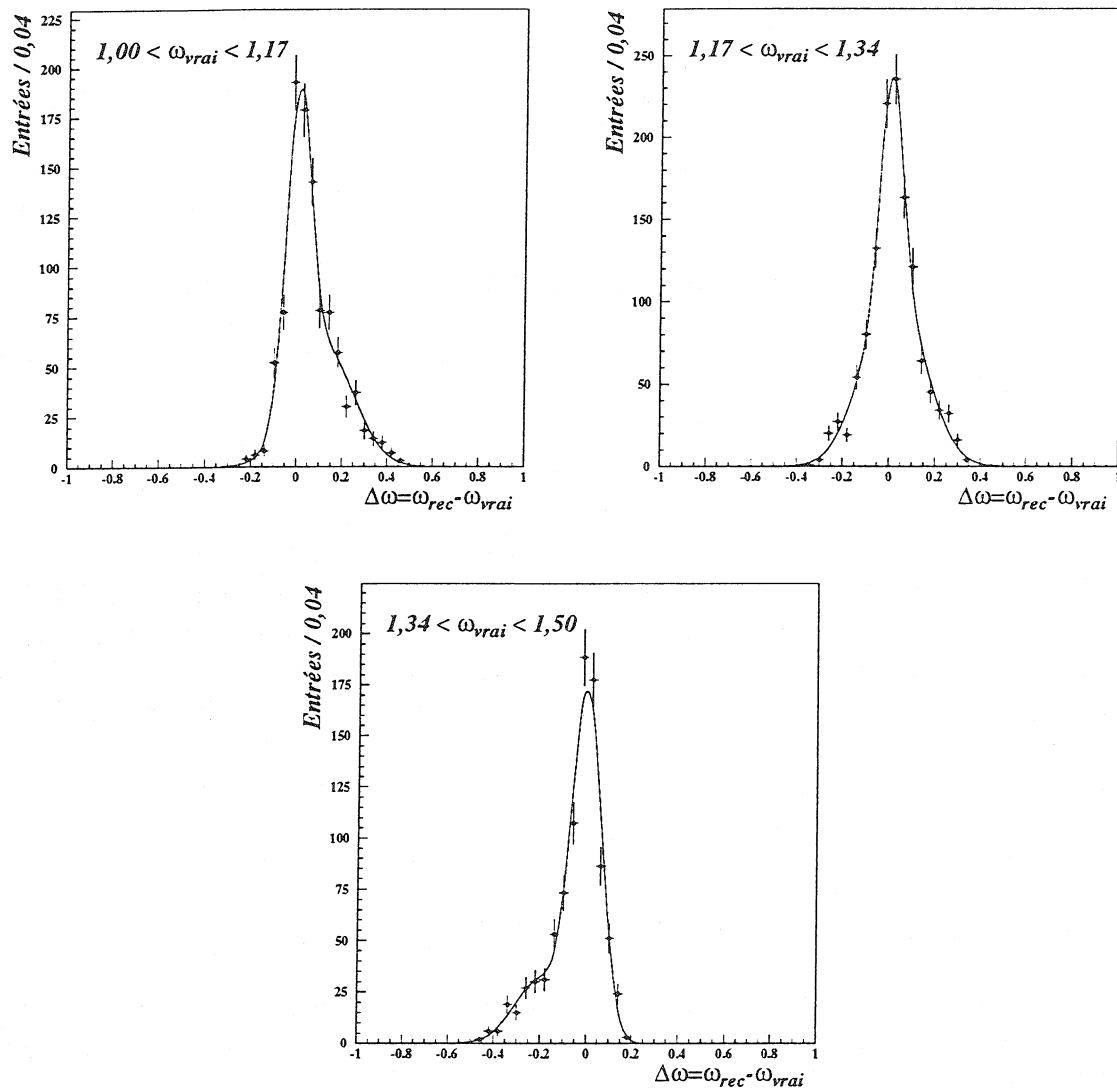


Figure VIII.17: Résolution pour les différents intervalles en ω_{vrai} .

à 1993 et de 1994. Le nombre d'événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ dans chaque intervalle est déterminé par un ajustement utilisant les paramétrisations décrites dans la section VII.1.

Afin d'éviter de grandes variations du nombre d'événements à cause d'une instabilité des paramètres de la fonction Gaussienne décrivant le signal, on procède comme suit:

- Le spectre correspondant à l'ensemble des événements est ajusté.
- La largeur du signal σ et sa valeur centrale dans la fonction d'ajustement sont fixées aux valeurs ajustées.
- L'ajustement est réalisé sur les spectres de chaque intervalle en ω pour les lots de données de bonne corrélation de charge $D^{*+}\ell^-$ et de mauvaise corrélation de charge $D^{*+}\ell^+$.
- L'ajustement est refait en faisant varier les paramètres fixés dans leurs erreurs. La variation du nombre d'événements est ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique pour tenir compte de la sous-estimation de l'erreur statistique due à la fixation des paramètres lors du premier ajustement.
- Le nombre d'événements de mauvaise corrélation de charge est soustrait du nombre d'événements de bonne corrélation.

Les figures VIII.18 et VIII.19 présentent les résultats de l'ajustement du nombre de candidats $D^{*+}\ell^-$ dans chaque intervalle en ω . Le dernier histogramme regroupe pour chaque intervalle le résultat du nombre d'événements $D^{*+}\ell^-$ ajustés. Le nombre d'événements dont la valeur de ω est en dehors des limites cinématiques est obtenu par soustraction du nombre d'événements total ajusté dans la section VII.1 et de la somme des événements ajustés dans les 5 intervalles physiques. La détermination du nombre d'événements pour lesquels ω_{rec} est en dehors du domaine cinématique permis $1,0 < \omega < 1,5$ est très importante car elle permet de contrôler la résolution obtenue dans les données et la simulation. La proportion d'événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^- \bar{\nu}_\ell$ hors de la limite cinématique dans la simulation est de $(8,6 \pm 0,3) \%$. Le nombre d'événements obtenus par soustraction représente $(6,6 \pm 0,9) \%$ du total des événements ajusté dans la simulation. La différence de $(2,0 \pm 1,0) \%$ sera prise en compte dans les erreurs systématiques (voir section VIII.6).

Le nombre d'événements ajusté dans chaque intervalle est reporté dans la table VIII.2.

VIII.4 Soustraction des bruits de fond

La détermination des contaminations de l'échantillon de données $D^{*+}\ell^-$ reconstruites à été déterminée dans la section VII.2. La mesure de $|V_{cb}|$ nécessite en plus de connaître la répartition en fonction de ω des événements bruit de fond. Pour cela on se base sur les événements simulés. La forme du bruit de fond dit "physique" des canaux $D^{*+}\tau$ et $D^{*+}X_c$ a une importance mineure sur le résultat car il ne représente que $(5,1 \pm 1,5) \%$ du total des événements $D^{*+}\ell^-X$ ajustés dans le spectre en masse. L'influence de la forme en ω des événements contenant un D^{**} est, par contre, plus important car il représente $(20,2 \pm 6,9) \%$ et $(19,4 \pm 6,8) \%$ des événements $D^{*+}\ell^-X$ dans les canaux $K^-\pi^+$ et $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ respectivement (voir les équations (VII.52) et (VII.53)). L'influence de la normalisation

Intervalle	Nombre d'événements canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	Nombre d'événements canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
$1.0 < \omega < 1.1$	$31,4 \pm 7,6$	$37,7 \pm 10,3$
$1.1 < \omega < 1.2$	$45,3 \pm 8,1$	$40,4 \pm 9,3$
$1.2 < \omega < 1.3$	$52,4 \pm 8,6$	$51,9 \pm 10,6$
$1.3 < \omega < 1.4$	$44,6 \pm 8,1$	$30,2 \pm 7,7$
$1.4 < \omega < 1.5$	$31,9 \pm 6,7$	$36,2 \pm 8,2$
$1.0 < \omega < 1.5$	$202,7 \pm 18,1$	$198,7 \pm 25,5$
différence	$11,8 \pm 6,1$	$11,3 \pm 4,5$

Tableau VIII.2: Résultat de l'ajustement du nombre d'événements sur les spectres en différence de masse (masse) des candidats $D^{*+} \rightarrow (K\pi)\pi$ ($D^{*+} \rightarrow (K3\pi)\pi$) dans chaque intervalle en ω , en utilisant la procédure décrite plus haut. Le bruit de fond $D^{*+} \ell^+$ pour les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et le double comptage pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ sont soustraits lors de l'ajustement.

et de la forme en ω de ce bruit de fond sera étudiée lors de l'évaluation des erreurs systématiques (section VIII.6). Le spectre des événements $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ simulé utilisé a été généré suivant le modèle ISGW décrit dans la section III.3.3.

VIII.5 Ajustement des données au modèle

VIII.5.1 Correction d'acceptance

La reconstruction et la sélection des événements fait appel à plusieurs coupures cinématiques. Dans la mesure du possible nous avons essayé de limiter au maximum ces coupures pour obtenir une efficacité de reconstruction la plus stable possible en fonction du transfert de vitesse ω (et du moment transféré q^2). C'est la raison pour laquelle la coupure en moment transverse du lepton a été fixée la plus basse possible à 0,8 GeV/c. Néanmoins une dépendance de l'efficacité en fonction de ω est observée (voir figure VIII.20). Cette dépendance est due à l'ensemble des coupures cinématiques sur l'impulsion du lepton et la fraction d'énergie du D^{*+} ($X_E(D^{*+})$). Cette dépendance est bien décrite par une paramétrisation linéaire dans les deux canaux. Cette paramétrisation est utilisée lors de l'ajustement des données.

VIII.5.2 Ajustement des données

L'ajustement du spectre différentiel en fonction de ω par l'expression de la largeur partielle de désintégration

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Gamma}{d\omega} &= \frac{1}{\tau_{B^0}} \frac{dBr(B^0 \rightarrow D^{*+} \ell^+ \nu)}{d\omega} \\
 &= \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \xi^2(\omega) |V_{cb}|^2 \sqrt{\omega^2 - 1}
 \end{aligned} \tag{VIII.13}$$

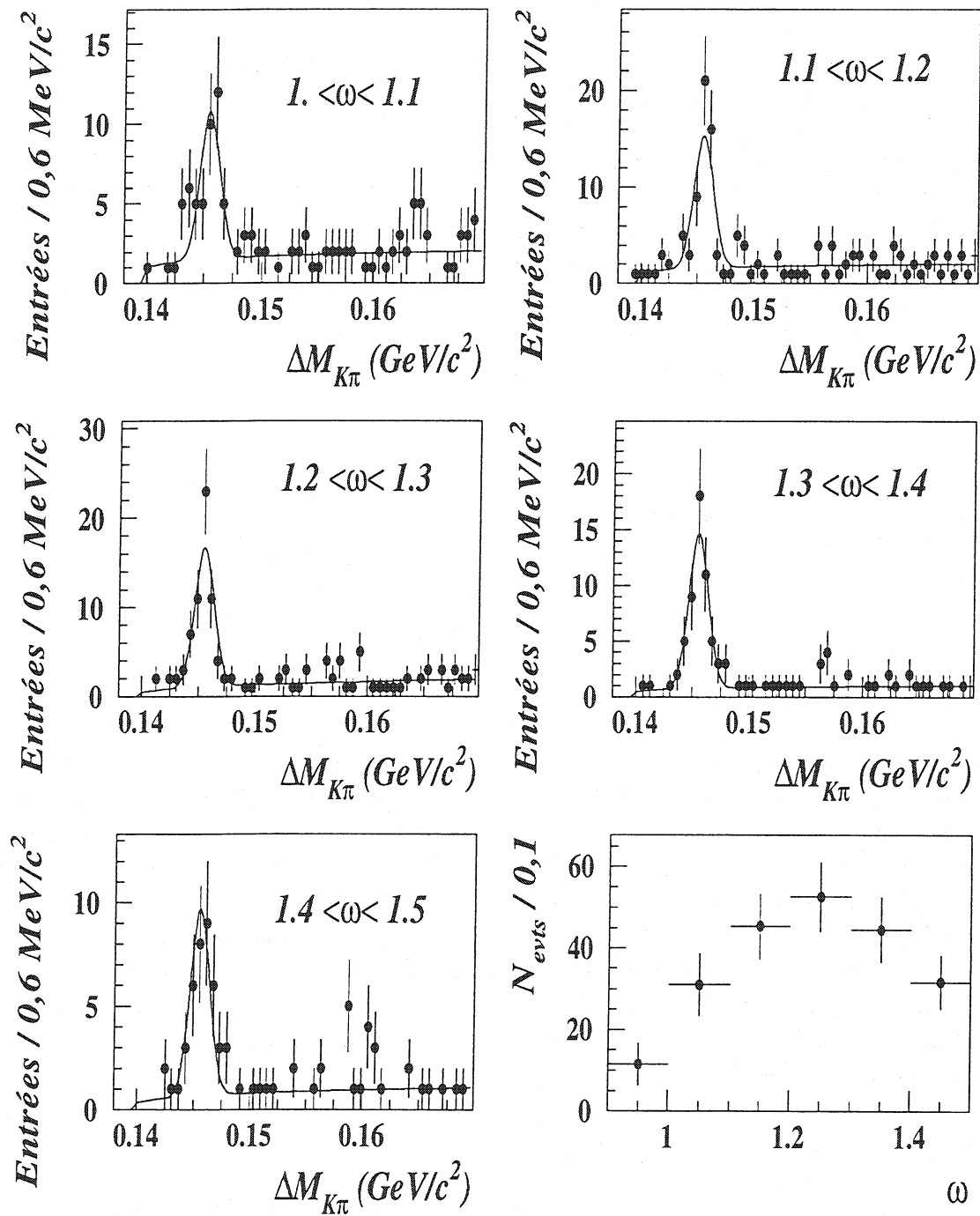


Figure VIII.18: Résultats de l'ajustement sur les distributions en différence de masse dans chaque intervalle en ω pour le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

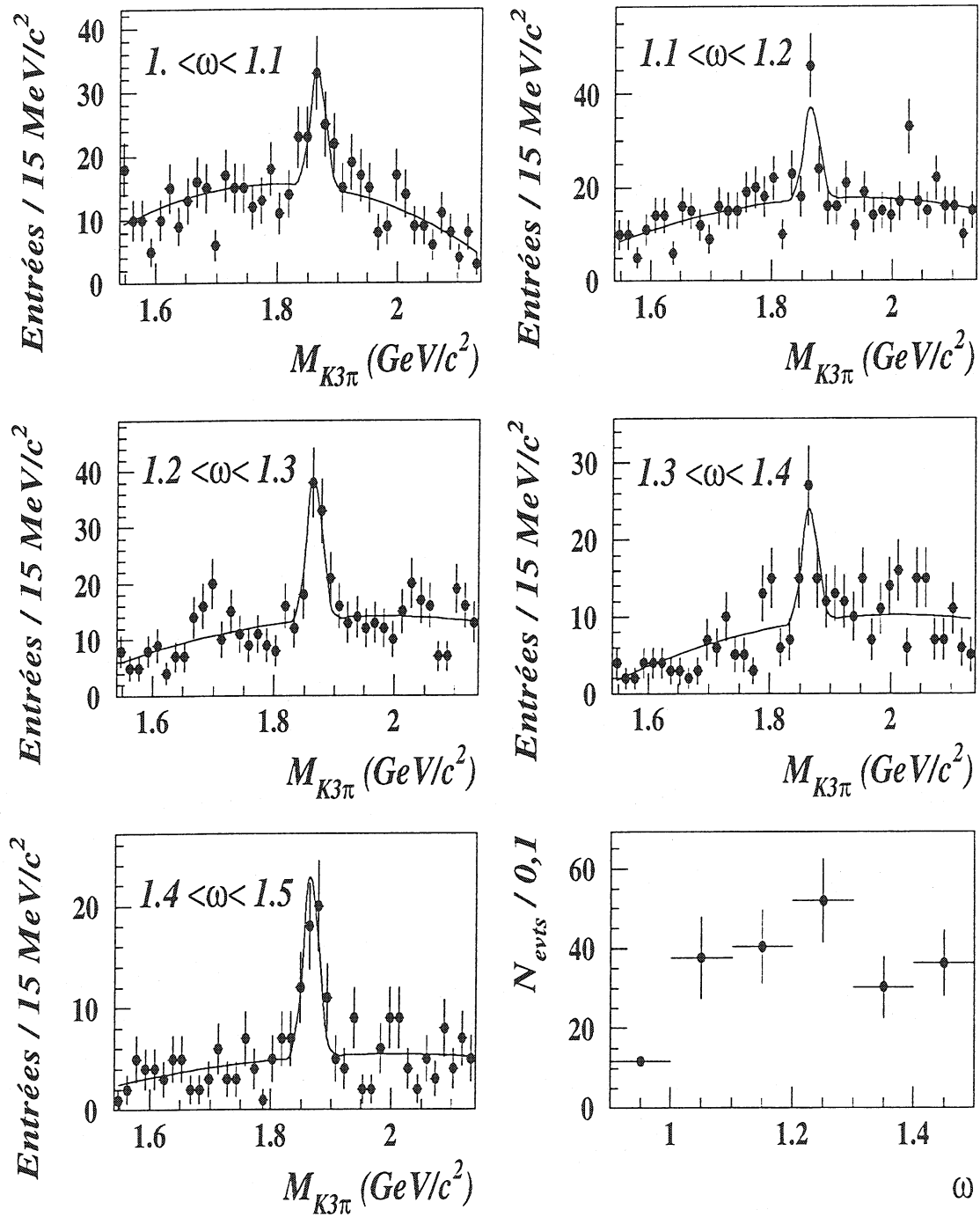
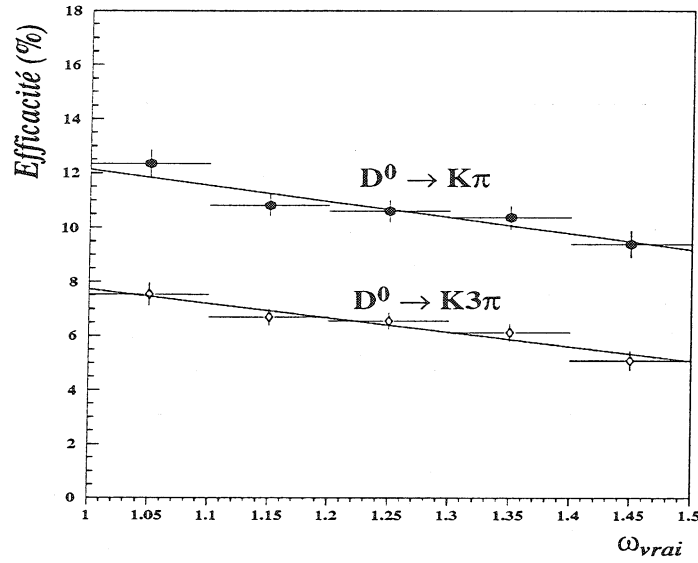


Figure VIII.19: Résultats de l'ajustement sur les distributions en masse dans chaque intervalle en ω pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Figure VIII.20: Variation de l'efficacité de reconstruction en fonction de ω .

$$\times \left[4\omega(\omega + 1) \frac{1 - 2\omega r + \omega^2}{(1 - r)^2} + (\omega + 1)^2 \right]$$

où $r = m_{D^*}/m_B$ et

$$\omega = v_B \cdot v_{D^*} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}.$$

fait intervenir deux quantités inconnues, $|V_{cb}|$ et $\xi(\omega)$. Comme nous l'avons dit dans la section III.4.2, différents modèles sont disponibles pour décrire le facteur de forme $\xi(\omega)$. Pour la détermination de $|V_{cb}|$, l'utilisation d'une paramétrisation linéaire de $\xi(\omega)$ [136]

$$\xi(\omega) = \hat{\xi}(1) [1 - \rho^2(\omega - 1)]$$

conduit à l'erreur théorique la plus faible. Les deux paramètres libres de l'ajustement sont dans ce cas $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ et ρ^2 . La fonction qui décrit le spectre différentiel des événements se déduit alors de $d\Gamma/d\omega$:

$$\begin{aligned} \Phi(\omega) &= \frac{\tau_{B^0} N_{D^{*+}\ell^-}(\text{total})}{Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^- \bar{\nu}_\ell)} \frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} \\ &= 4\tau_{B^0} \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} Br(b \rightarrow B^0) Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) [Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \varepsilon(\omega)_{K\pi} \\ &\quad + Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \varepsilon(\omega)_{K3\pi}] \frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} \end{aligned}$$

où $\varepsilon(\omega)$ est l'efficacité de reconstruction en fonction de ω obtenue dans la section VIII.5.1.

La fonction ajustée est la convolution de la fonction théorique (VIII.14) développée ci-dessus, convoluée par la résolution expérimentale décrite par la fonction $R(\omega_{vrai} - \omega_{rec})$

dont la paramétrisation par deux fonctions Gaussiennes pour différents intervalles a été déterminée dans la section VIII.2.3:

$$\tilde{\Phi}(\omega_{rec}) = \int_{\omega_{min}=1}^{+\omega_{max}=1,5} \Phi(\omega) \otimes R(\omega_{vrai} - \omega_{rec}) d\omega_{vrai}$$

On procède à un ajustement par minimisation de χ^2 dans chaque intervalle de ω_{rec} :

$$\chi^2 = \sum_{\Delta\omega_i} \frac{(N(D^*\ell)_i - \tilde{\Phi}(\omega_{rec}))^2}{\sigma_{N(D^*\ell)_i}^2}$$

Les événements qui tombent en dehors de la limite physique $1,0 < \omega < 1,5$ sont regroupés en un seul intervalle et la fonction $\tilde{\Phi}(\omega)$ est intégrée sur les domaines $[-2,0; 1,0]$ et $[1,5; 4,5]$ autour du domaine physique. La prise en compte des événements en dehors de la limite cinématique permet de contrôler la résolution effective dans les données.

Test de la procédure sur les événements simulés

La procédure d'ajustement des données est testée sur les événements simulés. La première étape consiste à ajuster le spectre en ω généré des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ dans la simulation. Le résultat obtenu est présenté sur la figure VIII.21. Les

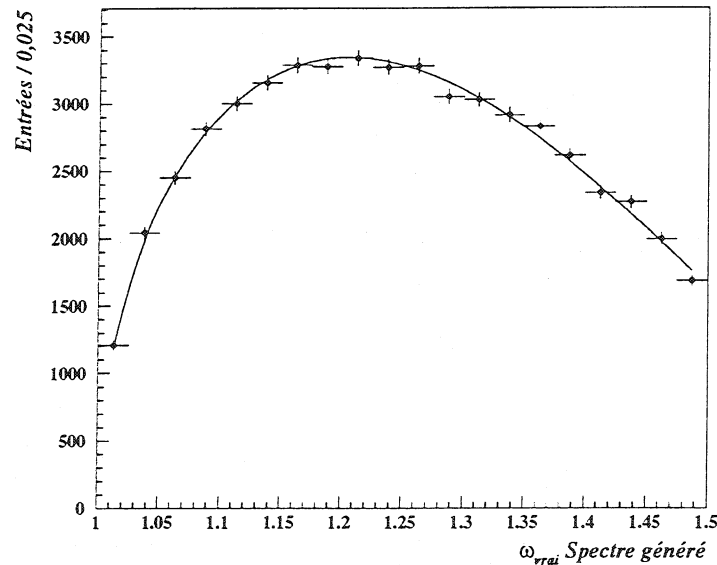


Figure VIII.21: Résultat de l'ajustement du spectre en ω généré des événements $D^{*+} \ell^-$ avec la fonction théorique $\Phi(\omega)$.

valeurs des deux paramètres ajustés pour une durée de vie $\tau_{\bar{B}_d^0} = 1,55$ ps et un rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = 5,17$ % sont:

$$\begin{aligned} \hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (36,1 \pm 0,1(\text{stat})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,79 \pm 0,01(\text{stat}) \end{aligned}$$

La deuxième étape consiste à appliquer l'analyse complète aux événements simulés $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ en aveugle et de procéder à l'ajustement du spectre en ω reconstruit avec la procédure décrite ci-dessus. Cette analyse donne pour résultat:

$$\begin{aligned}\hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (36,4 \pm 2,5(\text{stat})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,79 \pm 0,18(\text{stat})\end{aligned}$$

Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure VIII.22. Les histogrammes hachurés représentent les contributions dues aux bruit de fond physique ($D^{*+} \tau$ et $D^{*+} X_c$ en petite hachure) et D^{**} (hachure large). Aucun biais significatif n'est observé.

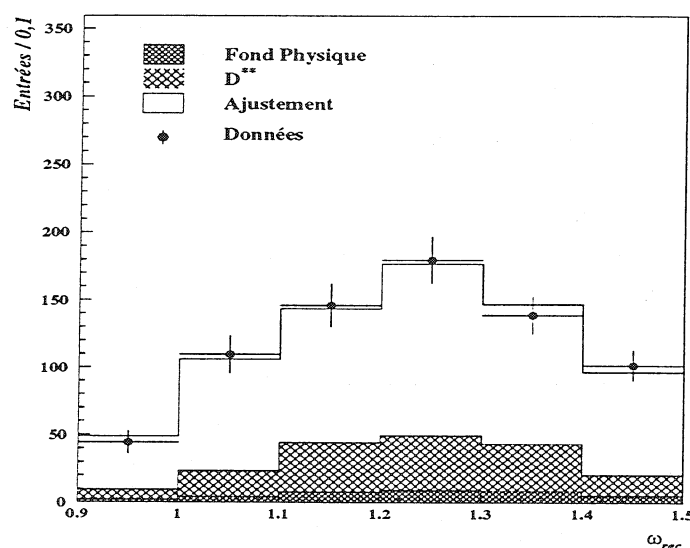


Figure VIII.22: Résultat de l'ajustement par la fonction $\Phi(\tilde{\omega})$ du spectre en ω reconstruit des événements $D^{*+} \ell^-$ dans la simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Ajustement des données réelles

L'ajustement des deux paramètres libres sur le spectre des données réelles 1991-94 donne pour résultat:

$$\begin{aligned}\hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (35,2 \pm 3,1(\text{stat})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,70 \pm 0,24(\text{stat})\end{aligned}\tag{VIII.14}$$

Avec un coefficient de corrélation de +90,5 %. Le rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ obtenu par intégration du spectre en ω ajusté est de

$$B(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (5,31 \pm 0,92)\%\tag{VIII.15}$$

En bon accord avec le résultat obtenu de manière directe (cf. équation (VII.57)). Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure VIII.23. La contribution appelée fond physique représente la contribution du bruit de fond $D^{*+} \tau$ et $D^{*+} X_c$.

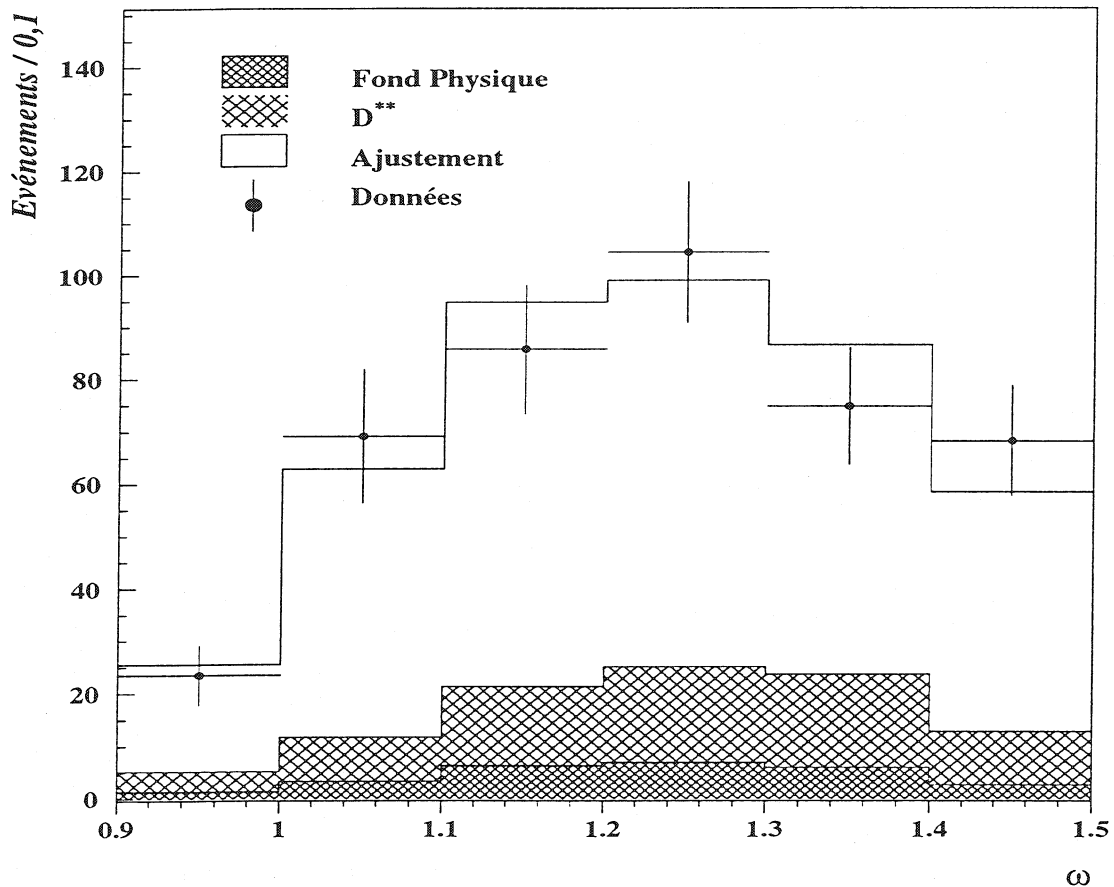


Figure VIII.23: Résultat de l'ajustement du spectre en ω des événements $D^{*+} \ell^-$.

VIII.6 Erreurs systématiques

Dans cette section les erreurs systématiques sur $|V_{cb}|$ sont des erreurs relatives alors que pour ρ^2 on donne les erreurs absolues.

Toutes les sources d'erreurs liées à la normalisation des données ont été traitées dans la section VII.4.3. La propagation de ces erreurs sur $|V_{cb}|$ peut se faire de manière analytique.

Les sources d'erreur qui sont spécifiques à l'extraction de $|V_{cb}|$ sont:

- L'effet de la durée de vie du méson B^0 . En plus de l'effet lié à la distribution des longueurs de vol traité dans la section VII.4.3, se rajoute l'effet direct de l'erreur sur la durée de vie, celle-ci intervenant dans l'expression de la largeur partielle de

désintégration (VIII.13). L'effet relatif induit sur $|V_{cb}|$ est de $\pm 1,5\%$ pour une valeur de la durée de vie $\tau_{B^0} = 1,55 \pm 0,04$ ps[49]. La variation de l'efficacité de la coupure en vol du B en fonction de la valeur de la durée de vie du B implique aussi une légère variation du paramètre ρ^2 de $\pm 0,01$.

- Les bruits de fond de type $D^{*+} \tau$ et $D^{*+} X_c$. En plus de l'erreur provenant du taux de contamination des bruits de fond s'ajoute l'erreur due à la forme du spectre en ω de ces événements. Pour étudier l'influence de la forme du spectre on remplace la forme du spectre des événements bruit de fond par un spectre plat puis par le spectre des événements D^{**} . L'effet relatif observé est de $\pm 1,5\%$ sur la valeur de $|V_{cb}|$ et de $\pm 0,04$ sur ρ^2 . En combinant avec l'effet de la normalisation du bruit de fond ($\pm 1,1\%$), l'erreur relative finale sur $|V_{cb}|$ est de $\pm 1,9\%$.

L'erreur due aux événements D^{**} est étudiée d'une part en faisant varier le taux d'événements D^{**} . Une erreur systématique relative de $\pm 4,3\%$ sur $|V_{cb}|$ est estimée. De plus une variation de ρ^2 de $\pm 0,03$ est observée. D'autre part la description de la forme du spectre des événements D^{**} est testée en supprimant tour à tour la contribution de chacun des différents états D^{**} simulés. Une variation de la valeur de $|V_{cb}|$ de $\pm 1,0\%$ et de $\pm 0,02$ sur ρ^2 est observée.

La combinaison des deux contributions donne une erreur de $\pm 4,4\%$ sur $|V_{cb}|$ et de $\pm 0,04$ sur ρ^2 .

- La résolution sur ω . La proportion d'événements reconstruits pour lesquels ω est compris dans le domaine cinématique permis est de $(94,6 \pm 1,7)\%$ dans les données et de $(93,4 \pm 1,1)\%$ dans la simulation. Aucune différence n'est observée entre les données et la simulation. Par contre nous avons observé une différence de $(2 \pm 1)\%$ entre le nombre d'événements simulés et comptés dans le domaine cinématique et celui obtenu par soustraction après ajustement des distributions en masse invariante. Une erreur relative de $\pm 2\%$ sur $|V_{cb}|$ est prise en compte pour décrire cet effet.

Le deuxième effet à prendre en compte est la qualité de la description de la fonction de résolution. Les paramètres de la fonction de résolution ont été variés dans les limites fixées par la précision obtenue sur ces paramètres dans la simulation (voir tableau VIII.1). L'effet observé est de $\pm 1,8\%$ sur $|V_{cb}|$ et de $\pm 0,09$ sur ρ^2 .

Les deux source d'erreur sont sommées quadratiquement pour donner une erreur relative totale de $\pm 2,7\%$ sur $|V_{cb}|$ due à la résolution sur ω .

- La paramétrisation de l'efficacité en fonction de ω . Deux paramétrisations différentes de l'efficacité en fonction de ω ont été testées:
 - une paramétrisation linéaire;
 - une paramétrisation parabolique.

Le choix de l'une ou l'autre paramétrisation n'induit aucune différence significative lors de l'ajustement.

- La dépendance du résultat vis-à-vis de la forme du spectre généré dans la simulation a été étudiée en repondérant le spectre généré par le spectre obtenu lors

de l'ajustement sur les données. La dépendance de l'efficacité en fonction de ω obtenue avec le spectre pondéré est utilisée pour refaire l'ajustement du spectre sur les données réelles. La nouvelle valeur de $|V_{cb}|$ obtenue diffère de $\pm 1,1$ % de la première valeur après une seule itération. La différence entre les deux valeurs du paramètre ρ^2 est de $\pm 0,04$.

Résumé des erreurs

Source	$\Delta V_{cb} / V_{cb} $ %
Reconstruction des traces	$\pm 2,6$
Identification des leptons	$\pm 0,9$
Coupure en vol	$\pm 0,7$
π_*	$\pm 1,5$
Paramètre d'impact	$\pm 0,5$
Coupure en masse / ΔM	$\pm 1,3$
Total	$\pm 3,5$

Tableau VIII.3: Erreurs systématiques dues à la sélection des événements.

L'ensemble des erreurs systématiques étudiées est reporté dans la table VIII.4. L'erreur systématique due à la sélection des événements regroupe l'ensemble des erreurs suivantes reportées dans le tableau VIII.3 et déjà détaillées dans la section VII.4.3. Ces erreurs ne concernent que la normalisation du spectre et n'affectent que $|V_{cb}|$. L'erreur systématique totale sur $|V_{cb}|$ est de $\pm 7,5$ %.

Source	$\Delta V_{cb} / V_{cb} $ %	$\Delta\rho^2$
$\tau(B^0)$	$\pm 1,5$	$\pm 0,01$
Rapports d'embranchement	$\pm 3,6$	-
$\langle x_E \rangle$	$\pm 0,6$	-
Sélection des événements	$\pm 3,5$	-
Statistique de la simulation	$\pm 0,7$	-
Bruit de fond physique	$\pm 0,8$	$\pm 0,04$
Bruit de fond $B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$	$\pm 4,4$	$\pm 0,04$
Résolution	$\pm 2,7$	$\pm 0,09$
Modélisation	$\pm 1,1$	$\pm 0,04$
Total	$\pm 7,5$	$\pm 0,11$

Tableau VIII.4: Erreurs systématiques sur $|V_{cb}|$ et ρ^2

VIII.7 Résultat Final

L'ajustement du spectre différentiel en ω des événements $D^{*+} \ell^-$ par l'expression théorique développée dans le cadre HQET donne le résultat suivant:

$$\begin{aligned}\hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (35,2 \pm 3,1(\text{stat}) \pm 2,7(\text{syst})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,70 \pm 0,24(\text{stat}) \pm 0,11(\text{syst})\end{aligned}$$

La table VIII.5 donne la paramétrisation du résultat en fonction de la fraction de bruit de fond D^{**} , R_{**} dont la définition est donnée dans la section VII.2.2. La variation du résultat en fonction de la durée de vie et des rapports d'embranchement est aussi exprimée.

$\hat{\xi}(1) V_{cb} \times 10^{-3} = 39,271 - 14.769R_{**} - 10.694R_{**}^2$
$\hat{\xi}(1) V_{cb} \times 10^{-3} = 35,2 \sqrt{\frac{\tau_{B_d^0}}{1,55 \text{ ps}}} \sqrt{\frac{0,683}{Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^-)}} \sqrt{\frac{0,2179}{R_b}} \sqrt{\frac{0,385}{f_d}} \sqrt{\frac{0,0383}{Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}}$

Tableau VIII.5: Variation du résultat en fonction des ingrédients externes.

La figure VIII.24 représente graphiquement l'évolution de la valeur de $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ en fonction de la fraction R_{**} de D^{**} dans les désintégrations semileptoniques contenant un D^{*+} . Le point représente le résultat obtenu avec son erreur totale en ordonnée et en abscisse l'erreur sur R_{**} . La partie grisée indique l'erreur sur $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ provenant uniquement de la fraction R_{**} . En utilisant la prédiction de $\hat{\xi}(1) = 0,91 \pm 0,03$ calculée par M. Neubert [136] on obtient la valeur de $|V_{cb}|$:

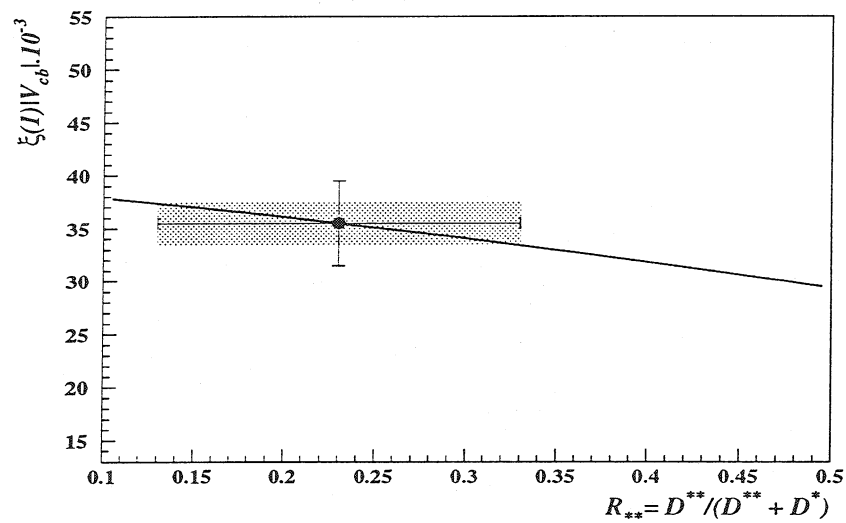
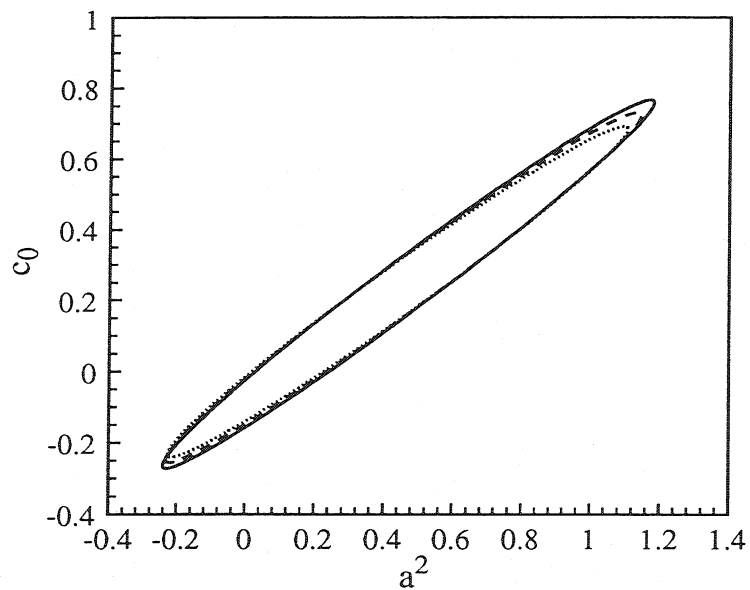
$$|V_{cb}| = (38,7 \pm 3,4(\text{stat}) \pm 2,9(\text{syst}) \pm 1,3(\text{th})) \times 10^{-3}$$

Une récente publication [137] propose de considérer un ordre supérieur dans le développement du facteur de forme:

$$\xi(\omega) = \hat{\xi}(1)(1 - \rho^2(\omega - 1) + c(\omega - 1)^2 + \mathcal{O}(\omega - 1)^3) \quad (\text{VIII.16})$$

Grâce à des considérations d'unitarité et d'analyticité I. Caprini et M. Neubert [137] ont établi des limites sur les paramètres ρ^2 et c du développement (voir Figure VIII.25). Ils obtiennent une relation entre les paramètres:

$$c \simeq 0,66\rho^2 - 0,11 \quad (\text{VIII.17})$$


 Figure VIII.24: Variation de $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ en fonction de R_{**} .

 Figure VIII.25: Contraintes sur les paramètres du facteur de forme $\xi(\omega)$. Cette figure est extraite de la référence [137]

L'ajustement du spectre expérimental avec ces contraintes donne pour résultat:

$$\begin{aligned} \hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (36,1 \pm 3,1(\text{stat}) \pm 2,7(\text{syst})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,99 \pm 0,40(\text{stat}) \pm 0,10(\text{syst}) \end{aligned}$$

L'utilisation de cette contrainte n'apporte pas de gain significatif en précision sur la mesure. En revanche on constate une différence pour la pente du paramètre de forme obtenue par les deux ajustements, avec et sans terme quadratique. Cette pente est plus élevée lorsque le terme quadratique est pris en compte afin de compenser l'effet de la courbure du terme quadratique additionnel du facteur de forme.

VIII.7.1 Compilation des résultats existants

Le résultat que nous avons obtenu est en bon accord avec les valeurs précédemment mesurées par d'autres collaborations. Les résultats basés sur la même méthode que celle utilisée pour cette thèse, actualisés avec les dernières moyennes des rapports d'embranchement du PDG 1996[21], sont résumés ci-dessous:

$$\begin{aligned}
 \hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= 35,1 \pm 1,9 \pm 1,8\% && \text{CLEO II [124]} \\
 &= 37,7 \pm 4,2 \pm 2,5\% && \text{ARGUS [122]} \\
 &= 31,9 \pm 1,8 \pm 1,9\% && \text{ALEPH [120]} \\
 &= 32,5 \pm 1,9 \pm 2,2\% && \text{OPAL [130]} \\
 &= 35,6 \pm 2,2 \pm 2,6\% && \text{DELPHI INCLUSIF [118]} \\
 &= 35,2 \pm 3,1 \pm 2,7\% && \text{Notre mesure: DELPHI EXCLUSIF}
 \end{aligned}$$

La combinaison de ces résultats conduit à une valeur moyenne:

$$\hat{\xi}(1)|V_{cb}| = (34,3 \pm 1,3) \times 10^{-3} \quad (\text{VIII.18})$$

L'ensemble de ces résultats est résumé sur la figure VIII.26.

La moyenne mondiale de $|V_{cb}|$ mesurée dans les désintégrations semileptoniques $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ est donc:

$$|V_{cb}| = (37,7 \pm 1,4(\text{exp}) \pm 1,2(\text{th})) \times 10^{-3} \quad (\text{VIII.19})$$

Grâce aux mesures effectuées avec les données du collisionneur LEP, la précision expérimentale sur $|V_{cb}|$ est maintenant très proche de la précision théorique due à la norme du facteur de forme $\xi(1)$. La mesure de $|V_{cb}|$ par la reconstruction exclusive des désintégrations $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ est maintenant aussi précise que la mesure obtenue par l'étude du spectre inclusif des leptons de la désintégration semileptonique des hadrons beaux.

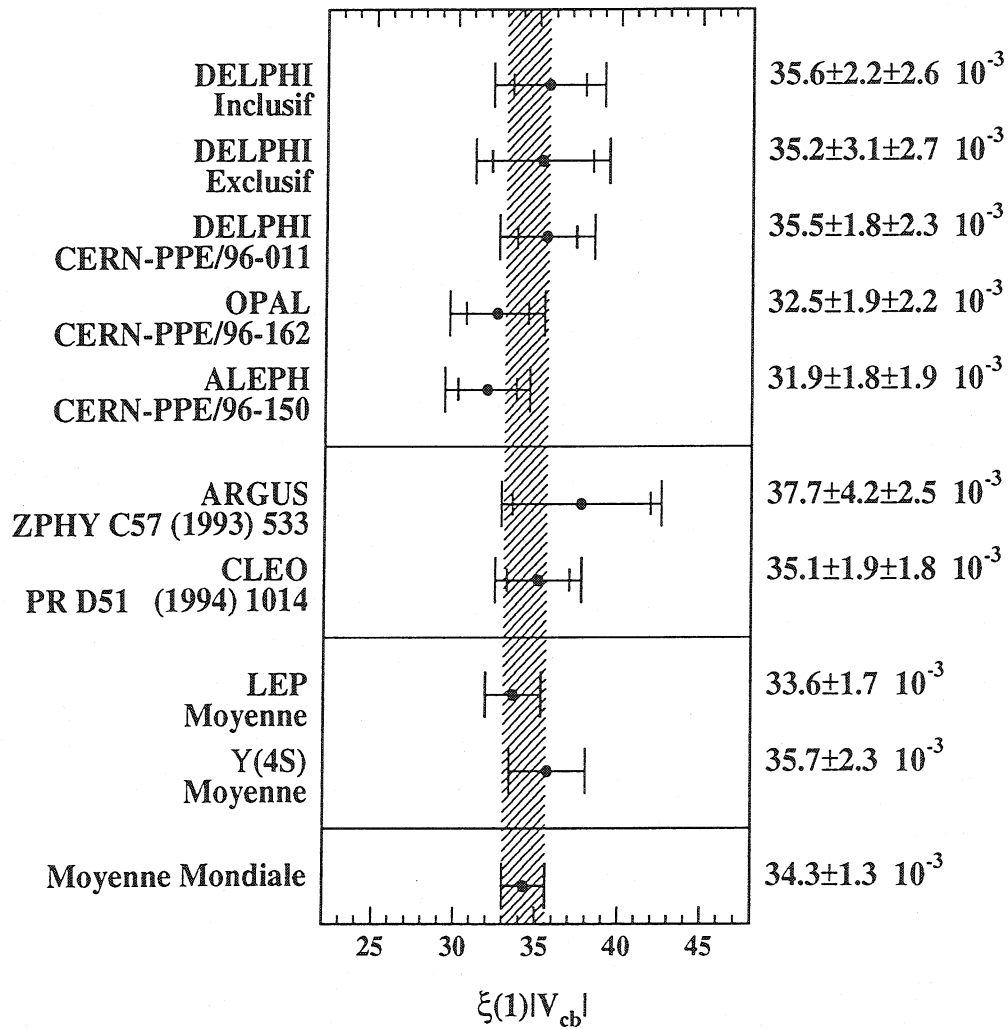


Figure VIII.26: Compilation des mesures de $\hat{\xi}(1)|V_{cb}|$ basée sur la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$.

Chapitre IX

Mesure du taux de production de mésons charmés orbitalement excités

Dans ce chapitre nous allons décrire la recherche d'états neutres charmés orbitalement excités, appelés communément D^{*0} , dans les désintégrations semileptoniques des mésons B. Pour cela nous avons choisi de reconstruire les D^{**} dans leur canal de désintégration $D^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ ce qui permet d'utiliser le lot d'événements $D^{*+} \ell^- X$ sélectionné dans la section VI. Les différents états accessibles par ce mode de désintégration sont les mésons D_1^0 , D_1^0 et D_2^0 (voir la table III.7).

La reconstruction de ces états est obtenue par la recherche d'un pion supplémentaire attaché au vertex de désintégration du méson B. La mise en évidence du signal et la détermination du nombre d'événements est ensuite effectuée à partir de la distribution en différence de masse $\Delta m_{**} = m_{D^* \pi} - m_{D^*}$. Nous nous intéresserons donc aux deux états étroits¹ D_1^0 et D_2^0 dont la valeur attendue de la différence de masse se situe à 410 et 450 MeV/c² respectivement[21].

Les mesures actuelles des rapports d'embranchement des états étroits $Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$ dans les désintégrations semileptoniques des mésons B varient de $\simeq 0,2\%$ à $0,6\%$ (voir équation (IX.13)), ce qui correspond à une moyenne d'environ 5000 événements²

$$\begin{aligned} b &\rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell X \\ &\hookrightarrow D^{*+} \pi^- \end{aligned} \tag{IX.1}$$

pour les 3,1 million de Z^0 hadroniques enregistrés par DELPHI. Environ 140 se désintègrent suivant le canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ suivi de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Il faut de plus tenir compte de l'efficacité de reconstruction et de sélection de ces événements, qui est inférieure à l'efficacité de reconstruction des événements $D^{*+} \ell^-$ en raison de la présence d'un pion supplémentaire. Le nombre d'événements attendus est plutôt compris entre 10 et 20 en sommant les électrons et les muons, ce qui est très peu. La difficulté de cette analyse est de réduire le bruit de fond au maximum tout en gardant l'efficacité de reconstruction la plus élevée possible. Pour cette raison seul le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a été utilisé car la

¹Par la suite ces deux états sont appelés par le nom générique D_J^0 .

²Le processus conjugué de charge est implicitement pris en compte et par lepton on entend muon ou électron.

contamination de l'échantillon $D^{*+}\ell^-X$ par le fond combinatoire est plus faible que dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Dans une première partie nous allons décrire la procédure de sélection et de reconstruction des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$ dans les événements semileptoniques. Ensuite la détermination du nombre d'événements reconstruits et la mesure du taux de production des états résonants D_1^0 et D_2^{*0} sera présentée.

IX.1 Reconstruction des événements $D^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$

IX.1.1 La sélection des désintégrations

On cherche à reconstruire les mésons D_J^0 dans le canal $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$. Ces événements sont déjà inclus dans l'échantillon $D^{*+}\ell^-X$ dont la procédure de reconstruction est décrite dans la section VI. Pour tenir compte des spécificités de la désintégration $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$, certains critères de sélection sont modifiés pour augmenter l'efficacité de sélection.

La masse des états D_J^0 est plus élevée que celle du méson D^{*+} , par conséquent l'impulsion transverse moyenne du lepton sera plus faible que dans le cas d'une désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ directe.

La coupure sur l'impulsion transverse du lepton par rapport au jet est donc abaissée de 800 MeV/c à 400 MeV/c. L'efficacité de cette coupure à 400 MeV/c pour des événements simulés $B \rightarrow D^{*0}\ell^-\bar{\nu}_\ell X$ est de 94 % alors qu'elle n'est que de 78 % pour une coupure à 800 MeV/c. La figure IX.1 présente les spectres en impulsion transverse des leptons dans les événements semileptoniques simulés avec production d'un D^{*+} (histogramme plein) ou d'un D^{*0} (histogramme hachuré). La valeur moyenne du spectre pour les événements contenant un D^{*0} est plus faible de 290 MeV/c que pour les événements contenant uniquement un D^{*+} .

La coupure sur la distance de vol du B est dans un premier temps supprimée. Cette coupure n'est plus indispensable car nous n'avons plus besoin de déterminer précisément la direction de vol du méson B comme c'était le cas pour la mesure de $|V_{cb}|$. Ce critère sera réutilisé ensuite pour isoler le signal une fois l'événement complètement reconstruit.

La modification de ces coupures permet d'augmenter l'efficacité de reconstruction des événements semileptoniques contenant un D^{*+} d'un facteur 1,45, et pour ceux ne contenant pas un D^{*+} d'un facteur 1,39, ce qui conduit à une augmentation moyenne de l'efficacité de reconstruction des événements $D^{*+}\ell^-X$ de 41 %. Expérimentalement l'ajustement des spectres en différence de masse sur les données permet de vérifier cette augmentation d'efficacité sachant que le changement de coupures influe aussi sur la pureté en événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ de l'échantillon. Les résultats de cette comparaison sont résumés dans le tableau IX.1. Un accord satisfaisant est constaté entre l'augmentation du nombre d'événements d'après leurs efficacités et l'augmentation mesurée dans les données.

L'efficacité de reconstruction d'un événement $B \rightarrow D^{*0}\ell^-\bar{\nu}_\ell X$ estimée pour les critères de sélection de la mesure de $|V_{cb}|$ vaut $(9,1 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 0,6(\text{syst})) \%$ (voir la section VII.2.2). L'erreur sur cette efficacité tient compte des erreurs systématiques détaillées dans la table VII.15.

A partir de ce lot d'événements présélectionnés on cherche ensuite un pion

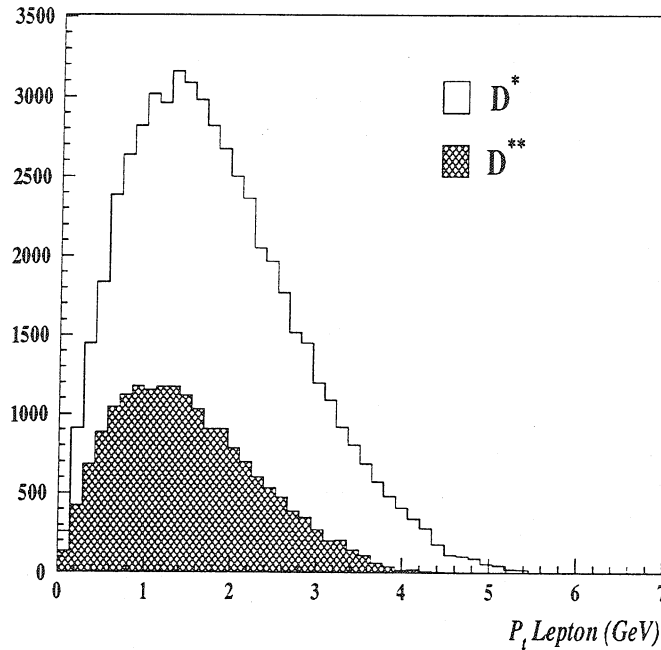


Figure IX.1: Spectre en impulsion transverse issu de la désintégration semileptonique d'un méson B accompagné d'un D^{*+} ou d'un D^{**} .

Données	$N(D^{*+}\ell^-)$ coupures $ V_{cb} $	$N(D^{*+}\ell^-)$ coupures relâchées	rapport
1991-93	$111,6 \pm 13,4$	$175,5 \pm 19,5$	$1,57 \pm 0,14$
1994	$114,7 \pm 12,7$	$160,0 \pm 16,0$	$1,39 \pm 0,09$

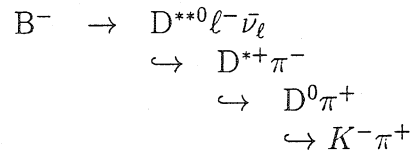
Tableau IX.1: Nombre d'événements $D^{*+}\ell^-X$ obtenus par ajustement de la distribution en différence de masse avec les coupures utilisées pour l'analyse de $|V_{cb}|$ et avec les coupures relâchées utilisées pour la présélection des événements pour la présente analyse.

supplémentaire de charge identique et dans le même jet que le lepton. Pour un pion simulé d'impulsion supérieure à 1,7 GeV/c, l'efficacité de reconstruction et de sélection est de 62 %.

L'impulsion de ce pion ainsi que celle des autres traces du système $D^{*+}\ell^-$ déjà reconstruit, sont ensuite recalculées en appliquant une procédure d'ajustement contraint simultané des trois vertex de la chaîne de désintégration :

La procédure de minimisation du χ^2 lors de l'ajustement est détaillée dans l'annexe C. L'objectif de cette procédure est d'améliorer la précision sur la masse de l'état D^{*0} reconstruit en imposant les contraintes des masses des états intermédiaires D^0 et D^{*+} . Les trois vertex ajustés dans l'espace sont :

- le vertex $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ avec la contrainte de masse $\chi_m^2 = \frac{(m_{K\pi} - m_{D^0})^2}{\Gamma_{D^0}^2}$.


 Tableau IX.2: Chaîne de désintégration semileptonique du B^- avec un méson D^{*0} .

- le vertex $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ avec la contrainte de masse $\chi_m^2 = \frac{(m_{(K\pi)\pi} - m_{D^{*+}})^2}{\Gamma_{D^{*+}}^2}$. Ce vertex est en principe confondu avec le vertex du B. Sa prise en compte a pour seul but d'ajouter la contrainte de masse du D^{*+} ;
- le vertex du B auquel aucune contrainte n'est imposée. Les traces associées à ce vertex sont celles du lepton, du pion additionnel (π_{**}) et du D^{*+} .

Lors de cet ajustement, les 5 paramètres de chaque trace sont libres de varier. Les paramètres réajustés des traces au périgée des nouveaux vertex sont utilisés pour calculer la différence de masse $\Delta m_{**} = m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^{*+}}$. L'avantage de cette procédure d'ajustement est d'améliorer la résolution sur la différence de masse reconstruite $m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^{*+}}$. En effet en utilisant un ajustement classique³ du vertex du B la résolution sur la différence de masse est de 25 ± 4 MeV/c², alors qu'elle est de $5,6 \pm 0,3$ MeV/c² en utilisant les impulsions recalculées au vertex contraint.

Les valeurs attendues de la différence de masse des états D_1^0 et D_2^0 sont rappelées dans la table IX.3

Etat	Masse	$m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^{*+}}$	Largeur
D_1^0	$2422,2 \pm 1,8$ MeV/c ²	$412,2 \pm 1,9$ MeV/c ²	$18,9^{+4,5}_{-3,5}$ MeV/c ²
D_2^0	$2458,9 \pm 2,0$ MeV/c ²	$448,2 \pm 2,1$ MeV/c ²	23 ± 5 MeV/c ²

 Tableau IX.3: Valeurs mesurées de la différence de masse Δm_{**} et de la largeur provenant du PDG [21].

La mise en évidence du signal se base sur l'étude de ces distributions en différence de masse. Comme pour la mesure de $|V_{cb}|$, on essaie de tirer le meilleur parti des différentes configurations du détecteur en fonction des périodes de prise de données. Pour cela on divise à nouveau les données en deux lots, correspondant aux périodes 1991-93 (sans mesure en z du microvertex) et 1994 (avec mesure en z du microvertex).

Mise en évidence du signal sur les données 1991-93

La mise en évidence du signal dans le lot 1991-93 est obtenue par l'application d'un coupure sur la probabilité du χ^2 de l'ajustement contraint. On demande que cette probabilité soit supérieure à 0,5 %. L'effet de cette coupure est de conserver (73 ± 5) % du signal tout en éliminant (62 ± 2) % du fond pour des événements $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ simulés.

³La procédure d'ajustement non contrainte est décrite dans l'annexe C.

On contrôle l'accord entre l'efficacité de la coupure en probabilité de χ^2 dans les données réelles et simulées à partir de l'échantillon d'événements $D^{*+}\ell^{-}X$. On utilise pour cela le vertex du méson B ajusté avec les traces du candidat D^0 et du lepton. L'efficacité de la coupure en probabilité de χ^2 sur ce vertex est obtenue en comptant les candidats D^{*+} , observés sur la distribution en différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$, avant et après application de la coupure. La figure IX.2 présente l'évolution de l'efficacité de la coupure en probabilité de χ^2 dans les données et la simulation en fonction de la valeur de cette coupure. On observe un accord satisfaisant dans les limites des erreurs statistiques.

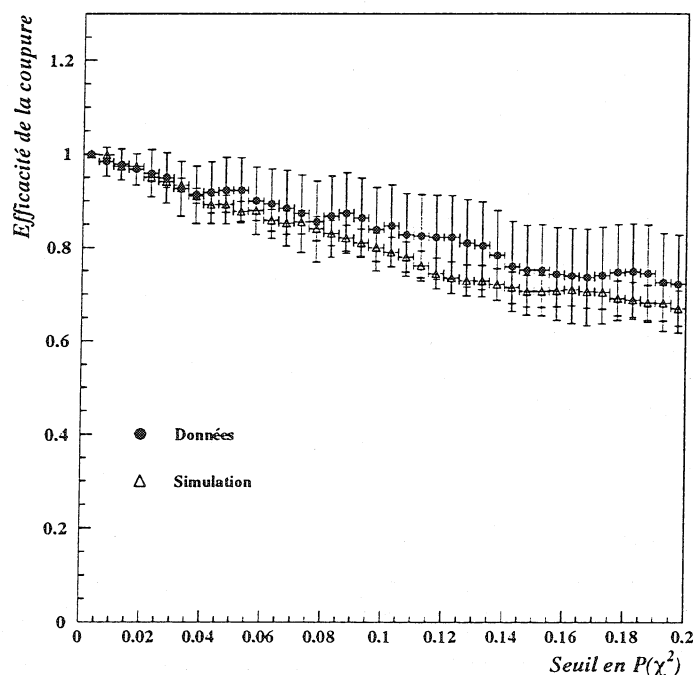


Figure IX.2: Evolution de l'efficacité de la coupure en probabilité de χ^2 du vertex $D^0 \ell$ en fonction de la coupure, dans les données et la simulation.

La figure IX.3 présente la distribution $m_{D^*\pi} - m_{D^*}$ des événements sélectionnés en 1991-93. Une accumulation significative d'événements est observée dans la région attendue pour le signal entre 410 et 450 MeV/c^2 . La distribution des événements dont le pion additionnel π_{**} est de mauvaise corrélation de charge (histogramme hachuré) ne présente pas d'accumulation d'événements dans cette même région en différence de masse.

Mise en évidence du signal sur les données 1994

La mise en évidence du signal dans le lot de données de 1994 se base sur la mesure des distances de vol dans l'espace, et la capacité du détecteur DELPHI à séparer les pions des kaons à l'aide de la mesure de l'angle Cherenkov dans le RICH ou la mesure de la perte d'énergie dans la TPC. En effet, pour cette année de prise de données les informations du RICH ont été disponibles pour la quasi totalité des données.

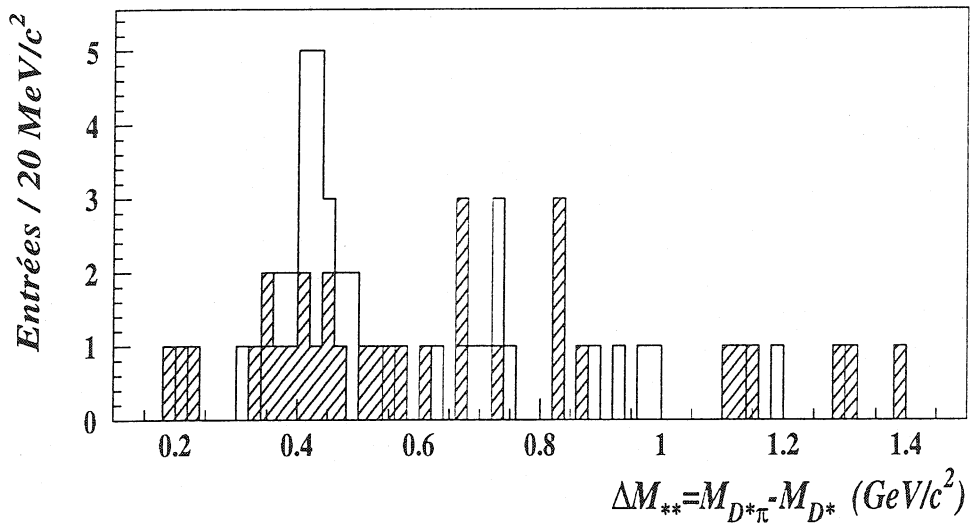


Figure IX.3: Spectre en différence de masse $m_{D^*\pi} - m_{D^*}$ pour les événements sélectionnés dans le lot 1991-93. L'histogramme clair représente les événements où la corrélation de charge $\pi_{**}^\mp \ell^\mp$ est bonne. L'histogramme hachuré représente les événements où la corrélation de charge $\pi_{**}^\pm \ell^\mp$ est mauvaise.

En pratique on demande que le candidat kaon du D^0 ne soit pas compatible avec un pion. Pour cela on demande que la variable Rej_π ⁴ définie dans la section V.3.1 soit inférieure à -1,2. L'efficacité de cette coupure sur les kaons de plus de 1 GeV/c provenant de la désintégration d'un D^0 est de $(48 \pm 2) \%$ pour des événements simulés. Ce critère de sélection élimine $(81 \pm 3) \%$ des vrais pions. L'information du RICH décrite dans la section V.3.2 est utilisée en demandant que la probabilité de l'hypothèse kaon soit supérieure à 30 % (critère communément appelé "loose"). Dans ce cas l'efficacité de sélection de kaons simulés est de $(62 \pm 1) \%$ et 74 % des pions sont rejetés.

On demande que l'un des deux critères d'identification (RICH ou dE/dx) au moins soit satisfait. L'efficacité d'identification par ce critère est mesurée directement sur les données réelles en considérant l'échantillon $D^{*+}\ell^-X$ complet et en lui appliquant le critère d'identification défini ci-dessus.

Les deux spectres en différence de masse $m_{(K^-\pi^+)\pi^+} - m_{(K^-\pi^+)}$ obtenus avant et après application du critère d'identification du kaon du D^0 sont présentés sur la figure IX.4. L'efficacité d'identification de $(86 \pm 6) \%$ est obtenue par le rapport du nombre d'événements ajustés avant et après application du critère d'identification.

On demande de plus que la distance de vol du méson B dans l'espace soit supérieure à 750 μm , pour réduire les combinaisons formées avec un pion de fragmentation provenant du vertex primaire. L'efficacité de cette coupure mesurée sur les événements simulés

⁴ Rej_π est la différence entre la perte d'énergie mesurée du candidat kaon et la perte d'énergie attendue pour un pion, divisée par l'erreur de mesure sur cette perte d'énergie

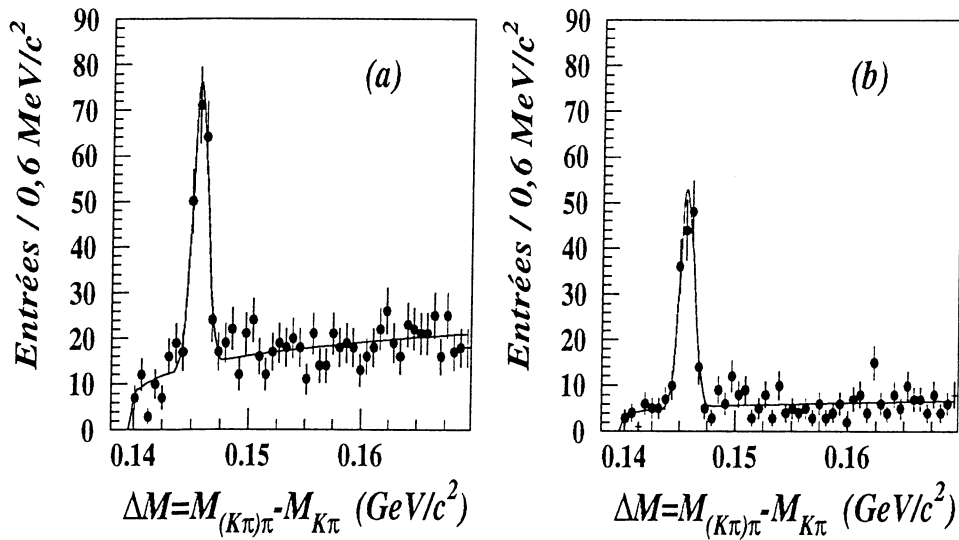


Figure IX.4: Spectres en différence de masse $m_{(K-\pi^+)\pi^+} - m_{(K-\pi^+)}$ pour les événements $D^{*+}\ell^-X$ avant a) et après b) application du critère d'identification du kaon du D^0 .

$B \rightarrow D^{*0}\ell^-\bar{\nu}_\ell X$ est de $(80 \pm 2) \%$. Cette même efficacité déterminée directement sur les données en utilisant l'échantillon $D^{*+}\ell^-X$ vaut $(78 \pm 4) \%$. Un bon accord entre données réelles et simulées est obtenu. L'erreur statistique sur l'efficacité déterminée dans la simulation sera utilisée comme erreur systématique pour décrire la confiance dans la coupure sur la distance de vol.

Le spectre en différence de masse $m_{D^+\pi} - m_{D^+}$ obtenu en appliquant ces critères de sélection est présenté sur la figure IX.5. Comme pour le lot de données de 1991-93 une accumulation d'événements est observée pour les bonnes corrélations de charge dans la région attendue pour le signal de la désintégration $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ entre 410 et 450 MeV/c^2 .

IX.1.2 Détermination des efficacités de reconstruction

Avant de décrire la détermination du nombre d'événements $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ à partir des spectres en différence de masse, nous allons d'abord résumer les différentes composantes de l'efficacité de reconstruction globale pour les deux lots de données. Le tableau IX.4 résume les différentes sélections qui contribuent à l'efficacité totale. L'efficacité de reconstruction des événements $D^{*+}\ell^-X$ a déjà été discutée dans la section VI. Les valeurs présentées dans ce tableau tiennent compte du relâchement des coupures en distance de vol et en impulsion transverse du lepton. L'erreur sur cette efficacité tient compte des erreurs systématiques détaillées dans la table VII.15 qui concernent l'efficacité de reconstruction et de sélection des événements.

L'efficacité moyenne de reconstruction est obtenu par pondération des efficacités

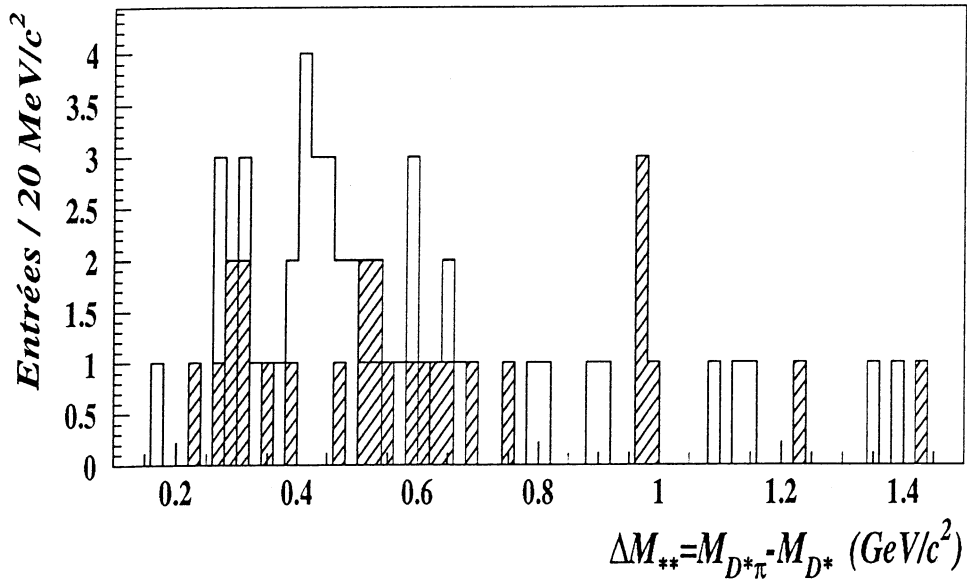


Figure IX.5: Spectre en différence de masse $m_{D^*\pi} - m_{D^*}$ pour les événements sélectionnés dans le lot 1994. L'histogramme plein représente les événements où la corrélation de charge $\pi_{**}^{\mp} \ell^{\mp}$ est bonne. L'histogramme hachuré représente les événements où la corrélation de charge $\pi_{**}^{\pm} \ell^{\mp}$ est mauvaise.

Sélection	Efficacité 1991-93 (%)	Efficacité 1994 (%)
reconstruction $D^{*+} \ell^- X$	$13,0 \pm 0,9$	$14,4 \pm 0,9$
$p(\pi_{**}) > 1,7 \text{ GeV}/c$	$62,1 \pm 0,6$	$62,1 \pm 0,6$
$P(\chi^2) > 0,5 \%$	73 ± 5	-
Identification du Kaon	-	$85,7 \pm 5,7$
Coupe en vol	-	$79,6 \pm 2,2$
Total	$5,9 \pm 0,6$	$6,1 \pm 0,6$

Tableau IX.4: Efficacités de reconstruction pour les deux lots de données 1991-93 et 1994.

pour chacun des lots par le nombre de désintégrations hadroniques $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. On obtient une efficacité de reconstruction moyenne de $(6,0 \pm 0,5)\%$

IX.2 Mesure du rapport d'embranchement

$$Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$$

La détermination du taux de production $Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$ nécessite la mesure du nombre d'événements reconstruits. La stratégie utilisée ici est de procéder à un ajustement de la forme du signal attendu sur la distribution en différence de masse $m_{D^* \pi} - m_{D^*}$. Cette section est donc dédiée à la description de la paramétrisation utilisée pour l'ajustement du signal et du fond combinatoire. La deuxième partie de cette section décrit le traitement des erreurs systématiques liées à la mesure du taux de production.

IX.2.1 Détermination du nombre d'événements

La paramétrisation utilisée pour l'ajustement du nombre d'événements sur la distribution en différence de masse $m_{D^* \pi} - m_{D^*}$ comprend deux composantes. La première décrit la distribution du signal attendu pour les deux états résonants étroits. La deuxième décrit le bruit de fond. Pour déterminer les paramétrisations adéquates on se base sur des événements simulés qui reproduisent la chaîne de désintégration de la table IX.2.

Paramétrisation du signal

Les distributions en différence de masse des états résonants D_1^0 et D_2^{*0} sont de type Breit-Wigner. Les spectre en différence de masse de ces deux états simulés sont présentés sur les figures IX.6a) et b). Les paramètres simulés des deux résonances sont reportés dans le tableau IX.5.

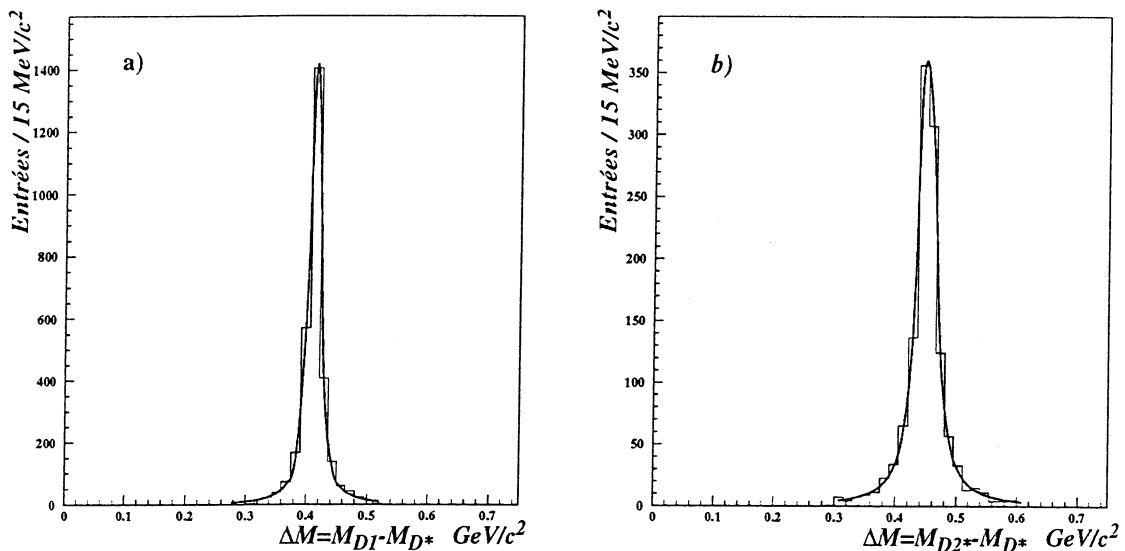


Figure IX.6: Spectres en différence de masse générés pour les états D_1^0 (a) et D_2^{*0} (b). Les deux distributions sont ajustées par une fonction de Breit-Wigner.

Etat	Masse	$m_{D^*\pi} - m_{D^*}$	Largeur
D_1^0	2420 MeV/c ²	410 MeV/c ²	20 MeV/c ²
D_2^{*0}	2460 MeV/c ²	450 MeV/c ²	30 MeV/c ²

Tableau IX.5: Paramètres générés des états résonants D_1^0 et D_2^{*0} .

En plus de la largeur naturelle de ces états, la fonction qui décrit le signal des événements reconstruits doit prendre en compte la résolution atteinte sur la différence de masse. La figure IX.7 montre la différence entre la différence de masse générée et reconstruite pour des événements simulés contenant une désintégration $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$. L'ajustement d'une fonction Gaussienne sur cette distribution donne une résolution moyenne sur la différence de masse de $(5,6 \pm 0,3)$ MeV/c². En toute rigueur la fonction qui décrit la dis-

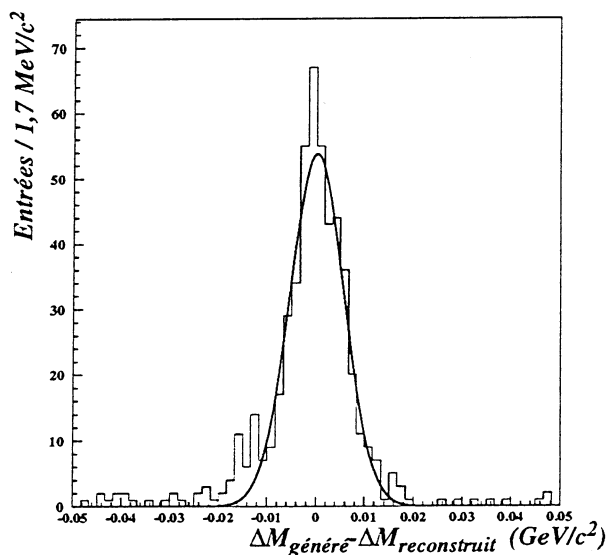


Figure IX.7: Différence entre la différence de masse générée et reconstruite.

tribution en différence de masse reconstruite d'un état résonnant D_J^0 est le résultat de la convolution d'une fonction de Breit-Wigner et d'une Gaussienne. Néanmoins on constate que l'utilisation d'une fonction de Breit-Wigner non convoluée suffit à décrire le signal car la résolution a un effet minime sur la largeur du signal. Il n'est donc pas nécessaire de considérer une paramétrisation du signal faisant intervenir la convolution de la fonction de Breit-Wigner par une fonction Gaussienne. La largeur ajustée pour le méson D_1^0 est en accord avec la largeur générée (voir tableau IX.6), par conséquent on pourra fixer la valeur de cette largeur à la valeur mesurée de 19 ± 4 MeV/c² [21] lors de l'ajustement des données. Pour le méson D_2^{*0} , la largeur ajustée sur le spectre en différence de masse simulé et reconstruit est systématiquement surestimée, néanmoins l'ajustement du spectre en imposant la largeur de la fonction de Breit-Wigner à sa valeur générée de 30 MeV/c² donne une description satisfaisante du signal en reproduisant le nombre d'événements

généérés.

Etat	Paramétrisation	N_{rec}	N	$m_{D^{*+}\pi} - m_{D^{*+}}$	Largeur
D_1^0	(B-W) \otimes (Gauss)	157	160 ± 13	$408,7 \pm 1,8 \text{ MeV}/c^2$	$22,3 \pm 2,6 \text{ MeV}/c^2$
	(B-W) Γ Libre		162 ± 13	$408,8 \pm 1,7 \text{ MeV}/c^2$	$21,7 \pm 2,6 \text{ MeV}/c^2$
	(B-W) Γ fixe		162 ± 13	$408,7 \pm 1,7 \text{ MeV}/c^2$	$20 \text{ MeV}/c^2$
D_2^{*0}	(B-W) \otimes (Gauss)	64	69 ± 9	$449,3 \pm 3,9 \text{ MeV}/c^2$	$43,0 \pm 8,1 \text{ MeV}/c^2$
	(B-W) Γ Libre		69 ± 9	$449,3 \pm 3,8 \text{ MeV}/c^2$	$42,2 \pm 8,3 \text{ MeV}/c^2$
	(B-W) Γ fixe		67 ± 8	$449,7 \pm 3,6 \text{ MeV}/c^2$	$30 \text{ MeV}/c^2$

Tableau IX.6: Paramètres ajustés sur les spectre en différence de masse reconstruits.

Résumé du choix de la paramétrisation du signal

La fonction qui a été choisie pour l'ajustement de la distribution en différence de masse de la superposition des deux états D_1^0 et D_2^{*0} est composée de deux fonctions de Breit-Wigner dont les largeurs sont fixées aux valeurs expérimentales mesurées de $19 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ et $23 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$. On fixe aussi l'écart entre les deux valeurs centrales des deux fonctions de Breit-Wigner à la valeur mesurée de $37 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$. Les 3 paramètres libres de l'ajustement sont:

- la normalisation totale des deux fonctions;
- la proportion de la première fonction de Breit-Wigner correspondant aux candidats D_1^0 ;
- la valeur centrale de la première fonction de Breit-Wigner.

Le test de cette paramétrisation sur la différence de masse reconstruite des événements simulés est satisfaisant. Le résultat de ce test est reporté dans le tableau IX.7. Les autres paramètres ont été fixés à leur valeur générée pour l'ajustement.

paramètre	généré	ajusté
Normalisation	221	224 ± 15
Proportion	71 %	$(64 \pm 8) \%$
$\Delta m(D_1^0)$	$410 \text{ MeV}/c^2$	$407,7 \pm 2,3 \text{ MeV}/c^2$

Tableau IX.7: Comparaison des paramètres générés et ajustés des deux états D_1^0 et D_2^{*0} superposés dans le spectre en différence de masse $m_{D^{*+}\pi} - m_{D^{*+}}$.

Paramétrisation du fond

Le bruit de fond présent dans la distribution en différence de masse est composé de fond combinatoire provenant de combinaisons de vrais D^{*+} avec des pions de fragmentation du vertex primaire. Une deuxième composante du bruit de fond peut provenir de désintégrations d'états D^{**} larges ou non-résonants.

Un seul état résonnant large correspondant à l'état D_1^{*0} a été simulé dans les désintégrations $D^{*+} \pi^-$. Sa masse simulée est de $2,35 \text{ GeV}/c^2$ et sa largeur de $200 \text{ MeV}/c^2$. La distribution en masse de cet état a été tronquée à $\pm 200 \text{ MeV}/c^2$ de la valeur centrale. Cet état représente 50% des désintégrations $D^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ simulées. Après reconstruction cette proportion est de 30 %.

La paramétrisation choisie pour décrire le bruit de fond est le produit d'un polynôme et d'une exponentielle:

$$F(x) = \alpha(x - x_0)^\beta \times e^{-\gamma(x-x_0)} \quad (\text{IX.2})$$

où $x = m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^{*+}}$, x_0 est le facteur seuil, à savoir la masse du pion. α, β et γ sont des paramètres libres. La figure IX.8 présente l'ajustement de cette fonction sur la

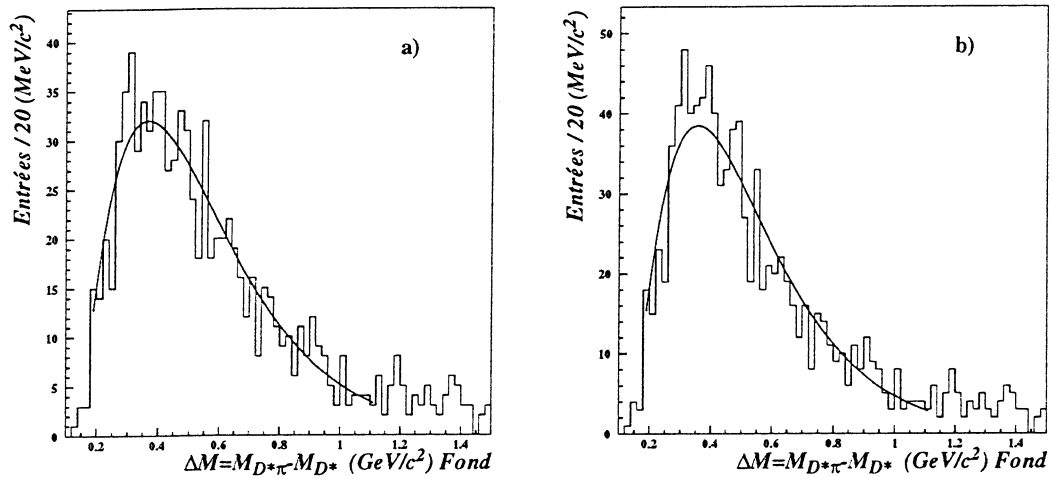


Figure IX.8: Distribution de la différence de masse pour les événements bruit de fond simulés de bonne corrélation de charge $D^{*+} \pi^-$: a) sans contribution d'états larges D^{*0} , b) avec contribution de l'état D_1^{*0} .

distribution en différence de masse du bruit de fond. La description du fond par cette paramétrisation est satisfaisante dans les deux cas. L'ajustement a aussi été réalisé sur la distribution en différence de masse $m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^{*+}}$ pour les événements simulés de mauvaise corrélation de charge $D^{*+} \pi^+$ où aucun signal n'est attendu. Une bonne description est à nouveau observée (voir figure IX.9). D'autres paramétrisations seront testées lors de l'évaluation des erreurs systématiques dues au choix de la paramétrisation.

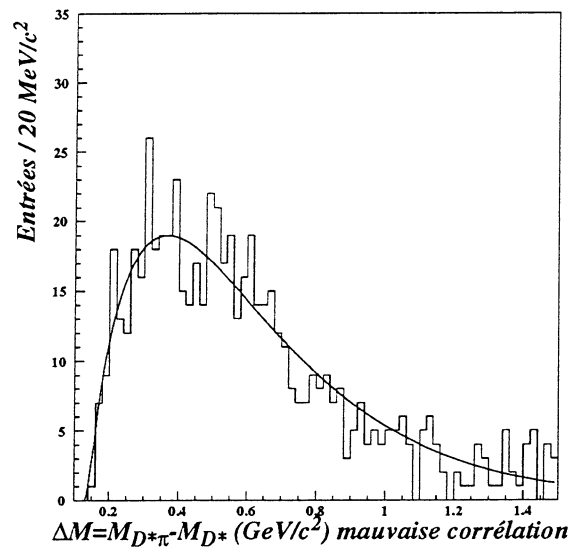


Figure IX.9: Distribution de la différence de masse pour les événements simulés de mauvaise corrélation de charge $D^{*+} \pi^-$.

Ajustement sur les données

Les spectres obtenus pour les lots de données de 1991-93 et 1994 sont sommés, et l'ajustement est effectué sur le spectre complet. Les distributions en différence de masse pour les événements de mauvaise corrélation de charge sont aussi sommées.

On procède ensuite à un ajustement de la distribution en différence de masse par maximisation de vraisemblance. Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure IX.10. L'histogramme hachuré correspond aux mauvaises corrélations de charge $D^{*+} \pi^-$. Les paramètres ajustés sont reportés dans le tableau IX.8. Le χ^2 de l'ajustement est de

Paramètre	Valeur ajustée
$N(D^{**})$	$25,9^{+7,5}_{-6,7}$
proportion 1 ^e B-W	$(68,3 \pm 17,5) \%$
Δm 1 ^e B-W	$417,9^{+4,4}_{-6,6} \text{ MeV}/c^2$

Tableau IX.8: Résultat de l'ajustement des données 1991-94.

0,39 par degré de liberté. Un total de 26 ± 7 événements signal est ajusté, correspondant à un signal à 3,6 écarts standards du bruit de fond. Les paramètres ajustés permettent de calculer le nombre d'événements observés pour chacun des états:

$$\begin{aligned} N(D_1^0) &= 17,7^{+6,6}_{-5,9} \\ N(D_2^{*0}) &= 8,2^{+5,4}_{-4,9} \end{aligned} \quad (\text{IX.3})$$

La différence de masse de la première fonction de Breit-Wigner ajustée est compatible avec la valeur moyenne mesurée de l'état D_1^0 [21] de $412,2 \pm 2,2 \text{ MeV}/c^2$. Le rapport des

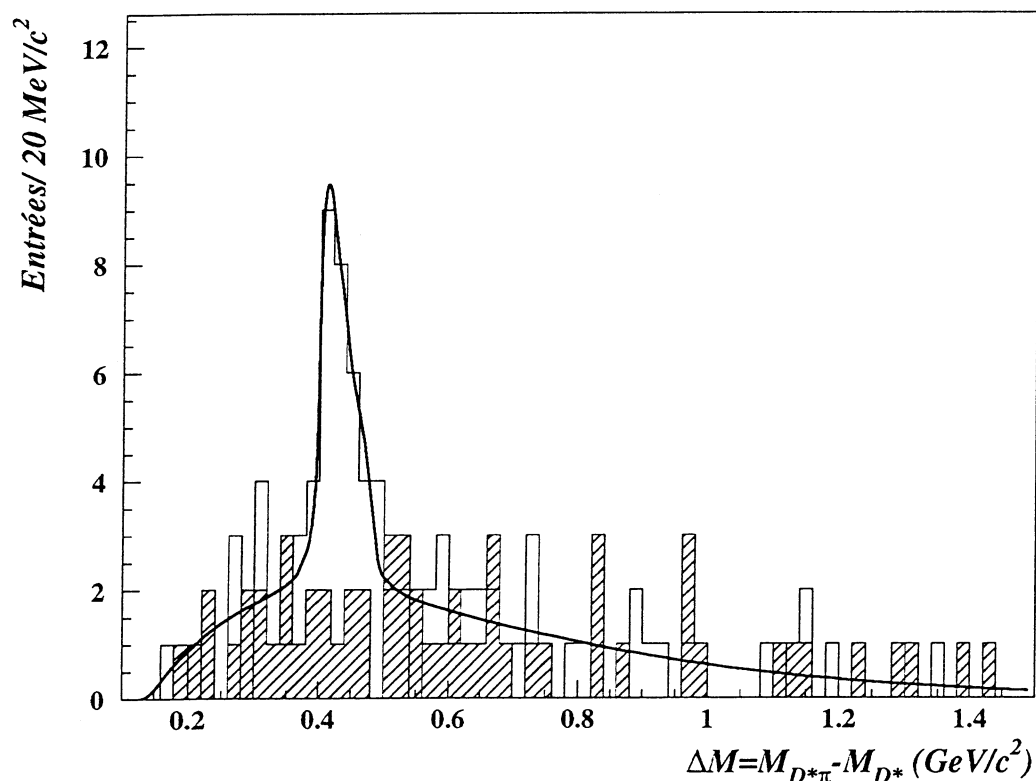


Figure IX.10: Résultat de l'ajustement des données 1991-94.

taux de production des deux états résonants étroits est:

$$\frac{Br(B^- \rightarrow D_1^0(\rightarrow D^{*+}\pi^-)\ell\bar{\nu}_\ell)}{Br(B^- \rightarrow D_2^{*0}(\rightarrow D^{*+}\pi^-)\ell\bar{\nu}_\ell)} = 2,15 \pm 1,51(\text{stat}) \quad (\text{IX.4})$$

IX.2.2 Mesure du taux de production

Pour extraire le rapport d'embranchement $Br(b \rightarrow D_j^0\ell^-\bar{\nu}_\ell)Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$ on utilise la relation suivante qui donne le nombre d'événements observés dans le détecteur:

$$N(D^*\pi\ell) = 4 N_Z R_b Br(b \rightarrow D_j^0\ell^-\bar{\nu}_\ell) \times Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-) \quad (\text{IX.5}) \\ \times Br(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \times Br(D^0 \rightarrow K\pi) \times \varepsilon$$

où

- N_Z est le nombre de désintégrations hadroniques observées de 1991 à 1994.
- $R_b = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})}$ est la probabilité relative que le Z^0 se désintègre en paire $b\bar{b}$.

- ε est l'efficacité de reconstruction et de sélection des événements $(K\pi)\pi\pi\ell$, elle est calculée dans la section IX.1.2.
- le facteur 4 vient du fait que l'on fait la moyenne sur les deux types de leptons et sur le processus conjugué de charge.

Le tableau IX.9 résume les valeurs des différents rapports d'embranchement utilisés dans l'équation (IX.5) pour extraire le résultat.

R_b	$0,2179 \pm 0,0012$	[37]
$B(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	$(68,3 \pm 1,4) \%$	[21]
$B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	$(3,83 \pm 0,12) \%$	[21]

Tableau IX.9: Ingrédients extérieurs nécessaires à l'extraction du rapport d'embranchement.

Le calcul du taux de production d'états résonants donne:

$$Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \nu) \times Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (6,0_{-1,5}^{+1,7}(\text{stat})) \times 10^{-3} \quad (\text{IX.6})$$

Il est possible de séparer la contribution de chacun des deux états à partir des nombres d'événements ajustés de l'équation (IX.3). On obtient pour l'état D_1^0 :

$$Br(b \rightarrow D_1^0 \ell^- \nu) \times Br(D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (4,1_{-1,4}^{+1,5}(\text{stat})) \times 10^{-3} \quad (\text{IX.7})$$

Le nombre d'états D_2^{*0} observés de $8,2_{-4,9}^{+5,4}$ est utilisé pour calculer une limite à 95 % de niveau de confiance du taux de production. Pour cela on définit une fenêtre de $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ autour de la valeur centrale ajustée de $457,9 \text{ MeV}/c^2$ de la fonction de Breit-Wigner qui décrit l'état D_2^{*0} . L'intégrale de la fonction de Breit-Wigner dans cet intervalle représente 72,5 % du total de la fonction. L'ajustement des données est répété en dehors de la fenêtre en masse en supprimant la fonction de Breit-Wigner qui paramétrise le signal de l'état D_2^{*0} . Le résultat de cet ajustement est présenté en trait pointillé sur la figure IX.11. La partie grisée de la distribution représente la partie qui est exclue lors de l'ajustement. Le nombre d'événements observés dans la bande de masse sélectionnée est de 22. En procédant à l'intégration de la fonction d'ajustement composée de la paramétrisation du bruit de fond et de la fonction de Breit-Wigner de l'état D_1^0 dans la bande de masse sélectionnée, on obtient 16,1 événements qui ne sont pas des états D_2^{*0} et que l'on appellera abusivement bruit de fond.

Suivant la statistique de Poisson la probabilité ε d'observer un nombre d'événements signal N supérieur à N_0 , connaissant n_T le nombre total d'événements et n_B le bruit de fond attendu, est donnée par:

$$\varepsilon = \frac{e^{-N_0} \sum_{n=0}^{n=n_T} \frac{(n_B + N_0)^{n_T}}{n!}}{\sum_{n=0}^{n=n_T} \frac{n_B^n}{n!}} \quad (\text{IX.8})$$

Dans ce cas N_0 est le nombre d'événements attendus à un niveau de confiance $1-\varepsilon$. Le calcul de N_0 à 95 % de niveau de confiance, pour 22 événements observés et 16,1 événements de bruit de fond attendu, donne 15,5 événements. En tenant compte de l'intervalle d'intégration on trouve la limite à 95 % de confiance:

$$Br(b \rightarrow D_2^{*0} \ell^- \nu) \times Br(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) < 5,0 \times 10^{-3} \quad (\text{IX.9})$$

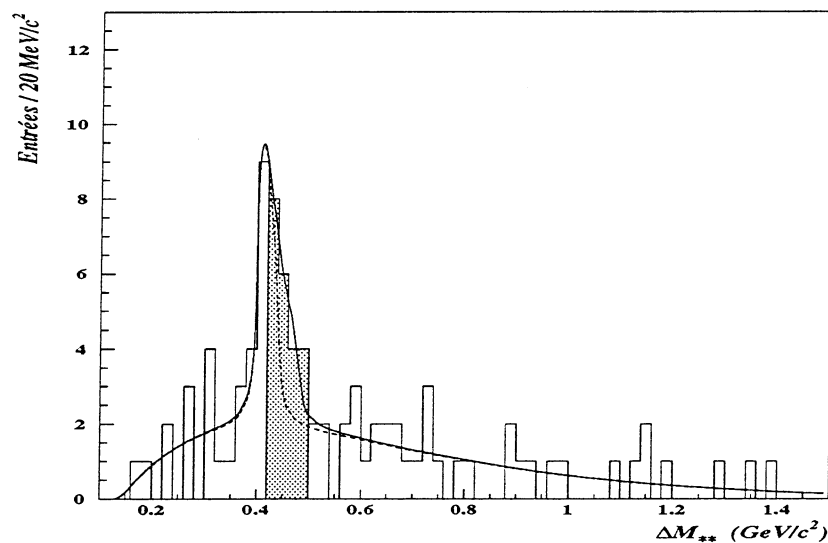


Figure IX.11: Résultat de l'ajustement des données 1991-94 avec (trait plein) et sans (trait pointillé) la contribution de l'état D_2^{*0} en excluant la zone grisée lors de l'ajustement.

IX.2.3 Erreurs systématiques

Dans cette section nous allons décrire les différentes sources d'erreurs systématiques sur la mesure du taux de production. Les erreurs systématiques concernant la mesure de l'efficacité de reconstruction ont été détaillées dans la section IX.1.1 concernant la sélection des désintégrations. Les sources d'erreurs traitées ici concernent le choix de la paramétrisation du signal et du bruit de fond. La contamination éventuelle par des événements contenant un lepton mal identifié est aussi contrôlée. Finalement l'ensemble des erreurs systématiques est résumé.

Effets systématiques liés à l'ajustement du signal.

On peut distinguer deux sources possibles d'erreurs systématiques:

- les erreurs liées au choix de la taille des boîtes de la distribution en différence de masse et de l'intervalle considéré lors de l'ajustement;
- les erreurs liées au choix de la paramétrisation.

La taille des boîtes de l'histogramme a été variée de 18 à 22 MeV/c^2 , et la valeur centrale des boîtes a été variée par intervalle de 5 MeV/c^2 . La variation la plus élevée du nombre d'événements ajustés est de $\pm 4,2\%$. Cette variation est assignée comme erreur systématique pour le choix des boîtes de la distribution en différence de masse $m_{D^*\pi} - m_{D^*}$.

Les largeurs fixées des deux fonctions de Breit-Wigner ont été variées dans leurs erreurs de mesure (voir tableau IX.3). La variation observée du nombre d'événements ajustés est de $\pm 5,8\%$.

L'écart entre les deux valeurs centrales des fonctions de Breit-Wigner de $36,7 \pm 2,2$ MeV/c² a été varié dans les limites de ses erreurs. Une variation de $\pm 1,1$ % du nombre d'événements ajustés est observée.

L'effet systématique lié au choix de la paramétrisation du fond a été contrôlé en réalisant l'ajustement des données en utilisant une paramétrisation exponentielle pour décrire le bruit de fond. L'ajustement est réalisé sur l'intervalle en différence de masse compris entre 260 et 1500 MeV/c². En dessous de 260 MeV/c² l'espace de phase est réduit et une paramétrisation exponentielle ne décrit pas les données. Une différence de +0,7 % du nombre d'événements est observée lors de l'utilisation de cette paramétrisation. La variation du seuil de l'intervalle d'ajustement de 240 à 280 MeV/c², induit par contre une variation de $\pm 3,5$ % sur le nombre d'événements ajustés. Cette variation est assignée comme erreur systématique sur le choix de la paramétrisation du bruit de fond.

Finalement l'effet de la présence d'états D^{*0} larges ou de désintégration non-résonantes sur l'ajustement du signal a été contrôlé en procédant à l'ajustement des données simulées avec et sans états larges dans le spectre en différence de masse. L'effet observé est une augmentation de +3,1 % du nombre d'événements ajustés lorsque les états larges sont pris en compte. Cet effet est très largement inférieur à la précision statistique du nombre d'événements ajustés, par conséquent la variation de $\pm 3,1$ % est ajoutée à l'erreur systématique pour tenir compte de la présence d'états D^{*} larges.

La somme quadratique de l'ensemble des erreurs concernant la procédure d'ajustement donne une erreur systématique de $\pm 8,6$ %.

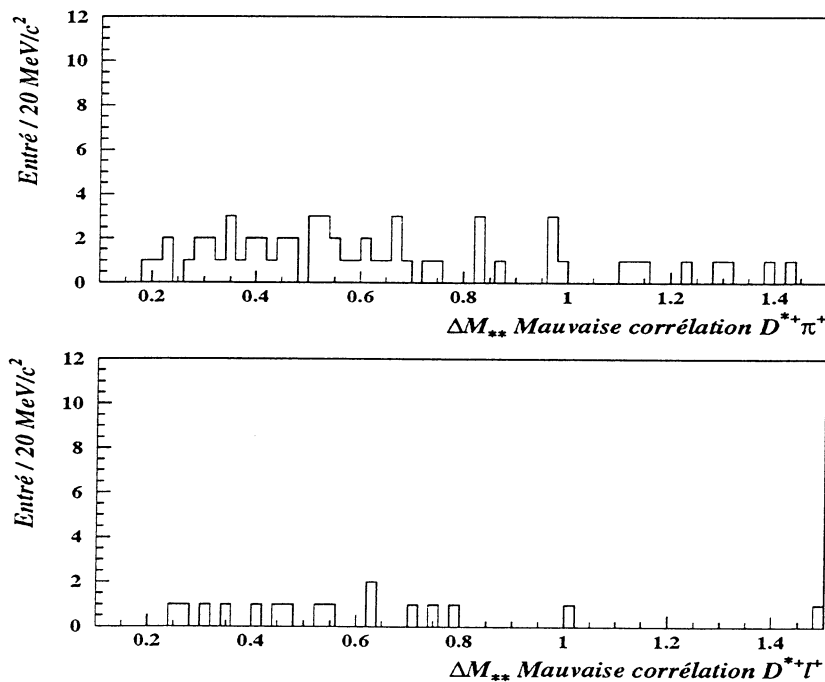


Figure IX.12: Distributions en différence de masse $m_{D^* \pi} - m_{D^*}$ pour les événements de mauvaise corrélation $D^{*+} \pi^+$ (en haut) et de mauvaise corrélation de charge $D^{*+} \ell^+$.

La possible contribution au signal d'événements pour lesquels le candidat lepton serait en fait un hadron a été contrôlée à partir de la distribution en différence de masse $m_{D^*\pi} - m_{D^*}$ pour laquelle la corrélation de charge $D^{*+} \ell^+$ est mauvaise (voir figure IX.12). Cette distribution n'indique aucune contamination par ces événements.

L'ensemble des erreurs systématiques étudiées sont regroupées dans le tableau IX.10. Les erreurs systématiques dominantes $\pm 8,6\%$ sont dues en premier lieu à l'estimation de l'efficacité de reconstruction puis à détermination du nombre d'événements. Néanmoins la mesure reste largement dominée par l'erreur statistique. L'erreur totale de la mesure est de $\pm 30\%$.

Source	$\Delta Br/Br$
$R_{b\bar{b}}$	$\pm 0,6\%$
$Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	$\pm 2,0\%$
$Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	$\pm 3,1\%$
Statistique MC	$\pm 5,4\%$
Efficacité	$\pm 8,7\%$
Ajustement	$\pm 8,6\%$
Total	$\pm 13,5\%$

Tableau IX.10: Erreurs systématiques relatives sur le taux de production $Br(b \rightarrow D_j^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$.

IX.3 Discussion

En tenant compte des erreurs systématiques précédemment étudiées, le résultat final devient:

$$Br(b \rightarrow D_j^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) \times Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (6,0_{-1,5}^{+1,7}(\text{stat}) \pm 0,8(\text{syst})) \times 10^{-3} \quad (\text{IX.10})$$

d'où on déduit le rapport d'embranchement pour l'état D_1^0 :

$$Br(b \rightarrow D_1^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) \times Br(D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (4,1_{-1,4}^{+1,5}(\text{stat})) \times 10^{-3} \quad (\text{IX.11})$$

et la limite pour l'état D_2^{*0} :

$$Br(b \rightarrow D_2^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell) \times Br(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) < 5,0 \times 10^{-3} \quad (\text{IX.12})$$

Ces rapports d'embranchement ont été mesuré au LEP [117, 128] et à l' $\Upsilon(4S)$ [127]:

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow D_j^0 (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell) &= (6,1 \pm 1,3(\text{stat}) \pm 1,3(\text{syst})) \times 10^{-3} && \text{OPAL} \\ Br(b \rightarrow D_1^0 (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell) &= (1,68_{-0,36}^{+0,43}(\text{stat})_{-0,29}^{+0,28}(\text{syst})) \times 10^{-3} && \text{ALEPH} \\ Br(b \rightarrow D_1^0 (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell) &= (1,7 \pm 0,5 \pm 0,2) \times 10^{-3} && \text{CLEO} \\ Br(b \rightarrow D_2^{*0} (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell) &< 1,29 \times 10^{-3} && (95\%C.L.) \text{ ALEPH} \\ Br(b \rightarrow D_2^{*0} (\rightarrow D^{*+} \pi^-) \ell \bar{\nu}_\ell) &< 0,95 \times 10^{-3} && (95\%C.L.) \text{ CLEO} \end{aligned} \quad (\text{IX.13})$$

On constate une différence entre les mesures de ALEPH et CLEO d'une part et les mesures de OPAL et DELPHI d'autre part.

L'état D_2^* n'a pas été observé de manière significative dans le canal $D^{*+0} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^-$ en raison de son faible rapport d'embranchement, mais il a été observé dans le canal $D^+ \pi^- \ell^-$ [117, 128].

Une analyse topologique d'ALEPH[128] a permis la mesure de l'ensemble des désintégrations semileptoniques des mésons B en $D^{*+} \pi^-$, qui permet de fixer une limite supérieure à la production d'états résonants:

$$Br(b \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (4,73 \pm 0,77(\text{stat}) \pm 0,55(\text{syst})) \times 10^{-3} \quad \text{ALEPH} \quad (\text{IX.14})$$

Ce résultat permet de mettre une limite supérieure sur la production d'états résonants.

Au vu de la précision de mesure actuelle il n'est pas possible de conclure sur une éventuelle saturation de la production d'états résonants. Il semble néanmoins que les prédictions théoriques (voir tableau III.9) soient systématiquement inférieures aux valeurs observées.

Il apparaît quand même que la production d'états charmés excités constitue une part non négligeable des désintégrations semileptoniques des mésons B.

Conclusion

L'étude présentée dans cette thèse porte sur la mesure de l'élément de matrice $|V_{cb}|$ dans les désintégration semileptoniques exclusives $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, ainsi que sur une mesure du taux de production $Br(b \rightarrow D_j^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-)$ avec le détecteur DELPHI au LEP.

La mesure de $|V_{cb}|$ repose sur la capacité expérimentale à déterminer le spectre en transfert de vitesse ω des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, suivi d'un ajustement basé sur la prédiction de la théorie effective des quarks lourds. Ceci nécessite la mesure précise des quadri-impulsions des mésons D^{*+} et \bar{B}_d^0 .

Pour cela nous avons procédé à une reconstruction complète de la désintégration $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ en considérant les désintégrations intermédiaires $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ puis $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. On accède ainsi à une mesure précise de l'énergie et de l'impulsion du méson D^{*+} . La mesure de la quadri-impulsion du méson \bar{B}_d^0 nécessite d'estimer sa direction ainsi que l'énergie du neutrino émis dans la désintégration. L'utilisation des vertex secondaires de désintégration du méson \bar{B}_d^0 et de la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion permet de déterminer avec précision la direction du méson B. Pour déterminer l'énergie du neutrino, on utilise les flots d'énergie chargée et neutre mesurés dans le détecteur afin d'estimer l'énergie manquante de l'événement. L'accent a été mis dans cette analyse sur le choix et l'optimisation de ces différents estimateurs en fonction des caractéristiques spécifiques du détecteur DELPHI. La détermination du spectre en transfert de vitesse ω a été réalisé de manière originale par l'ajustement des distributions en différence de masse dans chaque intervalle en ω , ce qui permet de s'affranchir du bruit de fond combinatoire. L'ajustement du spectre expérimental par le modèle théorique comporte deux paramètres libres: la normalisation globale du spectre (produit de $|V_{cb}|$ et du facteur de forme pour un transfert maximum de vitesse $\omega = 1$) et la pente ρ^2 de l'approximation linéaire du facteur de forme. La résolution expérimentale en ω est contrôlée d'après la fraction des événements en-dehors des limites cinématiques.

L'analyse effectuée sur 3,1 millions de désintégration hadroniques du Z^0 accumulées durant les prises de données de 1991 à 1994 a permis d'extraire les résultats suivants:

$$B(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \nu) = (5,17 \pm 0,49_{\text{stat}} \pm 0,71_{\text{syst}})\%$$

$$\begin{aligned} \hat{\xi}(1)|V_{cb}| &= (35,2 \pm 3,1(\text{stat}) \pm 2,7(\text{syst})) \times 10^{-3} \\ \rho^2 &= 0,70 \pm 0,24_{\text{stat}} \pm 0,11_{\text{syst}} \end{aligned}$$

En utilisant la prédiction la plus précise de la normalisation du facteur de forme pour $\omega=1$, calculée par M. Neubert:

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

on obtient la valeur de $|V_{cb}|$:

$$|V_{cb}| = (38,7 \pm 3,4(\text{stat}) \pm 2,9(\text{syst}) \pm 1,2(\text{th})) \times 10^{-3}$$

Cette mesure reste actuellement dominée par la précision statistique, bien que nous ayons utilisé la totalité des événements disponibles. Une augmentation de la statistique permettrait entre-autre d'augmenter le nombre d'intervalles en ω , ce qui apporterait une meilleure contrainte sur la forme du spectre. De plus il serait envisageable de réduire la contamination des bruits de fonds physiques contenant un vrai D^{*+} par l'application de coupures spécifiques, ce qui permettrait de réduire l'erreur dominante de la mesure de $|V_{cb}|$ provenant du bruit de fond D^{**} .

La deuxième partie de cette thèse avait pour objectif l'étude d'états excités D^{**} résonants dans les désintégrations semileptoniques des mésons B. Pour cela on a cherché à reconstruire ces mésons dans le canal $D^{*+0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$. Deux états résonants sont prédits par les modèles, le méson D_1 de spin un et de masse $2420 \text{ MeV}/c^2$ et le méson D_2^* de spin deux et de masse $2460 \text{ MeV}/c^2$. Tous deux ont déjà été observés dans les désintégrations semileptoniques des mésons B, mais les mesures de leurs taux de production étaient peu précises en raison du peu de données disponibles et de la difficulté à reconstruire un système de grande multiplicité de traces.

L'analyse effectuée utilise l'échantillon d'événements $B \rightarrow D^{*+}\ell^- \bar{\nu}_\ell X$ présélectionnés pour la mesure de $|V_{cb}|$ dans le canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ uniquement. Afin de tirer le meilleur parti des états intermédiaires D^0 et D^{*+} , la contrainte de masse de ces deux états a été ajoutée au χ^2 de l'ajustement des vertex secondaires de désintégration, ce qui a permis d'améliorer sensiblement la résolution sur la différence de masse $m_{D^{*+}\pi^-} - m_{D^0}$ reconstruite. Grâce à l'utilisation des capacités d'identification des kaons dans DELPHI, un signal de 26 ± 7 événements a pu être observé et un taux de production global des deux états D^{**} attendus a été mesuré:

$$Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \nu) \times Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-) = (6,0_{-1,5}^{+1,7}(\text{stat}) \pm 0,8(\text{syst})) \times 10^{-3}$$

où D_J^0 représente la somme des états D_1 et D_2^* .

L'utilisation des 750 000 désintégrations hadroniques du Z^0 enregistrées en 1995 ainsi que l'adjonction des désintégrations du D^0 dans le canal $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, sous réserve de l'application de coupures sévères pour réduire l'important bruit de fond combinatoire, permettrait de mesurer environ 80 événements $D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ avec une efficacité identique à celle mesurée pour la présente analyse. On pourrait ainsi mesurer le taux de production $Br(b \rightarrow D_J^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell) Br(D_J^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$ avec une précision statistique de $\pm 15\%$. Grâce à l'étude d'autres canaux de désintégration tels que $D_J^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ il serait en outre possible de séparer la contribution des deux états D_1 et D_2^* . La statistique accumulée à LEP1 et une amélioration significative de l'alignement du détecteur et de la reconstruction des particules chargées devraient être suffisantes pour ce type de mesures.

Annexe A: Calcul de la largeur partielle différentielle $d\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) / d\omega$

Dans le référentiel du centre de masse du \bar{B}_d^0 la largeur partielle de désintégration est donnée par[92]

$$d\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{1}{2m_B} |\mathcal{A}(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)|^2 d\pi_3 \quad (\text{A.1})$$

Le facteur de phase $d\pi_3$ est défini par

$$d\pi_3 = (2\pi)^4 \delta^4(p_B - p_\ell - p_\nu - p_{D^*}) \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{2\pi^3 2E_i} \quad (\text{A.2})$$

où la somme sur tous les états de spins est opérée. L'amplitude de désintégration est donnée par le produit du courant leptonique L^μ et du courant hadronique H_μ :

$$\mathcal{A}(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} L^\mu H_\mu \quad (\text{A.3})$$

Par la suite la masse du lepton est mise à zéro, en effet les masses de l'électron ou du muon sont négligeables devant la masse du méson \bar{B}_d^0 . Le courant leptonique est défini par

$$L^\mu = \bar{u}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_{\nu_\ell} \quad (\text{A.4})$$

et le courant hadronique par

$$H_\mu = \langle D^{*+}(p_{D^*}) | J_\mu(0) | \bar{B}_d^0(p_B) \rangle \quad (\text{A.5})$$

où $J_\mu = V_\mu - A_\mu$. L'expression du facteur d'espace de phase en fonction de termes invariants de Lorentz donne:

$$\begin{aligned} d\pi_3 &= \frac{1}{(4\pi)^5} \frac{K}{m_B} dq^2 d\Omega_\ell d\Omega_{D^*} \\ q^2 &\equiv (p_B - p_{D^*})^2 \\ K^2 &\equiv m_{D^*}^2 (\omega^2 - 1) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

où $d\Omega_\ell$ est l'angle solide du lepton dans le référentiel du boson virtuel W^* échangé, $d\Omega_{D^*}$ est l'angle solide du D^{*+} dans le référentiel du \bar{B}_d^0 et K est l'impulsion du méson D^{*+} dans ce même référentiel. La somme sur tous les états de spin du lepton et du neutrino conduit à

$$|\mathcal{A}(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)|^2 = \frac{1}{2} G_F^2 |V_{cb}|^2 L^{\mu\nu} H_\mu H_\nu^\dagger \quad (\text{A.7})$$

où

$$L^{\mu\nu} = 8(p_\ell^\mu p_{\nu_\ell}^\nu + p_\ell^\nu p_{\nu_\ell}^\mu - g^{\mu\nu} p_\ell p_{\nu_\ell} + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\ell^\alpha p_{\nu_\ell}^\beta). \quad (\text{A.8})$$

L'élément de matrice du courant hadronique s'exprime en fonction de la 4-vitesse des mésons \bar{B}_d^0 et D^{*+} dans le cadre de HQET. L'expression générale de cet élément de

matrice pour les transitions pseudoscalaire \rightarrow vecteur est donnée dans la section III.4.2. Avec la définition de $\omega = v \cdot v' = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}$, l'élément de matrice hadronique s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{H_\mu}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} &\equiv \frac{\langle D^{*+}(v', \epsilon) | J^\mu | \bar{B}_d^0(v) \rangle}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} \\ &= ih_V(\omega) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta - h_{A_1}(\omega)(\omega + 1) \epsilon^{*\mu} \\ &\quad + \left[h_{A_2}(\omega) v^\mu + h_{A_3}(\omega) v'^\mu \right] \epsilon^* \cdot v \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Intéressons nous à la largeur partielle en fonction de ω :

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_{D^*}}{2(4\pi)^5 m_B} K L^{\mu\nu} H_\mu H_\nu^\dagger d\Omega_\ell d\Omega_{D^*} \quad (\text{A.10})$$

Dans le cadre de HQET tous les facteurs de forme sont égaux. Le calcul de l'élément de matrice entre les deux quarks lourds s'obtient en prenant la trace

$$\langle D^{*+}(v', \epsilon) | \bar{h}_v^c \Gamma h_v^b | \bar{B}_d^0(v) \rangle = \text{Tr} \{ D^{*+}(v', \epsilon) \Gamma \bar{B}_d^0(v) \} \xi(\omega) \quad (\text{A.11})$$

Un calcul plutôt compliqué mène à l'expression de la largeur partielle de désintégration :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\omega} &= \frac{1}{\tau_{B^0}} \frac{dB r(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)}{d\omega} \\ &= \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \xi^2(\omega) |V_{cb}|^2 \sqrt{\omega^2 - 1} \\ &\quad \times \left[4\omega(\omega + 1) \frac{1 - 2\omega r + \omega^2}{(1 - r)^2} + (\omega + 1)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

où $r = m_{D^*}/m_B$ est le rapport des masses des deux mésons.

Annexe B: Règles de conservation dans les désintégrations fortes.

Nous allons considérer l'exemple de la désintégration de l'état D_1 en méson D et un pion. Cet état est de spin-parité $J^P = 1^+$, le méson D est lui de parité négative de même que le pion. La conservation de la parité dans la désintégration $D_1 \rightarrow D\pi$ s'écrit:

$$P^\pi \times P^D \times (-1)^{\ell_{D\pi}} = (-1)^{\ell_{D\pi}} = +1 \quad (\text{B.1})$$

Cette désintégration est autorisée avec un moment angulaire pair entre le D et le pion. Considérons maintenant la conservation du moment angulaire total:

$$\begin{array}{ccc} D_1 & \rightarrow & D \quad \pi \\ J \quad 1 & \rightarrow & 0 \quad 0 \end{array}$$

Pour que le moment angulaire total soit conservé il faut une onde P ($\ell_{D\pi} = 1$) entre le D et le pion, ce qui est incompatible avec la conservation de la parité. Par conséquent cette désintégration est interdite.

La désintégration $D_1 \rightarrow D^*\pi$ par contre est autorisée. La conservation de la parité pour cette désintégration impose la même contrainte qu'auparavant en imposant un moment angulaire pair entre le D^* et le pion. La conservation du moment angulaire peut se faire en onde S ou D à cause du spin 1 du D^* :

$$\begin{array}{ccc} D_1 & \rightarrow & D^* \quad \pi \\ J \quad 1 & \rightarrow & 1 \quad 0 \end{array}$$

Annexe C: Méthode d'ajustement des vertex.

Cet appendice a pour objectif de décrire les idées générales de la méthode d'ajustement d'un vertex en utilisant la méthode de minimisation du χ^2 . En plus de la position du vertex on cherche à définir les impulsions des particules estimées à ce vertex. Cette procédure est décrite en détail dans les références [138, 139].

Une particule chargée dans un champ magnétique décrit une hélice le long de l'axe du champ magnétique, dont le rayon dépend de l'impulsion de la particule et du champ magnétique:

$$R = \frac{P_t \text{ (GeV/c)}}{0,3B \text{ (Tesla)}} \quad (\text{C.1})$$

La paramétrisation des 5 paramètres de la trace par rapport au référentiel de DELPHI est définie de manière usuelle par:

$$q_i^{mes} = (\epsilon_{R\phi}, \epsilon_z, \theta, \phi, \rho) \quad (\text{C.2})$$

Ces paramètres sont estimés au périégée, c'est-à-dire au point d'approche le plus court par rapport à l'origine des coordonnées:

- $\epsilon_{R\phi}$ est le paramètre d'impact dans le plan transverse
- ϵ_z est le paramètre d'impact en z
- θ est l'angle polaire de la trace
- ϕ est l'angle azimuthal de la trace
- $\rho = q/R$ est la courbure de la trace, multipliée par la charge de la particule

Les paramètres d'impact sont signés géométriquement. La convention adoptée est de donner un signe positif lorsque la trace passe à droite de la direction déterminée par le référentiel et la direction de la trace. Les trois derniers paramètres définissent l'impulsion de la particule.

Une matrice de covariance 5×5 définie positive décrit les erreurs et les corrélations des 5 paramètres de la trace. Elle est elle aussi définie au périégée.

Procédure d'ajustement d'un vertex.

On cherche à déterminer le vertex $V(x_v, y_v, z_v)$ de désintégration d'une particule en n autres particules chargées dont l'impulsion au vertex est $p_i(\theta_i, \phi_i, \rho_i)$. On dispose de l'information mesurée des n traces et de leurs erreurs. Le nombre de degrés de liberté est de $5n-3(\text{vertex})-3n(\text{impulsions}) = 2n-3$. Pour pouvoir déterminer le vertex à partir de l'information des traces mesurées il faut exprimer les paramètres des traces au périégée en fonction de ceux du vertex:

$$\begin{aligned} \epsilon_{R\phi} &= -R - Q^2 \rho / 2 \\ \epsilon_z &= z_v - Q(1 - R\rho) \cot \theta \\ \theta &= \theta_v \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_v - \mathcal{Q}\rho \\ \mathcal{Q} &= x_v \cos \phi_v + y_v \sin \phi_v \\ \mathcal{R} &= y_v \cos \phi_v - x_v \sin \phi_v\end{aligned}$$

La méthode utilisée pour l'ajustement suppose que l'impulsion d'une trace au voisinage du vertex est constante, ce qui entraîne que les paramètres (θ, ϕ_v, ρ) restent constants.

Lorsque la position du vertex à déterminer se trouve éloignée du péricée (cas des K^0 par exemple), les paramètres doivent être recalculés à un point proche de la position du vertex. Dans le cas de la recherche du vertex de désintégration d'un méson B comme pour notre analyse, les paramètres sont calculés au vertex primaire. La matrice d'erreur doit aussi être propagée en ce point.

La recherche de la position du vertex se fait en minimisant le χ^2 construit à partir des 5 paramètres mesurés des traces:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (q^{mes} - q_i(V, p_i))^T W_i (q^{mes} - q_i(V, p_i)) \quad (C.4)$$

où les paramètres $q_i(V, p_i)$ sont calculés à partir de (C.3). La minimisation du χ^2 par rapport à la position du vertex conduit à un système de $3n + 3$ équations à résoudre.

Dans l'approximation où l'impulsion des traces est constante aux alentours du vertex recherché on peut écrire le développement suivant:

$$q_i(V, p_i) = q_i(V^0, p_i^0) + D_i \delta V \quad (C.5)$$

où D_i est défini par

$$D_i = \frac{\partial q(V, p_i)}{\partial V} \quad (C.6)$$

Dans ce cas le développement de l'expression du χ^2 en fonction de la position du vertex donne

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (\delta q_i - D_i \delta V)^T W_i (\delta q_i - D_i \delta V) \quad (C.7)$$

Le principe de minimisation

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial V} = 0 \quad (C.8)$$

conduit alors à:

$$\underbrace{\left(\sum_i D_i^T W_i D_i \right)}_A \delta V = \underbrace{\sum_i D_i^T W_i \delta q_i}_T \quad (C.9)$$

et finalement la résolution du système d'équation se résume à l'inversion de la matrice A :

$$\delta V = A^{-1} T \quad (C.10)$$

Il suffit ensuite de recalculer les paramètres des traces θ, ϕ, ρ au péricée du nouveau vertex. Cette méthode est la plus couramment utilisée pour l'ajustement de vertex

secondaires proches du vertex primaire à cause de sa rapidité de calcul.

Ajustement simultané de plusieurs vertex avec contrainte de masse au vertex

La méthode d'ajustement simultané de plusieurs vertex permet de reconstruire en une seule étape l'ensemble d'une chaîne de désintégration. Nous avons utilisé cette méthode pour l'ajustement de la désintégration

$$\begin{aligned} B^- &\rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell \\ &\hookrightarrow D^{*+} \pi^- \\ &\hookrightarrow D^0 \pi^+ \\ &\hookrightarrow K^- \pi^+ \end{aligned}$$

où l'on peut définir trois vertex différents:

- le vertex de désintégration du D^0 en $K^- \pi^+$: V_D^0 ;
- le vertex de désintégration du D^{*+} en $D^0 \pi^+$: V_D^{*+} ;
- le vertex de désintégration du B^- en $D^{*+} \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell$: V_B .

Les deux vertex V_D^{*+} et V_B sont en principe confondus car le D^{*+} ne vole pas, mais l'intérêt de séparer ces deux vertex est de pouvoir appliquer la contrainte de masse du D^{*+} au vertex V_D^{*+} .

L'ajustement des vertex est réalisé en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \chi_{D^0}^2 + \chi_{D^{*+}}^2 + \chi_{B^-}^2 \quad (\text{C.11})$$

où chaque terme correspond à la contrainte d'un vertex. A titre d'exemple, nous allons donner l'expression du χ^2 au premier vertex:

$$\chi_{D^0}^2 = \Delta q_i W_{ij} \Delta q_j + \frac{(M_{K\pi} - m_{D^0})^2}{\Gamma_{D^0}^2} \quad (\text{C.12})$$

où

- la variation des paramètres au péricée des deux traces (K et π) est donnée par:

$$\Delta q_{\epsilon_{R\phi}} = -\mathcal{R} - Q^2 \frac{\rho}{2} - \epsilon_{R\phi}^0 \quad (\text{C.13})$$

$$\Delta q_{\epsilon_z} = z_v - Q(1 - \mathcal{R}\rho) \cot \theta - \epsilon_z^0 \quad (\text{C.14})$$

$$\Delta q_\theta = \theta - \theta^0 \quad (\text{C.15})$$

$$\Delta q_\phi = \phi_v - Q\rho - \phi^0 \quad (\text{C.16})$$

$$\Delta q_\rho = \rho - \rho^0 \quad (\text{C.17})$$

- la contrainte de masse fait intervenir la largeur naturelle de l'état D^0 . Celle-ci étant très faible la largeur a été fixée à $0,5 \text{ MeV}/c^2$. Il en est de même pour le D^{*+} dont la largeur a été fixée à $0,6 \text{ MeV}/c^2$. La masse invariante $M_{K\pi}$ est calculée en propageant les paramètres des deux traces au péricée du vertex ajusté.

La minimisation du χ^2 proprement dite est effectuée en plusieurs étapes en utilisant la librairie MINUIT[140].

Cette méthode est beaucoup plus lente que la précédente. En effet les paramètres θ, ϕ, ρ sont aussi des paramètres variables lors de l'ajustement contrairement à la première méthode. Néanmoins cette méthode est très intéressante pour améliorer la précision sur la masse reconstruite du D^{**} au vertex du B (voir section IX).

Bibliographie

- [1] J. Chadwick, Nature **129** (1932) 312.
- [2] F.Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959).
- [3] M. Gell-Mann (Cal Tech), "A schematic model of baryons and mesons", Phys. Lett. **8** (1964) 214-215;
M. Gell-Mann (Cal Tech), "Symmetries of baryons and mesons.", Phys. Rev. **125** (1962) 1067-1084.
- [4] M.Breidenbach *et al.*, "Observed Behavior of Highly Inelastic Electron Proton Scattering.", Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.
- [5] G. Hanson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1609.
- [6] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [7] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [8] J.J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404;
J.E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.
- [9] M.L. Perl. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.
- [10] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [11] F.Abe *et al.*, CDF collaboration, "Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions", FERMILAB-PUB-95/022-E, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626-2631;
S.Abachi *et al.*, D0 collaboration, "Observation of the top quark", FERMILAB-PUB-95/028-E, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632-2637.
- [12] C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. **96** (1954) 191
- [13] G.'t Hooft, Nucl. Phys. **B35** (1971) 167-188.
- [14] C.H. Llewellyn Smith, Proceedings de la 5^e "Hawaii Topical Conf on Particle Physics", P.N. Dobson *et al.*, (1973) Hawaii U. Press.
- [15] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam et J.C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168.

- [16] P.W. Higgs, Phys Lett. **12** (1964) 132;
P.W. Higgs, Phys Rev. Lett. **13** (1964) 508;
P.W. Higgs, Phys Rev. **145** (1966) 1156.
- [17] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theo. Phys., **49** (1973) 652.
- [18] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039;
C. Jarlskog, Zeit. Phys. **C 29** (1985) 491.
- [19] L.L. Chau, W.Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1802.
- [20] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [21] R. M. Barnett *et al.*, Physical Review **D54** (1996), et serveur Web
<http://pdg.lbl.gov/>
- [22] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [23] M. Neubert., "B decays and CP violation ", CERN-TH/96-55, hep-ph/9604412.
- [24] A.D. Sakharov, ZhETF Pis. Red. **5** (1967) 32;
JETP Lett. **5** (1967) 24.
- [25] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay., Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [26] C. Jarlskog, "CP violation " , World Scientific, Singapour (1989).
- [27] Guy Wormser, Nucl. Instrum. Meth. **A351** (1994) 54-58;
"BABAR Technical Design Report", <http://hepunix.rl.ac.uk/BFROOT/doc/TDR/>
- [28] " BELLE Letter of intent", <http://bsunsrv1.kek.jp/>
- [29] P-A Fischer, Communication à la rencontre annuelle de la Société Américaine de Physique, Indianapolis (1996).
- [30] A. Ali, D. London, " CP violation and Flavour Mixing in the Standard Model", DESY 95-148,UdeM-GPP-TH-95-32.
- [31] A. Abada *et al.*, Nucl. Phys. **B376** (1992) 172.
- [32] L. Gibbons, "Status of weak quark mixing", communication à la conférence ICHEP96, à paraître dans les proceedings.
- [33] A. Blondel, "Status of the electroweak interaction", communication à la conférence ICHEP96, à paraître dans les proceedings.
- [34] M.S. Salam *et al.*, CLEO Coll., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2885.
- [35] "Z physics at LEP 1", CERN 89-08, édité par G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi.

- [36] "Electron-Positron annihilation physics", Adam Hilger, Bristol and New York.
- [37] The LEP Electroweak Working Group, "A combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and constraints on the Standard Model", LEPEWWG/96-02, ALEPH 96-107 PHYSIC 96-98, DELPHI 96-121 PHYS 631, L3 Note 1975, OPAL Technical Note TN 399, SLD PN 52.
- [38] W. De Boer, H. Furstenau, J.H. Kohne, "Optimized second order QCD versus parton shower models in e^+e^- annihilation.", *Z. Phys.* **C49** (1991) 141-150.
- [39] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977), 298.
- [40] CERN Pool Programs, "The LUND Monte-Carlo Programs." W5035/W5045-48. long writeup, Novembre 1989.
T. Sjöstrand, CERN-TH/6488.92 W5035/W5044, Mai 1991.
- [41] X. Artru, G. Mennesier, *Nucl. Phys.* **B70** (1974), 93;
J. Kogut, L. Susskind *Phys. Rep.* **8** (1973) 76.
- [42] B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, *Zeit. Phys.* **C6** (1980) 235-240;
A. Casher, H. Neuberger, S. Nussinov, *Phys. Rev.* **20**(1979) 179-188.
- [43] R. Akers *et al.*, OPAL Coll., *Zeit. Phys.* **C67** (1995) 27., *Phys. Lett.* **B353** (1995) 595;
D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll., ICHEP96 pa05-065;
P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., ICHP96 pa01-035, DELPHI 91-112 CONF 39.
- [44] B. Anderson, G. Gustafson, B. Söderberg, *Zeit. Phys.* **C 20** (1983) 317.
- [45] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105.
- [46] O. Podbrin, M. Feindt, DELPHI Coll. "Inclusive measurement of the b fragmentation function", DELPHI 95-103, PHYS 538 (1995).
- [47] D. Bloch, *et al.* DELPHI Coll. "Study of Charm Meson Production in Z^0 Decays and Measurement of R_c ", DELPHI 95-101, PHYS 536 (1995).
- [48] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll., *Phys. Lett.* **B359** (1995) 236.
- [49] Lep Working Group on b lifetimes, "Combinations for the ICHEP 1996 conferences", URL <http://wwwcn.cern.ch/claires/>
- [50] San Lan Wu, "Recent Results on B meson oscillations", Proceedings de la conférence Lepton-Photon 1995 à Pékin, World Scientific, Zhi-Peng et He-Sheng éditeurs.
- [51] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll., *Phys. Lett.* **B357** (1995) 685;
R. Akers *et al.*, OPAL Coll., *Zeit. Phys.* **C69** (1995) 195;
P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., *Zeit. Phys.* **C68** (1995) 375.
- [52] J.L. Cortes, X.Y. Pham et A. Tounsi, *Phys. Rev. D* **25** (1980) 188-194.

- [53] M. Neubert, Phys. Rept. **245**(1994) 259-396, hep-ph/9306320
- [54] G. Altarelli *et al.*, Nucl Phys **B208** (1982) 364.
- [55] G. Corbo , Phys. Lett. **B116** (1982) 299.
- [56] N. Cabibbo, G. Corbo, L. Maiani, Nucl. Phys. **B155**.
- [57] G. Altarelli *et al.*, Phys. Lett. **B99** (1981) 141. (1979) 93-103.
- [58] N. Cabibbo, L. Maiani, Phys. Lett. **B79** 109-111;
R.E. Behrends *et al.*, Phys. Rev. **101** (1956) 866.
- [59] I. Bigi *et al.*, Phys. Lett. **B323** (1994) 408-416.
- [60] M.K. Gaillard, B.W. Lee, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 109-111;
G. Altarelli, L. Maiani, Phys. Lett. **B52** (1974) 353.
- [61] G. Altarelli, S. Petrarca , Phys. Lett. **B261** (1991) 303.
- [62] A.J. Buras, P.H. Weisz, Nucl Phys **B333**(1990) 66.
- [63] CLEO Coll., Phys. Rev. **D45** 2212.
- [64] I. Bigi, "The QCD prospective on lifetime of heavy flavour hadrons", UND-HEP-95-BIG02 (1995).
- [65] I. Bigi *et al.*, CERN-TH7050/93, CERN-TH7082/93
- [66] E. Bagan, P. Ball, V.M. Braun, P. Gosdzinsky, Nucl. Phys. **B432** (1994) 3 , Phys. Lett. **B342** (1995) 362.
- [67] M. Shifman *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 2217.
- [68] P. Ball *et al.*, CERN-TH/95-65, UM-TH-95-07, hep-ph/9503492.
- [69] M. Wirbel *et al.*, Zeit. Phys. **C29** (1985) 298-301.
- [70] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein., M. Wise, Phys. Rev. **D39** (1989) 799-818.
- [71] B. Grinstein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298-301.
- [72] B. Grinstein *et al.*, Phys. Lett. **B197** (1987) 249-252.
- [73] M. Bauer *et al.*, Zeit. Phys. **C42** (1989) 671-678.
- [74] W.B Atwood, J.A. Jaros, SLAC-PUB 5671 (1991).
- [75] S. Nussinov, W. Wetzel, Phys. Rev. **D 36** (1987) 130;
M.B. Voloshin, M.A. Shifman, Yad. Fiz **45** (1987) 463, Sov. Jou. Nucl. Phys. **45** (1987) 292;
M.B. Voloshin, M.A. Shifman, Yad. Fiz **47** (1988) 801, Sov. Jou. Nucl. Phys. **47** (1988) 512.

- [76] N. Isgur, M.B. Wise, Phys. Lett. **B 232** (1989) 113, **B 237** (1990) 527.
- [77] A.F. Falk, H. Georgi, B. Grinstein, M.B. Wise, Nucl. Phys. **B343** (1990) 1.
- [78] E.A. Eichten, C.T. Hill, C. Quigg, Phys. Rev. Lett. **71**(1993), 4116-4119, FERMILAB-PUB 93-225-T, hep-ph/9308337 et révisión, FERMILAB-CONF 94-118-T
- [79] M. Neubert, Phys. Rep. **245**,259 (1994), CERN-TH/7225-94.
- [80] T. Mannel, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **39B,C** (1995) 426-437.
- [81] H.D. Politzer, M.B. Wise, Phys. Lett. **B208** (1988) 504;
M.B. Wise, Phys. Lett. **B206** (1988)681.
- [82] A. Czarnecki, hep-ph/9603261.
- [83] M. Neubert, Phys. Lett. **B252** (1990) 447.
- [84] M. Neubert., "Heavy Quark Effective Theory ", CERN-TH/96-292, hep-ph/9610385.
- [85] M.E. Luke, Phys. Lett. **B264** (1991) 455;
CERN-TH/7395-94 où hep-ph/9408296; p CERN-TH/7396-94 où hep-ph/9409306.
- [86] M. Neubert, ICHEP94, Glasgow 1994, Proceedings, High energy physics, vol. 2,1129-1132, CERN-TH/7396-94, preprint hep-ph/9409306.
- [87] M. Neubert, Phys.Lett. **B338** (1994) 84-91, CERN-TH/7395-94, hep-ph/9408290.
- [88] N. Isgur, 26^e Proceedings de la Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies, Dallas, Aout 1992, Volume 1, P33 édité par J.R. Sanford.
- [89] H. Albrecht *et al.*, Coll. ARGUS, Phys. Lett. **B221** (1989) 422;
H. Albrecht *et al.*, Coll. ARGUS, Phys. Lett. **B232** (1989) 398;
J.C. Anjos *et al.*, Coll. E691, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1717;
P. Avery *et al.*, Coll. ARGUS, Phys. Rev. **D41** (1990) 324;
P.L. Frabetti *et al.*, Coll. E687, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 324;
P. Avery *et al.*, Coll. CLEO II, Phys. Lett. **B340** (1994) 236.
- [90] H. Albrecht *et al.*, Coll. ARGUS, Phys. Lett. **B231** (1989) 208;
P.L. Frabetti *et al.*, Coll. E687, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 324;
T. Bergfeld *et al.*, Coll. CLEO II, Phys. Lett. **B340** (1994) 194.
- [91] S. Godefrey, N. Isgur, Phys. Rev. **D32** (1985) 189.
- [92] Tsuyoshi B. Suzuki, Toshiaki Ito, Shoji Sawada, Masahisa Matsuda, Prog. Theor. Phys. **91** (1994) 757-774.
- [93] Sinisa Veseli, M.G. Olsson, Phys. Rev. **D54** (1996) 886-895, hep-ph-9601307.

- [94] P. Colangelo, G. Nardulli, N. Paver, Workshop on a European B-meson Factory, Proceedings Hambourg 1992, BA-TH-93-132, hep-ph-9303220.
- [95] DELPHI Coll., P. Aarnio *et al.*: “The DELPHI Detector at LEP”, Nucl. Instr. & Meth **A303**(1996) 233.
- [96] DELPHI Coll., P. Abreu *et al.*: “Performance of the DELPHI Detector”, CERN-PPE/95-194, Nucl. Instr. & Meth. **A378** (1996) 57-100.
- [97] DELPHI Coll., P. Abreu *et al.*: Z. Phys. **C55** (1995) 555, G.V Borisov “Lifetime Tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector”, DELPHI 94-125 PROG 208.
- [98] V. Chabaud *et al.*: “The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout”, CERN-PPE/95-86, Nucl. Instr. & Meth. **A368**(1996) 314-332.
- [99] P. Rice-Evans, “Sparck, Streamer, Proportionnal and Drift Chambers”, The Riche-lieu Press, London 1974.
- [100] J. Séguinot, “Les compteurs Cherenkov: applications et limites pour l’identification des particules”, excellent cours donné à l’École Joliot-Curie 1988, CERN-EP/89-92, LPC/89-25, Joliot-Curie 1988.
- [101] Jelley, “Cherenkov radiation and its applications”, Pergammon Press 1958.
- [102] P. Baillon, “Cherenkov ring search using a maximum likelihood technique”, Nucl. Instr. & Meth. **A238** (1985) 341-346.
- [103] C. Bourdarios *et al.*, “Analysis Techniques for the DELPHI Ring Imaging CHerenkov Detector”, ICHEP94 Ref gls0188, DELPHI 94-112 PHYS 429.
- [104] M. Dracos, Thèse de doctorat, CRN/HE 87-10 N-243, dans toutes les bonnes bibliothèques.
- [105] F. Stichelbaut, G.R. Wilkinson, “Performance of Muon Identification in DELPHI for 93 and 94 Data”. DELPHI 95-140 PHYS 565.
- [106] K.D. Brand, I. Roncagliolo, F. Simonetto, “Electron identification for electroweak b and c physics”, DELPHI 96-23 PHYS 598 (1996).
- [107] The DELPHI Trigger group, “Architecture and Performance of the DELPHI Trigger System”, CERN-PPE/94-141, Nucl. Instr. & Meth **A362**(1995) 361-385.
- [108] “ZEBRA Memory Management”, CERN Program Library, Packlib Q100/Q101.
- [109] T. Sjöstrand, “Jetset 7.4 and Pythia 5.3 Physics and Manual”, CERN-TH 7112/93 (1993).
- [110] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12** (1964) 57;
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587.

- [111] DELSIM, programme de simulation du détecteur. Manuel de référence, Delphi Note 89-68 PROG 143 (1989);
Guide de l'utilisateur, Delphi Note 89-67 PROG 142 (1989).
- [112] D. Buskulic *et al.*, Aleph, "Measurement of the $b \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X$ Branching ratio", CERN-PPE/94-165, Phys. Lett. **B343** (1994) 444.
- [113] G. Buchalla, I. Dunietz, H. Yamamoto, Phys. Lett. **B364**(1995) 188.
- [114] Y. Known, CLEO Coll., séminaire donné aux Rencontres de Moriond Mars 1996, proceedings à venir.
- [115] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll., "Study of double charmed B decays at LEP", soumis à la conférence de Varsovie ICHEP96, pa-05-060.
- [116] M.L. Andrieux *et al.*, "Search for $B \rightarrow D^{*+} D^{*-} X$ decays in DELPHI", DELPHI 96-97 CONF 26, soumis à la conférence ICHEP96, pa01-108.
- [117] R. Akers *et al.*, OPAL Coll., "A study of Charm Meson Production in Semileptonic B decays", CERN-PPE/95-02, Zeit. Phys. **C67** (1995) 57-68.
- [118] P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., "Determination of $|V_{cb}|$ from the semileptonic decay $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ ", CERN-PPE/96-11., Zeit. Phys. **C71** (1996) 539-554.
- [119] D. Scora, N. Isgur, CEBAF-TH/94-14 (1994)
- [120] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll, CERN-PPE/96-150, Phys. Lett. **B395** (1996) 373-387.
- [121] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll. "Production of Orbitally Excited Charm Mesons in Semileptonic B Decays", CERN-PPE/96092, Zeit. Phys. **C73** (1996) 601-612.
- [122] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Coll., "Investigation of the Decays $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ and $B \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ ", DESY 92-146, Z. Phys. **C57** (1993) 533-540.
- [123] L. Diciaccio, G. Borisov, P-A Fischer, F. Simonetto, "A Study of Orbitally Excited Charm Mesons in B Semileptonic Decays", ICHEP96 pa01-117, DELPHI 96-102 CONF 31.
- [124] B. Barish *et al.*, CLEO Coll, Phys. Rev. D51 (1995) 1014.
- [125] H. Albrecht *et al.*, ARGUS Coll, Phys. Lett. B324 (1994) 249.
- [126] D. Bortoletto *et al.*, CLEO Coll, Phys. Lett. B395 (1996) 128-140. 63 (1989) 1667.
- [127] B. Barish *et al.*, CLEO Coll., contribution à la conférence ICHEP96, Varsovie, ICHEP96 pa05-077.
- [128] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Coll., contribution à la conférence ICHEP96, Varsovie, ICHEP96 pa01-073.

- [129] T. Todorov, Thèse de doctorat, "Détermination des paramètres du modèle standard et tests de sa validité dans les désintégrations hadroniques du Z^0 ", CRN/HE 94-21, N. d'ordre 1527.
- [130] R. Akers *et al.*, OPAL Coll, CERN-PPE/96-162, Phys. Lett. **B395** (1996) 128-140.
- [131] P. Avery *et al.*, CLEO Coll., CLNS 94/1280, CLEO 94-10 (1994).
- [132] T. Bergfeld *et al.*, CLEO Coll., CLNS 94/1298, CLEO 94-21 (1994).
- [133] P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., "Measurement of Inclusive π^0 Production in hadronic Z^0 Decays", CERN-PPE/95-144, Zeit. Phys. **C69** 561.
- [134] P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., "Measurement of B^+ and B^0 Lifetimes using $\bar{D}\ell^+$ events.", CERN-PPE/95-60, Zeit. Phys. **C68**(1995), 13-24.
- [135] P. Abreu *et al.*, DELPHI Coll., DELPHI96-116 CONF 43, ICHEP96 pa07-011.
- [136] M. Neubert, hep-ph/9505238, Présentation aux 30^e Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Meribel France, 11-18 Mar 1995.
- [137] I. Caprini, M. Neubert, Phys. Lett. **B380** (1996) 376-384.
- [138] P. Billoir, R. Früwirth, M. Regler, Nucl. Inst. and Meth. **A241**(1985) 115-131.
- [139] P. Billoir, S. Qiang, Nucl. Inst. and Meth. **A311**(1992) 139-150.
- [140] MINUIT, CERN program library, Long Writeup D506 Version 94.1.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé grâce aux données enregistrées de 1991 à 1994 par le détecteur DELPHI au LEP. Il porte sur la détermination du paramètre libre $|V_{cb}|$ du Modèle Standard de l'interaction électrofaible à partir de la désintégration semileptonique $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Une deuxième analyse sur la production d'états charmés orbitalement excités dans les désintégrations semileptoniques des mésons B est aussi présentée.

La mesure de $|V_{cb}|$ repose sur la détermination précise du spectre en moment transféré $q^2 = (m_B - m_{D^*})^2$ des événements reconstruits de manière exclusive. L'ajustement de ce spectre par l'expression théorique donnée par la théorie effective des quarks lourds (HQET) permet d'obtenir la valeur de $|V_{cb}|$ avec une incertitude théorique inférieure à 4 %.

L'exposé de ce travail commence par une présentation du rôle de l'élément de matrice $|V_{cb}|$ et des outils théoriques nécessaires à sa mesure. Le dispositif expérimental utilisé est ensuite décrit. Les différentes étapes de l'analyse sont détaillées: sélection des événements, étude des bruits de fond, mesure du rapport d'embranchement $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ qui est l'étape préliminaire à la mesure de $|V_{cb}|$. La mise au point des estimateurs du moment transféré est ensuite exposée. La détermination du spectre en moment transféré des événements $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ sélectionnés et son ajustement conduisent finalement à la mesure de $|V_{cb}|$. Les résultats obtenus sont:

$$\begin{aligned} Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (5,17 \pm 0,49(stat) \pm 0,71(syst))\% \\ |V_{cb}| &= (38,7 \pm 3,4(stat) \pm 2,9(syst) \pm 1,2(th)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Ces mesures sont en bon accord avec les résultats obtenus par d'autres collaborations auprès du LEP ou des usines à mésons B (CESR, DESY).

L'analyse concernant la recherche d'états charmés excités orbitalement dans les désintégrations semileptoniques des B a permis de mesurer le rapport d'embranchement

$$Br(b \rightarrow D_j^0 \ell X) \times Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (6.0_{-1,5}^{+1,7}(stat) \pm 0,8(syst)) \times 10^{-3}$$

où D_j^0 correspond à la somme des deux états charmés étroits D_1^0 et D_2^{*0} . Cette mesure, quoique statistiquement peu précise indique la présence non négligeable d'excitations orbitales charmées dans les désintégrations semileptoniques des B.

Abstract

Semileptonic decays $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ were selected from a sample of 3.1 million hadronic Z decays collected by the DELPHI detector at LEP. A measurement of the Standard Model parameter $|V_{cb}|$ has been performed using these decays. In addition, a search for production of narrow orbitally excited D mesons in semileptonic B decays is also presented.

The measurement of $|V_{cb}|$ is based on the precise determination of the $q^2 = (m_B - m_{D^*})^2$ spectrum of the reconstructed events. An exclusive reconstruction of $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ decays was done in the channel $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ followed by $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ and $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. The distribution was fitted over the full momentum transfer range to extract the product of $|V_{cb}|$ times the normalization of the decay form factor. Using HQET predictions of the form factor the value of $|V_{cb}|$ was extracted.

This thesis begins by a description of the role of the $|V_{cb}|$ matrix element in the Standard Model. The theoretical tools used to determine $|V_{cb}|$ are also described. A brief overview of the performances of the DELPHI detector is given in the second part. Then the different steps of the analysis are detailed: event selection, background study, $Br(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell)$ measurement which is the first step of $|V_{cb}|$ measurement, determination of a q^2 estimator. The fitting procedure is then discussed. The obtained results are:

$$\begin{aligned} Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= (5,17 \pm 0,49(stat) \pm 0,71(syst))\% \\ |V_{cb}| &= (38,7 \pm 3,4(stat) \pm 2,9(syst) \pm 1,2(th)) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

A good agreement with previous measurements from LEP and B factories (CESR, DESY) is found.

The search for narrow orbitally excited charm mesons in semileptonic B decays has led to the measurement of the branching fraction

$$Br(b \rightarrow D_j^0 \ell X) \times Br(D_j^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (6.0_{-1,5}^{+1,7}(stat) \pm 0,8(syst)) \times 10^{-3}$$

where D_j^0 corresponds to the sum of the two narrow states D_1^0 and D_2^{*0} . This measurement indicates a non negligible production of narrow excited states in semileptonic B decays.