

**THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE de PARIS VII**

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Sandrine EMERY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS VII

**ETUDE DE LA DEPENDANCE TEMPORELLE
DES OSCILLATIONS $B^0 - \overline{B}^0$
PAR LA METHODE DE LA CHARGE DU JET
SUR L'EXPERIENCE ALEPH**

Soutenue le 24 Mai 1995, devant le jury composé de :

F. Vannucci président

E. Aslanides

A. Blondel rapporteur

A. Cordier

J. Haïssinski

W. Kozanecki

O. Pene

P. Roudeau rapporteur

A ma grand-mère,

A mes parents,

A mes sœurs.

Remerciements

Je remercie René Turlay et Jacques Haïssinski de m'avoir accueillie au Département d'Astrophysique, de Physique des Particules et d'Instrumentation Associée, au CEA-Saclay. Merci à Jacques Haïssinski d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je dois à Michel Spiro d'avoir pu mener cette thèse dans de très bonnes conditions, au Service de Physique des Particules.

Ma gratitude va à André Roussarie et à Brigitte Bloch-Devaux qui m'ont accueillie dans le groupe ALEPH-Saclay. Merci à André pour ses précieux conseils et les fructueuses discussions qu'il m'a fait partager. Merci à Brigitte pour son organisation efficace et ses encouragements qui m'ont beaucoup soutenue.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous les membres du groupe ALEPH Saclay pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, pour leurs critiques et suggestions profitables, et pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce mémoire.

Toute ma sympathie va à Marie-Claude Lemaire pour sa gentillesse et ses contributions utiles pour la petite équipe travaillant sur le sujet dans le groupe ALEPH-Saclay.

Mes remerciements à Roger Forty pour ses précieux conseils et pour avoir guidé mes premiers pas dans l'analyse. Merci également à Hans-Guenther Moser pour ses conseils et pour avoir animé les réunions de travail au CERN sur le sujet, au sein d'ALEPH.

Mes remerciements à toutes les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury, et à qui je ne les ai pas encore adressés : merci à François Vannucci pour avoir accepté le rôle de président. Toute ma reconnaissance à Alain Blondel et à Patrick Roudeau, qui ont accepté le rôle de rapporteurs, qui ont lu avec soin cette thèse et qui m'ont apporté des remarques fort utiles. Je remercie Elie Aslanidès pour l'intérêt porté à ce travail et ses efforts pour se dégager au milieu d'un emploi du temps chargé. Je remercie Alain Cordier d'avoir accepté le rôle de responsable à l'université, et pour son suivi attentif des étapes de ma thèse. Toute ma gratitude à Olivier Pène pour les heures qu'il a patiemment consacrées à répondre à mes questions, et pour ses précieux commentaires sur la partie théorique.

Ma profonde reconnaissance va à mon directeur de thèse Witold Kozanecki, pour qui une page de remerciements ne suffirait pas. D'une grande disponibilité, constance, et gentillesse, il m'a consacré énormément de temps malgré son emploi du temps chargé et partagé sur deux expériences. Il a guidé mes premiers pas dans la recherche, non seulement par ses précieux conseils de physique, mais aussi en m'apprenant des méthodes de travail, de réflexion et de présentation. Je le remercie aussi pour ses très nombreux et précieux conseils pour la rédaction de ce mémoire.

Enfin, je remercie chaleureusement mes parents, mes soeurs Nathalie et Delphine ainsi que mes amis, pour leurs encouragements et leur soutien moral tout au long de ces années de travail.

Table des matières

I	ASPECTS THEORIQUES	1
1	Le mélange des quarks	3
1.1	Le Modèle Standard des interactions électrofaibles	3
1.1.1	Groupe de symétrie de l'interaction électrofaible	3
1.1.2	Origine de la masse des bosons	5
1.1.3	Masse des fermions	6
1.2	Le mélange des quarks dans le Modèle Standard	7
1.2.1	Association des quarks en doublets	7
1.2.2	Paramétrisation de la matrice de CKM	10
1.3	Le mécanisme de violation de CP dans le Modèle Standard	12
1.4	Au-delà du modèle Standard	15
2	Contraintes expérimentales sur la matrice de CKM	21
2.1	Le triangle d'unitarité	22
2.2	Etude de la désintégration des hadrons beaux	24
2.2.1	Mesure de V_{cb} et du paramètre A	24

2.2.2	Rapport $\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} }$.	27
2.3	Les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$	28
2.3.1	Formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$	29
2.3.2	Evolution temporelle du mélange $B^0 - \overline{B}^0$	33
2.3.3	Calcul de M_{12}	35
2.3.4	Contrainte sur le côté droit du triangle d'unitarité.	41
2.4	Mesures directes de la violation de CP.	42
2.4.1	Violation de CP dans le secteur des K^0	42
2.4.2	Violation de CP pour des états finaux états propres de CP.	43
2.5	Conclusion	44
3	Mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$	47
3.1	Principe général de la mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$.	48
3.2	Production des mésons B^0 .	49
3.2.1	La résonance $\Upsilon(4s)$	49
3.2.2	Production au LEP	50
3.3	Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps	55
3.3.1	Probabilité moyenne d'oscillation.	57
3.3.2	Mesure à la résonance $\Upsilon(4s)$	58
3.3.3	Mesures au LEP	60
3.3.4	Résumé des résultats des mesures intégrées.	63
3.4	Mesures directes de la dépendance temporelle du mélange	65

3.4.1	Formalisme général	65
3.4.2	Canaux inclusifs ou exclusifs.	67
3.4.3	Etiquetage de la charge à la production q_0	68
3.4.4	Mesure du temps de vol et de la charge à la désintégration $q_d(t)$. . .	69
3.5	Méthodologie de notre analyse	71
3.5.1	Formalisme de la méthode lepton-jet	72
3.5.2	Principales étapes de la mesure	73
II	Dispositif expérimental et outils d'analyse	79
4	Le Dispositif Expérimental	81
4.1	Le collisionneur LEP	81
4.1.1	Introduction	81
4.1.2	Paramètres importants pour notre analyse	82
4.2	Caractéristiques de production et de désintégration du boson Z^0	85
4.3	Le détecteur ALEPH	86
4.3.1	Vue d'ensemble	86
4.3.2	La reconstruction des traces chargées	88
4.3.3	La calorimétrie et les chambres à muons	96
4.3.4	Le déclenchement	100
4.4	Les échantillons de données.	101
5	Sélection des événements lepton-jet	103

5.1	Procédure de sélection de l'échantillon de désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$.	104
5.1.1	Origine des leptons dans les événements hadroniques	104
5.1.2	Principe de l'enrichissement en désintégrations semileptoniques primaires	104
5.1.3	Résumé des critères de sélection	106
5.2	Sélection d'événements hadroniques.	108
5.3	Reconstruction des jets	109
5.4	Identification des leptons	109
5.4.1	Coupures de qualité imposées aux traces chargées candidates leptons .	109
5.4.2	Identification des muons	111
5.4.3	Identification des électrons	114
5.5	Evaluation de la composition de l'échantillon "lepton-jet"	119
5.5.1	La méthode et ses ingrédients	119
5.5.2	Spectres inclusifs en $p, p_\perp$ des désintégrations leptoniques de b, c . .	121
5.5.3	Correction du niveau de bruit de fond	122
5.5.4	Composition prédite pour l'échantillon et ses incertitudes	123
6	La charge du Jet	127
6.1	Définition de la charge du jet	127
6.1.1	Principe physique	127
6.1.2	Définition expérimentale	130
6.2	Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton	131
6.2.1	Choix de l'exposant de pondération	131

6.2.2	Choix de la variable d'étiquetage	133
6.2.3	Contributions à la charge moyenne d'un jet de b	135
6.3	Etiquetage par la charge de jets combinée	138
6.3.1	Principe	139
6.3.2	Contributions à la charge combinée	140
6.3.3	Gain en sensibilité	141
6.4	Stratégie d'étiquetage	141
6.4.1	Choix de la méthode d'étiquetage pour la mesure de Δm_d	141
6.4.2	Choix de la méthode d'étiquetage pour la mesure de Δm_s	142
6.5	Vérifications de la cohérence de l'étiquetage	143
7	Mesure du temps de vol	147
7.1	Mesure de la distance de vol des hadrons beaux	148
7.1.1	Méthode topologique de détermination de vertex adaptée aux désintégrations semileptoniques directes	149
7.1.2	Reconstruction du vertex primaire	149
7.1.3	Reconstruction du vertex du charme	152
7.1.4	Reconstruction du vertex de désintégration du hadron beau	157
7.1.5	Cas des cascades	161
7.1.6	Comparaison de la résolution entre données et simulation	163
7.2	Mesure de l'énergie des hadrons beaux	165
7.2.1	Optimisation sur les désintégrations semileptoniques primaires	166
7.2.2	Cas des cascades	173

7.3	Résolution temporelle	174
7.3.1	Paramétrisation de la fonction de résolution temporelle	174
7.3.2	Modélisation de la distribution en temps mesuré	175
7.4	Validation expérimentale de la mesure du temps de vol	181
7.4.1	Ajustement du temps de vie sur les données simulées.	182
7.4.2	Ajustement du temps de vie sur les données réelles	182
7.5	Origine du désaccord entre données réelles et simulation	184
7.5.1	Reconstruction de l'énergie.	184
7.5.2	Vérification du bruit de fond.	187
7.5.3	Reconstruction de la distance de vol.	188
7.6	Conclusions	195

III MESURE DES FREQUENCES D'OSCILLATION $B^0 - \overline{B}^0$ 203

8	Mesure de Δm_d	205
8.1	Principe de la méthode.	205
8.1.1	Signal attendu.	206
8.1.2	Paramètres ajustés	210
8.2	Contrôle de la méthode d'ajustement sur la simulation	211
8.2.1	Mesure de Δm_d sur la simulation complète.	211
8.2.2	Corrélation amplitude-fréquence.	211
8.3	Résultat obtenu à partir des données	212

8.3.1	Choix des valeurs des paramètres fixés.	212
8.3.2	Résultat	215
8.4	Vérifications de cohérence interne	217
8.4.1	Compatibilité entre différents jeux de données	217
8.4.2	Compatibilité entre électrons et muons	217
8.4.3	Différences données-simulation pour la distance mesurée	219
8.4.4	Indépendance du résultat avec l'exposant de la charge du jet	219
8.5	Erreurs systématiques sur Δm_d	220
8.5.1	Rapport du temps de vie du B_d^0 au temps de vie moyen des hadrons beaux	220
8.5.2	Fraction de B_d^0 et de B_s^0	222
8.5.3	Résolution temporelle	223
8.5.4	Composition de l'échantillon	225
8.5.5	Charges moyennes des bruits de fond	225
8.5.6	Temps de vie moyen, temps de vie du B_s^0	225
8.5.7	Oscillations du B_s^0	226
8.6	Conclusion	227
8.6.1	Comparaison avec les autres méthodes de mesure de Δm_d	227
8.6.2	Comment améliorer la précision ?	228
9	Limite inférieure sur Δm_s	231
9.1	Principe de la méthode	231
9.2	Visibilité des oscillations du B_s^0	233

9.2.1	Etiquetage de la charge du quark ;pureté en B_s^0	233
9.2.2	Effet de la résolution en temporelle	233
9.2.3	Effet de la statistique limitée	234
9.2.4	Effet du bruit de fond	236
9.3	Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$	237
9.3.1	Variable utilisée	237
9.3.2	Simulation simplifiée	237
9.3.3	Principe de l'observation d'un signal	238
9.3.4	Calcul analytique de la distribution de $\Delta\chi^2$	241
9.3.5	Sensibilité statistique de la méthode	242
9.3.6	Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ dans les données 1991-92-93	245
9.4	Limite inférieure sur Δm_s	245
9.4.1	Procédure d'établissement de la limite	245
9.4.2	Fluctuations, sensibilité, et interprétation statistique	248
9.5	Impact des incertitudes systématiques	253
9.5.1	Principe	253
9.5.2	Paramètres importants	255
9.5.3	Résultat obtenu sur les données	256
9.6	Comparaison avec les limites obtenues par d'autres méthodes dans ALEPH	256
9.6.1	Méthode basée sur la sélection de kaons de fragmentation	256
9.6.2	Méthode des dileptons	259

9.6.3	Charge du jet avec rapidité	259
10	Comparaison aux autres expériences	261
10.1	Mesures de Δm_d	261
10.1.1	Revue de l'ensemble des résultats	261
10.1.2	Mesure de l'élément de matrice de CKM $ V_{td} $	263
10.2	Limites sur Δm_s	263
10.2.1	Revue de l'ensemble des résultats	263
10.2.2	Etudes Envisagées	264

INTRODUCTION

L'objet de cette thèse est l'étude des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ en fonction du temps, en exploitant les données collectées par l'expérience ALEPH au LEP entre 1991 et 1993. La fréquence d'oscillation des mésons beaux B_d^0 et B_s^0 est reliée aux éléments V_{td} et V_{ts} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, mal connus expérimentalement, et plus fondamentalement, au problème de la violation de CP.

Le chapitre 1 est consacré au mélange des quarks dans le Modèle Standard : formalisme de CKM et mécanisme de violation de CP dans le secteur électrofaible. Le contexte phénoménologique est ébauché au chapitre 2, où le formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ est détaillé dans le cadre des contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité.

La méthodologie de la mesure de la fréquence des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$, est exposée dans le chapitre 3. La méthode que nous avons adoptée utilise des événements $Z^0 \rightarrow b\overline{b}$, comportant au moins un lepton, provenant principalement de la désintégration semileptonique d'un quark b. Ce lepton permet d'enrichir un échantillon d'événements hadroniques en saveur belle, et de révéler la nature (particule ou antiparticule) d'un hadron beau au moment où il se désintègre. Le temps de vol du hadron beau dans son référentiel propre est mesuré en reconstruisant sa distance de vol et son impulsion, par une méthode de vertexing topologique applicable à un échantillon inclusif $Z^0 \rightarrow b\overline{b}$. La charge du quark beau dans ce hadron au moment de sa production est déterminée à partir des traces chargées dans les deux hémisphères, selon la méthode de la "charge du Jet".

La seconde partie de cette thèse est consacrée au dispositif expérimental (Chap. 4) et aux outils d'analyse : sélection de l'échantillon d'événements "lepton-jet" (Chap. 5), étiquetage de la charge du quark (Chap. 6), et mesure du temps de vol (Chap. 7).

La troisième partie, enfin, présente nos résultats sur les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$: la comparaison des charges initiale et finale du quark b dans les hadrons beaux, en fonction du temps de vol fournit l'une des mesures les plus précises de la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0 (Chap. 8), ainsi qu'une limite inférieure sur la fréquence des oscillations du B_s^0 (Chap. 9). La comparaison de nos résultats à ceux d'autres expériences, est présentée en conclusion (Chap. 10).

Partie I

ASPECTS THEORIQUES

Chapitre 1

LE MELANGE DES QUARKS

Comme jadis dans le système des kaons, les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ sondent le mécanisme de mélange entre générations de quarks. Ce phénomène est intimement lié à plusieurs des questions fondamentales qui orientent aujourd'hui la physique expérimentale des hautes énergies : brisure spontanée de symétrie et génération de masse, origine de la violation de CP, spectre de masse des générations.

Ce premier chapitre définit le cadre théorique où s'inscrivent les mesures qui font l'objet de cette thèse. Il débute par un résumé succinct du Modèle Standard des interactions électrofaibles (§1.1) : structure de groupe, mécanismes de génération des masses des bosons et des fermions. Le formalisme de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa décrivant le mélange des quarks est présenté au §1.2. Il débouche naturellement sur le mécanisme de violation de CP, que nous décrivons tel qu'envisagé aujourd'hui, dans le cadre du Modèle Standard d'abord (§1.3), puis au-delà (§1.4).

1.1 Le Modèle Standard des interactions électrofaibles

1.1.1 Groupe de symétrie de l'interaction électrofaible

Glashow, Salam et Weinberg ont décrit l'ensemble des interactions électrofaibles par une théorie de jauge basée sur les groupes $U(1)$ et $SU(2)_L$. Les fermions étant représentés par des spineurs de Dirac ψ , les composantes gauche et droite sont définies par :

$$\psi_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} \psi$$

Les composantes gauche et droite des fermions sont distinguées dans la théorie, pour tenir compte des résultats expérimentaux de violation de la parité. Les fermions droits (tous les fermions à l'exception des neutrinos supposés sans masse) constituent des singulets :

$$e_R, \mu_R, \tau_R, \text{ et } u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Les fermions gauches sont regroupés en doublets :

- 3 doublets de leptons : l'électron et son neutrino, et de même pour le muon et le tau.
- Autant de doublets de quarks, où les quarks "down" (d' , s' , b') de charge $-\frac{1}{3}$, sont proches des états de saveur (d , s , b).

$$\begin{array}{ccc}
 & \rightarrow & \text{Masse croissante} \rightarrow \\
 \begin{array}{l} \text{Charge } 0 \\ \text{Charge } -1 \end{array} & \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \\
 \begin{array}{l} \text{Charge } +\frac{2}{3} \\ \text{Charge } -\frac{1}{3} \end{array} & \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}
 \end{array}$$

Une transformation infinitésimale du groupe $SU(2)_L \times U(1)$, appliquée aux champs de fermions gauches et droits, s'écrit :

$$\left. \begin{array}{l} \psi_L \rightarrow \psi_L \times e^{-i\tau \cdot \vec{\alpha}} \\ \psi_R \rightarrow \psi_R \end{array} \right\} \text{ sous } SU(2)_L$$

$$\left. \begin{array}{l} \psi_L \rightarrow \psi_L \times e^{-i\beta Y} \\ \psi_R \rightarrow \psi_R \times e^{-i\beta Y} \end{array} \right\} \text{ sous } U(1) \quad (1.1)$$

où les matrices τ sont les matrices de Pauli et $\vec{\alpha}$ et β sont quatre phases infinitésimales correspondant aux quatre transformations élémentaires du groupe $SU(2)_L \times U(1)$. Y désigne l'hypercharge conservée dans les transformations du groupe $U(1)$ (théorème de Noether).

Afin de rendre le lagrangien invariant localement sous des transformations du type (1.1), pour des quantités $\vec{\alpha}$ et β dépendantes de l'espace, la dérivée partielle ordinaire est remplacée par la dérivée covariante :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = ig \frac{\tau_k}{2} W_\mu^k + ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

Les champs de jauge W_μ^i et B_μ sont introduits pour rendre locale l'invariance du lagrangien, sous les transformations de $SU(2)_L$ et de $U(1)$. g et g' sont les constantes de couplage associées aux groupes $U(1)$ et $SU(2)_L$.

Parmi les trois opérations élémentaires du groupe $SU(2)_L$, deux consistent à passer d'un terme à l'autre d'un doublet et correspondent à l'échange des bosons chargés W^+ et W^- .

$$W^\pm = \frac{W^1 \pm iW^2}{\sqrt{2}}$$

Le troisième générateur de $SU(2)_L$ et le générateur de $U(1)$, correspondent à l'échange de W^3 et de B , et agissent comme de simples transformations de phase sur les fermions gauches

1.1. Le Modèle Standard des interactions électrofaibles

et droits. Selon le Modèle Standard, l'échange des bosons Z^0 et γ correspond à l'application de deux combinaisons particulières de ces opérations de changement de phase : le Z^0 et le photon γ sont des superpositions du champ B et du champ W^3 . Le Z^0 étant massif, son échange entre particules de matière va se manifester différemment de celui du photon, masquant ainsi la symétrie $SU(2)_L \times U(1)$.

1.1.2 Origine de la masse des bosons

La manière dont les bosons de jauge acquièrent une masse représente une étape cruciale du modèle, car un terme de masse ajouté tel quel dans le lagrangien d'interaction briserait son invariance sous $SU(2)_L \times U(1)$. On est contraint d'invoquer le mécanisme de Higgs et d'ajouter de nouveaux paramètres pour expliquer l'origine des masses, tout en conservant la renormalisabilité de la théorie. Un doublet de champs de Higgs complexes, $\phi = (\phi_1, \phi_2)$ est alors introduit dans la théorie, dans un terme supplémentaire de densité Lagrangienne :

$$|D_\mu \phi|^2 - \underbrace{\lambda \left[|\phi|^2 - \frac{v^2}{2} \right]^2}_{V_0(\phi)} \quad (1.2)$$

Ce terme est la somme d'une partie dynamique et d'un potentiel d'auto-interaction $V_0(\phi)$, minimal si $|\phi|^2 = \frac{v^2}{2}$. Il est possible, en utilisant l'invariance sous les transformations de $SU(2)_L \times U(1)$, de choisir comme minimum

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

et de développer le champ ϕ autour de ce minimum, sous la forme (1.3) :

$$\phi(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(\vec{x}) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

En effet on peut écrire tout doublet de champs complexes sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(\vec{x}) \end{pmatrix} e^{i\vec{r} \cdot \frac{\vec{\theta}(\vec{x})}{v}}$$

en mettant en évidence les trois bosons de Goldstone $\vec{\theta}(\vec{x})$. Une transformation de $SU(2)_L \times U(1)$ permet d'éliminer les champs de Goldstone, "absorbés" en quelque sorte par le choix de la jauge. La symétrie est dite brisée spontanément : le lagrangien reste invariant sous $SU(2)_L \times U(1)$, seul l'état fondamental ne l'est plus.

En remplaçant le champ ϕ par la forme (1.3) et en développant la dérivée covariante dans le lagrangien (1.2), on fait apparaître des termes de masse $\frac{g^2 v^2}{2}$ pour les bosons W , et un terme non diagonal pour l'ensemble $\{B, W^3\}$, ainsi que des termes de couplage des bosons de jauge au boson scalaire de Higgs "restant", non absorbé par le photon sans masse. Le boson de Higgs n'a

pas encore été observé, et sa recherche constitue l'un des principaux enjeux de LEP II et du futur collisionneur LHC.

En diagonalisant le terme de masse pour $\{B, W^3\}$, on obtient les états physiques :

$$\begin{cases} A = B \cos(\theta_W) + W^3 \sin(\theta_W) & \rightarrow \text{Photon } \gamma \text{ de masse nulle} \\ Z_0 = -B \sin(\theta_W) + W^3 \cos(\theta_W) & \rightarrow Z_0 \text{ de masse } m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} \end{cases}$$

où l'angle de mélange de Weinberg, défini par $\theta_W = \tan^{-1}(g'/g)$, mesure la force relative des interactions faible et électromagnétique. Ce paramètre est aujourd'hui mesuré avec une grande précision : $\sin^2(\theta_W) = 0.2319 \pm 0.0005 \pm 0.0002$ [2]. La masse du boson Z mesurée au LEP donne la valeur du minimum v du potentiel du Higgs dans le vide ($v \approx 246 \text{ GeV}$). La valeur de λ intervient dans la masse du Higgs, inconnue à l'heure actuelle.

1.1.3 Masse des fermions

Des termes de masse couplant les composantes gauche et droite des fermions briseraient l'invariance du lagrangien sous $SU(2)_L$. Dans le Modèle Standard, les fermions acquièrent une masse par couplage de type Yukawa avec le boson de Higgs. Pour les électrons par exemple, un terme du type

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}(v + H)(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) = -m_e(\bar{e}e) - \frac{m_e}{v}e\bar{e}H \quad (1.4)$$

est introduit dans le lagrangien, donnant une masse $m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ à l'électron. La constante de couplage G_e étant inconnue, la masse de l'électron constitue un nouveau paramètre libre du modèle, comme les 8 masses des autres fermions.

1.2 Le mélange des quarks dans le Modèle Standard

1.2.1 Association des quarks en doublets

Les bosons $W^{+,-}$ vont associer un quark "up" u, c, ou t portant la charge électrique $\frac{2}{3}$ et un quark "down" d, s, ou b de charge $-\frac{1}{3}$, dans un doublet électrofaible.

Définissons les quarks up électrofaibles $\tilde{u}$, $\tilde{c}$, $\tilde{t}$, et down $\tilde{d}$, $\tilde{s}$, $\tilde{b}$, comme les représentations de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)$ (les champs des doublets, d'isospin faible déterminé). On peut définir les matrices unitaires $U_{R,L}$ et $D_{R,L}$ qui relient les champs de quarks électrofaibles aux états propres physiques de masse et de saveur :

$$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{R,L} \\ \tilde{c}_{R,L} \\ \tilde{t}_{R,L} \end{pmatrix} = [U_{R,L}] \begin{pmatrix} u_{R,L} \\ c_{R,L} \\ t_{R,L} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tilde{d}_{R,L} \\ \tilde{s}_{R,L} \\ \tilde{b}_{R,L} \end{pmatrix} = [D_{R,L}] \begin{pmatrix} d_{R,L} \\ s_{R,L} \\ b_{R,L} \end{pmatrix}$$

1.2. Le mélange des quarks dans le Modèle Standard

Les matrices qui ont une signification physique sont les matrices de masse M_U et M_D ; elles apparaissent dans le terme de couplage du type Yukawa des quarks avec le boson de Higgs dans le lagrangien (analogue au terme de masse dans (1.4) pour les électrons) :

$$\mathcal{L}_Y = (\bar{\tilde{u}}_L, \bar{\tilde{c}}_L, \bar{\tilde{t}}_L) M_U \begin{pmatrix} \tilde{u}_R \\ \tilde{c}_R \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} + (\bar{\tilde{d}}_L, \bar{\tilde{s}}_L, \bar{\tilde{b}}_L) M_D \begin{pmatrix} \tilde{d}_R \\ \tilde{s}_R \\ \tilde{b}_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.5)$$

avec

$$M_U = U_L \begin{bmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{bmatrix} U_R^\dagger ; \quad M_D = D_L \begin{bmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{bmatrix} D_R^\dagger \quad (1.6)$$

Aucun principe théorique n'impose aux matrices de masse d'être diagonales dans la base des états électrofaibles. Cela implique qu'un quark up de saveur donnée pourra s'associer avec un quark down de n'importe quelle saveur par l'interaction faible chargée (Fig. 1.1). La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa décrit les transitions entre familles de quarks, dans la base des états propres de saveur, où le terme d'interaction du lagrangien dû aux courants faibles chargés entre les quarks, s'écrit :

$$\mathcal{L}_{int} \propto (\bar{\tilde{u}}_L, \bar{\tilde{c}}_L, \bar{\tilde{t}}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \tilde{d}_L \\ \tilde{s}_L \\ \tilde{b}_L \end{pmatrix} W_\mu^\dagger + h.c. \quad (1.7)$$

$$= (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^\dagger + h.c. \quad (1.8)$$

$$\text{avec } V_{CKM} = U_L^\dagger D_L.$$

Les partenaires d'_L , s'_L et b'_L avec lesquels se couplent les quarks up gauches physiques sont obtenus à partir des états physiques de masse d_L , s_L , et b_L par la matrice V_{CKM} . L'expérience montre qu'ils sont proches des états de saveur : les termes diagonaux de la matrice de CKM sont proches de 1.

$$\begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = \left[\begin{array}{c} \approx \text{rotation de Cabibbo} \\ \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \\ \underbrace{(V_{td} \quad V_{ts})}_{\text{oscillations } B^0-\bar{B}^0} \end{bmatrix} \end{array} \begin{pmatrix} V_{ub} \\ V_{cb} \\ V_{tb} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}$$

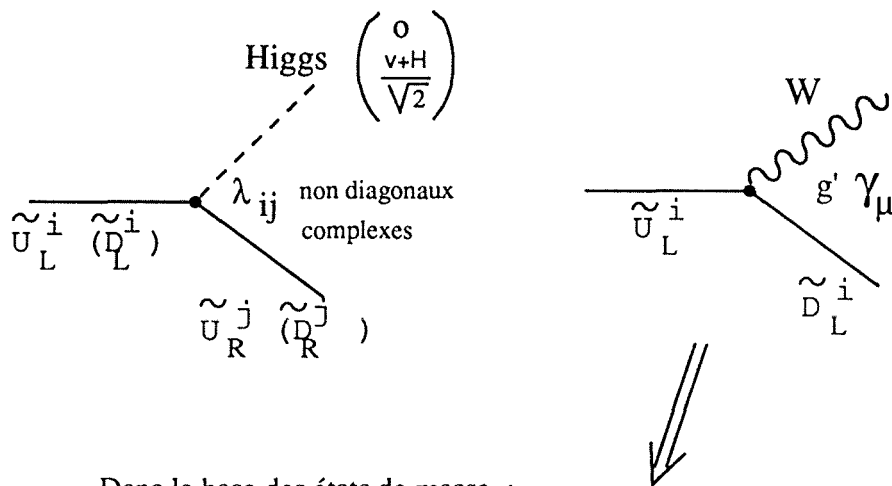
S'il n'existait que deux familles de quarks, la matrice de CKM se réduirait à la rotation de Cabibbo [3] d'angle θ_C , qui relie les états d' et s' aux états propres de masse d et s .

i, j : indices des familles de quarks

$\sim$: base des états électrofaibles

$U = (u, c, t)$ $D = (d, s, b)$

Dans la base des états électrofaibles :



Dans la base des états de masse :

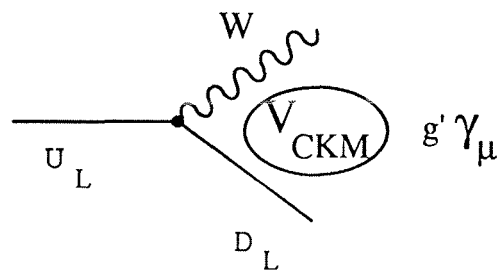


Figure 1.1: Principe du mélange des quarks. Les matrices de masse sont non diagonales et complexes dans la base des états électrofaibles.

1.2. Le mélange des quarks dans le Modèle Standard

Le terme V_{cb} gouverne le taux de désintégration du quark b par courant faible chargé en l'associant principalement au quark charmé (Fig. 1.2). L'amplitude de cette désintégration est réduite par le terme non diagonal de CKM, V_{cb} , le quark b ne pouvant pas se désintégrer en son partenaire principal de doublet, le top, beaucoup plus lourd. Cet effet compensé partiellement par la masse élevée du b , offrant un grand nombre de voies de désintégration, donne un temps de vie relativement long aux hadrons beaux, de l'ordre de 1.5 ps. Les désintégrations de hadrons beaux en hadrons non charmés, gouvernées par le terme V_{ub} , sont plus rares encore.

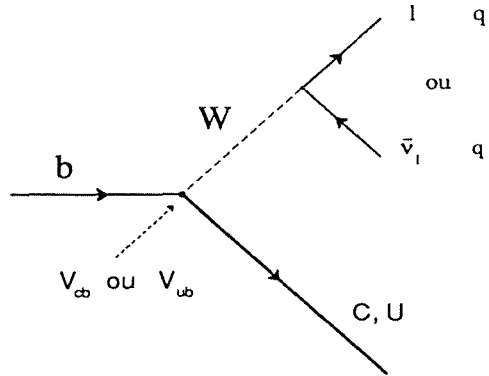


Figure 1.2: Désintégration faible des quarks beaux.

Les termes V_{tb} , V_{ts} et V_{td} interviennent dans les amplitudes de désintégration du quark top. Les termes V_{td} et V_{ts} gouvernent également les oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0 en leurs antiparticules, dont l'étude constitue l'objet de cette thèse.

1.2.2 Paramétrisation de la matrice de CKM

Nombre de paramètres de mélange

Les valeurs numériques des éléments de la matrice de CKM décrivent l'amplitude des transitions entre familles, mais ne sont pas prédites par le Modèle Standard. La seule contrainte théorique est celle d'unitarité. Le nombre de réels indépendants nécessaires à la définition d'une matrice unitaire complexe de dimension trois est de

$$9 = (3^2 \times 2) - (9 \times 1) \text{ contraintes}$$

Mais 5 de ces 9 paramètres ne sont pas observables ; on peut redéfinir les 5 phases relatives des 6 champs de quarks sans changer le terme d'interaction dans le lagrangien (1.8). En effet, si l'on effectue les opérations de changement de phase sur les quarks du saveur i :

$$q_{iL} \rightarrow e^{-i\phi(i)} q_{iL}$$

pour laisser invariant le lagrangien, il faut transformer les éléments de la matrice de CKM selon :

$$V_{ij} \rightarrow e^{\phi(j)-\phi(i)} V_{ij} \quad (1.9)$$

On peut donc absorber 5 phases d'éléments de CKM sans changer le lagrangien. Cette liberté vient de la multiplicité des familles de quarks de rôle identique vis-à-vis de l'interaction faible. La description du mélange des quarks par la matrice de CKM introduit donc $4 = 9 - 5$ nouveaux paramètres dans le Modèle Standard.

Paramétrisation par trois rotations et une phase

Dans le même esprit que la rotation de Cabibbo pour deux familles de quarks, on peut faire correspondre les 4 paramètres de la matrice de CKM à 3 angles de rotation $\theta_{12} \approx \theta_c$, θ_{23} , et θ_{13} entre les 3 doublets de quarks, et à une phase δ non absorbable par une redéfinition des champs des quarks. Par exemple :

$$V_{CKM} = R_{23}(\theta_{23}, \delta) \otimes R_{12}(\theta_{12}, 0) \otimes R_{13}(\theta_{13}, 0)$$

où les indices 1, 2, 3 désignent les doublets de quarks rangés par ordre de masse croissante. Les mélanges du quark b, troisième quark down, avec les autres saveurs étant les plus faibles, on peut utiliser l'approximation au second ordre

$$c_{13} \approx c_{23} \approx 1 \quad ; \quad s_{23}s_{13} \approx 0$$

où c_{ij} et s_{ij} désignent les cosinus et sinus des angles de mélange θ_{ij} . La matrice de CKM s'écrit :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12} & c_{12} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta} & -s_{23} & 1 \end{pmatrix}$$

Paramétrisation de Wolfenstein

Les paramètres λ , A , ρ , et η définis par :

$$\begin{aligned} \lambda &= \sin(\theta_c) \quad (\approx 0,22) \\ s_{23} &= A\lambda^2 \quad (A \approx 1) \\ s_{13} &= \frac{\rho}{\cos(\delta)} A\lambda^3 = \frac{\eta}{\sin(\delta)} A\lambda^3 \end{aligned}$$

sont mieux adaptés pour décrire la phénoménologie du mélange des quarks. Avec cette paramétrisation, la matrice de CKM s'écrit :

1.2. Le mélange des quarks dans le Modèle Standard

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

Les termes diagonaux de la matrice de CKM, sont voisins de 1 ; l'écart entre familles augmente lorsque l'on s'éloigne de la diagonale, et les termes de CKM deviennent plus faibles.

Invariants de la matrice de CKM

Les quantités mesurables et invariantes sous la redéfinition des phases des champs de quarks sont :

- Les modules des éléments de la matrice $|V_{ij}|$. En effet, redéfinir les champs de quarks ne change que la phase de l'élément de matrice V_{ij} .
- La quantité (sans sommation implicite des indices répétés) :

$$J_{CP}^{i\alpha} = \text{Im}(V_{j\beta} V_{k\gamma} V_{j\gamma}^* V_{k\beta}^*)$$

pour des permutations circulaires des indices up (i,j,k) et des indices down (α, β, γ).

J_{CP} représente $-2 \times$ l'aire des "triangles d'unitarité" (Fig. 1.3), traduction géométrique dans le plan complexe de 6 des 9 contraintes d'unitarité sur la matrice V_{CKM} , qui correspondent aux 6 zéros de la matrice unité.

$$V V^\dagger = 1 \Rightarrow \begin{cases} V_{i\alpha} V_{i\beta}^* + V_{j\alpha} V_{j\beta}^* + V_{k\alpha} V_{k\beta}^* = 0 & (\text{triangle } \alpha\beta) \\ V_{i\alpha} V_{j\alpha}^* + V_{i\beta} V_{j\beta}^* + V_{i\gamma} V_{j\gamma}^* = 0 & (\text{triangle } ij) \end{cases} \quad (1.10)$$

Les 6 triangles ont la même aire et J_{CP} ne dépend pas des indices i et α . Montrons qu'elle ne dépend pas de l'indice i, le raisonnement étant similaire pour l'indice α . En multipliant par $V_{k\beta}^* V_{k\gamma}$ la relation d'unitarité ($\gamma\beta$) de la matrice de CKM, on obtient :

$$\begin{aligned} & \left(V_{j\gamma}^* V_{j\beta} = - \sum_{l \neq j} V_{l\gamma}^* V_{l\beta} \right) \times V_{k\beta}^* V_{k\gamma} \\ \Rightarrow J_{CP}^{i\alpha} &= \underbrace{-\text{Im}(V_{k\beta}^* V_{i\gamma}^* V_{k\gamma} V_{i\beta})}_{J_{CP}^{j\alpha}} - \underbrace{\text{Im}(|V_{k\gamma}|^2 |V_{k\beta}|^2)}_{=0} \Rightarrow J_{CP}^{i\alpha} = J_{CP}^{j\alpha} \end{aligned}$$

J_{CP} est aussi invariante sous une redéfinition des champs de quarks, qui implique (Eq. 1.9) que chacun des termes d'une équation définissant un triangle $\alpha - \beta$ dans (1.10) subisse un changement de phase de $\phi(\beta) - \phi(\alpha)$. Autrement dit, cela revient simplement à tourner le triangle, dans son ensemble, dans le plan complexe.

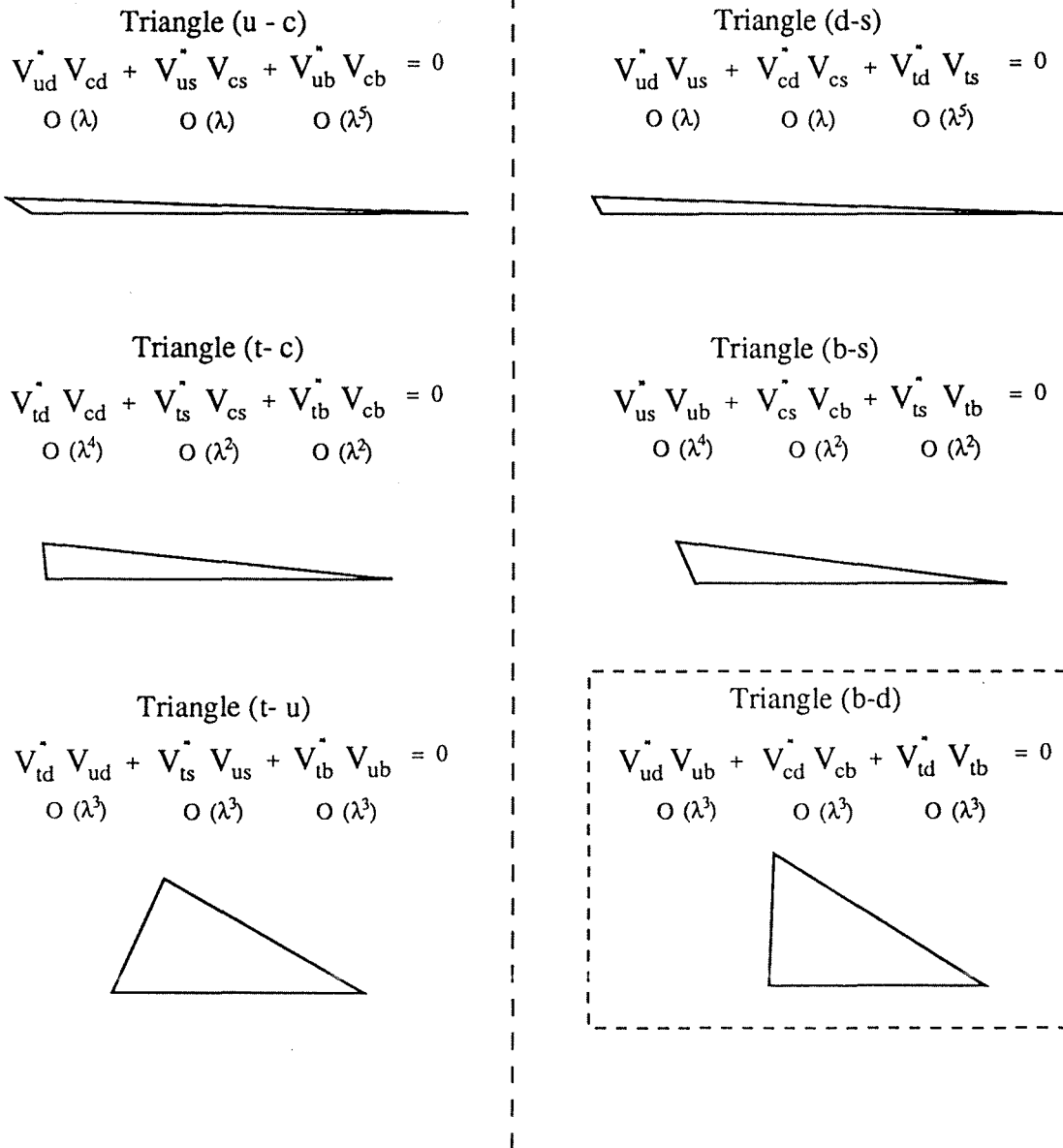


Figure 1.3: Les 6 triangles d'unitarité dans le plan complexe (le dessin n'est pas exactement à l'échelle). Le triangle encadré est appelé "Le" triangle d'unitarité, que l'on peut contraindre expérimentalement (Chap. 2).

1.3 Le mécanisme de violation de CP dans le Modèle Standard

Le mélange de trois familles de quarks, permet d'introduire un mécanisme de violation de CP dans le Modèle Standard. En effet, la matrice de CKM n'est pas réelle, et l'invariance sous CP du terme d'interaction dans le lagrangien (1.8) est brisée. Dès 1972, Kobayashi et Maskawa [4] avaient introduit la troisième famille de quarks avant même la découverte expérimentale du quark beau, pour expliquer la violation de CP observée dans la désintégration des K^0 .

Dans la paramétrisation de Wolfenstein, les termes imaginaires en $i\eta$ apparaissent pour les transitions entre les deux familles extrêmes. C'est une convention d'écriture, et l'on peut déplacer la phase δ vers les autres domaines en redéfinissant les phases des champs de quarks. Cela signifie que pour observer une violation de CP, il faut faire intervenir plusieurs éléments de la matrice de CKM dans un processus ; la violation de CP provient de l'interférence entre deux amplitudes, avec des valeurs propres de CP différentes. Nous en verrons des exemples dans le chapitre suivant. En termes d'invariants, on peut montrer que tout effet de violation de CP est proportionnel à J_{CP} [5]. Dans la paramétrisation par 3 angles et une phase, cette quantité s'écrit :

$$J_{CP} = s_{12}^2 c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13} \sin \delta$$

On observe sur cette forme que le mélange des quarks à trois familles ne peut générer un mécanisme de violation de CP que si aucun des angles de rotation n'est nul, égal à π , ou à $\frac{\pi}{2}$. La phase δ ne doit être ni nulle ni égale à π . Remarquons que J_{CP} serait maximal et égal à $\frac{1}{6\sqrt{3}} \approx 0.096$ si on avait :

$$c_{23} = c_{13} = \frac{1}{\sqrt{2}} ; c_{12} = \frac{1}{\sqrt{3}} ; \sin \delta = 1$$

D'après les mesures expérimentales actuelles, et la contrainte d'unitarité, J_{CP} serait plutôt de l'ordre de 10^{-4} .

En notation de Wolfenstein, J_{CP} s'écrit :

$$J_{CP} = A^2 \lambda^6 \eta$$

Il est intéressant de comparer cette quantité à la largeur de désintégration du système étudié (Table 1.1), puisque tout effet de violation de CP est proportionnel à J_{CP} dans le Modèle Standard. Ainsi les asymétries de violation de CP observées dans les désintégrations des mésons beaux seront plus importantes que pour les mésons étranges et charmés.

On peut montrer facilement (en diagonalisant les matrices de masses up et down) que si deux masses de quarks up ou bien deux masses de quarks down sont égales, on peut réabsorber la phase dans la matrice de CKM. Ceci ajoute des conditions nécessaires pour générer un mécanisme de violation de CP : non dégénérescence des masses des quarks up d'une part, et des masses des quarks down, d'autre part. Ces conditions supplémentaires, associées à l'autre condition nécessaire

	Désintégration dominante au niveau des quarks	Largeur	Asymétrie de violation de CP
K	$s \rightarrow u$	$\propto \lambda^2 \times \text{espace de phase}$	$\propto A^2 \lambda^4 \eta$
D	$c \rightarrow s$	$\propto 1 \times \text{espace de phase}$	$\propto A^2 \lambda^6 \eta$
B	$b \rightarrow c$	$\propto A^2 \lambda^4 \times \text{espace de phase}$	$\propto \lambda^2 \eta$

Tableau 1.1: *Importance des asymétries de violation de CP pour les mésons étranges, charmés et beaux.*

$J_{CP} \neq 0$, s'expriment élégamment [6], à partir du déterminant du commutateur des matrices de masses M_U et M_D dans la base des états électrofaibles. En effet, le calcul explicite du déterminant en développant les expressions de M_U et M_D (Eq. 1.6) montre qu'il est proportionnel au produit de toutes les différences de masses up et down, ainsi qu'à J_{CP} :

$$\text{Det}[M_U, M_D] = \text{Det}[V_{CKM}^\dagger m_u V_{CKM}, m_d]$$

$$\text{Det}[M_U, M_D] = 2iJ_{CP} \prod_{\alpha > \beta} (m_{u,\alpha} - m_{u,\beta})(m_{d,\alpha} - m_{d,\beta})$$

Une condition nécessaire et suffisante pour générer un mécanisme de violation de CP dans le Modèle Standard est donc que ce déterminant soit non nul.

Dans le Modèle Standard minimal, le seul mécanisme de violation de CP est le mélange des quarks à trois familles. L'hypothèse des neutrinos de masse nulle implique qu'aucun mélange ni mécanisme de violation de CP ne sera engendré dans le secteur des leptons ; on recherche activement les oscillations de neutrinos prouvant l'existence d'au moins une masse non nulle. De plus, on peut montrer [1] que la structure des courants neutre et électromagnétique n'est pas modifiée par le passage à la base des états de saveurs ; ces courants conservent la saveur et n'impliquent pas de violation de CP.

1.4 Au-delà du modèle Standard

En théorie supersymétrique, les mécanismes de violation de CP sont multiples :

- Mélange à trois familles de quarks comme dans le Modèle Standard, et mélange des familles supersymétriques associées.
- L'existence de plusieurs doublets de Higgs introduit des phases complexes non réabsorbables par des transformations du groupe de gauge.

1.4. Au-delà du modèle Standard

- L'interaction forte "supersymétrisée" ne conserve pas la saveur : un gluino peut se désintégrer en un squark et un quark de saveurs différentes.

Nous ne détaillerons pas tous ces effets qui dépassent le cadre de notre exposé. Notons cependant qu'une mesure extrêmement précise des paramètres de CKM prédirait les effets de violation de CP attendus dans le Modèle Standard. La comparaison de cette prédiction avec des mesures directes de violation de CP constituerait un test décisif du Modèle Standard.

La mesure précise des éléments de la matrice de CKM permettrait également de tester d'autres modèles ; la description du mélange des quarks dans le modèle Standard ajoute 4 paramètres libres à un modèle qui en compte alors au moins 19 [1], si l'on suppose les neutrinos non massifs. Depuis une vingtaine d'années des recherches ont été menées pour réduire le nombre de ces paramètres [7] ; une idée consiste à relier les masses des quarks aux éléments de la matrice de CKM, en contraignant la forme des matrices de masse, par des arguments "esthétiques". La matrice de CKM s'obtient alors à partir des matrices qui diagonalisent M_U et M_D . Aucun modèle n'est en parfait accord avec les faits expérimentaux, mais des recherches dans le cadre de théories grande-unifiées et supersymétriques sont toujours en cours.

Bibliographie

- [1] P.D.B. Collins, A.D. Martin, E.J. Squire, Particle Physics and Cosmology, Wiley-Interscience Publication (1989).
J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, Dynamics of the Standard Model, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (1991).
- [2] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Review of Particles Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [4] M. Kobayashi et K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [5] S. Narison, Phys. Lett. B **210**, 238 (1988); **308**, 305 (1993).
- [6] C. Jarlskog, Commutators of the quark mass matrices in the Standard electroweak Model and a measure of maximal CP violation, Phys. Rev. Lett. **55** 1039 (1985).
- [7] P.J. Franzini, $B\bar{B}$ Mixing: a Review of Recent Progress, Phys. Reports **173-1** (1989).

Chapitre 2

Contraintes expérimentales sur la matrice de CKM

D'un point de vue phénoménologique, la mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ s'inscrit dans le cadre des contraintes expérimentales sur la matrice de CKM. Ces dernières s'expriment élégamment en termes du triangle d'unitarité en notation de Wolfenstein. Après avoir passé en revue celles de ces contraintes tirées de l'étude des taux de désintégration des kaons (θ_C , §2.1), et des mésons beaux (V_{cb} , $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$, §2.2), nous développerons plus en détail la phénoménologie des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ (§2.3).

Le formalisme en est développé au §2.3.1 : description hamiltonienne, états propres des mésons beaux neutres, différences de masse et de temps de vie. Négligeant temporairement les effets de violation de CP, l'évolution temporelle du mélange $B^0 - \overline{B}^0$ est calculée au §2.3.2 en termes des différences de masse Δm_d et Δm_s , expérimentalement accessibles. Le lien entre les différences de masse et des quantités plus fondamentales, en particulier les éléments de la matrice de mélange, est établi quantitativement au §2.3.3. La contribution potentielle de la mesure des oscillations, à la contrainte du triangle d'unitarité est explicitée au §2.3.4.

L'effet de la violation de CP, et les méthodes expérimentales de mesure de cette violation, sont évoqués en conclusion (§2.4).

2.1 Le triangle d'unitarité

L'une des contraintes d'unitarité de la matrice de CKM, correspond à une relation triangulaire dans le plan ρ , η (Fig. 2.1) :

$$\frac{1}{\lambda V_{cb}} \times (V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0)$$

Comme expliqué au chapitre 1, ce triangle n'est d'aire non nulle, dans le cadre du Modèle Standard à trois générations, qu'en présence de violation de CP, introduite par le mélange entre les états électrofaibles et les états de saveur des familles de quarks.

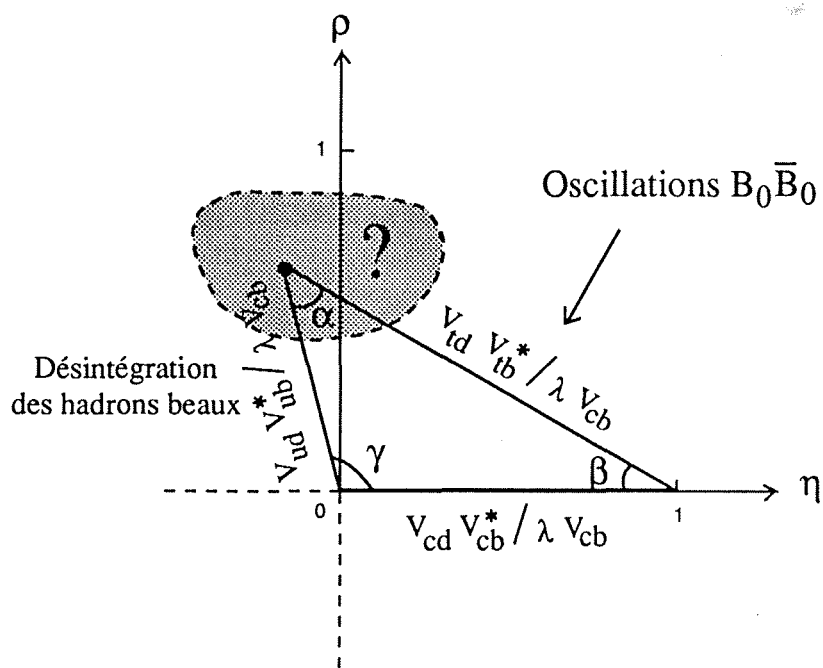


Figure 2.1: Triangle d'unitarité dans le plan $\{\rho, \eta\}$

Deux des paramètres de CKM, dans la notation de Wolfenstein, sont bien mesurés expérimentalement :

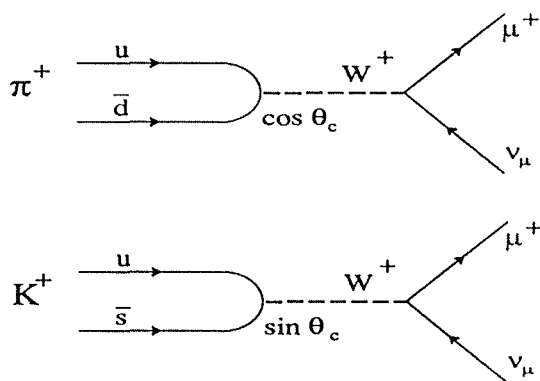


Figure 2.2: Désintégration en muons des mésons K^+ et π^+ .

2.2. Etude de la désintégration des hadrons beaux

- La mesure du taux de désintégration $K \rightarrow \pi e^+ \nu_e$, et du rapport des probabilités de désintégration en muon des mésons K^+ et π^+ (Fig. 2.2), permet de mesurer le sinus de l'angle de Cabibbo à 1% près [1] :

$$\lambda = \sqrt{1 - |V_{ud}|^2} = 0.2205 \pm 0.0018$$

- Le paramètre A est extrait de la mesure du terme V_{cb} de la matrice de CKM ($V_{cb} = A\lambda^2$) à partir de l'étude de la désintégration des hadrons beaux, et il est connu à 7% près. La mesure de A sera détaillée dans la section suivante.

Les deux autres paramètres, ρ et η , sont mal déterminés expérimentalement ; or le paramètre η correspond à la partie imaginaire de la matrice de CKM, et une valeur numérique de η non nulle prédit une violation de CP due au mélange à trois familles. Pour contraindre la position de l'apex du triangle d'unitarité, nous pouvons mesurer ses côtés :

- Par la mesure du rapport des taux de désintégration des hadrons beaux en hadrons non charmés et charmés, permettant l'accès au rapport $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$. Cette mesure, détaillée dans la section suivante, permet de contraindre la longueur du côté gauche du triangle d'unitarité.
- Par la mesure du rapport des fréquences d'oscillation des mésons B_d^0 et B_s^0 , qui constitue l'objet de cette thèse. La mesure de ces fréquences d'oscillation permet l'accès au rapport $\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|}$ et de contraindre la longueur du côté droit du triangle.

Par ailleurs, la mesure directe de la violation de CP dans le secteur des kaons (paramètre ϵ) permet de placer une contrainte hyperbolique sur le triangle d'unitarité (§2.4.1).

De plus, des mesures directes de violation de CP dans le secteur des hadrons lourds seront réalisables auprès des usines à B et sur les expériences LHC. Elles permettront de mesurer au moins deux des angles du triangle d'unitarité (α , β) ; si la somme des trois angles n'était pas égale à π ou si les mesures des angles étaient incompatibles avec les mesures des côtés, le Modèle Standard serait remis en question.

2.2 Etude de la désintégration des hadrons beaux

2.2.1 Mesure de V_{cb} et du paramètre A

$|V_{cb}|$ est mesuré suivant trois méthodes différentes :

- en se basant sur le modèle du quark spectateur et en étudiant la désintégration semileptonique inclusive des hadrons beaux,

- en étudiant des désintégrations exclusives du type $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}_l$, pour lesquelles des modèles de désintégration plus raffinés peuvent être appliqués,
- en sélectionnant des désintégrations en D^* pour pouvoir appliquer la théorie effective des quarks lourds.

Nous allons évoquer brièvement le principe de ces trois méthodes de mesure.

- Méthode inclusive

Il est possible de mesurer $|V_{cb}|$ à partir de l'estimation théorique de la largeur semileptonique, de la mesure du temps de vie moyen des hadrons beaux et de celle du rapport d'embranchement semileptonique :

$$\Gamma(b \rightarrow cl\nu) = \frac{Br(b \rightarrow cl\nu)}{\tau_b}$$

$$\Gamma(b \rightarrow cl\nu) \propto |V_{bc}| \times F_{bc}$$

Le facteur de forme F_{bc} intervenant dans le calcul de la largeur semileptonique, est calculé d'après le modèle du quark spectateur, comme si le quark léger qui accompagne le quark b dans le quark lourd n'intervenait pas dans la désintégration. Le calcul de la largeur de désintégration semileptonique du hadron beau est alors analogue au calcul de la largeur de désintégration du muon. En effet le modèle du quark spectateur est fondé quand le quark actif final a une impulsion supérieure à 1-1.5 GeV, ce qui est le cas du quark c issu de la désintégration du quark b de masse proche de 5 GeV.

Le modèle du quark spectateur est rendu plus réaliste en appliquant quelques corrections :

- Des corrections QCD qui tiennent compte du rayonnement de gluons par les quarks et de la liaison des quarks dans les mésons (constante de désintégration, analogue à celle du pion).
- Pour tenir compte du fait que le quark b n'est pas tout à fait au repos dans le référentiel du hadron beau, on lui donne une distribution d'impulsion Gaussienne (modèle d'Altarelli).

Le problème de cette mesure vient de l'incertitude théorique sur l'exactitude du modèle spectateur et sur les corrections à apporter. De plus, la largeur de désintégration est proportionnelle à la puissance cinquième de la masse de quark b, et cette dernière n'est pas connue précisément.

- Méthode exclusive

L'expérience a montré que les désintégrations du type $B \rightarrow D l \bar{\nu}_l$ (20%) et $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}_l$ (46%) constituent la composante la plus importante à la largeur de désintégration semileptonique. Or les largeurs de ces transitions peuvent être calculées à partir de modèles de quarks, plus raffinés que le modèle du quark spectateur ; en effet les

2.2. Etude de la désintégration des hadrons beaux

éléments de matrice du courant hadronique entre le méson beau initial et le méson charmé final s'expriment en fonction de facteurs de forme, fonctions de la quadri-impulsion de transfert $q^2 = (p - p')^2$:

$$\langle D(p') | \bar{c}\gamma_\mu b | B(p) \rangle = f_+(p + p')_\mu + f_-(p - p')_\mu$$

$$\langle D^*(p') | \bar{c}\gamma_\mu b | B(p) \rangle = ig\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon^{*\nu}(p + p')^\alpha(p - p')^\beta$$

$$\langle D^*(p') | \bar{c}\gamma_\mu\gamma_5 b | B(p) \rangle = f_1\epsilon_\mu^* + \epsilon^*.q[f_2(p + p')_\mu + f_3q_\mu]$$

Cette forme est imposée par des arguments d'invariance de Lorentz, et les modèles interviennent uniquement dans le calcul de ces facteurs de forme. La physique sous-jacente au calcul de ces facteurs de forme joue sur deux niveaux :

- Si le hadron charmé final ne recule pas, l'amplitude correspond simplement au recouvrement des fonctions d'onde des quarks.
- Si le hadron charmé final recule, le recouvrement des fonctions d'onde s'affaiblit ; les facteurs de forme diminuent quand l'impulsion de recul augmente.

Les différents modèles sont basés sur des hypothèses raisonnables qui permettent de calculer le terme de recouvrement des fonctions d'onde, à la limite du recul nul, et la dépendance en q^2 des facteurs de forme. Plusieurs modèles sont compatibles entre eux et avec les spectres en impulsion des leptons mesurés sur l'expérience CLEO (Körner-Schuler [2], Isgur-Wise [3]).

Des mesures actuelles sont basées sur l'étude de désintégrations du type $B \rightarrow D^* l \nu$, dont on mesure le rapport d'embranchement. Trois facteurs de forme, correspondant aux trois états de spin du D^* , doivent être estimés selon les modèles ; connaissant le temps de vie des hadrons beaux, on en déduit $|V_{cb}|$.

- Méthode basée sur la théorie effective des quarks lourds :

Les deux méthodes de mesure de V_{cb} , inclusive et exclusive que nous avons évoquées, souffrent d'incertitudes théoriques sur la masse du quark b et les modèles de désintégration semileptonique.

Dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds (HQET) [4], la largeur de désintégration $B \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$ s'exprime, au premier ordre, à l'aide d'un seul facteur de forme, la fonction de Isgur-Wise. HQET ne prédit pas la forme de cette fonction, mais au point de recul nul du quark lourd, où l'énergie q^2 transférée par le W est maximale, elle est normalisée à 1 (à part des corrections de l'ordre de $\frac{1}{m_b^2}$).

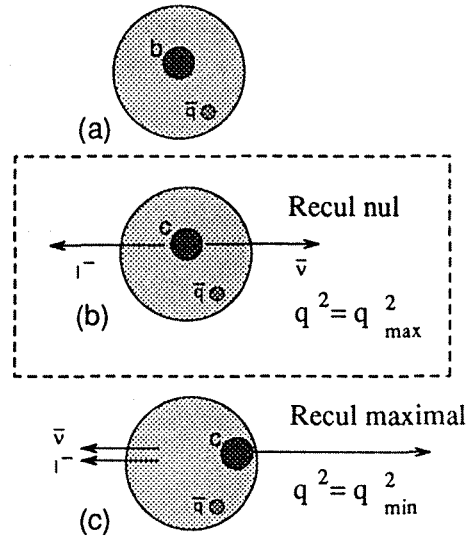


Figure 2.3: *Recul minimal et maximal du quark lourd dans la désintégration d'un méson beau en méson charmé, lepton et neutrino.*

Intuitivement, pour un recul nul du quark lourd (Fig. 2.3), tout ce passe comme si le quark b se transformait en un quark c sans affecter le quark léger dans le méson beau ; le lepton et le neutrino sont alors émis dos à dos. Notons ce cas limite n'est possible que pour les désintégrations de B en D^* , et non pour les désintégrations de B en méson charmé scalaire, pour des raisons de conservation d'hélicité.

La mesure consiste à déterminer la distribution de $\frac{d\Gamma}{dq^2}$, et à l'extrapoler au point d'énergie transférée q^2 maximale, en utilisant différentes formes de fonctions de Isgur-Wise. Les premières mesures de $|V_{cb}|$ selon cette méthode ont été effectuées sur les expériences ARGUS et CLEO, mais depuis peu, les expériences LEP donnent des résultats de précision équivalente.

La moyenne mondiale des mesures de $|V_{cb}|$ permet de connaître A à 7% près [5] :

$$|V_{cb}| = 0.0378 \pm 0.0026 \Rightarrow A = 0.777 \pm 0.053$$

Pour contraindre la matrice de CKM, l'erreur sur $|V_{cb}|$ choisie en [6] est de 0.0060 par prudence, compte-tenu des incertitudes théoriques sur les modèles des quarks, et sur les corrections en $\frac{1}{m_c^2}$ dans l'utilisation de HQET.

2.2.2 Rapport $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$.

Le rapport du taux de désintégration semi-leptonique non charmé (b donne un quark u) au taux de désintégration charmée est gouverné par :

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow l\nu X_{non\ charme})}{\Gamma(B \rightarrow l\nu X_{charme})} \equiv \frac{|V_{ub}|^2 \times F_{bu}}{|V_{cb}|^2 \times F_{bc}}$$

2.2. Etude de la désintégration des hadrons beaux

La mesure la plus précise actuellement consiste à ajuster le spectre en impulsion des leptons de désintégration semileptonique inclusive, dans les régions de haute impulsion, proches de la zone cinématiquement interdite pour les désintégrations charmées (Fig. 2.4). Les mesures de CLEO [7] mettent en évidence les désintégrations non charmées des mésons beaux. L'incertitude sur

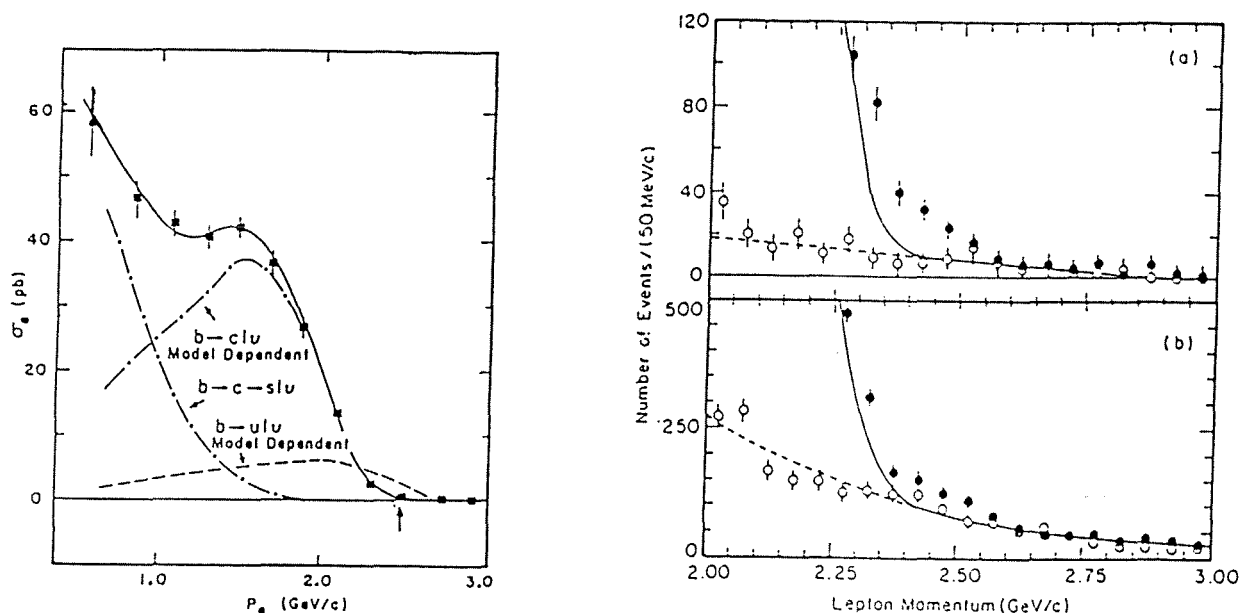


Figure 2.4: Spectre des leptons dans les données de l'expérience CLEO. On a représenté les spectres attendus pour les désintégrations charmées et non charmées à gauche, et à droite les dernières données publiées de CLEO (points noirs) dans la région de haute impulsion, après (a) et avant (b) soustraction du continuum (points blancs).

la modélisation de ces spectres (dépendance en q^2 des facteurs de forme, fraction de méson charmés vectoriels produits ...) est la source principale d'erreur. Notamment, les modèles de désintégration semileptonique exclusifs perdent de leur validité lorsque le quark actif final est léger (quark u), car le recul du méson final peut être important.

Une contrainte est obtenue sur le module $\sqrt{\rho^2 + \eta^2}$, qui représente le côté gauche du triangle d'unitarité [1] (Fig. 2.5) :

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = \lambda \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.08 \pm 0.02 \Rightarrow \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.09$$

Notons que l'erreur sur $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ choisie en [6] pour contraindre le triangle d'unitarité est augmentée de 50% par rapport à celle de [2], pour tenir compte plus prudemment des incertitudes théoriques sur les modèles de désintégration.

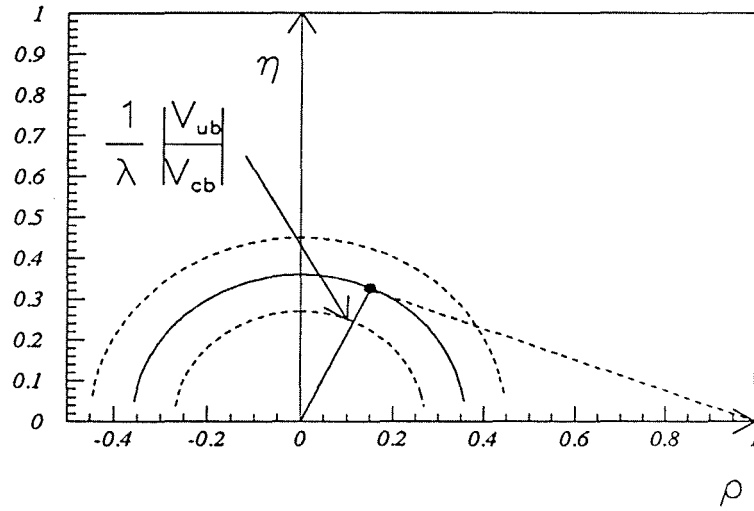


Figure 2.5: Contrainte dans le plan ρ , η , donnée par la mesure du rapport $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$.

2.3 Les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$

Certains mésons neutres peuvent osciller en leur antiparticule sous l'action de l'interaction faible chargée qui ne conserve pas la saveur. C'est pour les mésons étranges K^0 que ce phénomène a été observé pour la première fois, mais il concerne également les mésons B_d^0 et B_s^0 . Les fréquences des oscillations des mésons B_d^0 et B_s^0 sont liées aux termes V_{td} et V_{ts} de la matrice de CKM, et leur mesure constitue la méthode la plus directe pour contraindre ces paramètres.

Nous exposerons le formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ (§2.3.1), et définirons les états propres de CP et de masse des mésons neutres à partir des états de saveur. La dépendance temporelle des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ sera décrite au §2.3.2. Dans l'hypothèse où CP est conservée, la différence de masse Δm donne la fréquence des oscillations. On peut calculer Δm , dans le cadre du Modèle Standard, en fonction des éléments de CKM (§2.3.3). La mesure des fréquences d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ et $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ nous permettrait alors de contraindre la longueur d'un côté du triangle d'unitarité (§2.3.4).

2.3. Les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$

2.3.1 Formalisme des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$

Description hamiltonienne du système $B^0 - \overline{B}^0$

Soient $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$ les états propres de l'hamiltonien H des interactions forte et électromagnétique, états initiaux dans lesquels sont produits les mésons beaux. Dans le référentiel des mésons beaux, on a donc :

$$H|B^0\rangle = m_B|B^0\rangle \text{ et } H|\overline{B}^0\rangle = m_B|\overline{B}^0\rangle$$

Les masses du B^0 et du $\overline{B}^0$ sont égales, par conservation de la symétrie CPT, et font intervenir les masses des quarks constituants ainsi que de leur énergie de liaison par interaction forte.

L'Hamiltonien faible H_W ne conserve pas la saveur et mélange les états $|B^0\rangle$ et $|\overline{B}^0\rangle$ entre eux, ainsi qu'avec les autres états propres $|k\rangle$ de H , comme les états finaux de désintégration des mésons beaux. Le système $|B^0\rangle, |\overline{B}^0\rangle$ ne constitue donc pas un sous-espace propre de l'Hamiltonien total. L'équation de Schrödinger s'applique à l'état $|\Psi(t)\rangle$, combinaison linéaire de tous les états propres de H :

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\overline{B}^0\rangle + \sum_k c_k(t)|k\rangle$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = (H + H_W)|\Psi(t)\rangle \Rightarrow$$

$$\begin{cases} i\frac{\partial a}{\partial t} = (m + \langle B^0 | H_W | B^0 \rangle)a + \langle B^0 | H_W | \overline{B}^0 \rangle b + \sum_k \langle B^0 | H_W | k \rangle c_k \\ i\frac{\partial b}{\partial t} = (m + \langle \overline{B}^0 | H_W | \overline{B}^0 \rangle)b + \langle \overline{B}^0 | H_W | B^0 \rangle a + \sum_k \langle \overline{B}^0 | H_W | k \rangle c_k \\ i\frac{\partial c_k}{\partial t} = \langle k | H_W | B^0 \rangle a + \langle k | H_W | \overline{B}^0 \rangle b + \sum_l \langle k | H_W | l \rangle c_l + E_k c_k \end{cases}$$

En supposant les éléments de la matrice H_W faibles devant ceux de H , on peut appliquer la théorie des perturbations au second ordre en H_W ; la résolution de l'équation de Schrödinger permet alors de calculer les termes c_k :

$$c_k(t) = \frac{\langle k | H_W | B^0 \rangle a(t) + \langle k | H_W | \overline{B}^0 \rangle b(t)}{m - E_k + i\epsilon}$$

En remplaçant c_k dans les deux premières lignes de l'équation de Schrödinger, par son expression en fonction de a et b , on obtient l'hamiltonien H_B décrivant l'évolution du système $\{|B^0\rangle, |\overline{B}^0\rangle\}$ en fonction du temps :

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = [H_B] \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \text{ avec :}$$

$$H_B = \begin{bmatrix} \langle B^0 | & \langle \overline{B}^0 | \end{bmatrix} \left[H + H_W + \sum_k \frac{H_W |k\rangle \langle k| H_W}{m - E_k + i\epsilon} \right] \begin{bmatrix} |B^0\rangle \\ |\overline{B}^0\rangle \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

La non-hermiticité de H_B exprime simplement la possibilité pour les hadrons beaux de se désintégrer, et donc que le système $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ n'est pas conservé au cours du temps. Mais on peut toujours décomposer H_B selon :

$$H_B = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{bmatrix} m_B & M_{12} \\ M_{12}^* & m_B \end{bmatrix} - \frac{i}{2} \begin{bmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{bmatrix}$$

où les matrices 2×2 M et Γ sont hermitiennes.

- La matrice de masse M est aussi appelée terme dispersif; elle transforme toute combinaison des états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ en une autre combinaison de ces mêmes états, sans désintégration. Ce processus introduit forcément des états intermédiaires virtuels.

$$M_{ij} = m_B \delta_{ij} + \langle j | H_W | i \rangle + P \sum_k \frac{\langle j | H_W | k \rangle \langle k | H_W | i \rangle}{m_B - E_k}$$

où les indices i et $j = (1, 2)$ désignent $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$, et où P est la valeur principale.

- La matrice de désintégration Γ , ou terme absorptif, est due à des processus induisant des états intermédiaires réels. Elle transforme les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ en une combinaison des autres états $|k\rangle$, et décrit la désintégration des mésons beaux.

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_k \langle j | H_W | k \rangle \langle k | H_W | i \rangle \delta(E_k - m_B)$$

Etats propres de l'Hamiltonien

A cause de la violation de CP, les états propres physiques $|B_S\rangle$ et $|B_L\rangle$ qui diagonalisent l'hamiltonien H_B , diffèrent légèrement des états propres de CP $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$. Ces derniers s'expriment en fonction des états propres de saveur B^0 et $\bar{B}^0$ selon :

$$|B_1\rangle = \frac{|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}} ; |B_2\rangle = \frac{|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

On exprime la différence entre états propres de masse et états propres de CP, par le paramètre ϵ :

$$|B_S\rangle = \frac{|B_1\rangle + \epsilon |B_2\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}$$

$$|B_L\rangle = \frac{|B_2\rangle + \epsilon |B_1\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}$$

2.3. Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

Le paramètre ϵ est lié à la violation de CP dans le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ ($Prob(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) \neq Prob(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$). Il s'exprime en fonction des éléments de la matrice H_B en la diagonalisant. Après développements, on trouve :

$$\epsilon = \frac{-ReM_{12} + \frac{i}{2}Re\Gamma_{12} + \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}}{iImM_{12} + \frac{1}{2}Im\Gamma_{12}} \quad (2.2)$$

Interprétation physique de M_{12} et de Γ_{12} si la violation de CP est négligée.

- **Différence de masses**

Si on néglige la violation de CP, les termes non-diagonaux de la matrice de masse doivent être réels et donc égaux :

$$M = \begin{bmatrix} m_B & M_{12} \\ M_{12}^* & m_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_B & M_{12} \\ M_{12} & m_B \end{bmatrix}$$

Les états propres de CP correspondent aux états propres de masse, avec une différence de masses $\Delta m = 2 \times M_{12}$.

$$|B_1\rangle = \frac{|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}} \Rightarrow \text{état } CP^+ \text{ masse } m_B + M_{12}$$

$$|B_2\rangle = \frac{|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2}} \Rightarrow \text{état } CP^- \text{ masse } m_B - M_{12}$$

- **Différence de temps de vie**

Si CP est conservée, la matrice de désintégration est également réelle et symétrique, et diagonale dans la base des états propres de CP $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$. Les temps de vie des états $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$ sont différents :

$$\Delta\Gamma = 2 \times \Gamma_{12}$$

La figure 2.6 représente les processus à l'origine d'une différence de temps de vie pour les B_d^0 et les B_s^0 .

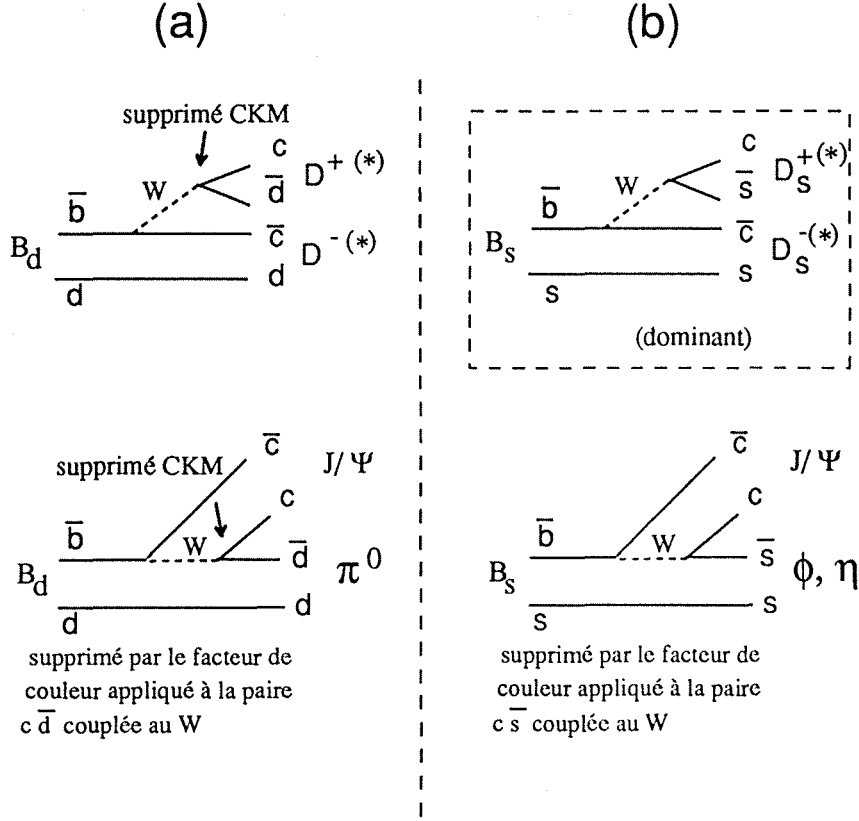


Figure 2.6: Exemples de processus impliquant une différence de temps de vie entre les deux états propres de CP, pour les mésons B_d^0 (a) et les mésons B_s^0 (b). Certains états intermédiaires sont états propres de CP ; la largeur de l'état physique proche de l'état de CP de même valeur propre augmente.

Nous montrerons dans la section suivante que dans le cas des mésons B^0 , $\Delta\Gamma$, proportionnel à la masse du quark b élevée au carré, est faible devant la différence de masse Δm , proportionnelle à la masse du top au carré :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta m} \approx O(m_b^2/m_t^2)$$

et donc

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \approx O(m_b^2/m_t^2) \times x, \text{ avec } x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$$

- Pour les mésons B_d^0 , la quantité x mesurée (Chap. 3) est de l'ordre de 0.7, le terme $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ est de l'ordre du pourcent, et on peut négliger la différence des temps de vie.
- Pour les mésons B_s^0 , la valeur de x_s peut être élevée et $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ peut atteindre 18 % [8]. Cet effet se manifeste comme une atténuation de l'oscillation en fonction du temps. La résolution temporelle du détecteur produit un effet du même type et bien plus important, noyant complètement l'atténuation due à $\Delta\Gamma$ [9].

2.3. Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

Nous négligeons donc dans notre analyse l'effet des différences de temps de vie pour les états propres de masse $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$, et ne considérerons que l'effet de la différence de masse.

Remarquons que la situation est très différente de celle des mésons neutres étranges K^0 . Les états intermédiaires réels communs au K^0 et au $\bar{K}^0$ sont états propres de CP :

$$K^0 \rightarrow 2\pi, 3\pi, \quad \bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, 3\pi$$

Or la désintégration en trois pions, état CP (-1) est supprimée par un terme d'espace de phases, et la désintégration en deux pions état CP (+1) domine. Les deux états propres de CP

$$K_S \rightarrow 2\pi, K_L \rightarrow 3\pi$$

ont alors des temps de vie très différents (rapport de l'ordre de 500).

2.3.2 Evolution temporelle du mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Principe

A l'instant $t = 0$ de production, les mésons neutres beaux sont produits dans des états B^0 ou $\bar{B}^0$.

En supposant que CP est conservée et que $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \ll 1$, les calculs se simplifient. Partant d'un état initial

$$|B^0(0)\rangle = \frac{|B_1\rangle + |B_2\rangle}{\sqrt{2}}$$

au bout du temps t :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= \frac{|B_1\rangle e^{-i(M+M_{12})t - \frac{1}{2}\Gamma t} + |B_2\rangle e^{-i(M-M_{12})t - \frac{1}{2}\Gamma t}}{\sqrt{2}} \\ &= e^{-iMt - \frac{1}{2}\Gamma t} \left[|B^0\rangle \cos\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) + |\bar{B}^0\rangle \sin\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) \right] \end{aligned}$$

Un terme d'amplitude non nul associé au $\bar{B}^0$ apparaît, dû au déphasage entre les états propres $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$.

Partant d'un état B^0 au temps $t = 0$, la probabilité d'observer la désintégration d'un $\bar{B}^0$ au temps t est donnée par :

$$Prob_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t) = \frac{1 - \cos(\Delta m t)}{2} \times e^{-\frac{t}{\tau}}$$

si τ désigne le temps de vie du méson beau. De même on obtient la probabilité d'observer la désintégration d'un B^0 :

$$Prob_{B^0 \rightarrow B^0}(t) = \frac{1 + \cos(\Delta m t)}{2} \times e^{-\frac{t}{\tau}}$$

La mesure des oscillations du B_d^0 donne une valeur de Δm_d proche de 0.5 ps^{-1} . D'autre part,

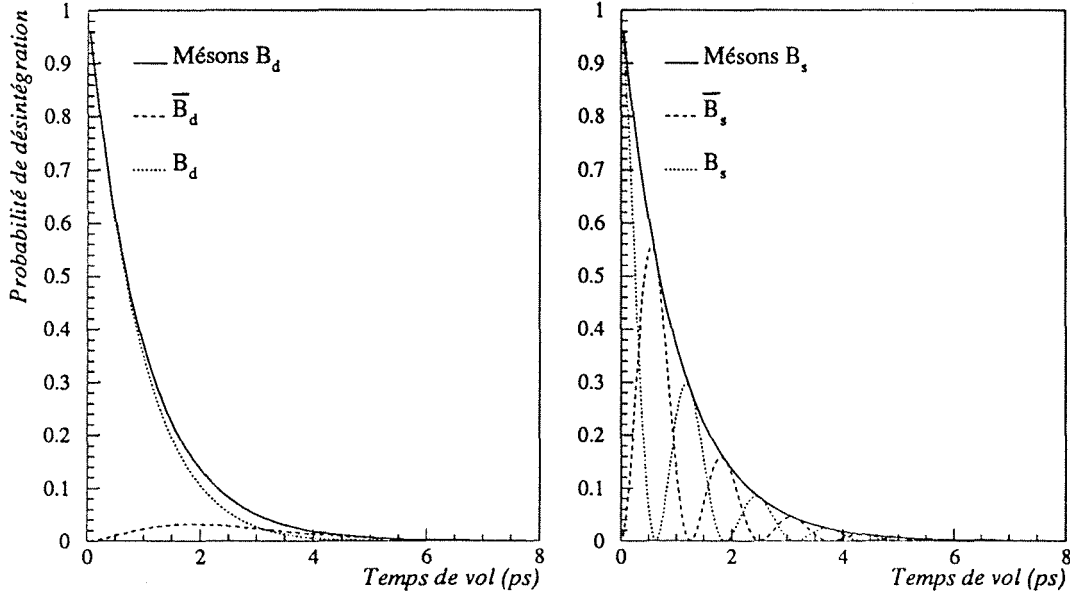


Figure 2.7: Distributions en temps des mésons B^0 et $\overline{B}^0$, dans l'hypothèse où un B^0 est produit à l'instant initial ($t=0$).

à partir de la contrainte d'unitarité de CKM, on peut prédire [6], à 95% de niveau de confiance :

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} > 7.6 \Rightarrow \Delta m_s > 3.8 \text{ ps}^{-1}$$

Le méson B_s^0 oscille au moins 7 à 8 fois plus vite que le méson B_d^0 (Fig. 2.3.2).

Ordres de grandeur

La comparaison de la période de l'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$ (Fig. 2.3.2)

$$T_{osc} = \frac{2\pi}{\Delta m}$$

au temps de vie du hadron beau, de l'ordre de 1.5 ps, permet de prédire le nombre d'oscillations observables avant épuisement de la statistique. Par exemple, au bout de 4.6 temps de vie du méson beau, soit 6.9 ps, il ne reste plus que 1% des événements. Pendant cette durée de 6.9 ps, on observe 0.53 soit environ une demie-période d'oscillation des mésons B_d^0 , tandis que plus de 4 périodes d'oscillation des mésons B_s^0 seront observées.

Ces chiffres présentent une importance capitale du point de vue expérimental :

2.3. Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

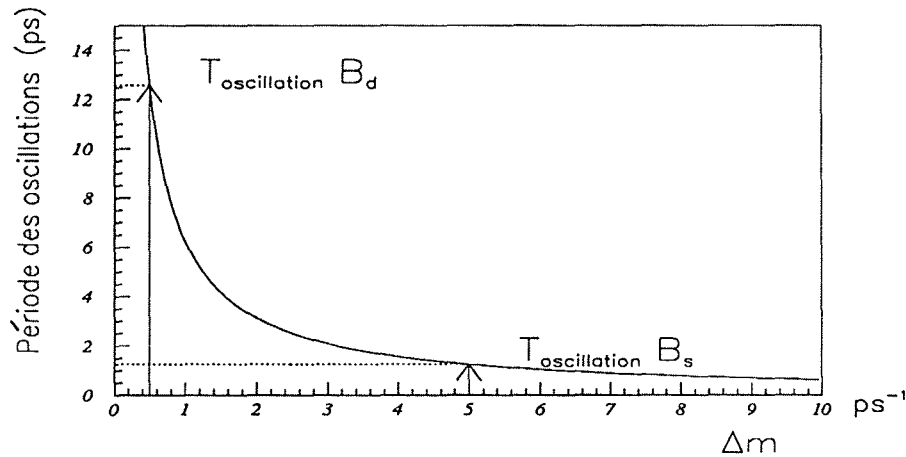


Figure 2.8: Période d'oscillation en fonction de la différence de masse Δm .

- Les oscillations du méson B_d^0 ne seront pas observables sur une période complète. Mais la sensibilité de la mesure ne sera pratiquement pas affectée par la résolution sur la mesure du temps, de l'ordre de 0.25 ps (Chap. 8).
- Plusieurs périodes devraient être visibles pour les oscillations des mésons B_s^0 , mais la résolution en temps diminue considérablement la visibilité du signal (Chap. 9).

2.3.3 Calcul de M_{12}

Nous venons de voir que les mésons B^0 oscillent en leur antiparticule avec une fréquence correspondant à la différence de masses des états physiques, engendrée par le couplage entre le B^0 et le $\bar{B}^0$ par l'interaction électrofaible. L'intérêt de la mesure de ces fréquences est leur lien avec les éléments de la matrice de CKM, que nous allons déterminer dans cette section. Nous nous intéresserons essentiellement au calcul de la différence de masse Δm .

Approximation des courtes distances

Le terme de masse non diagonal M_{12} de l'hamiltonien H_B correspond à un changement du nombre quantique de saveur belle $\Delta B = 2$ par l'interaction faible. Le processus correspondant fait donc intervenir deux bosons W chargés, et deux quarks up intermédiaires, associés aux quarks down (b, d) ou (b, s) du B_d^0 ou du B_s^0 . Dans l'expression de l'Hamiltonien H_B obtenue dans le cadre de la théorie des perturbations au second ordre (Eq. 2.1), on peut remarquer deux "chemins" possibles pour ce double changement de saveur :

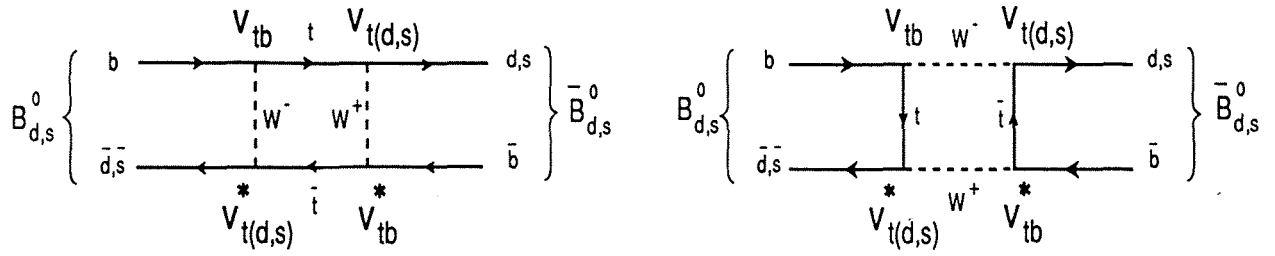


Figure 2.9: Diagrammes "en boîtes", principale source du couplage entre le B^0 et le $\bar{B}^0$, dans le Modèle Standard.

- Soit un chemin "direct" sans formation de résonances intermédiaires, et qui correspond à la composante $\langle \bar{B}^0 | H_W | B^0 \rangle$ de H_B . Les diagrammes de Feynman illustrant ce processus, dits "en boîte", présentent donc quatre vertex d'interaction, selon deux configurations possibles (Fig. 2.9). Ces diagrammes en boîtes devront être corrigés de l'émission de gluons par les quarks externes et entre les quarks externes.
- Soit par deux étapes successives, en passant par des états intermédiaires (Fig. 2.10) correspondant à l'association des quarks intermédiaires virtuels par interaction forte. La succession de ces deux étapes correspond au terme de H_B :

$$\langle \bar{B}^0 | \sum_k \frac{H_W | k \rangle \langle k | H_W | B^0 \rangle}{m - E_k} | B^0 \rangle$$

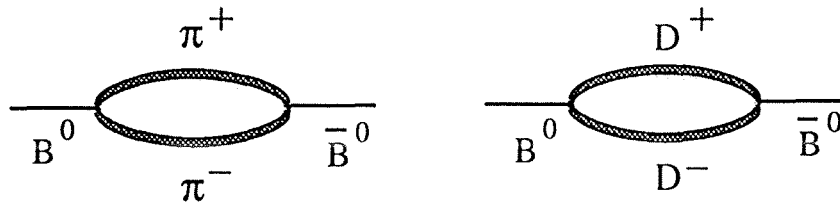


Figure 2.10: Exemples d'états intermédiaires contribuant au terme de longue distance.

2.3. Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

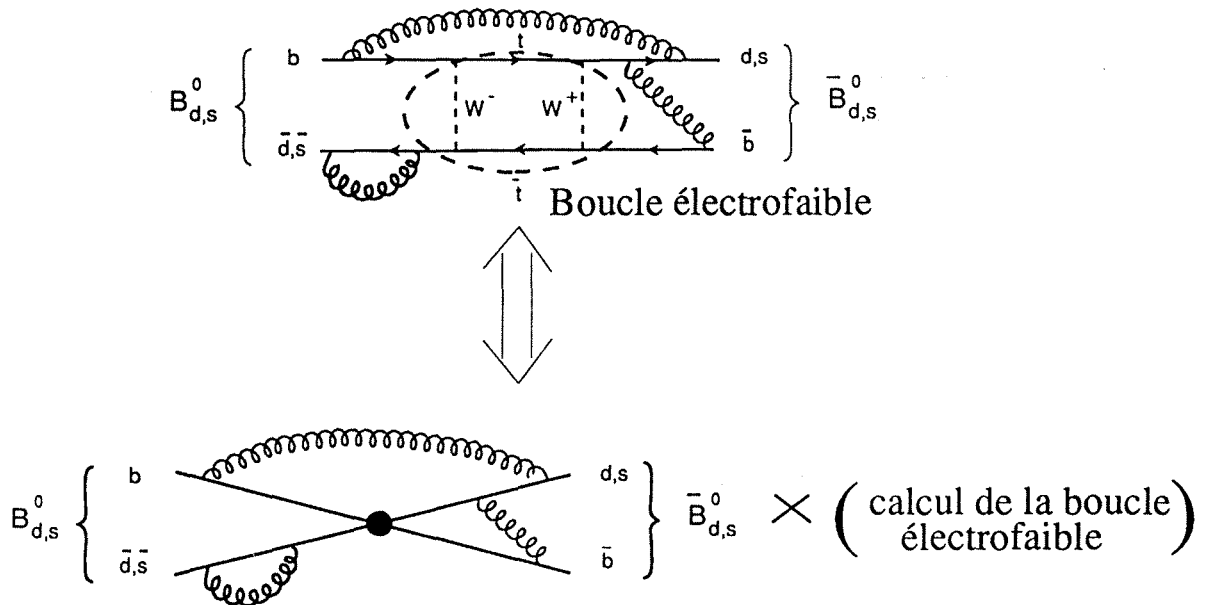


Figure 2.11: Approximation des courtes distances : la boîte "vue" par l'interaction forte, devient ponctuelle. L'émission de gluons par le top intermédiaire lourd est négligée.

Ne considérer que le chemin direct revient à négliger l'émission de gluons par les quarks virtuels. Cette approximation est justifiée dans le cas des mésons B^0 . En effet, l'amplitude du diagramme en boîte ne représente pas toute la contribution à Δm , mais donne un ordre de grandeur de la valeur attendue. Nous montrerons par le calcul que la contribution où les quarks up intermédiaires sont des top est dominante (proportionnelle à la masse du top au carré). Intuitivement le top, très lourd, se propage sur de faibles distances (relation de Heisenberg) et la probabilité de former des états intermédiaires est négligeable. Les états intermédiaires se formeront avec les quarks up plus légers. Mais cette contribution dite "de longue distance" sera négligeable devant la contribution du diagramme en boîte avec quark top. Tout ce passe comme si la "boîte", boucle électrofaible, était vue comme ponctuelle par l'interaction forte (Fig. 2.11). Pour calculer la valeur de Δm_d et de Δm_s , nous ne prendrons que la contribution des diagrammes en boîte.

Notons que cette approximation n'est plus valable pour les K^0 : en effet, la contribution du quark top dans le diagramme en boîte est supprimée par des termes de la matrice de CKM et ne domine plus. La contribution des effets de longue distance est alors du même ordre de grandeur que la contribution du diagramme en boîte.

Calcul de la boucle électrofaible

L'amplitude correspondant à la boucle électrofaible s'obtient à partir des diagrammes de la figure 2.9 en appliquant les règles de Feynman. Pour le premier diagramme :

$$\mathcal{M} = \frac{ig^4}{2} \sum_{i,j} \xi_i \xi_j \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{-g_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu / M_W^2}{k^2 - M_W^2} \right) \left(\frac{-g_{\rho\sigma} + k_\rho k_\sigma / M_W^2}{k^2 - M_W^2} \right) \\ \left(\bar{d}_L \gamma^\mu \frac{k + m_i}{k^2 - m_i^2} \gamma^\nu b_L \right) \left(\bar{d}_L \gamma^\rho \frac{k + m_j}{k^2 - m_j^2} \gamma^\sigma b_L \right)$$

g est la constante de couplage de l'interaction faible,

$$\xi_i \equiv V_{ib} V_{id}^*, \text{ avec } i = u, c, t$$

Les masses aux numérateurs des propagateurs des quarks donnent une contribution nulle puisque $(1 - \gamma^5) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) = 0$.

L'apparente divergence quadratique de l'intégrale disparaît à cause de l'unitarité de la matrice de CKM :

$$\sum_i \xi_i \equiv \sum_i V_{ib} V_{id}^* = 0$$

En effet, on peut décomposer

$$\frac{1}{(k^2 - m_i^2)(k^2 - m_j^2)} = \frac{m_i^2 m_j^2}{k^4 (k^2 - m_i^2)(k^2 - m_j^2)} - \frac{1}{k^4} + \frac{1}{k^2(k^2 - m_i^2)} + \frac{1}{k^2(k^2 - m_j^2)}$$

et remarquer que seul le premier terme donne une contribution non nulle à cause de la relation d'unitarité. En ne conservant que la contribution dominante du top ($\propto m_t^2$) :

$$\mathcal{M} \propto g^4 \xi_t^2 m_t^4 \int d^4 k \frac{1 - \frac{2k^2}{M_W^2} + \frac{k^4}{4M_W^4}}{k^2 (k^2 - m_t^2)^2 (k^2 - M_W^2)^2} = -g^4 \xi_t^2 m_t^2 \frac{i\pi^2}{M_W^4} A(m_t^2 / M_W^2)$$

où la fonction

$$A(x) \equiv \left[1 - \frac{3}{4} \frac{x + x^2}{(1 - x)^2} - \frac{3}{2} \frac{x^2}{(1 - x)^3} \log(x) \right]$$

est représentée sur la figure 2.12. Finalement, la contribution de la boucle électrofaible à Δm s'écrit :

$$\mathcal{M} = \frac{G_F^2}{2\pi^2} \xi_t^2 m_t^2 \frac{i\pi^2}{M_W^4} A\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) (\bar{d}_L \gamma_\mu b_L) (\bar{d}_L \gamma^\mu b_L) \quad (2.3)$$

Dans l'expression de $\mathcal{M}$ on peut remplacer :

$$\xi_t^2 = V_{td,s} V_{td,s}^* V_{tb} V_{tb}^* \approx |V_{td,s}|^2$$

le terme V_{tb} étant proche de 1. Remarquons alors que l'amplitude de la boucle électrofaible (diagramme en boîte "nu") est proportionnelle au terme $|V_{td}|^2$ de la matrice de CKM pour les oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, et proportionnelle au terme $|V_{ts}|^2$ pour les oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Le terme V_{ts} revient à "sauter" une seule famille de quarks, et il est plus élevé que le terme V_{td} entre les deux familles extrêmes. Le couplage $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ est donc plus important que le couplage $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, ce qui explique le fait que la fréquence d'oscillation Δm_s soit plus élevée que la fréquence Δm_d .

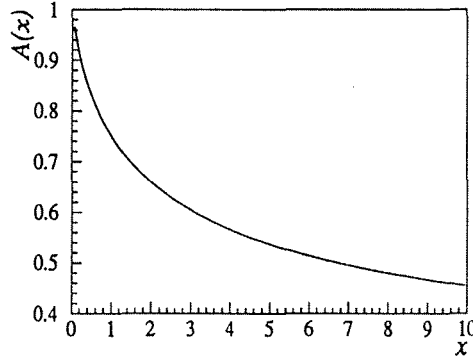


Figure 2.12: Fonction $A(x)$.

Interaction forte

- **Corrections dans le domaine perturbatif**

Les corrections QCD tiennent compte de l'émission par les quarks de gluons durs (Fig. 2.11), typiquement d'énergie $E > \mu$, où μ est une échelle de renormalisation que nous prendrons supérieure à m_B (5 GeV). Elles peuvent se calculer perturbativement et se factoriser [10]; un facteur η_{QCD} est introduit dans l'amplitude du diagramme en boîte. L'estimation de η_{QCD} est de [11]:

$$0.55 \times (\alpha_s(\mu))^{-\frac{6}{23}}$$

où α_s désigne la constante de couplage de l'interaction forte, et μ l'échelle de renormalisation.

On peut montrer que les contributions des boucles de gluons sur un même quark compensent les contributions correspondant à l'échange de gluons entre les deux quarks initiaux et entre les deux quarks finaux (Fig. 2.11). η_{QCD} correspond donc aux différentes possibilités d'échanger un gluon entre un quark initial et un quark final.

- **Constante de désintégration et terme de sac**

Les corrections non perturbatives dues à l'interaction forte sont combinées dans la constante de désintégration f_B et le terme de sac B_B . Il s'agit d'évaluer l'opérateur à quatre quarks de l'expression 2.3, entre les états liés des mésons initial et final :

$$\langle B^0 | (\bar{d}_L \gamma_\mu b_L)(\bar{d}_L \gamma^\mu b_L) | \overline{B}^0 \rangle$$

On écrit ce terme sous la forme suivante, qui permet de décomposer le problème en plusieurs étapes :

$$4 \langle B^0 | (\bar{d}_L \gamma_\mu b_L)(\bar{d}_L \gamma^\mu b_L) | \overline{B}^0 \rangle = \frac{8}{3} B_B f_B^2 m_B^2 \quad (2.4)$$

- La constante de désintégration f_B est définie de manière analogue à celle du pion :

$$\langle 0 | \bar{d}\gamma^\mu \gamma^5 b | \bar{B}^0 \rangle \equiv i f_B p^\mu \quad (2.5)$$

La constante de désintégration prend en compte l'émission de gluons entre les deux quarks initiaux, entre les deux quarks finaux, et des boucles gluoniques sur un même quark.

- Dans l'approximation dite "d'insertion du vide", qui consiste à négliger l'émission de gluons entre les quarks initiaux et finaux, de part et d'autre de l'opérateur d'interaction faible, l'équation 2.4 s'écrit :

$$4 \langle B^0 | (\bar{d}_L \gamma_\mu b_L) | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{d}_L \gamma^\mu b_L) | \bar{B}^0 \rangle = \frac{8}{3} f_B^2 m_B^2 \quad (2.6)$$

Le terme de sac B_B de l'équation 2.4 vaut 1, dans l'approximation où les deux "moitiés" du diagramme en boîte correspondant au B^0 et au $\bar{B}^0$ sont déconnectées. L'écart de B_B par rapport à la valeur 1 traduit les corrélations entre les quarks du B^0 et les quarks du $\bar{B}^0$, dues à l'interaction forte.

- Le facteur 4 à gauche de l'équation 2.6 vient du terme $(\frac{1-\gamma_5}{2})^2$ qui est implicite dans l'utilisation des composantes gauches des quarks (seule la composante γ^5 contribue), et de la définition de la constante de désintégration. Le facteur $\frac{8}{3}$ vient du fait que le vide peut "être inséré" de diverses manières (théorème de Wick).

On utilise des méthodes de calcul de QCD sur réseaux [12] et les règles de somme [13] pour déterminer la constante de désintégration et le terme de sac. La valeur combinant l'ensemble des résultats [6] est :

$$B_B f_B^2 = (1.0 \pm 0.2)(180 \pm 50 \text{ MeV})^2 \times (\alpha_s(\mu))^{+\frac{9}{23}}$$

Il est important de noter que seul le produit $B_B \times \eta_{QCD}$ a une signification physique, car il décrit l'ensemble des corrections perturbatives et non perturbatives au diagramme en boîte. Le terme de sac ou η_{QCD} pris séparément dépendent de l'énergie μ que l'on a choisie pour délimiter le domaine perturbatif.

2.3.4 Contrainte sur le côté droit du triangle d'unitarité.

L'amplitude $\langle \bar{B}^0 | H_W | B^0 \rangle$ du couplage $B^0 - \bar{B}^0$, est obtenue comme le produit de l'amplitude électrofaible par les corrections de QCD perturbatives et non perturbatives.

Le terme non diagonal M_{12} de la matrice de masse est le rapport de l'amplitude $\langle \bar{B}^0 | H_W | B^0 \rangle$ par un terme $2m_B$, qui permet une normalisation invariante de Lorentz des états $| B^0 \rangle$.

La différence de masse $\Delta m = 2M_{12}$ s'exprime donc selon :

$$\Delta m_d = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_B |V_{td}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B_d} f_{B_d}^2 m_t^2$$

2.3. Les oscillations $B^0 - \overline{B}^0$

Cette quantité est mesurable, puisqu'elle représente la fréquence de l'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$; mais on ne peut déduire avec une précision suffisante le module de V_{td} à partir de la mesure de Δm_d compte-tenu des incertitudes sur :

- la masse du top au carré mesurée par CDF : 20 %
- le terme $f_{B_d}^2 \times B_{B_d}$: 40 %

Ce problème est partiellement résolu si l'on parvient à mesurer la fréquence Δm_s des oscillations du B_s^0 car :

$$\Delta m_s = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_B |V_{ts}|^2 A \left(\frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \eta_{QCD} B_{B_s} f_{B_s}^2 m_t^2$$

On peut alors contraindre le rapport

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} = \frac{m_{B_d} \eta_{QCD} f_{B_d}^2 B_{B_d}}{m_{B_s} \eta_{QCD} f_{B_s}^2 B_{B_s}} \times \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2}$$

Le rapport placé devant les éléments de matrice de CKM, est proche de l'unité, corrigé des effets brisant la symétrie $SU(3)$ de saveur; on l'estime à 1.3 ± 0.2 [12]. On peut alors contraindre le rapport $\frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2}$, qui s'écrit, en fonction des paramètres de Wolfenstein :

$$\frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} = \lambda^2 \times [(1 - \rho)^2 + \eta^2]$$

On peut donc contraindre la longueur du coté droit du triangle d'unitarité (Fig. 2.13).

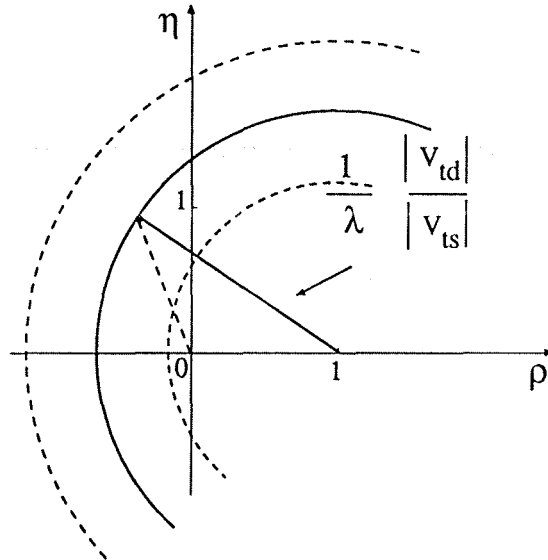


Figure 2.13: Contrainte théorique sur le côté droit du triangle d'unitarité, par l'étude des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$.

2.4 Mesures directes de la violation de CP.

2.4.1 Violation de CP dans le secteur des K^0

La mesure du taux de désintégrations des kaons longs en deux pions donne le paramètre ϵ_K , analogue au paramètre ϵ pour les mésons beaux (§2.3.1). Pour les kaons comme pour les mésons beaux, ϵ_K s'exprime en fonction des éléments de matrice non diagonaux de l'hamiltonien restreint au système $(|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle)$, qui eux même s'expriment en fonction des éléments de CKM et de corrections QCD. $|\epsilon|$ est proportionnel à la partie imaginaire de l'amplitude du diagramme en boîte décrivant le mélange $K^0 - \bar{K}^0$ [14], où les contributions des quarks up c et t dominent :

$$|\epsilon| = \frac{G_F^2 f_K^2 m_K M_W^2}{6\sqrt{(2)\pi^2 \Delta m_K}} B_K (A^2 \lambda^6 \eta) (y_c \{ \eta_{ct} f_3(y_c, y_t) - \eta_{cc} \} + \eta_{tt} y_t f_2(y_t) A^2 \lambda^4 (1 - \rho))$$

Les termes η_i correspondent aux corrections QCD pour les contributions des différents quarks up intermédiaires, les y_i sont les rapports élevés au carré des masses des quarks i à la masse du W . Les fonctions f_i , analogues à la fonction $A(x)$ pour les B (Fig. 2.12), sont déterminées à partir du calcul de la boucle électrofaible et explicitées en [6].

Notons surtout que la différence Δm_K au dénominateur ne peut s'exprimer en fonction des éléments de CKM et de corrections QCD en facteur, car la contribution des longues distances ne peut plus être négligée. Δm_K doit être déterminée expérimentalement, et les facteurs de corrections QCD au numérateur (sac, désintégration) ne s'éliminent pas. La contrainte sur le triangle d'unitarité venant de la mesure de ϵ_K est une hyperbole [6], mais l'incertitude théorique sur les corrections QCD demeure importante.

2.4.2 Violation de CP pour des états finaux états propres de CP.

En sélectionnant le canal $B \rightarrow J/\Psi K_S$, où l'état final est état propre de CP, on combine l'effet du mélange et de la désintégration (Fig. 2.14). La violation de CP vient de l'interférence entre les deux "chemins" possibles entre un état B^0 et l'état $J/\Psi K_S$: directement par la désintégration, ou par une oscillation en $\bar{B}^0$ suivie d'une désintégration du $\bar{B}^0$. L'on attend une asymétrie (entre les probabilités du processus suivant que l'état initial est B^0 ou $\bar{B}^0$) importante [15], dépendante du temps, qui permettra de mesurer l'angle β du triangle d'unitarité (Fig. 2.1) :

$$A \approx \sin 2\beta \sin \Delta m t$$

Les phases fortes mal connues, qui interviennent dans le calcul des amplitudes de transition (Fig. 2.14), disparaissent dans le calcul de l'asymétrie, ainsi que les corrections QCD qui se factorisent pour les B. La mesure obtenue est alors très "propre".

2.5. Conclusion

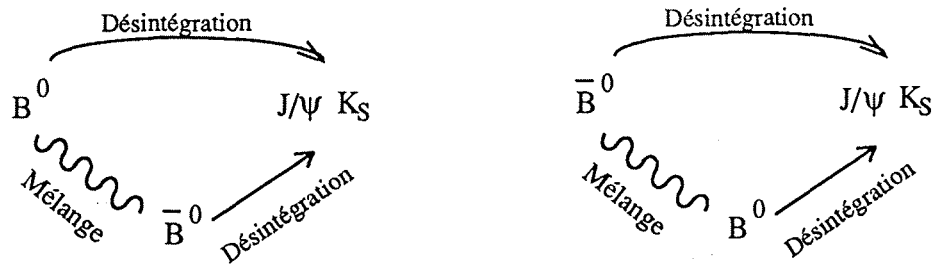


Figure 2.14: Violation de CP pour le canal $B \rightarrow J/\Psi K_S$.

Malheureusement, le rapport de branchement de ce canal est très faible ; c'est le prix à payer pour observer une asymétrie importante, car les effets de violation de CP sont toujours proportionnels à la même aire des triangles d'unitarité. Dans un avenir proche, ce canal constituera une voie privilégiée de mesure de l'angle β du triangle d'unitarité, auprès des usines à B asymétriques. Cette mesure sera également réalisable sur les expériences LHC. Des études de faisabilité sont également en cours dans l'expérience CDF.

Le canal $B_d \rightarrow J/\Psi K$ n'est pas le seul canal permettant la mesure de l'angle β , mais il est le plus adapté; nombre d'autres canaux sont envisagés auprès des usines à beauté. La mesure de l'angle α , par exemple dans le canal $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$, et peut-être, beaucoup plus difficilement la mesure de l'angle γ font également partie du programme d'expériences telles que Babar [15].

2.5 Conclusion

La position de l'apex du triangle d'unitarité est actuellement très peu contrainte [6]. Les mesures permettant de poser des contraintes souffrent d'incertitudes théoriques importantes (mesure de $\frac{V_{ub}}{V_{cb}}$, mesure de $|\epsilon_K|$), et leur précision évolue lentement. En attendant les usines à B qui permettront de mesurer au moins deux des angles du triangle d'unitarité, l'étude des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ offre la potentialité d'une mesure du rapport $\Delta m_d / \Delta m_s$, dont l'interprétation est largement affranchie d'incertitudes théoriques.

Bibliographie

- [1] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Review of Particles Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
- [2] J.G. Körner and G. Schuler, Exclusive semileptonic decay of bottom mesons in the spectator quark model, Z. Phys. C **38** (1988) 511.
- [3] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein, M.B. Wise, Semileptonic B and D decays in the quark model, Phys. Rev. **D 39**, (1989) 799.
- [4] N. Isgur and W.B Wise, Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation, Phys. Lett. **B 232**, (1989) 113.
N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Lett. **B 237** (1990) 527.
E. Eichten and B. Hill, Phys. Lett. **B 234** (1990) 511.
M.E. Luke, Phys. Lett. **B 252** 447 (1990).
M. Neubert, Phys. Lett. **B 264** 455 (1991).
- [5] S. Stone, Invited Talk presented at DPF94 conference, Albuquerque (USA) 1994.
- [6] A. Ali and D. London, Implications of the Top Quark Mass Measurement for the CKM Parameters, x_s , and CP Asymmetries, Z. Phys. C **65**, 431-443 (1995).
- [7] J. Bartelt *et al* (CLEO Collab.), Measurement of Charmless Semileptonic Decays of B Mesons, Phys. Rev. Lett. **71** 25 (1993) 4111.
- [8] I.I. Bigi, CERN-TH/7050-93 ; I.I. Bigi *et al.* in CP violation, ed. C. Jarlskog, p.175 (World Scientific 1989).
- [9] R. Forty, CP violation and $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing, à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [10] G. Altarelli, Three Lectures on Flavour Mixing, Ecole d'été de Cargèse (1987).
- [11] A.J. Buras, M. Jamin and P.H. Weisz, Nucl. Phys. **B 347** (1990) 491.
- [12] J. Shigemitsu, HEP-Th/94-10212, à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).

[13] S. Narison, Phys. Lett. **B 322** (1994) 247.

A. Pivovarov, Phys. Lett. **B 327** (1994) 341.

[14] A.J. Buras, W. Slominsky and H. Steger, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 929 ; **B 245** (1984) 369.

[15] R. Aleksan, La violation de CP, Ecole d'été de physique des particules (Gif 91).

Chapitre 3

Méthodologie de la mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$

Ce chapitre est consacré aux méthodes de mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$. Le principe général sur lequel reposent toutes les mesures sera d'abord exposé au § 3.1 : quantités mesurées et lien avec la probabilité d'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$ pour les événements comportant deux hadrons beaux.

Puis nous décrirons la production des mésons B^0 à la résonance $\Upsilon(4s)$ (§ 3.2.1) et au LEP (§ 3.2.2), ainsi que les caractéristiques des échantillons de hadrons beaux : composition, spectre en impulsion, et temps de vie.

Nous donnerons ensuite un aperçu des différentes mesures de la fréquence des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$: moyennées sur le temps (§ 3.3), et en fonction du temps (§ 3.4). Une fois mis sur pied le formalisme de la mesure (§ 3.4.1), nous distinguerons, parmi les mesures dépendantes du temps, les méthodes exclusives qui consistent à enrichir l'échantillon en B_d^0 ou en B_s^0 par sélection de canaux particuliers, des méthodes inclusives, basées sur la sélection de leptons ou de kaons issus de la désintégration des hadrons beaux (§ 3.4.2). Nous passerons ensuite en revue les techniques utilisées aux cours des différentes étapes de la mesure : étiquetage de la charge du quark b à la production (§ 3.4.3), reconstruction du temps de vol et étiquetage de la charge du quark b au temps de désintégration du hadron beau (§ 3.4.4).

De la synthèse de ces éléments se dégage la méthodologie de notre analyse, qui sera présentée au § 3.5, et sur laquelle s'articule la suite de ce mémoire.

3.1 Principe général de la mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$.

Pour déterminer si un méson B^0 a oscillé en son antiparticule, il faut connaître sa nature (particule ou anti-particule) au moment de sa production et de sa désintégration. La nature du méson correspond au signe de la charge du quark b qu'il contient, et que l'on détermine par

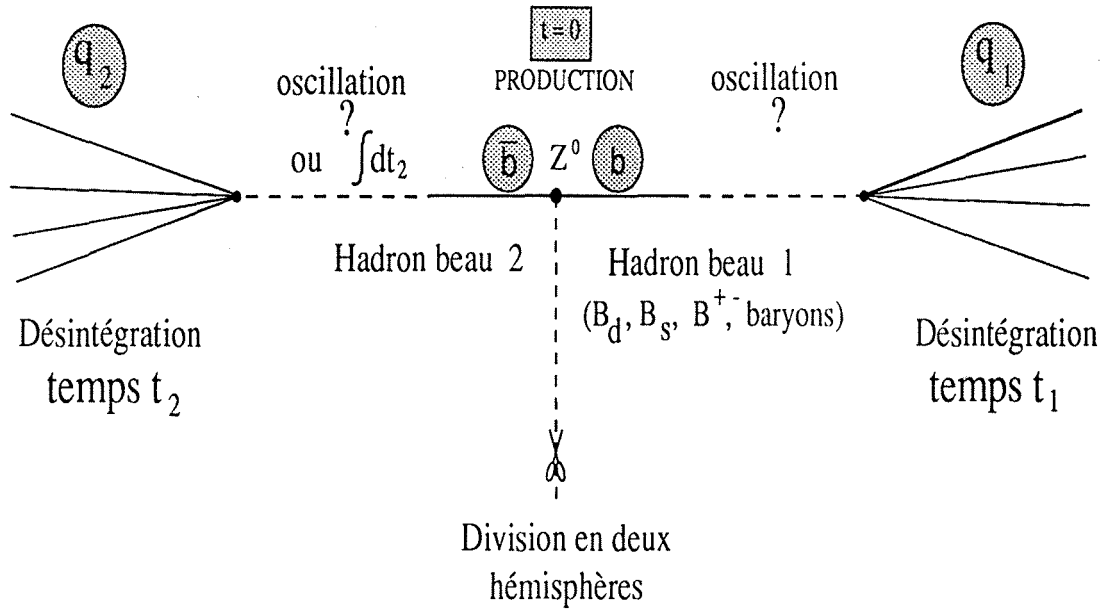


Figure 3.1: Principe des mesures d'oscillation dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ au LEP.

différentes méthodes d'étiquetage. La détermination de la charge à la production, repose soit sur l'utilisation de désintégrations semileptoniques directes, soit sur la méthode de la charge du jet, généralement dans l'hémisphère opposé à la mesure du temps de vol. Pour déterminer la charge à la désintégration, dans l'hémisphère de mesure du temps de vol, les mêmes méthodes sont appliquées dans les analyses inclusives ; l'on peut également sélectionner des canaux exclusifs de désintégration de B_d^0 en D^{*+} et de B_s^0 en D_s^{*-} (voir § 3.4.2).

Le principe des méthodes de mesure est illustré sur la figure 3.1 :

- Au LEP et à la résonance $\Upsilon(4s)$, des paires de hadrons beaux sont produites. A l'instant de production $t = 0$, les charges des quarks b dans les deux hadrons beaux sont donc opposées.
- Les produits de désintégration du hadron beau 1, permettent de déterminer la charge q_1 du quark b dans le hadron à l'instant t_1 de sa désintégration. De même, les produits de désintégration du hadron 2 nous informent sur la charge q_2 du quark b dans le hadron 2 à l'instant t_2 .
- Si aucun des hadrons beaux n'a oscillé en son antiparticule, (ou si les deux hadrons beaux ont oscillé), le produit des charges $q_1 q_2$ est négatif ; par contre ce produit de charges est positif si l'un des hadrons beaux a oscillé.

La fonction de corrélation de charges compare le nombre $N^{+-, -+}$ d'événements pour lesquels les charges q_1 et q_2 des quarks étiquetées sont de signes opposés, au nombre $N^{++, --}$

3.2. Production des mésons B^0 .

d'événements de même signe :

$$QQ = \frac{N^{+-,-+} - N^{++,-}}{N^{+-,-+} + N^{++,-}} \quad (3.1)$$

La corrélation de charges est reliée à la probabilité d'oscillation. En effet, dans le cas idéal d'un échantillon pur en $b\bar{b}$, et pour un étiquetage parfait de la charge du quark beau :

- $N^{+-,-+}$ est le nombre événements pour lesquels aucun des deux hadrons n'a oscillé, ou bien deux oscillations ont eu lieu.
- $N^{++,-}$ est le nombre événements pour lesquels un seul des deux hadrons a oscillé.

On peut mesurer QQ en fonction des temps t_1 ou (et) t_2 (mesures dépendantes du temps), ou effectuer un simple comptage des événements suivant le produit de charges $q_1 q_2$, sans mesurer t_1 ni t_2 (mesures intégrées).

3.2 Production des mésons B^0 .

3.2.1 La résonance $\Upsilon(4s)$

La résonance $\Upsilon(4s)$, formée d'une paire de quarks $b\bar{b}$ dont la masse (10.58 GeV) est supérieure au seuil de production d'une paire de mésons $B\bar{B}$, se désintègre soit en paires $B_d^0 \bar{B}_d^0$, dans environ 50% des cas, soit en paires $B^+ B^-$ (par conservation de la charge électrique). Les mésons B_s^0 et les baryons beaux, trop lourds, ne sont pas produits.

La section efficace de production de hadrons en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ est une fonction de Breit-Wigner :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow \text{hadrons}) = \frac{(2J+1)\pi}{s} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{(\sqrt{s} - M_\Upsilon)^2 + \frac{\Gamma_\Upsilon^2}{4}}$$

où Γ_Υ , Γ_{ee} , et Γ_{had} désignent les largeurs de la résonance, totale et partielles en e^+e^- et hadrons, et J le moment angulaire total. La section efficace de production de paires de mésons beaux à l' $\Upsilon(4s)$ est de l'ordre de 1.2 nb, et jusqu'à ce jour, environ 2.5 millions de paires $b\bar{b}$ ont été produites, sur les expériences ARGUS de DORIS et CLEO de CESR. Nous ne mentionnons pas ici l'expérience CUSB, car l'absence d'aimant ne lui permettait pas de mesurer les charges.

3.2.2 Production au LEP

Les quarks beaux produits par la désintégration électrofaible du Z^0 s'hadronisent (Fig. 3.2), en hadrons beaux accompagnés d'autres particules. Les produits de l'hadronisation se désintègrent en particules qui seront finalement observées dans le détecteur.

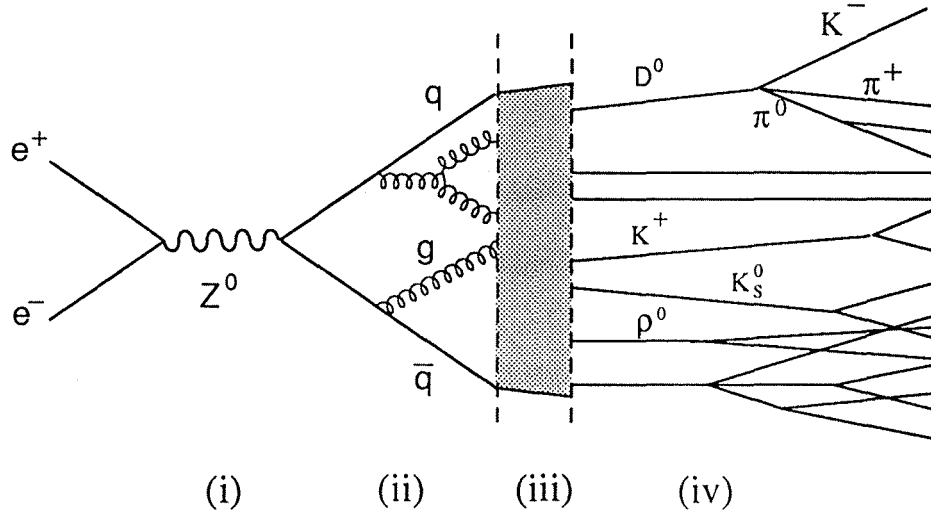


Figure 3.2: Production électrofaible d'une paire de quarks (i) dont l'hadronisation est simulée par la cascade de partons (ii) suivie de la fragmentation (iii), et de la désintégration des particules de fragmentation (iv).

Dans cette section, nous détaillerons chacune des étapes de la production, ainsi que les caractéristiques des hadrons beaux produits, en nous basant sur le modèle utilisé dans la simulation des événements physiques d'ALEPH.

Production de paires de quarks $b\bar{b}$.

La section efficace de production de paires fermion-antifermion par interaction électrofaible inclue les contributions dues à l'échange du photon et du Z^0 . Au voisinage du pôle du Z^0 , on ne considère que la contribution du Z^0 , car la contribution du photon est négligeable, et le terme d'interférence $\gamma - Z$ s'annule dans l'approximation de Born :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) =$$

$$N_c f_{QCD} (\beta \frac{3-\beta^2}{2} v_f^2 + \beta^3 a_f^2) \times \frac{G_F}{32\pi} (v_e^2 + a_e^2) \frac{M_Z^4 s}{(s - M_Z^2)^2 + (s \Gamma_Z / m_Z)^2}$$

Le facteur de couleur N_c vaut 3 pour les quarks et 1 pour les leptons. Le facteur f_{QCD} tient compte des corrections QCD, le terme $\beta = \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{s}}$ correspond à la vitesse du fermion de masse m_f . $a_{e,f}$ et $v_{e,f}$ sont les charges électrofaibles axiale et vectorielle des électrons e^+e^- initiaux et des fermions $f\bar{f}$ finals, définies par :

$$a = 2I_W^3 ; v = 2I_W^3 - 4Q \sin^2 \theta_W$$

où I_W^3 est l'isospin du fermion (1/2 pour un fermion "up" et -1/2 pour un fermion "down"), et Q sa charge électrique.

3.2. Production des mésons B^0 .

La théorie électrofaible prédit correctement les observations expérimentales suivantes [1] :

- La section efficace de production ¹ d'événements hadroniques au pôle du Z^0 vaut :

$$\sigma_h^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2} = 41.49 \pm 0.12 \text{ nb}$$

- La fraction d'événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ dans les événements hadroniques vaut :

$$R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = 0.2202 \pm 0.0020$$

Sur l'expérience Aleph, entre 1991, année d'installation du détecteur de microvertex, et 1993, environ $1.7 \cdot 10^6$ événements hadroniques ont été enregistrés, correspondant à 370 000 paires $b\bar{b}$ produites.

Modélisation de l'hadronisation.

Le mécanisme d'hadronisation des quarks est modélisé suivant deux étapes dans la simulation des événements d'ALEPH [2] :

- *Une phase à haute énergie, où les calculs perturbatifs de QCD sont applicables :*

Pour décrire cette phase, le modèle itératif de la cascade de partons [3] est considéré comme le plus adapté. Ce modèle basé sur l'approximation des logarithmes dominants, utilise l'équation d'Altarelli-Parisi [4] pour décrire les probabilités des transitions (production et émission de gluons et de paires quark-antiquark), au cours de l'évolution de la cascade partonique. La cascade est stoppée lorsque la masse effective des partons devient inférieure à une masse de seuil : m_{min} pour les gluons sans masse, et $m_{min}/2 + \sqrt{m_{min}^2/4 + m_q^2}$ pour les quarks de masse m_q .

- *Une phase de fragmentation, où les calculs perturbatifs de QCD ne sont plus valables :*

Cette phase, où les hadrons se constituent à partir des partons finaux de la cascade partonique, est modélisée par l'algorithme des cordes, développé par le groupe de LUND [5]. Ce modèle simule le confinement des quarks dans un hadron par un tube de flux de couleur, aux lignes de champ s'étirant telles des cordes entre un quark q_i et un antiquark $\bar{q}_i$ s'éloignant l'un de l'autre. Les cordes, dont la tension est constante, se rompent dès que la distance entre les quarks dépasse 1-1.5 fm, pour créer une nouvelle paire $q_{i+1}\bar{q}_{i+1}$, emportant une fraction de l'énergie du quark initial q_i . Cette opération est répétée entre les quarks q_i et q_{i+1} (Fig. 3.3).

¹ σ_h^0 est ici défini avant corrections radiatives. La section efficace mesurée, dégradée par l'émission de photons par les électrons dans l'état initial, est plus faible d'environ 30%.

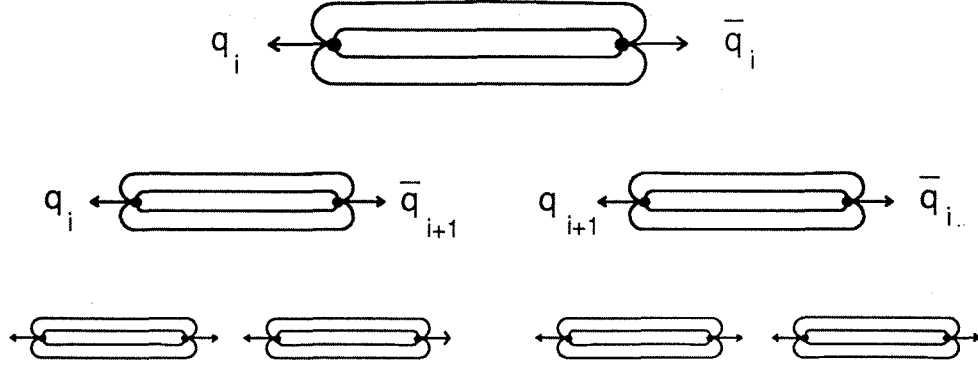


Figure 3.3: Représentation schématique de l'algorithme de LUND utilisé pour simuler la fragmentation.

Caractéristiques des hadrons beaux

- **Composition**

La probabilité de produire une nouvelle paire de quarks diminue quand la masse m associée à la saveur, et l'impulsion transverse $p_\perp$ par rapport à la direction initiale du quark q_i augmentent.

$$Prob_{paire} = e^{-\frac{\pi}{k}(m^2 + p_\perp^2)} \text{ avec } \frac{\pi}{k} \approx (250 \text{ MeV})^{-2}$$

La distribution en $p_\perp$ du quark q_{i+1} est supposée gaussienne ; l'impulsion transverse de l'antiquark produit simultanément est opposée à celle de q_{i+1} .

Cette modélisation implique un taux de B_s^0 produits différent du taux de B_d^0 et de mésons beaux chargés. En prenant :

$$m_u \approx m_d \approx 150 \text{ MeV} ; m_s \approx 300 \text{ MeV},$$

l'on attend un rapport de suppression $\frac{s}{u}$ de production de B_s^0 , par rapport aux B chargés ou aux B_d^0 de 0.34. Compte tenu des incertitudes théoriques sur les masses des quarks et sur la modélisation, le rapport de suppression est fixé à 0.3 dans la simulation.

On peut ajuster le rapport de suppression en mesurant le spectre en impulsion des kaons dans les données. Compte-tenu de l'incertitude sur les autres paramètres de la simulation, notamment le paramètre b de la fonction de LUND (Eq. 3.2, paragraphe suivant), le spectre en impulsion des kaons est correctement décrit pour une valeur du rapport de suppression $\frac{s}{u}$ comprise entre 0.22 et 0.3.

La formation de baryons constitués de 3 quarks demande davantage d'énergie que la formation de mésons, et on simule une fraction de baryons de 10%. On rend compte convenablement des spectres en impulsion des baryons Λ observés dans les données, moyennant un ajustement empirique des paramètres de production.

3.2. Production des mésons B^0 .

En résumé, ces modèles prédisent environ 40% de B_d^0 , la même fraction de B chargés, 10% de B_s^0 et 10% de baryons. La sensibilité de l'analyse inclusive des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ à la fraction de B_d^0 et de B_s^0 sera discutée aux chapitres 8 et 9.

• Spectre en impulsion

La somme des impulsions transverses des quarks ($q_i \bar{q}_{i+1}$) constituant le hadron H donne son impulsion transverse totale. Au lieu de l'impulsion longitudinale de H, on préfère utiliser la variable z ($\approx$ fraction d'énergie initiale emportée par le hadron) qui lui est directement reliée, mais qui est invariante de Lorentz (parallèlement à la direction des quarks initiaux):

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{\text{Hadron}}}{(E + p_{\parallel})_{q_i}}$$

La distribution de z est donnée par la fonction dite de fragmentation. La fonction de LUND :

$$f(z) \sim \frac{1}{z} (1-z)^a \exp\left(\frac{-b(m^2 + p_{\perp}^2)}{z}\right) \quad ; \quad a = 0.5 \quad (3.2)$$

est bien adaptée à la description de la fragmentation des quarks légers (u,d,s). Par contre elle donne un spectre en z trop dur pour les quarks lourds (c,b), et on utilise dans ce cas la fonction de fragmentation de Peterson [6] :

$$f(z) \sim \frac{1}{z} \frac{1}{(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2} \quad (3.3)$$

où $\epsilon_q \sim 1/m_q^2$ est le paramètre de fragmentation du quark q .

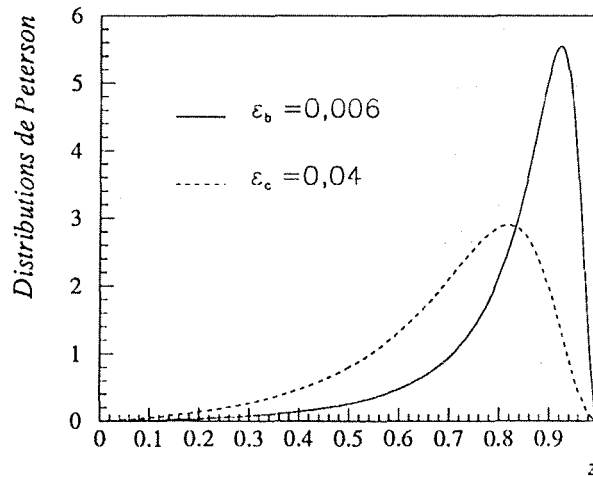


Figure 3.4: Distribution de la fraction z d'énergie emportée par les hadrons beaux (trait plein) et charmés (pointillé), suivant la fonction de fragmentation de Peterson.

Les valeurs de ϵ_c et ϵ_b sont fixés respectivement à 0.04 et à 0.006 dans la simulation, en accord avec l'étude du spectre d'énergie du D^{*+-} [7], et avec l'étude du spectre en impulsion et impulsion transverse des leptons dans les désintégrations des hadrons lourds [8]. La distribution de z pour les hadrons beaux et charmés, prévue par la fonction de Peterson, est illustrée sur la figure 3.4. Compte-tenu de l'énergie de 45.6 GeV du faisceau, on attend une impulsion moyenne des hadrons beaux d'environ 30 GeV.

• Temps de vie des hadrons beaux

Lors de l'hadronisation, les hadrons beaux produits dans des états excités se désintègrent principalement par interaction forte ou électromagnétique, en des hadrons beaux dans l'état fondamental accompagnés d'un photon ou de plusieurs hadrons légers. Les états fondamentaux se désintègrent suivant l'interaction faible, qui confère un temps de vie mesurable (≈ 1.5 ps) aux hadrons beaux.

Au premier ordre, on peut traiter la désintégration faible des hadrons beaux selon le modèle du quark spectateur, où seul le quark lourd b subit le changement de saveur, et le quark léger (quark "spectateur") ne participe pas à la désintégration. Si la désintégration des hadrons beaux était correctement décrite par le modèle des quarks spectateurs, leurs temps de vie seraient égaux, aux facteurs d'espace de phase près :

$$\tau_{B^{+,-}} = \tau_{B_d} = \tau_{B_s} = \tau_{\Lambda_b}$$

Néanmoins des interférences destructrices entre les diagrammes spectateurs interne et externe conduisant au même état final, réduisent la largeur de désintégration des mésons beaux chargés (Fig. 3.5). Dans une moindre mesure, des interférences dues à la statistique de Fermi entre quarks identiques dans l'état final (Fig. 3.5), tendent également à diminuer la largeur non leptonique et à augmenter le temps de vie des $B^{+,-}$, et des Λ_b . D'autres processus, non spectateurs, contribuent à des différences de temps de vie entre les hadrons beaux :

- Annihilation des quarks dans l'état initial dans le cas des mésons B chargés ; cette contribution, proportionnelle à $|V_{ub}|^2$, est négligeable.
- Echange de W dans la voie t entre les quarks initiaux ; cet effet doit être négligeable pour les mésons, par des arguments de conservation d'hélicité, mais pas pour les baryons comme le Λ_b , qui voit son temps de vie réduit. Cet effet de réduction du temps de vie du Λ_b est beaucoup plus important que l'effet des interférences de Fermi agissant en sens inverse.

Ces arguments qualitatifs conduisent à la hiérarchie suivante sur les temps de vie des hadrons beaux :

$$\tau_{B^{+,-}} > \tau_{B_s} \approx \tau_{B_d} > \tau_{\Lambda_b}$$

Globalement, l'on s'attend à des différences de temps de vie de l'ordre de 10 %, mais les incertitudes théoriques sur les corrections QCD aux divers processus, et sur les modèles de désintégration sont importantes.

3.2. Production des mésons B^0 .

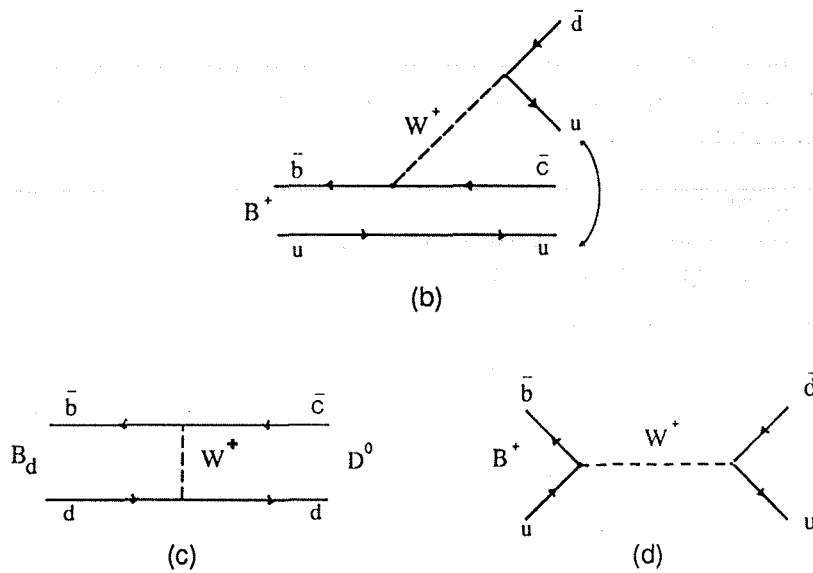
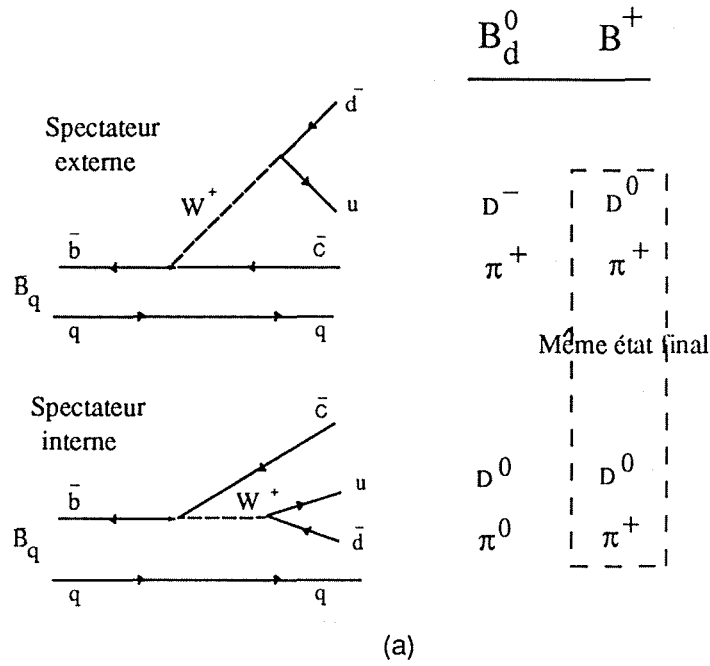


Figure 3.5: Exemples illustrant les différents processus de désintégration des hadrons beaux : diagrammes spectateur interne et externe (a), interférence de Fermi (b), diagramme d'échange (c) et d'annihilation (d).

Les résultats les plus récents des mesures exclusives et inclusive du temps de vie des hadrons beaux, résumés dans la table 3.1. Les résultats des mesures exclusives sont extraits de [9], tandis que la mesure inclusive est tirée de [10].

Hadron beau	Temps de vie (ps)
Mésons chargés B^{+-}	$1.652 \pm 0.070 \text{ ps}$
Mésons B_d^0	$1.614 \pm 0.087 \text{ ps}$
Mésons B_s^0	$1.54 \pm 0.15 \text{ ps}$
Baryon Λ_b	$1.16 \pm 0.10 \text{ ps}$
Moyenne inclusive (PDG)	$1.537 \pm 0.021 \text{ ps}$

Tableau 3.1: Résumé des mesures les plus récentes du temps de vie des hadrons beaux.

3.3 Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps

Nous venons d'exposer les processus de production de hadrons beaux ainsi que leurs caractéristiques. Le cadre expérimental étant défini, nous abordons à présent les techniques de mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$.

On peut mesurer la fonction de corrélation de charges (Eq. 3.1) moyennée sur le temps de désintégration des deux hadrons beaux (Fig. 3.1) : on parle alors de "mesures intégrées" par opposition aux mesures dépendantes du temps qui seront évoquées dans la section suivante. L'expression de la fonction de corrélation de charges en fonction du taux moyen d'oscillation χ , dépend du mode de production de la paire de hadrons beaux, à l' $\Upsilon(4s)$ ou au LEP, et de la méthode d'étiquetage de la charge du quark b dans le hadron.

Après avoir défini le taux moyen d'oscillation χ_j et son lien avec la différence de masse Δm_j (§ 3.3.1), nous expliciterons la méthode de mesure du taux moyen χ_d d'oscillation des mésons B_d^0 à la résonance $\Upsilon(4s)$ (§ 3.3.2), réalisée à partir d'événements comportant deux leptons.

A l'énergie plus élevée du Z^0 , non seulement des mésons B_d^0 mais aussi des mésons B_s^0 sont produits. Le taux moyen d'oscillation χ mesuré au LEP (§ 3.3.3) est alors une combinaison du taux moyen χ_d d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ et du taux moyen χ_s d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. Par ailleurs, une méthode d'étiquetage par la "charge du jet", que nous détaillerons, complète l'étiquetage par les leptons.

3.3. Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps

3.3.1 Probabilité moyenne d'oscillation.

La probabilité d'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$, moyennée sur le temps t de désintégration du méson beau, s'exprime en fonction de la différence de masse Δm (§ 2.3.1) et du temps de vie τ_b du méson beau :

$$\chi_j = \int_{t=0}^{\infty} \text{Prob}(B_j^0 \rightarrow \overline{B}_j^0)(t) dt \quad (j = d, s)$$

$$= \int_{t=0}^{\infty} \frac{1 - \cos(\Delta m t)}{2} \times \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} dt = \frac{x_j^2}{2(1 + x_j^2)} \quad \text{avec} \quad x_j = \Delta m_j \times \tau_b$$

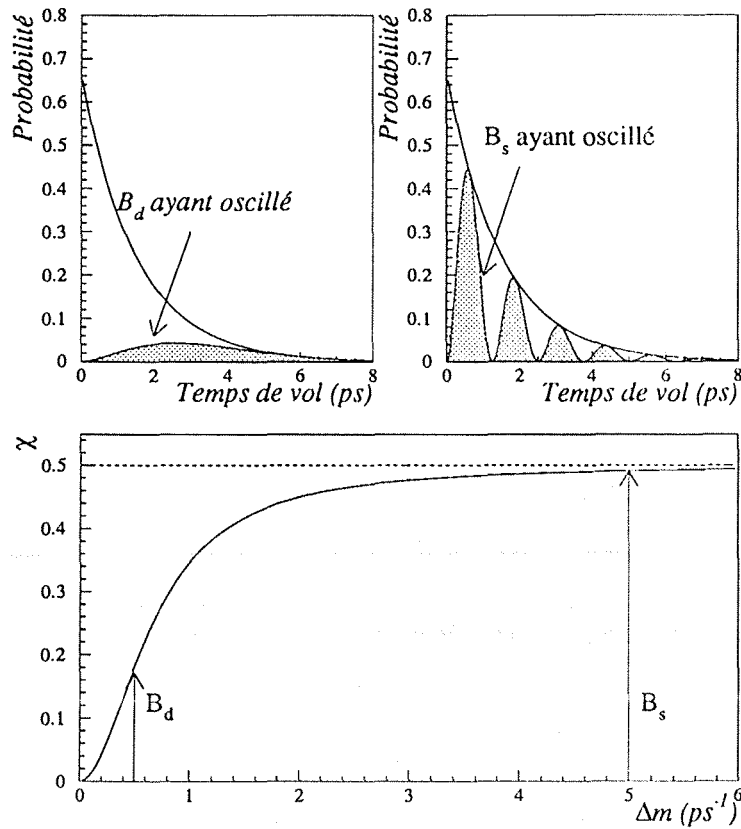


Figure 3.6: Le taux d'oscillation χ_j moyenné sur le temps correspond à l'aire (grisé) de la courbe de probabilité d'observer un méson $\overline{B}_j^0$ partant d'un état initial B_j^0 (courbe du haut). La courbe du bas représente χ_j en fonction de la différence de masse Δm_j des états physiques.

La quantité χ_d , taux moyen d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, est sensible à la différence de masses Δm_d (Fig. 3.6). Par contre, aux grandes valeurs de Δm_s , telles qu'attendues dans le Modèle Standard, χ_s sature à 0.5, et sa sensibilité à Δm_s est faible.

3.3.2 Mesure à la résonance $\Upsilon(4s)$

A la résonance $\Upsilon(4s)$, les mésons $B^{+,-}$ et les mésons B_d^0 sont produits quasiment au repos (impulsion $\approx 200\text{-}300\text{ MeV}$), et la mesure du temps de vol est impraticable. On mesure donc le taux moyen χ_d d'oscillation des mésons B_d^0 , duquel on déduit la valeur de Δm_d .

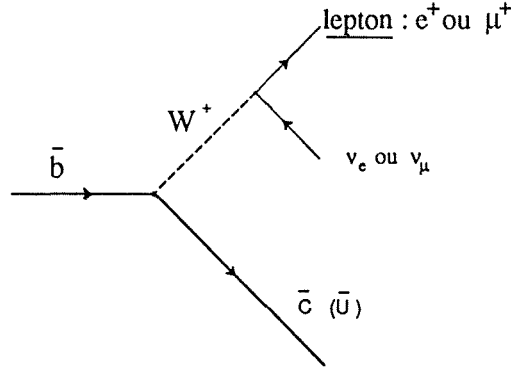


Figure 3.7: Etiquetage de la charge du quark b , par sélection de désintégration semileptoniques directes de hadrons beaux.

Pour déterminer la charge du quark beau dans le méson beau à la désintégration, on sélectionne des désintégrations semileptoniques directes des hadrons beaux (Fig. 3.7) ; la charge du lepton est alors de même signe que celle du quark beau parent. Un échantillon d'événements dits "dileptons", comportant deux désintégrations semileptoniques de ce type, est utilisé pour l'analyse.

La probabilité χ_d est obtenue à partir de la fonction de corrélation de charges des deux leptons (§ 3.1). A la résonance $\Upsilon(4s)$, la paire de mésons $B_1 B_2$ est produite dans un état de $CP = -1$:

$$\frac{|B(t_1)\bar{B}(t_2)|}{\sqrt{2}} > - \frac{|\bar{B}(t_1)B(t_2)|}{\sqrt{2}}$$

Les mésons B ne sont donc pas indépendants : ils oscillent en phase jusqu'à ce que l'un des deux mésons beaux se désintègre à l'instant t_1^d , le second méson étant de nature opposée. Tout ce passe comme si seul le second méson oscillait à partir de t_1^d : le lepton 1 donne alors la charge du quark b (avec un signe -) dans le second méson à l'instant initial, tandis que le lepton 2 la charge de quark b dans le méson 2 à l'instant t_2^d où il se désintègre.

Si f_d désigne la fraction de paires $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ présentes dans l'échantillon dileptons, et si l'on ignore les bruits de fond, la fonction de corrélation de charge des leptons s'écrit :

$$QQ = [(1 - \chi_d)(+1) + \chi_d(-1)] \times f_d + (+1) \times (1 - f_d) = 1 - 2f_d\chi_d$$

3.3. Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps

A partir de la mesure de χ_d , et ayant mesuré par ailleurs la durée de vie du méson B_d^0 , on en déduit Δm_d :

$$\left. \begin{array}{l} \chi_d = 0.168 \pm 0.024 [11] \\ \tau_{B_d} = 1.614 \pm 0.087 \text{ ps} [9] \end{array} \right\} \Rightarrow \Delta m_d = 0.442 \pm 0.054 \text{ ps}^{-1}$$

3.3.3 Mesures au LEP

Deux aspects différencient l'environnement du LEP de celui de la résonance $\Upsilon(4s)$.

Tout d'abord, au lieu d'être produits au repos, les hadrons beaux sont émis approximativement dos à dos, avec chacun une énergie moyenne d'une trentaine de GeV. Il est donc possible de diviser l'événement en deux hémisphères, séparés par un plan perpendiculaire à la direction moyenne de la paire de quarks $b\bar{b}$.

Ensuite, l'énergie disponible au LEP dans le centre de masse, est telle que les hadrons beaux sont accompagnés de nombreux produits de fragmentation (la multiplicité chargée, de l'ordre de 30 en moyenne, est trois fois plus élevée qu'à l' $\Upsilon(4s)$). Ceci a pour conséquence qu'au lieu d'être produits dans un état cohérent, les deux hadrons beaux le sont de manière indépendante dans les deux hémisphères : il n'existe pas de corrélation de charge ni d'espèce entre le hadron beau produit dans un hémisphère et celui produit dans l'autre. Les abondances relatives de B_d^0 , B_s^0 , $B^{+,-}$ et baryons beaux sont, dans chacun des hémisphères, celles présentées au § 3.2.2.

Mesure du taux moyen de mélange χ par la méthode des dileptons

En pratique, la direction de la paire $b\bar{b}$ est approchée par l'axe de poussée, défini comme la direction $\vec{t}$ par rapport à laquelle la poussée T :

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

reliée à la composante parallèle de l'impulsion de tous les objets i neutres et chargés reconstruits dans le détecteur, est maximale. L'événement peut être divisé en deux hémisphères selon un plan orthogonal à l'axe de poussée et passant par le point d'interaction. Chaque hémisphère contient en moyenne les produits de fragmentation et de désintégration de l'un des quarks beaux produits initialement, et les hadrons beaux sont ainsi séparés. L'émission d'un gluon dur, à grand angle, par l'un des quarks initiaux peut engendrer un jet, et la direction de l'axe de poussée ne reproduira plus celle de la paire $b\bar{b}$ initiale. Mais cet effet est faible ; pour seulement 1% des événements, les deux hadrons beaux seront dans le même hémisphère.

Définissons les quantités f_d , f_s , et f_{autres} , comme l'abondance relative, dans l'échantillon sélectionné, de B_d^0 , de B_s^0 , de mésons chargés et de baryons beaux, respectivement. Dans le cas de la méthode des dileptons, par exemple, f_d est égal au taux de production de mésons

B_d^0 (§ 3.2.2), multiplié par le rapport d'embranchement semileptonique du B_d^0 (où nous négligeons pour l'instant les leptons provenant de la cascade $b \rightarrow c \rightarrow l$, et autres bruits de fond), et renormalisé de manière à ce que $f_d + f_s + f_{autres} = 1$. La quantité mesurable est le taux d'oscillation χ , moyenné sur le temps et pondéré par les abondances relatives du B_d^0 et du B_s^0 :

$$\chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s \quad (3.4)$$

χ est directement accessible par la méthode des dileptons. En effet, pour un échantillon pur de N événements dileptons et en l'absence de bruit de fond, la corrélation de charges s'écrit :

$$QQ = \frac{N \overbrace{((1 - \chi)^2 + \chi^2)}^{\text{Aucune ou double oscillation}} (+1) + N \overbrace{2\chi(1 - \chi)}^{1 \text{ seule oscillation}} (-1)}{N} = (1 - 2\chi)^2$$

Notons que QQ pour les événements dileptons s'exprime différemment en fonction de la probabilité de mélange qu'à la résonance $\Upsilon(4s)$, où les paires de mésons sont produites dans un état cohérent.

Mesure du taux moyen de mélange par la méthode de la charge du jet

L'efficacité globale de sélection de désintégrations semileptoniques inclusives du b est de l'ordre de 10%, compte-tenu du rapport d'embranchement semileptonique ($\approx 10\%$ pour les électrons ou les muons), de l'efficacité d'identification des leptons ($\approx 50\%$), et du fait qu'on utilise à la fois les électrons et les muons (facteur 2). Comme ce facteur d'efficacité affecte indépendamment les deux hémisphères, l'efficacité de sélection d'événements dileptons est globalement d'environ 1%, normalisée au nombre de paires $b\overline{b}$ produites.

Une méthode différente [12], consiste à ne sélectionner qu'un seul lepton par événement tandis que la "charge du jet" est utilisée pour déterminer la charge du quark dans l'hémisphère opposé. Cette méthode permet d'augmenter la statistique disponible d'environ un facteur 10.

La charge du jet est obtenue en pondérant les charges q_i des traces chargées d'un hémisphère par leur composante d'impulsion $p_{i\parallel}$ parallèle à l'axe du poussée :

$$Q_J = \frac{\sum_i q_i p_{i\parallel}^\kappa}{\sum_i p_{i\parallel}^\kappa} \quad (3.5)$$

Pour un anti-quark beau de charge positive, la distribution de la charge du jet obtenue à partir de ses fragments est quasi-gaussienne, de moyenne positive (Fig. 3.8). L'exposant κ est optimisé empiriquement, de manière à obtenir le meilleur rapport moyenne/largeur, qui minimise la probabilité de se tromper de signe. Pour les quarks beaux, cette probabilité d'erreur est de l'ordre de 1/3, pour le choix optimal de l'exposant $\kappa = 0.5$.

3.3. Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps

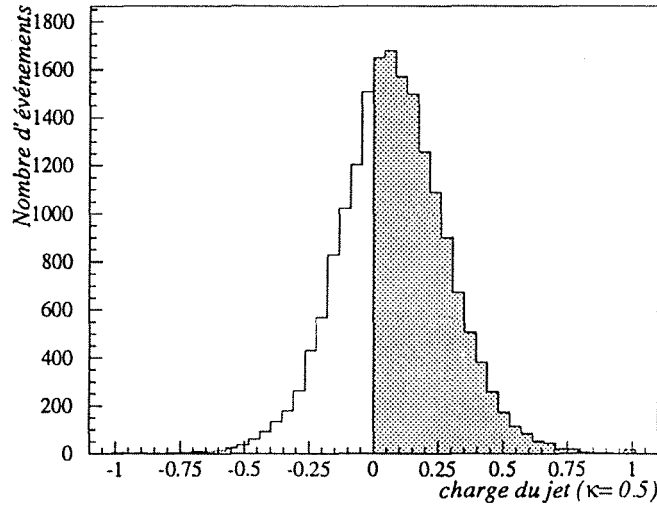


Figure 3.8: Distribution de la charge du jet engendré par un antiquark beau.

La quantité mesurable, sensible au taux de mélange, est la "charge du jet signée par le lepton", définie comme la moyenne sur l'échantillon de paires lepton-jet, du produit de la charge du lepton par la charge du jet dans l'hémisphère opposé (le tout changé de signe par convention) :

$$Q_{lH} = - \langle \text{Charge lepton} \times \text{Charge du Jet} \rangle_{\text{événements}} \quad (3.6)$$

Cette quantité est une généralisation de la fonction de corrélation de charges. Elle lui est strictement équivalente si les charges mises en jeu sont discrètes (± 1), comme c'est le cas de la méthode des dileptons (en remplaçant la charge du jet par la charge du second lepton) :

$$QQ = \frac{N^{+-,-+} - N^{++,-}}{N^{+-,-+} + N^{++,-}} = - \frac{N^{+-,-+} \times (-1) + N^{++,-} \times (+1)}{N^{+-,-+} + N^{++,-}}$$

Pour la méthode de la charge du jet où la distribution de charge est continue, on peut montrer (Chap. 6) que la charge moyenne utilise au mieux l'information statistique, comparée à la fonction de corrélation.

En pratique, l'augmentation du nombre d'événements utilisables dans la méthode de la charge du jet, est partiellement compensée par la dégradation de la mesure de la charge du quark. Définissons η comme la probabilité de se tromper de signe dans l'hémisphère opposé au lepton. L'on trouve $\eta \approx 0.34$ pour la charge du jet (Fig. 3.8). Dans le cas de l'étiquetage de la charge du quark b par un lepton, η serait nul si l'échantillon consistait uniquement en désintégrations semileptoniques directes de quarks b ; en pratique, $\eta \approx 0.08$, principalement à cause des désintégrations semileptoniques en cascade (Fig. 3.9) ².

²On ne tient pas compte des oscillations du hadron beau parent du lepton dans la fraction d'erreurs de signe, car en pratique, l'information sur le mélange contenue dans le signe du lepton est considérée dans l'ajustement.

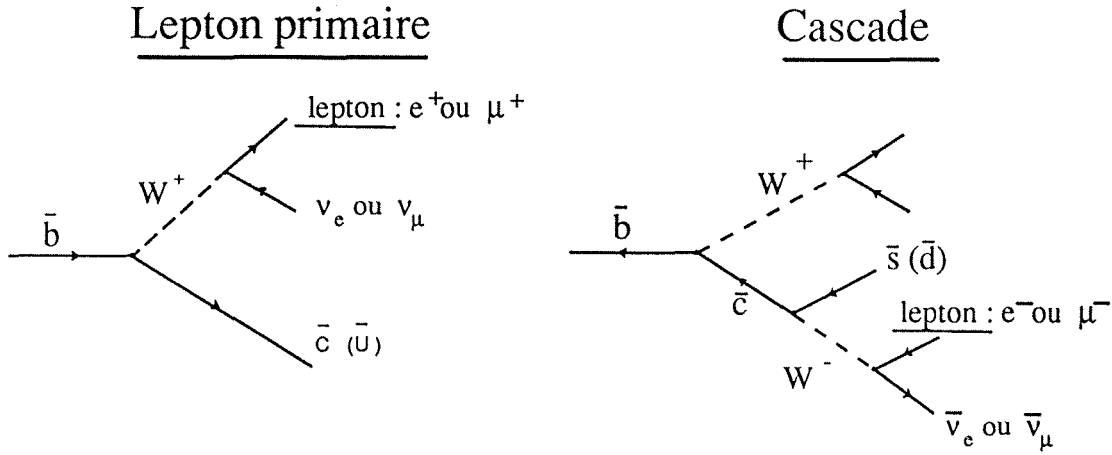


Figure 3.9: Désintégration semileptonique de type cascade (à droite), comparée à une désintégration semileptonique directe (à gauche). Dans les désintégrations de type cascades, le charge du lepton est opposée au signe de la charge du quark beau parent.

L'on peut montrer que la précision statistique de la mesure est proportionnelle au facteur de qualité :

$$FQ = \sqrt{N} \times (1 - 2\eta)$$

où N est la taille de l'échantillon après coupures. En effet la probabilité η de se tromper de signe atténue l'amplitude du signal par un facteur $(1 - 2\eta)$. Compte tenu des chiffres ci-dessus, le rapport des facteurs qualité, pour la méthode de la charge du jet à celui des dileptons, vaut :

$$G = \sqrt{10} \times \frac{1 - 2 \times 0.34}{1 - 2 \times 0.08} \approx 1.20$$

La sensibilité statistique est donc un peu plus élevée avec la méthode de la charge du jet. Notons cependant que ce calcul est très grossier : nous verrons au cours de ce mémoire qu'il est possible d'améliorer les performances de la charge du jet, que le traitement des événements dileptons est différent du traitement des événements lepton-jet, et que les erreurs systématiques affectent différemment les deux méthodes.

3.3.4 Résumé des résultats des mesures intégrées.

Les résultats des expériences ARGUS et CLEO sur χ_d , et des mesures du LEP sont résumés sur la figure 3.10 [11].

3.3. Mesure de la probabilité de mélange moyennée sur le temps

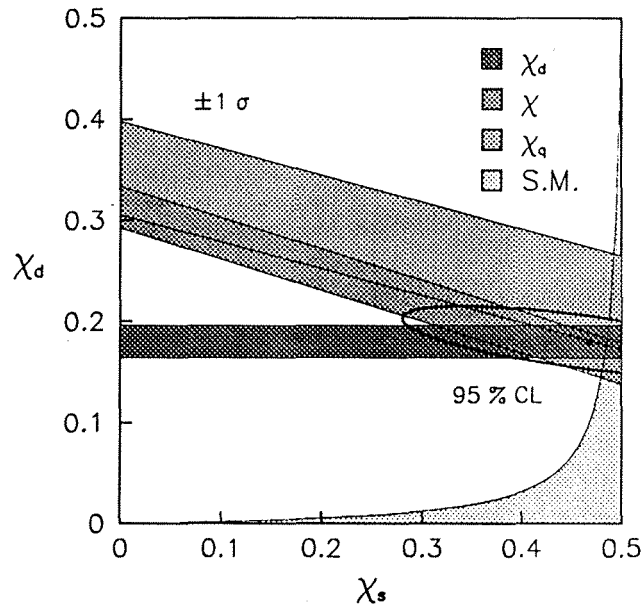


Figure 3.10: Contraintes dans le plan χ_d, χ_s , obtenues avec les méthodes intégrées : mesure à l' $\Upsilon(4s)$ (notée χ_d), au LEP par les dileptons (χ), et par la méthode de la charge du jet (χ_q). Ces mesures sont comparées à la contrainte d'unitarité de la matrice de CKM (S.M.).

Les mesures intégrées au LEP donnent des contraintes dans le plan $\{\chi_d, \chi_s\}$. Notons que la charge du jet est sensible aux oscillations des hadrons beaux dans l'hémisphère opposé au lepton, comme nous le verrons au chapitre 6, ainsi qu'au type de hadron beau (B_d^0, B_s^0 ou autre) produit. L'expression de la charge du jet, pour un antiquark b initial, s'écarte légèrement de la somme de χ_d et de χ_s simplement pondérés par les taux de production f_d et f_s du B_d^0 et du B_s^0 , que l'on attendrait pour un lepton (Eq. 3.4). Notons f'_d et f'_s les coefficients de pondération, que nous expliciterons au chapitre 6.

Donc, si l'on oublie le bruit de fond :

- la fonction de corrélation de charges dans la méthode des dileptons s'exprime en fonction de χ_d et χ_s selon :

$$QQ_{dileptons} \equiv (1 - 2f_d\chi_d - 2f_s\chi_s)^2 \quad (3.7)$$

- La charge Q_{lH} du jet signée par le lepton, est le produit de la charge moyenne de lepton (pour un quark b initial positif), par la charge moyenne du jet, et fournit une contrainte dans le plan $\{\chi_d, \chi_s\}$ légèrement différente de celle donnée par la méthode des dileptons.

$$Q_{lH} \equiv (1 - 2f_d\chi_d - 2f_s\chi_s) \times (1 - 2f'_d\chi_d - 2f'_s\chi_s) \quad (3.8)$$

Ceci se traduit par des pentes légèrement différentes (Fig. 3.10) dans le plan $\{\chi_d, \chi_s\}$.

Tous les résultats des mesures intégrées sont compatibles entre eux et avec la contrainte d'unitarité de la matrice de CKM. Leur combinaison permet de contraindre Δm_s à 95% de niveau de confiance :

$$\chi_s > 0.22 \Rightarrow \Delta m_s > 0.55 \text{ ps}^{-1} [11]$$

3.4 Mesures directes de la dépendance temporelle du mélange

Cette section est une introduction aux techniques de mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ en fonction du temps. Tout d'abord, nous introduirons au § 3.4.1 le formalisme général de la mesure de la dépendance temporelle des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$: forme générale du produit moyen des charges du quark b à la production et à la désintégration, en supposant parfaits la résolution temporelle et l'étiquetage de la charge des quarks. Nous distinguerons au § 3.4.2 les méthodes inclusives des méthodes exclusives consistant à enrichir l'échantillon de données en B_d^0 ou en B_s^0 , par leur désintégration en D^* ou en D_s , respectivement. Si les méthodes d'étiquetage de la charge du quark b à la production (§ 3.4.3) sont communes à toutes les méthodes, la philosophie de la reconstruction du temps de vol et la résolution temporelle dépendent du type de méthode (inclusive ou exclusive) adoptée, tout comme la technique d'étiquetage de la charge du quark b à la désintégration (§ 3.4.4).

3.4.1 Formalisme général

Seules les expériences du LEP ont pu jusqu'ici mesurer la dépendance temporelle des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$. Le principe est le suivant : pour un hadron beau donné, soient

- q_0 le signe de la charge du quark b dans le hadron beau à l'instant de production.
- $q_d(t)$ le signe de la charge du quark b à l'instant t de désintégration.

Pour un échantillon de hadrons beaux, le produit $q_0 q_d(t)$ moyenné sur les événements est simplement relié à la probabilité d'oscillation P_{osc} (§ 2.3.2) :

$$\overline{Q}(t) = \langle q_0 q_d(t) \rangle = P_{osc}(-1) + (1 - P_{osc})(+1) = 1 - 2P_{osc}(t)$$

Pour des mésons B_d^0 ou B_s^0 , $\overline{Q}$ est une simple fonction cosinus de fréquence $\Delta m_{d,s}$:

$$P_{osc} = \frac{1 - \cos(\Delta m_{d,s} t)}{2} \Rightarrow \overline{Q} = \cos(\Delta m_{d,s} t)$$

Plus généralement, dans un échantillon de hadrons beaux contenant une fraction $f_{d,s}$ de mésons $B_{d,s}^0$:

$$\overline{Q}(t) = (1 - f_d - f_s) + f_d \cos(\Delta m_d t) + f_s \cos(\Delta m_s t)$$

3.4. Mesures directes de la dépendance temporelle du mélange

C'est cette dépendance temporelle (Fig. 3.11) que nous cherchons à mettre en évidence. Toutes les méthodes de mesure visent à déterminer la charge du quark b dans le hadron beau à la production et à la désintégration, et à mesurer le temps de vol dans un ou dans les deux hémisphères.

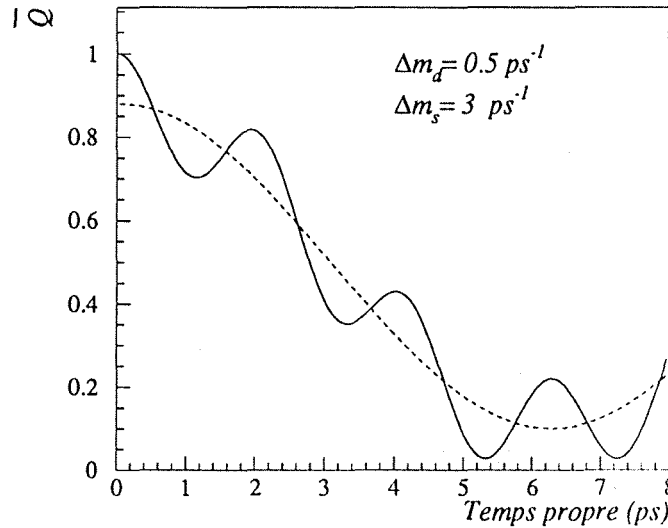


Figure 3.11: Produit Q en fonction du temps (trait plein). A la décroissance lente due à la demi-période d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ observée, se superposent de petites vaguelettes, dues aux oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. La courbe en pointillé représente le cas limite où les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ ont une fréquence infinie, et les oscillations se moyennent à zéro.

La dépendance temporelle se décompose simplement selon :

- un terme constant $(1 - f_d - f_s)$, dû aux mésons beaux chargés et aux baryons qui n'oscillent pas ;
- un terme de décroissance lente correspondant à la demi-période observée des oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$;
- des vaguelettes plus petites, étant donnée la faible fraction de B_s^0 , qui correspondent aux oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$.

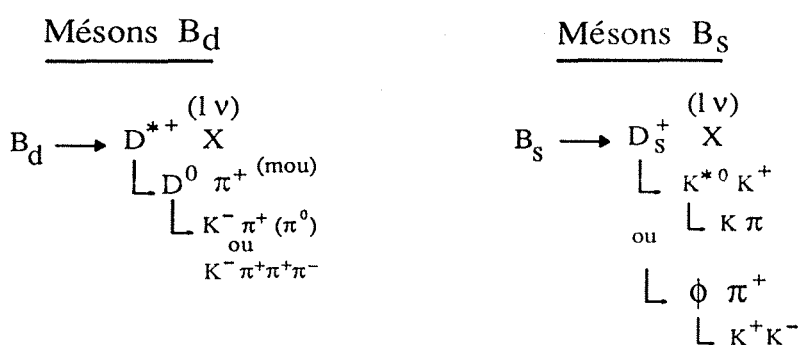
Cette formulation générale simple met en relief les avantages de la mesure directe de la dépendance temporelle :

- La dépendance temporelle permet de séparer les oscillations lentes du B_d^0 des oscillations rapides du B_s^0 , pour les mesures inclusives.

- ### 3.4.2 Canaux inclusifs ou exclusifs.

Les méthodes dites "inclusives" sont basées sur la sélection de leptons de désintégration semileptonique directe des hadrons beaux. Les leptons de désintégration semileptonique directe proviennent de mésons B_d^0 , de mésons B_s^0 , de mésons chargés et de baryons qui n'oscillent pas. Le vertex du charme est reconstruit sur base de la topologie de l'événement, sans être associé à un canal particulier. L'utilisation éventuelle de kaons de désintégration joue le même rôle que les leptons. Avec ces méthodes, on peut étudier les oscillations du B_d^0 et du B_s^0 , avec une statistique élevée, mais une pureté en $B_{d,s}^0$ modérée.

L'on peut par ailleurs étudier séparément les oscillations $B_d^0 - \overline{B_d^0}$ ou $B_s^0 - \overline{B_s^0}$, en sélectionnant des canaux de désintégration exclusifs des mésons B_d^0 ou B_s^0 . L'échantillon est enrichi en B_d^0 par la sélection de ses désintégrations en D^* , ou en B_s^0 par sélection de ses désintégrations en D_s :



64

3.4. Mesures directes de la dépendance temporelle du mélange

3.4.3 Etiquetage de la charge à la production q_0

L'approche est ici très semblable à celle des mesures intégrées (§ 3.3). L'étiquetage repose :

- soit sur un lepton dans l'hémisphère opposé : le signe du lepton, moyenné sur son temps de vol, donne le signe du quark beau à la production, moyennant la prise en compte des erreurs d'étiquetage dues au taux moyen de mélange χ et aux cascades et autres bruits de fond. Dans le cas particulier de la méthode des dileptons, l'on peut mesurer le temps de vol et la charge à la désintégration pour chacun des leptons. L'on mesure alors non plus la charge à la production dans un hémisphère et celle à la désintégration dans l'autre, mais bien la charge à la désintégration dans les deux hémisphères. La charge à la production ne s'obtient plus alors événement par événement, mais par un ajustement simultané de la dépendance des charges dans les deux hémisphères en fonction de leur temps de vol respectifs [13].
- soit sur la charge du jet dans l'hémisphère opposé à celui où on mesure le temps. Plusieurs variantes de la définition de la charge du jet donnée dans l'équation 3.5 peuvent être utilisées ; leurs performances sont comparables.
- soit sur une combinaison de la charge du jet dans l'hémisphère opposé à celui où on mesure le temps, et de celle dans ce dernier hémisphère. Selon cette méthode, proposée en premier par le groupe OPAL [14] :
 - la charge du jet dans l'hémisphère du lepton $Q_{JS}^{\kappa=0}$, est calculée avec un exposant $\kappa = 0$. Cette procédure utilise le fait que la somme des charges des produits de désintégration du B^0 (dans l'hémisphère du lepton) est nulle, et que la charge résultante des produits de la fragmentation nous informe sur la nature du B^0 à l'instant de sa production.
 - La charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton $Q_{JO}^{\kappa=1}$, est calculée avec un exposant de 1.
 - Une combinaison linéaire Q_{2jet} des charges de jet dans les deux hémisphères est utilisée pour étiqueter la charge du quark b à la production :

$$Q_{2jet} = Q_{JS}^{\kappa=0} - 10 \cdot Q_{JO}^{\kappa=1}$$

Le facteur 10 est introduit empiriquement de manière à ce que les valeurs numériques des deux charges de jet soient comparables.

Nous avons cité la définition adoptée par le groupe OPAL, mais plusieurs variantes à cette définition de charge du jet combinée ont été utilisées par différents groupes (pondération par la pseudo-rapacité, valeurs diverses des exposants et des coefficients dans la combinaison linéaire des deux charges de jet).

3.4.4 Mesure du temps de vol et de la charge à la désintégration $q_d(t)$

Ordres de grandeur

Si t désigne l'instant de désintégration du méson beau dans son référentiel propre, la distance de vol d_B du méson beau dans le détecteur s'exprime :

$$d_B = \underbrace{\gamma t}_{\text{temps dans le détecteur}} \times \underbrace{\beta c}_{\text{vitesse}} = \frac{p_B c}{m_B} \times t$$

où p_B et m_B désignent l'impulsion et la masse du méson beau. On a donc :

$$t = g \times d \text{ avec } g = \frac{m_B}{p_B c}$$

La mesure du temps nécessite donc la mesure de la distance de vol et la mesure de l'impulsion. La masse des mésons beaux d'environ $5.3 \text{ GeV}/c^2$, et l'impulsion moyenne de l'ordre de $30 \text{ GeV}/c$, permettent d'estimer le facteur g moyen :

$$\langle g \rangle \approx 6 \text{ ps.cm}^{-1} \Rightarrow \langle d_B \rangle \approx 2.5 \text{ mm}$$

Le plus souvent le hadron beau se désintègre en un hadron charmé, qui parcourt environ 0.7 mm dans le détecteur. D'après la simulation, l'hémisphère du hadron beau compte environ une dizaine de traces chargées, dont :

- une moyenne de 4.5 traces primaires ;
- une moyenne de 5.5 traces secondaires (vertex du hadron beau) et tertiaires (vertex du hadron charmé).

Le principe de la mesure de la distance de vol et de la charge à la désintégration est illustré sur la figure 3.12. L'on commence par déterminer le vertex primaire, correspondant au point d'interaction. La position du vertex secondaire s'obtient comme suit :

- Dans le cas des mesures exclusives, le méson charmé final est entièrement reconstruit :
 - Le D_s de désintégration du B_s^0 est reconstruit à partir des candidats kaons et pions issus de sa désintégration, identifiés par la combinaison de coupures cinématiques (masse invariante des candidats $\phi\pi$ (D_s)), et éventuellement des mesures d'ionisation (dE/dx), ou des données du RICH de l'expérience DELPHI.
 - Il est difficile de reconstruire le vertex du D^* de désintégration d'un B_d^0 : le pion qui l'accompagne est peu énergétique en raison de la faible différence de masse entre le D^* et le D_0 , et sa trajectoire par conséquent mal mesurée. On reconstruit donc le vertex du D_0 , situé un peu plus loin.

3.4. Mesures directes de la dépendance temporelle du mélange

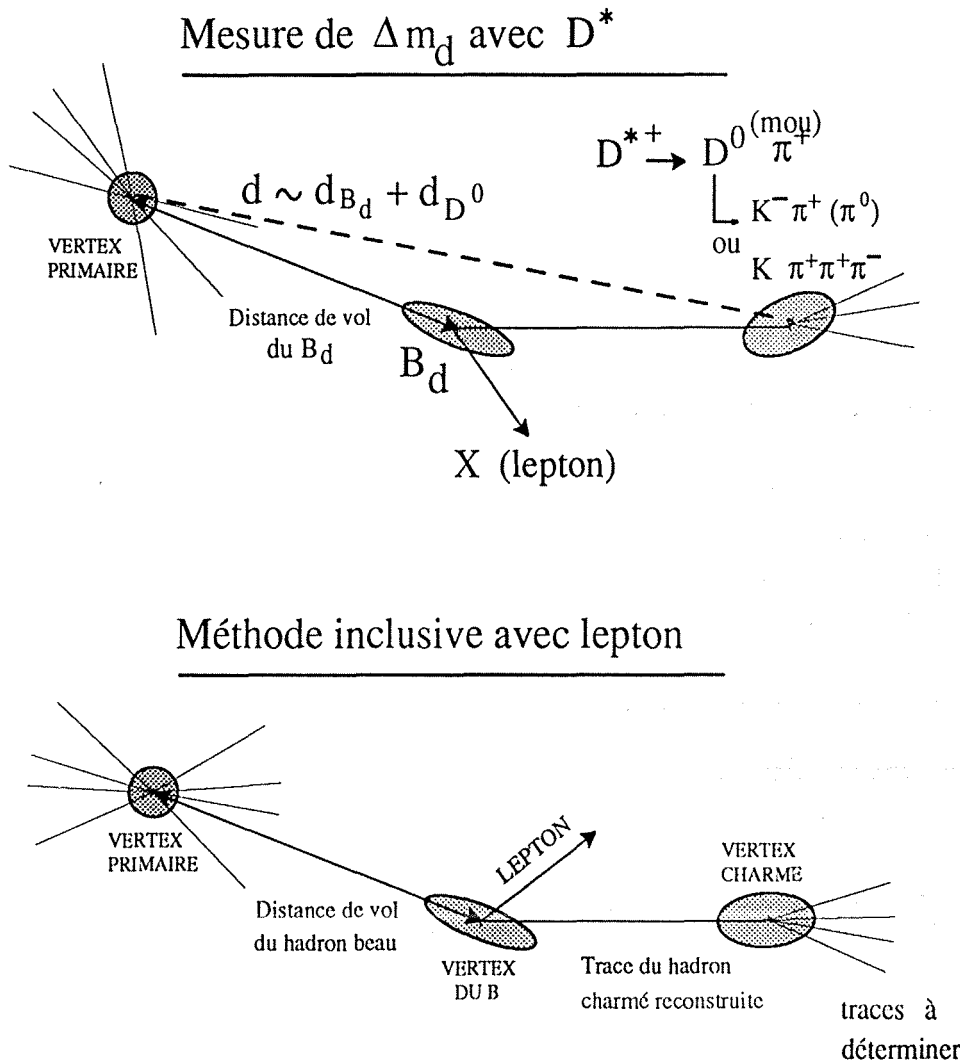


Figure 3.12: *Mesure du temps de vol dans la méthode exclusive et dans la méthode inclusive.*

Dans certaines analyses, un lepton de désintégration semileptonique directe est également sélectionné. La position du vertex de désintégration du méson beau est alors ajustée à partir du méson charmé entièrement reconstruit et éventuellement du lepton (ou de la direction du jet en l'absence de lepton).

L'impulsion du hadron beau est reconstruite à partir des traces secondaires attribuées au vertex de désintégration, qui donnent la composante chargée à l'énergie du hadron beau, et de l'énergie du neutrino, généralement calculée à partir de l'énergie visible et de l'énergie des faisceaux.

Si un lepton est sélectionné, il est utilisé pour déterminer la charge $q_d(t)$ à l'instant de désintégration. Le cas échéant, on se base sur les charges des produits de désintégration du méson charmé, identifiés individuellement, telles que, par exemple, le signe du kaon dans les désintégrations du B_d^0 en D^* .

- Dans le cas des mesures inclusives, la trace du lepton et la trace du hadron charmé reconstruite permettent de déterminer le vertex du hadron beau (Fig. 3.12). La difficulté réside dans l'identification des traces de désintégration du hadron charmé ; en effet, des traces de fragmentation (primaires) sont souvent attribuées par erreur au vertex tertiaire, et biaisent la position reconstruite du vertex secondaire. A cause de ces difficultés, la résolution sur la distance mesurée est un peu dégradée par rapport aux mesures exclusives.

La composante chargée à l'énergie du hadron beau est extraite des énergies du lepton et des traces identifiées comme tertiaires. La composante neutre s'obtient soit à partir des cellules du calorimètre associées au jet du lepton [13], soit par soustraction cinématique [14]. L'énergie du neutrino, enfin, est reconstruite comme dans les méthodes inclusives. A cause des erreurs d'attribution de traces primaires au vertex du charme, la résolution en impulsion est moins bonne que celle obtenue dans les méthodes exclusives.

Le signe de la charge du quark beau dans le hadron à l'instant de désintégration est donné par le lepton (ou le kaon).

3.5 Méthodologie de notre analyse

Nous avons choisi la méthode inclusive, qui consiste sélectionner au moins un lepton, et à utiliser la charge du jet telle que définie en (3.5). L'hémisphère opposé au lepton est traité de manière inclusive; en particulier, si un événement contient plusieurs leptons passant les coupures de sélection, toutes les paires "lepton-hémisphère opposé" (que nous appellerons concisément paires "lepton-jet") sont considérées comme indépendantes dans l'analyse.

Le principe de la mesure de Δm_d est résumé sur la figure 3.13 : le lepton donne la nature (particule ou anti-particule) du hadron beau parent à l'instant de sa désintégration, tandis que la charge du jet nous renseigne sur la nature du hadron à l'instant de production.

3.5. Méthodologie de notre analyse

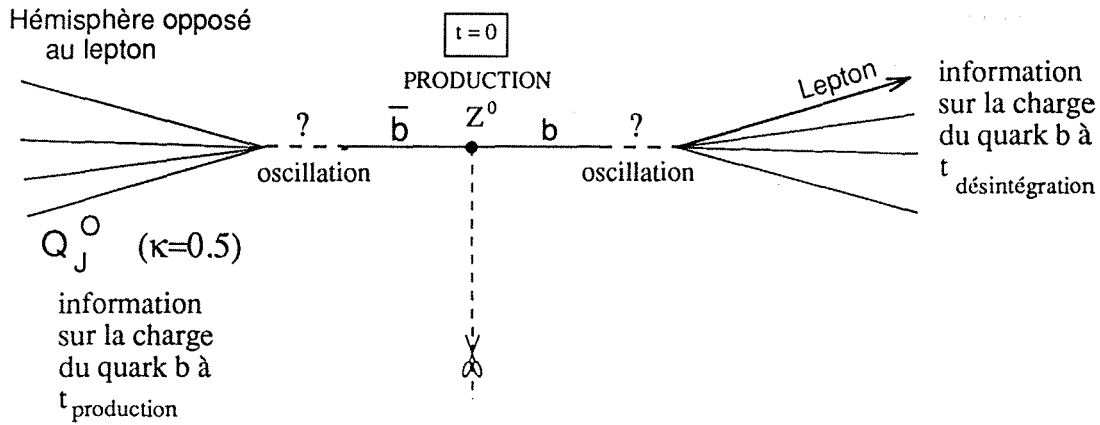


Figure 3.13: Principe de la mesure de Δm_d à partir des événements lepton-jet.

3.5.1 Formalisme de la méthode lepton-jet

Quantité mesurée

Le produit Q_{lH} de la charge du lepton par la charge du jet, moyenné sur toutes les paires lepton-jet, est mesuré en fonction du temps propre :

$$\overline{Q}(t) \propto Q_{lH}(t) = - \langle q_l \times Q_{jet} \rangle$$

où q_l est la charge du lepton. Notre définition de la charge du jet est motivée par les exigences de la mesure :

- Pour mesurer les oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, nous utilisons la charge du jet (Eq. 3.5, avec $\kappa = 0.5$), uniquement dans l'hémisphère opposé au lepton.
- Pour placer une limite sur les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, nous utilisons la combinaison des charges du jet, dans l'hémisphère opposé au lepton ($\kappa = 0.5$), et dans l'hémisphère du lepton (avec un exposant $\kappa = 0$).

Les raisons de ces choix seront détaillées au cours des chapitres 6, 8 et 9. Cette méthode permet de mesurer les oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ plus précisément que la méthode des dileptons ; elle est également plus puissante pour placer une limite sur les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$.

La charge Q_{lH} est positive en l'absence d'oscillation, et d'autant plus négative que la fraction instantanée de mésons beaux ayant oscillé est importante.

Signal attendu

Dans le cas idéal d'un échantillon pur en désintégrations semileptoniques directes, et pour une mesure parfaite du temps de vol, Q_{IH} s'écrit ³ :

$$\begin{aligned}
 Q_{IH}(t) &= \langle Q_{jet} \times q_{quark}^{opp} \rangle \times \langle q_l \times q_{quark}^{lep} \rangle (t) \\
 &= \underbrace{Q_b}_{\text{amplitude}} \times \left[1 - f_d - f_s + f_d \cos(\underbrace{\Delta m_d}_{\text{fréquence}} t) + f_s \cos(\Delta m_s t) \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

où q_{quark}^{lep} et q_{quark}^{opp} représentent les signes de la charge du quark b respectivement dans l'hémisphère du lepton et dans l'hémisphère opposé au lepton. Q_b désigne la charge d'un jet de b, moyennée sur tous les événements. La forme de Q_{IH} correspond exactement à la figure 3.11, au facteur d'amplitude Q_b près. Le signal que l'on s'attend à observer sera néanmoins déformé par la résolution temporelle et les bruits de fond (Fig. 3.14).

3.5.2 Principales étapes de la mesure

Le plan de cette thèse s'articule sur le développement des outils d'analyse évoqués dans le présent chapitre, et sur leur application à la mesure des fréquences d'oscillation.

- Après une brève présentation du dispositif expérimental (Chap. 4), nous aborderons au chapitre 5 la sélection des événements lepton-jet inclusifs : sélection d'événements hadroniques accompagnés de jets, enrichis en désintégrations semileptoniques directes de b, procédure d'identification des leptons, et détermination de la composition en saveurs de l'échantillon.
- Le principe physique, la mise en pratique expérimentale, et la performance de l'étiquetage par la charge des jets, seront discutés au chapitre 6.
- La mesure du temps de vol dans l'hémisphère du lepton sera détaillée au chapitre 7 : reconstruction des vertex primaire et secondaire, mesure de la distance de vol, reconstruction de l'énergie du hadron beau, traitement des effets de la résolution temporelle, et validation de la simulation par comparaison avec les données.
- Ces études s'inscrivent dans le programme général de la mesure des oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ présentée au chapitre 8 : choix de la méthode d'ajustement, contrôles de cohérence entre données et simulation, évaluation de l'erreur systématique.

³Ce formalisme n'est rigoureux que si l'on n'utilise que la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton (cas de la mesure de Δm_d). Il reste conceptuellement correct, si l'on utilise une combinaison des charges dans les deux hémisphères, dans la mesure où cette combinaison ne reflète que la charge à la production.

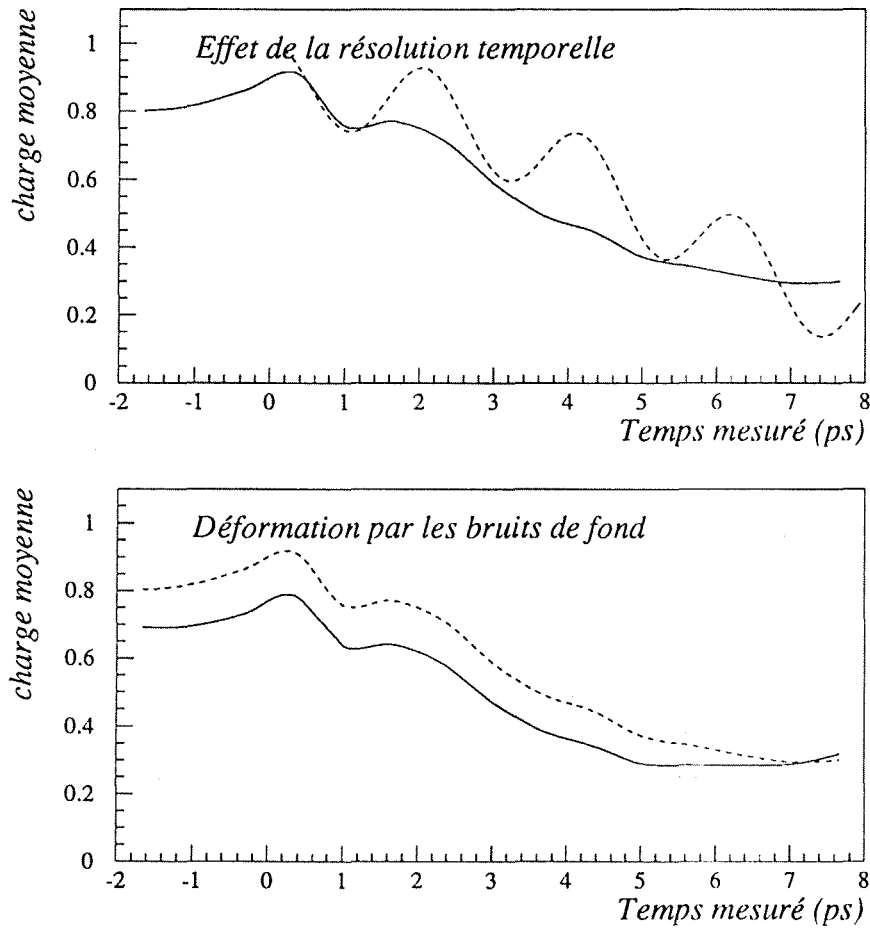


Figure 3.14: Courbe théorique de la charge moyenne en fonction du temps. La figure du haut illustre l'effet de la résolution temporelle ; la courbe idéale (en pointillé) en fonction du temps vrai, est comparée à la courbe attendue en fonction du temps mesuré (trait plein). Nous avons choisi $\Delta m_d = 0.5 \text{ ps}^{-1}$ et $\Delta m_s = 3 \text{ ps}^{-1}$ pour la démonstration. Notons que l'atténuation des oscillations $B_s^0 - \overline{B_s^0}$ est plus prononcée que celle des oscillations $B_d^0 - \overline{B_d^0}$. La figure du bas illustre la déformation de la courbe sans bruit de fond (en pointillé) qui devient la courbe pleine si l'on inclue les divers bruits de fond.

- Une limite sur la fréquence des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ sera présentée au chapitre 9 : principe de la méthode, étude des biais systématiques éventuels, interprétation statistique.
- Nos résultats seront enfin, en guise de conclusion, comparés aux mesures publiées par ailleurs (Chap. 10).

Bibliographie

- [1] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP experiments and Constraints on the Standard Model, CERN/PPE/94-187 (1994).
- [2] T. Sjöstrand, PHYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 Physics and Manual, CERN-TH 6488/92.
- [3] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B 185** (1987) 435.
Nucl. Phys. **B 289** (1987) 810.
- [4] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298.
- [5] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **39** (1986) 347.
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun **43** (1987) 435.
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Phys. Lett. **B 285** (1987) 435.
- [6] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.
- [7] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Z. Phys. **C 62** (1994) 1214.
- [8] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Heavy Flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector, Z. Phys. **C 62**, (1994) 179-198.
D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector, N. I. M. **A 346** (1994) 461-475.
- [9] P. Roudeau, Heavy Flavours (effects from strong interactions), à paraître dans Proceedings of the X^{th} Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [10] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Review of Particles Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
- [11] R. Forty, CP violation and $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing, à paraître dans Proceedings of the X^{th} Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [12] W. Atwood, T. Burnett, W. Kozanecki, S. Patton, I. Ten Have, Measurement of $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing using Charged Jets ALEPH 91-37, PHYSIC 91-36 15.03.1991,
W. Atwood *et al* (ALEPH Collab.), Measurement of $B - \overline{B}$ mixing at the Z using a jet-charge method, Phys. Lett. **B 284** (1992) 177-190.

[13] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), An investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillation, Phys. Lett. **B 322** (1994) 441-458.

[14] R. Ackers *et al.* (OPAL Collab.), Phys. Lett. **B 327** (1994) 411.

Partie II

Dispositif expérimental et outils d'analyse

Chapitre 4

Le Dispositif Expérimental

Les résultats présentés dans ce mémoire sont tirés de l'analyse d'un échantillon de 1.5 millions de désintégrations hadroniques du boson Z^0 , enregistrées dans le détecteur ALEPH installé au collisionneur LEP au CERN. Après un résumé succinct des paramètres et des performances de l'accélérateur (§ 4.1), ainsi que des caractéristiques de production et de désintégration du Z^0 (§ 4.2), le présent chapitre est consacré pour l'essentiel à la description de l'appareillage expérimental. La configuration générale d'ALEPH est présentée dans le § 4.3.1. Les paragraphes suivants décrivent les sous-détecteurs utilisés dans notre analyse : chambres à traces et détecteur de vertex (§ 4.3.2), calorimétrie et chambres à muons (§ 4.3.3), et système de déclenchement (§ 4.3.4). L'évolution de la performance de prise de données, ainsi que la statistique de l'échantillon utilisé dans notre analyse, sont présentés en conclusion (§ 4.4).

4.1 Le collisionneur LEP

4.1.1 Introduction

Construit dans un tunnel entre Genève et le massif du Jura (Fig. 4.1), le LEP (Large Electron Positron storage ring), est un collisionneur circulaire $e^+ e^-$, conçu comme une "usine" de bosons vecteurs de l'interaction faible, le Z^0 et les $W^{+,-}$.

Actuellement, le LEP produit des bosons Z^0 (91.2 GeV), aux points d'interaction des faisceaux où sont placées les expériences ALEPH, DELPHI, L3, et OPAL. Mais dans les prochaines années il atteindra une énergie d'environ 180 GeV (projet LEP II), et produira ainsi des paires $W^+ W^-$.

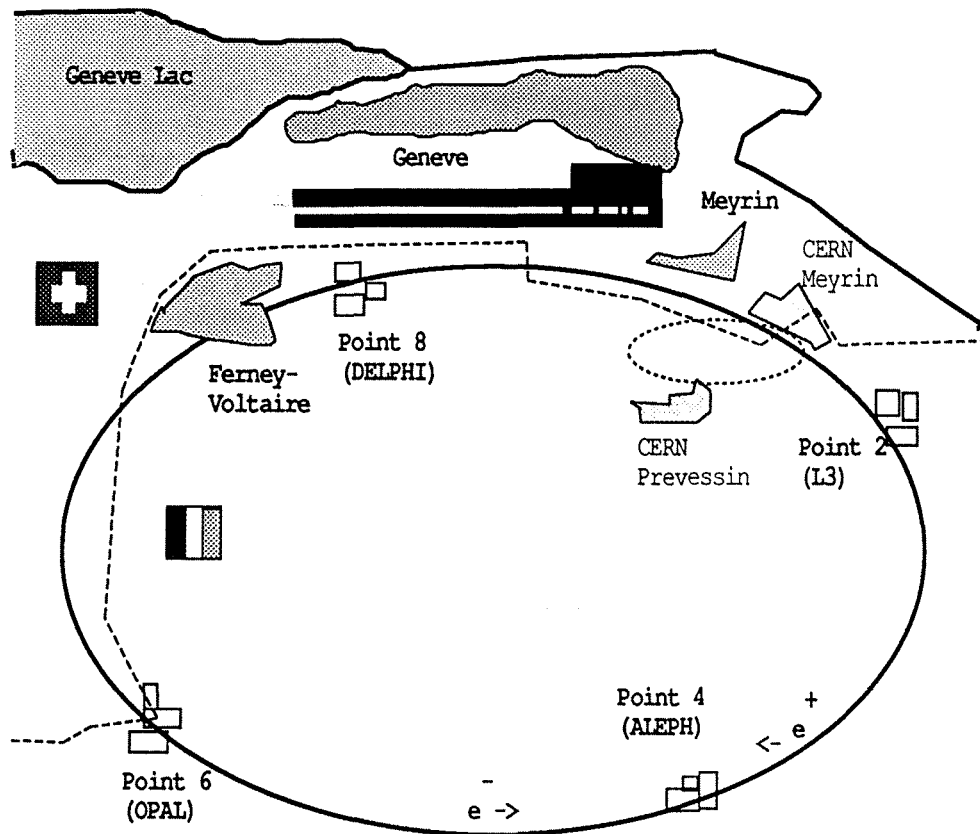


Figure 4.1: Anneau du LEP, position des quatre expériences.

4.1.2 Paramètres importants pour notre analyse

Les principaux paramètres de la machine sont résumés dans la table 4.1. Depuis le début de la prise de données en 1989, le LEP a produit près de 4 millions de Z^0 en chacun des points d'interaction. Cette forte production est rendue possible d'une part par la section efficace d'interaction e^+e^- élevée à la résonnance du Z^0 (Fig. 4.2), et d'autre part par la luminosité du LEP.

4.1. Le collisionneur LEP

Luminosité maximale	$1 - 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Luminosité intégrée	40 pb^{-1}
Temps de vie des faisceaux	$\approx 17 \text{ h}$
Nombre de paquets	8
Fréquence de révolution	11 kHz
Intervalle entre paquets	$11 \mu\text{s}$
$\sigma_x (\mu\text{m})$	150-250
$\sigma_y (\mu\text{m})$	5-10
$\sigma_z (\text{cm})$	1.4
$N_e, N_p (\text{mA/paquet})$	0.22 - 0.20
Section efficace hadronique au pic	$\approx 30 \text{ nb}$

Tableau 4.1: Caractéristiques de la machine LEP en 1993.

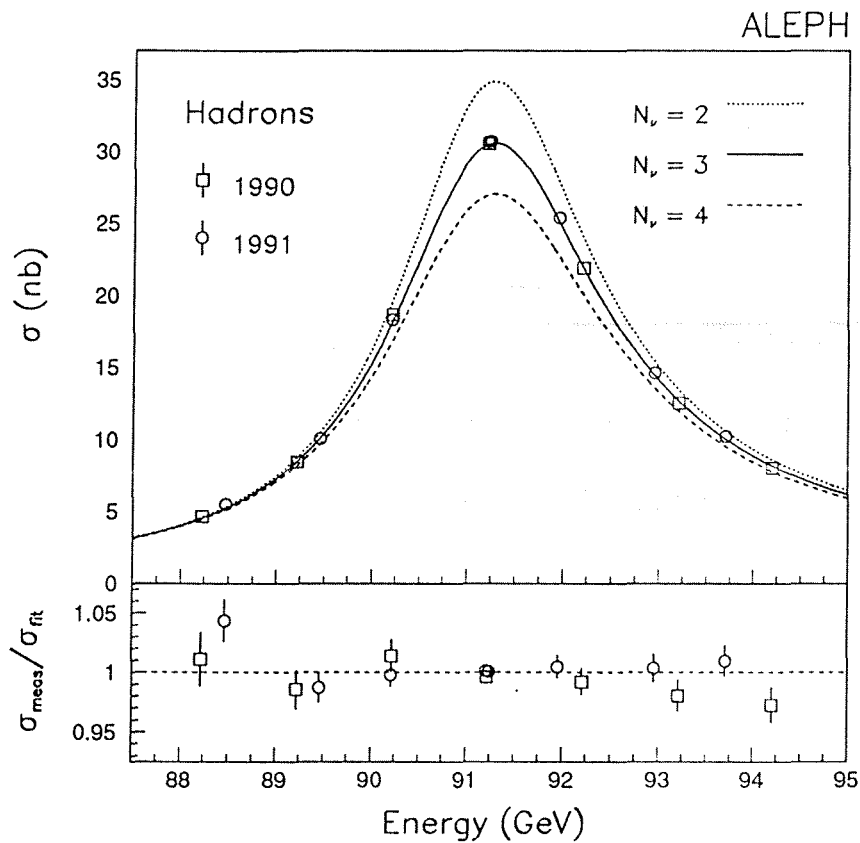


Figure 4.2: Section efficace hadronique $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}$ au voisinage de la résonance du Z^0 . Les points représentent la mesure d'ALEPH, comparés aux courbes théoriques attendues pour un nombre de familles de neutrinos égal à 2, 3 ou 4.

Le taux de production d'événements est directement proportionnel au produit de la luminosité $\mathcal{L}$ par la section efficace σ de l'interaction mise en jeu :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \sigma \quad ; \quad \mathcal{L} = \frac{n N_e N_p f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

où σ_x et σ_y sont les dimensions transverses des faisceaux, N_e et N_p les nombres d'électrons et de positons par paquet, f la fréquence de révolution, et n le nombre de paquets. Jusqu'en 1991, le LEP a fonctionné avec 4 paquets par faisceau : depuis 1992, huit paquets sont utilisés par faisceau. La figure 4.3 récapitule le nombre de Z^0 s collectés au fil des années.

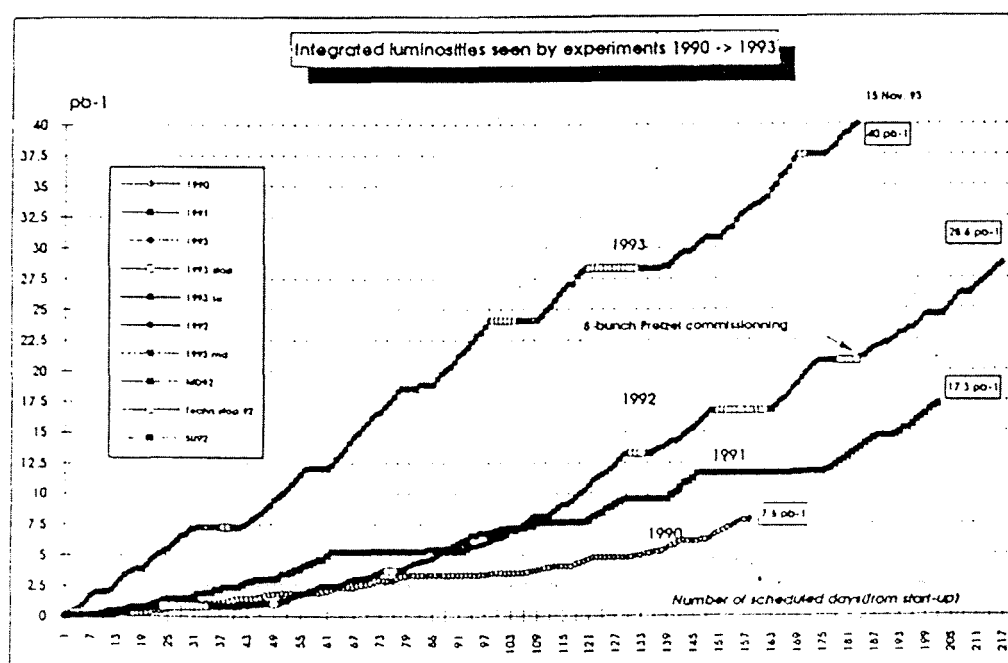


Figure 4.3: Evolution de la luminosité du LEP depuis le début de la prise de données en 1989.

Etalement du faisceau

Les dimensions transverses des faisceaux interviennent non seulement dans la luminosité, mais elles sont également importantes pour améliorer la mesure de la position du vertex primaire (Chap. 7).

- L'étalement horizontal du faisceau est déterminé par l'équilibre entre le "refroidissement", et la dispersion des trajectoires des électrons, dans le plan de courbure des aimants, due aux

4.2. Caractéristiques de production et de désintégration du boson Z^0 .

fluctuations quantiques d'émission des photons de radiation synchrotron. Le terme de "refroidissement" exprime le fait que l'émission de photons de radiation synchrotron réduit à la fois les impulsions transverse et longitudinale des électrons, tandis que le système d'accélération ne leur restitue que de l'impulsion longitudinale; leur impulsion transverse moyenne diminue donc.

Si on diminue la taille du faisceau, on augmente la luminosité, mais aussi l'interaction faisceau-faisceau qui agit dans le sens inverse. Des onduleurs sont donc utilisés pour étaler horizontalement le faisceau, jusqu'à obtenir un compromis entre ces deux effets.

La contrainte de position horizontale ($\approx 200 \mu\text{m}$ en moyenne, car elle varie au cours du remplissage) est lâche comparée à la résolution instrumentale.

- L'étalement vertical du faisceau résulte également d'un équilibre, entre d'une part le refroidissement, et d'autre part les effets combinés de l'interaction faisceau-faisceau, de la dispersion verticale résiduelle (moins importante que la dispersion horizontale), et du couplage des dimensions horizontale et verticale du faisceau (champs quadrupolaires légèrement hors plan du LEP, solénoïdes imparfaitement alignés).

Comme la taille verticale du faisceau (une dizaine de microns) est beaucoup plus petite que la résolution sur la mesure de la position du vertex primaire ($\approx 50\text{-}80 \mu\text{m}$), cette taille fournit une contrainte précieuse pour la détermination de la position verticale du vertex primaire d'un événement donné.

- La dimension longitudinale, contrôlée en pratique par la tension d'accélération dans les cavités radiofréquence, est beaucoup plus grande ($\approx 1.4 \text{ cm}$) que la résolution du détecteur de vertex et ne fournit aucune contrainte.

4.2 Caractéristiques de production et de désintégration du boson Z^0 .

Les corrections radiatives dégradent la section efficace σ_0^h (§3.2.2), et réduisent la section efficace hadronique utilisable au pic du Z^0 de 41.5 nb à 30 nb.

Les largeurs des différents modes de désintégration du Z^0 , mesurées en [2], sont résumées dans la table 4.2. On peut vérifier que la largeur des canaux leptoniques ne dépend pas de la saveur (e, μ, τ).

Mode	Largeur (MeV)	Fraction produite
Tous canaux	2497.4 ± 0.0038	
Electrons	83.85 ± 0.21	3.36 %
Muons	83.95 ± 0.30	3.36 %
Taus	84.26 ± 0.34	3.37 %
Moyenne lepton	83.96 ± 0.18	3.36 %
$b\bar{b}$	384.5 ± 3.5	15.40 %
$c\bar{c}$	276.4 ± 17.1	11.07 %
Total hadrons	1745.9 ± 4.0	69.91 %
Neutrinos	499.8 ± 3.5	20.01 %

Tableau 4.2: Résumé des largeurs de désintégration du Z^0 mesurées au LEP pour les différents modes : leptons, hadrons, neutrinos.

4.3 Le détecteur ALEPH

4.3.1 Vue d'ensemble

La conception du détecteur ALEPH est dominée par les exigences suivantes :

- couverture aussi complète que possible de l'angle solide ;
- identification des trois saveurs de leptons, des photons et des π^0 ;
- mesure précise des énergies et identification aussi complète que possible des propriétés, de la quarantaine de particules chargées et neutres produites lors de la désintégration multihadronique d'un Z^0 .
- mesure des distances de vol des particules à longue durée de vie.

ALEPH est constitué d'un assemblage de sous-détecteurs disposés en couches successives autour du point d'interaction des faisceaux (Fig. 4.4) :

- **Les détecteurs de traces chargées**, qui déterminent précisément la trajectoire des particules chargées, et en mesurent l'impulsion. Il s'agit du détecteur de microvertex (VDET), de la chambre à dérive interne (ITC), et de la chambre à projection temporelle (TPC). Ils baignent dans un champ magnétique de 1.5 Tesla produit par un solénoïde supraconducteur.
- **Les calorimètres :**
Placé juste après la TPC, le calorimètre électromagnétique (ECAL) sert à l'identification des photons, des π^0 et des électrons, et à la mesure de leur énergie. Le ECAL est suivi du solénoïde supraconducteur et du calorimètre hadronique (HCAL), qui permet de mesurer l'énergie des hadrons et de les différencier des muons. A la périphérie du détecteur, les chambres à muons améliorent l'identification de ces derniers.

Les mesures tridimensionnelles de tous les points de la trajectoire des particules chargées, dans le VDET, l'ITC et la TPC, ainsi que la fine granularité du calorimètre électromagnétique, constituent l'originalité du détecteur ALEPH.

Les deux extrémités d'ALEPH sont par ailleurs pourvues de deux calorimètres (LCAL et SiCAL) couvrant les bas angles, pour détecter les événements de diffusion Bhabha, et de mesurer ainsi la luminosité avec précision. Le BCAL, système de 4 calorimètres placés à très petit angle, permet un suivi en temps réel de l'évolution de la luminosité du LEP, en fonctionnant à un taux de comptage 20 fois plus élevé que les autres luminomètres. Nous n'en parlerons pas dans ce mémoire étant donné que nous ne mesurons pas de section efficace de production ; nous n'avons pas besoin de mesurer la luminosité avec une très grande précision.

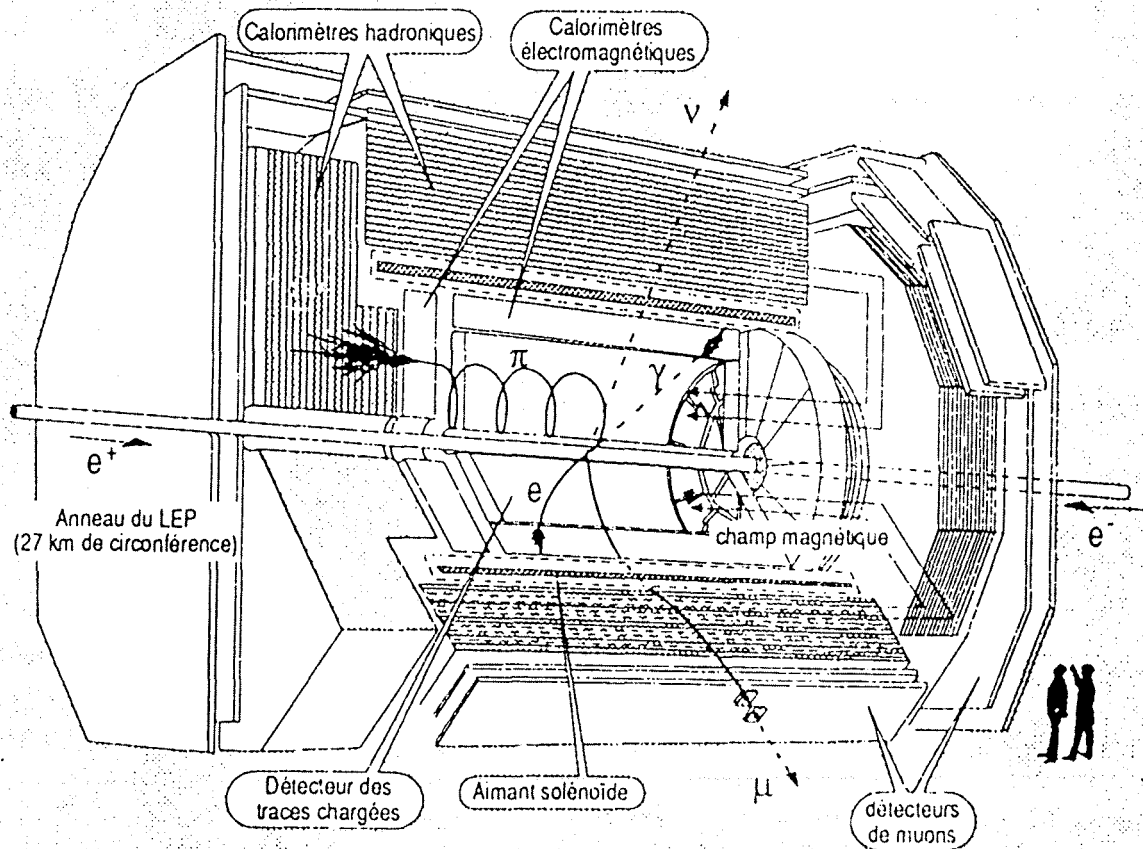


Figure 4.4: Vue éclatée du détecteur ALEPH. A partir du point d'interaction au centre du détecteur, et autour du tube à vide, se succèdent les détecteurs de traces chargées : le VDET (non représenté ici), l'ITC, la TPC, entourés par le solénoïde supraconducteur. Les calorimètres électromagnétique et hadronique, et les chambres à muons à la périphérie du détecteur, sont représentés. La direction de l'axe z des faisceaux est orientée dans le sens des électrons. On utilise soit les coordonnées cylindriques r , θ et ϕ , soit les coordonnées cartésiennes (axe x dans le plan de l'anneau du LEP et pointant vers le centre, et axe y orthogonal au LEP et pointant vers le haut).

4.3. Le détecteur ALEPH

4.3.2 La reconstruction des traces chargées

Le choix des détecteurs de traces chargées est guidé par la nécessité :

- de reconstruire un grand nombre de points, dans un grand volume avec un bras de levier important, afin de mesurer l'impulsion des traces chargées et leur ionisation spécifique. C'est le rôle de la chambre à projection temporelle.
- de mesurer très précisément la trajectoire (position et angles à l'origine) des traces chargées, afin de reconstruire les vertex primaire et secondaire (désintégration de particules à longue durée de vie). C'est le rôle du détecteur de microvertex dont la première couche est placée tout contre le tube à vide, le plus près possible du faisceau. La position de la seconde couche est optimisée, compte-tenu de la position de l'ITC, pour obtenir le meilleur bras de levier.
- de classer les événements enregistrés sur la base de leur topologie, en désintégrations leptoniques (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$) ou hadroniques du Z^0 , en événements $\gamma\gamma$, ou en bruits de fond (cosmiques, interactions gaz-faisceau).
- de distinguer, au niveau du déclenchement, une désintégration de Z^0 d'un événement de bruit de fond. La TPC ne peut assurer ce rôle car son temps de dérive est trop important par rapport à l'intervalle de temps qui sépare deux croisements de faisceaux ; par contre l'ITC rapide, permet d'identifier quelques points d'une trace chargée, endéans le délai de déclenchement de niveau 1.

La chambre à projection temporelle

Chambre à Projection Temporelle	
Volume de détection	longueur 4.7 m, rayons interne et externe 0.31 m et 1.8 m
Couverture angulaire	95 %
Gaz	91% Argon, 9% Méthane
Précision spatiale	170 μm en $r - \phi$, 740 μm en z
Temps de dérive	$\approx 45 \mu\text{s}$
Résolution en impulsion	$\frac{\Delta P}{P} = 0.0012 (GeV/c)^{-1} p \oplus 0.003$
Nombre maximal de mesures de dE/dx	338

Tableau 4.3: Caractéristiques de la TPC.

• Principe

La TPC est divisée en son milieu par une membrane, et fermée à ses extrémités par deux plaques, constituées chacune de dix-huit chambres à fils appelés secteurs ; chaque secteur comporte (Fig. 4.5) :

- trois plans de fils : une grille, un plan de fils de cathode reliés à la masse, et un plan constitué d'une alternance de fils sensibles ($\approx +1.5$ kV) et de fils de champs (portés à la masse) ;
- un plan de damiers.

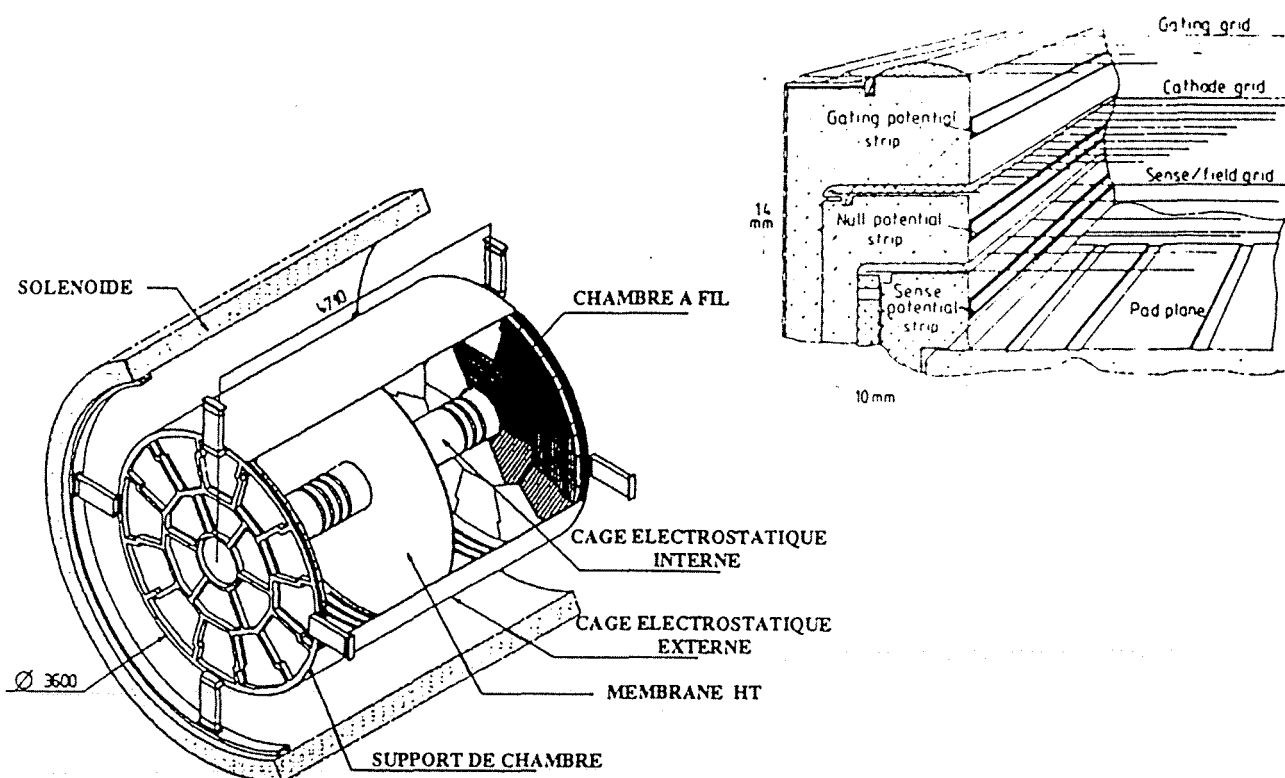


Figure 4.5: *Chambre à Projection Temporelle : vue d'ensemble et détail d'un secteur.*

L'ionisation du gaz de la TPC par les particules chargées qui la traversent libère des électrons. Un champ électrique parallèle à l'axe du faisceau, est appliqué entre la membrane, portée à -26 kV, et le plan de cathode. Sous l'effet de ce champ électrique, les électrons dérivent vers les plans de fils ; l'augmentation rapide du champ électrique au voisinage immédiat des fils sensibles provoque une avalanche. Les fils de champ dirigent les lignes de champ vers les fils sensibles. L'avalanche induit un signal sur les fils sensibles, ainsi que sur les damiers placés derrière, par couplage capacitif. Les fils de la grille sont portés à un potentiel positif (≈ 40 V) après l'enregistrement de l'événement ; ils empêchent les ions positifs résultant de l'avalanche de passer dans la zone de dérive et de créer une charge d'espace perturbant le champ électrique. La fermeture et l'ouverture de la grille sont contrôlées par le système de déclenchement de niveau 1 (§ 4.3.4).

- **Mesure de la position**

Les électrons d'avalanche produisent un signal sur les fils sensibles et sur les damiers, mais ce sont ces derniers qui sont utilisés pour la mesure de la position dans la projection $r - \phi$. A chaque extrémité de la TPC, les damiers sont formés de 20502 cathodes arrangées selon 21 cercles concentriques, chaque cercle donnant un point de la trajectoire d'une particule. On peut ainsi obtenir jusqu'à 21 points par trace, le nombre de points dépendant de l'angle θ de la trace avec l'axe z des faisceaux. La hauteur du signal enregistré sur l'une des cathodes vient des électrons d'avalanche de plusieurs fils adjacents. Sur chaque cercle de cathodes, le passage d'une trace est enregistré en général par deux ou trois cathodes consécutives. C'est en calculant le barycentre des damiers touchés que l'on reconstruit chaque point, avec une résolution de $170 \mu m$, dans la projection $r - \phi$. Cette erreur tient compte de la dispersion de la charge par diffusion dans le gaz et par les distorsions du champ au voisinage des fils [4].

Un système de calibration laser [4], permet de connaître précisément la vitesse de dérive des électrons ; on peut alors en déduire la coordonnée z avec une précision de $740 \mu m$, en mesurant le temps d'arrivée des électrons sur les fils sensibles, pour une trace d'angle polaire $\theta = 90^\circ$.

- **Mesure de l'impulsion**

Le champ magnétique courbe les trajectoires des particules chargées, et la projection $r - \phi$ de chacune de ces trajectoires est un arc de cercle. Il suffit de mesurer le rayon de cet arc pour déterminer l'impulsion transverse de la particule par rapport au champ magnétique. La composante longitudinale, obtenue à partir de la mesure de l'impulsion transverse et de l'angle polaire θ de la trace avec l'axe des faisceaux (pas de l'hélice de la trajectoire), est mesurée avec la même précision, car l'erreur sur l'angle θ de la trace avec l'axe z , est faible par rapport à l'erreur relative sur la composante transverse. L'erreur sur la composante longitudinale de l'impulsion étant dominée par l'erreur sur la composante transverse, on obtient finalement une résolution sur l'impulsion totale de :

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.0012 (GeV/c)^{-1} p \oplus 0.003$$

pour des traces de 21 points. Le terme constant prend en compte les effets de la diffusion multiple.

- **Mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dX)**

La hauteur des signaux induits sur les fils sensibles permet de mesurer la perte d'énergie par ionisation, dE/dX , dont la valeur dépend de la vitesse de la particule. Associée à la mesure de l'impulsion, elle permet de déterminer la masse de la particule, et constitue un moyen de séparer les uns des autres protons, kaons, pions et électrons.

Principalement, deux mécanismes entrent en jeu lors de l'ionisation : des interactions résonnantes d'énergie de transfert de l'ordre des énergies de liaison du gaz, et des interactions avec les électrons presque libres, mettant en jeu des énergies bien plus importantes.

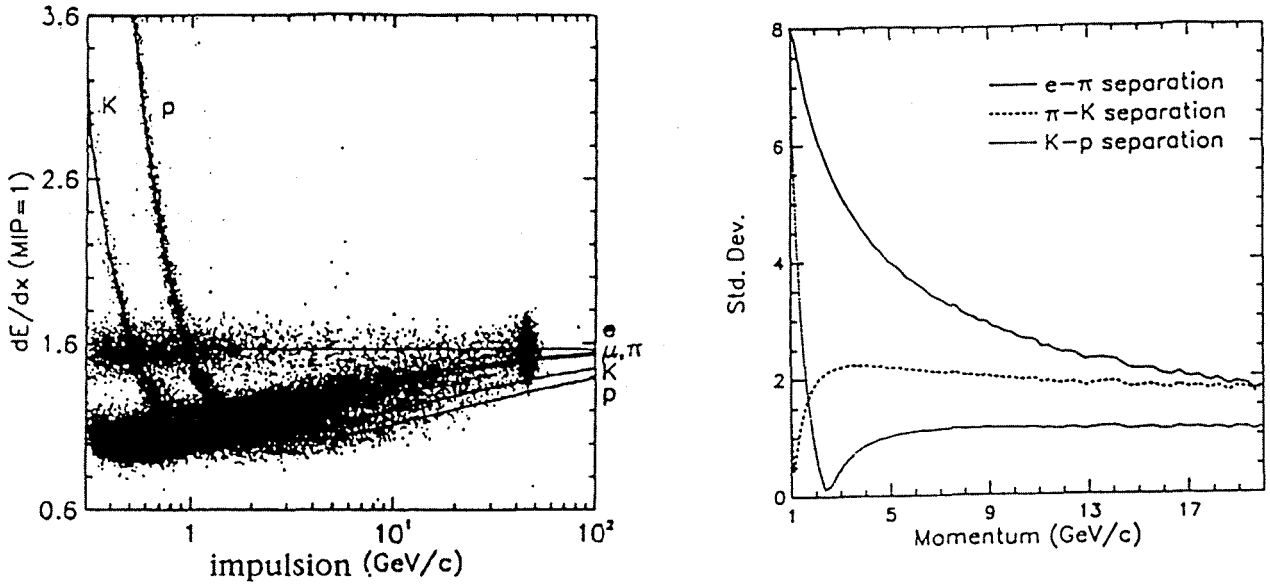


Figure 4.6: Perte d'énergie par ionisation par unité de longueur (dE/dX), pour différentes particules, en fonction de leur impulsion (figure de gauche). Les points obtenus à partir de la simulation sont comparés aux courbes théoriques prédites par la formule de Bethe-Bloch. La figure de droite représente la séparation entre les π , K, p et électrons, en nombre d'écarts standards, en fonction de leur impulsion.

Ainsi pour une vitesse donnée, le nombre d'électrons créés se répartit suivant une distribution de Landau, la queue correspondant au second mécanisme.

La perte moyenne d'énergie par ionisation est comparée à la valeur prédite par la formule de Bethe-Bloch, à neuf paramètres :

$$- \langle dE/dX \rangle = \frac{P_1}{\beta^{P_3}} [P_2 + 2 \log_{10}(\beta\gamma) - \beta^{P_3} - \delta]$$

où δ est un polynôme d'ordre 5 en β . Cette mesure est utilisée pour l'identification des électrons (Chap. 5).

On peut obtenir jusqu'à 338 mesures de dE/dX par trace ; après élimination des mesures associées à plusieurs traces et de celles trop près du seuil ($\approx 8\%$), on ne conserve que les 60% plus faibles parmi les mesures restantes, et on en calcule la moyenne I . Cette procédure permet de s'affranchir des fluctuations de la queue de la distribution de Landau. Pour obtenir une résolution convenable (12%) sur la moyenne I , on demande au moins 50 mesures. Avec 338 points de mesure, la résolution atteint 4.6%.

4.3. Le détecteur ALEPH

Chambre à dérivation Interne	
Volume de détection	Longueur 2m, rayons interne et externe : 13 cm et 29 cm
Couverture angulaire	95 %
Gaz	50% Argon, 50% Ethane
Précision spatiale	120 μm en $r - \phi$, qq cm en z
Résolution en impulsion (avec TPC)	$\frac{\Delta P}{P} = 0.0008 (GeV/c)^{-1} p$

Tableau 4.4: *Caractéristiques de l'ITC.*

La chambre à dérivation interne (ITC)

Placée à l'intérieur de la TPC, l'ITC fournit 8 points de mesure supplémentaires sur la trajectoire de la trace.

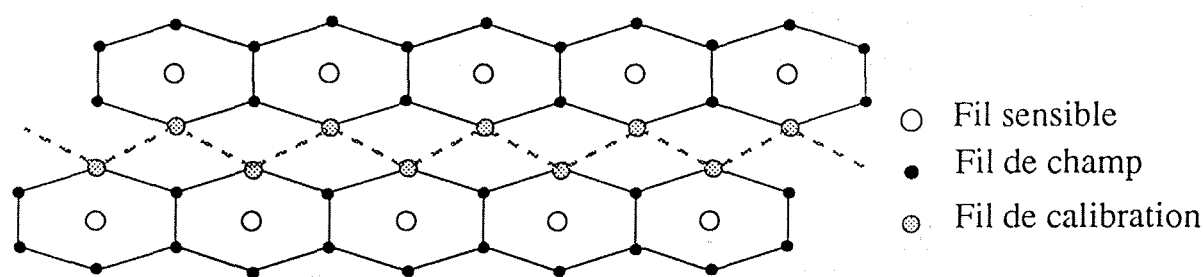


Figure 4.7: *Cellules de dérivation de l'ITC.*

Cette chambre à dérivation cylindrique multifils, comprend 8 couches concentriques de cellules hexagonales, formées de six fils de champ entourant un fil de détection (Fig. 4.7). Un des six fils de champ sert à la calibration tandis que les cinq autres sont reliés à la masse. Les électrons créés au passage de la particule chargée dérivent vers le fil de détection, porté à un potentiel compris entre 1.8 et 2.5 kV, et créent une avalanche.

La mesure du temps de dérivation permet de déterminer les coordonnées $r - \phi$ avec une précision de 100 μm . La coordonnée z est donnée par la différence des temps d'arrivée du signal à chaque extrémité des fils de détection, avec une précision de quelques cm.

Les points mesurés dans l'ITC, ajoutés à ceux de la TPC, permettent d'améliorer la résolution en impulsion, dont la composante due à la mesure de la courbure diminue d'un tiers :

$$\frac{\Delta P}{P} = 0.0008 (GeV/c)^{-1} p$$

Le détecteur de microvertex (VDET)

Détecteur de microvertex	
Volume de détection	rayons des deux couches : 6.3 cm et 10.8 cm
Couvertures angulaires des 2 couches	85 % et 69%
Précision spatiale	12 μm en $r - \phi$, 12 à 22 μm en z
Intervalle entre les bandes	50 μm , lecture de une bande sur deux
Résolution en impulsion (avec TPC+ITC)	$\frac{\Delta P}{P} = 0.0006 (GeV/c)^{-1} p$

Tableau 4.5: Caractéristiques du VDET.

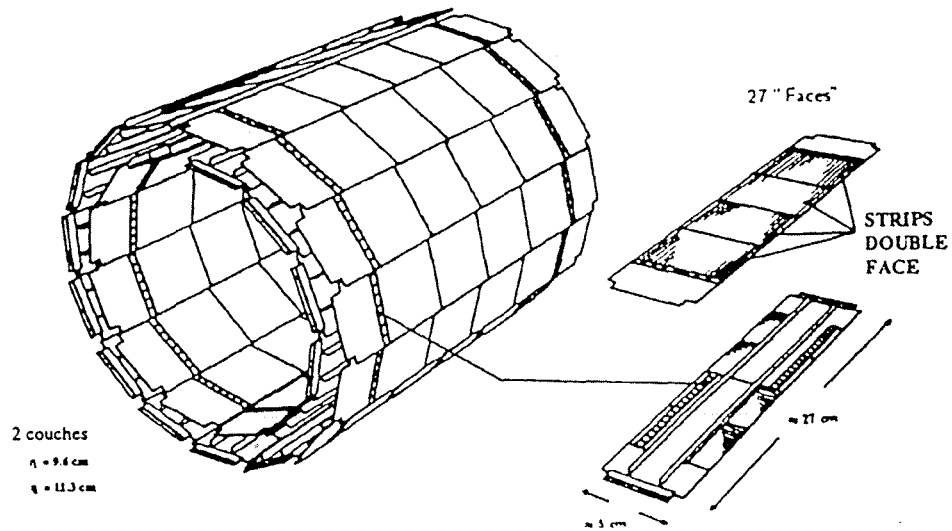


Figure 4.8: Vue d'ensemble du détecteur de vertex (VDET).

Le VDET joue un rôle crucial dans la détermination précise des trajectoires des traces, et la reconstruction des vertex de désintégration, puisqu'il mesure avec une très bonne résolution spatiale, et dans les deux projections z et $r - \phi$, deux points proches de l'axe du faisceau.

• Fonctionnement

Le VDET est constitué de deux couches à double face de détecteurs au silicium (Fig. 4.8). Chaque couche est formée d'un substrat de silicium, portant sur une face une série de bandes de lecture dopées p^+ et parallèles à l'axe du faisceau, et sur l'autre face une alternance de bandes dopées n^+ et p^+ , orientées perpendiculairement au faisceau (Fig. 4.9).

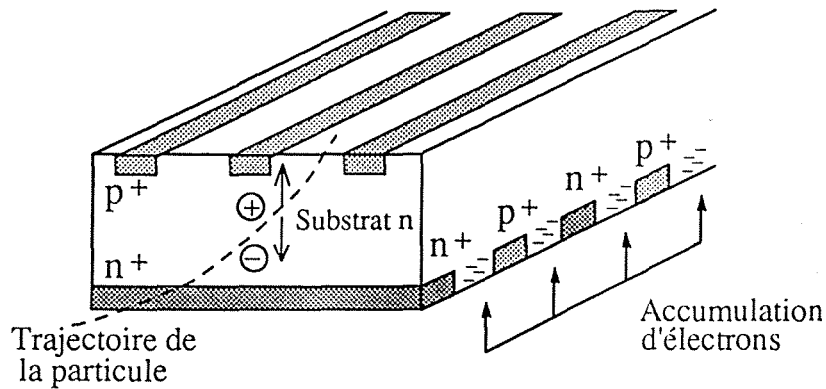


Figure 4.9: *Détail du fonctionnement du VDET.*

Une particule chargée traversant une épaisseur de silicium de $300\ \mu\text{m}$ crée environ 20 000 paires électrons-trous. La tension appliquée entre les deux faces, qui maintient la zone de déplétion, draine aussi ces porteurs de charge, suivant leur signe, vers les bandes de lecture dopées p^+ de la première face, ou vers les bandes de lecture n^+ de la seconde face. Comme les bandes des deux faces sont orthogonales, on peut mesurer la position dans les deux projections. Les bandes p^+ placées entre les bandes n^+ empêchent les électrons accumulés entre les bandes de lecture n^+ de les court-circuiter.

- **Résolution spatiale**

La dispersion moyenne des charges produites par le passage de la particule dans la zone de déplétion varie entre 5 et $15\ \mu\text{m}$. Or les bandes de lecture p^+ de la première face sont espacées de $50\ \mu\text{m}$, tandis que sur l'autre face, les bandes n^+ et p^+ se succèdent tous les $25\ \mu\text{m}$. Cet intervalle de $50\ \mu\text{m}$ entre les bandes de lecture, est supérieur à la dispersion moyenne, et ne permet pas d'interpoler la position spatiale avec une précision optimale. Mais il s'agit d'un compromis pour limiter la capacité entre chaque bande de lecture, source de bruit électronique. D'autres effets comme la dispersion de la charge sous l'effet du champ magnétique, les fluctuations dues aux rayons δ peuvent détériorer la résolution spatiale. Dans la projection $r - \phi$ (bandes p^+), la résolution atteinte sur la mesure spatiale des points est de $12\ \mu\text{m}$. Dans la projection z , la résolution varie de $12\ \mu\text{m}$ à $22\ \mu\text{m}$, suivant l'angle θ de la trace. En effet, les couches du VDET sont parallèles au faisceau, et la dispersion de la charge moyennée sur la trajectoire de la particule, dans la projection parallèle aux faces de lecture, diminue quand θ augmente.

- **Mesure de l'impulsion**

Les points mesurés dans le VDET, ajoutés à ceux de l'ITC et de la TPC, permettent d'améliorer la résolution en impulsion.

$$\frac{\Delta P}{P} = 0.0006\ (\text{GeV}/c)^{-1} p$$

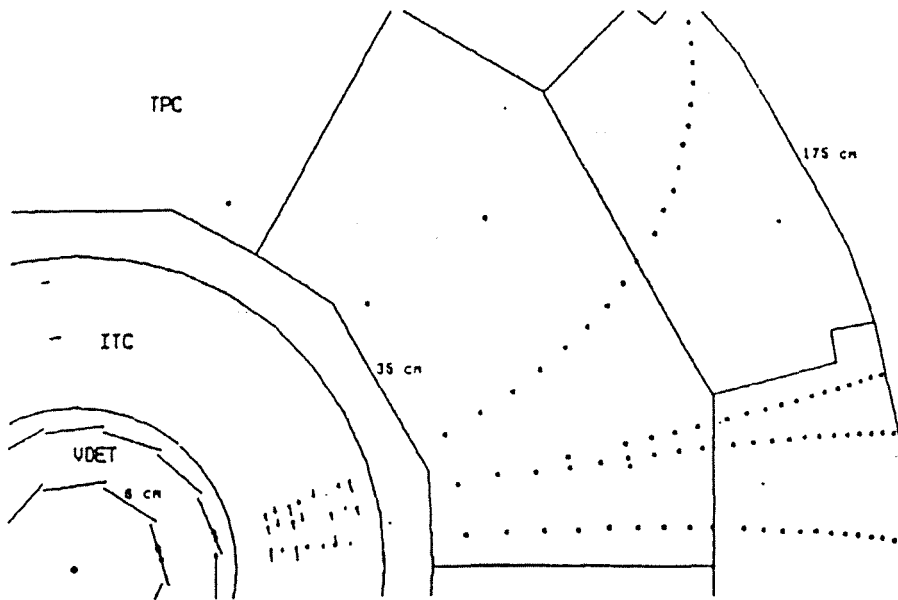


Figure 4.10: Visualisation de traces chargées avec le VDET, l'ITC et la TPC, représentés ici dans la projection $r - \phi$.

Reconstruction complète d'une trace

La figure 4.10 récapitule les points mesurés dans le VDET, l'ITC et la TPC au passage d'une particule chargée. L'ensemble de ces points et de leurs erreurs est utilisé pour déterminer la trajectoire de la particule. Cette trajectoire est une hélice et cinq paramètres sont nécessaires pour la définir complètement :

- les 3 coordonnées x, y, z du centre de l'hélice. Il revient au même d'utiliser les coordonnées d_0 , distance minimale d'approche entre l'origine et le point de la trajectoire le plus proche du point d'interaction, ϕ_0 , l'angle azimuthal de ce point, et z_0 , coordonnée selon z de ce même point.
- le rayon de l'hélice, ou de manière équivalente, l'impulsion p de la particule.
- le pas de vis, ou $\cos\theta$, angle de la trace avec l'axe z , au moment de sa production.

L'ensemble des points mesurés sur la trajectoire, permet d'ajuster ces cinq paramètres par une minimisation du χ^2 . En chaque point de la courbe ainsi ajustée, on peut alors définir une matrice d'erreur sur sa position dans l'espace. Cette matrice correspond à l'enveloppe des courbes obtenues à partir de la trajectoire ajustée, en changeant les paramètres de façon à augmenter le χ^2 de l'ajustement d'une unité, et tient compte des corrélations entre les paramètres. Par exemple, l'erreur sur le paramètre d'impact d'une trace chargée de 15 GeV, orthogonale aux faisceaux, et

4.3. Le détecteur ALEPH

au voisinage du point d'interaction, sera d'environ $100 \mu\text{m}$ en $r-\phi$ et $800 \mu\text{m}$ en $r-z$, en utilisant les points de l'ITC et de la TPC ; en rajoutant les points du VDET, l'erreur sur le paramètre d'impact est de $23 \mu\text{m}$ en $r-\phi$ et de $28 \mu\text{m}$ en $r-z$. En fonction de l'impulsion, et dans les deux projections $r-\phi$ et $r-z$, la résolution sur le paramètre d'impact δ s'écrit :

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

4.3.3 La calorimétrie et les chambres à muons

La calorimétrie d'ALEPH se décompose en deux sous-systèmes (Fig. 4.4).

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) est placé immédiatement derrière la TPC. Il est constitué d'un sandwich plomb-chambre proportionnelle, et a pour fonctions

- l'identification des électrons, photons et π^0 , par la mesure du profil des gerbes électromagnétiques ;
- la mesure de leur énergie.

Le calorimètre hadronique est formé d'un sandwich de fer et chambres à dards, placé derrière la bobine. Il mesure l'énergie des hadrons, et permet de distinguer les muons des hadrons chargés par l'analyse du profil des gerbes hadroniques. Deux couches de chambres à muons, entourant l'ensemble du détecteur, complètent l'arsenal d'identification des leptons.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Calorimètre électromagnétique	
Couverture angulaire	11-169°
Segmentation transverse	tours de $1^\circ \times 1^\circ$.
Segmentation longitudinale	4, 9, 9 longueurs de radiation.
Résolution en énergie (E en GeV)	$\frac{\sigma_E}{E} = 0.009 + \frac{0.18}{\sqrt{E}}$
Résolution spatiale transverse	$\sigma_{\theta\phi} = 0.25 + \frac{2.5}{\sqrt{E}} \text{ mrad}$

Tableau 4.6: *Caractéristiques du ECAL.*

Le ECAL est placé en amont de la bobine supraconductrice, pour que les gerbes ne commencent pas à se développer dans la matière de l'aimant, dégradant ainsi la résolution spatiale et en énergie. Il couvre 22 longueurs de radiation, pour une épaisseur totale de 40 cm, au niveau du

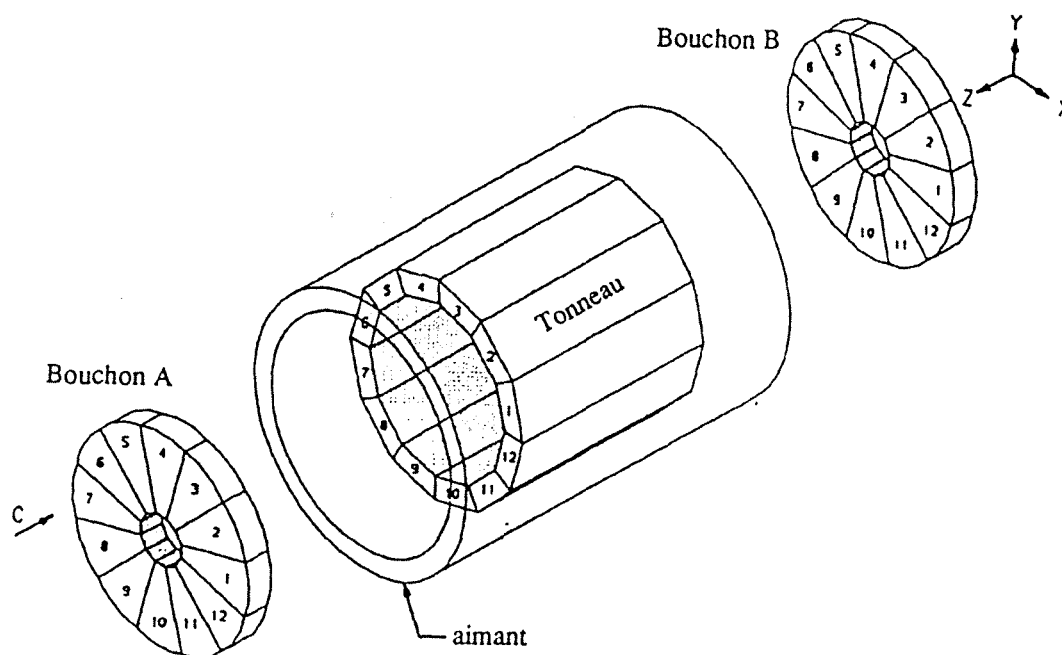


Figure 4.11: Vue d'ensemble du calorimètre électromagnétique (ECAL).

barillet, et de 56 cm au niveau des bouchons qui ferment les deux extrémités. Le barillet ainsi que chaque bouchon sont divisés en 12 modules, couvrant chacun une région azimuthale de 30° (Fig. 4.11).

• Fonctionnement

Le ECAL est formé d'une alternance de 45 feuilles de plomb, milieu absorbeur qui permet à la gerbe électromagnétique de se développer, et de chambres à fils proportionnelles, qui détectent les paires $e^+ e^-$ créées au fur et à mesure du développement de la gerbe; ces chambres à fils mesurent un signal sur des fils et des damiers. Ce sont les damiers qui servent à mesurer l'énergie, tandis que les fils sont utilisés pour le premier niveau de déclenchement d'ALEPH, ainsi que dans la calibration du ECAL (pour corriger les éventuelles inhomogénéités spatiales de la réponse du ECAL).

• Résolution spatiale et en énergie

Dans chaque module du ECAL, les damiers des plans successifs sont connectés pour former des tours projectives pointant vers le centre du détecteur (Fig. 4.12), et donc orientées le long du développement de la gerbe.

La fine granularité transverse constitue l'un des principaux atouts du calorimètre électromagnétique: chaque tour couvre un faible domaine angulaire de $1^\circ \times 1^\circ$, et 85% environ de l'énergie de la gerbe se répartit sur quatre tours. Cette fine granularité est importante pour reconnaître les électrons et les π^0 dans les jets. D'autre part, pour chaque tour, les plans sont regroupés en trois piles de 4, 9, et 9 longueurs de radiation.

4.3. Le détecteur ALEPH

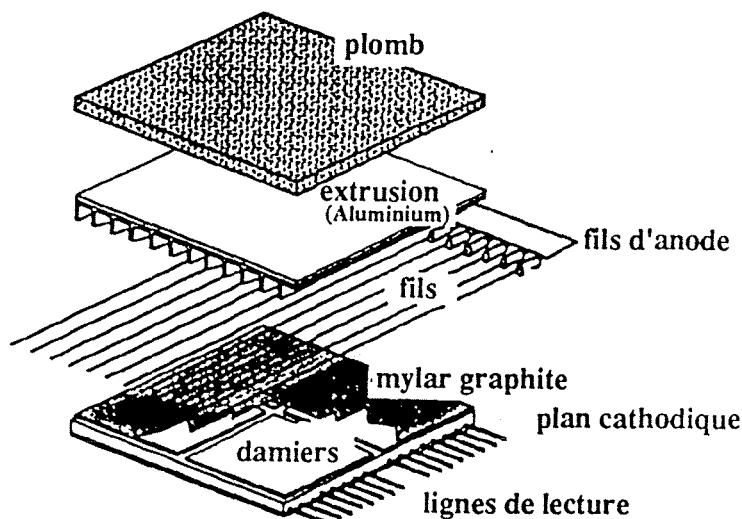


Figure 4.12: *Détail de la structure du calorimètre électromagnétique (ECAL).*

Cette double segmentation permet la mesure simultanée des profils longitudinal et transverse des gerbes électromagnétiques, et constitue l'outil principal d'identification des électrons (Chap. 5).

Les caractéristiques principales et les performances du ECAL sont résumées dans la table 4.6.

Le calorimètre hadronique (HCAL)

Calorimètre hadronique	
Couverture angulaire	6-174°
Segmentation transverse	tours de 3.7° × 3.7°.
Profondeur	7.5 longueurs d'interaction
Résolution en énergie (E en GeV)	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E}}$

Tableau 4.7: *Caractéristiques du HCAL.*

Comme le ECAL, le HCAL (Fig. 4.13) est une succession de plaques de milieu absorbeur, et de détecteurs actifs. Le fer qui joue le rôle d'absorbeur, a été choisi pour sa faible longueur d'interaction et pour permettre le retour du champ magnétique de la bobine. Des chambres à dards, de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de section jouent le rôle des détecteurs actifs. Vingt-trois couches de fer et de chambres se succèdent ainsi sur une épaisseur totale de 1.7 m.

Le HCAL est comme le ECAL constitué d'un barillet et de deux bouchons, le barillet étant

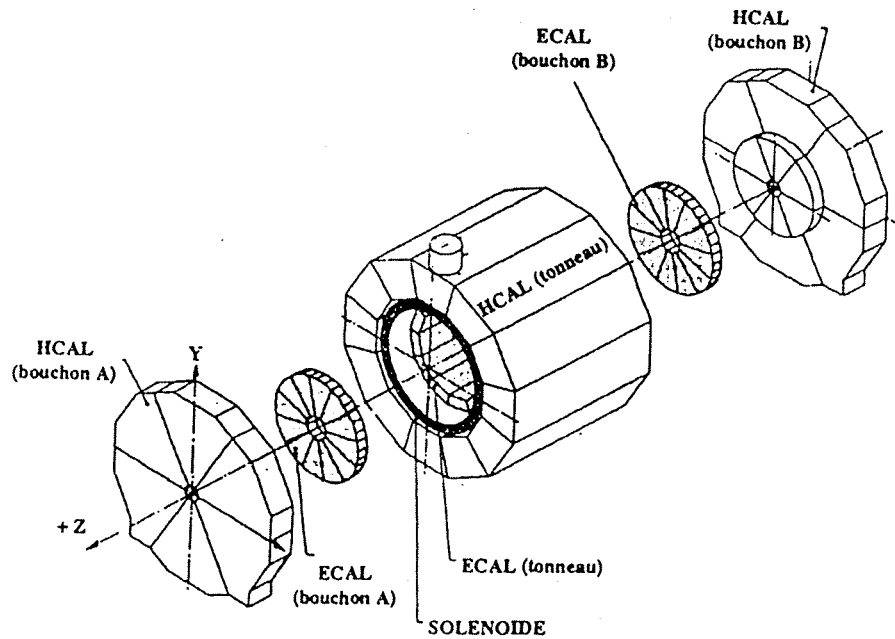


Figure 4.13: *Vue générale du calorimètre hadronique (HCAL).*

également divisé en 12 modules, mais décalés de 15° par rapport à ceux du ECAL pour éviter le recouvrement des zones mortes entre deux modules. Chacun des bouchons est divisé en six modules.

La lecture transversalement à la gerbe est assurée par 4600 tours projectives de $3.7^\circ \times 3.7^\circ$ vues du point d'interaction.

Les chambres à muons

Placées à la périphérie du détecteur, ces deux couches de chambres à dards, espacées de 50 cm, complètent la tâche du calorimètre hadronique dans l'identification des muons : en effet 94% des candidats muons identifiés dans le HCAL (Chap. 5) sont associés à un coup dans les chambres à muons, comparés à seulement 20% des hadrons, qui traversent difficilement toute l'épaisseur du HCAL.

Des séries de bandes d'aluminium orientées orthogonalement de part et d'autre des tubes à dards permettent de mesurer les coordonnées selon les deux directions angulaires, avec une résolution de 10 à 15 *mrad*.

Les chambres à muons se répartissent en 5 parties : un barillet, deux bouchons, et deux parties assurant le recouvrement entre le barillet et les bouchons.

4.4. Les échantillons de données.

4.3.4 Le déclenchement

Pendant la prise de données, le système de déclenchement permet de sélectionner rapidement les désintégrations de Z^0 , en les séparant des événements de bruit de fond tels que les interactions du faisceau avec le gaz résiduel dans le tube à vide et les rayons cosmiques. Le système de déclenchement fonctionne à trois niveaux de décision, de complexité croissante :

- Le temps de décision au niveau 1, de l'ordre de $5 \mu s$, est court par rapport aux $11 \mu s$ qui séparent les croisements successifs des faisceaux en mode 8×8 paquets. Le niveau 1 permet de réduire le taux de déclenchement à une dizaine de Hz, pour une efficacité de 99.9 % sur les bons événements. Un événement hadronique est accepté au niveau 1 s'il satisfait l'une des conditions suivantes :
 - L'énergie déposée dans le ECAL est supérieure à 6.5 GeV dans le barillet, ou à 3.8 GeV dans l'un des bouchons, ou encore à 1.5 GeV dans chacun des bouchons.
 - Coïncidence ITC-ECAL ou ITC-HCAL :
5 à 8 couches de fils touchées dans l'ITC signalent le passage probable d'une trace. L'événement est accepté si, dans la même région azimuthale que la trace candidate, l'énergie déposée dans le ECAL est supérieure à 1.3 GeV, ou la profondeur de pénétration dans le HCAL est comprise entre 30 et 90 cm suivant l'angle polaire.
- Si un événement est accepté au niveau 1, la grille de la TPC restera ouverte environ $50 \mu s$, le temps d'enregistrer les traces chargées. Par ailleurs, les mêmes conditions qu'au niveau 1 sont imposées, en ajoutant les points de la TPC aux traces reconstruites.
- Le niveau 3 réduit le taux de déclenchement à quelques Hz, fréquence maximale pour l'enregistrement des données, à partir d'une analyse combinée des informations venant de tous les sous-détecteurs (reconstruction d'amas dans les calorimètres, association amas-traces, ..), et qui permet de contrôler les niveaux inférieurs.

4.4 Les échantillons de données.

La table 4.8 donne les principales caractéristiques de l'échantillon de données utilisés dans cette thèse. La méthode de sélection des événements hadroniques sera détaillée au chapitre suivant.

Année de prise de données	1991	1992	1993	Total
Luminosité LEP (pb^{-1})	17.3	28.6	40.0	85.9
Luminosité ALEPH utilisable (pb^{-1})	11.7	20.9	31.2	63.8
Nb événements hadroniques	281 544	631 339	634 953	1 547 836

Tableau 4.8: *Luminosité intégrée et nombre d'événements dans les données d'ALEPH utilisées dans cette thèse. La luminosité LEP est calculée à partir des courants mesurés et des tailles de faisceaux attendues sur base des émittances et des fonctions β . La luminosité ALEPH citée correspond aux données utilisées, après application des critères de qualité appliqués par l'équipe d'acquisition pour vérifier que le fonctionnement des sous-détecteurs est correct du point de vue des analyses électrofaible et de saveurs lourdes.*

Bibliographie

- [1] ALEPH Collab., Performance of the ALEPH detector at LEP, submitted to NIM A (1994).
- [2] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP experiments and Constraints on the Standard Model, CERN/PPE/94-187 (1994).
- [3] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collab.), ALEPH : a Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP, NIM A **294** (1990) 121-178.
- [4] W.B Atwood, *et al.* (ALEPH Collab.), Performance of the ALEPH Time Projection Chamber, NIM A **306** (1991) 446-458.

Chapitre 5

Sélection de l'échantillon d'événements “lepton-jet” inclusifs

Les leptons issus de la désintégration semileptonique de hadrons beaux ont une double fonction :

- La sélection de canaux semileptoniques enrichit l'échantillon en événements du type $Z^0 \rightarrow \bar{b} - b$.
- La charge du lepton donne le signe de la charge du quark b dans le hadron beau au moment de sa désintégration.

Le présent chapitre résume brièvement les études menées dans ALEPH [1, 2] sur l'identification des leptons et leur utilisation dans les analyses des taux de production et des rapports d'embranchement de la beauté et du charme.

Le principe général de la sélection d'événements du type $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$ sera abordé au § 5.1 : origines des leptons dans les événements hadroniques, variables cinématiques utilisées pour l'enrichissement en désintégrations semileptoniques du b, vue d'ensemble des coupures de sélection de l'échantillon “lepton-jet”.

Les étapes de la sélection seront alors détaillées : sélection des événements hadroniques (§ 5.2), reconstruction des jets (§ 5.3), identification des leptons (§ 5.4).

La composition en saveurs de l'échantillon “lepton-jet” ainsi sélectionné peut être évaluée, selon la méthode décrite au § 5.5. La composition prédite et ses incertitudes, pour l'échantillon utilisé dans notre analyse, sera résumée au § 5.5.4.

5.1 Procédure de sélection de l'échantillon de désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$

Cette section est consacrée au principe général de la sélection des événements de type $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$. Après un exposé des diverses origines des leptons dans les événements hadroniques (§ 5.1.1), nous verrons comment enrichir un échantillon en leptons primaires, sur base des variables cinématiques p et $p_\perp$ (§ 5.1.2). Enfin, une vue d'ensemble des critères de sélection de l'échantillon lepton-jet sera exposée au § 5.1.3.

5.1.1 Origine des leptons dans les événements hadroniques

- Les leptons que nous cherchons à sélectionner proviennent directement de la désintégration d'un hadron beau ($b \rightarrow l$, Fig. 5.1.a). Ces leptons "primaires" donnent le signe de la charge du quark b dans le hadron beau au moment de sa désintégration.
- Les leptons plus rares du type $b \rightarrow \tau \rightarrow l$ (Fig. 5.1.a), conservent le signe de la charge du quark b du hadron parent, et seront considérés comme des leptons primaires.
- Les leptons de "cascades", du type $b \rightarrow c \rightarrow l$ (Fig. 5.1.b), portent une charge de signe opposé à celle du quark beau parent.
- Une faible fraction des leptons proviennent du quark charme issu de la désintégration du W (Fig. 5.1.b), Ces leptons $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$ portent alors le signe de la charge du quark b.
- Les leptons de "charme" du type $c \rightarrow l$ (Fig. 5.1.c) proviennent de la désintégration faible d'un quark charme produit directement à partir d'un Z^0 .
- Les autres modes de désintégration sont inclus dans la catégorie "bruit de fond": hadrons mal identifiés dans le détecteur (§ 5.4) et les leptons indirects, non issus de la désintégration semileptonique d'un b ou d'un c.

Les leptons indirects proviennent principalement, dans les cas des électrons, de conversions de photons $\gamma \rightarrow e^+e^-$ et de désintégrations de Dalitz de π^0 , et dans le cas des muons, de désintégrations en vol de kaons et de pions. Sont également inclus les leptons provenant de la réaction $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$.

5.1.2 Principe de l'enrichissement en désintégrations semileptoniques primaires

Dans le référentiel du hadron beau, la grande masse du quark b confère au lepton primaire une énergie élevée, $E_{\text{lepton}}^* < \frac{M_B}{2} \approx 2.4 \text{ GeV}$, et l'impulsion transverse $p_\perp$ du lepton par rapport à la direction du hadron beau, invariante par passage au référentiel du détecteur, en conserve le

5.1. Procédure de sélection de l'échantillon de désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$

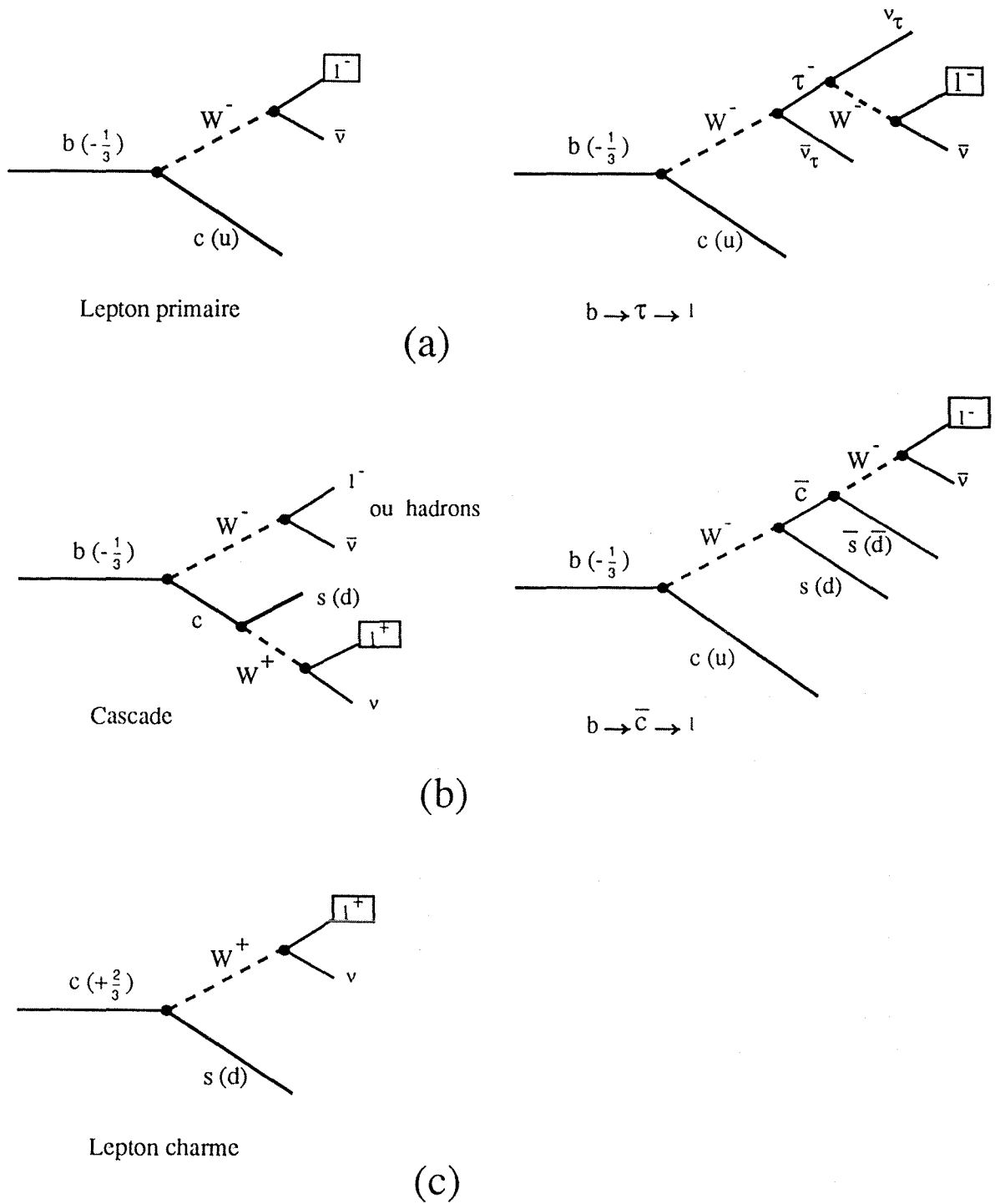


Figure 5.1: Sources de leptons directs dans les événements hadroniques.

souvenir. D'autre part, la fragmentation dure du quark b donne au hadron beau une impulsion moyenne de 30 GeV. Ces deux effets combinés confèrent une impulsion élevée au lepton dans le référentiel du détecteur. Les spectres en impulsion et en impulsion transverse des leptons primaires sont donc plus durs que ceux des leptons issus des autres modes de désintégration (Fig. 5.2). Des coupures sur ces variables nous permettront de sélectionner des leptons primaires.

Notons qu'une coupure sur l'impulsion p permet d'enrichir l'échantillon en leptons primaires, mais elle est de toute manière nécessaire pour une bonne identification des leptons. En effet, les muons de moins de 3 GeV perdent quasiment toute leur énergie par ionisation en traversant le calorimètre hadronique, et à basse énergie, les gerbes produites par les électrons dans le calorimètre électromagnétique sont difficilement distinguables des gerbes hadroniques. Une coupure à 3 GeV sur l'impulsion des leptons sera donc exigée.

L'impulsion transverse $p_{\perp}$ représente alors la variable la plus importante pour séparer les leptons primaires des autres modes de désintégration. Le choix de la coupure sur l'impulsion transverse est motivé par l'optimisation de la sensibilité statistique, pour la mesure des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$. Les leptons issus de désintégrations de type cascades, sont de charge opposée à la charge du quark beau dans le hadron à la désintégration. La présence de tels leptons dans l'échantillon entraîne une atténuation de l'amplitude du signal d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ et constitue le principal facteur dégradant l'erreur statistique [3]. Une coupure à 1.25 GeV sur l'impulsion transverse du lepton, représente le meilleur compromis entre la perte en efficacité des leptons primaires et le rejet des cascades.

5.1.3 Résumé des critères de sélection

La sélection des événements "lepton-jet" est effectuée selon les étapes suivantes :

- Utilisation des événements des données 1991-92-93, pour lesquels le VDET, la TPC, et les calorimètres sont en bon état de fonctionnement.
- Sélection d'événements hadroniques, détaillée au § 5.2.
- L'angle θ_T entre l'axe des faisceaux et entre l'axe de poussée, calculé à partir des traces chargées et des objets neutres, doit être suffisant pour éviter que certaines traces chargées ne soient pas enregistrées dans la TPC :

$$|\cos \theta_T| < 0.85$$

- L'événement doit comporter au moins deux jets de masse invariante supérieure à 6 GeV (§ 5.3), de manière à associer les deux jets les plus durs aux deux hadrons beaux produits dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Le choix d'une masse invariante de 6 GeV (proche de la masse d'un hadron beau ≈ 5.3 GeV), résulte d'une optimisation empirique de la séparation des désintégrations semileptoniques directes par l'impulsion transverse du lepton (§ 5.1.2).

5.1. Procédure de sélection de l'échantillon de désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow l X$

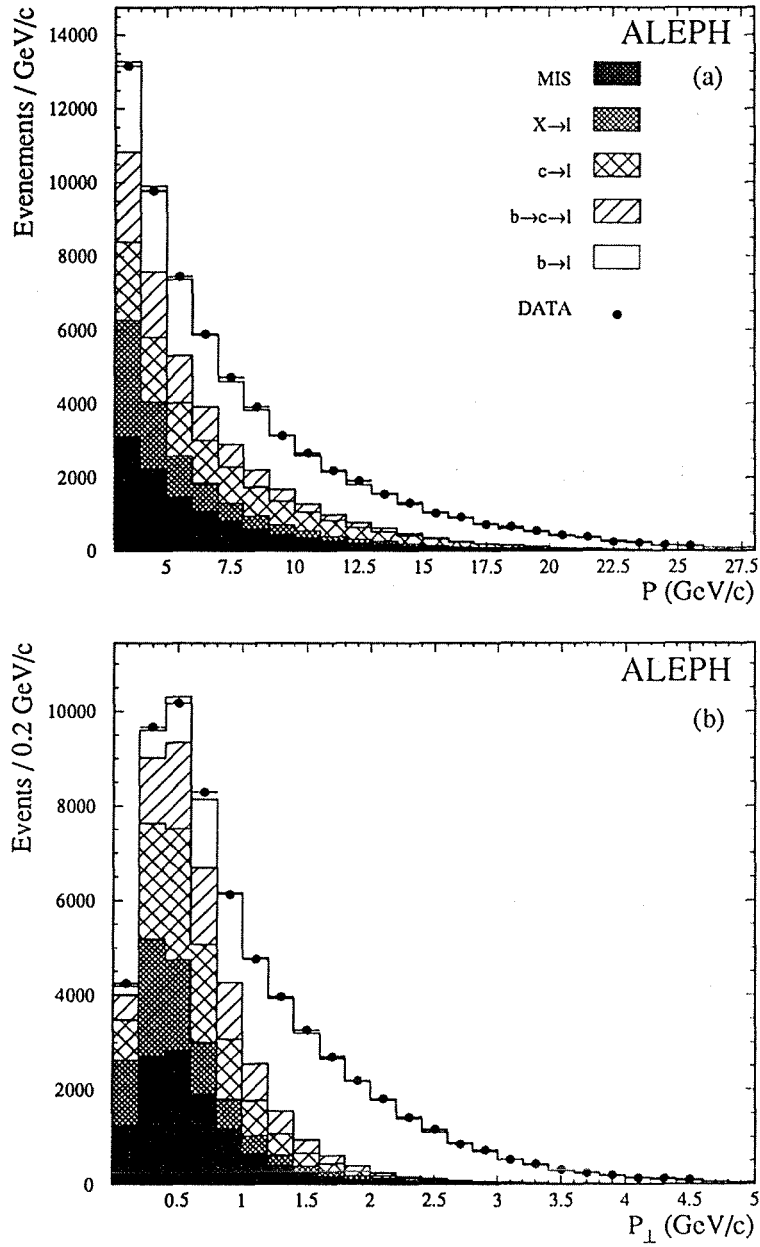


Figure 5.2: Spectres en impulsion (a) et en impulsion transverse (b) des leptons sélectionnés dans les données (points) et la simulation (trait plein). Les spectres prédits pour les différents modes de désintégration sont détaillés (voir légende).

- L'événement doit comporter au moins une trace de plus de 3 GeV, satisfaisant les critères d'identification des électrons ou des muons, explicités au § 5.4. De plus, pour éviter les jets formés d'une seule particule (des particules de l'événement peuvent sortir des limites fiducielles), on demande que le lepton emporte moins de 90% de l'énergie de son jet associé, et que ce jet comporte au moins 3 objets chargés ou neutres.

L'événement doit comporter au moins un candidat lepton dont l'impulsion transverse par rapport au jet le plus proche (lepton exclu), est supérieure à 1.25 GeV.

- Les coupures utilisées pour la mesure du temps propre dans l'hémisphère du lepton, seront détaillées au chapitre 7.

5.2 Sélection d'événements hadroniques.

La sélection des événements hadroniques d'ALEPH est uniquement basée sur l'information donnée par les traces chargées. En effet, les événements hadroniques présentent une multiplicité en traces chargées (une trentaine en moyenne) plus élevée que les désintégrations en leptons du Z^0 . De plus, les traces chargées d'un événement hadronique proviennent d'un point proche du point d'interaction contrairement à celles d'un bruit de fond cosmique, ou d'une interaction faisceau-gaz. On sélectionne donc les événements hadroniques en s'appuyant sur les critères ci-après.

- L'événement doit comporter au moins 5 "bonnes" traces chargées, une "bonne" trace chargée satisfaisant les conditions suivantes.
 - L'angle de la trace avec l'axe des faisceaux doit être suffisant ($|\cos \theta| < 0.95$), pour assurer la traversée d'au moins 6 cercles de damiers de la TPC.
 - L'on doit pouvoir mesurer au moins 4 points dans la TPC. Cette coupure de qualité permet d'éliminer la majorité des traces non physiques ou mal reconstruites ;
 - la trace doit traverser un cylindre centré sur le point d'interaction, de 2 cm de rayon et de 20 cm de longueur totale. Cette coupure permet de rejeter les traces mal reconstruites, et les particules issues d'un vertex éloigné du point d'interaction, telles que les traces des rayons cosmiques.
- L'énergie totale des bonnes traces chargées doit représenter au moins 10% de l'énergie du centre de masse, ce qui permet d'exclure les interactions faisceau-gaz et les interactions $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons.

L'efficacité de ces coupures sur les événements hadroniques est de 97.5% [1], d'après la simulation. L'estimation de la contamination, essentiellement par des événements $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et des interactions $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons, est inférieure à 0.3 %.

5.3 Reconstruction des jets

La direction du hadron beau doit être reconstruite pour mesurer l'impulsion transverse du lepton. Les objets chargés et neutres observés dans le détecteur sont regroupés en "jets" selon l'algorithme développé par le groupe de JADE [4]; la direction du jet associé au lepton permet d'estimer celle du hadron beau dont il est issu. L'algorithme de JADE consiste à calculer la masse invariante de toutes les paires d'objets i, j :

$$M_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})$$

puis à remplacer la paire de masse invariante minimale par une pseudo-particule. D'autres objets seront associés à cette pseudo-particule, tant que la masse invariante du nouvel ensemble ne dépasse pas un certain seuil M_{cut} ; en prenant $M_{cut} = 6 \text{ GeV}$, proche de la masse du hadron beau, le jet du lepton contient en moyenne les objets neutres ou chargés issus de la désintégration de ce hadron et permet d'en estimer la direction.

Des études [1] ont montré qu'en calculant l'impulsion transverse du lepton par rapport à la direction du jet, après avoir soustrait de ce dernier l'impulsion du lepton, on améliorerait la séparation entre les leptons primaires et les autres modes de désintégration, notamment les cascades. Nous adopterons donc cette définition de $p_{\perp}$, dénotée "lepton exclu", plutôt que la définition naïve qui consisterait à calculer l'impulsion transverse du lepton par rapport au jet qui le contient.

5.4 Identification des leptons

Les coupures d'identification des leptons exploitent les interactions différentes des muons, des électrons et des hadrons avec le détecteur (Fig. 5.3). Cette section expose le principe et les performances des méthodes d'identification des leptons : coupures préalables de qualité sur les traces chargées candidates leptons (§ 5.4.1), identification des muons dans le HCAL et les chambres à muons (§ 5.4.2), et identification des électrons dans le ECAL et par mesure de la perte d'énergie par ionisation dans la TPC (§ 5.4.3).

5.4.1 Coupures de qualité imposées aux traces chargées candidates leptons

Les traces candidates leptons doivent satisfaire les coupures de qualité exigées pour les "bonnes" traces des événements hadroniques (§ 5.2). De plus, des coupures plus sévères sont requises :

- La distance minimale d'approche d_0 , entre la trace et l'axe du faisceau doit être inférieure à 5 mm. Cette coupure permet de réduire les électrons issus de conversions de photons, et les muons issus des désintégrations en vol de hadrons chargés K^+ , π^+ .

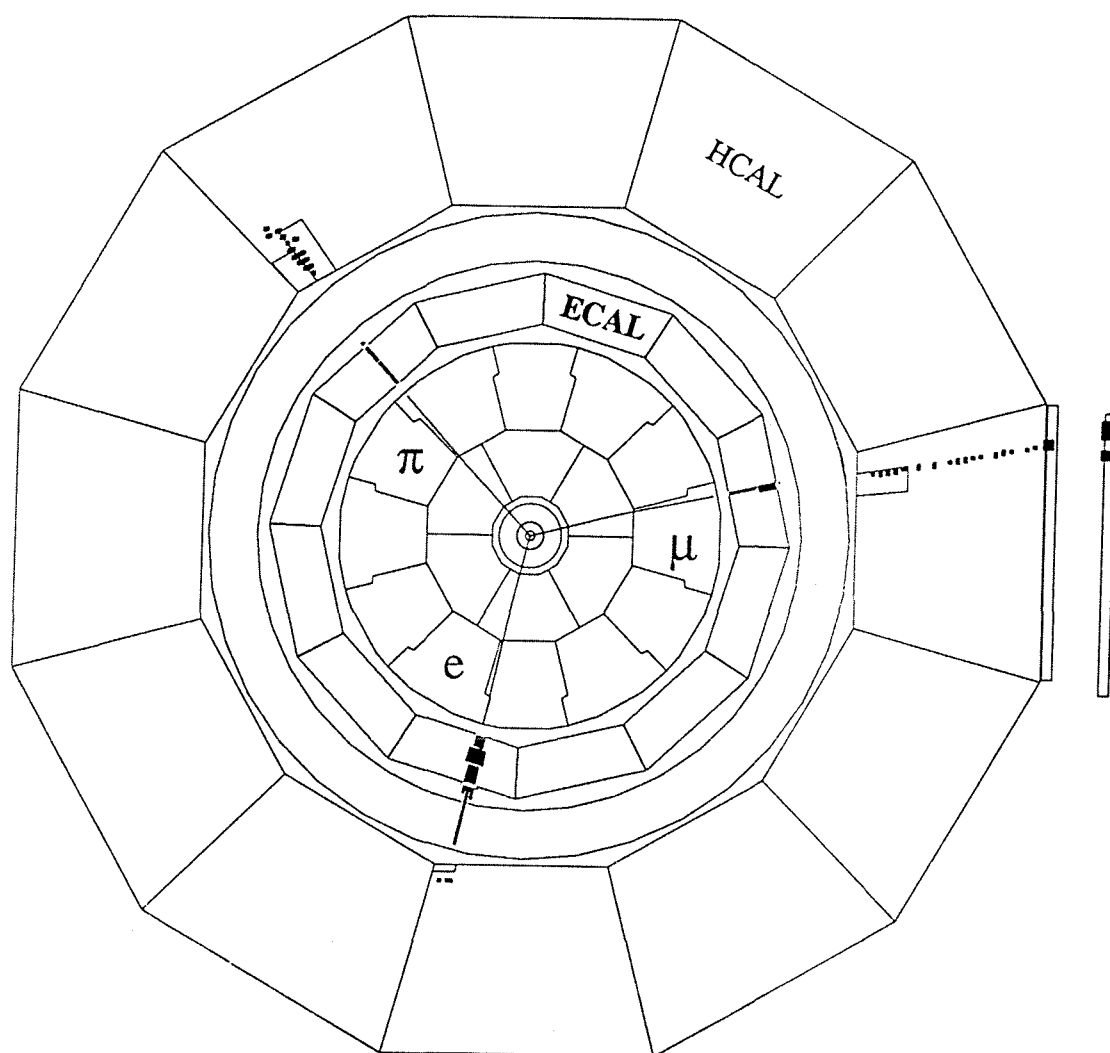


Figure 5.3: Représentation, dans la projection $r - \phi$, de l'interaction simulée d'un muon, d'un pion, et d'un électron de 11 GeV, avec les différentes parties du détecteur.

5.4. Identification des leptons

- Au moins 5 points de la trace doivent être mesurés dans la TPC (plutôt que 4 points pour une “bonne” trace d’un événement hadronique), pour rejeter les rayons cosmiques et les traces mal reconstruites.

5.4.2 Identification des muons

Principe

La signature typique d’un muon est celle d’une particule chargée au minimum d’ionisation, traversant sans interaction apparente les calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi que les deux couches de chambres à muons (Fig. 5.3). Au contraire, les hadrons chargés démarrent dans le ECAL une large gerbe d’interaction qui est essentiellement contenue dans le HCAL (Fig. 5.3). Presque totalement absorbés, ils ne touchent que rarement les derniers plans du HCAL et les chambres à muons.

Choix des coupures

Les coupures utilisées par ALEPH sélectionnent des particules très pénétrantes et rejettent les larges gerbes d’interaction ; elles sont ajustées pour rejeter le maximum de hadrons, en conservant une bonne efficacité pour les muons.

- **Utilisation du calorimètre hadronique :**

Pour sélectionner des traces pénétrantes, on exige que le nombre N_{att} de plans de chambres à dards du HCAL, croisés par la trajectoire des traces chargées candidates muons et extrapolées dans le HCAL, soit supérieur à 10 dans les zones actives.

La particule est alors jugée suffisamment pénétrante si au moins 40% des plans de chambres à dards traversés par la trajectoire dans des zones actives, sont effectivement touchés ; un plan est dit touché, si un coup est mesuré à l’intérieur d’une bande centrée sur la trajectoire extrapolée, et large de 3 déviations standard tenant compte de la diffusion multiple des muons dans le HCAL. On demande également que le nombre N_{10} des plans touchés parmi les 10 périphériques, soit supérieur à 4.

$$N_{touch}/N_{att} \geq 0.4 \quad ; \quad N_{10} \geq 4$$

où N_{touch} désigne le nombre total de plans touchés. Le choix des coupures sur N_{10} et N_{touch}/N_{att} découle de la comparaison des distributions de ces variables pour les muons et les pions, illustrée sur la figure 5.4.

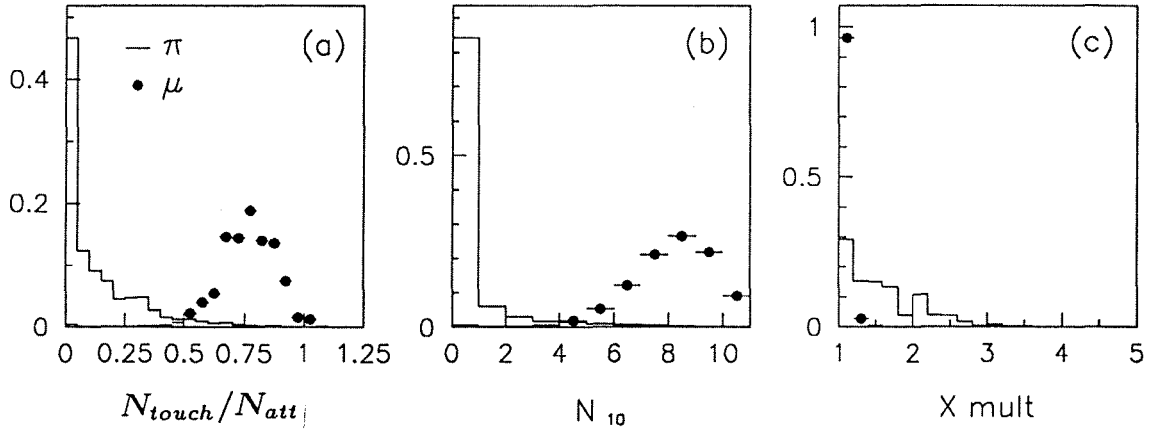


Figure 5.4: Distribution des variables N_{touch}/N_{att} (a), N_{10} (b), et X_{mult} (c), pour les muons (points noirs) et les pions (traits pleins), tels que $N_{att} > 10$. Les distributions sont normalisées au même nombre arbitraire d'événements.

D'autre part, on améliore la réjection des hadrons, en exploitant la différence de profil transversal entre les gerbes hadroniques et la trajectoire des muons. Pour cela, on ouvre une route autour de la trace extrapolée, la plus large possible (20 à 30 cm) de façon à contenir l'éventuelle gerbe hadronique sans inclure les coups issus des particules voisines du candidat muon. Notons qu'elle est beaucoup plus large que le chemin autorisé par la diffusion multiple d'un muon. Dans les 11 derniers plans du HCAL, où les gerbes hadroniques sont développées, on mesure le nombre moyen X_{mult} de cellules touchées par plan, à l'intérieur de la large route ouverte autour de la trace extrapolée. La comparaison des distributions de X_{mult} pour les muons et les pions (Fig. 5.4), conduit au choix de la coupure :

$$X_{mult} \leq 1.5$$

• Utilisation des chambres à muons :

Les chambres à muons complètent le rôle du HCAL dans la sélection de traces pénétrantes : on demande la mesure, dans au moins une des deux chambres à muons, d'un point dont la distance à la trajectoire de la trace est inférieure à 4 écarts standards prévus par la diffusion multiple des muons. La puissance de cette coupure repose sur deux effets cumulés :

- d'une part, elle impose à la particule de traverser toute l'épaisseur du HCAL ;
 - d'autre part, les chambres à muons mesurent des points selon les deux coordonnées transverses à la gerbe, contrairement au HCAL qui n'en mesure qu'une seule.
- La multiplicité des traces chargées dans les jets engendre un recouvrement des

5.4. Identification des leptons

“chemins” de diffusion multiple tracés autour des trajectoires extrapolées des candidats muons dans le HCAL : le même point mesuré par une chambre à dards peut être associé à plusieurs traces extrapolées. Cette ambiguïté est généralement levée par la mesure d’un point dans les chambres à muons, selon les deux projections transverses. Si toutefois deux traces partagent le même point mesuré dans les chambres à muons, le point est alors associé à la trace extrapolée la plus proche.

En demandant un coup dans les chambres à muons, on rejette alors une grande partie des hadrons passant les coupures sur N_{touch}/N_{att} et N_{10} , dans le cas où les plans sont touchés par d’autres particules que la trace candidate, mais voisines dans la projection du HCAL.

L’utilisation des chambres à muons permet de réduire le bruit de fond d’un facteur 5, tout en conservant 94% des muons.

Performances

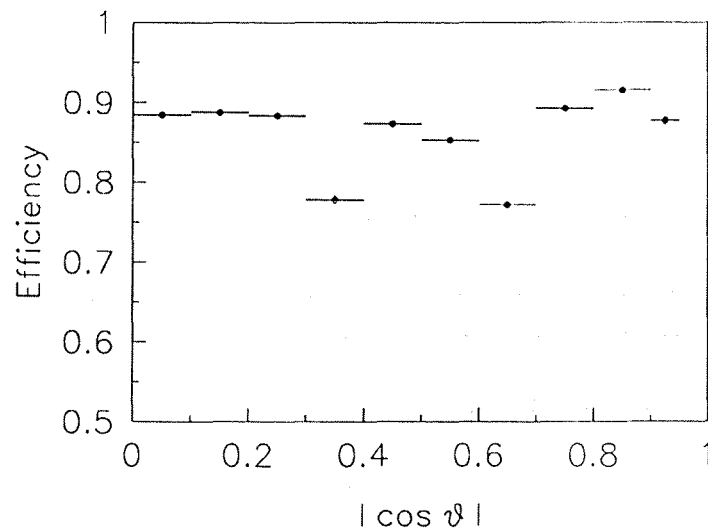


Figure 5.5: Efficacité d'identification des muons en fonction de θ .

L'efficacité moyenne d'identification des muons, de l'ordre de 86%, est mesurée directement sur les données en utilisant des muons isolés [1]. A partir de muons provenant de désintégrations de τ , on peut contrôler l'évolution de l'efficacité en fonction de l'impulsion.

L'utilisation des chambres à muons permet de contrôler les critères d'identification du HCAL, et vice-versa. L'efficacité de la sélection par le HCAL est de l'ordre de 92%, et elle est pratiquement indépendante de l'impulsion. L'efficacité moyenne de sélection par les chambres à muons est de l'ordre de 94%, et dépend de l'angle θ de la trace avec l'axe des faisceaux : les deux creux

observés sur la figure 5.5 correspondent aux zones associées aux supports de la bobine d’ALEPH, et dépourvus de chambres à muons.

On peut contrôler à partir des données la probabilité P_{misid} de prendre un hadron ¹ pour un muon, en utilisant des hadrons issus de la désintégration de taus ($\tau \rightarrow \rho\nu$, $\tau \rightarrow K^*\nu$, $\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu$). On mesure ainsi le rapport moyen R_{mis} des probabilités de mauvaise identification dans les données et le Monte-Carlo :

$$R_{mis} = 1.16 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst})$$

Pour des hadrons d’impulsion supérieure à 3 GeV et d’impulsion transverse supérieure à 1.25 GeV, la probabilité moyenne de mauvaise identification est obtenue à partir du produit de la valeur donnée par la simulation par le facteur de correction R_{mis} , et vaut $P_{misid} = 0.0042 \pm 0.0002$ (stat); elle décroît lentement lorsque l’impulsion augmente (la gerbe d’interaction développée par un hadron se distingue davantage du parcours rectiligne d’un muon).

5.4.3 Identification des électrons

Principe

Les électrons sont presque complètement absorbés dans le ECAL en produisant une gerbe électromagnétique compacte, longitudinalement et transversalement (Fig. 5.3); environ 85 % de l’énergie de la gerbe est ainsi contenue dans deux rayons de Molière ($R_m = 1.5$ cm dans le plomb du ECAL), ou dans les 4 tours projectives les plus énergétiques touchées par l’électron. La fraction d’énergie déposée par les hadrons dans le ECAL est beaucoup plus faible et les gerbes d’interaction qu’ils développent sont plus larges.

La sélection des électrons par la compacité de la gerbe mesurée dans le ECAL, est surtout efficace à haute énergie. A basse énergie, on utilise la mesure du dE/dX fournie par la TPC pour compléter l’information donnée par le ECAL : le “plateau relativiste” de la courbe de Bethe-Bloch (Chap. 4), prédit une perte d’énergie par ionisation constante pour les électrons, qui se distinguent des hadrons plus lourds, et dont la perte d’énergie augmente rapidement vers les basses impulsions.

Choix des coupures

- **Utilisation de la compacité de la gerbe dans le ECAL :**

¹qui ne se désintègre pas en un véritable muon avant d’atteindre le HCAL

5.4. Identification des leptons

L'estimateur transverse

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

compare la fraction d'énergie E_4 déposée dans les 4 tours les plus énergétiques, autour de la trajectoire de la trace extrapolée dans le ECAL, à celle attendue pour des électrons d'impulsion p . La distribution attendue de la fraction d'énergie déposée par les électrons est obtenue à partir d'événements du type $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$.

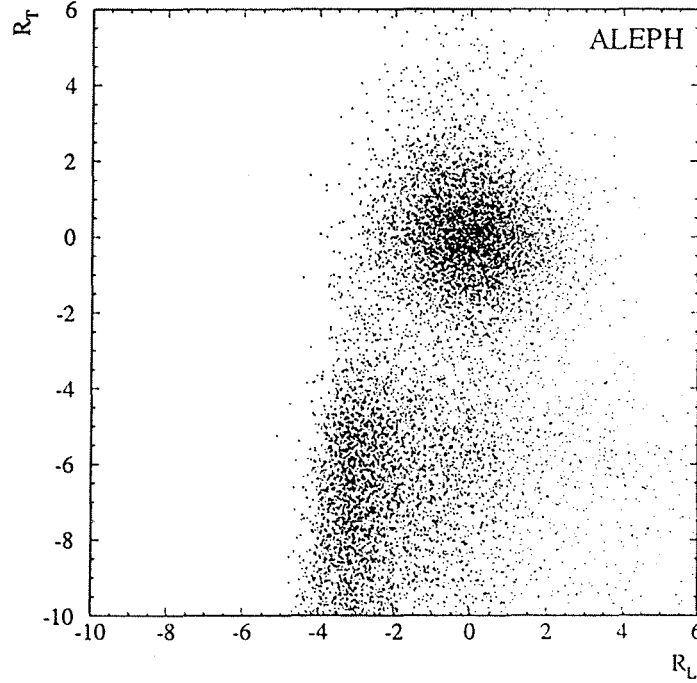


Figure 5.6: Distributions des événements d'un échantillon enrichi en conversions de photons, dans le plan (R_T, R_L) . Les électrons et les hadrons apparaissent nettement séparés.

La profondeur moyenne $\langle t \rangle$ de la gerbe, définie comme le premier moment du profil longitudinal de dépôt d'énergie, est mesurée dans les données à partir de l'énergie déposée dans les trois piles du ECAL, selon une procédure itérative supposant à chaque étape que la forme du profil de dépôt d'énergie est paramétrisée selon la forme théorique citée en [5]. Cette procédure converge rapidement pour les électrons, et permet de rejeter les hadrons, dont le profil est incompatible avec une gerbe électromagnétique. On peut montrer [6] que $\frac{1}{\langle t \rangle}$ suit une loi gaussienne pour les électrons. La moyenne et la largeur de la distribution de $\frac{1}{\langle t \rangle}$ sont déterminées à partir des données, en utilisant des événements Bhabha. La dépendance en p de la moyenne et de la largeur est paramétrisée en utilisant des électrons sélectionnés par des coupures sévères sur R_T et R_L (voir paragraphe suivant) dans les événements hadroniques.

L'estimateur longitudinal R_L compare la profondeur moyenne de la gerbe à celle attendue pour un électron :

$$R_L = \frac{\frac{1}{\langle t \rangle} - \frac{1}{\langle t \rangle_e}}{\sigma_{\frac{1}{\langle t \rangle_e}}}$$

Il apparaît sur la figure 5.6 que l'estimateur R_T est le plus efficace pour la réjection des hadrons. Aucune coupure supérieure sur R_T n'est exigée pour l'identification des électrons, car les 4 tours centrales associées à un électron peuvent contenir l'énergie additionnelle d'un photon de bremsstrahlung. Les coupures suivantes sur R_T et R_L ont été choisies par la collaboration :

$$R_T > -1.6 \quad ; \quad -1.8 < R_L < 3.0$$

- Utilisation de la perte d'énergie par ionisation :

La complémentarité des rôles du ECAL et de la TPC sur le domaine d'impulsion est

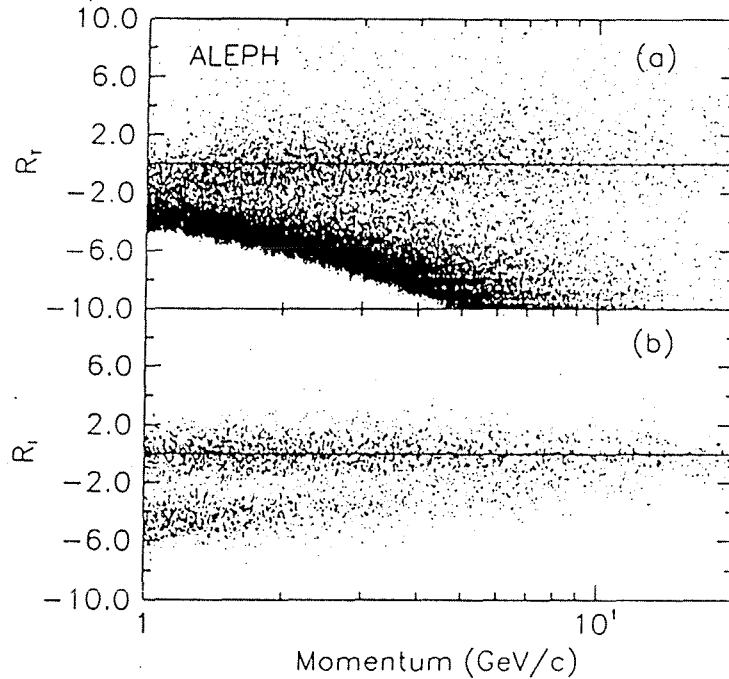


Figure 5.7: Distribution de R_T (a) en fonction de p pour toutes les traces et distribution de R_I (b) en fonction de p pour les traces satisfaisant les critères d'identification des électrons du ECAL.

illustrée sur la figure 5.7. Pour les traces dotées d'au moins 50 mesures de dE/dX dans la TPC, l'estimateur

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

donne la différence, en déviations standard, entre le dE/dX mesuré et la valeur prédite par la formule de Bethe-Bloch pour les électrons. Les méthodes de calibration de la

5.4. Identification des leptons

mesure du dE/dx sont détaillées en [1]. On exige :

$$R_I > -2.5$$

Rejet des leptons indirects

Les principales sources d'électrons indirects sont les conversions de photons et les désintégrations Dalitz de π^0 . Ce type d'électrons est en partie rejeté par les coupures sur $(p, p_\perp)$ et sur la distance minimale d'approche au point d'interaction. On peut encore réduire la fraction de leptons indirects, en excluant les candidats électrons auxquels on peut associer une trace de charge opposée, et telle que la topologie de la paire formée soit compatible avec une conversion ou une désintégration Dalitz. L'algorithme de recherche de paires consiste à calculer, pour toute trace de charge opposée à celle de l'électron candidat :

- la distance DXY entre les deux traces, dans le plan (x,y), au point où elles sont parallèles (Fig. 5.8) ;
- la distance DZ entre les deux traces, selon z et au point où DXY est calculé ;
- la masse invariante XMA des deux traces au point de calcul de DXY, et en attribuant aux traces la masse de l'électron.

Les deux traces sont associées en une paire si :

$$-1 \text{ cm} < DXY < 1 \text{ cm} \quad ; \quad DZ < 1 \text{ cm} \quad ; \quad XMA < 20 \text{ MeV}$$

Ces coupures permettent de rejeter 65% des électrons de conversion et de désintégration Dalitz, avec $p > 3 \text{ GeV}$ (sans coupure en $p_\perp$).

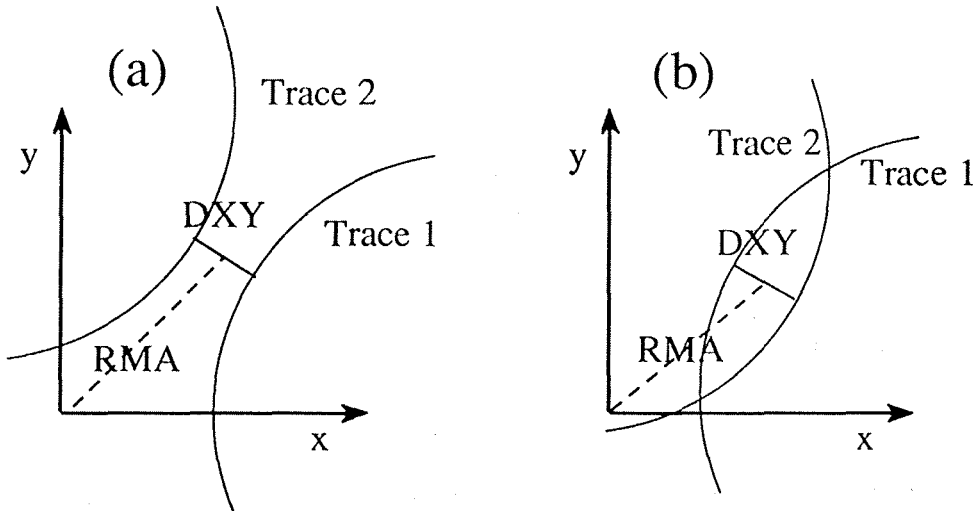


Figure 5.8: Définition de la variable DXY utilisée pour la reconnaissance des paires d'électrons, pour DXY positif (a) ou négatif (b). Le rayon de matérialisation RMA est également représenté.

Performances

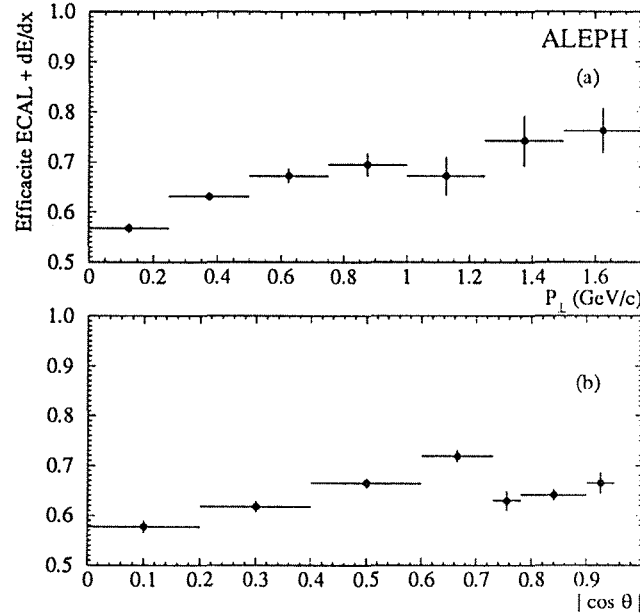


Figure 5.9: Efficacité globale (ECAL+TPC) d'identification des électrons, en fonction de $p_{\perp}$ (a), et en fonction de l'angle polaire θ (b).

L'efficacité d'identification des électrons par le ECAL seul est déterminée en sélectionnant des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ dans les données. Un échantillon très pur (95%) de conversions est obtenu en associant des paires de traces selon l'algorithme décrit au paragraphe précédent. L'une des deux traces doit satisfaire les coupures d'identification des électrons, l'autre trace servant alors à mesurer l'efficacité. Aucune dépendance de l'efficacité en fonction de p et $p_{\perp}$ n'est observée, en accord avec la définition des estimateurs R_T et R_L . Par contre elle dépend de l'angle θ , et décroît dans la région de recouvrement et dans les bouchons, où les zones mortes sont plus importantes. L'efficacité moyenne est de l'ordre de 79%.

L'inefficacité due à l'identification par le dE/dX provient essentiellement de la coupure sur le nombre de mesures de dE/dX (>50), et dépend fortement de l'impulsion, de l'impulsion transverse, et de l'angle θ . L'efficacité moyenne est de l'ordre de 83%.

L'efficacité moyenne globale de l'identification des électrons (ECAL+TPC) vaut alors environ 66%. Ses variations en fonction de $p_{\perp}$ et de θ sont représentées sur la figure 5.9.

5.5. Evaluation de la composition de l'échantillon "lepton-jet"

La probabilité de confondre un hadron avec un électron est mesurée à partir des données de la façon suivante : ayant déterminé la distribution de R_I pour les hadrons sélectionnés par les coupures ($R_L < -2.3$, $R_T < -2.3$), et pour les candidats électrons satisfaisant les critères du ECAL, on ajuste la moyenne et la largeur de la distribution gaussienne de R_I pour les électrons, ainsi que les nombres d'électrons et de hadrons dans l'échantillon (Fig. 5.10). La fraction de bruit de fond est obtenue après coupure sur dE/dX ($R_I > -2.5$). La probabilité de confondre un hadron avec un électron diminue quand l'impulsion transverse et l'impulsion augmentent. Pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 1.25 GeV, elle vaut en moyenne 1 pour mille.

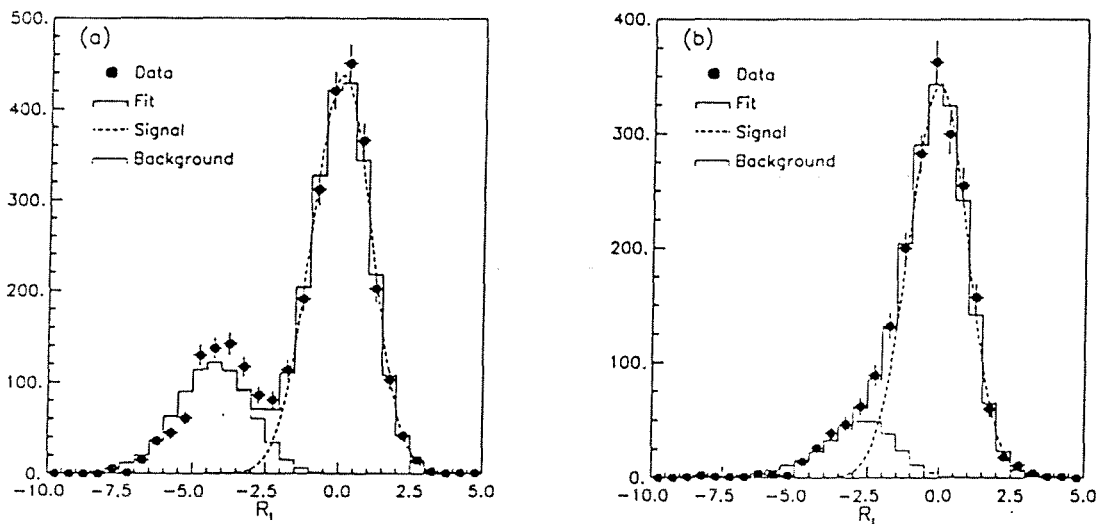


Figure 5.10: Principe de l'extraction de la contamination en hadrons mal identifiés à partir de la distribution de R_I , pour une impulsion comprise entre 2 et 3 GeV (a), et pour une impulsion comprise entre 7 et 11 GeV (b).

5.5 Evaluation de la composition de l'échantillon "lepton-jet"

5.5.1 La méthode et ses ingrédients

La composition de l'échantillon d'événements "lepton-jet" est obtenue à partir du spectre en p , $p_{\perp}$ des leptons mesuré dans les données. Le nombre de paires lepton-jet attendues dans un bin

en $(p, p_\perp)$ s'écrit :

$$\begin{aligned}
 N_{IJ}(p, p_\perp) = & \epsilon_{id}(p, p_\perp) \\
 & \times \{ 2N_{b\bar{b}} [\text{Br}(b \rightarrow l)P_{\text{prim}}(p, p_\perp) + \text{Br}(b \rightarrow c)\text{Br}(c \rightarrow l)P_{\text{cas}}(p, p_\perp)] \\
 & + 2N_{c\bar{c}} [\text{Br}(c \rightarrow l)P_{\text{charme}}(p, p_\perp)] \} \\
 & + N_{\text{mis}}(p, p_\perp)\epsilon_{\text{mis}}(p, p_\perp) + N_{\text{ind}}(p, p_\perp)
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

où N_{mis} et N_{ind} désignent les nombres de hadrons mal identifiés et de leptons indirects. Pour simplifier la formulation, dans notre notation l'indice *prim* désigne les leptons primaires et les leptons de type $b \rightarrow \tau \rightarrow l$, tandis que l'indice *cas* inclue les cascades $b \rightarrow c \rightarrow l$ et $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$.

L'extraction de la composition en saveurs est basée sur les étapes suivantes :

- la modélisation de la forme des spectres $P_i(p, p_\perp)$ pour les leptons primaires (prim), cascades (cas) et le charme est détaillée au § 5.5.2 ;
- l'efficacité ϵ_{id} d'identification des muons (§ 5.4.2) et des électrons (§ 5.4.3) est mesurée en fonction de $p, p_\perp$, et de la position dans le détecteur. Il est crucial de la déterminer à partir des données, en utilisant un échantillon enrichi en leptons (muons isolés et désintégrations de τ pour les muons, événements Bhabha et conversions pour les électrons). En effet, les origines des différences d'efficacité entre les données et le Monte-Carlo sont multiples :
 - Dans le cas des électrons, la calibration du ECAL est cruciale ; tout effet sur la connaissance de l'énergie du ECAL peut changer la moyenne et la largeur des estimateurs R_T et R_L , et modifier ainsi les efficacités. La simulation imparfaite des gerbes contribue également à ces différences d'efficacité.
 - Dans les cas des muons, l'inefficacité de certaines parties du détecteur et les zones mortes jouent un rôle important. Mais la simulation des gerbes contribue aussi aux différences d'efficacité comme pour les électrons.
- les rapports d'embranchement $\text{Br}(c \rightarrow l)$, $\text{Br}(b \rightarrow \tau)$, $\text{Br}(B \rightarrow J/\Psi)$, et $b \rightarrow u$ et leurs incertitudes, sont tirés de données publiées (ou, pour $\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l)$, de calculs théoriques) [2] ;
- le nombre de muons indirects est tiré de la simulation des désintégrations en vol de pions et de kaons. Le nombre d'électrons de conversion est obtenu en combinant le taux mesuré de conversions avec l'efficacité d'identification des conversions calculée par la simulation.
- le bruit de fond dû aux hadrons mal identifiés est obtenu en combinant les spectres de hadrons prédits par la simulation de Monte-Carlo $N_{\text{mis}}(p, p_\perp)$ avec les probabilités de mauvaise identification des hadrons ϵ_{mis} , extraites des données, selon les procédures décrites aux § 5.4.2 et 5.4.3. Le niveau absolu de ce bruit de fond est sensible à la

5.5. Evaluation de la composition de l'échantillon "lepton-jet"

dépendance en $p_{\perp}$ de N_{mis} ; des études récentes ont remis en question la précision de la présente procédure, et suggèrent une correction globale (§ 5.5.3) du niveau de bruit de fond lié aux leptons indirects et hadrons mal identifiés, tel qu'évalué en [2].

- Les quantités :

- $R_C = \frac{\Gamma_{Z \rightarrow c - \bar{c}}}{\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}},$

- $R_B = \frac{\Gamma_{Z \rightarrow b - \bar{b}}}{\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}},$

- $Br(b \rightarrow l),$

- $Br(b \rightarrow c \rightarrow l),$

- la fraction moyenne $\langle x_b \rangle$ ($\langle x_c \rangle$) de l'énergie du quark initial b (c), emportée par le hadron beau (charmé). Ces deux quantités caractérisent la dureté de la fragmentation des quarks b et c, et sont corrélées aux rapports de branchements ajustés, car elles interviennent dans la forme prédite des spectres en impulsion ;

- ainsi que le taux moyen χ d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$, et les asymétries avant-arrière A_{FB}^b et A_{FB}^c sans impact sur les mesures directes des fréquences d'oscillation Δm_d et Δm_s ,

sont ajustées simultanément au sein d'une analyse dite "globale", qui utilise l'information combinée des distributions en $(p, p_{\perp})$ des événements à un ou plusieurs leptons [2].

- l'on dispose à ce stade de toutes les quantités intervenant dans l'équation 5.1. Il est alors possible de prédire, pour toutes valeurs de $(p, p_{\perp})$, les contributions relatives des sources de leptons énumérées au § 5.1.1.

5.5.2 Spectres inclusifs en $p, p_{\perp}$ des désintégrations leptoniques de b, c

Spectres des leptons primaires

Dans la simulation, la fonction de fragmentation de Peterson prédit la distribution en impulsion du hadron beau parent, tandis que dans le référentiel du hadron beau, la désintégration semileptonique des mésons beaux en mésons charmés D et D*, dans le rapport (1:3), est simulée selon le modèle exclusif de Körner et Schuler (voir § 2.2). Ce modèle donne la dépendance des facteurs de forme en fonction de l'énergie q^2 transférée par le W. Une revue des différents modèles exclusifs peut être consultée en [8]. Les rapports de branchement des hadrons beaux en mésons charmés scalaires ou vectoriels (D, D^*, D^{**}) sont ajustés pour reproduire approximativement la forme des spectres mesurés sur l'expérience CLEO.

La modélisation de la désintégration semileptonique dans le référentiel du hadron beau, est ensuite raffinée pour l'analyse des données réelles. En effet, le traitement des désintégrations en D^{**} et $D^* \pi$ diffère suivant les modèles de désintégration semileptonique. Ajusté sur les données d'ARGUS et CLEO, le modèle de Isgur-Wise à composante D^{**} (ISGW**) prédit un spectre

moins énergétique que le modèle inclusif d'Altarelli (voir § 2.2). Les prédictions de chacun de ces modèles peuvent être pondérées de manière à reproduire les résultats de CLEO. L'on a adopté, pour la description du spectre théorique en $(p, p_{\perp})$ des leptons primaires, la moyenne des prédictions des modèles d'Altarelli et de ISGW**. L'erreur sur la modélisation est estimée par la demie différence entre les deux prédictions.

Désintégrations de type $c \rightarrow l$

Dans la simulation, les désintégrations du type $c \rightarrow l$ dans le référentiel du hadron charmé, sont simulées à partir du modèle du quark spectateur. Le spectre en énergie du lepton obtenu à partir de la simulation, est repondéré pour reproduire le spectre mesuré sur l'expérience DELCO [9]. La demie-différence entre le spectre obtenu directement par la simulation et le spectre corrigé permet d'évaluer l'erreur systématique issue de la modélisation.

Désintégrations de type $b \rightarrow c \rightarrow l$

Il n'existe pas de mesure expérimentale des spectres en énergie des leptons issus de cascades. La première étape de ce processus, $b \rightarrow c$, est simulée suivant le modèle du quark spectateur. Dans le référentiel du hadron charmé, la désintégration semileptonique est modélisée de la même façon que les désintégrations directes $c \rightarrow l$. Mais la différence complète entre la distribution pondérée et non pondérée sert à estimer l'incertitude due à la modélisation.

5.5.3 Correction du niveau de bruit de fond

Des études menées en [10] ont montré que le nombre d'événements de bruit de fond provenant des événements uds ($Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$), était sous-estimé dans l'échantillon de leptons sélectionné dans les données. La méthode consiste en un étiquetage de la saveur b, c, ou uds des quarks initiaux de l'événement, en recherchant un vertex détaché dans l'hémisphère opposé au lepton. L'échantillon est enrichi en saveur belle en demandant un vertex très détaché, en saveur uds en rejetant les vertex détachés, et en saveur charmée par une coupure intermédiaire.

Le nombre de leptons d'événements uds serait sous-estimé de 10 à 70 %, par rapport à la composition prédite par la méthode décrite au § 5.5.1. Ceci pourrait provenir d'une modélisation incorrecte des spectres hadroniques inclusifs ; mais le problème n'est pas totalement résolu. Ce désaccord est sensiblement supérieur à l'erreur systématique de 20% attachée en [2] au bruit de fond, et provenant :

- pour les hadrons mal identifiés : de l'erreur sur la probabilité de mauvaise identification des hadrons mesurée sur les données (15%) et sur le nombre total de hadrons produits dans la simulation ;

5.5. Evaluation de la composition de l'échantillon "lepton-jet"

- pour les leptons indirects : de l'incertitude sur leur nombre et leur composition simulés.

En pratique, dans l'attente d'une solution définitive à ce problème, la contribution des événements uds au bruit de fond prédit en [2] est amplifiée d'un facteur 1,40; le niveau global de bruit de fond est affecté d'une erreur systématique de $\pm 40\%$, égale à la valeur de la correction.

5.5.4 Composition prédite pour l'échantillon et ses incertitudes

La sélection des événements lepton-jet selon les des critères énoncés au § 5.1.3, a été appliquée aux données 1991-92-93 (Tableau 5.1).

Année	Événements hadroniques	Paires lepton-jet
1991	281 544	6 135
1992	631 339	15 761
1993	634 963	14 433
Total	1 547 836	36 329 14 438 électrons 22 069 muons

Tableau 5.1: *Nombre d'événements hadroniques et de paires lepton-jet sélectionnés dans les données 1991-92-93.*

La composition en saveurs de l'échantillon lepton-jet, évaluée suivant la méthode du § 5.5.1 et après correction du bruit de fond, est présentée dans le tableau 5.2 ².

Origine du lepton	Données	Electrons seuls	Muons seuls
$b \rightarrow l$	0.772	0.835	0.732
$b \rightarrow c \rightarrow l$	0.067	0.067	0.066
$c \rightarrow l$	0.057	0.055	0.058
<i>bruit de fond</i>	0.104	0.043	0.144

Tableau 5.2: *Composition en différents modes de désintégration pour un échantillon de candidats leptons satisfaisant $p > 3 \text{ GeV}$ et $p_{\perp} > 1.25 \text{ GeV}$, dans les données.*

²Techniquement, la composition est obtenue en moyennant sur l'échantillon de leptons de $(p, p_{\perp})$ donnés, les contributions de chaque saveur, calculées selon la méthode du § 5.5.1. Dans cette méthode, les efficacités d'identification et les probabilités de mauvaise identification des hadrons ont été mesurées sur les données 1991.

Les erreurs systématiques affectant les fractions de leptons de désintégration de b et de c sont évaluées en tenant compte des incertitudes sur les rapports de branchement, sur la fonction de fragmentation, la modélisation des spectres en $p-p_{\perp}$ dans le référentiel du hadron beau, et sur les corrections d'efficacité entre données et Monte-Carlo :

- l'incertitude sur la fraction de leptons primaires est évaluée à 4.5%, à partir des erreurs sur R_b , sur $\text{Br}(b \rightarrow l)$ et du coefficient de corrélation, extraits de la méthode "globale" (§ 5.1.3) [2] ;
- de la même manière, l'incertitude sur la fraction de cascades est estimée à 15 %, à partir des erreurs sur R_b et sur $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l)$ et du coefficient de corrélation estimés à partir de la méthode globale ;
- l'incertitude sur la fraction de charme est obtenue à partir de l'erreur sur R_c mesuré par la méthode globale, et de l'erreur sur le rapport de branchement $\text{Br}(c \rightarrow l)$ mesuré à CLEO. Elle est de l'ordre de 10% ;
- l'évaluation de l'erreur systématique sur la fraction de bruit de fond a été discutée au § 5.5.3.

Le tableau 5.3 résume les plages d'incertitude affectant les différentes sources de leptons, telles qu'utilisées aux chapitres 8 et 9 , pour estimer les erreurs systématiques sur Δm_d et Δm_s .

Origine du lepton	Erreur systématique	Source principale d'erreur
$b \rightarrow l$	4.5 %	Stat. + syst. exp.
$b \rightarrow c \rightarrow l$	15 %	Désint. semilep. c
$c \rightarrow l$	10 %	Mesure de CLEO Rap. Br.
<i>bruit de fond</i>	40 %	Erreur = correction

Tableau 5.3: *Erreurs systématiques sur la composition.*

Bibliographie

- [1] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector, N. I. M. A **346** (1994) 461-475.
- [2] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Heavy flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector, Z. Phys. C **62** (1994) 179-198.
- [3] S. Emery, W. Kozanecki, Feasibility Study of the Measurement of Time-Dependent $B^0 - \overline{B}^0$ oscillations using the Jet Charge method, note interne ALEPH 93-77 PHYSIC 93-63.
- [4] W. Bartel *et al.*, Z. Phys. C **33** (1986) 23 ; S. Bethke *et al.*, Phys. Lett. B **213** (1988) 235.
- [5] E. Longo et I. Sestili, N. I. M. **128** (1987) 283.
- [6] Y. Saadi, Thèse de Doctorat (1989), Université de Clermont PCCF T/89-06.
- [7] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collab.), Phys. Lett. B **278** (1992) 202.
- [8] E. Monnier, Mesure de la production des saveurs lourdes au LEP par leur désintégration en électron dans l'expérience ALEPH, Thèse de Doctorat (1991), DAPNIA/SPP 92-05.
- [9] W. Bacino *et al.* (DELCO Collab.), Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1073.
- [10] E. Martin, Measurement of Heavy Flavours leptons' b Purity, note interne ALEPH 94-157, PHYSIC 94-134 (1994).

Chapitre 6

LA CHARGE DU JET

La méthode d'étiquetage de la charge d'un quark par la charge du jet, mentionnée au chapitre 3, a été développée dans ALEPH pour la mesure de l'assymétrie avant-arrière [1] et celle du taux moyen d'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$ [2, 3], puis étendue aux mesures des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ dépendantes du temps [4].

Nous détaillerons au § 6.1 le principe physique sous-jacent à la méthode, et en préciserons la définition expérimentale. Les sections suivantes traitent des performances et des propriétés de l'étiquetage de la charge du quark par :

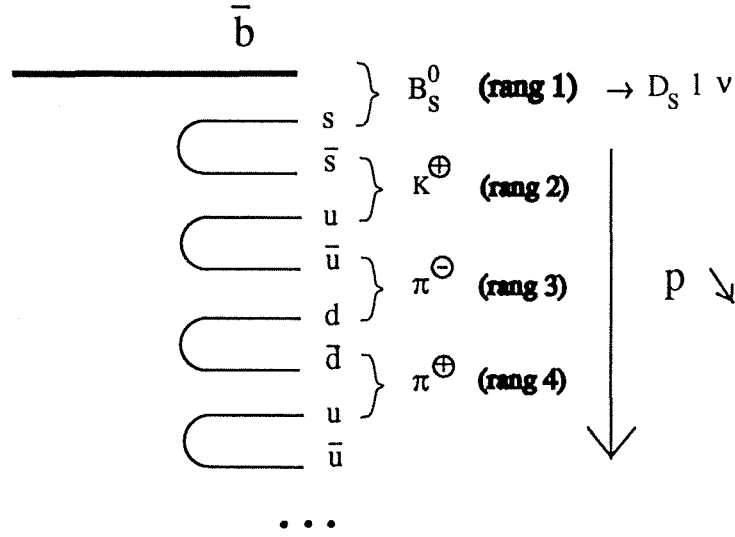
- la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton (§ 6.2), utilisée pour la mesure de Δm_d ;
- la charge de jets combinant l'hémisphère opposé au lepton et celui du lepton (§ 6.3), utilisée pour la mesure de Δm_s .

Cette stratégie d'étiquetage sera justifiée au § 6.4. Enfin, la cohérence de l'étiquetage entre données et simulation sera testée au § 6.5.

6.1 Définition de la charge du jet

6.1.1 Principe physique

La définition de la charge du jet est purement intuitive, basée sur l'hypothèse que les traces chargées énergiques conservent une bonne "mémoire" de la charge du quark initial. En effet, la trace chargée formée au premier rang d'hadronisation (ou au rang suivant si le premier rang donne une particule neutre) porte une charge de même signe que le quark initial (Fig. 6.1), et son impulsion est plus élevée que celle des particules formées aux rangs suivants.


 Figure 6.1: Exemple de fragmentation d'un quark b .

Si le hadron de premier rang a été formé à partir d'un quark b , il se désintègre ensuite par interaction faible. L'on observe [5] que les produits de désintégration de même charge que le quark b dans le hadron parent portent une impulsion en moyenne plus élevée que celle des produits de charge opposée.

A partir d'une simulation d'événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, nous avons représenté, en fonction de la fraction z (§ 3.2.2) d'énergie chargée emportée par une trace d'un hémisphère, le produit moyenné sur les hémisphères, de la charge de la trace par le signe de la charge du quark parent :

$$\bar{q}_q(z) = \langle \text{signe}(q_{\text{quark}}) \times q_{\text{trace}} \rangle_{\text{traces}}(z) \quad (6.1)$$

Ce produit représente la charge moyenne d'une trace, si le quark initial porte une charge positive. Il est directement relié à la probabilité $P^\oplus$ que la charge de la trace soit du même signe que le quark initial :

$$\bar{q}_q(z) = P^\oplus \times (+1) + (1 - P^\oplus) \times (-1) = 2P^\oplus - 1 \Rightarrow$$

$$P^\oplus(z) = \frac{1 + \bar{q}_q(z)}{2}$$

Ainsi une charge moyenne $\bar{q}_q$ nulle correspond à une probabilité $P^\oplus$ de 50%, c'est à dire à aucune information sur la charge du quark.

6.1. Définition de la charge du jet

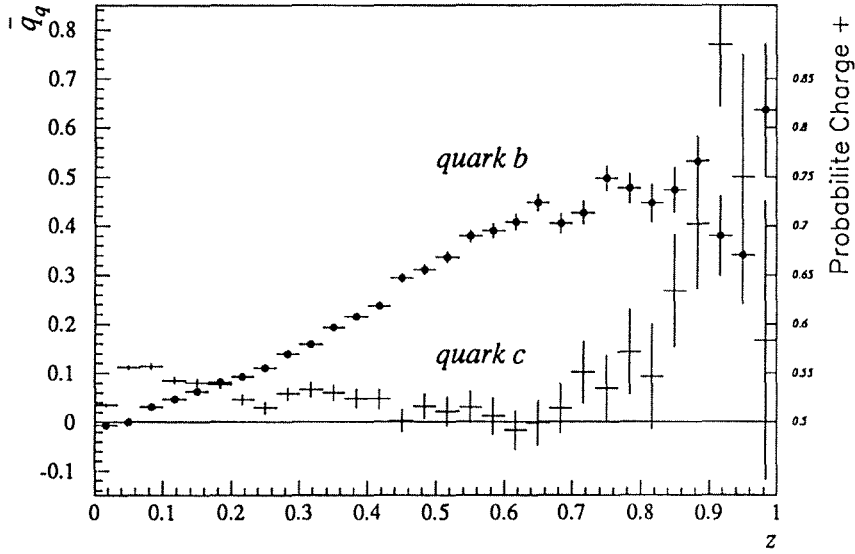


Figure 6.2: Charge moyenne $\bar{q}_q$ d'une trace en fonction de la fraction z d'énergie chargée emportée, pour un antiquark b et un quark c initiaux.

L'évolution de $P^\oplus$ avec l'énergie des traces chargées (Fig. 6.2), illustre directement le principe de base de la méthode. La forme de la dépendance en z varie selon la saveur du quark initial. En effet, la fonction de fragmentation et les modes de désintégration des particules formées lors de la fragmentation, dépendent de cette saveur. Or ces effets interviennent dans la distribution des charges et des impulsions des particules observées dans le détecteur, et influent donc sur la forme de la fonction $\bar{q}_q(z)$. Notons que pour un quark beau initial, la probabilité $P^\oplus$, proche de 50% pour les traces de très basse impulsion qui transportent peu d'information sur la charge du quark, croît rapidement avec l'énergie des traces.

Sur les données, ce principe peut être vérifié, pour les quarks b , à partir de l'échantillon d'événements lepton-jet enrichis en saveur belle selon la procédure du § 5.1.3. Dans les données, nous n'avons pas directement accès à la charge du quark initial dans un hémisphère, mais les leptons primaires (77%) permettent d'étiqueter la charge du quark b dans l'hémisphère opposé. Le produit moyenné sur les traces de l'hémisphère opposé au lepton dans les événements lepton-jet :

$$\bar{q}_l(z) = - \langle q_{\text{lepton}} \times q_{\text{trace}} \rangle_{\text{traces}}(z)$$

est simplement relié, pour les leptons primaires et les cascades, à la fonction $\bar{q}_q(z)$ pour les quarks b :

$$\bar{q}_l(z) = (1 - 2f_{\text{cas}}) \times (1 - 2\chi) \times \bar{q}_q(z)$$

où χ est la probabilité moyenne d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ du hadron beau situé dans l'hémisphère du lepton, et f_{cas} est la fraction de cascades. Il faut également tenir compte des événements

de charme et de bruit de fond, pour interpréter la forme de la fonction $\bar{q}_l(z)$ obtenue dans l'échantillon lepton-jet. Ce profil est représenté pour les données et la simulation dans la figure 6.3; l'accord est excellent.

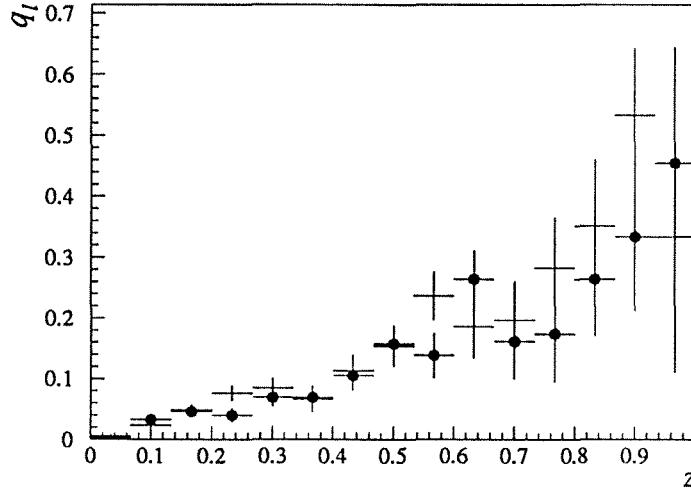


Figure 6.3: *Produit $\bar{q}_l$ en fonction de z , pour un échantillon lepton-jet de données (1993, points noirs), et de Monte-Carlo (trait plein).*

6.1.2 Définition expérimentale

Le fait que la mémoire de la charge du quark augmente avec l'impulsion des traces produites, conduit tout naturellement à la définition de la charge du jet introduite au chapitre 3 :

$$Q_J = \frac{\sum_i q_i p_{i\parallel}^\kappa}{\sum_i p_{i\parallel}^\kappa} \quad (6.2)$$

où les charges q_i des traces d'un hémisphère, sont pondérées par leur composante d'impulsion $p_{i\parallel}$ parallèle à l'axe du poussée, élevée à la puissance κ . Changer la valeur de l'exposant κ revient à changer les poids relatifs des particules chargées issues des rangs d'hadronisation successifs. Le choix de la pondération par $p_{i\parallel}$ plutôt, par exemple, que par la rapidité, résulte d'une optimisation empirique [6].

Coupsures sur les traces utilisées

Dans la pratique, et pour limiter la sensibilité de la mesure aux traces mal reconstruites, et à celles provenant d'interactions secondaires avec le détecteur ou de désintégrations en vol, l'on n'utilise

6.2. Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton

dans la définition (6.2) que les traces satisfaisant les mêmes coupures de qualité que les “bonnes” traces chargées définies dans la sélection des événements hadroniques (§ 5.2). L'on impose en outre que l'impulsion transverse de la trace par rapport à l'axe des faisceaux soit suffisante, pour garantir une bonne modélisation de l'acceptance pour les traces de très faible rayon de courbure :

$$p_{\perp} > 200 \text{ MeV}/c$$

6.2 Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton

Nous étudions dans cette section les performances et les propriétés de l'étiquetage de la charge du quark à la production, par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton, de manière à en exploiter pleinement les possibilités. Les performances de l'étiquetage peuvent être optimisées :

- par le choix de l'exposant de pondération κ (Eq. 6.2) comme nous le montrerons au § 6.2.1,
- par le choix de la variable d'étiquetage : nous verrons au § 6.2.2 que le formalisme basé sur la mesure de la charge moyenne permet d'utiliser le plus simplement possible l'information statistique.

D'autre part, l'étude de la sensibilité de la charge du jet aux oscillations $B^0 - \overline{B}^0$, et des incertitudes systématiques associées (§ 6.2.3), permet de déterminer si l'utilisation de cette information améliore la précision de la mesure des fréquences d'oscillation.

6.2.1 Choix de l'exposant de pondération

Etude des jets de b

Dans la suite de cette thèse, nous désignerons par Q_{Jb} la charge du jet telle que définie en (6.2), produite par un (anti)quark b de charge positive; et par $Q_b = \langle Q_{Jb} \rangle$ cette charge, moyennée sur tous les hémisphères opposés au lepton. La distribution de Q_{Jb} prédite par la simulation est représentée sur la figure 6.4a. L'exposant κ intervenant dans la définition est optimisé pour obtenir la meilleure sensibilité de la charge du jet à la charge initiale du quark b. Cette sensibilité peut s'exprimer en termes de la fraction des hémisphères pour lesquels la charge de jet reconstruite reflète correctement la charge du quark initial (Fig. 6.4b). Un facteur de qualité équivalent est le rapport $\frac{Q_b}{\sigma_{Q_{Jb}}}$ de la moyenne et de la largeur de la distribution de la charge du jet, lorsque la distribution est quasi-gaussienne. L'optimum est atteint pour un exposant κ proche de 0.5, et correspond à une probabilité d'erreur de signe de 35%.

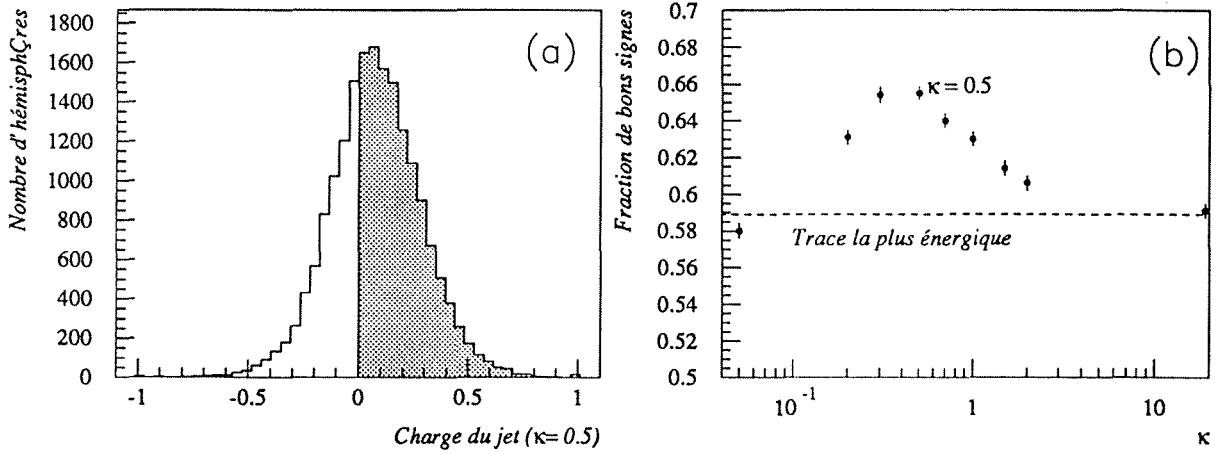


Figure 6.4: *Distribution de la charge du jet engendré par un (anti)quark beau chargé positivement (a) ; fraction d'hémisphères dont la charge du jet reconstruite reflète correctement la charge du quark initial, en fonction de l'exposant κ (b).*

La charge du jet utilise l'information venant de toutes les traces de l'hémisphère ; elle est plus sensible à la charge du quark, que la charge de la trace la plus dure ($\kappa \rightarrow \infty$), pour laquelle le taux d'étiquetages incorrects atteint 41 % des hémisphères.

Dépendance selon la saveur

La distribution de la charge du jet, pour un quark positif, et un exposant κ donné, dépend de la saveur du quark initial, pour les raisons citées au § 6.1.1. D'après la simulation, les largeurs des distributions pour les différentes saveurs sont très voisines, mais les moyennes sont différentes. L'exposant κ optimal dépend également de la saveur du quark initial [7] ; il est ici optimisé pour les jets de b .

6.2.2 Choix de la variable d'étiquetage

Ce paragraphe justifie le choix de la variable d'étiquetage, “la charge moyenne signée lepton”, que nous avons adoptée pour la mesure des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$. Après un rappel sur la fonction de corrélation de charge, qui représente la variable d'étiquetage la plus intuitive, nous verrons qu'il est possible d'améliorer la sensibilité de cette mesure, qui ne tient pas compte de la continuité de la distribution de la charge du jet ; cette amélioration requière une coupure sur la

6.2. Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton

valeur absolue de la charge du jet, que l'on optimise. Or la mesure des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$ par "la charge moyenne signée lepton", permet d'utiliser plus simplement, sans coupure, toute l'information statistique disponible, et d'atteindre la même précision.

Fonction de corrélation de charges

Au § 3.1, nous avons introduit la fonction de corrélation de charges QQ comme la variable d'étiquetage adaptée à l'étude des oscillations $B^0 - \overline{B}^0$:

$$QQ = \frac{N^{+-,-+} - N^{++,--}}{N^{+-,-+} + N^{++,--}}$$

Son application à l'analyse de notre échantillon revient à comparer le nombre de paires lepton-jet où le lepton et le jet sont de même signe ($N^{++,--}$) à celui où ils sont de signe contraire ($N^{+-,-+}$).

Amélioration de la sensibilité

La sensibilité de cette mesure peut être améliorée par une coupure sur la valeur absolue de Q_J [8] :

$$|Q_J| > Q_{cut}$$

qui revient intuitivement à éliminer les événements qui reproduisent correctement la charge du quark initial avec une probabilité proche de 0.5, et donc diluent l'information statistique. Cette coupure doit être optimisée : en effet, la probabilité de se tromper de signe diminue mais le nombre d'événements disponibles diminue également lorsque Q_{cut} augmente. Le choix de Q_{cut} résulte d'un compromis entre ces deux effets, de manière à maximiser la sensibilité statistique, proportionnelle à la quantité (Fig. 6.5) :

$$S = \sqrt{\epsilon} \times (1 - 2\eta)$$

où ϵ désigne la fraction de paires lepton-jet conservée après coupures, et η la probabilité d'erreur de signe sur la charge du quark initial.

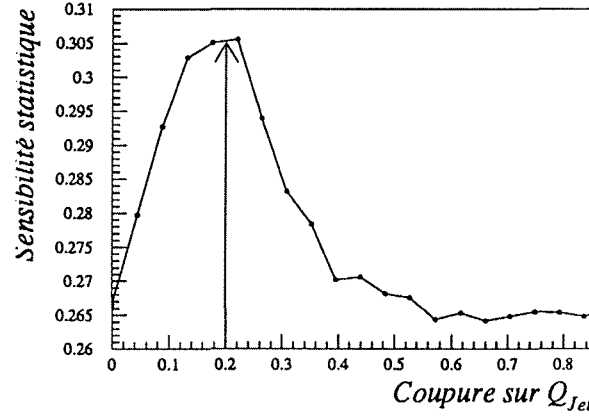


Figure 6.5: Choix de la coupure sur la valeur absolue de la charge du jet ($\kappa = 0.5$). L'optimum est d'environ 0.2.

Utilisation de la charge moyenne signée lepton

La charge du jet signée par le lepton

$$Q_{IH} = \langle -q_{lepton} \times Q_J \rangle_{\text{événements}} \quad (6.3)$$

définie aux § 3.3.3 et 3.5.1, est une généralisation de la fonction de corrélation de charges. Dans le cas de la méthode des dileptons où la charge est discrète, nous avons vu au § 3.3.3 qu'elle lui est strictement équivalente.

Par contre, dans le cas d'une distribution de charge continue et quasi-gaussienne comme celle de la charge du jet, la charge moyenne est plus précise que la fonction de corrélation de charges (sans coupure sur la charge du jet). Intuitivement, la charge moyenne utilise davantage d'information : signe et valeur absolue de la charge du jet, reliée à la probabilité de reproduire correctement la charge du quark, que la corrélation de charges qui ne tient compte que du signe de la charge du jet.

Plus rigoureusement, on peut comparer l'erreur statistique d'une mesure du mélange intégré $B^0 - \bar{B}^0$ (le raisonnement appliqué à la mesure dépendante du temps est identique). Supposons pour simplifier que nous disposions d'un échantillon d'événements pur en leptons primaires ; la fonction de corrélation QQ et la charge du jet signée lepton Q_{IH} s'expriment en fonction du taux moyen χ d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ selon :

$$QQ = (1 - 2\eta) \times (1 - 2\chi) \quad (6.4)$$

$$Q_{IH} = Q_b \times (1 - 2\chi) \quad (6.5)$$

Il apparaît clairement sur ces formules que l'erreur sur χ sera proportionnelle à :

6.2. Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton

- $\sigma_{QQ} / (1 - 2\eta)$ (loi binomiale), pour l'utilisation de la fonction de corrélation de charges ;
- $\sigma_{Q_{IH}} / Q_b$ pour la méthode de la charge moyenne, où $\sigma_{Q_{IH}}$ désigne l'écart-type de la distribution de charge du jet, supposée gaussienne.

Nous avons vérifié à partir du calcul de ces erreurs que, sans coupure sur $|Q_{Jet}|$, la mesure de la charge moyenne était plus précise (environ 18% pour la charge d'un jet de b et avec $\kappa = 0.5$) que la mesure de la corrélation de charges. De plus, une simulation simplifiée d'expériences de mesure du mélange intégré, confirme ce résultat.

D'autre part, nous avons vérifié numériquement que, pour la valeur optimale $\kappa = 0.5$, la charge moyenne fournit une mesure aussi précise que la fonction de corrélation de charge avec coupure optimisée $Q_{cut} = 0.2$.

Par ailleurs, des études [2, 3] ont montré que la méthode basée sur la charge moyenne était aussi précise qu'une méthode de maximum de vraisemblance utilisant par définition toute l'information contenue dans la forme de la distribution de la charge du jet.

Nous en concluons que la mesure des oscillations par la méthode de la charge moyenne, permet d'utiliser de façon optimale, et le plus simplement possible, toute l'information statistique ; cette méthode sera donc adoptée pour notre analyse.

6.2.3 Contributions à la charge moyenne d'un jet de b

La charge moyenne Q_b d'un jet de b intervient dans la mesure des oscillations par la charge moyenne (Eq. 6.5). Nous montrerons dans cette section qu'elle porte de l'information sur les fréquences d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$: la charge moyenne d'un jet de b dépend du type de hadron beau produit, et de selon qu'il ait oscillé, ou non, en son antiparticule. L'évaluation de cette information et des incertitudes systématiques qui lui sont attachées, permettra de déterminer s'il est profitable ou non de l'utiliser dans la mesure du mélange $B^0 - \bar{B}^0$.

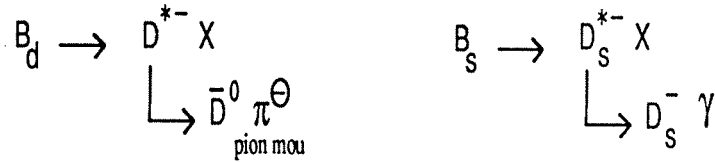
Types de hadrons beaux produits.

Pour un quark initial de saveur donnée, la charge du jet dépend des particules formées lors de l'hadronisation. Notamment, la charge du jet dépendra du type de hadron beau formé, de par la cinématique différente lors de la désintégration du hadron beau, et de par la nature des particules formées dans les rangs suivants de l'hadronisation. On distingue alors la charge moyenne d'un jet de b suivant qu'il contient :

- un méson chargé $B^{+,-}$ ou un baryon beau qui n'oscillent pas;
- un méson neutre B_d^0 ;

- un méson neutre B_s^0 .

Par exemple, on peut s'attendre à ce que la charge du jet soit plus sensible à la charge du quark b, si un méson B_d^0 plutôt qu'un méson B_s^0 est produit, suivant l'interprétation donnée en [2, 3]. Les modes principaux de désintégration du B_d^0 et du B_s^0 sont:



Dans la désintégration du B_d^0 , le pion de charge opposée à la charge du quark est peu énergétique, à cause de la faible différence de masse entre le D^{*-} et le D^0 . Il influence donc peu la charge du jet, à la différence des autres fragments, positifs en moyenne par conservation de la charge. Cette situation favorable ne se présente pas pour la désintégration du méson B_s^0 , puisque le D_s^{*-} donne un photon neutre.

Sensibilité au mélange $B^0 - \bar{B}^0$

L'oscillation d'un B^0 change le signe d'un lepton de désintégration primaire. La charge du jet dans un hémisphère où le B^0 a oscillé est également affectée, mais le signe n'est plus simplement inversé. Une représentation naïve de l'hadronisation du quark beau (Fig. 6.6) permet de s'en convaincre :

- si le B^0 n'a pas oscillé, la charge du jet est la somme des contributions du méson primordial et de ses compagnons de fragmentation.
- En revanche, si le méson B^0 a oscillé, sa propre contribution à la charge du jet change de signe, tandis que la contribution des compagnons reste identique ; dans ce dernier cas de figure, la charge moyenne résultante est plus proche de zéro.

Expression de Q_b en fonction des diverses contributions

Le tableau 6.1 résume les charges de jets de b, moyennées de manière inclusive sur les hémisphères opposés aux leptons. Ces charges moyennes sont tirées de la simulation, et classées suivant le type de hadron beau. La fraction dans l'échantillon correspondant à chaque type de hadron beau est donnée, d'abord moyennée sur le temps, puis en fonction de son temps de désintégration. F_d et F_s désignant les fractions de mésons B_d^0 et B_s^0 produits par l'hadronisation d'un quark b, toujours dans l'hémisphère opposé au lepton.

6.2. Etiquetage par la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton

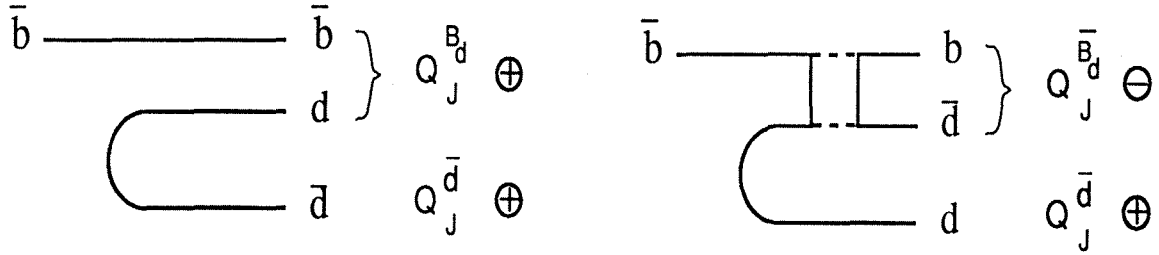


Figure 6.6: Sensibilité de la charge du jet au mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Tableau 6.1: Charge moyenne du jet, pour un quark initial de charge positive, suivant le hadron beau formé ($\kappa = 0.5$).

hadron beau	Charge moyenne	fraction moyennée sur le temps	Fraction en fonction de t
$B^{+,-}$ et baryons	$Q_{B_u} = 0.0942$	$1 - F_d - F_s$	$1 - F_d - F_s$
B_d^0 non mélangés	$Q_{B_d} = 0.0836$	$F_d (1 - \chi_d)$	$F_d \frac{1+\cos(\Delta m_d t)}{2}$
B_d^0 mélangés	$\overline{Q_{B_d}} = -0.0140$	$F_d \chi_d$	$F_d \frac{1-\cos(\Delta m_d t)}{2}$
B_s^0 non mélangés	$Q_{B_s} = 0.0476$	$F_s (1 - \chi_s)$	$F_s \frac{1+\cos(\Delta m_s t)}{2}$
B_s^0 mélangés	$\overline{Q_{B_s}} = 0.0384$	$F_s \chi_s$	$F_s \frac{1-\cos(\Delta m_s t)}{2}$

L'expression de Q_b , intégrée ou en fonction du temps, est obtenue en pondérant les charges moyennes associées à chaque type de hadron beau par sa fraction dans l'échantillon. Nous avons ensuite regroupé les taux moyens d'oscillation χ_d et χ_s dans la formulation de Q_b intégrée sur le temps :

$$Q_b = [(1 - F_d - F_s)Q_{B_u} + F_d Q_{B_d} + F_s Q_{B_s}] \\ + F_d(\overline{Q_{B_d}} - Q_{B_d})\chi_d + F_s(\overline{Q_{B_s}} - Q_{B_s})\chi_s$$

De même, nous avons regroupé les termes d'oscillation en $\cos(\Delta m_d t)$ et $\cos(\Delta m_s t)$ dans la formulation dépendante du temps :

$$Q_b(t) = \left[(1 - F_d - F_s)Q_{B_u} + F_d \frac{\overline{Q_{B_d}} + Q_{B_d}}{2} + F_s \frac{\overline{Q_{B_s}} + Q_{B_s}}{2} \right] \\ + F_d \frac{\overline{Q_{B_d}} - Q_{B_d}}{2} \cos(\Delta m_d t) + F_s \frac{\overline{Q_{B_s}} - Q_{B_s}}{2} \cos(\Delta m_s t)$$

Il est important de souligner qu'ici, contrairement à la notation du § 6.3.2, les indices $B_u \dots B_s$ se réfèrent au hadron beau produit dans l'hémisphère opposé au lepton.

On remarque qu'il est nécessaire de connaître les charges moyennes pour les différents types de hadrons beaux, pour extraire de Q_b l'information sur les fréquences d'oscillation Δm_d et Δm_s . Or elles sont extraites de la simulation avec une précision de de l'ordre de 10% au mieux, compte tenu des incertitudes sur la modélisation de l'hadronisation et sur les rapports d'embranchement des hadrons lourds. Une étude de faisabilité quantitative [9] confirme que la mesure utilisant l'information contenue dans Q_b serait largement dominée par la systématique; elle ne sera donc pas tentée dans cette thèse.

Q_b se comporte alors comme un terme d'amplitude constant en facteur d'un terme oscillatoire (Eq. 3.9), dans la formule donnant la charge moyenne Q_{IH} en fonction du temps. Ce formalisme sera utilisé pour la mesure de Δm_d (voir § 6.4), développée au chapitre 8. L'étude de faisabilité citée ci-dessus indique qu'il est plus intéressant d'ajuster simultanément la fréquence d'oscillation et l'amplitude Q_b , plutôt que de fixer l'amplitude et d'ajuster la fréquence; on s'affranchit ainsi des incertitudes systématiques sur la valeur de Q_b .

6.3 Etiquetage par la charge de jets combinée

Le but de la méthode présentée dans cette section est d'améliorer l'étiquetage de la charge du quark à la production. Elle consiste à ajouter à l'information donnée par la charge du jet "classique", étudiée au § 6.2, l'information portée par les traces de l'hémisphère où la mesure du temps est effectuée.

Nous exposerons au § 6.3.1 le principe physique de cette méthode et la définition qui en découle. Nous verrons au § 6.3.2 qu'elle introduit une dépendance suivant le type de hadron beau produit dans l'hémisphère du lepton, qui n'apparaissait pas pour l'utilisation de la charge du jet uniquement dans l'hémisphère opposé au lepton. Enfin, nous quantifierons au § 6.3.3 le gain en sensibilité statistique de cette nouvelle méthode par rapport à la charge du jet "classique".

6.3.1 Principe

Pour déterminer la charge du quark b , à l'instant de production, on peut utiliser une combinaison de la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton, et de la charge du jet dans l'hémisphère du lepton, d'après une idée développée par le groupe OPAL [8].

6.3. Etiquetage par la charge de jets combinée

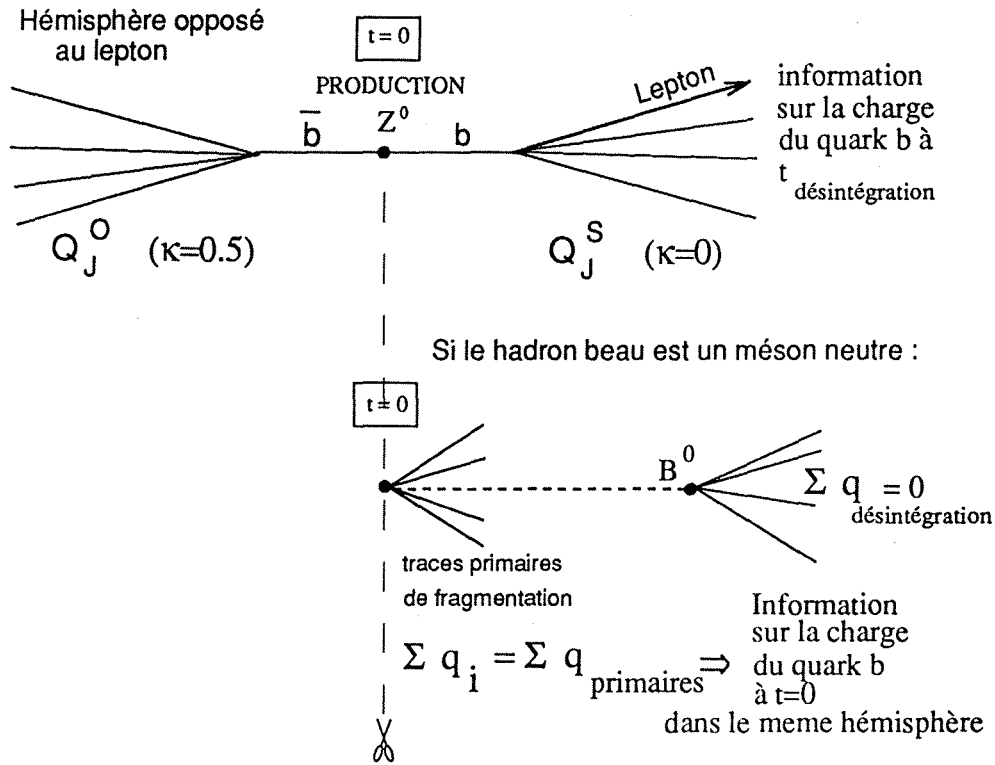


Figure 6.7: Principe de l'utilisation de la charge du jet dans l'hémisphère du lepton.

La charge du jet Q_J^O dans l'hémisphère opposé au lepton est calculée avec un exposant de 0.5, pour obtenir la sensibilité maximale à la charge du quark beau dans cet hémisphère, comme dans la section précédente. La charge du jet Q_J^S dans l'hémisphère du lepton est calculée avec un exposant de 0, et correspond simplement à la moyenne des charges des particules dans cet hémisphère. La somme des charges des traces de désintégration des mésons beaux neutres que nous étudions est nulle. La charge du jet ne reçoit donc que la contribution des traces primaires de fragmentation ; cette contribution porte une information sur la charge du quark b, dans l'hémisphère du lepton, au moment de sa production, indépendamment des oscillations du méson B^0 . En pratique, la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton est remplacée par la charge du jet "combinée"¹:

$$Q_J^C = Q_J^O(\kappa = 0.5) - Q_J^S(\kappa = 0) \quad (6.6)$$

6.3.2 Contributions à la charge combinée

Définissons, comme nous l'avons fait pour Q_b au § 6.2, Q_b^C , la charge de jets combinée telle que définie en (6.6), correspondant à un (anti)quark b de charge positive dans l'hémisphère opposé au lepton, et moyennée sur tous les événements.

¹La définition de la charge du jet utilisée par le groupe OPAL est légèrement différente : il n'y a pas de normalisation par $\sum p_i^2$, d'où la nécessité de pondérer Q_J^O par un coefficient de normalisation relative.

La charge du jet Q_J^O dépend de la saveur et du type de hadron beau formé dans l'hémisphère opposé au lepton. Mais elle est complètement indépendante des particules produites dans l'hémisphère du lepton. Par contre la charge du jet combinée dépend du type de hadron formé dans l'hémisphère du lepton ainsi que de l'origine (semileptonique directe ou cascade) de ce dernier. Cette dépendance apparaît dans la simulation (Tableau 6.2), sur les moyennes des distributions de charge. Comparons les quantités utilisées pour la mesure des oscillations

Tableau 6.2: Dépendance de la moyenne de la charge de jets combinée Q_b^C , en fonction du type de hadron beau formé dans l'hémisphère du lepton, pour les leptons primaires et les cascades. Les erreurs reflètent la statistique de la simulation.

	B_d^0	B_d^0 mélangé	B_s^0	B_s^0 mélangé	$B^{+,-}$, baryons
Leptons primaires	0.1330 ± 0.0027	0.1062 ± 0.0064	0.1230 ± 0.0072	0.1121 ± 0.0073	0.1418 ± 0.0023
Cascades	0.124 ± 0.009	0.114 ± 0.019	0.097 ± 0.034	0.088 ± 0.028	0.127 ± 0.009

$B^0 - \overline{B}^0$, en supposant que tous les leptons sont primaires. En n'utilisant que la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton, la charge moyenne, signée par la charge du lepton, en fonction du temps côté lepton s'écrit :

$$Q_{IH} = Q_b \times [(1 - f_d - f_s) + f_d \cos(\Delta m_d t) + f_s \cos(\Delta m_s t)] \quad (6.7)$$

où f_d et f_s désignent la fraction de B_d^0 et B_s^0 parmi les hadrons beaux produits dans l'hémisphère du lepton (et qui se désintègrent par voie semileptonique).

En utilisant la charge du jet dans l'hémisphère du lepton, nous introduisons des différences suivant le hadron beau dans l'hémisphère du lepton. La charge de jets combinée signée par le lepton, généralisation de l'équation 6.3, s'écrit :

$$Q_{IH}^C = \langle -q_{lepton} \times Q_J^C \rangle_{\text{événements}}$$

L'on peut démontrer que :

$$\begin{aligned} Q_{IH}^C = & (1 - f_d - f_s) Q_b^C(B_u) + f_d \times \frac{Q_b^C(B_d) - Q_b^C(\overline{B}_d)}{2} + f_s \times \frac{Q_b^C(B_s) - Q_b^C(\overline{B}_s)}{2} \\ & + f_d \times \frac{Q_b^C(B_d) + Q_b^C(\overline{B}_d)}{2} \cos(\Delta m_d t) \\ & + f_s \times \frac{Q_b^C(B_s) + Q_b^C(\overline{B}_s)}{2} \cos(\Delta m_s t) \end{aligned}$$

Dans cette équation et les deux suivantes, les indices des différentes charges moyennes Q_b^C désignent le hadron beau dans l'hémisphère du lepton, contrairement à la notation du § 6.2.3.

Si l'on suppose (ce qui est suggéré par le principe de la méthode, mais n'est qu'approximativement vérifié) que :

$$Q_b^C(B_s) = Q_b^C(\overline{B}_s) \quad ; \quad Q_b^C(B_d) = Q_b^C(\overline{B}_d)$$

6.4. Stratégie d'étiquetage

cette équation se simplifie :

$$Q_{IH}^C = (1 - f_d - f_s)Q_b^C(B_u) + f_d Q_b^C(B_d) \cos(\Delta m_d t) + f_s Q_b^C(B_s) \cos(\Delta m_s t)$$

6.3.3 Gain en sensibilité

La sensibilité aux oscillations des mésons neutres B_d^0 et B_s^0 est équivalente à l'amplitude de l'oscillation (facteur devant le terme en cosinus) rapportée à la largeur de la distribution de la charge du jet. Le gain en sensibilité dû à l'information supplémentaire de la charge du jet côté lepton vaut donc :

$$\frac{\sigma_{\text{charge classique}}}{\sigma_{\text{charge combinée}}} \times \frac{Q_b^C(B_{d,s})}{Q_b}$$

(où Q_b est la charge du jet "classique" telle que définie au § 6.2). Une comparaison plus précise tient compte de la fraction f_{cas} de cascades dans l'échantillon. Si les indices "cas" et "prim" désignent les charges moyennes obtenues suivant l'origine du lepton, la gain en sensibilité devient :

$$\frac{\sigma_{\text{charge classique}}}{\sigma_{\text{charge combinée}}} \times \frac{(1 - f_{cas})Q_b^C \text{ Prim}(B_{d,s}) + f_{cas}Q_b^C \text{ Cas}(B_{d,s})}{(1 - 2f_{cas}) \times Q_b}$$

Le calcul détaillé donne un gain d'environ 13% en sensibilité statistique aux oscillations du B_s^0 , et de 14% aux oscillations du B_d^0 .

6.4 Stratégie d'étiquetage

Le choix entre les méthodes d'étiquetage présentées aux § 6.2 et 6.3 va dépendre la fréquence Δm_d ou Δm_s que l'on souhaite mesurer.

6.4.1 Choix de la méthode d'étiquetage pour la mesure de Δm_d

Comme nous le verrons au chapitre 8, seulement une demie-période d'oscillation du B_d^0 est observable, avant de tomber à cours de statistique. La fréquence Δm_d correspond alors à la pente de la charge moyenne en fonction du temps (Fig. 3.14). Le fait de n'observer qu'une demie période d'oscillation $B_d^0 - \overline{B_d^0}$ entraîne une corrélation entre l'amplitude Q_b qui intervient en facteur devant le terme oscillatoire $\cos(\Delta m_d t)$ (Eq. 6.7) et la fréquence Δm_d ajustée : en effet, si l'amplitude est fixée à une valeur A_1 légèrement supérieure à la valeur A_0 ajustée, l'ajustement des points mesurés sera de meilleure qualité pour une pente plus élevée, et donc une valeur de Δm_d plus grande.

L'incertitude systématique attachée aux charges moyennes se répercute donc fortement sur Δm_d . L'étude de faisabilité [9] nous a montré que la méthode la plus précise consistait à

ajuster cette amplitude et Δm_d simultanément, pour se libérer de cet effet systématique. Mais cette approche n'est pas possible en utilisant la charge du jet combinée, puisque il y aurait alors plusieurs paramètres $Q_b^C(B_u), \dots, Q_b^C(B_s)$ à déterminer, au lieu du seul Q_b . De plus, le nombre de paramètres augmente si l'on veut tenir compte correctement de l'effet des cascades. A chaque type de hadron beau, dans les cascades, correspond une charge moyenne différente de celle obtenue pour les leptons primaires, pour le même hadron beau. L'effet des cascades, dans l'expression de la charge du jet, ne se réduit donc plus à un simple facteur d'amplitude $(1 - 2f_{cas})$, où f_{cas} désigne la fraction de cascades. De plus, nous verrons au chapitre suivant que les distributions en temps mesuré diffèrent pour les cascades et les leptons primaires ; la charge moyenne décroît lentement en fonction du temps, même en l'absence d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, sur une échelle de temps comparable à la demie-période d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ observée. Il est donc nécessaire, pour la mesure de Δm_d , de traiter séparément cascades et leptons primaires, et donc de distinguer les différentes charges moyennes si l'on utilise la charge du jet combinée.

Nous utiliserons donc la charge du jet uniquement dans l'hémisphère opposé au lepton pour la mesure de Δm_d (Chap. 8).

6.4.2 Choix de la méthode d'étiquetage pour la mesure de Δm_s

La corrélation entre l'amplitude et la fréquence n'apparaît pas pour la mesure des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, où plusieurs périodes sont théoriquement observables. De plus, la décroissance de la charge moyenne due aux cascades est lente comparée à la période des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ (< 1.5 ps), et la modélisation des différences de charges moyennes entre leptons primaires et cascades affecte peu la mesure de Δm_s .

Par contre, une amélioration de la sensibilité statistique est cruciale : le nombre de B_s^0 produits est de 3 à 4 fois moindre que le nombre de B_d^0 , et l'observation de l'oscillation est rendue plus difficile compte-tenu de la période d'oscillation, courte comparée à la résolution temporelle du détecteur (Chap. 9).

Nous avons donc choisi la méthode d'étiquetage par la charge du jet combinée, pour l'étude des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Nous fixerons les rapports entre les charges $Q_b^C(B_u), \dots, Q_b^C(B_s)$ sur base de la simulation, et conserverons comme paramètre libre dans l'ajustement, l'amplitude globale. Les incertitudes liées à cette procédure seront prises en compte dans l'évaluation de l'erreur systématique.

6.5 Vérifications de la cohérence de l'étiquetage

De nombreux contrôles ont été effectués [1] sur la cohérence entre les charges du jet mesurées dans les données, et prédites par la simulation: comparaison des variables sur lesquelles sont ap-

6.5. Vérifications de la cohérence de l'étiquetage

pliquées les coupures de qualité (nombre de coups dans la TPC, distances minimales d'approche au point d'interaction d_0 et z_0 , distribution angulaire des traces chargées, impulsion transverse des traces par rapport au faisceau). Leur accord suggère que tant la description de la cinématique des particules que la modélisation du détecteur, sont excellents. Par ailleurs la sensibilité de la charge des jets mesurée, par rapport à ces coupures, a été étudiée en [1, 2]; les résultats des mesures d'asymétrie de charge et de taux de mélange restent très stables lorsque l'on varie les coupures de sélection des bonnes traces autour des valeurs centrales mentionnées aux § 5.2 et 6.1.2.

Un autre test repose sur la charge du jet signée par le lepton (Q_{IH}). La figure 6.8 présente la distribution de cette quantité, telle que mesurée dans l'échantillon d'événements lepton-jet défini au § 5.1.3. L'accord entre les données et la simulation est excellent. Il faut souligner qu'au moins pour Δm_d , notre analyse ne repose nullement sur la modélisation de cette distribution puisqu'en pratique la charge moyenne des jets sera ajustée (Chap. 8) et non tirée de la simulation. Les présentes vérifications constituent simplement un gage de la qualité des données et de la compréhension du détecteur.

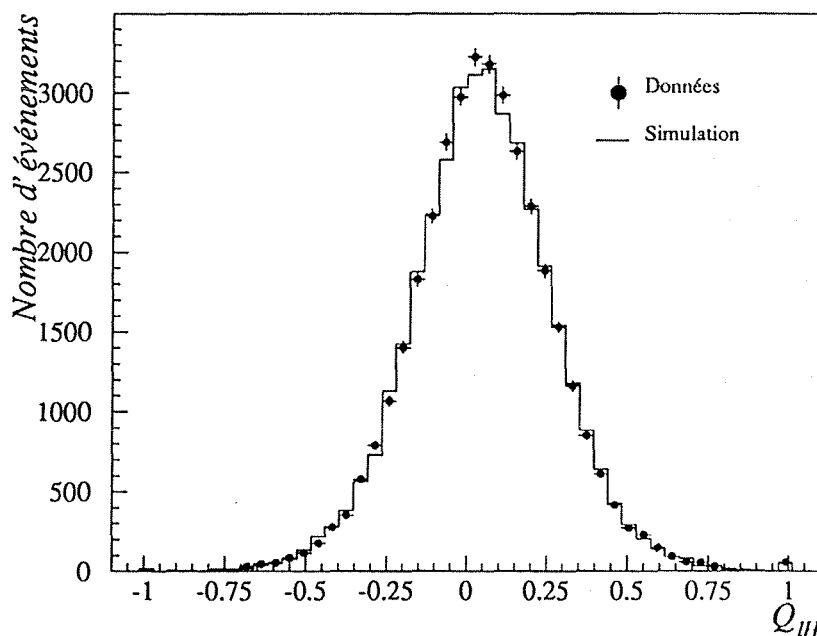


Figure 6.8: *Distribution de la charge du jet signée lepton (Q_{IH}), pour l'échantillon lepton-jet défini au chapitre précédent ($\kappa = 0.5$). Les points représentent les données 91-92-93, tandis que l'histogramme correspond à la simulation.*

Bibliographie

- [1] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collab.), Measurement of Charge Asymmetry in Hadronic Z decays, Phys. Lett. **B 259** (1991) 377.
D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), A Measurement of A_{FB}^b in Lifetime Tagged Heavy Flavours Z Decays, Phys. Lett. **B 335** (1994) 99-108.
- [2] W. Atwood *et al.*, Measurement of $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing using Charged Jets, note interne ALEPH 91-37, PHYSIC 91-36.
- [3] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collab.), Measurement of $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing at the Z using a jet-charge method, Phys. Lett. **B 284** (1992) 117-190.
- [4] R. Forty, CP violation and $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing, à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [5] F. Sefkow, Report to Aleph Heavy Flavour meeting (1991), non publié.
- [6] I. Ten Have, communication privée;
M.C. Lemaire and A. Roussarie, Tagging the b quark charge at t=0, note interne ALEPH 94-183 PHYSIC 94-155.
- [7] A. Halley, PhD Thesis (1991), non publié.
- [8] R. Ackers *et al.* (OPAL Collab.), Phys. Lett. **B 327** (1994) 411.
- [9] S. Emery, W. Kozanecki, Feasibility Study of the Measurement of Time-Dependent $B^0 - \overline{B}^0$ oscillations using the Jet Charge method, note interne ALEPH 93-77 PHYSIC 93-63.

Chapitre 7

MESURE DU TEMPS DE VOL

Ce chapitre est consacré à la mesure inclusive du temps de vol des hadrons beaux se désintégrant par voie semileptonique. Cette mesure sera utilisée pour l'étude des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ selon la méthodologie définie au § 3.5.

Comme nous l'avons vu § 3.4.4, le temps de vol du hadron beau dans son référentiel propre, s'exprime en fonction de sa distance de vol d dans le détecteur et de son impulsion p_B selon :

$$t = g \times d \quad \text{avec} \quad g = \frac{m_B}{p_B c}$$

où m_B désigne la masse du hadron beau. La mesure du temps nécessite donc la mesure de la distance de vol et la mesure de l'impulsion. La masse des mésons beaux est proche de $5.3 \text{ GeV}/c^2$, leur impulsion moyenne est de l'ordre de $30 \text{ GeV}/c$; compte-tenu du temps de vie moyen ($\tau_b \approx 1.5 \text{ ps}$) des hadrons beaux, on peut déduire de la formule ci-dessus leur distance moyenne de vol dans le détecteur : 2.5 mm .

La mesure de la distance de vol sera présentée au § 7.1 : principe de la détermination des vertex primaire et secondaire, efficacité de la reconstruction et résolution obtenue, pour les désintégrations semileptoniques directes et pour les cascades.

La reconstruction de l'énergie du hadron beau fera l'objet du § 7.2 ; nous détaillerons la mesure des contributions des produits de désintégration chargés, neutres, et des neutrino(s) à l'énergie totale du hadron beau, pour les leptons primaires et les cascades, ainsi que la résolution obtenue sur l'énergie totale.

Munis de ces ingrédients, nous pourrions reconstruire le temps de vol, paramétriser la fonction de résolution temporelle et modéliser les distributions en temps mesuré pour les différents modes de désintégration semileptonique (§ 7.3).

L'ajustement du temps de vie sur les données simulées et réelles constitue une validation expérimentale de la mesure du temps de vol (§ 7.4). La bonne qualité de l'ajustement du temps de vie sur les données simulées reflète la validité de notre modélisation : résolution temporelle,

efficacité de mesure du temps de vol. Le temps de vie ajusté sur les données réelles est compatible avec la moyenne mondiale des mesures. Néanmoins l'ajustement de la distribution en temps mesuré fait apparaître des effets systématiques dont nous avons recherché l'origine (S 7.5), et évalué les conséquences pour la mesure des fréquences d'oscillations Δm_d et Δm_s (§ 7.6).

7.1 Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

La mesure précise de la distance de vol est cruciale pour la détermination de l'instant de désintégration du hadron beau.

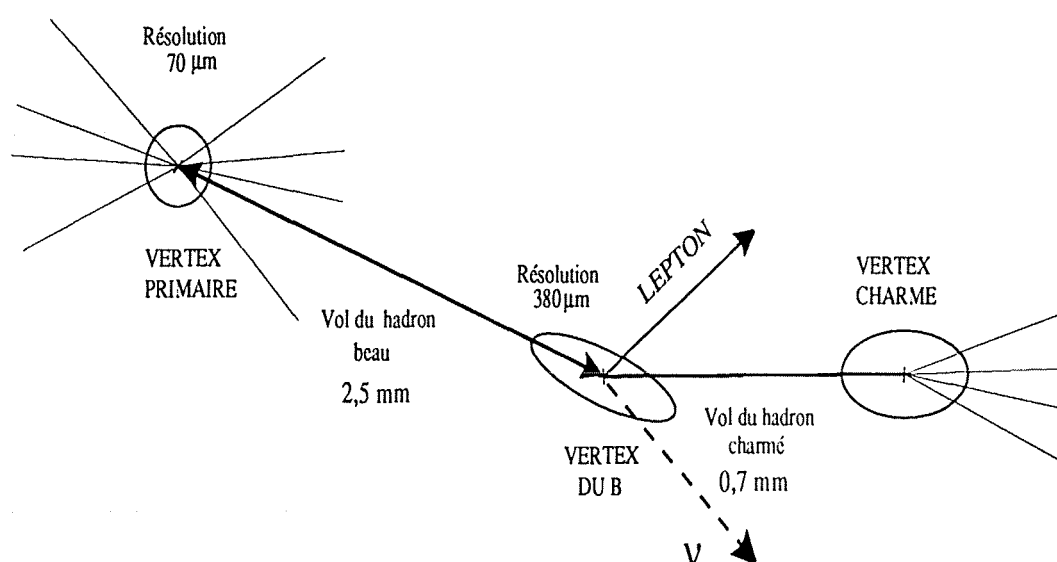


Figure 7.1: *Topologie d'une désintégration semileptonique directe d'un méson beau en lepton, neutrino et hadron charmé.*

La topologie d'une désintégration semileptonique directe d'un hadron beau en hadron charmé, est rappelée sur la figure 7.1 (voir § 3.4.4) ; elle comporte trois vertex :

- le vertex primaire, dont proviennent les traces de fragmentation des deux hémisphères de l'événement ;
- le vertex secondaire de désintégration du hadron beau, en hadron charmé, lepton et neutrino ;
- le vertex tertiaire de désintégration du hadron charmé ("vertex du charme").

7.1.1 Méthode topologique de détermination de vertex adaptée aux désintégrations semileptoniques directes

La reconstruction de la distance de vol nécessite la mesure de la position du vertex primaire, correspondant au point d'interaction, et de la position du vertex secondaire de désintégration du méson beau. La méthode de reconstruction de la distance de vol, inspirée de l'idée développée en [1] pour la méthode des dileptons, est adaptée à la topologie d'une désintégration semileptonique directe.

- le vertex primaire est reconstruit en utilisant l'information combinée donnée par les traces chargées de l'événement, ainsi que la position et l'étalement du faisceau dans le plan transverse (§ 7.1.2) ;
- la reconstruction de la trace du hadron charmé (§ 7.1.3) permet, connaissant la trace du lepton, de déterminer la position du vertex de désintégration du hadron beau (§ 7.1.4).

Nous présenterons au § 7.1.5 l'application aux cascades de cette méthode de mesure, optimisée par construction pour les leptons primaires.

La paramétrisation des fonctions de résolution repose entièrement sur la simulation; la qualité de celle-ci peut être partiellement vérifiée en comparant les distributions en distance de vol entre Monte Carlo et données réelles (§ 7.1.6).

7.1.2 Reconstruction du vertex primaire

Le vertex primaire, position du point d'interaction de l'électron et du positon, est reconstruit événement par événement, en combinant l'information portée par les traces chargées de l'événement, avec les contraintes provenant de la connaissance de la position et de l'étalement moyens des faisceaux dans le plan transverse.

Algorithme de reconstruction du vertex primaire événement par événement

Les traces chargées d'un événement fournissent une information tridimensionnelle sur la position du point d'interaction. L'approche naïve consistant à ajuster la position du vertex primaire à partir des trajectoires des traces chargées et de leurs erreurs, n'est pas adaptée à la topologie des événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ (Fig. 7.2). En effet, la position du vertex primaire ainsi ajustée serait déplacée par rapport à sa position réelle, dans la direction du hadron beau de plus longue distance de vol.

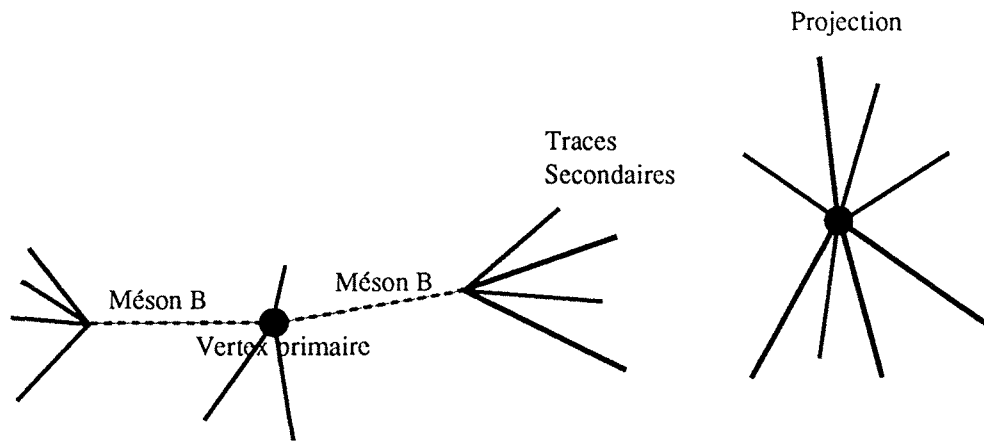


Figure 7.2: Méthode de projection des traces chargées utilisée dans la détermination du vertex primaire.

Pour s'affranchir de cet effet, un algorithme basé sur une méthode de projection des traces selon les directions de vol des hadrons lourds a été développé [2]. L'idée consiste à reconstruire la direction de vol des particules belles par des jets déterminés selon la méthode du § 5.3, en optimisant la résolution angulaire sur la direction de vol par le choix de la masse invariante minimum. Les traces chargées d'un jet sont alors projetées sur le plan orthogonal à la direction du jet, et semblent alors issues d'un point commun (Fig. 7.2). La même procédure est appliquée à chacun des jets de l'événement. La position du vertex primaire est obtenue par l'intersection des droites parallèles aux jets, et passant par les points d'intersection des traces du jet dans la projection orthogonale.

Mesure de la position du faisceau et de son étalement moyen

La mesure de la position et de l'étalement moyens du faisceau fournissent des contraintes supplémentaires sur la position du vertex primaire dans le plan transverse x-y; selon la direction longitudinale z, l'étalement du faisceau est tel (§ 4.1.2) qu'il ne fournit aucune information utile.

La position du faisceau est estimée dans le plan transverse x-y [3] pour des séries de 75 événements consécutifs. Le nombre d'événements choisi par série résulte d'un compromis entre un suivi exact de l'évolution de la position des faisceaux dans le temps, et l'obtention d'une bonne précision statistique. Les paramètres d'impact des traces chargées des 75 événements, ainsi que leurs erreurs, sont mesurés dans le plan transverse. La position du barycentre du faisceau, moyennée sur les 75 événements, est alors ajustée par une méthode de minimisation du χ^2 , avec une précision de l'ordre de $30 \mu\text{m}$ en x et de $10 \mu\text{m}$ en y.

L'étalement moyen du faisceau est estimé par la largeur de la distribution de la position mesurée du point de désintégration du Z^0 , pour tous les événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ de l'année. Dans ces événements, la position du point de désintégration ne peut être mesurée que

7.1. Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

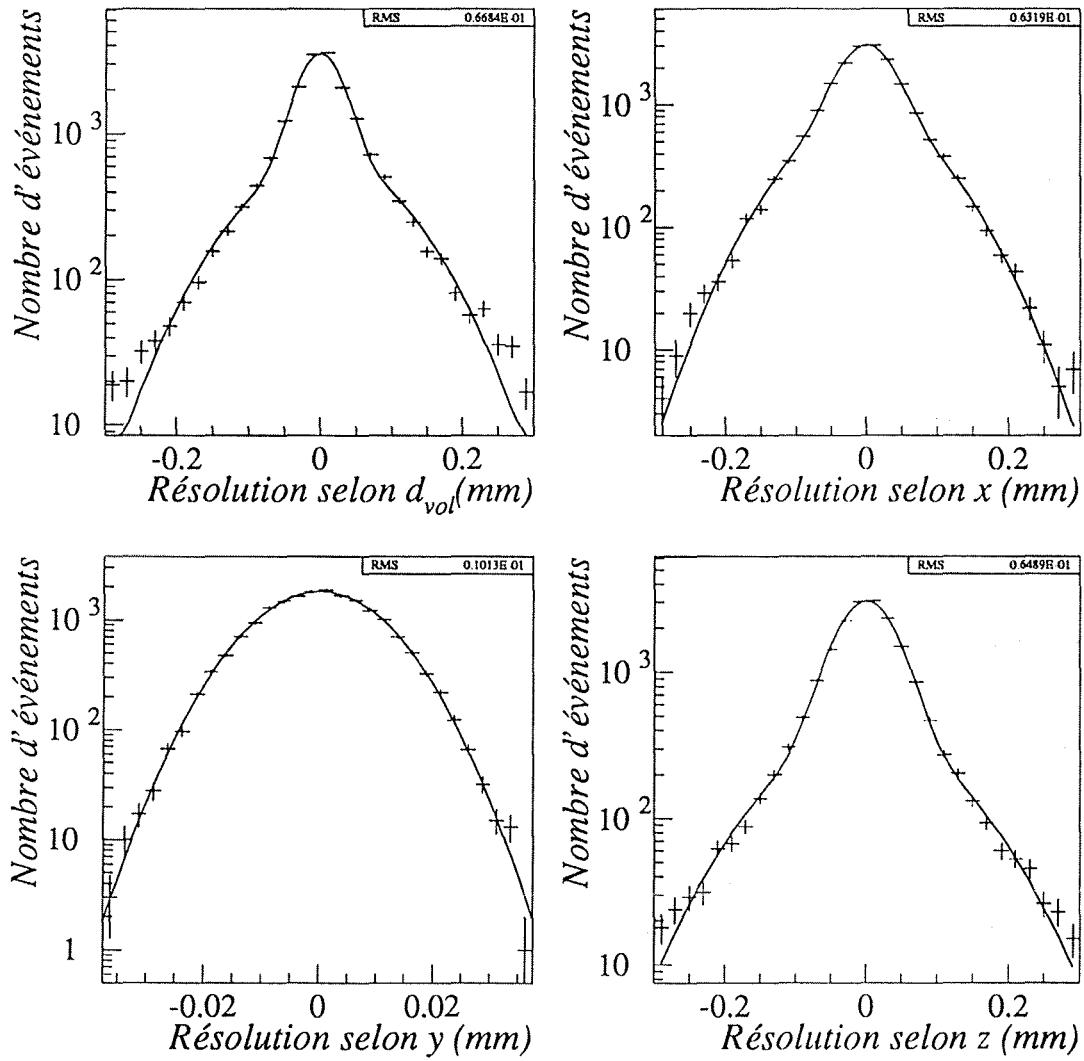


Figure 7.3: Résolution sur la position du vertex primaire selon la direction de vol du hadron beau (en haut à gauche), et selon les coordonnées horizontale (x), verticale (y), et longitudinale (z).

perpendiculairement à la direction ϕ de l'axe des traces ; mais cette direction ϕ variant d'un événement à l'autre, et la combinaison des événements ayant des directions ϕ différentes permet de mesurer l'étalement moyen selon les trois dimensions spatiales. L'étalement typique du faisceau en x-y était de $(150 \times 10) \mu\text{m}^2$ en 1991, mais des modifications dans le fonctionnement du LEP l'ont réduit d'environ 25% en 1992.

La contrainte globale sur la position du point de collision est la somme quadratique de l'erreur sur la position du barycentre du faisceau, et de son étalement moyen.

Résolution sur la position du vertex primaire

Dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, la résolution sur le vertex primaire projetée selon la direction de vol du hadron beau est de l'ordre de $70 \mu\text{m}$ (Fig. 7.3). Selon la direction y, l'information provient essentiellement du faisceau (résolution $\approx 10 \mu\text{m}$). La résolution obtenue est d'environ $65 \mu\text{m}$ selon les directions x et z.

7.1.3 Reconstruction du vertex du charme

La trace du hadron charmé est reconstruite à partir des traces chargées attribuées à son vertex de désintégration, suivant les étapes suivantes :

- une position approximative du vertex du charme est reconstruite selon une méthode de quadrillage ;
- les traces sont attribuées au vertex du charme ou au vertex primaire suivant leur distance minimale d'approche à la position approximative du vertex du charme, et suivant leur impulsion ;
- les traces attribuées à la désintégration du hadron charmé sont utilisées pour reconstruire la trace du hadron charmé, par une méthode de minimisation du χ^2 .

Nous allons détailler dans ce paragraphe chacune de ces étapes.

Recherche du vertex du charme par quadrillage

Pour déterminer la position approximative du vertex du charme, la trace du lepton est d'abord exclue: ainsi il ne reste dans l'hémisphère, pour une désintégration semileptonique directe, que les traces primaires et les traces de désintégration du hadron charmé (Fig. 7.1).

Ensuite, la recherche de la position du vertex du charme est basée sur l'algorithme développé en [4]. Le principe consiste à estimer la direction de vol du hadron beau parent du lepton par

7.1. Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

le jet qui le contient, parmi ceux reconstruits selon la méthode du § 5.3 ; le vertex du charme est recherché dans un cylindre autour de cette direction, de 1 cm de longueur à partir du vertex primaire, pour tenir compte l'éloignement du vertex du charme, et de 500 μm de rayon, pour tenir compte de la résolution angulaire sur la direction de vol approchée.

On définit le χ^2 d'une trace par rapport à un point comme le carré du rapport de la distance d_{PI} d'approche minimale de la trace au point (paramètre d'impact), à l'erreur sur cette distance. L'erreur sur la distance minimale d'approche s'exprime comme la somme quadratique de l'erreur sur la position du point, et de l'erreur sur la trajectoire de la trace, selon la direction du vecteur de distance minimale d'approche.

$$\chi^2 = \left(\frac{d_{PI}}{\sigma_{d_{PI}}} \right)^2$$

A chaque noeud d'une grille de coordonnées spatiales (200 μm selon la direction du jet, 20 μm selon la direction transverse au jet), on mesure la différence $\Delta\chi^2$ entre :

- la somme des χ^2 de toutes les traces chargées par rapport au vertex primaire,
- la somme des χ^2 des traces, évalué soit par rapport au vertex primaire, soit par rapport au noeud de la grille considéré, suivant que la trace est plus proche (en nombre d'écarts standard) de l'un ou de l'autre.

A partir des valeurs du $\Delta\chi^2$ aux noeuds de la grille, on extrapole la valeur de $\Delta\chi^2$ entre les noeuds par des fonctions paraboliques. Enfin, la position du vertex du charme est estimée au point où le $\Delta\chi^2$ est maximal.

Les performances de l'algorithme par quadrillage sont illustrées sur la figure 7.4, donnant la résolution sur la position du vertex du charme, selon la direction du jet. La queue négative de la résolution vient du fait que pour certains événements, la position reconstruite du vertex du charme apparaît plus proche du point d'interaction qu'elle ne l'est en réalité, à cause des traces primaires erronément attachées au vertex du charme.

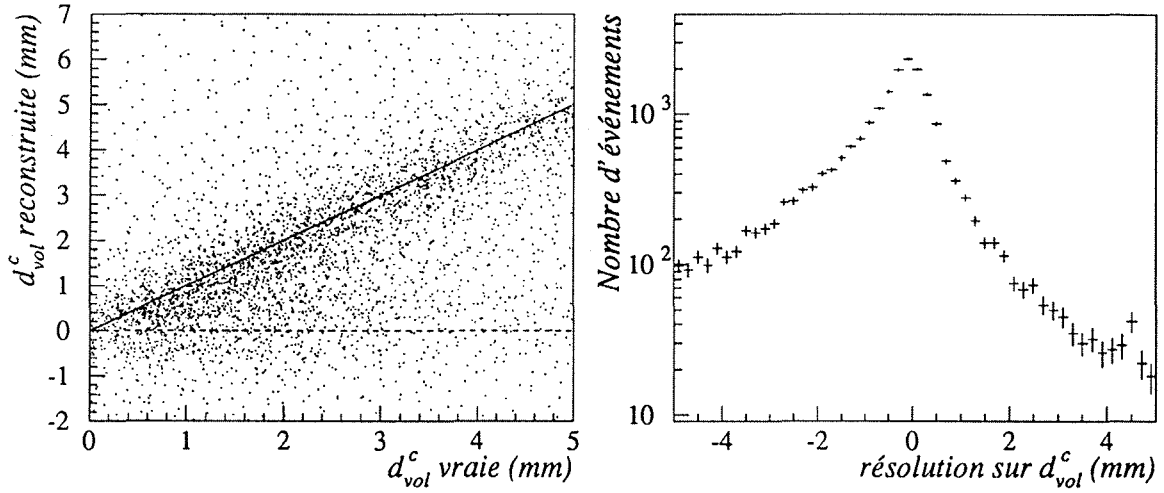


Figure 7.4: *Résolution sur la position du vertex du charme obtenue par la méthode de quadrillage, projetée sur la direction du jet du lepton. A gauche, on a représenté la distance mesurée entre le vertex du charme et le vertex primaire, en fonction de la distance vraie. La figure de droite représente la distribution de la différence entre la distance du charme reconstruite et la distance vraie.*

Sélection des traces chargées issues du vertex du charme

Avant toute classification des traces de l'hémisphère du lepton en traces primaires et tertiaires (c.à.d. provenant du vertex du charme), les traces mal reconstruites ou indésirables sont éliminées par les coupures de qualité suivantes (en plus des coupures de sélection des "bonnes" traces dans un événement hadronique) :

- le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement de la trace (voir § 4.3.2) doit être inférieur à 4;
- Les distances minimales d'approche $|d_0|$ et $|z_0|$ de la trace au point d'interaction ne doivent pas excéder 3 mm, ou la distance du vertex du charme approximatif dans la direction du jet (si elle est supérieure à 3 mm). Cette coupure permet d'éliminer les traces provenant d'autres vertex de désintégration (pions, kaons), tout en conservant les traces de désintégration du hadron charmé.

La sélection des traces appartenant au vertex du charme, est alors basée sur :

7.1. Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

- une coupure à 1.4 écart standard, sur la distance minimale d'approche de la trace candidate au vertex approximatif donné par la méthode de quadrillage :

$$\chi^2/\text{Vertex charme} < 2$$

- une coupure sur l'impulsion de la trace, à 1.5 GeV, de manière à éliminer une partie des traces de fragmentation moins énergiques en moyenne que les traces de désintégration :

$$p > 1.5 \text{ GeV}$$

Les performances des étapes de la sélection sont présentées sur la figure 7.5, où l'on a représenté la fraction de traces primaires parmi les traces attribuées au vertex du charme, en fonction de la distance de vol du hadron beau, avec la coupure ($\chi^2/\text{vertex charme} < 2$) seule, et en ajoutant la coupure sur l'impulsion.

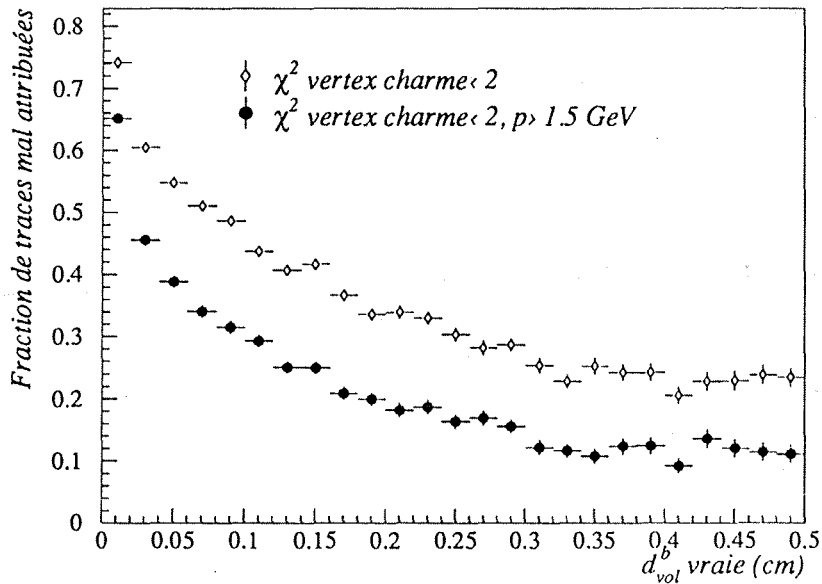


Figure 7.5: Fraction moyenne de traces primaires rattachées par erreur au vertex du charme, normalisée au nombre total de traces attribuées à ce même vertex, en fonction de la distance de vol du hadron beau.

Remarquons que la contamination par les traces primaires diminue lorsque la distance de vol du hadron beau augmente, et qu'il est plus aisé de séparer les traces du charme des traces primaires. La coupure supplémentaire sur l'impulsion réduit de 42% la contamination par les traces primaires des traces attribuées au vertex du charme.

L'efficacité globale d'attribution des traces au vertex du charme, définie comme la fraction de traces satisfaisant les coupures de qualité et de sélection parmi les traces provenant réellement du vertex du charme, est de 29 %. Cette efficacité globale est le produit des efficacités :

- des coupures de qualité sur les traces, de l'ordre de 80%,
- de la coupure $\chi^2/\text{vertex charme} < 2$, proche de 65%,
- et de la coupure sur l'impulsion d'environ 56%.

Reconstruction de la trajectoire du hadron charmé à partir des traces attribuées au vertex du charme

Si aucune trace n'est attribuée au vertex du charme, il est impossible de reconstruire la trajectoire du hadron charmé, et l'événement est rejeté.

Si une seule trace est attribuée au vertex du charme, elle définit la trace du hadron charmé reconstruite, et l'événement est conservé.

Pour les événements comportant aux moins 2 traces t_i^{charm} attribuées au vertex du charme, la trajectoire du hadron charmé est reconstruite comme la trace :

- d'impulsion égale à la somme vectorielle des impulsions des traces t_i^{charm} ;
- passant par le vertex du charme reconstruit à partir des traces chargées t_i^{charm} , par la méthode des moindres carrés, comme suit. Les trajectoires des particules chargées sont des hélices décrites par 5 paramètres. La somme des distances minimales d'approche des hélices au vertex de désintégration, en nombre d'écarts standard, est minimisée en variant la position du vertex supposé commun à toutes ces traces. Ces distances s'obtiennent à partir des paramètres ajustés h_i^{aj} des hélices et des matrices H_i de covariance entre ces paramètres, pour la trace t_i^{charm} :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (h_i(\vec{v}) - h_i^{aj})^T H_i^{-1} (h_i(\vec{v}) - h_i^{aj})$$

où $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ désigne la position du vertex, et $h_i(\vec{v})$ l'ensemble des paramètres décrivant la trajectoire de même impulsion que la trace i , mais passant par le vertex.

Les hélices passant par le vertex de désintégration (paramètres $h_i(\vec{v})$) n'ont plus que $5 - 3 = 2$ degrés de liberté. Les 3 coordonnées du vertex de désintégration sont ajustées. Le nombre de degrés de liberté vaut donc, pour un ajustement à N traces :

$$N_{d.d.l} = 2 \times N - 3$$

7.1.4 Reconstruction du vertex de désintégration du hadron beau

Formation du vertex du b

Le vertex de désintégration du hadron beau est déterminée par la méthode de minimisation du χ^2 expliquée au paragraphe précédent, mais cette fois appliquée à la trace du lepton et à la trace du hadron charmé reconstruite. Pour assurer la reconstruction précise de la trajectoire du lepton, on demande qu'au moins un point de mesure lui soit associé dans le VDET, dans chacune des deux projections $r - \phi$ et z .

Par ailleurs, pour améliorer la résolution sur la position du vertex du B, on impose une condition sur la qualité de cet ajustement à deux traces :

$$\chi_B^2 < 25$$

Efficacité de reconstruction du vertex du b

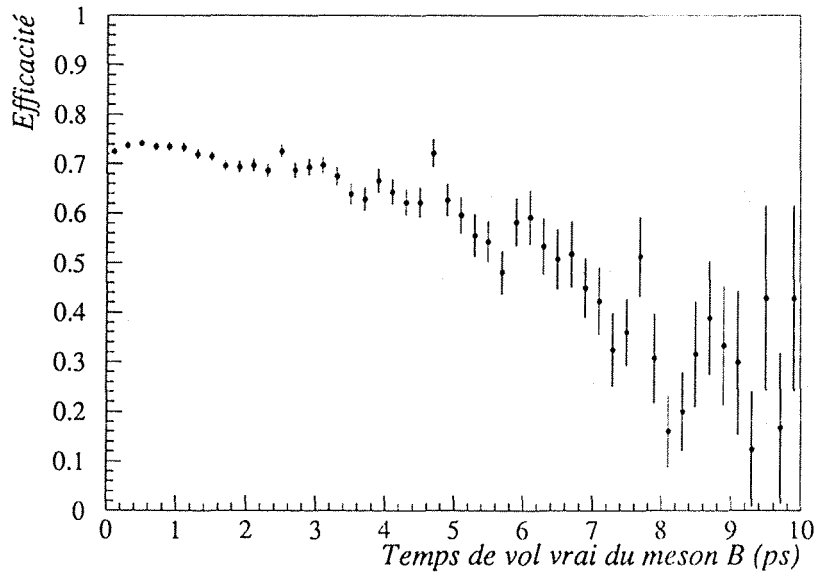


Figure 7.6: Efficacité de reconstruction de la distance de vol, pour les leptons primaires, en fonction du temps vrai.

L'efficacité des différentes coupures que nous avons appliquées sur le lot d'événements lepton primaire-jet, pour reconstruire la distance de vol du hadron beau, est de l'ordre de 70% en moyenne, mais elle décroît en fonction de la distance de vol (Fig. 7.6). Elle résulte du produit des efficacités obtenues aux étapes successives de la reconstruction de la distance :

- imposer au lepton un coup dans le VDET présente une efficacité de 91% (normalisée aux nombre total de leptons sélectionnés avant reconstruction du temps de vol), indépendante de la distance de vol ¹;
- demander ensuite l'attribution d'au moins une trace au vertex du charme présente une efficacité moyenne de 82% (normalisée au nombre de leptons satisfaisant la coupure ci-avant). Par ailleurs, le nombre moyen de traces attribuées au vertex du charme diminue avec la distance de vol : aux petites distances, les traces primaires sont plus facilement attribuées au vertex du charme. Par conséquent, on s'attend à ce que l'efficacité de l'exigence d'au moins une trace au vertex du charme diminue lorsque la distance de vol augmente. Ceci est effectivement vérifié (Fig. 7.7.a) à partir de la simulation ; l'efficacité est relativement plate en fonction du temps, jusqu'à environ 2.5 ps (correspondant à 4 mm de distance de vol), mais décroît rapidement ensuite.

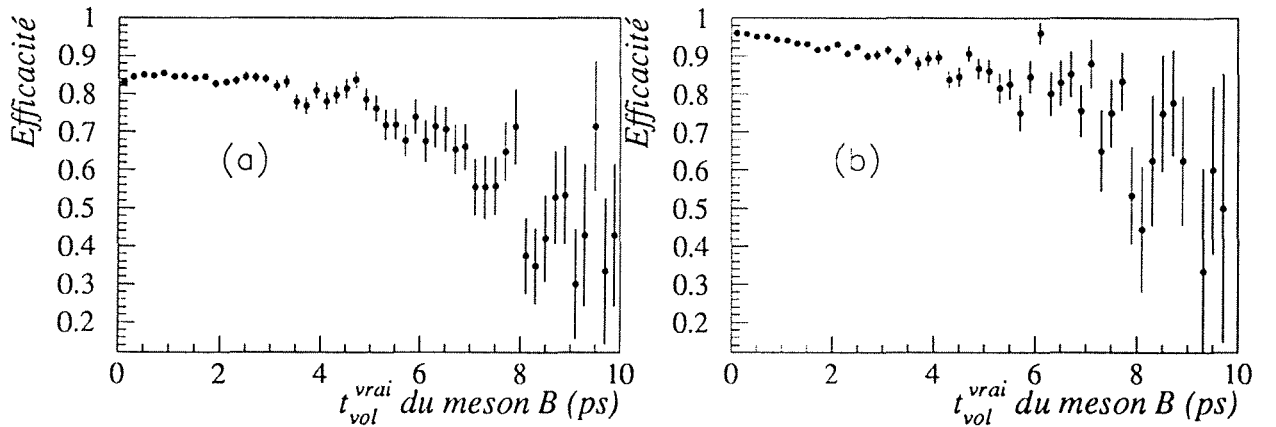


Figure 7.7: Efficacité en fonction du temps vrai, due à l'exigence d'au moins une trace au vertex du charme (a), et due à la coupure ($\chi_B^2 < 25$) sur la qualité de l'ajustement du vertex du hadron beau (b).

- L'exigence supplémentaire sur la qualité de l'ajustement du vertex de désintégration du hadron beau ($\chi_B^2 < 25$) présente une efficacité moyenne de 93% (normalisée au nombre de leptons satisfaisant les deux coupures ci-avant). Cette efficacité décroît quasi-linéairement en fonction du temps de vol : plus la distance de vol est grande, plus les traces primaires attribuées par erreur au vertex du charme détériorent la qualité de l'ajustement du vertex secondaire, même si elles sont moins nombreuses.

¹Cette efficacité est plus élevée que l'acceptance de la première couche du VDET, car l'axe de poussée des événements lepton-jet auxquels elle s'applique présente un angle minimal avec l'axe des faisceaux ($\cos \theta_T < 0.85$, § 5.1.3).

7.1. Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

Il est possible de mesurer dans les données, sur l'échantillon lepton-jet enrichi en désintégrations semileptoniques directes (§ 5.1.3), l'efficacité de reconstruction de la distance de vol, en fonction de la distance entre le vertex primaire et le vertex du charme obtenu par la méthode de quadrillage (qui ne nécessite pas de coupure pour sa reconstruction). Cette distance n'est pas équivalente à la distance de vol du hadron beau, mais elle lui est fortement corrélée. La comparaison de la fonction d'efficacité ainsi obtenue sur les données réelles à celle obtenue sur les données simulées, permet de tester la modélisation de la dépendance de l'efficacité avec la distance (Fig. 7.8).

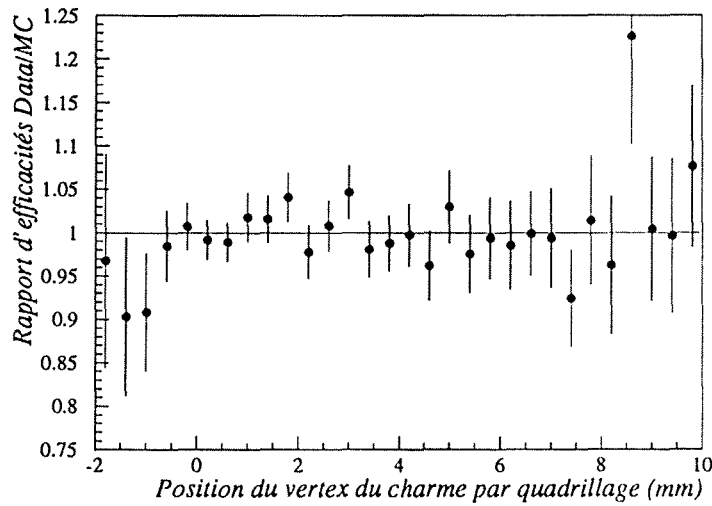


Figure 7.8: *Rapport de l'efficacité de reconstruction de la distance de vol obtenue sur les données, à l'efficacité de reconstruction de la distance dans la simulation, en fonction de la position du vertex du charme obtenue par la méthode de quadrillage. Les données et la simulation sont en bon accord.*

Résolution sur la distance de vol tirée de la simulation

La résolution sur la distance de vol du hadron beau est représentée sur la figure 7.9, pour plusieurs intervalles de distance de vol vraie. La largeur du coeur de la distribution est typiquement de $400\ \mu\text{m}$, mais la forme de la résolution évolue rapidement en fonction de la distance de vol vraie. En effet, la queue négative de la résolution qui se développe quand la distance de vol augmente, est due aux attributions incorrectes de traces primaires au vertex du charme, qui biaisent la reconstruction de la trajectoire du hadron charmé, et donc indirectement la position du vertex du hadron beau ; pour certains événements, cette dernière est reconstruite près du vertex primaire, alors que la distance de vol du hadron beau est en réalité plus importante.

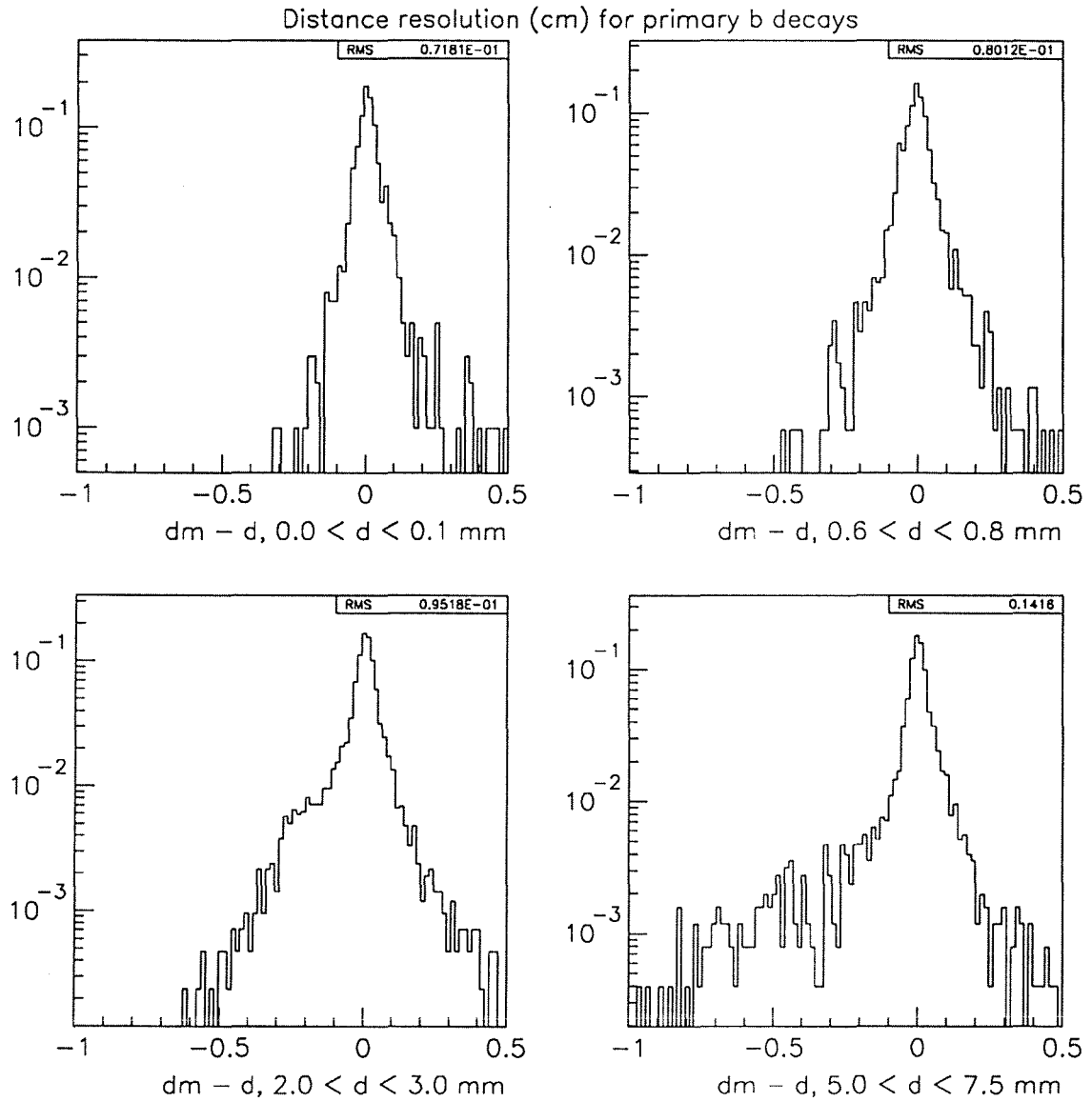


Figure 7.9: Résolution sur la distance de vol de hadrons beaux se désintégrant par voie semileptonique directe, représentée dans plusieurs intervalles de distance de vol vraie d .

Cette évolution rapide sera prise en compte dans la modélisation de la résolution temporelle.

7.1.5 Cas des cascades

Comparaison des topologies

La méthode de reconstruction de la distance de vol décrite ci-avant est adaptée à la topologie des désintégrations semileptoniques directes; or elle est appliquée à tous les événements de l'échantillon sélectionné à partir des données, qui contient 77 % de désintégrations semileptoniques directes, 7% de cascades, le reste étant constitué d'événements $c \rightarrow l$ dits "charme", et d'événements de bruit de fond. Les cascades portent de l'information sur le temps de vie τ_b des hadrons beaux, et se distinguent en cela des autres bruits de fond.

La topologie d'une désintégration semileptonique de type cascade est comparée à celle d'une désintégration semileptonique directe sur la figure 7.10. Le vertex secondaire reconstruit, d'après la méthode décrite au début du chapitre, résulte de l'ajustement de la trace du charme reconstruite et du lepton; il correspond au vertex de désintégration du hadron beau dans le cas des leptons primaires, mais à une position intermédiaire entre le vertex du hadron beau et le vertex du hadron charmé dans le cas des cascades.

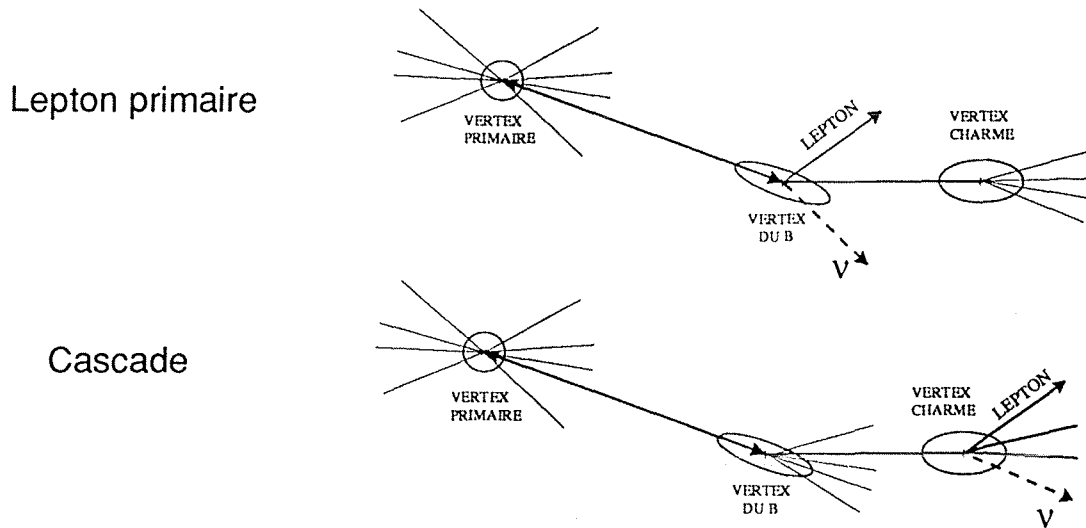


Figure 7.10: Comparaison des topologies d'une désintégration semileptonique directe et d'une cascade.

Efficacité de reconstruction de la distance de vol

La forme de la fonction d'efficacité de reconstruction de la distance de vol pour les cascades (Fig. 7.11) en fonction de temps de vol vrai du hadron beau, est légèrement différente de celle des leptons primaires, à cause des topologies différentes.

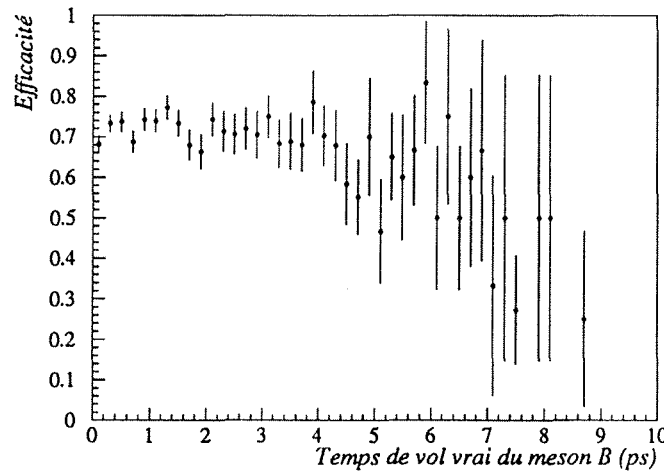


Figure 7.11: *Fonction d'efficacité de reconstruction de la distance de vol pour les cascades, en fonction du temps vrai.*

Notons par exemple que pour les temps proches de zéro, l'efficacité obtenue pour les cascades est plus faible que celle obtenue pour les leptons primaires (Fig. 7.6). Nous avons vérifié que ceci est dû à la coupure appliquée au χ^2_B de l'ajustement du vertex du hadron beau, à partir du lepton et de la trace reconstruite du hadron charmé. Une interprétation possible est la suivante. Dans le cas limite d'une distance de vol nulle du hadron beau, les vertex primaire et secondaire sont confondus (Fig. 7.10) :

- pour les leptons primaires, beaucoup de traces primaires sont attribuées au vertex du charme (Fig. 7.5), faussant ainsi la direction du hadron charmé reconstruit. Mais le lepton étant lui-même issu du vertex primaire, le χ^2_B reste correct ;
- pour les cascades, beaucoup de traces primaires sont également attribuées au vertex du charme, mais le lepton est issu du vertex détaché du hadron charmé, et le χ^2_B est moins bon que pour les leptons primaires.

Résolution sur la distance de vol

Le vertex reconstruit, dans le cas des cascades ($b \rightarrow c \rightarrow l$), correspond au vertex de désintégration du hadron charmé, parent du lepton. On s'attend donc à ce que la distance reconstruite soit un peu plus élevée que la distance de vol réelle (Fig. 7.12).

7.1. Mesure de la distance de vol des hadrons beaux

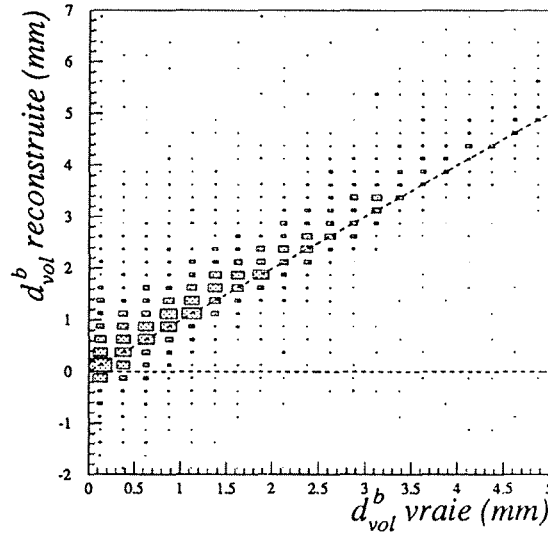


Figure 7.12: Distance de vol reconstruite du hadron beau, en fonction de sa distance de vol vraie, pour les cascades.

Cet effet, combiné à celui des attributions incorrectes de traces primaires engendre une évolution rapide et complexe de la forme de la résolution en distance avec la distance de vol du hadron beau, comme dans le cas des leptons primaires. L'évolution de la résolution avec la distance de vol diffère de celle des leptons primaires, à cause de la topologie différente, et sera prise en compte dans l'analyse des données.

7.1.6 Comparaison de la résolution entre données et simulation

Afin de comparer la résolution sur la distance de vol dans les données et la simulation, nous avons sélectionné des événements hadroniques enrichis en saveurs "uds", du type $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$, pour lesquels la distance de vol des hadrons est en principe nulle, et reflète la résolution temporelle.

On demande par ailleurs que ces événements comportent des "faux" leptons, définis comme des traces chargées :

- satisfaisant les mêmes coupures géométriques et cinématiques que les "vrais" leptons,
- ne vérifiant aucune des coupures d'identification des leptons (électrons et muons).

La méthode de reconstruction de la distance de vol peut alors être appliquée en faisant jouer au faux lepton le même rôle qu'un vrai lepton. La résolution obtenue sera bien entendu différente

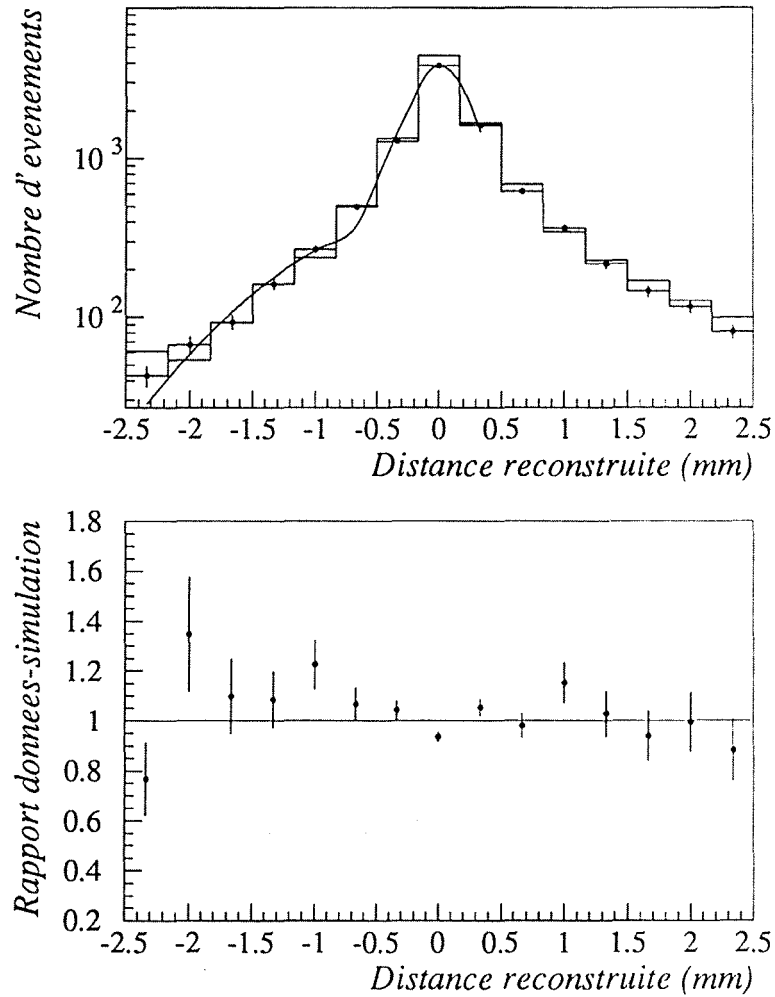


Figure 7.13: *Distance reconstruite, pour les événements comportant un faux lepton, issus des saveurs u, d, s à 80% (en haut) : les points représentent les données, l'histogramme la simulation. La courbe est définie dans le texte. Le rapport de la distribution des données à celle de la simulation est représenté sur la figure du bas.*

7.2. Mesure de l'énergie des hadrons beaux

de celle obtenue pour les désintégrations semileptoniques directes de hadrons beaux, mais elle permet une comparaison de contrôle entre les données et la simulation.

L'enrichissement en saveurs "uds" est basé sur une méthode d'anti-étiquetage des quarks lourds, appliquée dans l'hémisphère opposé au faux lepton. Cette méthode est liée à l'algorithme de reconstruction approximative du vertex du charme par quadrillage; la différence maximale $\Delta\chi^2$ entre les deux hypothèses où les traces sont partagées entre le vertex primaire et le vertex secondaire, et où toutes les traces sont attribuées au vertex primaire, est directement reliée à la distance de vol du hadron. En exigeant $\Delta\chi^2 < 2$ dans l'hémisphère opposé au lepton, on rejette les vertex détachés, et l'échantillon est enrichi à 80% en événements du type uds.

La distribution de la distance de vol des faux leptons est légèrement plus large dans les données que dans la simulation (Fig. 7.13). Pour estimer l'élargissement de la résolution dans les données, nous avons ajusté la moitié négative de la résolution du Monte-Carlo par une double gaussienne; nous nous affranchissons ainsi partiellement de la contribution des événements de temps de vie non nul. Nous avons déterminé ensuite le facteur de dilatation, qui appliqué à cette double gaussienne, permet d'ajuster la résolution des données : $(7.2 \pm 1.4)\%$. Nous en tiendrons compte dorénavant dans l'analyse des données, et nous appliquerons un facteur global de dilatation, indépendant du temps de vol, à la résolution tirée de la simulation.

Notons que ce contrôle n'est valable que pour une distance de vol nulle : les conclusions tirées de cette étude doivent être interprétées avec prudence, puisque la résolution dépend de la distance de vol.

7.2 Mesure de l'énergie des hadrons beaux

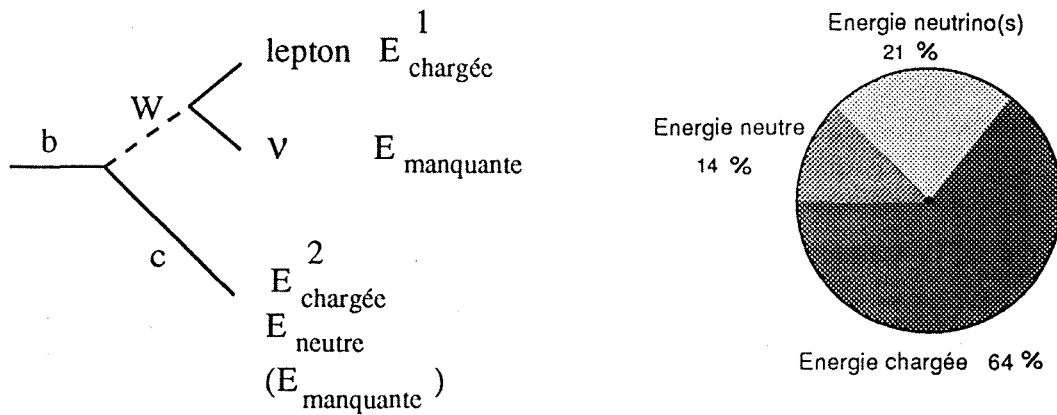
La mesure de l'énergie du hadron beau complète celle de la distance de vol dans la reconstruction du temps de vol. Nous avons mené une étude d'optimisation de la reconstruction de l'énergie du hadron beau, pour les désintégrations semileptoniques directes. Dans cette section, nous détaillerons la reconstruction des différentes contributions à l'énergie du hadron beau (chargée, neutrino(s), neutre), optimisant la précision de la mesure de l'énergie totale, pour les désintégrations semileptoniques primaires (§ 7.2.1). Nous étudierons ensuite la résolution sur l'énergie obtenue en appliquant cette méthode aux cascades (§ 7.2.2).

7.2.1 Optimisation sur les désintégrations semileptoniques primaires

Contributions à l'énergie des hadrons beaux

Les différentes contributions à l'énergie d'un hadron beau se désintégrant par voie semileptonique directe, et pour les coupures ($p > 3$ GeV, $p_{\perp} > 1.25$ GeV) appliquées au lepton, sont résumées sur la figure 7.14. L'énergie totale du hadron beau, de 33.1 GeV en moyenne, est la

LEPTONS PRIMAIRES



CASCADES

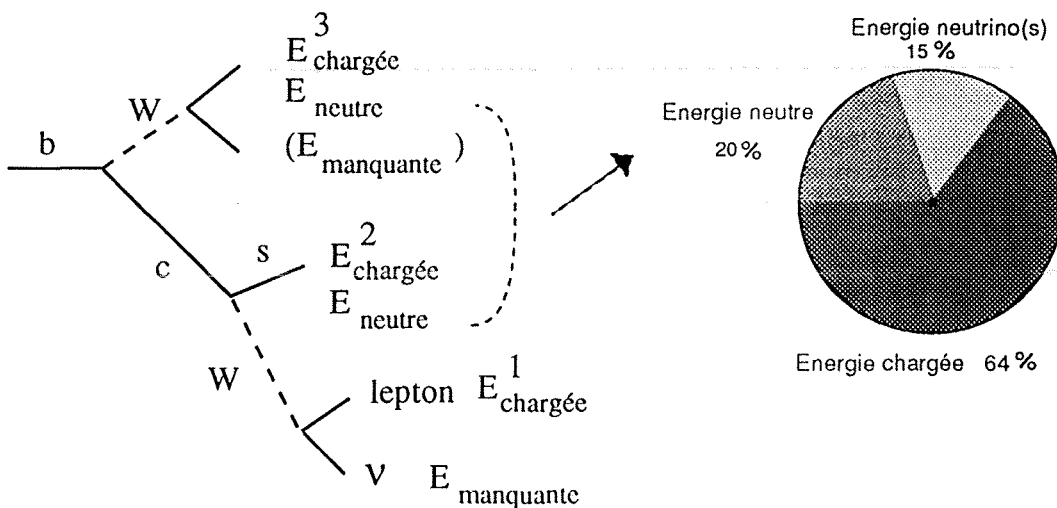


Figure 7.14: Contributions des énergies chargée, neutre et manquante à l'énergie totale d'un hadron beau, qui se désintègre par voie semileptonique directe (en haut), ou par cascade (en bas).

7.2. Mesure de l'énergie des hadrons beaux

somme :

- De l'énergie chargée, somme des énergies des produits de désintégration chargés du hadron beau. L'énergie du lepton seul (11.2 GeV en moyenne) représente déjà 52% de l'énergie chargée. L'énergie chargée représente la contribution dominante (64%) à l'énergie du hadron beau.
- De l'énergie manquante emportée par le(s) neutrino(s) de désintégration du hadron beau, et éventuellement du hadron charmé. L'énergie manquante, de 7.1 GeV en moyenne, représente 21% de l'énergie totale.
- De l'énergie neutre, somme des énergies des produits neutres de désintégration du hadron beau, de l'ordre de 4.7 GeV. Elle représente 14% de l'énergie totale du hadron beau. On peut la décomposer :
 - En énergie neutre électromagnétique correspondant aux produits neutres détectés dans le ECAL (π^0 , γ). Elle représente la part dominante (75%) de l'énergie neutre totale.
 - En énergie neutre hadronique correspondant aux autres produits neutres détectés dans le HCAL (neutrons,...). La simulation des gerbes hadroniques est une tâche difficile, et l'énergie hadronique mesurée dans la simulation n'est pas en bon accord avec les données. Nous n'utiliserons donc que l'énergie neutre électromagnétique pour reconstruire l'énergie du hadron beau, et appliquerons une correction lors de la reconstruction de l'énergie totale.

Reconstruction de l'énergie chargée

Les événements n'étant pas totalement reconstruits, le problème consiste à estimer l'énergie des produits de désintégration chargés du hadron beau.

Quatre approches sont alors possibles, puisque l'on peut d'une part :

- soit utiliser les traces chargées du jet du lepton, qui contient des traces primaires et des traces de désintégration du hadron beau;
- soit utiliser les produits chargés de désintégration du hadron beau, c'est à dire le lepton et des traces chargées attribuées au vertex du charme, selon la sélection du § 7.1.3.

Et d'autre part, après avoir choisi une des deux catégories de traces chargées, reconstruire l'énergie chargée de ces traces par :

- la somme de leurs énergies ;

- ou le module de la somme vectorielle de leurs impulsions :

$$\tilde{E}_{ch} = | \Sigma \vec{p} |$$

Nous avons testé chacune des 4 estimations possibles de l'énergie chargée. Dans tous les cas ces estimations sont biaisées :

- si l'on utilise les traces du jet, que ce soit par la somme vectorielle des impulsions ou par la somme des énergies, l'énergie chargée est surestimée (Fig. 7.15), notamment pour les faibles valeurs de l'énergie, correspondant aux petites distances de vol: l'excès de traces primaires prises en compte dans l'estimation de l'énergie est alors plus important.
- si l'on utilise les traces de désintégration du hadron beau, l'énergie chargée est sous-estimée en moyenne, à cause des coupures sévères d'attribution des traces au vertex du charme. Cependant, aux faibles valeurs d'énergie chargée, la contamination par les traces primaires est importante et l'énergie est surestimée.

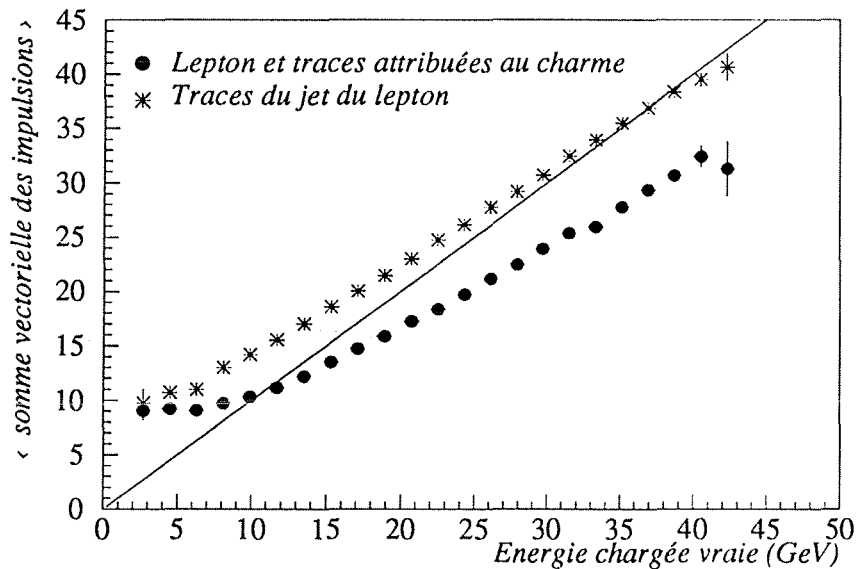


Figure 7.15: Moyenne des estimations de l'énergie chargée en fonction de l'énergie chargée vraie, par la somme vectorielle des impulsions des traces du jet du lepton (étoiles), et des traces secondaires (points).

Après correction du biais, l'écart-type des fonctions de résolution en énergie chargée est d'environ 5 GeV, pour les 4 estimations possibles; mais les formes des distributions sont

7.2. Mesure de l'énergie des hadrons beaux

différentes et non gaussiennes. Après reconstruction de l'énergie totale, selon la procédure que nous détaillerons au paragraphe suivant, la résolution sur l'énergie totale est meilleure de 5% si l'on utilise la somme des impulsions plutôt que la somme des énergies, et l'utilisation des traces du charme et du lepton, plutôt que les traces du jet, améliore également de 5% la résolution. Nous en tirons donc les conclusions suivantes :

- Il est préférable d'utiliser la somme vectorielle des impulsions plutôt que la somme des énergies. On peut interpréter ce résultat en remarquant que les directions des traces primaires sont réparties autour de la direction du jet, et leurs contributions dans la somme vectorielle des impulsions se compensent.
- L'utilisation des traces de désintégration donne une estimation de l'énergie totale plus précise que l'utilisation des traces du jet.

Nous reconstruirons donc l'énergie chargée à partir de la somme vectorielle des impulsions des traces de désintégration du hadron beau :

$$E_{ch}^{reco} = | \vec{p}_{lepton} + \sum \vec{p}_{traces\ tertiary} |$$

Cet estimateur correspond au choix empirique effectué dans l'analyse dileptons [1]. Le biais de cet estimateur en fonction de l'énergie chargée vraie n'est pas corrigé à ce stade; il le sera en combinaison avec la correction à l'énergie neutre.

Reconstruction de l'énergie manquante

Pour reconstruire l'énergie "manquante" du(des) neutrino(s) non détecté(s) dans l'hémisphère du lepton, nous nous basons uniquement sur l'hypothèse que les impulsions totales des deux hémisphères (sommes vectorielles des impulsions des objets contenus dans chacun des deux hémisphères) sont colinéaires, d'après l'idée développée en [6] ; on néglige ainsi le rayonnement de photons par les électrons et les positrons du faisceau dans l'état initial. Les formules suivantes découlent de la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$E_{manquante} = E_{totale} - E_{visible}, \text{ avec}$$

$$E_{totale} = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_{Hlepton}^2 - M_{Hopp}^2}{2\sqrt{s}} \quad (7.1)$$

$\sqrt{s}$ désigne l'énergie dans le centre de masse, $M_{Hlepton}^2$ et M_{Hopp}^2 représentent les masses invariantes au carré de l'hémisphère du lepton et de l'hémisphère opposé au lepton:

$$M_{Hi}^2 = E_{Hi}^2 - \vec{P}_{Hi}^2$$

où E_{Hi} et $\vec{P}_{Hi}$ désignent l'énergie et l'impulsion visibles de l'hémisphère i .

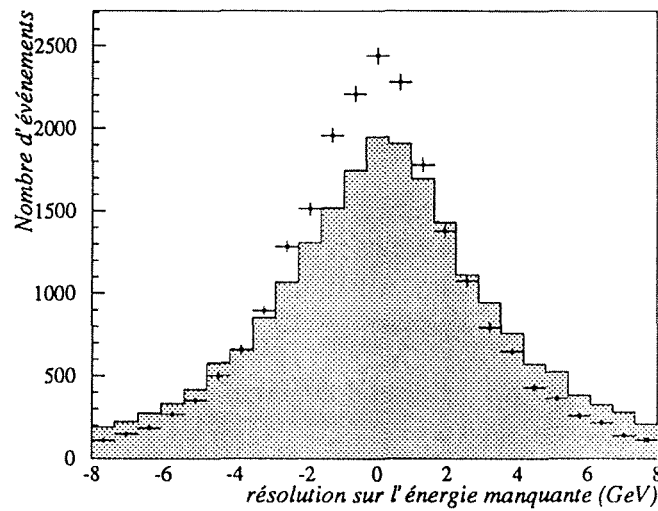


Figure 7.16: *Reconstruction de l'énergie manquante dans l'hémisphère du lepton, en utilisant la formule simplifiée (grisé), ou la formule tenant compte des masses des deux hémisphères (points noirs), plus précise.*

La résolution obtenue sur l'énergie manquante, en estimant l'énergie totale selon la formule 7.1 est de l'ordre de 2.7 GeV. Si l'énergie totale était "grossièrement" estimée par la moitié de l'énergie dans le centre de masse $\frac{\sqrt{s}}{2}$, la précision sur l'énergie manquante serait de l'ordre de 3.2 GeV (Fig. 7.16).

Reconstruction de l'énergie neutre

Seule la mesure de l'énergie neutre électromagnétique sera utilisée, à cause du désaccord entre données et simulation sur la distribution de l'énergie neutre hadronique reconstruite. D'autre part nous avons vérifié dans la simulation que l'utilisation directe de la mesure de l'énergie hadronique neutre n'améliorait pas la précision obtenue sur l'énergie du hadron beau.

L'énergie neutre électromagnétique est estimée à partir de la somme des énergies des amas du ECAL appartenant au jet du lepton (Fig. 7.17). Cette procédure surestime l'énergie à basse énergie, à cause de la contamination par les objets neutres de fragmentation. La résolution sur l'énergie neutre électromagnétique est de l'ordre de 3 GeV.

7.2. Mesure de l'énergie des hadrons beaux

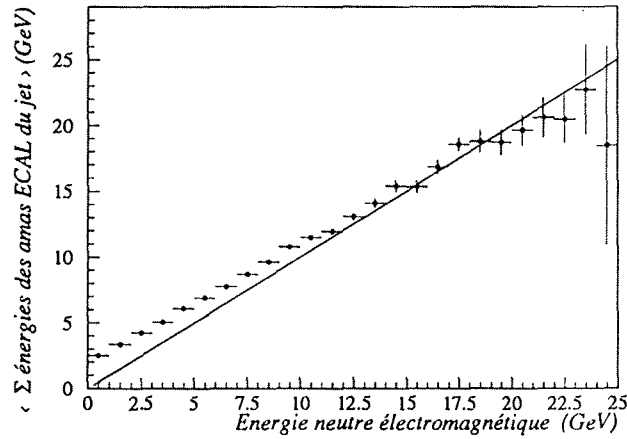


Figure 7.17: Estimation de l'énergie neutre électromagnétique par l'énergie des amas du ECAL appartenant au jet du lepton, en fonction de l'énergie électromagnétique vraie des produits de désintégration du hadron beau.

Reconstruction de l'énergie totale du hadron beau

L'énergie totale du hadron beau est la somme de l'énergie chargée, de l'énergie manquante, et de l'énergie neutre totale (électromagnétique et hadronique).

$$E_{tot}^{vraie} = E_{ch}^{vraie} + E_{manquante}^{vraie} + E_{neutre}^{vraie}$$

On évalue l'énergie totale reconstruite en ajoutant aux énergies chargée et manquante reconstruites un terme correctif $f(E_n)$ dépendant de l'énergie neutre électromagnétique reconstruite E_n :

$$E_{tot}^{reco} = E_{ch}^{reco} + E_{manquante}^{reco} + f(E_n) \quad (7.2)$$

La fonction $f(E_n)$ est ajustée pour obtenir une estimation non biaisée de l'énergie totale, à partir de la simulation (Fig. 7.18).

$$f(E_n) = \langle E_{tot}^{vraie} - E_{manquante}^{reco} - E_{ch}^{reco} \rangle (E_n)$$

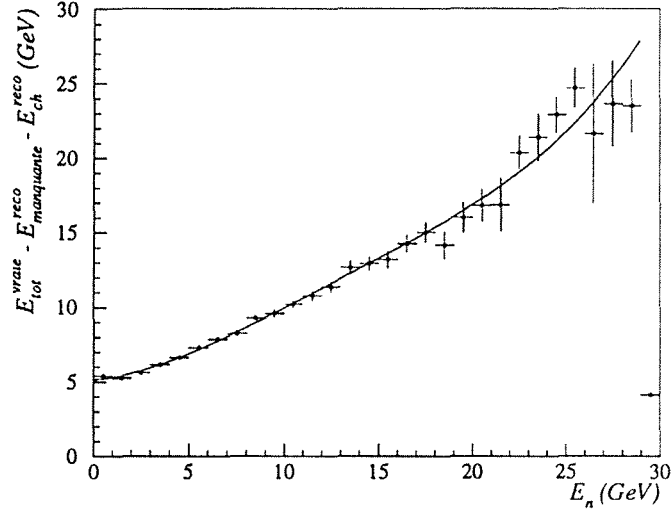


Figure 7.18: Terme correctif à l'énergie du hadron beau, en fonction de E_n , l'énergie neutre électromagnétique reconstruite dans le jet du lepton.

La valeur non nulle de la correction (5 GeV) pour une énergie neutre électromagnétique nulle provient :

- de l'énergie neutre hadronique non prise en compte (1.2 GeV en moyenne) ;
- de la différence moyenne entre l'énergie chargée vraie et l'énergie chargée reconstruite (biais de l'estimateur).

L'écart-type de la résolution obtenue sur l'énergie totale du hadron beau, en reconstruisant l'énergie selon la formule 7.2, est de 6.3 GeV.

L'impulsion du hadron beau est obtenue à partir de son énergie reconstruite en supposant sa masse égale à 5.3 GeV :

$$p_B = \sqrt{E_B^2 - 5.3^2}$$

La résolution sur le facteur $g = m_B/p_{BC}$ est représentée sur la figure 7.19. L'écart-type de la distribution vaut 19.6%, l'ajustement par une gaussienne donne un écart standard de 17.1%.

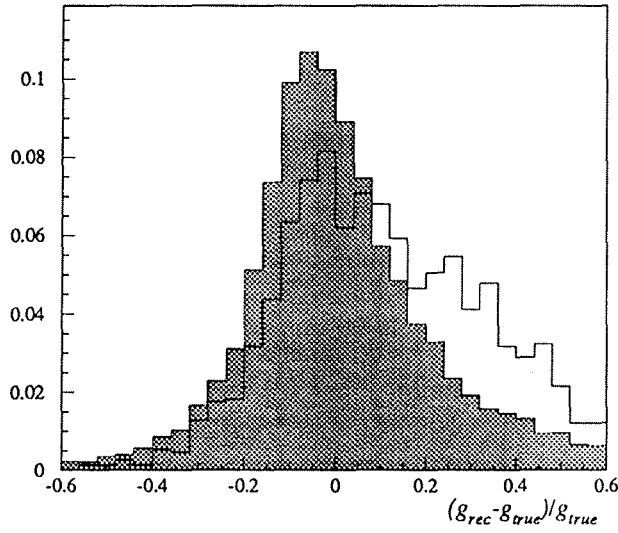


Figure 7.19: *Erreur relative sur le facteur g pour les leptons primaires (grisé) et les cascades (blanc).*

7.2.2 Cas des cascades

La méthode de reconstruction de l'énergie du hadron beau décrite ci-avant, est optimisée pour les leptons primaires. Cette méthode appliquée aux cascades engendre une résolution différente ; en effet, les contributions des énergies chargée, manquante et neutre à l'énergie totale sont différentes pour les cascades et les leptons primaires (Fig. 7.14). Notamment, la proportion d'énergie neutre est plus élevée dans les désintégrations par cascades que dans les désintégrations directes ; la fraction globale d'énergie chargée est la même, mais la contribution de l'énergie manquante est moins importante. Le terme de correction $f(E_n)$ adapté aux leptons primaires devient insuffisant lorsqu'il est appliqué aux cascades, dont l'énergie totale est sous-estimée. Le facteur g, inversement proportionnel à l'impulsion est alors surestimé (Fig. 7.19). L'ajustement de la résolution sur le facteur g par une gaussienne donne un écart standard de 22.3%, supérieur à l'écart standard obtenu pour les leptons primaires.

7.3 Résolution temporelle

Avec la mesure de la distance de vol et de l'impulsion du hadron beau, nous disposons de tous les éléments pour reconstruire son temps propre. L'extraction des fréquences d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ à partir de la charge moyenne mesurée en fonction du temps, nécessite la convolution des fonctions de résolution temporelle avec la dépendance en temps vrai t de $Q_{IH}(t)$, aboutissant à la prédiction de la dépendance en temps mesuré de $Q_{IH}(t_m)$ pour des valeurs données de

Δm_d et Δm_s . Cette procédure sera exposée dans les chapitres suivants, mais nous développons dans cette section tous les éléments nécessaires au calcul. Ces éléments sont également utilisés pour prédire la distribution du temps mesuré, dont la comparaison avec les données permet de tester la validité de notre modélisation.

La prédiction des distributions du temps de vie mesuré, pour les leptons primaires et les cascades qui portent de l'information sur les temps de vie des hadrons beaux, nécessite la paramétrisation de la fonction de résolution temporelle (§ 7.3.1). La modélisation de la distribution du temps mesuré pour chaque source de leptons fait l'objet du § 7.3.2.

7.3.1 Paramétrisation de la fonction de résolution temporelle

La résolution sur le temps de vol dépend du temps de vol lui-même, par combinaison de plusieurs effets :

- l'imperfection de la mesure de l'énergie du hadron beau implique une dégradation de la résolution temporelle avec le temps. L'augmentation de la largeur de la résolution temporelle avec le temps, est prédite par la convolution de la résolution sur la distance de vol et de la résolution sur l'impulsion, en supposant ces deux quantités indépendantes :

$$t = g \times d \Rightarrow \Delta t = g \cdot \Delta d \oplus \frac{\Delta g}{g} \times t \quad (7.3)$$

- l'évolution de la résolution sur la distance de vol, avec la distance de vol (§ 7.1.4) se répercute directement sur la forme de la fonction de résolution temporelle ;
- la résolution sur l'énergie chargée estimée à partir des traces secondaires dépend de la distance de vol, comme le montre la figure 7.20 : l'efficacité d'attribution des traces au vertex tertiaire ainsi que la contamination par les traces primaires dépendent de la distance de vol.
- cette corrélation entre la mesure de l'énergie du hadron beau et la distance de vol module la prédiction des deux premiers effets, dominants (Fig. 7.21).

En pratique, pour modéliser tous ces effets, nous avons paramétrisé la fonction de résolution temporelle en fonction du temps de vol, en ajustant directement, par 3 ou 4 composantes gaussiennes, les distributions de résolution temporelle obtenues pour différents intervalles de temps de vol vrai, et en interpolant linéairement les paramètres des gaussiennes entre deux milieux d'intervalles de temps vrai. Le nombre de tranches a été choisi de manière à modéliser correctement l'évolution de la résolution temporelle avec le temps, tout en disposant d'une statistique suffisante par tranche. Nous avons choisi 16 intervalles de temps vrai, de statistique équivalente, pour les leptons primaires, et 7 intervalles pour les cascades, à cause du nombre d'événements plus limité. Nous avons ainsi défini deux fonctions de résolution temporelle, dépendantes du temps de vol vrai t et du temps de vol mesuré t_m :

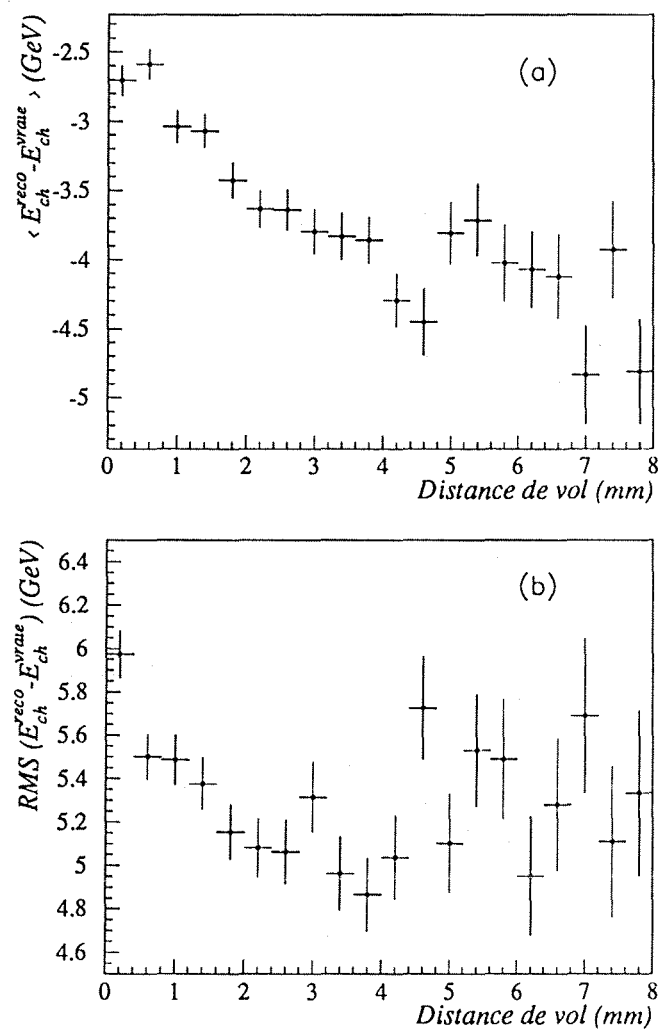


Figure 7.20: Moyenne et écart-type de la résolution sur la composante d'énergie chargée du hadron beau, $(E_{ch}^{reco} - E_{ch}^{vraie})$, en fonction de la distance de vol du hadron beau.

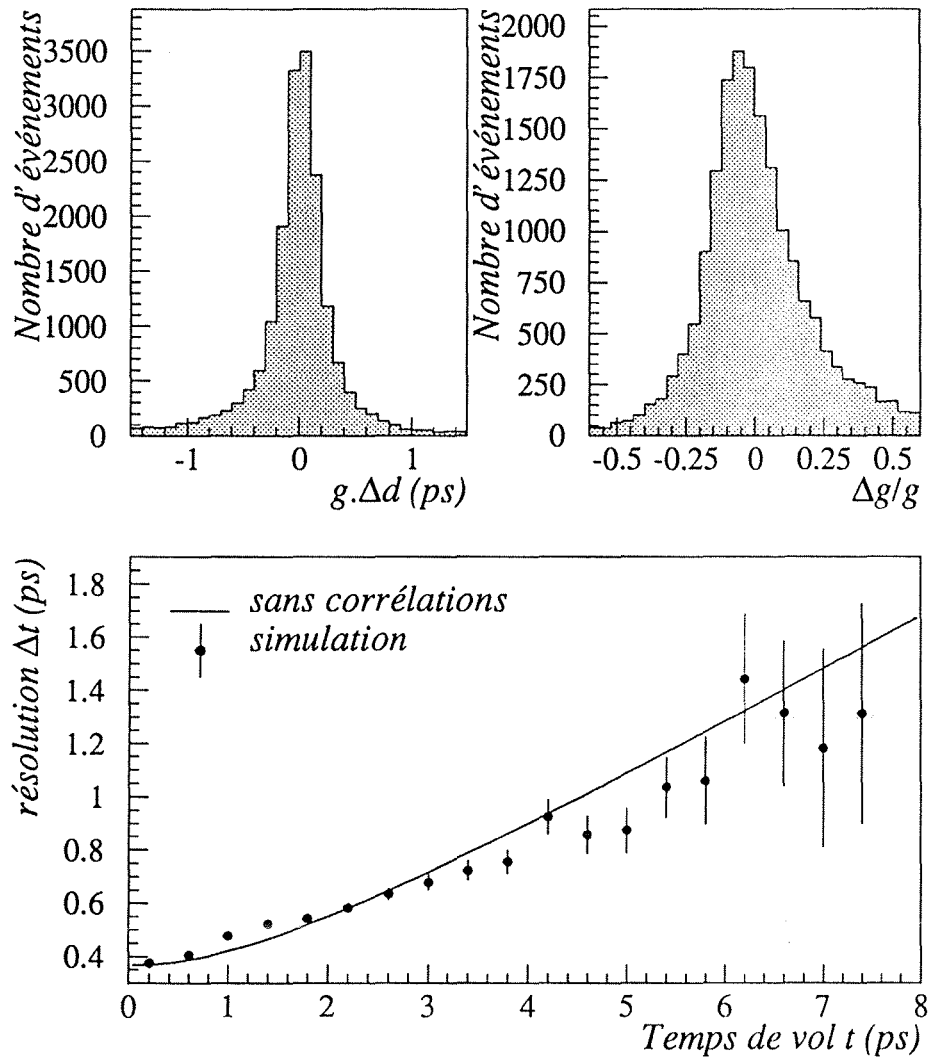


Figure 7.21: Evolution de l'écart-type de la résolution temporelle en fonction du temps, d'après la simulation complète (points, figure du bas). La courbe est l'évolution prédite en convoluant les résolutions $\frac{\Delta g}{g}$ et $g \cdot \Delta d$ (représentées sur les figures du haut), sous l'hypothèse que les résolutions sur l'énergie et sur la distance de vol sont indépendantes de la distance de vol.

7.3. Résolution temporelle

- $R_t^{prim}(t_m - t, t) = Prob\{(t_m - t) / t\}$, représentant la probabilité de la différence $(t_m - t)$, pour un temps vrai t donné, et pour les leptons primaires.
- $R_t^{cas}(t_m - t, t)$, définie de manière analogue pour les cascades.

Des exemples de fonctions de résolutions pour les leptons primaires et les cascades sont présentés sur les figures 7.22 et 7.23.

7.3.2 Modélisation de la distribution en temps mesuré

La modélisation du temps mesuré pour chaque source de leptons citée au § 5.1.1 constitue une étape nécessaire à la prédiction de la forme du signal d'oscillation en fonction du temps mesuré; elle permet aussi d'ajuster le temps de vie moyen des hadrons beaux sur les données réelles, et de tester ainsi notre compréhension de la reconstruction du temps.

Contribuent à la distribution en temps mesuré:

- les leptons de désintégration de saveur belle (leptons primaires et cascades) dont les distributions en temps mesuré dépendent du temps de vie τ_b des hadrons beaux. Il faut considérer ces deux sources séparément, car leurs charges moyennes $Q_{lH}(t_m)$ diffèrent.
- les leptons de charme et autres bruits de fond, dont les distributions en temps de vie sont indépendantes de τ_b . Néanmoins nous les paramétrisons séparément car leurs charges du jet moyennes sont différentes, et leurs fractions dans l'échantillon ne sont pas connues avec certitude.

Leptons primaires et cascades.

Le formalisme utilisé pour prédire la distribution en temps des leptons primaires et des cascades est identique, bien que les distributions résultantes du temps de vie mesuré soient différentes. Prenons l'exemple des leptons primaires, désignés par l'indice "prim", le le raisonnement étant le même pour cascades (indice "cas").

La distribution du temps de vie mesuré s'obtient par intégration sur le temps de vie vrai, du produit :

- de la distribution $Dt(t)$ du temps de vie vrai, donnée par une exponentielle contenant le temps de vie τ_b ;

$$Dt(t) = e^{-t/\tau_b} / \tau_b$$

- de l'efficacité de reconstruction de la distance de vol, $\epsilon^{prim}(t)$, dépendante du temps, expliquée au § 7.1.4;

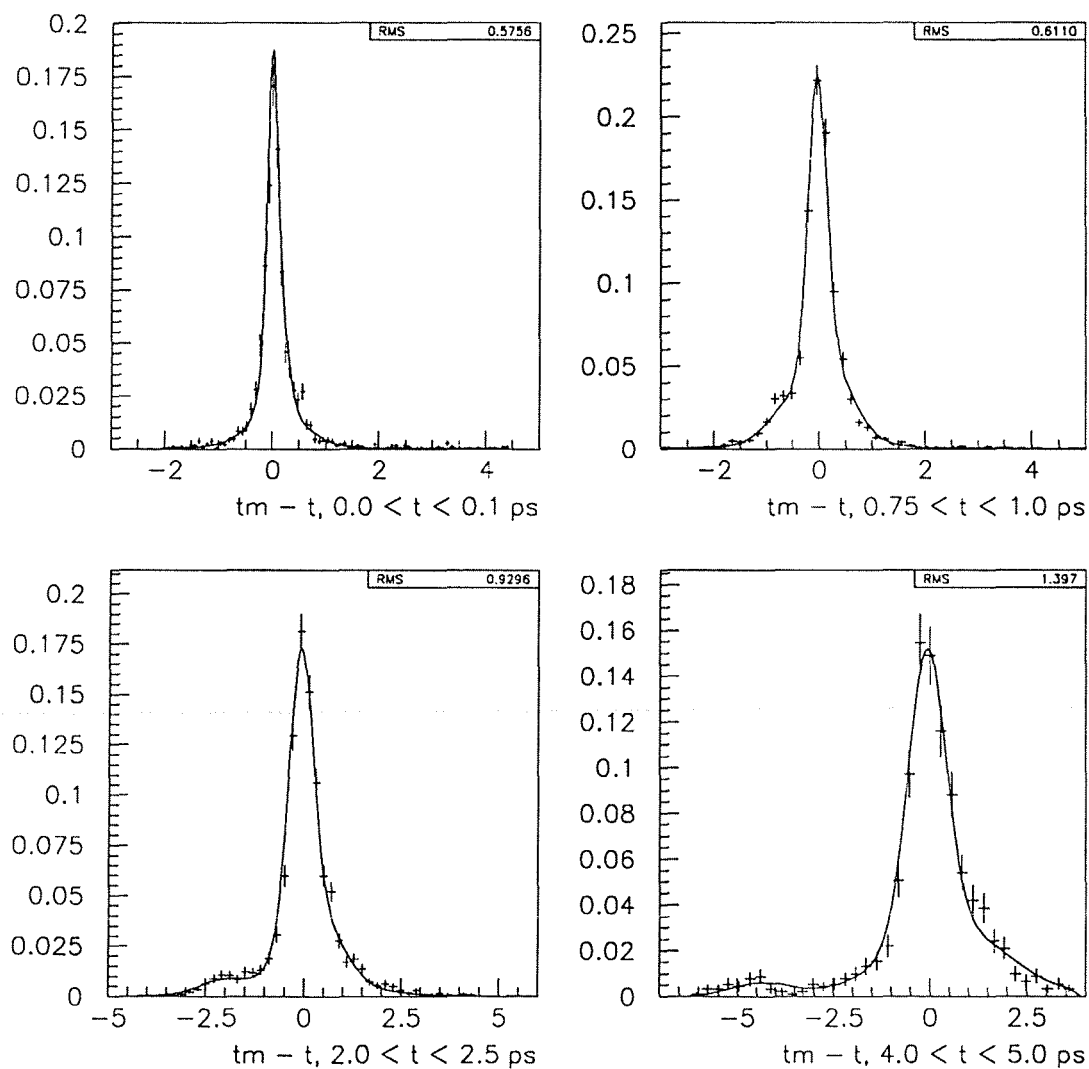


Figure 7.22: Résolution temporelle pour les désintégrations de type $b \rightarrow l$, représentée dans plusieurs intervalles de temps vrai. Les données simulées (points) sont comparées à la paramétrisation (courbes continues).

7.3. Résolution temporelle

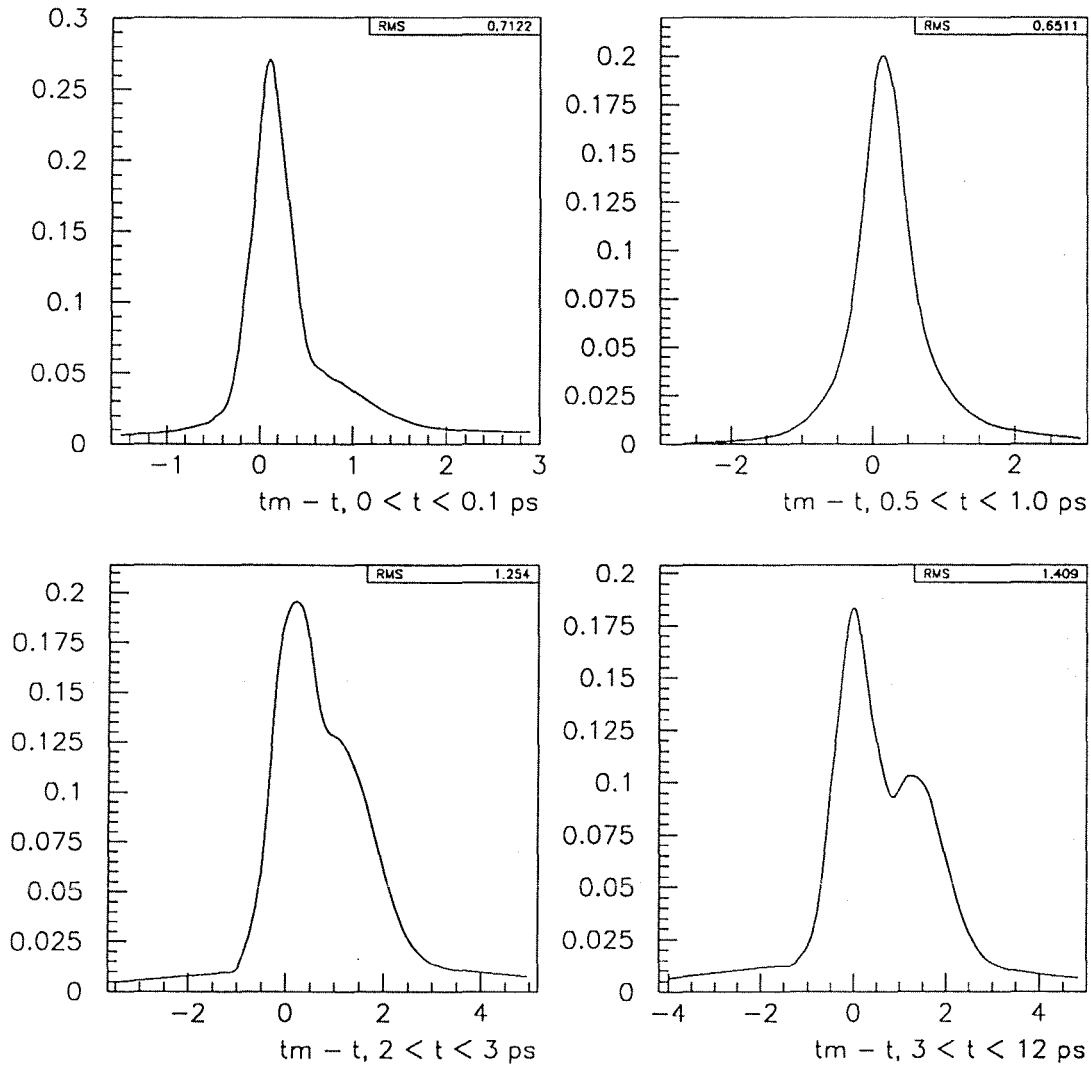


Figure 7.23: Paramétrisation de la résolution temporelle pour les désintégrations de type $b \rightarrow c \rightarrow l$ (cascades), représentée dans plusieurs intervalles de temps vrai.

- et de la fonction de résolution temporelle $R_t^{prim}(t_m - t, t)$, définie au § 7.3.1.

On obtient finalement :

$$\frac{1}{N} \frac{dN^{prim}}{dt_m} = \frac{\int \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \times \epsilon^{prim}(t) \times R_t^{prim}(t_m - t, t) \times dt}{\int \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \times \epsilon^{prim}(t) \times dt}$$

où N est le nombre de paires lepton-jet.

Charme et bruit de fond.

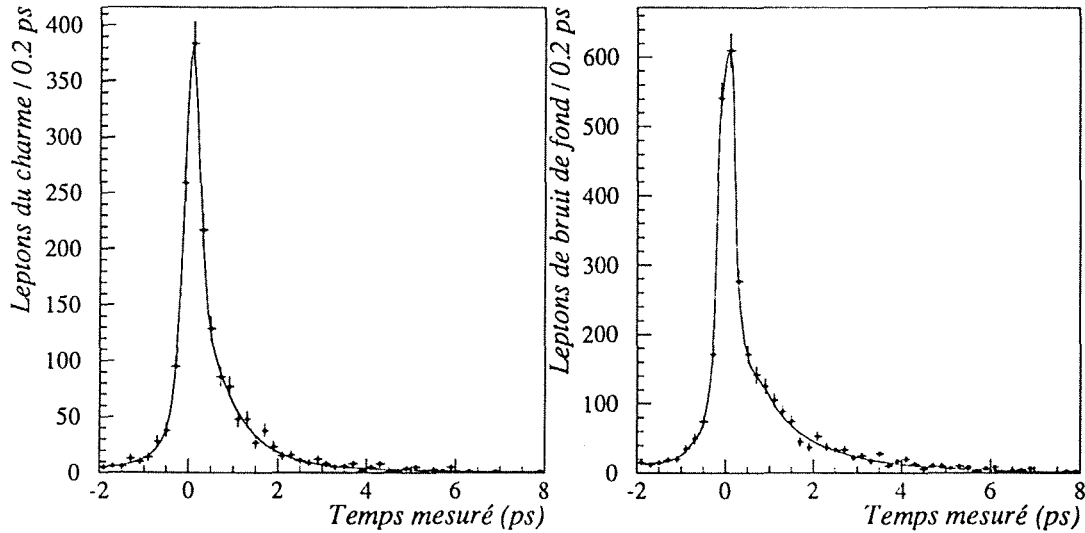


Figure 7.24: Distributions du temps de vie mesuré dans le simulation, pour les événements de type charme et de type bruit de fond. Les distributions en temps de événements simulés (points noirs) sont comparés à la paramétrisation que nous utilisons (ligne continue).

Les distributions en temps mesuré des événements de charme et de bruit de fond sont extraites de la simulation (Fig. 7.24). Notons que la distribution en temps mesuré des événements de charme n'est pas strictement exponentielle ; elle est piquée autour des petites valeurs de temps, à cause du taux important des attributions incorrectes de traces primaires au vertex du charme (topologie sans vertex tertiaire).

Pour les événements de bruit de fond, la distribution est piquée aux petites valeurs de temps propre (traces primaires confondues avec un lepton, désintégrations en vol,...) avec une composante moins importante aux grands temps de vie (traces secondaires ou tertiaires confondues avec un lepton).

7.4 Validation expérimentale de la mesure du temps de vol

Munis de ces outils, nous sommes en mesure d'ajuster le temps de vie moyen des hadrons beaux sur la simulation complète (§ 7.4.1) et sur les données réelles (§ 7.4.2), et de tester ainsi notre modélisation de la reconstruction du temps propre.

7.4.1 Ajustement du temps de vie sur les données simulées.

La distribution du temps mesuré pour l'échantillon complet d'événements lepton-jet, est la résultante des distributions associées à chaque mode de désintégration semileptonique, pondérées par leur fraction dans l'échantillon:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \frac{dN}{dt_m} = & f^{prim} \times \frac{1}{N} \frac{dN^{prim}}{dt_m}(t_m, \tau_b) + f^{cascades} \times \frac{1}{N} \frac{dN^{cascades}}{dt_m}(t_m, \tau_b) \\ & + f^{charme} \times \frac{1}{N} \frac{dN^{charme}}{dt_m}(t_m) + f^{bruit} \times \frac{1}{N} \frac{dN^{bruit}}{dt_m}(t_m) \end{aligned}$$

où les indices "prim", "cas", "charme" et "bruit", désignent respectivement les leptons primaires, les cascades, le charme et le bruit de fond. Les f_i , où i est l'un des indices définis ci-dessus, désignent les fractions des différentes composantes de l'échantillon.

Le temps de vie $\tau_b = 1.496 \pm 0.012 \text{ ps}$, ajusté à partir de la distribution du temps mesuré dans la simulation, est compatible avec la valeur générée (1.5 ps). La valeur du $\chi^2 = 59/49 \text{ d.d.l}$ est raisonnable, la différence entre la distribution mesurée et la distribution ajustée ne fait apparaître aucun effet systématique (Fig. 7.25). Nous avons ainsi testé la cohérence interne de notre modélisation.

7.4.2 Ajustement du temps de vie sur les données réelles

Paramètres utilisés.

L'ensemble des paramètres utilisés pour l'ajustement du temps de vie dans les données sont tirés de la table 8.1. Insistons sur les points suivants.

La composition selon les différentes sources (leptons primaires, cascades, charme et bruit de fond) est estimée selon la procédure du § 5.5.

Les temps de vie τ_{B_s} du méson B_s^0 , et le rapport du temps de vie du B_d^0 au temps de vie moyen des hadrons beaux sont fixés aux valeurs tirées de la table 3.1.

Un facteur global de dilatation, indépendant du temps de vol, est appliqué à la résolution tirée de la simulation, pour tenir compte des résultats de l'étude des faux leptons (§ 7.1.6).

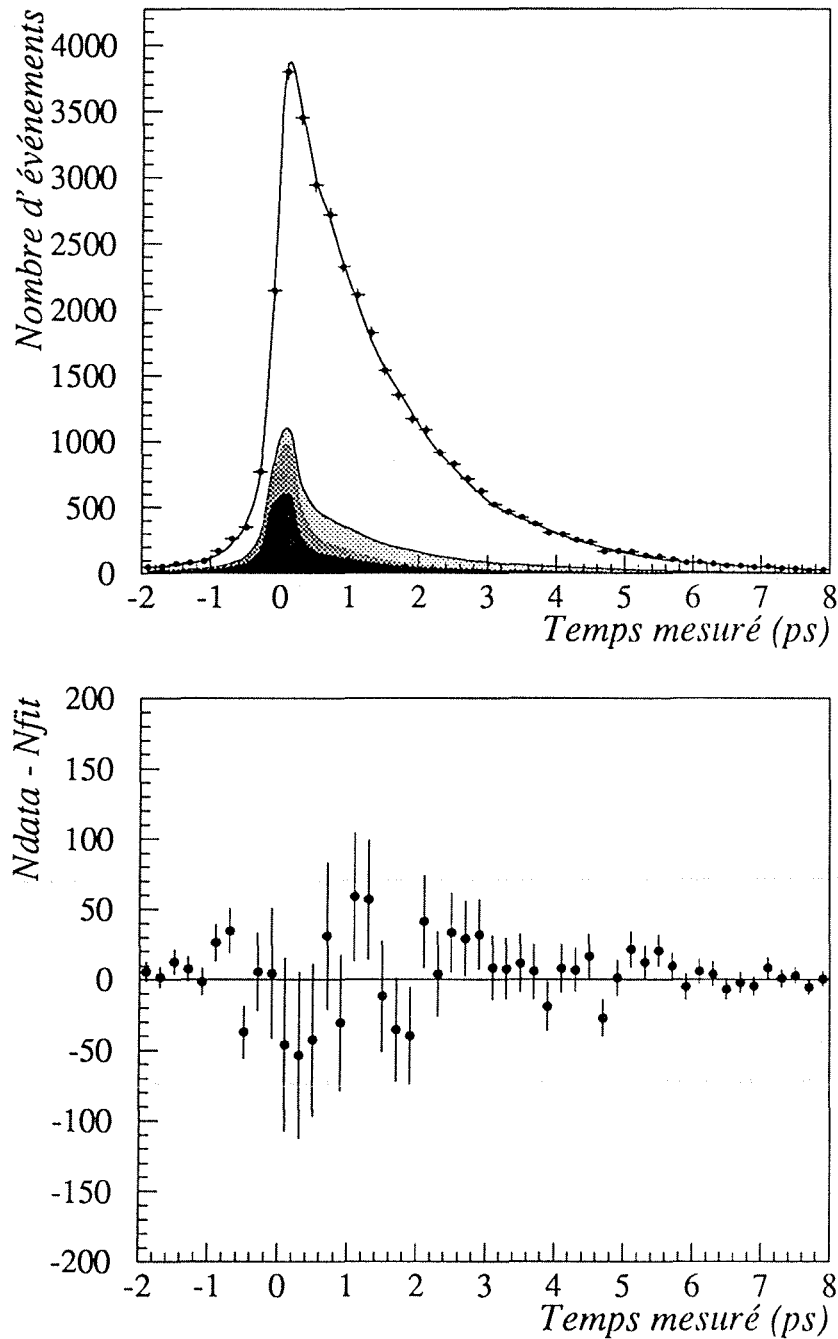


Figure 7.25: Ajustement du temps de vie à partir de la distribution du temps mesuré dans la simulation (courbe du haut). Les points désignent les données simulées, et la courbe la distribution prédite. Les zones grisées représentent, de la plus foncée à la plus claire, les contributions du bruit de fond, du charme, et des cascades. La courbe du bas représente la différence entre les données simulées et la prédiction.

7.5. Origine du désaccord entre données réelles et simulation

Ajustement du temps de vie sur les données 91-92-93.

Le temps de vie moyen des hadrons beaux ajusté sur les données 91-92-93 vaut (Fig. 7.26) :

$$\tau_b^{ajusté} = 1.499 \pm 0.012 \text{ ps}$$

où l'erreur est uniquement d'origine statistique. Cette valeur est compatible avec la moyenne mondiale des mesures [7] :

$$\tau_b^{moyenne mondiale} = 1.537 \pm 0.021 \text{ ps}$$

Mais la qualité de cet ajustement est médiocre : le χ^2 vaut 112 / 49 degrés de liberté. La différence entre les points mesurés et la courbe ajustée (Fig. 7.26) indique que l'ajustement est de mauvaise qualité essentiellement dans le domaine des temps négatifs et des faibles valeurs du temps ($< 1.5 \text{ ps}$).

7.5 Origine du désaccord entre données réelles et simulation

Nous avons recherché la cause de la mauvaise qualité de l'ajustement de la distribution du temps mesuré, au niveau de la reconstruction de l'énergie (§ 7.5.1), de l'abondance relative des diverses sources de leptons (§ 7.5.2), et de la reconstruction de la distance de vol (§ 7.5.3).

7.5.1 Reconstruction de l'énergie.

L'accord entre les données et la simulation est satisfaisant en ce qui concerne les distributions des différentes contributions à l'énergie reconstruite (Fig. 7.27), mis à part un léger désaccord aux faibles valeurs de l'énergie neutre et de l'énergie manquante. Les distributions de l'énergie totale reconstruite sont légèrement différentes, entre les données et la simulation. Nous en avons tenu compte dans les résultats ci-avant en repondérant les événements des données en fonction de l'énergie totale reconstruite, par le rapport des distributions normalisées Monte-Carlo/Données (Fig. 7.28).

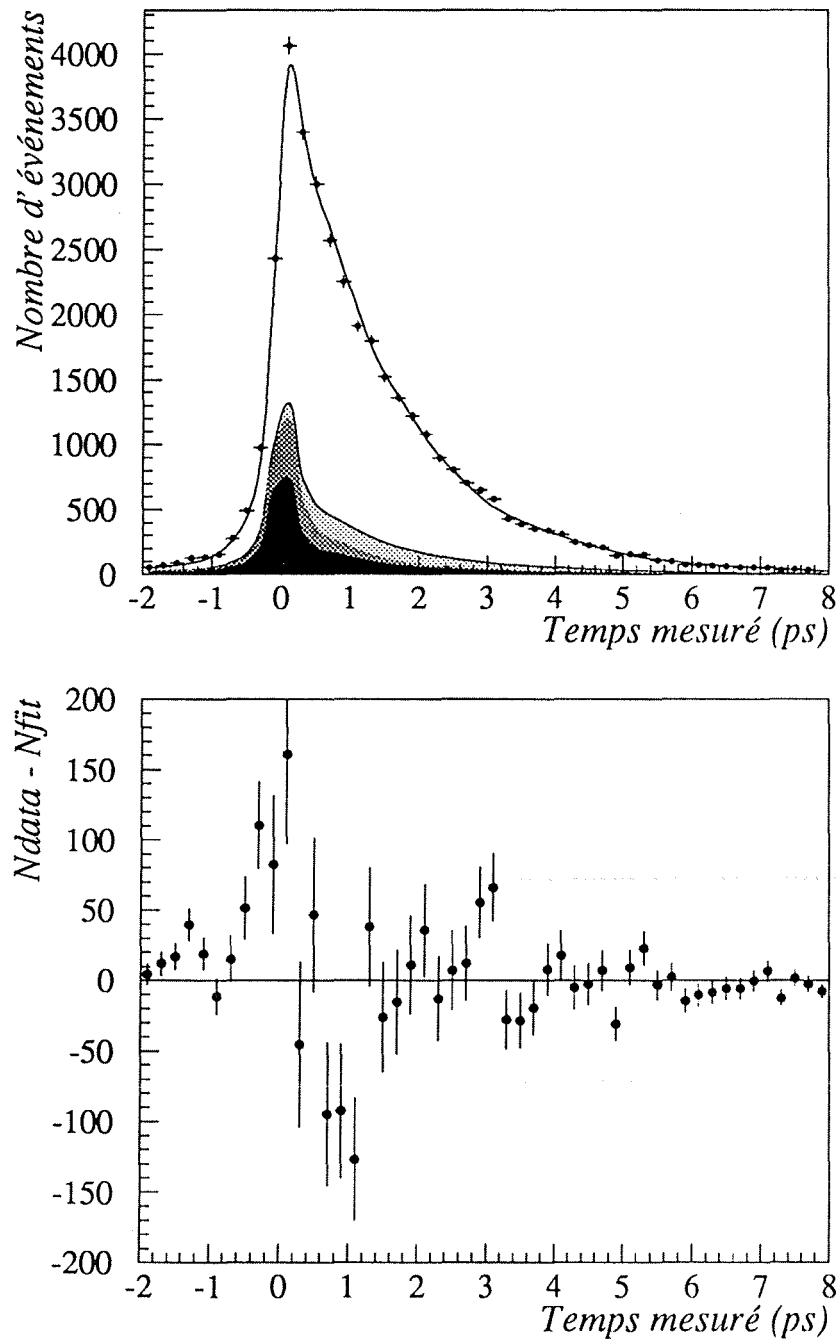


Figure 7.26: Ajustement du temps de vie à partir de la distribution du temps mesuré dans les données 91-92-93 (courbe du haut). Les points désignent les données, et la courbe la distribution prédite. Les zones grisées représentent, de la plus foncée à la plus claire, les contributions du bruit de fond, du charme, et des cascades. La courbe du bas représente la différence entre les données et la prédiction.

7.5. Origine du désaccord entre données réelles et simulation

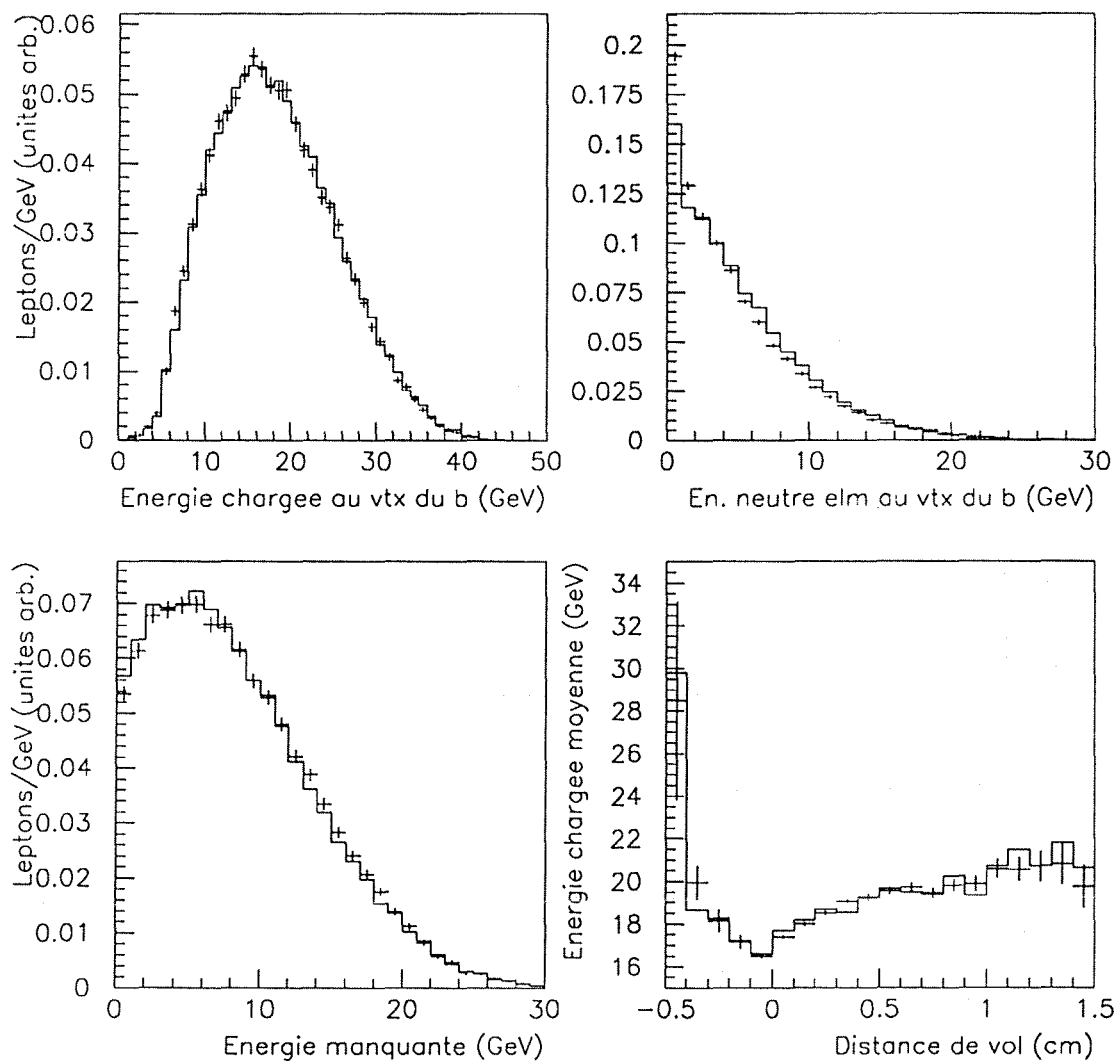


Figure 7.27: Comparaison des distributions des différentes contributions d'énergie reconstruite (chargée, neutre, manquante), entre les données (points avec barres d'erreur) et la simulation (histogramme).

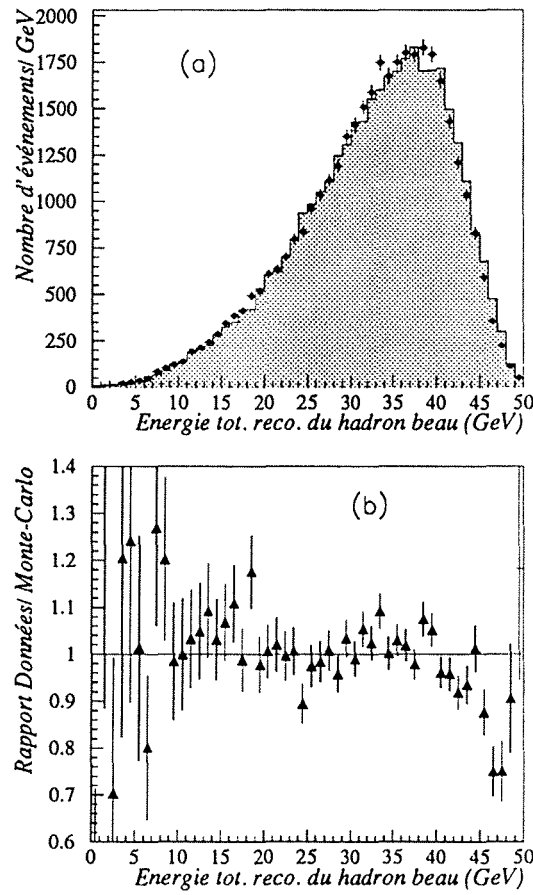


Figure 7.28: *Comparaison des distributions d'énergie totale reconstruite, entre les données et la simulation.*

La valeur du temps de vie ajusté, sans correction de cet effet, est identique, tandis que la qualité de l'ajustement est légèrement plus mauvaise : $\chi^2 = 126/49$ degrés de liberté. Il faut rechercher une autre raison au désaccord sur le temps de vie mesuré entre les données et la simulation.

7.5.2 Vérification du bruit de fond.

Parmi tous les paramètres fixés lors de l'ajustement, seule la fraction de bruit de fond influence notablement la qualité de l'ajustement. Une augmentation de 20% de la fraction de bruit de fond (une demie-erreur systématique) fait passer la valeur du χ^2 de l'ajustement de 114 à 93/49 d.d.l., tandis qu'une variation de 40 % donne une valeur de χ^2 de 90/49 d.d.l.

7.5. Origine du désaccord entre données réelles et simulation

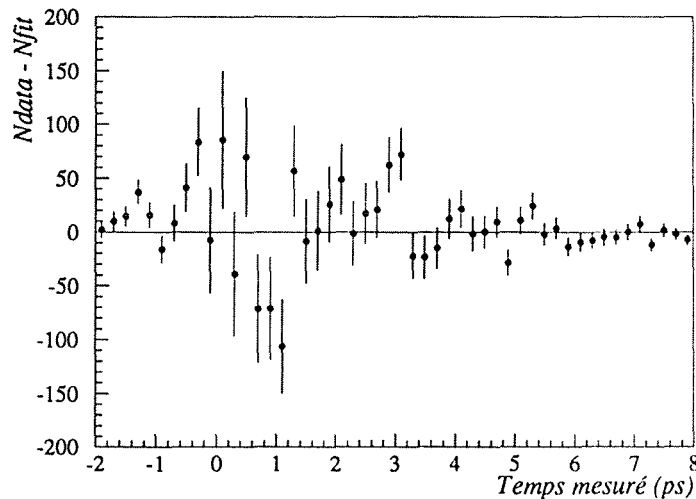


Figure 7.29: *Résidus entre la distribution en temps mesuré dans les données et la distribution prédite, en augmentant de 20% la fraction de bruit de fond.*

Néanmoins, cette amélioration n'est qu'apparente : la distribution en temps mesuré du bruit de fond est piquée aux petits temps. Augmenter la fraction de bruit de fond revient à "rajouter" des événements aux petits temps. Le calcul de la différence entre la distribution en temps mesuré et la courbe prédite en augmentant la fraction de bruit de fond de 20% (Fig. 7.29) montre, après comparaison avec la figure 7.26, que seule une partie du désaccord est résolue.

D'autre part, nous avons comparé les distributions en temps mesuré entre les données et la simulation, en séparant les électrons des muons. En effet, la fraction de bruit de fond est plus faible dans l'échantillon d'électrons que dans l'échantillon de muons (Chap. 5). Or l'accord entre les données et la simulation sur les distributions en temps mesuré est aussi médiocre dans les deux échantillons (Fig. 7.30), et la forme de l'effet systématique observé aux bas temps est similaire.

7.5.3 Reconstruction de la distance de vol.

On peut chercher la source du désaccord au niveau de la fonction de résolution sur la distance de vol. La comparaison directe des distributions de distance de vol mesurée, entre données et Monte-Carlo, ne dépend pas de notre procédure d'ajustement, ni de la mesure de l'énergie du hadron beau. Or cette comparaison révèle un désaccord (Fig. 7.31).

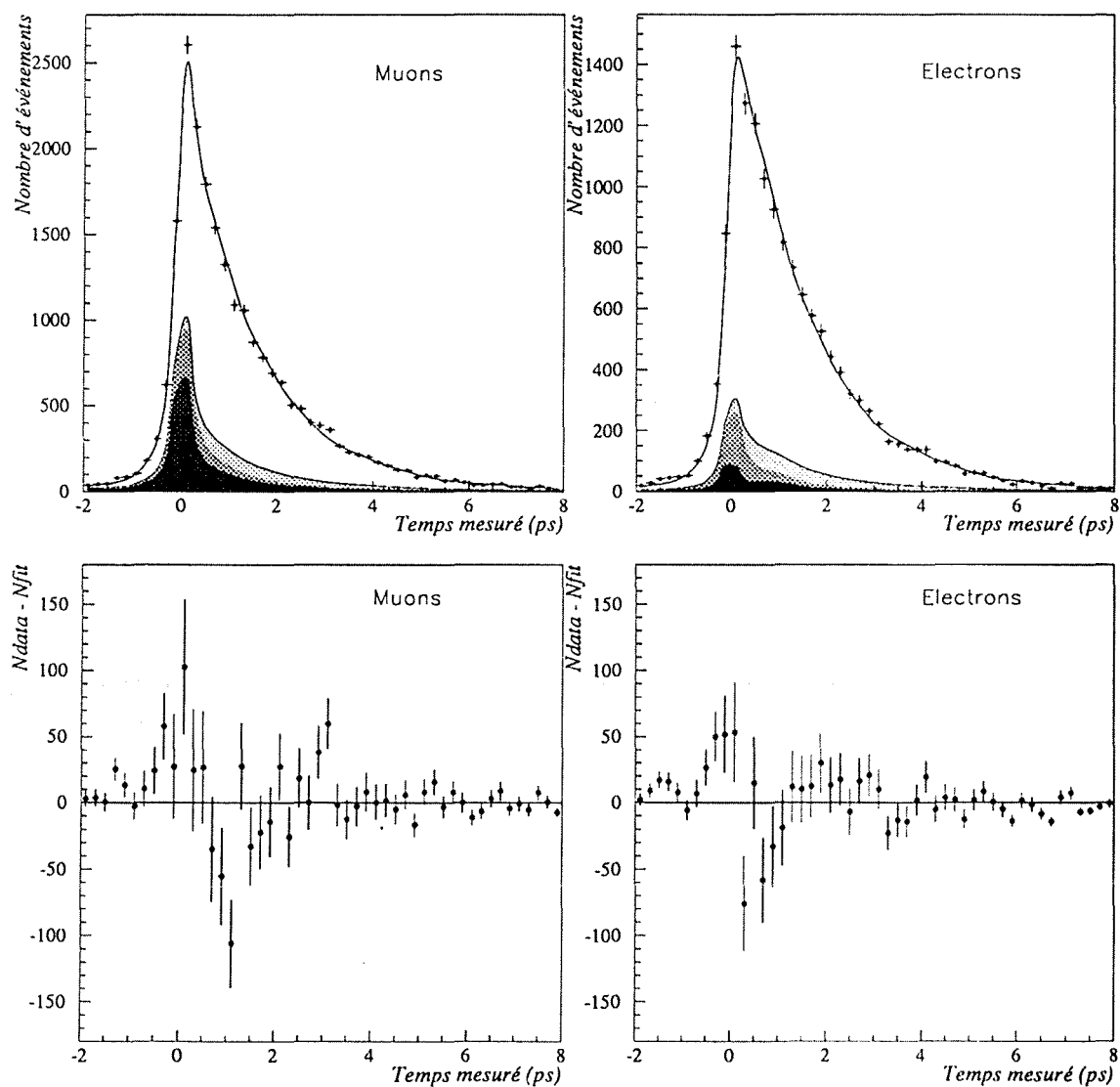


Figure 7.30: Comparaison des distributions de temps mesuré, entre données (points noirs) et prédiction (trait plein), séparément pour les muons et les électrons (figures du haut). Les zones grisées représentent, de la plus foncée à la plus claire, les contributions du bruit de fond, du charme, et des cascades. Les résidus sont représentés sur les figures du bas.

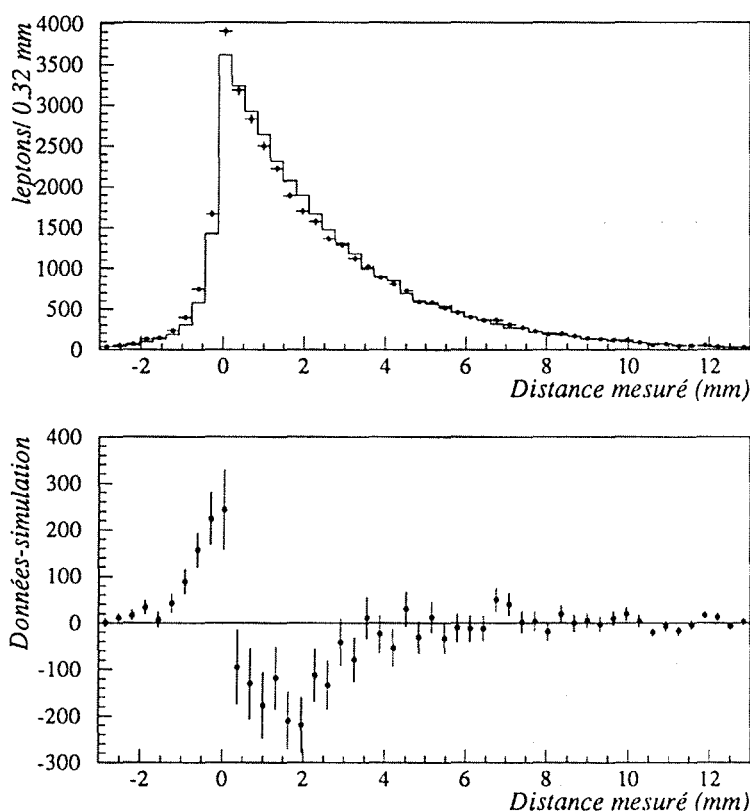


Figure 7.31: Figure du haut : comparaison directe des distributions de la distance mesurée, pour les données (points) et la simulation (histogramme). Figure du bas : différence données — simulation.

Comparaison détaillée des observables utilisées dans la reconstruction

Pour expliquer ce dernier, nous avons tout d'abord comparé en détail les distributions et les moyennes en fonction de la distance mesurée, des variables associées à la reconstruction de la distance de vol. L'accord entre les données et la simulation est satisfaisant pour les variables associées aux traces individuelles :

- paramètre d'impact des traces par rapport au vertex du charme et au vertex primaire (Fig. 7.32) ;
- χ^2 des traces par rapport au vertex du charme et au vertex primaire (Fig. 7.33) ;
- impulsion, avant et après coupure sur le χ^2 par rapport au vertex du charme (Fig. 7.34).

L'accord est acceptable pour les variables associées à la topologie globale de l'événement :

- multiplicité par hémisphère des traces chargées attribuées au vertex du charme (Fig. 7.35);
- χ^2_B de l'ajustement du vertex de désintégration du hadron beau, à partir du lepton et de la trace reconstruite du hadron charmé (Fig. 7.36). On observe un effet systématique pour les petites distances de vol (entre 0 et 3 mm), correspondant à un temps de vie compris entre 0 et 1.8 ps, pour la moyenne de χ^2_B en fonction de la distance de vol.

L'accord entre les données et la simulation n'est pas parfait mais aucun effet flagrant n'est apparu au cours de ces tests.

Effet des erreurs d'attribution de traces

Nous avons montré que la résolution sur la distance évoluait en fonction de la distance à cause de l'attribution incorrecte de traces primaires au vertex du charme. En utilisant les faux leptons, nous n'avons pu contrôler la résolution que pour les distances de vol nulles. Or les taux et l'effet de la contamination par les traces primaires peuvent être différents dans les données et la simulation; ceci est également vrai pour l'évolution de la résolution temporelle avec le temps, qui elle-même influence la distribution du temps mesuré. En particulier, les attributions incorrectes de traces primaires au vertex du charme influencent la distribution de la distance de vol mesurée, en attribuant à certains événements de grande distance de vol vraie, de petites distances mesurées, dans la zone où le désaccord entre données et simulation est le plus important.

Nous avons testé cette hypothèse en utilisant la distance mesurée du vertex du charme. En effet, la résolution sur la position du vertex du charme, est plus sensible à la contamination des traces primaires que la résolution sur la position du vertex du b, corrigée en partie de ces effets par l'utilisation du lepton. En exigeant que le vertex tertiaire soit éloigné de plus de 300 μm du vertex primaire (Fig. 7.37), on élimine la majorité des événements pour lesquels la contamination par les traces primaires joue un rôle important. Après cette coupure, la queue négative de la résolution sur la distance de vol du hadron beau est fortement réduite. Or la comparaison des distributions de la distance mesurée pour les données et la simulation fait apparaître un désaccord semblable avant et après coupure (Fig. 7.38), du moins pour les distances positives.

7.5. Origine du désaccord entre données réelles et simulation

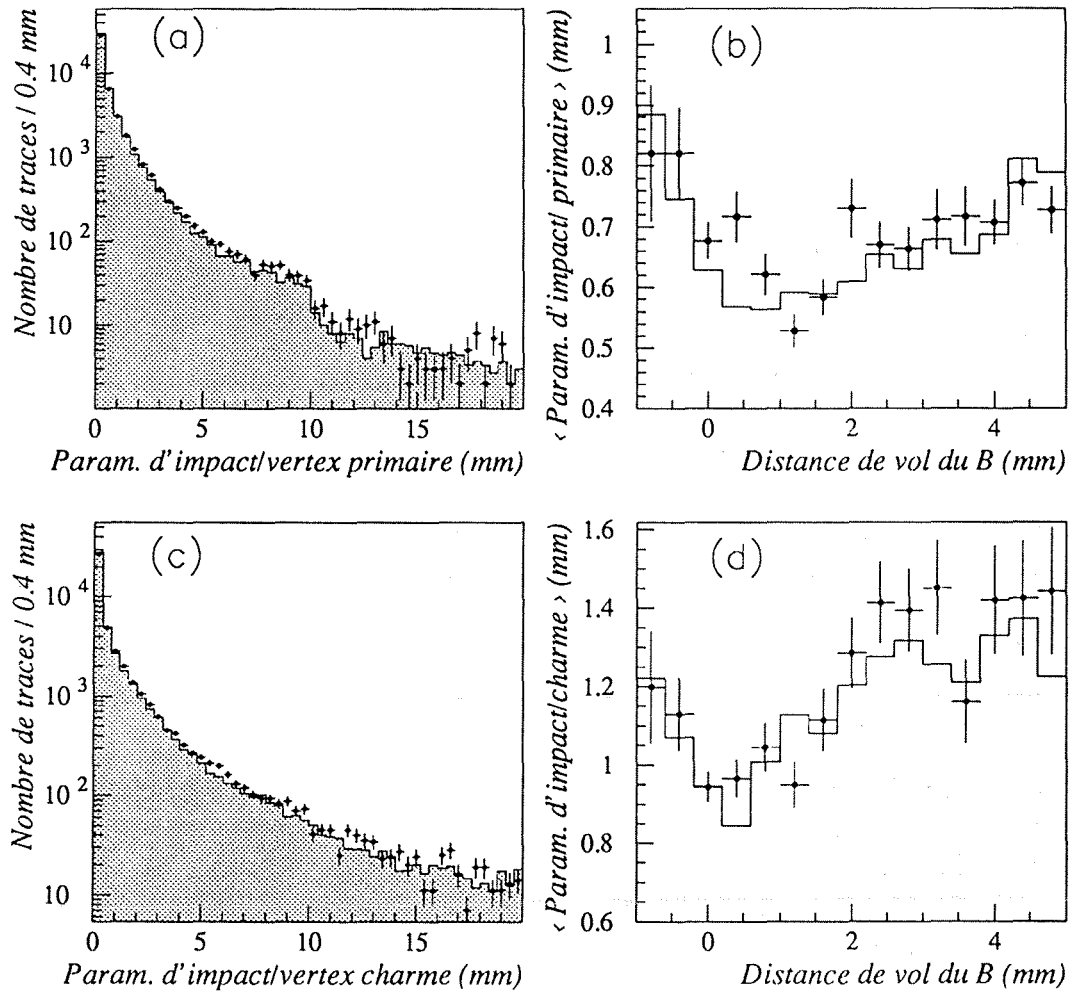


Figure 7.32: Paramètre d'impact des traces chargées du jet du lepton, par rapport au vertex primaire et au vertex du charme, pour les données (points noirs) et pour la simulation (traits pleins). On a représenté les distributions ainsi que les moyennes en fonction de la distance de vol mesurée du hadron beau. Les erreurs statistiques affectant la simulation sont comparables à celles affectant les données, mais ne sont pas représentées.

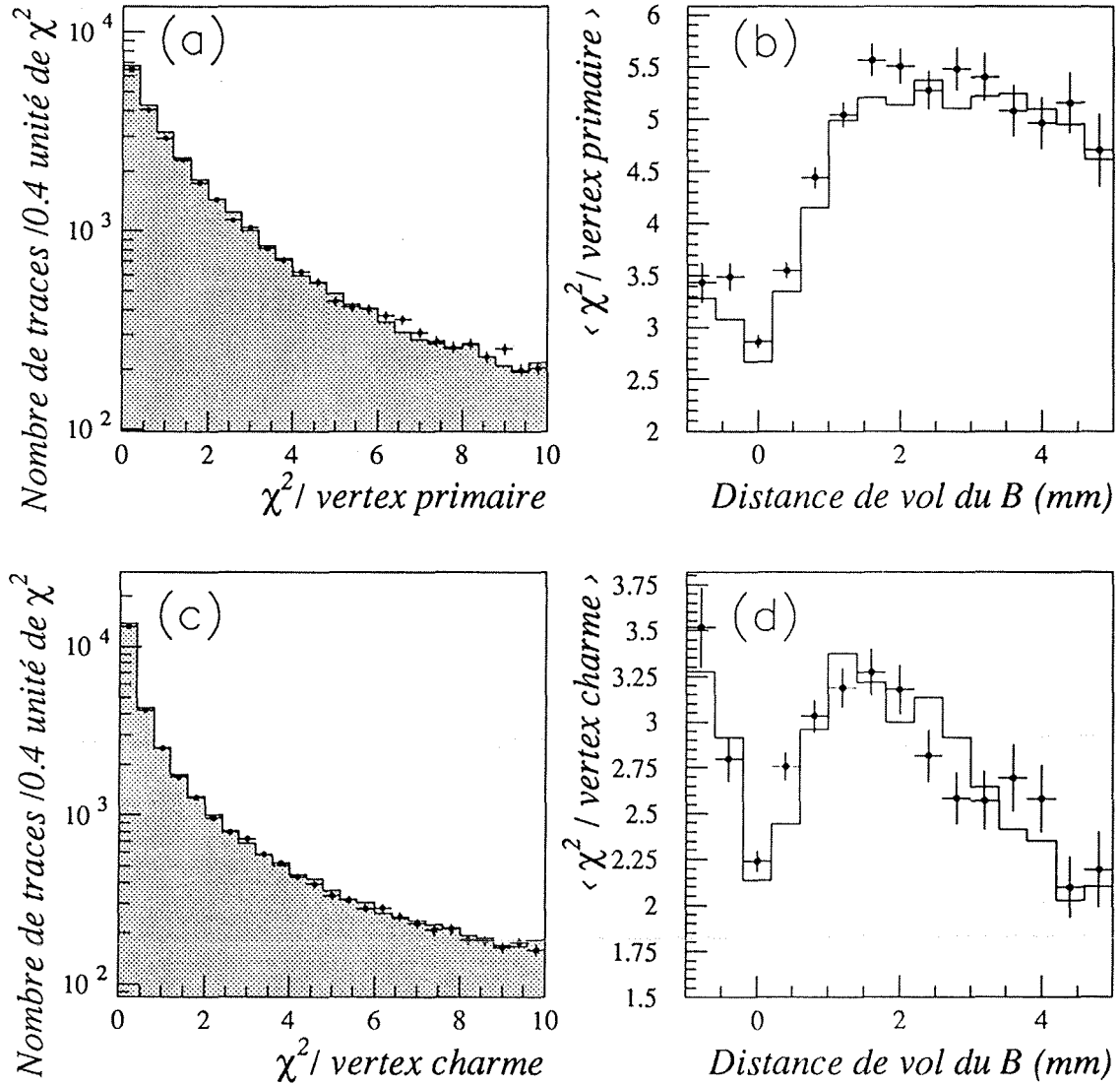


Figure 7.33: χ^2 des traces chargées du jet du lepton, par rapport au vertex primaire et au vertex du charme, pour les données (points noirs) et pour la simulation (traits pleins). On a représenté les distributions ainsi que les moyennes en fonction de la distance de vol mesurée du hadron beau. Les erreurs statistiques affectant la simulation sont comparables à celles affectant les données, mais ne sont pas représentées.

7.5. Origine du désaccord entre données réelles et simulation

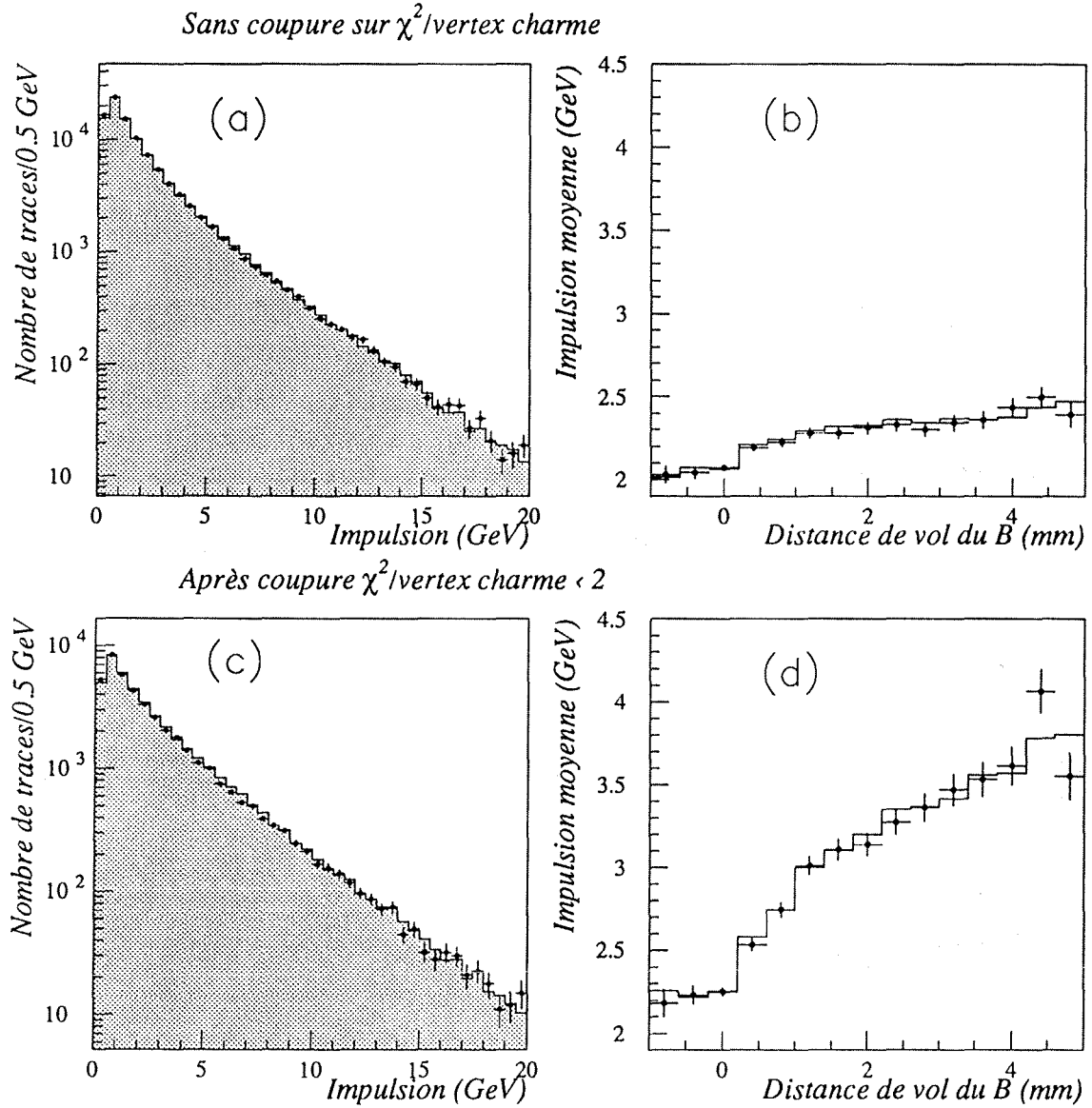


Figure 7.34: Impulsion des traces chargées du jet du lepton, avant et après coupure sur le χ^2 par rapport au vertex du charme, pour les données (points noirs) et pour la simulation (traits pleins). On a représenté les distributions (avant coupure : (a), après coupure (c)), ainsi que les moyennes en fonction de la distance de vol mesurée du hadron beau (avant coupure : (b), après coupure (d)).

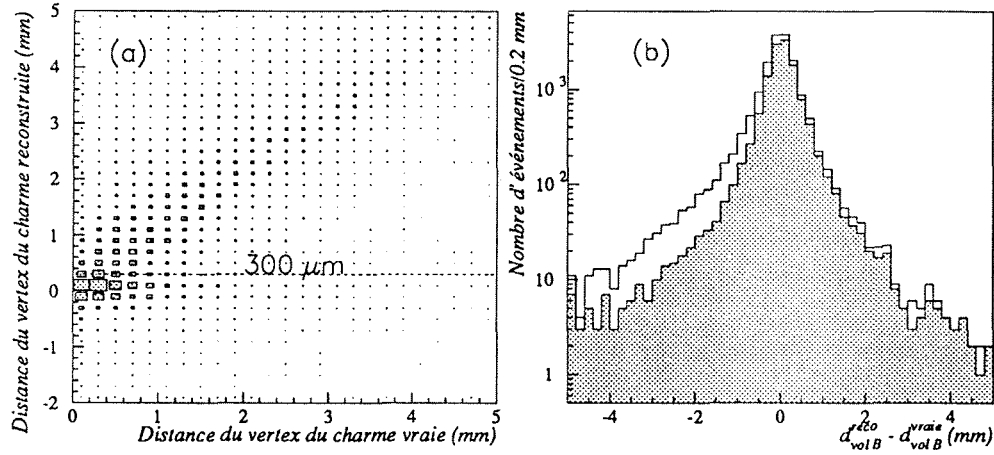


Figure 7.37: Effet de la coupure sur la distance du vertex tertiaire au vertex primaire : la distance reconstruite du vertex du charme au vertex primaire est représentée en fonction de la distance du charme vraie (a). Cette quantité est plus sensible que la distance de vol du B, à l'effet des traces primaires mal attribuées. Une coupure à 300 μm sur la distance du charme reconstruite réduit fortement la queue négative de la résolution sur la distance de vol du B due aux traces primaires (b). La résolution avant coupure sur la distance du charme (blanc) est comparée à la résolution après coupure (gris).

Des différences éventuelles entre données et simulation, dans le comportement des traces primaires attribuées par erreur au charme, ne semblent donc pas pouvoir expliquer tous les effets systématiques affectant la distribution du temps mesuré aux bas temps.

7.6 Conclusions

Résumé de la mesure du temps de vol

Nous avons détaillé la méthodologie de la mesure de la distance de vol et de l'énergie du hadron beau, qui est optimisée pour la topologie des désintégrations semileptoniques directes. Les cascades constituent un bruit de fond particulier car elles portent de l'information sur le temps de vie et les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$. L'application aux cascades de la procédure de reconstruction du temps, implique des fonctions de résolution et d'efficacité différentes, qui sont modélisées séparément.

La résolution temporelle est paramétrisée sur différentes "tranches" de temps vrai, pour tenir compte de trois effets conjugués : augmentation de la largeur avec le temps à cause de la mesure

7.6. Conclusions

imparfaite de l'impulsion, évolution de la forme de la résolution en distance à cause des attributions incorrectes de traces primaires au vertex du charme, et corrélation entre la mesure de l'impulsion et celle de la distance de vol.

Munis des fonctions de résolution temporelle et d'efficacité, nous pouvons prédire la forme de la distribution de temps mesuré pour n'importe quelle valeur du temps de vie, séparément pour les leptons primaires et les cascades; les distributions en temps mesuré pour le charme et le bruit de fond, qui ne dépendent pas du temps de vie, sont extraites directement de la simulation.

Connaissant la composition de l'échantillon lepton-jet (§ 5.5), l'ajustement du temps de vie sur les données simulées, montre un parfait accord entre la distribution en temps mesuré des données simulées et notre prédiction, et conforte la cohérence interne de notre modélisation. Le temps de vie ajusté sur les données est compatible avec la moyenne mondiale des mesures, mais fait apparaître un effet systématique aux petits temps mesurés, entre la distribution du temps mesuré dans les données et la prédiction. Ce désaccord intervient dans un domaine limité de temps de vol ($t_m < 1.5$ ps).

Nous n'avons pu déterminer avec certitude la cause de ce désaccord. Les contrôles que nous avons effectués indiquent que la source se situe au niveau de la résolution sur la distance de vol, mais elle ne semble pas liée aux effets d'attributions incorrectes de traces au vertex du charme.

Implications pour la mesure de Δm_d et Δm_s

Tous les outils que nous avons développés seront utilisés pour la mesure des fréquences d'oscillations $B^0 - \overline{B}^0$. Quelles sont les répercussions potentielles d'une modélisation incorrecte de la distribution en temps mesuré sur la mesure des fréquences Δm_d et Δm_s ?

A priori, la mesure des oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, dont la période est longue comparée à la largeur (1.5 ps) de la zone de désaccord entre données et simulation, ne devrait pas être affectée par ce problème. Ceci sera testé et confirmé au chapitre 8.

En ce qui concerne les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, nous devons rester prudents : en effet, comme la largeur de la résolution temporelle augmente avec le temps, les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ sont de plus en plus atténuées aux grands temps, et seules les premières périodes sont potentiellement visibles (voir Chap. 9). Cette zone de visibilité correspond à la zone où le désaccord systématique sur le temps mesuré est le plus important. De plus, pour les valeurs de Δm_s supérieures à 4 ps^{-1} , valeur correspondant approximativement à la zone de sensibilité de notre mesure, la période d'oscillation est inférieure à 1.5 ps, zone d'étendue de l'effet systématique sur le temps mesuré.

Signalons l'approche développée en [8] qui consiste à ajouter empiriquement une faible composante ($\approx 3\%$) de temps de vie nul à la distribution exponentielle en temps de vie vrai, de manière à obtenir un meilleur ajustement de la distribution du temps mesuré dans les données. Après cette correction, l'effet sur la fonction de vraisemblance en fonction de Δm_s est négligeable (voir Chap. 9). Ce résultat est rassurant, mais totalement empirique, et il faudrait pouvoir poursuivre la recherche de la cause du désaccord entre données et simulation.

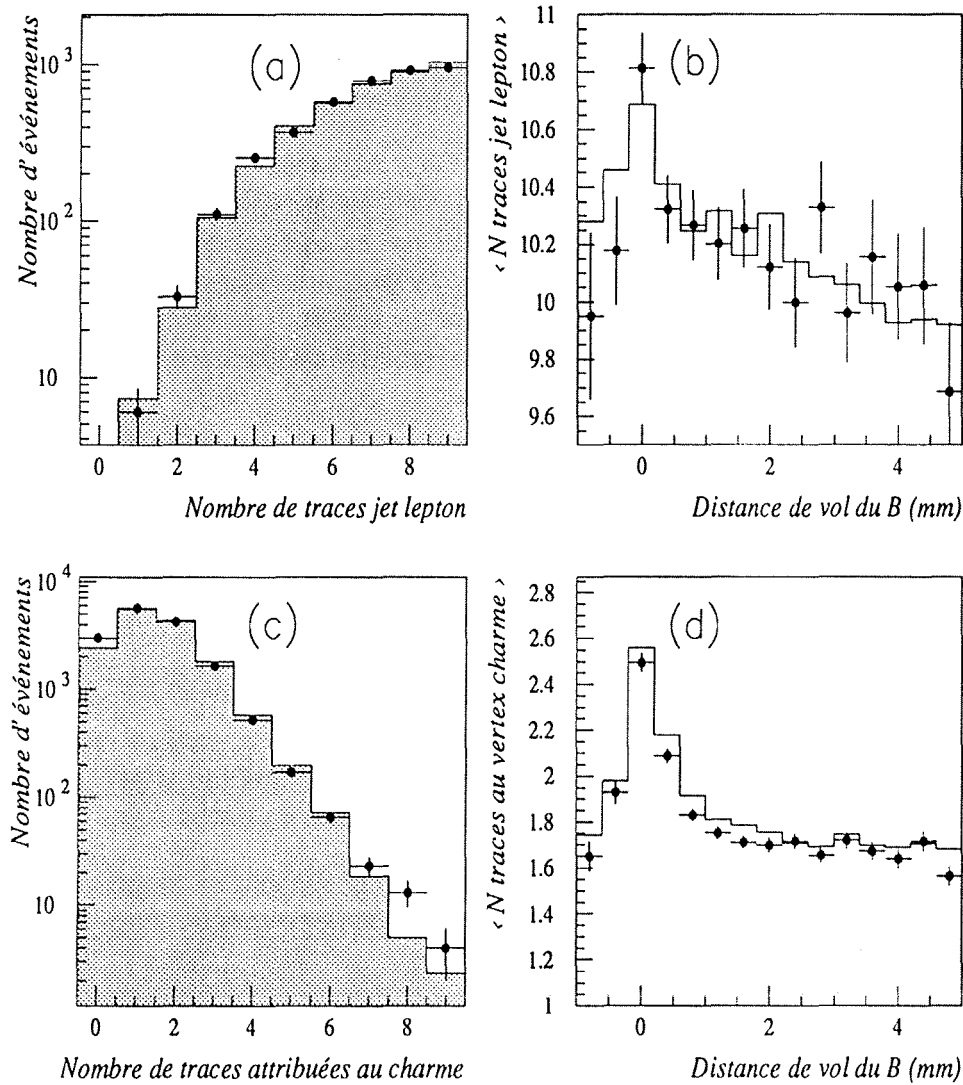


Figure 7.35: Distributions de la multiplicité des traces chargées dans l'hémisphère du lepton avant coupures d'attribution au vertex du charme (a); distribution en multiplicité au vertex du charme, après coupures (c), pour les données (points) et la simulation (histogramme). Les multiplicités moyennes correspondantes sont présentées en fonction de la distance de vol du hadron beau, avant coupures (b) et après coupures (d). Les erreurs statistiques affectant la simulation sont comparables à celles affectant les données, mais ne sont pas représentées. L'accord entre les données et la simulation est acceptable.

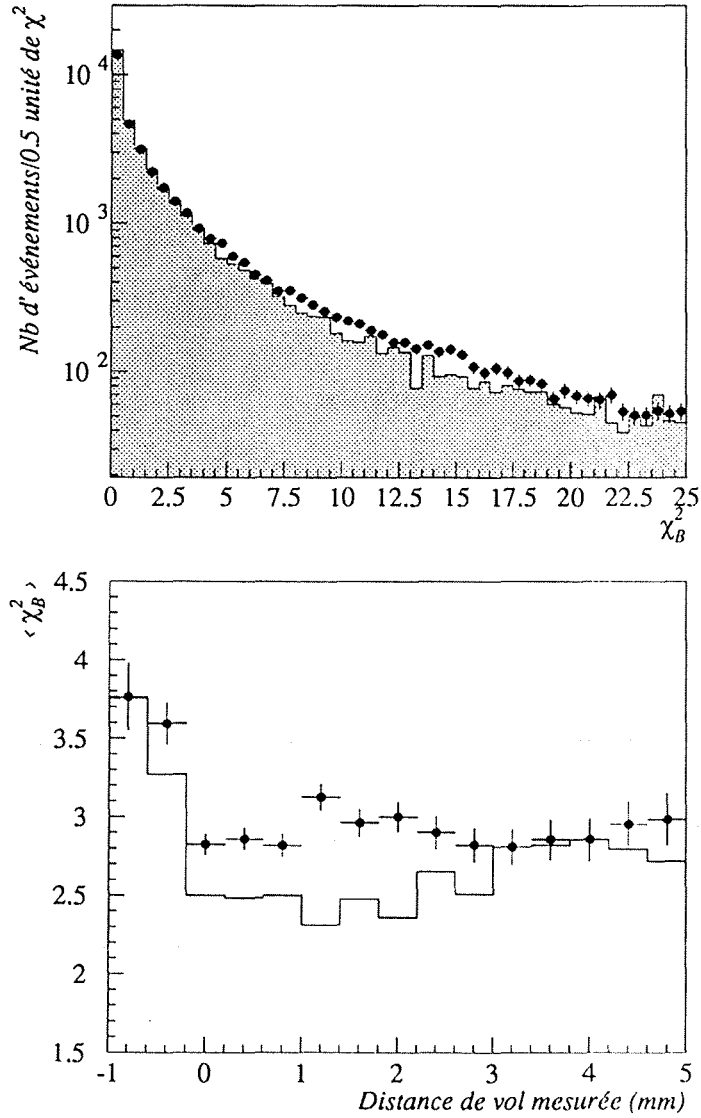


Figure 7.36: χ_B^2 par événement des ajustements des vertex de désintégration du hadron charmé et du hadron beau, pour les données (points noirs) et pour la simulation (traits pleins). On a représenté la distribution (a) ainsi que la moyenne de χ_B^2 en fonction de la distance de vol mesurée du hadron beau (b).

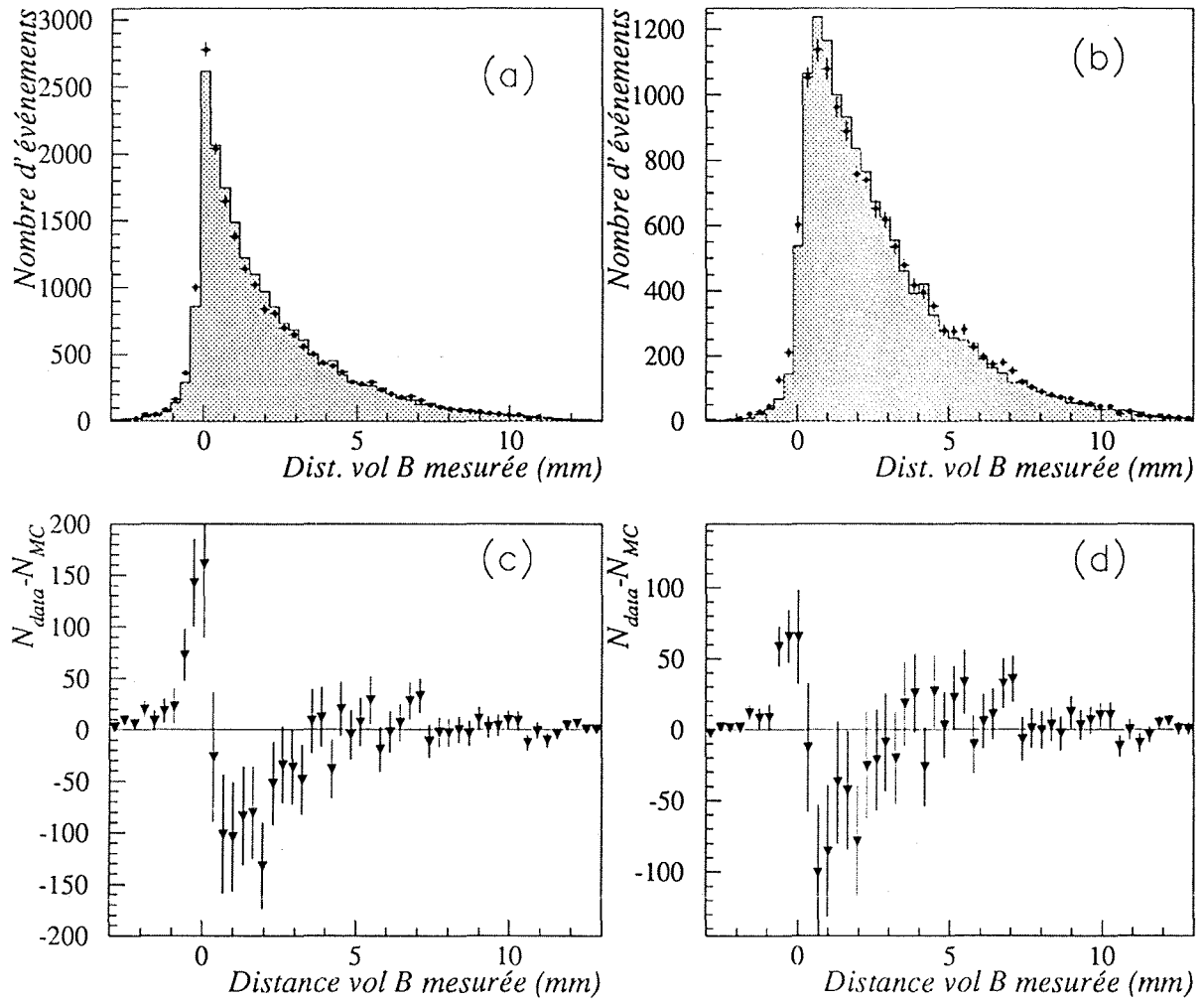


Figure 7.38: Comparaison des distributions de la distance de vol mesurée du hadron beau, pour les données (points) et la simulation (histogramme) : avant coupure sur la distance du vertex du charme (a), et après coupure (b). Les différences entre données et simulation, avant coupure (c) et après coupure (d), sont également représentées.

Bibliographie

- [1] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), An Investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillation, Phys. Lett. **B 322** (1994).
- [2] D. Brown, QFNDIP : a Primary Vertex Package, note interne ALEPH 92-47 PHYSIC 92-42.
- [3] D. Brown and G.Redlinger, 1991 Beam Spot and Beam Enveloppe Measurement, note interne ALEPH 92-08 PHYSIC 92-08.
- [4] T.S. Mattison, QVRSCH : a Tool for Inclusive Secondary Vertex Finding, note interne ALEPH 92-173 PHYSIC 92-155.
- [5] M. Fernandez-Bosman, J. Lauber, G. Lutz and W. Männer, The New YTOPOL Package for ALEPH, note interne ALEPH 91-132 SOFTWR 91-005.
- [6] H. Duarte, Etude du Méson B_s^0 et Mesure de sa Durée de Vie avec le Détecteur ALEPH, Thèse de doctorat (1994), CEA-Saclay DAPNIA/SPP.
- [7] L. Montanet *et al.*, Review of Particles Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
- [8] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), Limit on B_s^0 Oscillation using a Jet Charge Method, en préparation.

Partie III

MESURE DES FREQUENCES D'OSCILLATION $B^0 - \overline{B^0}$

Chapitre 8

MESURE DE Δm_d

A partir d'événements lepton-jet sélectionnés suivant la procédure du chapitre 5, nous avons mesuré la différence de masse Δm_d entre les deux états propres de masse du méson B_d^0 . Après un bref rappel du principe de la méthode (§ 8.1), nous la validerons sur la simulation complète (§ 8.2), puis l'appliquerons aux données (§ 8.3). Nous détaillerons les différents contrôles que nous avons effectués (§ 8.4), ainsi que les sources d'erreur systématique (§ 8.5).

8.1 Principe de la méthode.

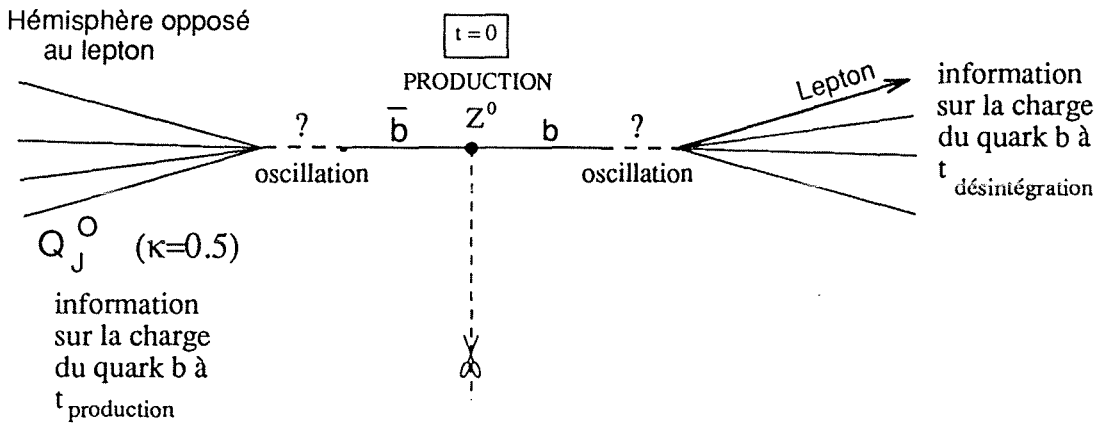


Figure 8.1: Principe de la mesure de Δm_d à partir des événements lepton-jet.

Le produit moyen Q_{lH} de la charge du lepton par la charge du jet:

$$Q_{lH}(t_m) = - \langle q_l \times Q_{jet}^{opp, \kappa=0.5} \rangle$$

est mesuré en fonction du temps propre, lui-même reconstruit suivant la méthode décrite au chapitre précédent. La charge du jet est mesurée uniquement dans l'hémisphère opposé au lepton, avec un exposant $\kappa = 0.5$, pour les raisons énoncées au § 6.4. Le lepton donne la nature (particule ou anti-particule) du hadron beau parent à l'instant de sa désintégration, tandis que la charge du jet dans l'hémisphère opposé nous renseigne sur la nature du hadron à l'instant de production (Fig. 8.1).

8.1.1 Signal attendu.

Approche naïve

Comme expliqué au § 3.5.1, dans le cas idéal d'un échantillon pur de leptons primaires, et pour une mesure parfaite du temps de vol, Q_{IH} s'écrit :

$$Q_{IH}(t) = \underbrace{Q_b}_{\text{amplitude}} \times (1 - f_d - f_s + \underbrace{f_d \cos(\Delta m_d t)}_{\text{fréquence}} + f_s \cos(\Delta m_s t)) \quad (8.1)$$

On s'attend à une déformation de ce signal par l'effet de la résolution temporelle, des cascades, du charme et du bruit de fond (Fig. 8.2).

Calcul de la charge moyenne en fonction du temps mesuré, pour les leptons primaires

La charge moyenne, fonction du temps mesuré t_m , va dépendre de :

- la charge moyenne théorique $Q_{IH}(t)$ en fonction du temps de vol vrai t ;
- la distribution du temps de vol t vrai (exponentielle de temps de vie τ_b) ;
- l'efficacité $\epsilon^{prim}(t)$ de reconstruction de la distance de vol ;
- La fonction de résolution temporelle $R^{prim}(t_m - t, t)$, donnant la probabilité de la différence $(t_m - t)$ pour un temps de vol vrai t donné.

$$Q_{IH}^{prim}(t_m) = \frac{\int Q_{IH}(t) \times \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \times \epsilon^{prim}(t) \times R_t^{prim}(t_m - t, t) \times dt}{\int \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \times \epsilon^{prim}(t) \times R_t^{prim}(t_m - t, t) \times dt} \quad (8.2)$$

La résolution temporelle résulte en un aplatissement de la charge moyenne, lorsqu'elle est exprimée en fonction du temps mesuré.

8.1. Principe de la méthode.

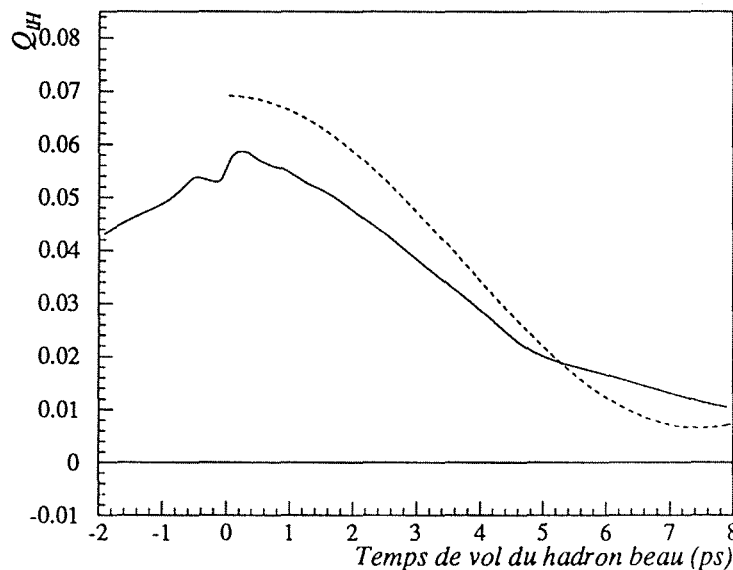


Figure 8.2: *Effet de la résolution temporelle et des bruits de fond (cascades, charme, leptons indirects ou mal identifiés) sur la forme de la charge moyenne. Nous avons choisi $\Delta m_d = 0.45 \text{ ps}^{-1}$ et Δm_s infini pour la démonstration. La forme de la courbe en pointillé désignant la charge moyenne obtenue dans le cas idéal d'un signal pur, et d'une mesure parfaite du temps, est comparée à la courbe prédite (en trait continu) lorsque l'on tient compte de la résolution temporelle et de la contamination du signal de leptons primaires.*

La forme de la courbe théorique de charge mesurée en fonction du temps, aux temps négatifs, provient de ce que la résolution temporelle augmente avec le temps de vol: les événements pour lesquels le temps de vol vrai est important, et la charge moyenne faible, ont une contribution non négligeable sur la charge moyenne aux temps mesurés négatifs. Elle est également due au charme et au bruit de fond, comme expliqué plus bas.

Effet des contaminations du signal de leptons primaires

- **Effet des cascades**

Les cascades constituent un bruit de fond particulier: les mésons B des cascades oscillent en fonction du temps, comme les leptons primaires, mais le signe de la charge du lepton est opposé. En fonction du temps de vol vrai, l'amplitude de l'oscillation est atténuée par un facteur $(1 - 2f_{cas})$, où f_{cas} désigne la fraction de cascades dans l'échantillon.

$$\begin{aligned} Q_{lH}^{b \rightarrow l, b \rightarrow c \rightarrow l}(t) &= (1 - f_{cas}) \times Q_{lH}^{prim}(t) + f_{cas} \times (-Q_{lH}^{prim}(t)) \\ &= (1 - 2f_{cas}) \times Q_{lH}^{prim}(t) \end{aligned}$$

L'erreur statistique sur la mesure est donc augmentée par un facteur $\frac{1}{1-2f_{\text{cas}}}$ soit d'environ 19% ; les cascades constituent le bruit de fond le plus sévère pour la mesure des oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$.

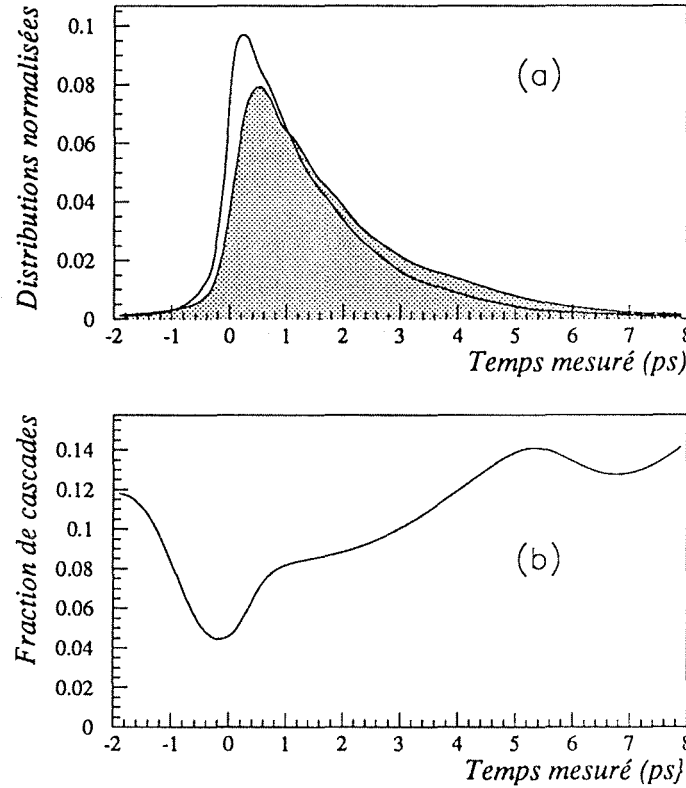


Figure 8.3: Comparaison des distributions normalisées du temps mesuré (a) pour les leptons primaires (blanc) et les cascades (gris), et fraction de cascades en fonction du temps mesuré (b).

L'effet des cascades sur la charge moyenne en fonction du temps mesuré ne se réduit pas à un simple facteur global d'atténuation de l'amplitude. En effet, la fraction de cascades dans l'échantillon évolue en fonction du temps mesuré, alors qu'elle est constante en fonction du temps vrai ; les distributions du temps mesuré pour les leptons primaires et les cascades sont différentes, à cause des fonctions de résolution temporelle différentes (Chap. 7). Les cascades sont plus nombreuses aux grands temps de vol, puisque le lepton est issu du vertex de désintégration tertiaire du hadron charmé, et la fraction de cascades augmente avec le temps mesuré. Même en l'absence d'oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, on observe une légère décroissance de la charge moyenne en fonction du temps mesuré. De plus, la

8.1. Principe de la méthode.

charge moyenne en fonction du temps mesuré, pour les cascades seules, n'est pas simplement l'opposé de la fonction $Q_{IH}^{prim}(t_m)$, à cause des différences dans les fonctions d'efficacité et de résolution temporelle ; mais ce dernier effet est moins important.

- **Effet du charme et du bruit de fond**

La charge du jet signée par le lepton correspond :

- dans le cas du charme,

à la charge d'un jet de charme Q_c , signée par la charge du quark, puisque la charge du lepton est de même signe que la charge du quark dans l'hémisphère du lepton. La probabilité d'oscillation $D^0 - \bar{D}^0$ étant très faible, la charge moyenne Q_{IH} pour le charme ne dépend pas du temps de vol du hadron parent du lepton.

- dans le cas du bruit de fond,

Q_{IH} est nulle en moyenne pour les désintégrations de Dalitz et les conversions de photons, puisque la probabilité de sélectionner l'un ou l'autre des leptons d'une paire de Dalitz ou de conversion de photon, est égale à $\frac{1}{2}$. Elle ne dépend pas du temps de vol mesuré. Par contre, la charge moyenne Q_{IH} pour les hadrons mal identifiés est non nulle ; en effet la coupure sur l'impulsion du hadron lui confère une certaine mémoire de la charge du quark initial dans son hémisphère (principe utilisé dans la méthode de la charge du jet). Nous avons vérifié que la dépendance de ces corrélations, et donc de Q_{IH} avec le temps de vol mesuré était négligeable dans la simulation. Globalement pour le bruit de fond, la charge moyenne $Q_{IH} = Q_{bdf}$ est plus faible que Q_b et Q_c , d'après la simulation.

La charge moyenne ne dépend pas du temps mesuré pour le charme et le bruit de fond seuls, mais entraîne une déformation de la forme de la charge moyenne pour l'ensemble de l'échantillon lepton-jet ; cette déformation, visible essentiellement aux petits temps mesurés, où la concentration en bruit de fond est la plus importante, provient de l'effet combiné :

- de la différence entre les charges moyennes Q_b , Q_c , Q_{bdf} ,
- des formes différentes des distributions du temps mesuré pour chaque source de leptons, entraînant une variation de la composition en fonction du temps mesuré.

Notons que la déformation existe même en l'absence d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$.

Expression générale de la charge moyenne mesurée en fonction du temps

Pour simplifier la notation, nous définirons la distribution normalisée du temps mesuré t_m :

$$Dtm(t_m) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt_m}$$

La fraction de chaque mode de désintégration (leptons primaires, cascades, ...) va dépendre du temps mesuré comme :

$$f_{mode\ i}(t_m) = \frac{\langle f_{mode\ i} \rangle_{temps} \times Dtm^{mode\ i}(t_m)}{\sum_{modes\ j} \langle f_{mode\ j} \rangle_{temps} \times Dtm^{mode\ j}(t_m)}$$

La charge moyenne pour l'échantillon complet lepton-jet est obtenue en pondérant la charge moyenne de chaque mode de désintégration, par sa fraction dans l'échantillon au temps mesuré t_m :

$$Q_{lH}(t_m) = \frac{f_{prim} Q_{lH}^{prim} Dtm^{prim} + f_{cas} Q_{lH}^{cas} Dtm^{cas} + f_c Q_c Dtm^c + f_{bdf} Q_{bdf} Dtm^{bdf}}{f_{prim} Dtm^{prim} + f_{cas} Dtm^{cas} + f_c Dtm^c + f_{bdf} Dtm^{bdf}} \quad (8.3)$$

si f_{prim} , f_{cas} , f_c , et f_{bdf} désignent les fractions moyennées sur le temps, pour les leptons primaires, les cascades, le charme, et le bruit de fond. Les fonctions Q_{lH}^{prim} et Q_{lH}^{cas} dépendent du temps, tandis que les charges moyennes Q_c et Q_{bdf} du charme et du bruit de fond sont constantes.

8.1.2 Paramètres ajustés

L'étude de faisabilité que nous avons menée [1] indique qu'en ajustant l'amplitude de l'oscillation, la précision globale atteinte (statistique + systématique) est meilleure qu'en fixant cette amplitude à la valeur prédite par la simulation, compte-tenu de la statistique dont nous disposons. En effet, nous avons vu au chapitre 6, que l'incertitude sur la charge moyenne Q_b , liée à la modélisation imparfaite de l'hadronisation et des rapports d'embranchement, était de l'ordre de 10% ; or cette incertitude est la source dominante d'erreur systématique, lorsque l'amplitude est fixée.

Nous ajustons donc deux paramètres :

- la fréquence Δm_d que l'on souhaite mesurer;
- l'amplitude Q_b de l'oscillation.

Les autres paramètres intervenant dans l'analyse : charges moyennes et composition de l'échantillon (Eq. 8.3), fraction de B_d^0 et de B_s^0 (Eq. 8.1), temps de vie (Eq. 8.2), sont soit fixés aux valeurs générées dans la simulation (§ 8.2), soit extraits de différentes mesures (§ 8.3.1), et résumés dans le tableau 8.1.

La fonction minimisée est le χ^2 de l'ajustement de la charge moyenne en fonction du temps mesuré.

8.2 Contrôle de la méthode d'ajustement sur la simulation

8.2.1 Mesure de Δm_d sur la simulation complète.

Les paramètres fixés dans la fonction d'ajustement (f_d , f_s , Δm_s , ...), ainsi que Δm_s (3.33 ps^{-1}), sont fixés à leur valeur générée. L'application de la méthode à la simulation donne les valeurs ajustées :

- $\Delta m_d = 0.457 \pm_{0.047}^{0.049} \text{ ps}^{-1}$ (valeur générée : 0.467 ps^{-1})
- $Q_b = 0.0784 \pm 0.0024$ (valeur générée : 0.0790)

L'étude de la distribution des différences entre la valeur de Δm_d générée et la valeur ajustée montre que ce résultat est compatible avec une fluctuation statistique à 0.24σ . La charge moyenne mesurée dans la simulation est comparée à la courbe ajustée dans la figure 8.4.

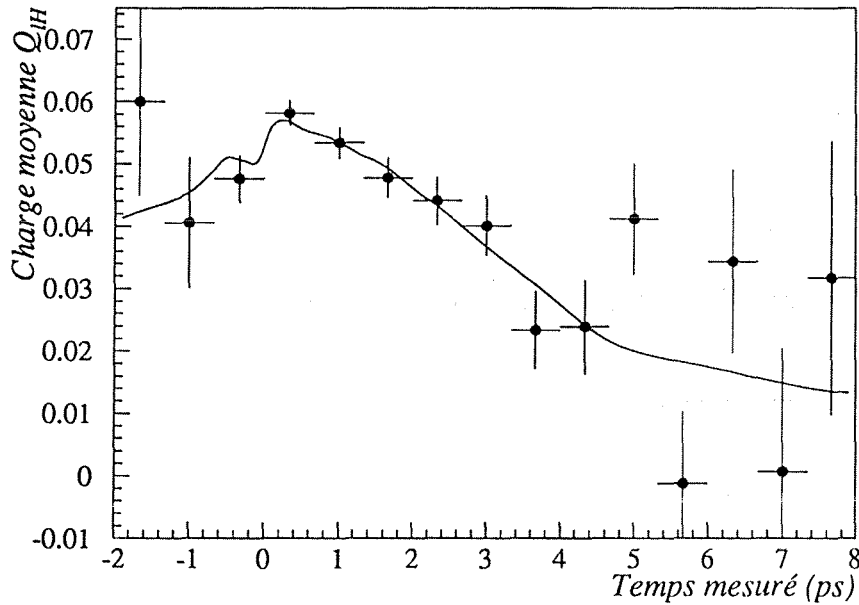


Figure 8.4: Résultat de l'ajustement sur la simulation complète d'ALEPH. Les points mesurés (points noirs) sont comparés à la courbe ajustée (trait continu).

8.2.2 Corrélation amplitude-fréquence.

Le fait de n'observer qu'une demie période d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ entraîne une corrélation entre l'amplitude et la fréquence Δm_d ajustées. Comme Δm_d correspond à la pente de la charge

moyenne en fonction du temps, si l'amplitude est fixée à une valeur A_1 légèrement supérieure à la valeur A_0 ajustée, l'ajustement des points mesurés sera de meilleure qualité pour une pente plus élevée, et donc une valeur de Δm_d plus grande.

Dans l'échantillon de Monte-Carlo complet d'ALEPH, nous avons "remélangé" 500 fois, dans l'hémisphère du lepton :

- les mésons B_d^0 avec $\Delta m_d = 0.5 \text{ ps}^{-1}$;
- les mésons B_s^0 avec $\Delta m_s = \infty$.

Remélanger cet échantillon consiste à rechercher, à partir de la vérité, la nature du méson beau dans l'hémisphère du lepton au moment de sa production. Connaissant son temps de vol vrai t , le signe de la charge du lepton est inversé, avec une probabilité p :

$$p(\text{changement de signe}) = \frac{1 - \cos(\Delta m_{d,s} t)}{2}$$

selon qu'il s'agit d'un B_d^0 ou d'un B_s^0 . Pour chaque expérience de "remélange", nous avons ajusté Δm_d et Q_b . Les distributions des estimateurs de Δm_d et de Q_b sont centrées sur les valeurs générées ($\Delta m_d = 0.5$, $Q_b = 0.079$), ce qui constitue une vérification supplémentaire de la validité de notre méthode d'ajustement. De plus, la corrélation entre l'amplitude Q_b et la fréquence Δm_d ajustés apparaît clairement (Fig. 8.5).

8.3 Résultat obtenu à partir des données

8.3.1 Choix des valeurs des paramètres fixés.

- Valeur de Δm_s .

Pour mesurer Δm_d sur les données, nous supposons la fréquence des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ infinie; le terme en $f_s \cos(\Delta m_s t)$ de l'équation 8.1 est nul dans cette limite. L'effet des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ sera pris en compte pour estimer l'erreur systématique.

- Composition en saveurs de l'échantillon lepton-jet.

Les proportions relatives de leptons de désintégration primaire, de cascade, de charme et autres bruits de fond sont basées sur l'analyse des spectres leptoniques inclusifs en $\{p, p_\perp\}$ (Table 5.2).

- Charge moyenne du charme et du bruit de fond.

La charge moyenne Q_c d'un hémisphère, où le quark initial est un quark charme, peut être mesurée à partir des données [3], en utilisant échantillon enrichi en événements $Z^0 \rightarrow$

8.3. Résultat obtenu à partir des données

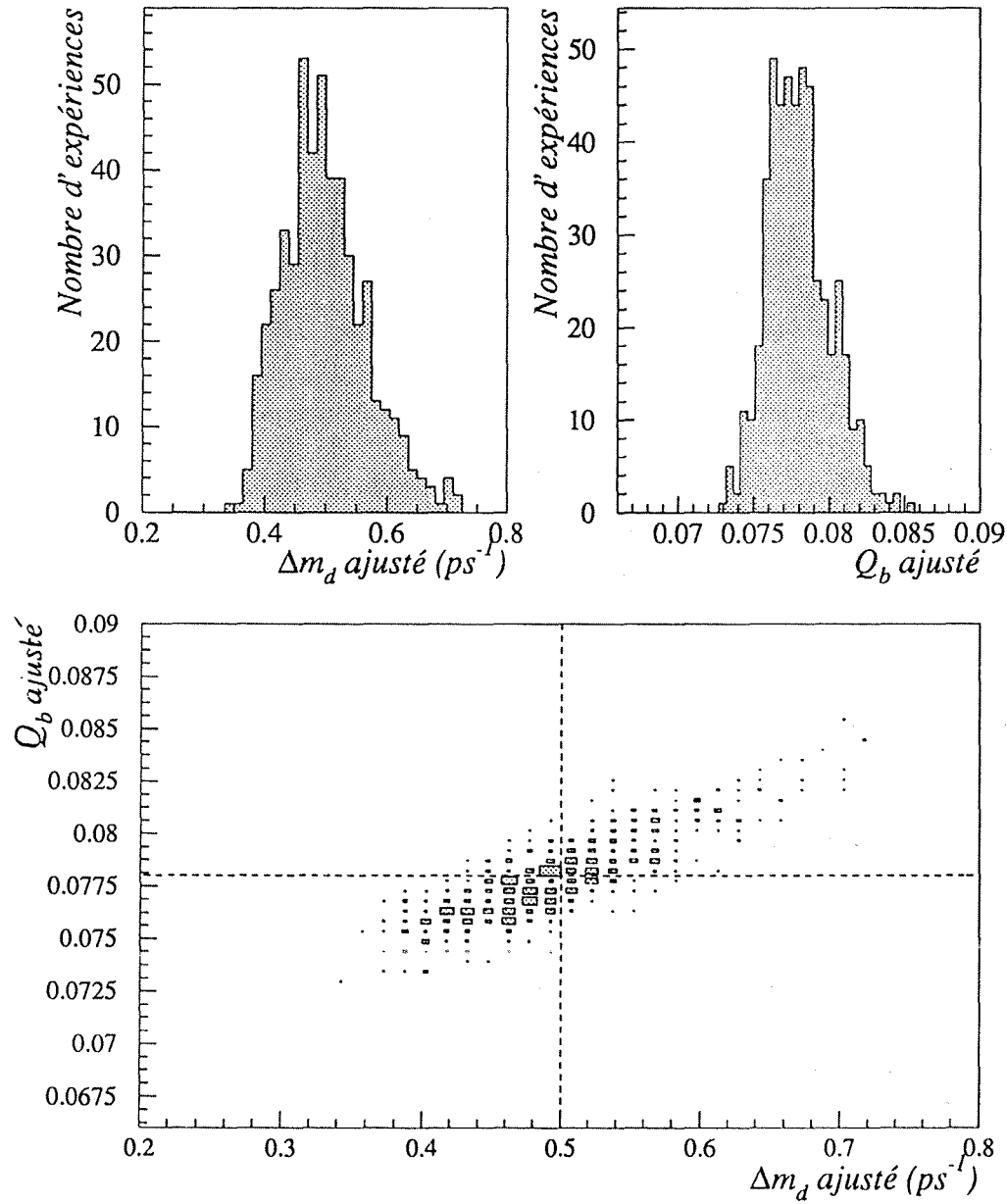


Figure 8.5: Mise en évidence de la corrélation entre l'amplitude et la fréquence de l'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, à partir de la simulation "remélangée" 500 fois.

Tableau 8.1: Paramètres fixés pour l'ajustement de Δm_d .

Paramètre	Valeur
$\tau_{B_d} (ps)$	1.614
$\tau_{B_s} (ps)$	1.54
$\tau_b (ps)$	1.537
τ_{B_d}/τ_b	1.05
f_d	0.401
f_s	0.114
Δm_s	Infini
Q^c	0.0957
Q^{bdf}	0.0162
Composition en saveurs	voir table 5.2

$c\bar{c}$, par sélection de mésons charmés D^* de fragmentation ; la charge du jet mesurée dans l'hémisphère opposé au D^* donne un valeur plus élevée que la prédiction de la simulation. L'origine de la différence est bien comprise [3] ; elle provient essentiellement de la valeur du rapport $\frac{V}{V+PS}$ décrivant la fraction de bosons vectoriels D^* produits, qui est égale à $\frac{3}{4}$ dans la simulation, alors que la mesure à partir des données donne un résultat $\frac{1}{2}$ [4].

La moyenne de Q_{IH} pour le bruit de fond est extraite de la simulation. Compte-tenu du faible nombre d'événements de bruit de fond dans l'échantillon, l'erreur statistique domine l'erreur systématique ; elle est choisie comme intervalle d'incertitude.

- Temps de vie des différents hadrons beaux.

Les valeurs des temps de vie choisies sont les moyennes mondiales les plus récentes des mesures, comme pour l'ajustement du temps de vie sur les données (§ 7.4.2). Le rapport du temps de vie du méson B_d^0 sur le temps de vie moyen des hadrons beaux vaut alors :

$$r = \frac{\tau_{B_d}}{\tau_b} = 1.05 \pm 0.06$$

Le rapport r , le temps de vie moyen des hadrons beaux, ainsi que le temps de vie du B_s^0 sont des paramètres fixés dans la fonction d'ajustement. Le temps de vie des autres hadrons beaux (mésons chargés, baryons) est calculé de manière à ce que le temps de vie moyen soit égal à τ_b . Nous avons vérifié qu'en considérant le temps de vie des baryons et des mésons chargés dans la fonction d'ajustement, au lieu d'un temps de vie moyen pour les hadrons beaux qui n'oscillent pas, on n'influence que très peu la valeur de Δm_d ajustée.

- Fraction de B_d^0 et fraction de B_s^0 .

Les fractions de mésons B_d^0 et B_s^0 produits par la fragmentation d'un quark b ont été mesurés en [2]. La fraction de B_s^0 est mesurée à partir des corrélations D_s -lepton, où les

8.3. Résultat obtenu à partir des données

D_s se désintègrent en $\phi\pi$ et en K^*K , tandis que la fraction de baryons est estimée à partir des corrélations Λ_c -lepton, où le Λ_c se désintègre en $p K \pi$. La fraction de B_d^0 est obtenue indirectement :

$$f_{baryons} + f_{B_s} + f_{B_d} + f_{B^+} = 1$$

en supposant $f_{B^+} = f_{B_d}$. Pour les désintégrations semileptoniques directes de hadrons beaux le modèle spectateur est applicable ¹, et la largeur partielle de désintégration semileptonique est la même pour tous les hadrons beaux. Par contre les largeurs hadroniques sont différentes (modèles spectateurs). Pour connaître la fraction de B_d^0 et de B_s^0 dans notre échantillon de désintégrations semileptoniques directes, nous avons corrigé les fractions de [2] par les rapports de branchement semileptonique du B_d^0 et du B_s^0 , et les avons renormalisées à la somme de tous les rapports de branchement semileptonique des hadrons beaux. Ces rapports de branchement semileptonique s'obtiennent à partir du rapport mesuré pour les B_d^0 , corrigé du rapport des temps de vie (le temps de vie étant inversement proportionnel à la largeur totale).

$$f_{d,s}^{b \rightarrow l} = f_{d,s}^{prod} \times \frac{Br(B_{d,s} \rightarrow l)}{\sum_{hadrons\ beaux} f_{hadron\ beau}^{prod} \times Br(hadron\ beau \rightarrow l)}$$

Les valeurs de f_d et f_s obtenues sont :

- $f_d = 0.401 \pm 0.028$
- $f_s = 0.114 \pm 0.035$

Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs calculées à partir du χ et χ_d mondiaux, en supposant la fraction de baryons égale à 10%, et $\chi_s = 0.5$:

$$\chi_d = 0.188 \pm 0.016 \quad ; \quad \chi = 0.122 \pm 0.008 \quad [5]$$

$$\left. \begin{array}{l} 1 + f_{baryons} + 2 \times f_d + f_s = 1 \\ \chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{array}{l} f_d = 0.402 \pm 0.029 \\ f_s = 0.097 \pm 0.027 \end{array}$$

8.3.2 Résultat

La résultat de la mesure sur Δm_d , à partir des données 91-92-93 est :

$$\Delta m_d = 0.421 \pm_{0.039}^{0.047} ps^{-1}$$

où l'erreur citée est purement statistique. La charge moyenne mesurée à partir des données est comparée à la courbe ajustée (Fig. 8.6), ainsi qu'à la courbe hypothétique que l'on obtiendrait sans oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, exclue au niveau de 10 écarts-types.

¹Les effets non spectateurs: interférence entre spectateur interne et externe, interférence de Fermi, n'interviennent pas pour les désintégrations semileptoniques (Fig. 3.5, § 3.2.2).

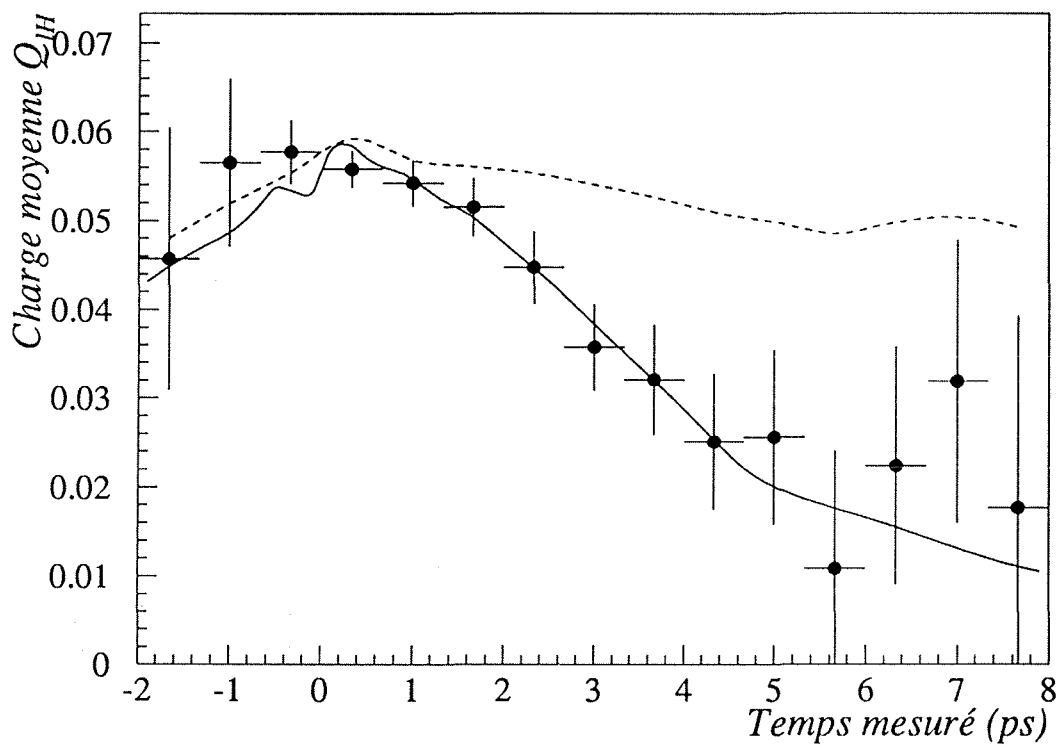


Figure 8.6: Résultat de l'ajustement sur les données 91-92-93 d'ALEPH. Les points mesurés (points noirs) sont comparés à la courbe ajustée (trait continu), ainsi qu'à la courbe prédite en l'absence d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ (trait pointillé).

8.4 Vérifications de cohérence interne

8.4.1 Compatibilité entre différents jeux de données

La table 8.2 résume les résultats de l'ajustement de Δm_d pour les années 1991, 1992, et 1993. Une fluctuation statistique à 2σ est observée entre les données 1992 et 1993, mais les résultats des différentes années restent compatibles.

Année	Δm_d (ps ⁻¹)	Nombre de paires lepton-jet
1991	$0.349 \pm_{0.096}^{0.109}$	6135
1992	$0.557 \pm_{0.082}^{0.085}$	15761
1993	$0.344 \pm_{0.062}^{0.072}$	14433
91-92-93	$0.421 \pm_{0.039}^{0.047}$	36329

Tableau 8.2: Résultats de l'ajustement de Δm_d pour les années 1991, 1992 et 1993 prises séparément. Les erreurs citées sont statistiques seulement.

8.4.2 Compatibilité entre électrons et muons

Les valeurs de Δm_d ajustées sur les échantillons d'électrons et de muons sont compatibles à $0.6\sigma_{stat}$ près (Table 8.3, Fig. 8.7). Nous avons tenu compte des compositions (notamment la fraction de bruit de fond) différentes pour les électrons et les muons, ainsi que des distributions différentes du temps mesuré pour le bruit de fond.

Echantillon	Δm_d (ps ⁻¹)	Nombre de paires lepton-jet
Electrons	$0.388 \pm_{0.068}^{0.065}$	14310
Muons	$0.451 \pm_{0.063}^{0.069}$	22019
e et μ	$0.421 \pm_{0.039}^{0.047}$	36329

Tableau 8.3: Résultats de l'ajustement de Δm_d pour les électrons et les muons analysés séparément. Les erreurs citées sont statistiques seulement.

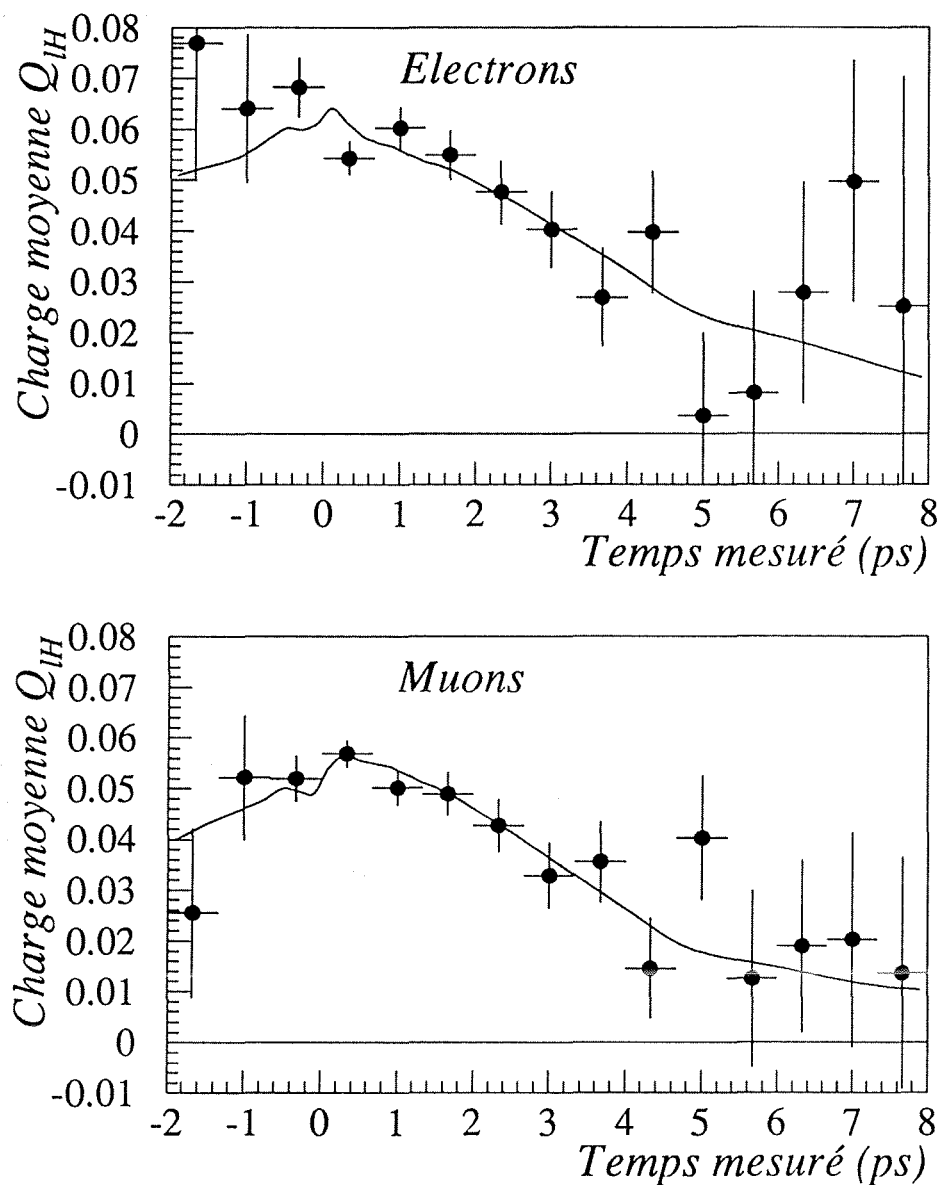


Figure 8.7: Ajustement de Δm_d sur les données 91-92-93, pour les électrons et les muons analysés séparément. La déformation de la charge moyenne aux petites valeurs du temps mesuré, est due au bruit de fond. Elle est plus prononcée dans l'échantillon de muons.

8.4.3 Différences données-simulation pour la distance mesurée

Nous avons vu dans le chapitre précédent, que l'ajustement de la distribution du temps mesuré, sur les données, était de mauvaise qualité ($\chi^2 = 112/49$ d.d.l). Le désaccord apparaît surtout pour les valeurs de temps mesuré inférieure à 1.5 ps. Pour vérifier que ce problème n'a pas d'impact sur la valeur de Δm_d mesurée, nous avons réajusté Δm_d en n'utilisant que les événements de temps mesuré supérieur à une certaine valeur t_{cut} , que nous avons varié entre 0. et 1.8 ps. La mesure de Δm_d ne dépend pas de cette coupure (Fig. 8.8).

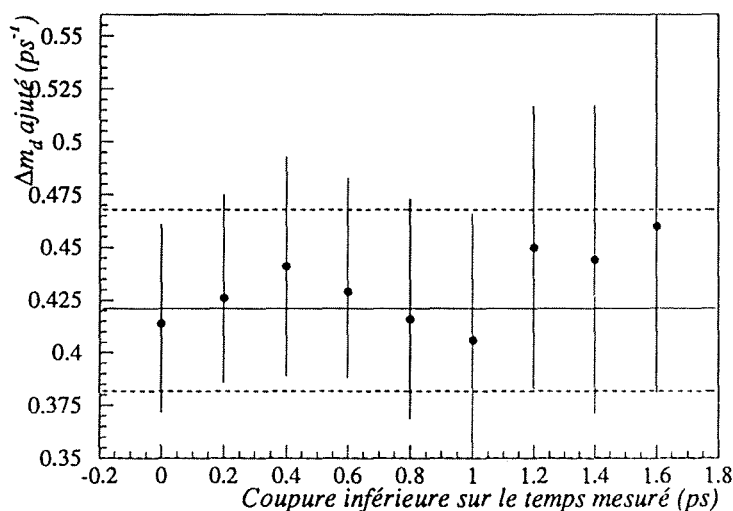


Figure 8.8: Valeur ajustée du Δm_d en fonction de la coupure inférieure sur le temps mesuré (points). Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique totale. La ligne pleine représente le résultat obtenu sans coupure sur le temps mesuré, et les lignes pointillées correspondent au domaine de variation de ± 1 erreur statistique autour de ce résultat.

8.4.4 Indépendance du résultat avec l'exposant de la charge du jet

Une condition nécessaire de validité de la mesure est que celle-ci soit indépendante du choix de l'exposant κ utilisé dans la définition de la charge du jet (§ 6.1.2). Nous avons étudié la distribution des différences des valeurs de Δm_d ajustées, obtenues pour deux valeurs de l'exposant κ , 0.5 et 1, sur 5 sous-échantillons de données de statistique équivalente. La précision statistique de la mesure est, comme prévu (§ 6.2.1) légèrement meilleure pour $\kappa = 0.5$. La différence moyenne entre les résultat obtenu pour les deux valeurs de κ , est compatible avec une fluctuation statistique à 0.8σ .

8.5 Erreurs systématiques sur Δm_d

La table 8.5 résume l'effet des différentes sources d'erreur systématique sur la mesure de Δm_d . Les domaines de variation des paramètres fixés dans l'ajustement sont explicités dans la table 3.1 pour les temps de vie, au § 8.3.1 pour la fraction de B_d^0 et B_s^0 , au § 5.5.4 pour la composition de l'échantillon.

Nous avons vérifié que ces erreurs systématiques étaient comparables à celles affectant la mesure de Δm_d dans la simulation complète d'ALEPH. Les erreurs dominantes sont dues à l'incertitude sur le rapport du temps de vie du B_d^0 au temps de vie moyen des hadrons beau, et à l'incertitude sur la valeur de f_d . L'incertitude sur la largeur de la résolution temporelle, et sur le temps de vie du B_s^0 arrivent en troisième position.

8.5.1 Rapport du temps de vie du B_d^0 au temps de vie moyen des hadrons beaux

En distinguant les différents types de hadrons beaux, la charge moyenne Q_{lH}^{prim} des leptons primaires s'écrit, en fonction du temps de vol vrai :

$$\begin{aligned}
 Q_{lH}^{prim} &= Q_b \times q_{lepton} \\
 q_{lepton} &= \frac{q_{lepton}^{B_d} N^{B_d} + q_{lepton}^{autres} N^{autres}}{N^{B_d} + N^{autres}} \\
 q_{lepton} &= \frac{\cos(\Delta m_d t) f_d \left(\frac{e^{-t/\tau_{B_d}}}{\tau_{B_d}} + \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \right) + f_{autres} \frac{e^{-t/\tau_{autres}}}{\tau_{autres}}}{\left(\frac{e^{-t/\tau_{B_d}}}{\tau_{B_d}} + \frac{e^{-t/\tau_b}}{\tau_b} \right) + \frac{e^{-t/\tau_{autres}}}{\tau_{autres}}}
 \end{aligned}$$

Pour une valeur de $r = \tau_{B_d}/\tau_b$ différente de 1, l'amplitude de l'oscillation devient une fonction du temps, car la fraction de B_d^0 devient une fonction du temps. Cet effet apparaît comme un changement de la pente de la charge moyenne en fonction du temps, c'est-à-dire en un changement de la fréquence Δm_d . Pour comprendre l'effet sur la pente, il est important de comprendre ce qu'une modification de r entraîne sur la charge moyenne aux grandes valeurs du temps (Fig. 8.9). Une augmentation du rapport r dans la fonction d'ajustement entraîne une augmentation du temps de vie du B_d^0 par rapport au temps de vie moyen, et donc une augmentation de la fraction de B_d^0 aux grands temps de vol, où la charge en fonction du temps des B_d^0 est la plus faible.

8.5. Erreurs systématiques sur Δm_d

Source d'erreur systématique	Erreur systématique sur Δm_d (ps ⁻¹)	
$\frac{\tau_{B_d}}{\tau_b} \pm 0.06$	- 0.049	+ 0.035
$\tau_{B_s} \pm 0.15$ ps	- 0.017	+ 0.018
$\tau_b \pm 0.021$ ps	+ 0.002	- 0.003
$f_d \pm 0.028$	- 0.020	+ 0.027
$f_s \pm 0.035$	- 0.012	+ 0.012
$f_{d,s}^{cas} = f_{d,s}^{prim}$	- 0.016	
$f^{prim} \pm 4.5$ %	+ 0.001	- 0.001
$f^{cas} \pm 15$ %	- 0.009	+ 0.009
$f^c \pm 10$ %	- 0.002	+ 0.002
$f^{bdf} \pm 40$ %	+ 0.018	- 0.020
$Q^c \pm 0.012$	- 0.007	+ 0.007
$Q^{bdf} \pm 0.008$	- 0.005	+ 0.005
Résolution temporelle Monte-Carlo	- 0.018	
Efficacité	± 0.005	
Distr. temps bruit de fond	± 0.005	
Correction Energie mesurée	- 0.002	
$\Delta m_s = 6$ ps ⁻¹	- 0.002	
Somme quadratique :	+ 0.054	- 0.066

Tableau 8.4: Contributions à l'erreur systématique sur la mesure de Δm_d .

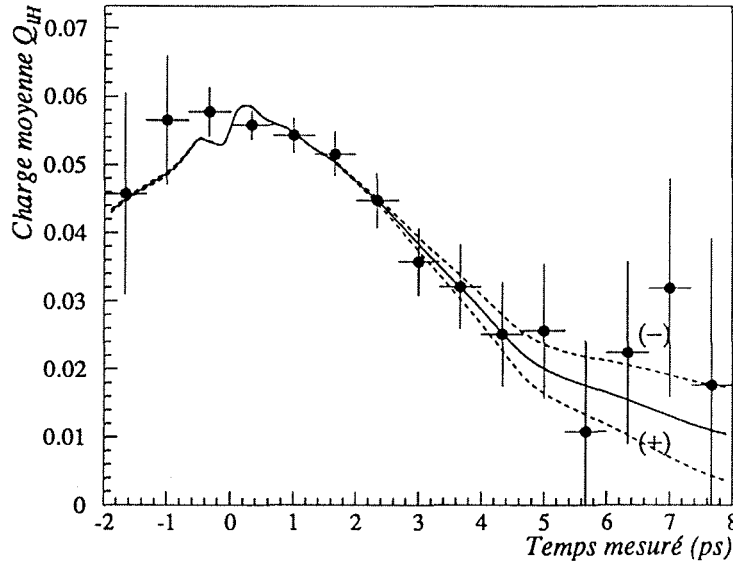


Figure 8.9: Pour une même valeur de Δm_d et de l'amplitude Q_b (ajustées pour les valeurs centrales des autres paramètres), l'on a comparé les fonctions attendues lorsque l'on augmente (+) ou diminue (-) le rapport $r = \frac{\tau_{B_d}}{\tau_b}$, avec les points des données et la courbe d'ajustement centrale.

Pour une valeur donnée de Δm_d , la courbe d'ajustement prédite sera donc d'autant plus positive que le temps de vie du B_d^0 est long. Pour compenser cet effet, l'ajustement le meilleur sera obtenu en diminuant la pente et donc Δm_d diminue lorsque τ_{B_d} augmente.

8.5.2 Fraction de B_d^0 et de B_s^0

Une formulation naïve de la charge moyenne en fonction du temps de vol vrai, pour un échantillon de leptons primaires pur, permet de comprendre l'effet des variations de f_d et f_s sur la valeur de Δm_d ajustée. A la limite où $\Delta m_s = \infty$, la charge moyenne des mésons B_s^0 est nulle :

$$Q_{lH} = Q_b \times [f_d \cos(\Delta m_d t) + (1 - f_d - f_s)]$$

Comme seule une demie période d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ est observée :

- l'amplitude correspond à la charge moyenne Q^{max} à $t = 0$. Elle est corrélée à f_s puisque :

$$Q^{max} = (1 - f_s) \times Q_b$$

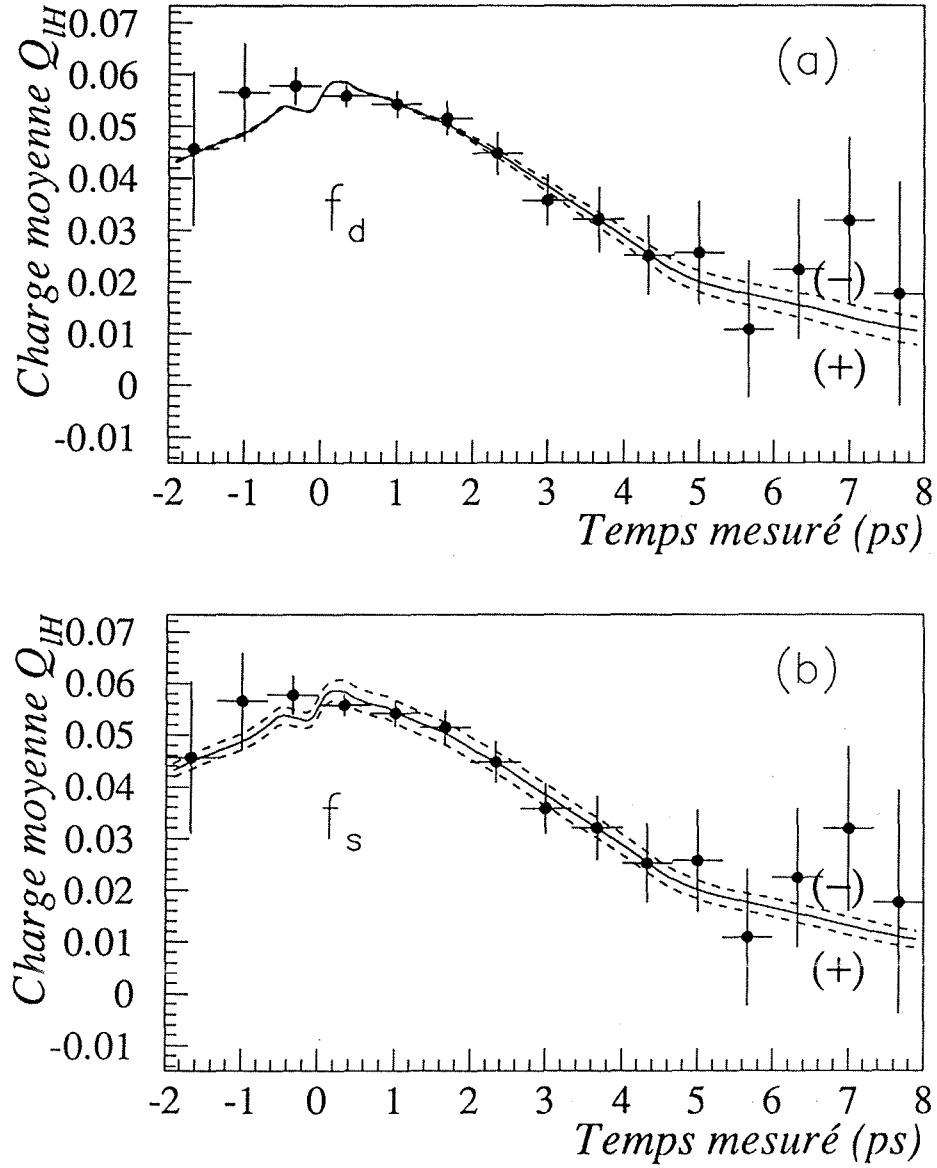


Figure 8.10: Effet d'une variation des paramètres f_d et f_s sur la courbe de charge moyenne, pour une même valeur de Δm_d : Les points désignent les données, la courbe continue est la courbe ajustée. Les courbes pointillées correspondent à la variation de 1 écart-type pour f_d (a) et pour f_s (b).

- la pente, et donc Δm_d , est corrélée à f_d puisque :

$$Q^{max} - Q^{min} = 2 f_d \times Q_b$$

L'effet des variations de f_d et f_s d'un écart standard sur la courbe théorique est illustré sur la figure 8.10. Sur les données, l'incertitude sur f_s est associée à une variation relativement peu importante ($\pm 0.012 \text{ ps}^{-1}$) de la valeur de Δm_d ajustée ; l'amplitude varie davantage ($\pm 1.3 \sigma_{stat}$). Les variations de f_d n'entraînent quasiment aucun changement sur l'amplitude tandis que les variations de la fréquence Δm_d ajustée sont importantes (${}_{+0.027}^{-0.020} \text{ ps}^{-1}$). Intuitivement, plus la fraction de B_d^0 est importante dans la fonction d'ajustement, plus la valeur de Δm_d doit être faible pour expliquer la décroissance de la charge moyenne dans les données, due aux oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$.

Fractions de B_d^0 et de B_s^0 différentes dans les cascades et les leptons primaires

Les fractions de B_d^0 et de B_s^0 dans les cascades sont différentes de celles obtenues pour les leptons primaires. En effet, dans les cascades, les leptons sont issus d'un pourcentage différent de D^+ et de D^0 , selon la nature du hadron beau (B_d^0 , B_s^0 , $B^{+,-}$ ou baryon) produit initialement. Or les temps de vie des D^+ et D^0 sont différents, pour les mêmes raisons que que les $B^{+,-}$ et les B_d^0 (§ 3.2.2), mais de manière plus marquée à cause de la masse plus faible du quark charme comparée à celle du quark beau ($\tau_{D^+}/\tau_{D^0} \approx 2.5$). Les rapports d'embranchement semileptoniques du D^+ et du D^0 diffèrent donc selon le même rapport. Les fractions de B_d^0 et de B_s^0 dans les cascades, utilisées pour l'ajustement des données, sont tirées de la simulation, qui prédit des différences d'environ 50% sur f_d et f_s par rapport aux valeurs obtenues pour les leptons primaires (moins de B_s^0 , plus de B_d^0 dans les cascades).

Nous estimons l'erreur systématique associée à l'incertitude sur ces paramètres, par la variation de Δm_d calculée en supposant les fractions de B_d^0 et de B_s^0 dans les cascades égales aux fractions dans les leptons primaires.

8.5.3 Résolution temporelle

Nous avons vu au chapitre précédent qu'il était nécessaire d'élargir la résolution temporelle pour l'analyse des données (§ 7.1.6) ; cette correction prend en compte l'élargissement de la distribution du temps mesuré des faux leptons, dans les données par rapport à la simulation.

Le fait de ne pas observer une période complète d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ fait apparaître l'aplatissement de la charge moyenne dû à la résolution temporelle comme une augmentation de la période, ou à une diminution de la fréquence Δm_d , si l'on sous-estime la largeur de la résolution temporelle dans la fonction d'ajustement. La valeur de Δm_d ajustée sur les données en utilisant directement la résolution du Monte-Carlo, baisse de 0.018 ps^{-1} ; pour une même valeur de Δm_d , la fonction de charge moyenne prédite est moins aplatie lorsque l'on utilise la résolution temporelle plus étroite du Monte-Carlo.

8.5. Erreurs systématiques sur Δm_d

L'incertitude statistique sur les paramètres définissant la fonction d'efficacité de reconstruction du temps, et sur ceux qui déterminent la distribution du temps mesuré pour le charme et le bruit de fond, a peu de répercussions sur la valeur de Δm_d ajustée.

Nous avons également repondéré les événements des données, en fonction de l'énergie du hadron beau mesurée, pour éliminer le léger désaccord des distributions de cette variable dans les données et la simulation. L'effet de cette correction sur Δm_d , qui baisse de 0.002 ps^{-1} , est négligeable.

8.5.4 Composition de l'échantillon

L'incertitude sur la fraction de leptons primaires et la fraction de charme dans l'échantillon lepton-jet, contribue faiblement à l'erreur systématique. La fraction de cascades influence essentiellement l'amplitude ajustée, qui bouge de $0.6 \sigma_{stat}$, tandis que Δm_d ne bouge que de $\pm 0.009 \text{ ps}^{-1}$.

La variation de la fraction de bruit de fond se répercute davantage sur l'amplitude qui varie de $1.1 \sigma_{stat}$, que sur Δm_d . En effet, le bruit de fond intervient surtout aux faibles temps de vol ; comme la charge moyenne Q_{bdf} est très différente de Q_b , la fraction de bruit de fond va influencer plutôt la charge moyenne aux petits temps, et donc l'amplitude, que la pente représentée par Δm_d . Néanmoins, à cause de l'incertitude importante sur la fraction de bruit de fond (§ 5.5), l'erreur systématique associée sur Δm_d n'est pas négligeable ($\pm 0.019 \text{ ps}^{-1}$, $\approx 0.5 \sigma_{stat}$).

8.5.5 Charges moyennes des bruits de fond

Pour la même raison, la variation des charges moyennes Q_c et Q_{bdf} entraîne une variation de l'amplitude Q_b ajustée de l'ordre de $0.6 \sigma_{stat}$, mais son effet est faible sur la fréquence d'oscillation Δm_d . On peut noter que l'effet de l'incertitude sur les charges moyennes des bruits de fond est bien plus important pour la mesure intégrée, où la séparation de l'amplitude et de la fréquence est impossible.

8.5.6 Temps de vie moyen, temps de vie du B_s^0

L'influence du temps de vie moyen des hadrons beaux est faible sur la valeur de Δm_d ajustée, qui varie de $\pm 0.005 \text{ ps}^{-1}$.

Par contre une variation du temps de vie du B_s^0 , va entraîner une dépendance différente de la fraction de B_s^0 dans les leptons primaires, en fonction du temps. A la limite d'une oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ de fréquence infinie, la charge moyenne pour les mésons B_s^0 est nulle. Ainsi, une augmentation du temps de vie τ_{B_s} , et donc de la fraction de B_s^0 aux grands temps de vol, donne une pente plus importante à la courbe de charge moyenne en fonction du temps, pour la même

valeur de Δm_d : la valeur de Δm_d ajustée va donc diminuer pour compenser cette augmentation de la pente. L'erreur systématique due à l'incertitude sur τ_B , n'est pas négligeable et vaut $\pm \begin{smallmatrix} -0.017 \\ +0.018 \end{smallmatrix} \text{ ps}^{-1}$.

8.5.7 Oscillations du B_s^0

La résolution temporelle se dégrade rapidement avec le temps de vol vrai ; la première période des oscillations du B_s^0 sera toujours plus visible que les suivantes. Supposer une valeur de Δm_s finie dans la fonction d'ajustement, conduit à ajouter une "bosse" aux petits temps ; l'amplitude de cette bosse diminue rapidement avec Δm_s , car l'oscillation est d'autant plus atténuée par la résolution temporelle que Δm_s est grand. Lorsque Δm_d est ajusté en supposant une valeur de Δm_s finie, l'amplitude Q_b diminue pour ramener la courbe théorique au niveau des points mesurés aux petits temps de vol, mais la pente, et donc Δm_d , doivent alors diminuer pour rejoindre les points mesurés aux grands temps de vol. L'effet est important pour les faibles valeurs de Δm_s , mais sature rapidement à zéro pour les valeurs de Δm_d supérieures à 5 ps^{-1} (Fig. 8.11).

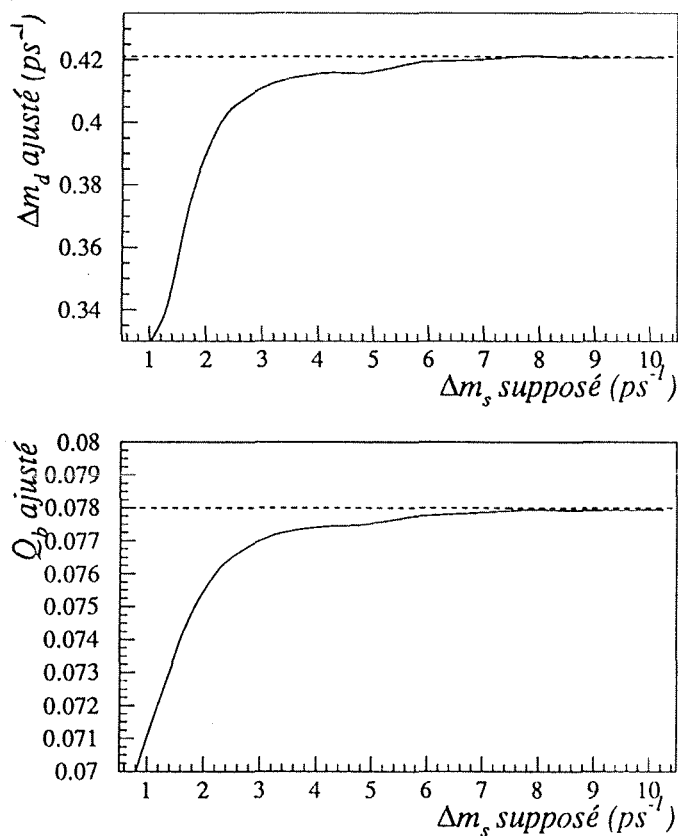


Figure 8.11: Valeur de Δm_d (a) et de Q_b (b) obtenues en fonction de la valeur de Δm_s fixée dans l'ajustement des données.

8.6. Conclusion

La limite inférieure expérimentale sur Δm_s est de 6 ps^{-1} à 95% de niveau de confiance [5]. L'erreur systématique correspondante sur Δm_d est très faible (0.002 ps^{-1}).

8.6 Conclusion

A partir des données 91-92-93 d'ALEPH, nous avons mesuré avec précision la différence de masses Δm_d :

$$\Delta m_d = 0.421 \pm_{0.039}^{0.047} \text{ (stat)} \pm_{0.066}^{0.054} \text{ (syst)} \text{ ps}^{-1}$$

L'erreur systématique domine légèrement l'erreur statistique.

8.6.1 Comparaison avec les autres méthodes de mesure de Δm_d

Nous pouvons comparer (Table 8.5) la précision de notre mesure à celle des autres mesures de Δm_d réalisées sur l'expérience ALEPH, sur le même jeu de données (91-93) : méthode des dileptons [5, 6], méthode d'enrichissement de l'échantillon en B_d^0 par leur désintégration en D^* [7].

Méthode	$\Delta m_d \text{ (ps}^{-1}\text{)}$	Erreur statistique	Erreur systématique
Lepton-jet	0.421	$\pm_{0.039}^{0.047}$	$\pm_{0.066}^{0.054}$
Dileptons	0.44	± 0.050	$\pm_{0.080}^{0.090}$
$B_d \rightarrow D^*$	0.497	± 0.070	± 0.036

Tableau 8.5: Δm_d mesuré par les trois méthodes différentes utilisées sur l'expérience ALEPH.

L'erreur statistique de notre mesure est comparable à celle des dileptons. Par contre l'erreur systématique est plus faible. En effet, les erreurs systématiques dominantes pour les dileptons, où la mesure du temps est effectuée dans les deux hémisphères de l'événement, sont la fraction de B_s^0 et la fraction de cascades. Or ces paramètres, pour la méthode de la charge du jet où le temps n'est mesuré que dans l'hémisphère du lepton, influencent surtout l'amplitude Q_b et non la fréquence Δm_d . La mesure de Δm_d par la méthode inclusive de la charge du jet est donc plus précise qu'avec la méthode des dileptons.

La précision de notre mesure, pour les données 91-92-93, est comparable à la précision obtenue par la méthode de sélection de D^* , dominée par l'erreur statistique, à cause de l'efficacité de sélection de l'échantillon et du rapport de branchement du B en D^* . Par contre, pour cette méthode, l'échantillon obtenu est très pur en B_d^0 , et les effets systématiques dûs à l'incertitude sur f_d , le rapport des temps de vie $\frac{\tau_{B_d}}{\tau_b}$, et sur la résolution sont très faibles.

8.6.2 Comment améliorer la précision ?

Avec les données 1994 d'ALEPH, la statistique sera doublée et notre mesure sera dominée par l'erreur systématique. D'après le § 6.3.2, on peut encore améliorer la précision statistique de 13% en utilisant la charge du jet du côté du lepton. Mais ce faisant, on introduit une dépendance de l'amplitude avec le type de hadron dans l'hémisphère du lepton ; cette dépendance est à l'origine d'une erreur systématique importante pour Δm_d , très corrélée à l'amplitude, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, car les oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ sont lentes. Il n'est donc pas souhaitable, pour la mesure de Δm_d par notre méthode inclusive, d'utiliser la charge du jet dans l'hémisphère du lepton. Par contre cela ne pose pas de problème pour les mesures exclusives de sélection de B_d^0 par leur désintégration en D^* .

Pour améliorer la précision statistique, on peut aussi atténuer la dégradation par les cascades en utilisant, événement par événement, la dépendance en $p, p_\perp$ des probabilités de chaque mode de désintégration, au lieu d'utiliser les fractions moyennées sur l'ensemble de l'échantillon.

Mais surtout, pour diminuer l'erreur systématique on peut espérer que la précision de la mesure du temps de vie du B_d^0 , aujourd'hui dominée par l'erreur statistique, s'améliorera. Une amélioration de la précision sur f_d contribuerait aussi à réduire notre erreur globale.

Notons finalement que s'il était possible d'augmenter la statistique de façon significative, nous pourrions observer plus d'une demie-période d'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, et réduire les effets systématiques liés à la corrélation de l'amplitude et de la fréquence ($\tau_{B_d}/\tau_b, f_d, \tau_{B_s}$), ainsi que l'erreur statistique de l'ajustement simultané de Q_b et Δm_d .

Bibliographie

- [1] S. Emery, W. Kozanecki, Feasibility Study of the Measurement of Time-Dependent $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations using the Jet Charge method, note interne ALEPH 93-77 PHYSIC 93-63.
- [2] O. Hayes, Estimate of b-Hadron Fractions in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Events, note interne ALEPH 94-197, PHYSIC 94-167 (1994).
- [3] P. Perrodo, On charm charge separation, note interne ALEPH 94-066 PHYSICS 94-058; A. Halley and P. Perrodo, Measurements of the Charm Charge Separation and Constraints for Lighter Quark Flavours, note interne ALEPH 95-013 PHYSIC 95-013.
- [4] Aleph Collab., Production of charmed mesons in Z decays, CERN-PPE/93-208.
- [5] R. Forty, CP violation and $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing, à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [6] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), An Investigation of B_d^0 and B_s^0 Oscillation, Phys. Lett. B 322 (1994) 441-458.
- [7] H. Seywerd, The Measurement of the Time Dependence of $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ Mixing using D*-lepton and D*-Jet Charge Correlations, note interne ALEPH 94-098 PHYSIC 94-85.

Chapitre 9

LIMITE INFÉRIEURE SUR Δm_s

La mesure de Δm_s est à priori plus délicate que celle de Δm_d : le nombre de B_s^0 produits est trois à quatre fois plus faible que le nombre de B_d^0 , et l'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, plus rapide que l'oscillation $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, est davantage atténuée par la résolution temporelle du détecteur. Après un bref exposé du principe de la mesure de Δm_s (§ 9.1), nous présenterons au § 9.2 les principaux effets déterminant la visibilité du signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. Nous aborderons ensuite, au § 9.3, la recherche d'un signal d'oscillation: définition de la variable d'étude $\Delta\chi^2$, présentation de la simulation rapide et du calcul analytique de cette variable, et recherche d'un signal dans les données d'ALEPH.

Nous n'avons pas observé de signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ sur l'échantillon 91-92-93, mais nous avons placé une limite inférieure sur Δm_s , à 95% de niveau de confiance, dont l'interprétation statistique sera discutée au § 9.4. Les effets systématiques feront l'objet du § 9.5. Nous conclurons par la comparaison de la limite obtenue dans cette thèse, avec celles fournies par d'autres méthodes dans ALEPH (§ 9.6).

9.1 Principe de la méthode

Le principe de la mesure est similaire à celui de la mesure de Δm_d , la seule différence résidant dans le choix de la technique d'étiquetage. En nous basant sur les arguments du § 6.4, nous avons utilisé la charge du jet combinée; la charge moyenne dépend alors du mode de désintégration et du type de hadron beau dans l'hémisphère du lepton. Rappelons l'expression de la charge combinée signée par la charge du lepton, pour un échantillon pur de leptons primaires (la notation a été définie au § 6.3.1):

$$Q_{lH}^C = Q_b^C \left[(1 - f_d - f_s) \frac{Q_b^C(B_u)}{Q_b^C} + f_d \frac{Q_b^C(B_d) - Q_b^C(\overline{B}_d)}{2Q_b^C} + f_s \frac{Q_b^C(B_s) - Q_b^C(\overline{B}_s)}{2Q_b^C} \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + f_d \frac{Q_b^C(B_d) + Q_b^C(\overline{B}_d)}{2Q_b^C} \cos(\Delta m_d t) \\
 & + f_s \frac{Q_b^C(B_s) + Q_b^C(\overline{B}_s)}{2Q_b^C} \cos(\Delta m_s t) \Big] \quad (9.1)
 \end{aligned}$$

Dans cette formule, nous avons factorisé l'amplitude moyenne Q_b^C par analogie avec la forme utilisant uniquement la charge du jet dans l'hémisphère opposé au lepton:

$$Q_{lH} = Q_b \times [(1 - f_d - f_s) + f_d \cos(\Delta m_d t) + f_s \cos(\Delta m_s t)]$$

qui est à la base de la mesure de Δm_d présentée au chapitre précédent. Q_b^C est équivalente à la charge du jet moyennée sur tous les hadrons beaux produits dans l'hémisphère du lepton. Nous avons ajusté les valeurs de Q_b^C et de Δm_d à partir des données, selon ce formalisme, en fixant aux valeurs du Monte-Carlo, les rapports entre les charges moyennes des différents types de hadrons beaux et la charge moyenne Q_b^C . Nous pouvons ainsi, à titre de contrôle, comparer le résultat sur Δm_d à celui obtenu au chapitre précédent. De plus, en ajustant la charge moyenne, nous pouvons contrôler les éventuelles différences avec la simulation. Nous ne sommes soumis qu'aux incertitudes systématiques associées aux rapports des charges des différentes espèces de hadrons beaux. Comme au chapitre précédent, La moyenne de Q_{lH} pour le bruit de fond est extraite de la simulation. Seule une composante de la charge moyenne Q_c du charme, la moyenne dans l'hémisphère opposé, est mesurable sur les données. La seconde composante est tirée de la simulation.

Le résultat obtenu sur Δm_d est proche de la mesure effectuée au chapitre précédent:

- $\Delta m_d = 0.408 \pm \overbrace{0.039}^{stat} ps^{-1}$ (à comparer à $\Delta m_d = 0.421 \pm_{0.039}^{0.047} ps^{-1}$, mesuré au chapitre 8);
- $Q_b^C = 0.1328 \pm \overbrace{0.0032}^{stat}$ (valeur du Monte-Carlo : 0.1345).

Les erreurs citées sont statistiques seulement. Le $\chi^2 = 57/48$ d.d.l est satisfaisant.

Comme nous le verrons à la fin du § 9.3, la recherche d'une seconde composante oscillatoire (en plus de Δm_d) dans la dépendance temporelle de $Q_{lH}^C(t_m)$, ne révèle aucun signal. Il n'est donc pas possible, strictement parlant, de procéder à l'ajustement de Δm_s . Notre approche consistera à explorer la visibilité d'un signal éventuel en comparant les données à la dépendance temporelle prédite pour Q_{lH}^C , pour différentes valeurs de Δm_s ; cette comparaison sera quantifiée par une variable de type χ^2 . Resteront fixés dans cette procédure les paramètres de la table 8.1, mais aussi Δm_d et Q_b^C comme ajustés ci-dessus; les erreurs les affectant seront traitées comme des incertitudes systématiques.

9.2 Visibilité des oscillations du B_s^0

La visibilité des oscillations du B_s^0 (rapport signal/bruit), correspond au rapport de l'amplitude des oscillations sur l'amplitude des fluctuations statistiques.

En l'absence de bruit de fond, l'amplitude des oscillations est proportionnelle à un facteur constant associé à la pureté de l'échantillon en B_s^0 et au pouvoir de séparation de la charge du jet (§ 9.2.1), ainsi qu'à un facteur d'atténuation dû à la résolution temporelle, et qui décroît quand la fréquence d'oscillation Δm_s augmente (voir § 9.2.2).

Cette amplitude doit être comparée à l'amplitude des fluctuations statistiques, indépendante de Δm_s , et variant en $\sqrt{N}$, si N désigne le nombre total de leptons dans l'échantillon (§ 9.2.3). Comme l'amplitude des fluctuations statistiques est indépendante de Δm_s , la visibilité des oscillations décroît comme l'amplitude en fonction de Δm_s .

Enfin, la visibilité est tributaire du bruit de fond de manière non triviale, comme il sera expliqué au § 9.2.4.

9.2.1 Etiquetage de la charge du quark ; pureté en B_s^0

Dans la formule 9.1, en facteur du terme oscillatoire $\cos(\Delta m_s t)$, se trouve le terme d'amplitude :

$$f_s \frac{Q_b^C(B_s) + Q_b^C(\overline{B}_s)}{2}$$

L'amplitude du signal est donc proportionnelle à f_s , pureté en B_s^0 , indépendamment de Δm_s .

Les erreurs d'étiquetage de la charge du quark réduisent également l'amplitude des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ par un facteur indépendant de Δm_s , égal à au rapport du terme $\frac{Q_b^C(B_s) + Q_b^C(\overline{B}_s)}{2}$ à la largeur de la distribution de la charge du jet (Fig. 6.8). Ce rapport joue le même rôle que le terme $(1 - 2\eta)$ dans le formalisme de la corrélation de charge (§ 6.2.2).

9.2.2 Effet de la résolution en temporelle

La résolution temporelle du détecteur mélange, pour un même temps mesuré t_m , les événements de temps de désintégration vrais t différents. La charge exprimée en fonction du temps mesuré, moyenne les "bosses" et les "creux" de l'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$; l'amplitude est donc atténuée. Cet effet de mélange par la résolution augmente avec la largeur σ_t de la résolution temporelle, et avec la fréquence Δm_s des oscillations, puisque l'intervalle entre pics et creux de l'oscillation diminue quand la fréquence augmente.

Supposons pour simplifier que la résolution temporelle σ_t soit constante en fonction du temps, et

que l'on dispose d'un lot pur de B_s^0 , qui oscillent avec une fréquence finie $\omega_0 = \Delta m_s$, et pour lesquels la charge du quark initial est parfaitement étiquetée. Dans ce cas idéal, la charge moyenne Q_{IH}^C est égale à q_l , charge moyenne du lepton de désintégration du B_s^0 , signée par la charge du quark initial. Sa dépendance temporelle est illustrée par la figure 9.1 (lignes pointillées).

La transformée de Fourier [1] $TF\{Q_{IH}^C(t)\}$ de la charge moyenne exprimée en fonction du temps vrai (c'est à dire pour une résolution temporelle parfaite), présentera un pic à la fréquence $\omega = \omega_0$. La hauteur de ce pic, dénotée dans ce qui suit A_0 , est proportionnelle à l'amplitude des oscillations de $Q_{IH}^C(t)$ (Fig. 9.1). En pratique cependant, les quantités accessibles à l'expérience s'expriment en fonction du temps mesuré t_m ; dénotons par A_m la hauteur du pic, à $\omega = \omega_0$, de la transformée de Fourier $TF\{Q_{IH}^C(t_m)\}$ de la charge moyenne mesurée. Les amplitudes de Fourier A_0 et A_m sont reliées par un facteur d'atténuation :

$$\frac{A_m}{A_0}(\Delta m_s) = TF(R) = \text{const} \times e^{-\frac{\sigma_t^2 \Delta m_s^2}{2}}$$

correspondant à la transformée de Fourier $TF(R)$ de la fonction de résolution temporelle $R(t_m - t, \sigma_t)$ de largeur σ_t . En effet, le nombre d'oscillations en fonction du temps mesuré $Q_{IH}^C(t_m)$ est le produit de convolution de $Q_{IH}^C(t)$ exprimée en fonction du temps vrai, par la fonction de résolution temporelle :

$$R(t_m - t, \sigma_t) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_t}} e^{-\frac{(t_m - t)^2}{2\sigma_t^2}}$$

La transformée de Fourier de ce produit de convolution est égale au produit de la transformée de Fourier A_0 de $Q_{IH}^C(t)$, par la transformée de Fourier de R .

Ce calcul simplifié fait apparaître clairement l'atténuation de plus en plus forte de l'amplitude du signal d'oscillation, quand Δm_s et σ_t augmentent.

En réalité, la résolution temporelle s'élargit quand le temps de vol augmente (Chap. 7), et l'amplitude de l'oscillation est de plus en plus atténuée. La figure 9.1 souligne l'importance de la mesure de la charge moyenne aux faibles valeurs du temps ($0 < t < 2$ ps), où l'amplitude de l'oscillation est plus élevée et le nombre d'événements plus important.

9.2.3 Effet de la statistique limitée

Des fluctuations statistiques de la dépendance temporelle de la charge moyenne peuvent imiter les oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Intuitivement, la distribution des amplitudes des pseudo-oscillations, pour un ensemble d'échantillons de N événements, ne devrait pas dépendre de la fréquence Δm_s . Ce résultat peut se démontrer par la méthode de la transformée de Fourier [1]; quelle que soit la distribution du temps mesuré, le spectre de Fourier du "bruit blanc" dû aux fluctuations statistiques est plat. Le bruit par intervalle unitaire de fréquence est proportionnel à $\sqrt{N}$.

9.2. Visibilité des oscillations du B_s^0

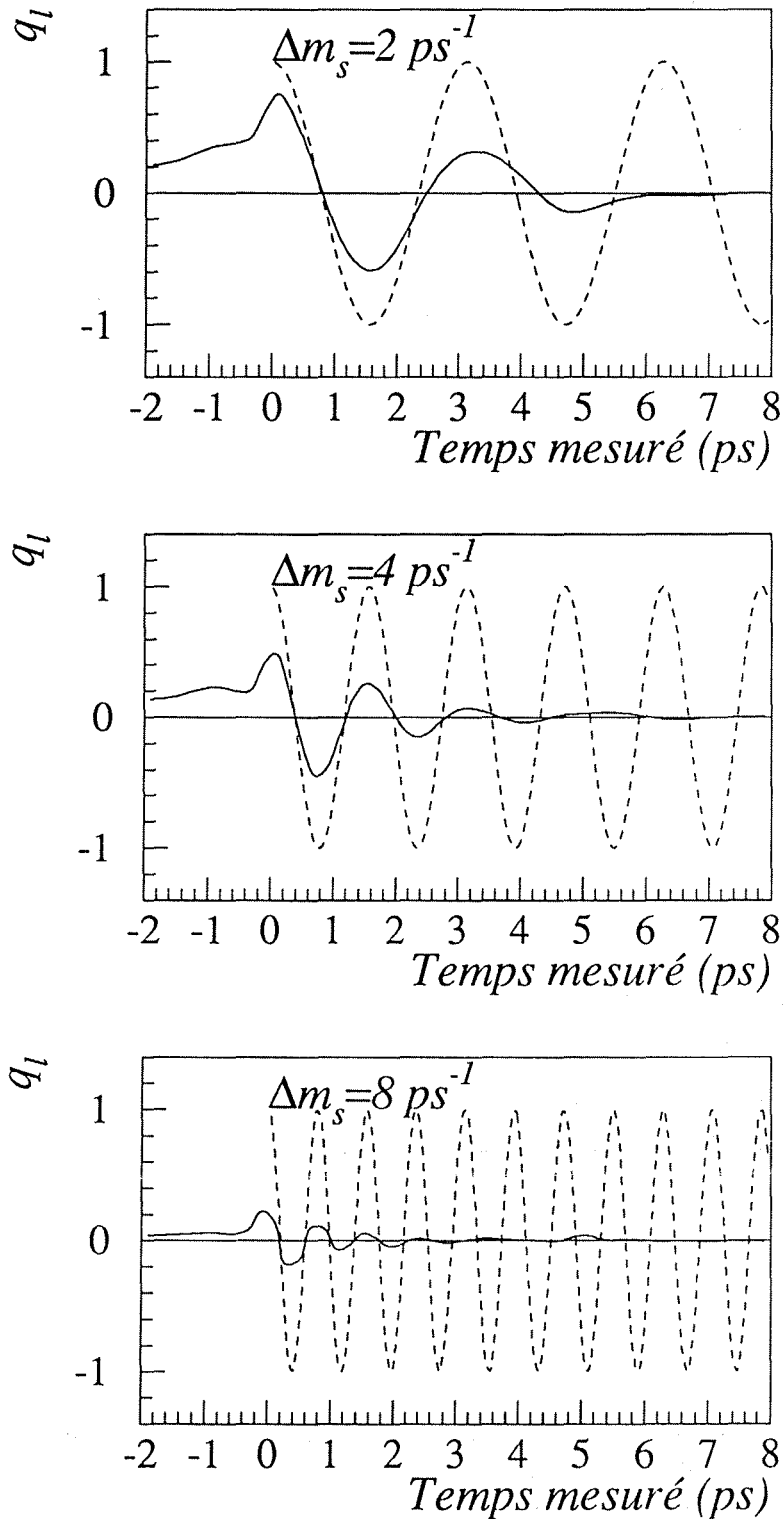


Figure 9.1: Effet de la résolution temporelle sur la charge théorique moyenne d'un échantillon pur en $B_s^0 \rightarrow \text{lepton}$. On a représenté, pour plusieurs valeurs de Δm_s , la charge moyenne q_l des leptons de désintégration directe de B_s^0 , pour lesquels la charge à la production est parfaitement étiquetée. Les courbes pointillées sont les prédictions pour une résolution temporelle parfaite, tandis que les courbes en trait plein tiennent compte de la résolution temporelle.

9.2.4 Effet du bruit de fond

Les effets du charme et du bruit de fond (charges moyennes, fractions dans l'échantillon) doivent être maîtrisés. En effet ce bruit de fond est concentré aux faibles valeurs du temps, où l'oscillation est la plus visible, et engendre une déformation de la charge moyenne pouvant imiter une demi-période d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ (Fig. 9.2). L'incertitude sur les fractions de charme et de bruit de fond et sur leurs charges moyennes, seront prises en compte dans l'étude systématique.

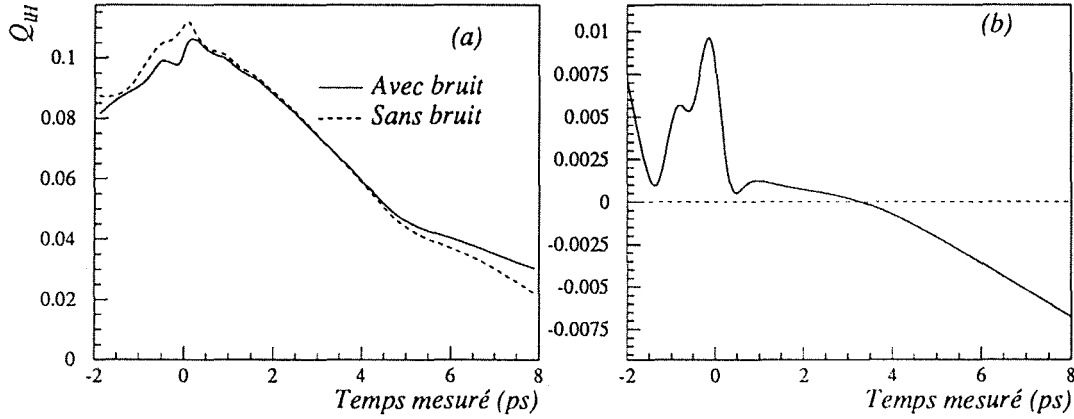


Figure 9.2: Charge moyenne théorique en fonction du temps mesuré, pour $\Delta m_s = \infty$ (a), sans bruit de fond ni charme (trait pointillé) et avec bruit (trait plein). La figure (b) représente la différence de la courbe en pointillé et de la courbe en trait plein.

9.3 Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$

9.3.1 Variable utilisée

La qualité de l'accord entre la dépendance temporelle de $Q_{IH}^C(t_m)$ mesurée dans les données, et celle prédite pour une valeur fixée de Δm_s , est quantifiée par la quantité $\chi^2(\Delta m_s)$, définie de la même manière que ne le serait le χ^2 d'un ajustement classique. La valeur de $\chi^2(\Delta m_s)$ nous renseigne sur les "préférences" d'un jeu de données concernant les valeurs possibles de Δm_s . Néanmoins, pour comparer plusieurs jeux de données, cette seule variable est insuffisante. De plus elle dépend des paramètres fixés dans la comparaison (oscillations $B_d^0 - \overline{B}_d^0$, termes constants de la charge moyenne...).

Il est nécessaire de la normaliser pour s'affranchir partiellement des fluctuations statistiques du χ^2 seul, et n'observer que l'influence des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$. Une référence naturelle est

9.3. Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$

donnée par le χ^2 de la comparaison dans l'hypothèse $\Delta m_s = \infty$, où le terme oscillatoire $\cos(\Delta m_s t)$ est prédit comme nul. On mesure alors la variable $\Delta\chi^2$, différence des χ^2 de comparaison des charges moyennes mesurée et prédite, en supposant une valeur de Δm_s finie d'une part, et $\Delta m_s = \infty$ d'autre part :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\Delta m_s) - \chi^2(\infty)$$

Statistiquement, $\Delta\chi^2$ est aussi la meilleure variable permettant de séparer l'hypothèse où il existe un terme oscillatoire de fréquence Δm_s , de celle où le terme oscillatoire est nul.

Pour assurer la visibilité d'un signal éventuel et éviter l'apparition artificielle de fréquences "mi-rage", il est important de choisir pour l'analyse une taille du bin bien inférieure à la largeur de la résolution temporelle.

9.3.2 Simulation simplifiée

A ce stade, pour rechercher un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, il nous faut étudier le comportement de la fonction $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ dans les données, en la comparant au cas d'expériences simulées, où les B_s^0 oscillent avec une fréquence Δm_s^G générée finie. Pour ce faire, nous avons développé une simulation simplifiée, qui permet de générer rapidement un nombre important d'expériences indépendantes, pour différentes valeurs de Δm_s^G , afin d'étudier le comportement statistique et systématique de $\Delta\chi^2$, relié à la visibilité des oscillations. Le principe de la simulation simplifiée d'un échantillon est le suivant :

- à partir de la composition estimée dans les données (en sources de leptons et en types de hadron beau pour les b), le nombre d'événements de chaque type est généré selon une gaussienne centrée sur le nombre moyen n , et d'écart standard $\sqrt{n}$;
- le temps mesuré d'un lepton est généré, selon le type d'événement, suivant la distribution du temps mesuré correspondante. Pour les b, cette distribution est déterminée par les temps de vie, et par les fonctions de résolution et d'efficacité de reconstruction du temps, telles qu'utilisées pour l'analyse des données (§ 7.4.2) ;
- la probabilité d'oscillation est déduite du temps de vol vrai et du type de l'événement ; la charge du lepton (signée par la charge du quark) est alors générée selon une loi binomiale. Pour les mésons B_s^0 , cette probabilité dépend du Δm_s^G choisi pour la génération de l'échantillon considéré ;
- la charge du jet (signée par la charge du quark initial) est générée suivant une gaussienne de moyenne dépendant du type de l'événement ; les moyennes associées aux différents types de hadrons beaux dans l'hémisphère du lepton sont tirées du tableau 6.2.
- enfin, le produit de la charge du jet par la charge du lepton en fonction du temps mesuré, est étudié comme s'il s'agissait d'un jeu de données réelles.

A titre d'exemple, nous avons simulé (Fig. 9.3) une série d'échantillons de même statistique que nos données, pour lesquels la fréquence Δm_s^G générée est égale à 2 ps^{-1} . Les fluctuations statistiques des courbes de $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ d'une expérience à l'autre sont très importantes. Les minima des courbes $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ autour de la valeur générée sont plus ou moins marqués, parfois même absents.

Ainsi pour une valeur de Δm_s^G générée, la valeur de $\Delta\chi^2(\Delta m_s^G)$ pour les diverses expériences a une certaine distribution. La moyenne de cette distribution est négative, car le résultat de l'ajustement favorise l'hypothèse d'un terme oscillatoire à la fréquence générée, plutôt que pas d'oscillation.

9.3.3 Principe de l'observation d'un signal

On dit alors que l'on observe un signal à la fréquence Δm_s^D pour un jeu de données, si le $\Delta\chi^2(\Delta m_s^D)$ obtenu dans ce jeu est négatif de manière statistiquement significative. Ce degré de signification est mesuré par la largeur (écart standard) de la distribution de $\Delta\chi^2(\Delta m_s^G)$ obtenue pour un grand nombre d'expériences générées à $\Delta m_s^G = \Delta m_s^D$.

Les distributions de $\Delta\chi^2(\Delta m_s^G)$ obtenues avec la simulation simplifiée, pour différentes valeurs de Δm_s^G , sont gaussiennes (Fig. 9.4). Les moyennes de ces gaussiennes sont négatives, puisque le χ^2 favorise l'hypothèse où $\Delta m_s = \Delta m_s^G$, plutôt que l'infini. La valeur de cette moyenne, qui correspond à la profondeur du minimum du signal d'oscillation de fréquence Δm_s^G , tend vers zéro quand $\Delta m_s^G \rightarrow \infty$. De même la largeur de la distribution tend vers 0. En effet, la sensibilité diminue quand Δm_s^G augmente, et l'on confond de plus en plus facilement l'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ avec une oscillation de fréquence infinie.

9.3.4 Calcul analytique de la distribution de $\Delta\chi^2$

La moyenne et l'écart-type des distributions de $\Delta\chi^2(\Delta m_s^G)$ peuvent être calculées analytiquement dans la limite où le nombre d'événements N par échantillon tend vers l'infini, d'après l'idée développée en [2]. Nous appliquons ici cette approche à notre formalisme et testons la validité de cette méthode en comparant ses résultats aux prédictions de la simulation simplifiée.

Soit une expérience de Monte-Carlo, pour laquelle on a mesuré la charge moyenne dans chaque bin i de temps mesuré, choisi suffisamment étroit pour assurer la visibilité d'une oscillation éventuelle. Introduisons les notations suivantes :

- N_i est le nombre d'événements dans le bin i .
- p_i désigne la fraction d'événements dans le bin i .
- $q_i(\Delta m_s)$ désigne la charge moyenne théorique attendue dans le bin i .

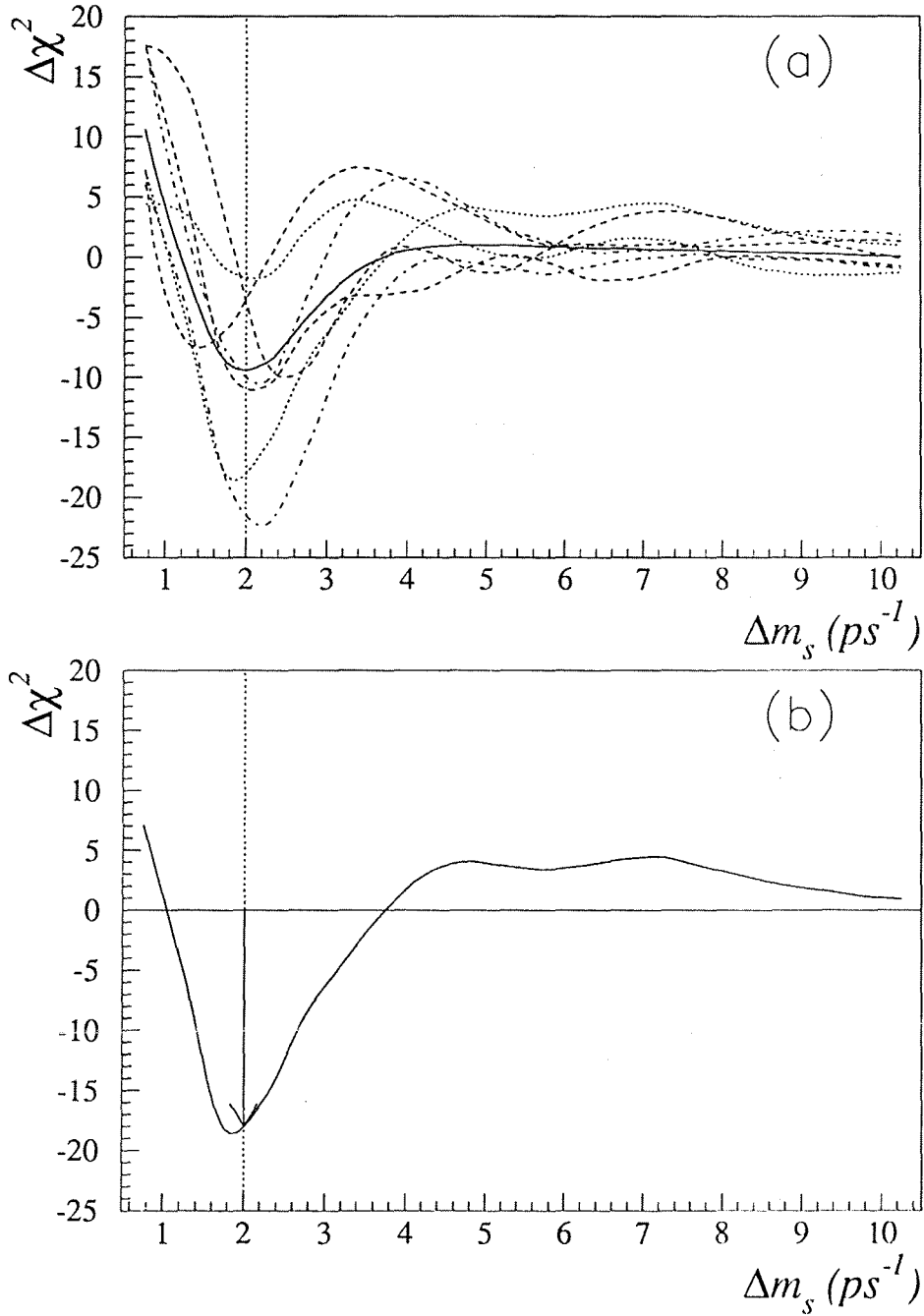


Figure 9.3: en (a), courbes de $\Delta\chi^2$ (Δm_s) (en pointillées), obtenues pour quelques expériences de $\Delta m_s^G = 2 \text{ ps}^{-1}$, de même statistique que les données réelles. La courbe en trait plein représente la moyenne de toutes les expériences générées à $\Delta m_s^G = 2 \text{ ps}^{-1}$. En (b), définition graphique de $\Delta\chi^2$ (Δm_s) (flèche), pour l'une des courbes de la figure (a).

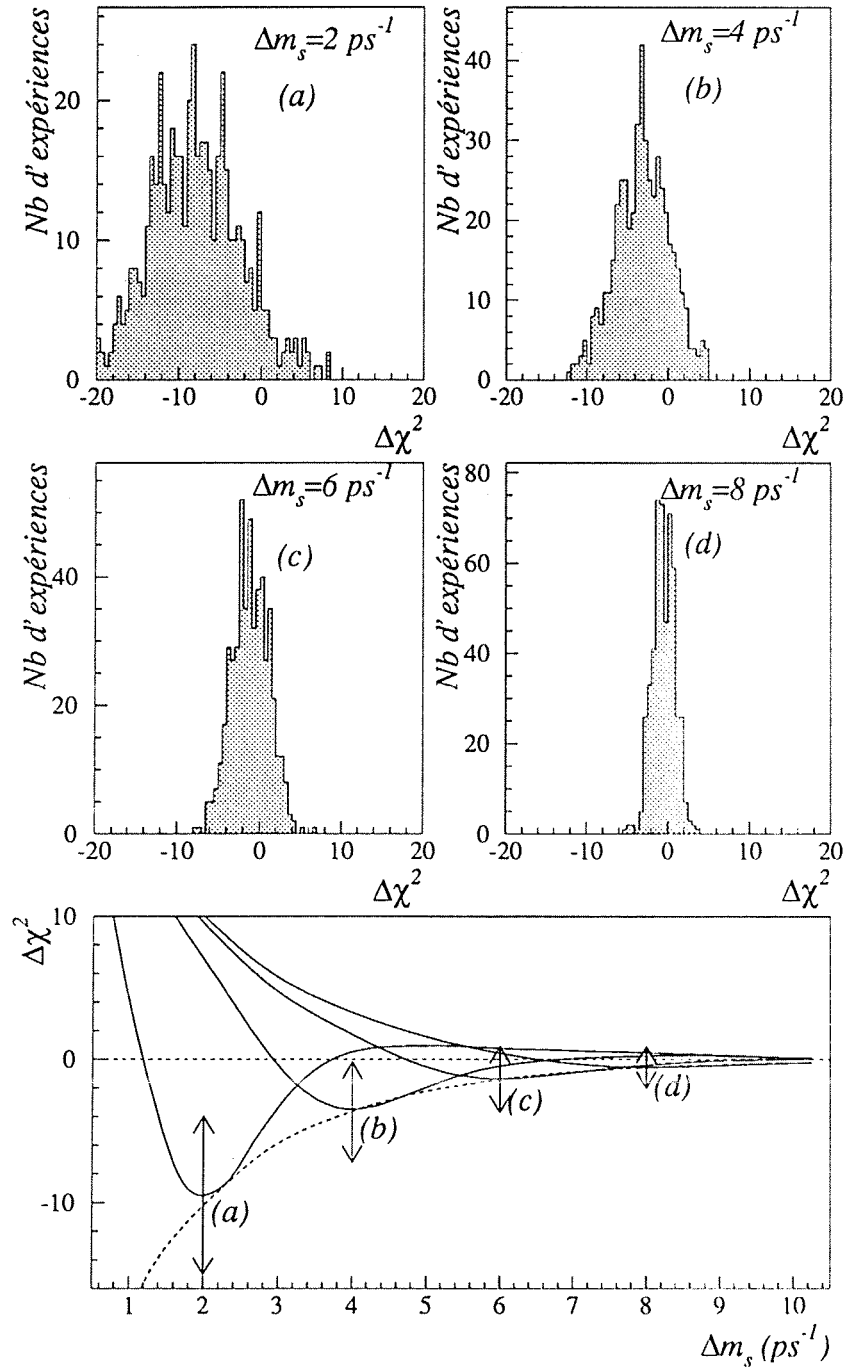


Figure 9.4: Distributions de $\Delta\chi^2$ obtenues par simulation simplifiée, pour $\Delta m_s^G = 2$ (a), 4 (b), 6 (c), et 8 (d) ps^{-1} . La figure du bas représente les courbes de $\Delta\chi^2$ moyen en fonction de la valeur de Δm_s dans l'ajustement, pour $\Delta m_s^G = 2, 4, 6$, et 8 ps^{-1} . La moyenne des distributions de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G), en fonction de Δm_s^G , correspond à la courbe pointillée, qui est aussi l'enveloppe des minima. La largeur des distributions de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) est représentée autour des moyennes, par une double flèche.

9.3. Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$

- $\bar{q}_i$ désigne la charge moyenne mesurée dans le bin i pour une expérience.
- σ_0 est la largeur de la distribution de la charge du jet, intégrée sur le temps (Fig. 6.8).
- σ_i est l'erreur sur la moyenne $\bar{q}_i$ mesuré pour une expérience ($\sigma_i = \sigma_0 / \sqrt{N_i}$).

Le $\Delta\chi^2$ obtenu pour cette expérience s'écrit :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\Delta m_s) - \chi^2(\infty)$$

$$\Delta\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nbin} \frac{1}{\sigma_i^2} \times [(\bar{q}_i - q_i(\Delta m_s))^2 - (\bar{q}_i - q_i(\infty))^2]$$

et comme $\sigma_i^2 = \sigma_0^2 / N_i$,

$$\Delta\chi^2 = -\frac{1}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} N_i \times [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)] \times [2\bar{q}_i - q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)] \quad (9.2)$$

A la limite où le nombre d'événements total N tend vers l'infini ($N=36500$ dans notre échantillon) :

$$\begin{cases} N_i \rightarrow N \times p_i \\ \bar{q}_i \rightarrow q_i(\Delta m_s^G) \end{cases} \quad (9.3)$$

La moyenne $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ du $\Delta\chi^2$ des expériences Monte-Carlo générées à Δm_s^G et ajustées à $\Delta m_s = \Delta m_s^G$ vaut alors :

$$\langle \Delta\chi^2 \rangle = -\frac{N}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} p_i \times [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)]^2 \quad (9.4)$$

Notons que la profondeur du minimum est proportionnelle au nombre d'événements N et inversement proportionnelle au carré de la largeur σ_0 de la charge du jet.

D'après l'expression 9.3, les sources de fluctuations statistiques du $\Delta\chi^2$ pour chaque bin i sont :

$$\begin{cases} \text{le nombre } N_i, \text{ avec } \sigma_{N_i} = \sqrt{p_i} \times \sqrt{N} \\ \text{la moyenne } \bar{q}_i, \text{ avec } \sigma_{\bar{q}_i} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{N} \sqrt{p_i}} \end{cases}$$

Les fluctuations statistiques dans le bin i , s'obtiennent en combinant ces erreurs :

$$\begin{aligned} & \sigma_{\text{bin } i}^2 \left(\frac{q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)}{\sigma_0^2} N_i \times [2\bar{q}_i - q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)] \right) \\ &= \frac{\sqrt{N}}{\sigma_0^2} \times p_i [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)]^2 \times [(q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty))^2 + 4\sigma_0^2] \end{aligned}$$

L'écart standard de la distribution du $\Delta\chi^2$ est obtenu en sommant quadratiquement les contributions des bins indépendants :

$$\sigma_{\Delta\chi^2} = \frac{\sqrt{N}}{\sigma_0^2} \times \sqrt{\sum_{i=1}^{Nbin} p_i [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)]^2 \times [(q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty))^2 + 4\sigma_0^2]} \quad (9.5)$$

Notons que l'écart-type de la distribution de $\Delta\chi^2$ varie comme $\sqrt{N}$. A ce stade, le calcul se simplifie : la différence $\Delta q_i = q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)$ est faible devant $2\sigma_0$. En effet Δq_i est au plus de l'ordre de l'amplitude de la charge moyenne (0.134), multipliée par la fraction de B_s^0 (0.114), car elle diminue encore lorsque Δm_s et l'ordre i du bin augmentent, à cause de la résolution temporelle. Par ailleurs σ_0 est de l'ordre de 0.3. On a donc :

$$\frac{\Delta q_i}{2\sigma_0} < 0.025$$

La formule 9.5 devient, en négligeant le terme Δq_i^2 devant le terme σ_0^2 dans la racine carrée, et d'après l'équation 9.4 :

$$\sigma_{\Delta\chi^2} \approx 2 \times \sqrt{|\langle \Delta\chi^2 \rangle|} \quad (9.6)$$

Nous avons vérifié que les prévisions des moyennes et des écarts type des distributions du $\Delta\chi^2$ sont en accord avec les résultats de la simulation simplifiée (Fig. 9.5).

9.3.5 Sensibilité statistique de la méthode

La sensibilité S des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ en fonction de Δm_s peut s'exprimer comme la profondeur moyenne du minimum divisée par son erreur (Fig. 9.4). S correspond donc à la moyenne de $\Delta\chi^2$ (Eq. 9.4) divisée par la largeur statistique, presque égale à $2\sqrt{|\langle \Delta\chi^2 \rangle|}$.

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{|\langle \Delta\chi^2 \rangle|} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{N}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} p_i \times [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)]^2}$$

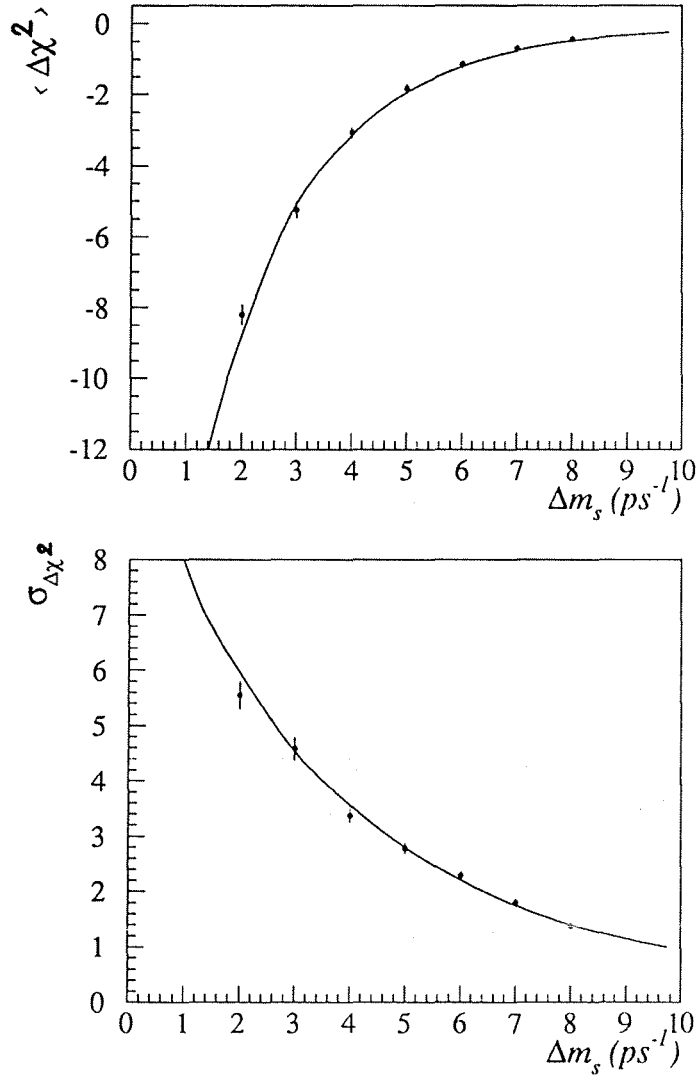


Figure 9.5: Comparaison du calcul analytique (trait plein) et du résultat de la simulation rapide (points) sur la moyenne $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ (figure du haut) et l'écart standard $\sigma_{\Delta\chi^2}$ (figure du bas) de la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G), pour une série de 500 échantillons générés à sept valeurs différentes de Δm_s^G .

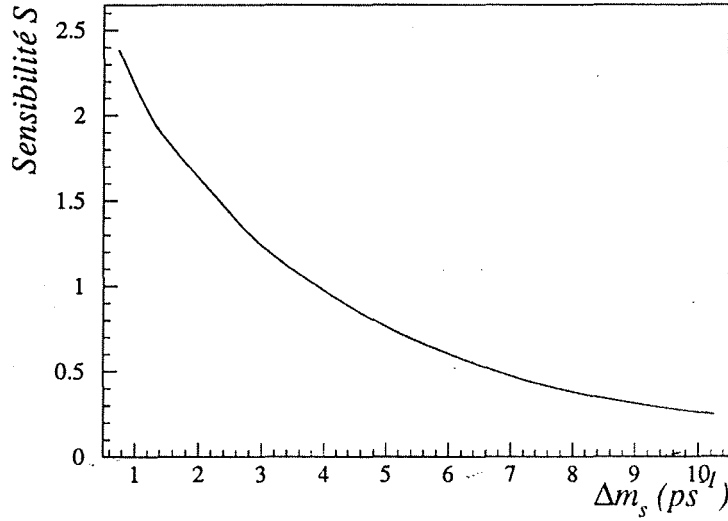


Figure 9.6: Sensibilité aux oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ en fonction de Δm_s , attendue dans notre échantillon de données réelles.

La sensibilité décroît quand Δm_s augmente (Fig. 9.6); ce comportement est lié aux effets de la résolution temporelle. En effet, en l'absence de bruit de fond et pour une résolution temporelle parfaite, on aurait (Eq. 9.1):

$$q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty) = A \times \cos(\Delta m_s t_i)$$

où

$$A = f_s \times \underbrace{\frac{Q_b^C(B_s) + Q_b^C(\overline{B}_s)}{2}}_{A_J}$$

Lorsque l'on tient compte de la résolution temporelle, le terme $\cos(\Delta m_s t_i)$ est remplacé par une fonction atténuée $\tilde{\cos}(\Delta m_s t_i)$ analogue aux fonctions représentées sur la figure 9.1.

La sensibilité s'écrit donc :

$$S = \underbrace{\frac{\sqrt{N}}{2}}_{\text{Statistique}} f_s \underbrace{\frac{A_J}{\sigma_0}}_{\text{Charge du jet}} \times \underbrace{\sqrt{\sum_{i=1}^{Nbin} p_i \times \tilde{\cos}^2(\Delta m_s t_i)}}_{\text{Résolution temporelle}} \quad (9.7)$$

Nous retrouvons les différents effets prédits par un raisonnement simple dans l'espace de Fourier; la sensibilité correspond au produit d'un terme $\sqrt{N}$ dû à la statistique, de la fraction de B_s^0 , du pouvoir de séparation de la charge du jet, et d'un terme décroissant avec Δm_s , correspondant à l'effet de la résolution temporelle.

9.4. Limite inférieure sur Δm_s

9.3.6 Recherche d'un signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ dans les données 1991-92-93

Soit Δm_s^D la valeur (inconnue) de Δm_s dans les données. Dénotons par $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ la courbe donnant le $\Delta\chi^2$ en fonction de Δm_s sur les données, présentée sur la figure 9.7. Elle est presque partout positive, et favorise les grandes valeurs de Δm_s^D . Aucun signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ n'est observé, mais nous pouvons placer une limite inférieure sur Δm_s^D .

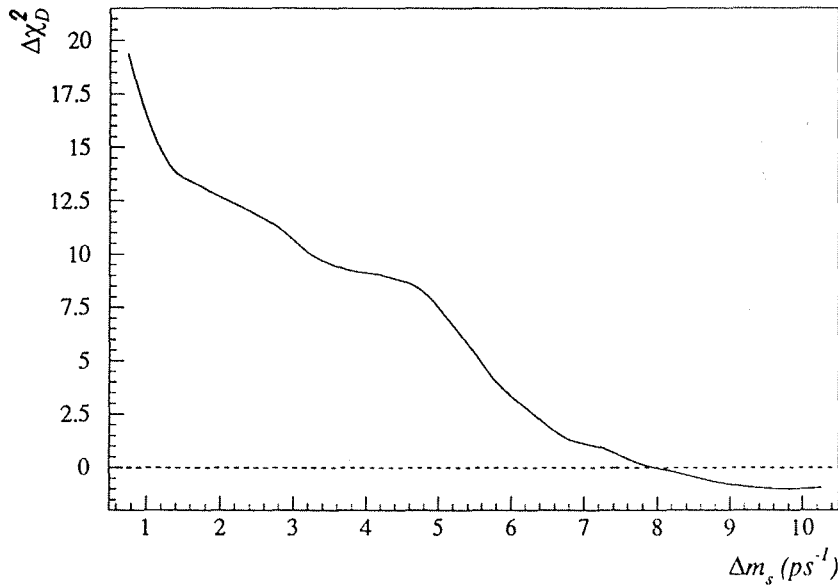


Figure 9.7: Fonction $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ obtenue sur l'échantillon lepton-jet des données 1991-92-93.

9.4 Limite inférieure sur Δm_s

9.4.1 Procédure d'établissement de la limite

La détermination de la limite sur Δm_s^D consiste à comparer, pour chaque valeur de Δm_s^G , la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) prédite pour des expériences générées à Δm_s^G , à la valeur de $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ mesurée sur les données pour $\Delta m_s = \Delta m_s^G$. L'hypothèse $\Delta m_s^D = \Delta m_s^G$ est exclue à 95% de degré de confiance, si la probabilité d'obtenir une valeur $\Delta\chi^2(\Delta m_s^G)$ supérieure à $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ est inférieure à 5%.

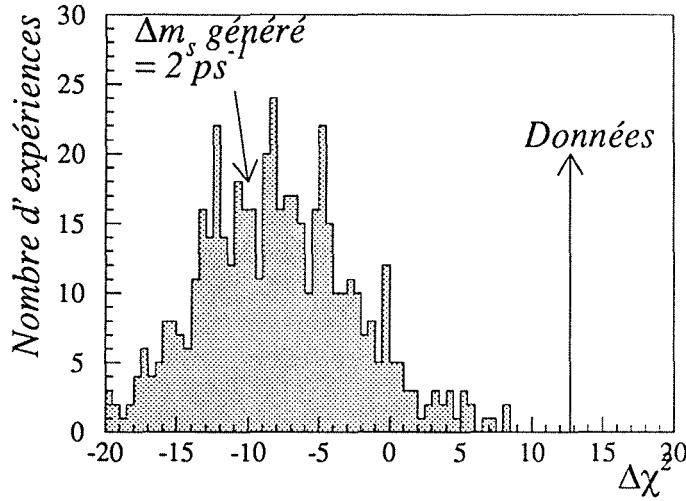


Figure 9.8: Distribution du $\Delta\chi^2$ obtenue par simulation de 500 échantillons générés avec $\Delta m_s^G = 2 \text{ ps}^{-1}$, comparée à la valeur de $\Delta\chi^2_D(2 \text{ ps}^{-1})$ obtenue sur les données.

Par exemple, sur la figure 9.8, nous comparons la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) pour 500 échantillons générés à $\Delta m_s^G = 2 \text{ ps}^{-1}$, à la valeur de la valeur de $\Delta\chi^2_D(2 \text{ ps}^{-1})$. L'hypothèse $\Delta m_s^D = 2 \text{ ps}^{-1}$ est ici exclue à $> 95\%$ de niveau de confiance.

Cette comparaison est répétée pour toutes les valeurs de Δm_s^G ; la limite inférieure sur Δm_s^D , que nous noterons Δm_s^{lim} , est obtenue lorsque la probabilité, pour un échantillon généré à $\Delta m_s^G = \Delta m_s^{lim}$, d'obtenir une valeur de $\Delta\chi^2$ supérieure à $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s^{lim})$, vaut exactement 5%. Si l'on suppose gaussiennes les distributions de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G), pour une fréquence d'oscillation Δm_s^G donnée, 5% des expériences ont un $\Delta\chi^2$ supérieur à [3]:

$$< \Delta\chi^2 > + 1.64 \times \sigma_{\Delta\chi^2}$$

Cette fonction donne le contour de la zone exclue à 95% de niveau de confiance. La limite est atteinte au point de croisement de ce contour avec la courbe $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ des données (Fig. 9.9) à une valeur de $\Delta m_s = \Delta m_s^{lim}$ telle que :

$$< \Delta\chi^2 > (\Delta m_s^{lim}) + 1.64 \times \sigma_{\Delta\chi^2}(\Delta m_s^{lim}) = \Delta\chi^2_D(\Delta m_s^{lim})$$

Appliquant cette procédure aux données, nous obtenons une limite inférieure proche de 6.4 ps^{-1} . Notons qu'à ce stade, les incertitudes systématiques ne sont pas encore prises en compte.

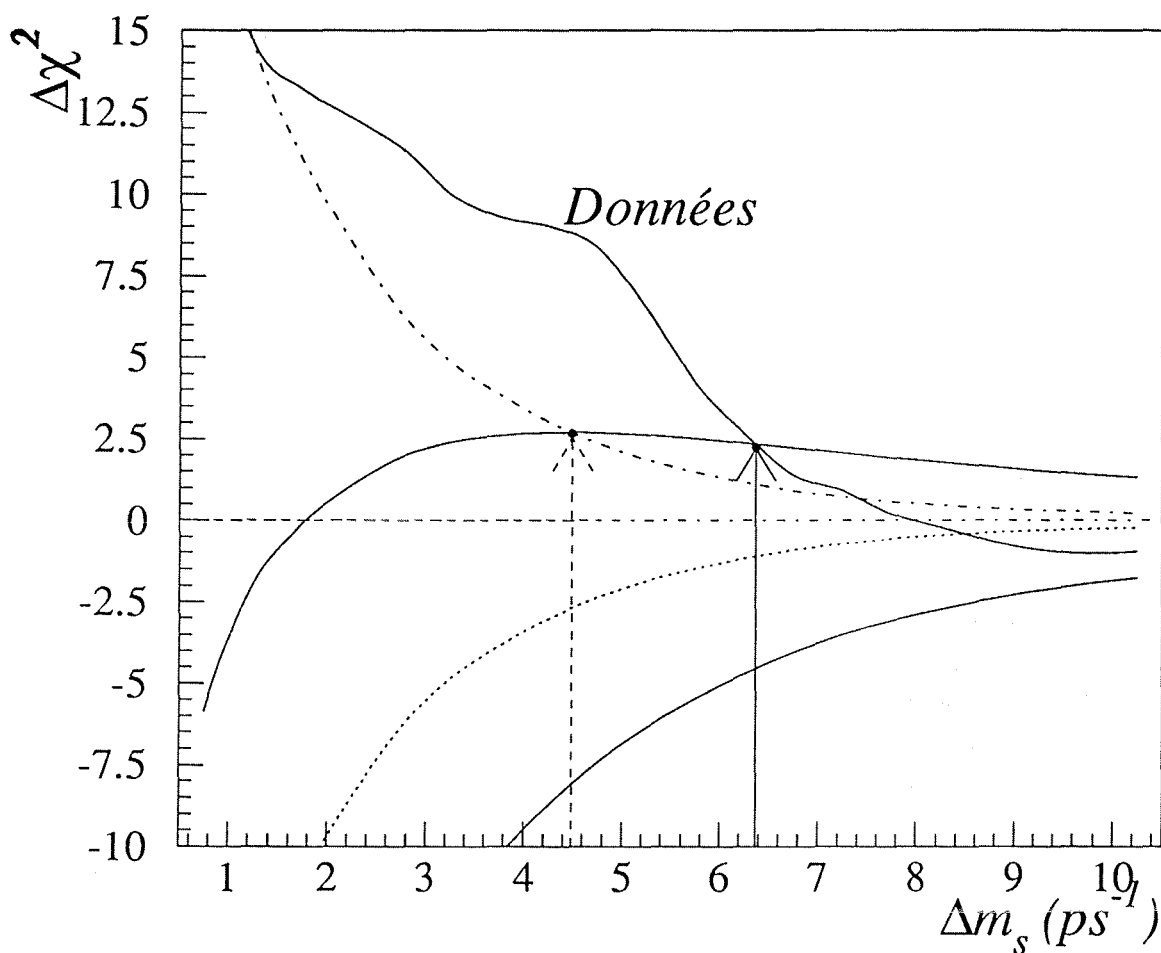


Figure 9.9: La limite sur Δm_s , obtenue sur les données (6.4 ps^{-1}), est obtenue par l'intersection du contour à 95% de niveau de confiance et de la courbe des données (traits pleins). On a représenté le contour de la zone à 95% de niveau de confiance (statistique uniquement) en traits pleins également. la moyenne $\langle \Delta \chi^2(\Delta m_s^G) \rangle$ pour les expériences générées à Δm_s^G est représentée en pointillé ; la moyenne des expériences générées à $\Delta m_s = \infty$ est représentée en tirets. La limite sensible (voir paragraphe suivant), obtenue à l'intersection du contour à 95% de niveau de confiance et de cette courbe moyenne, est d'environ 4.5 ps^{-1} .

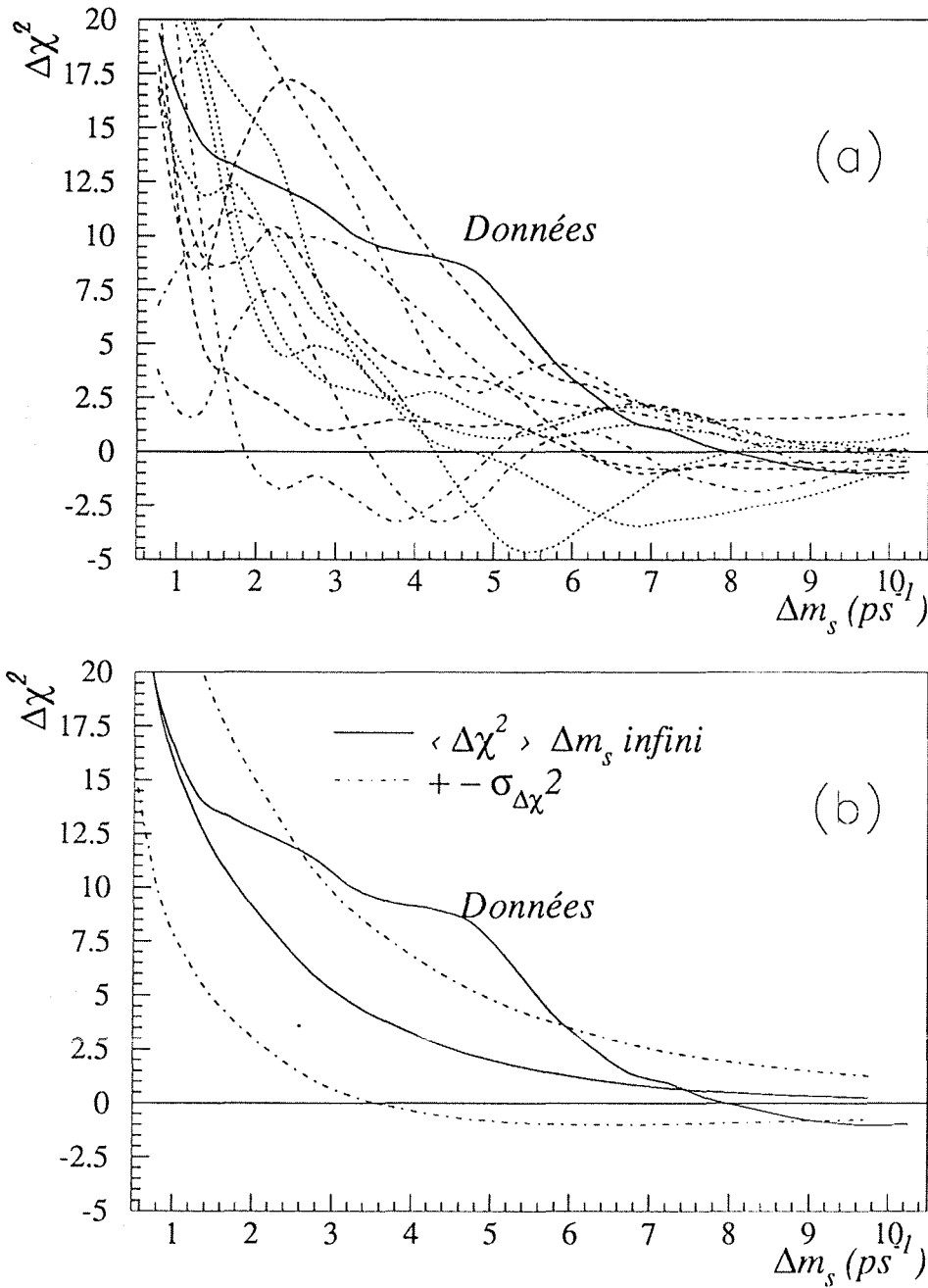


Figure 9.10: en (a), $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ obtenu à partir des données 91-92-93 (en trait plein), comparé aux courbes obtenues pour quelques échantillons de Monte-Carlo simplifié, générés avec $\Delta m_s = \infty$. La figure (b) compare la même courbe de données avec la moyenne des expériences Monte-Carlo de Δm_s infini (trait plein) et les limites correspondant aux fluctuations statistiques d'un écart standard (traits pointillés).

9.4.2 Fluctuations, sensibilité, et interprétation statistique

Comparaison des données avec des expériences générées à $\Delta m_s = \infty$

La limite obtenue sur les données est relativement élevée. Pour comprendre ce résultat, nous avons comparé la courbe $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ des données à une série d'échantillons de même statistique que nos données, et de Δm_s^G généré à l'infini (Fig. 9.10). Les fluctuations statistiques des courbes de $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ d'une expérience à l'autre sont très importantes. La courbe des données réelles présente une fluctuation positive entre 2 et 6 ps^{-1} environ.

Pour interpréter statistiquement cette fluctuation de la courbe de $\Delta\chi^2_D(\Delta m_s)$ dans les données, nous avons mesuré, pour 500 expériences générées à $\Delta m_s = \infty$, la distribution des limites inférieures obtenues sur Δm_s (Fig. 9.11). Ces limites sont obtenues à l'intersection du contour à 95% de niveau de confiance avec chacune des courbes, telles que celles données sur la figure 9.10. Ce que nous appelons le "facteur chance", correspond à la probabilité qu'une expérience donne une limite supérieure à celle déterminée à partir des données ; il vaut environ 14% dans notre cas.

Une autre interprétation statistique de la limite obtenue sur les données, consiste à la comparer à ce que nous appelons la limite "sensible" Δm_s^{sens} , obtenue à l'intersection du contour à 95% de niveau de confiance, et de la courbe moyenne d'une infinité d'expériences générées à $\Delta m_s = \infty$. Intuitivement la limite sensible, de l'ordre de 4.5 ps^{-1} , caractérise la sensibilité propre à notre méthode de mesure des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, indépendamment des fluctuations statistiques d'un jeu de données à l'autre.

L'on peut démontrer que cette limite sensible est directement reliée à la fonction de sensibilité du signal d'oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ et au niveau de confiance choisi. En effet, on peut montrer à partir de la formule 9.2, que la moyenne $\langle \Delta\chi^2 \rangle(\Delta m_s)$ pour les expériences de Δm_s^G généré à l'infini, est l'opposée de la fonction de $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ définie au § 9.3.4 et dans l'équation 9.4, donnant la profondeur moyenne des minima attendus pour des expériences générées à Δm_s . En effet, rappelons l'équation 9.2, donnant le $\Delta\chi^2$ pour une expérience donnée :

$$\Delta\chi^2 = -\frac{1}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} N_i \times [q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)] \times [2\bar{q}_i - q_i(\Delta m_s) - q_i(\infty)]$$

Nous avons vu au § 9.3.4 que la fonction $\langle \Delta\chi^2(\Delta m_s) \rangle$ s'obtient en remplaçant les $\bar{q}_i$, moyennes mesurées dans les bins i , quand $N \rightarrow \infty$, par la fonction théorique $q_i(\Delta m_s^G)$. Suivant le même raisonnement, la courbe moyenne $\langle \Delta\chi^2(\Delta m_s) \rangle$ des échantillons générés à $\Delta m_s^G = \infty$, s'obtient en remplaçant les moyennes $\bar{q}_i$, par la fonction théorique $q_i(\infty)$ dans l'équation ci-dessus: on obtient alors la fonction $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ (Eq. 9.4) au signe près. La limite sensible est alors obtenue au point Δm_s^{sens} tel que :

$$\begin{aligned} \langle \Delta\chi^2 \rangle(\Delta m_s^{sens}) - (-) \langle \Delta\chi^2 \rangle(\Delta m_s^{sens}) &= 1.64 \times \sigma_{\Delta\chi^2}(\Delta m_s^{sens}) \\ \Rightarrow 2 S(\Delta m_s^{sens}) &= 1.64 \end{aligned}$$

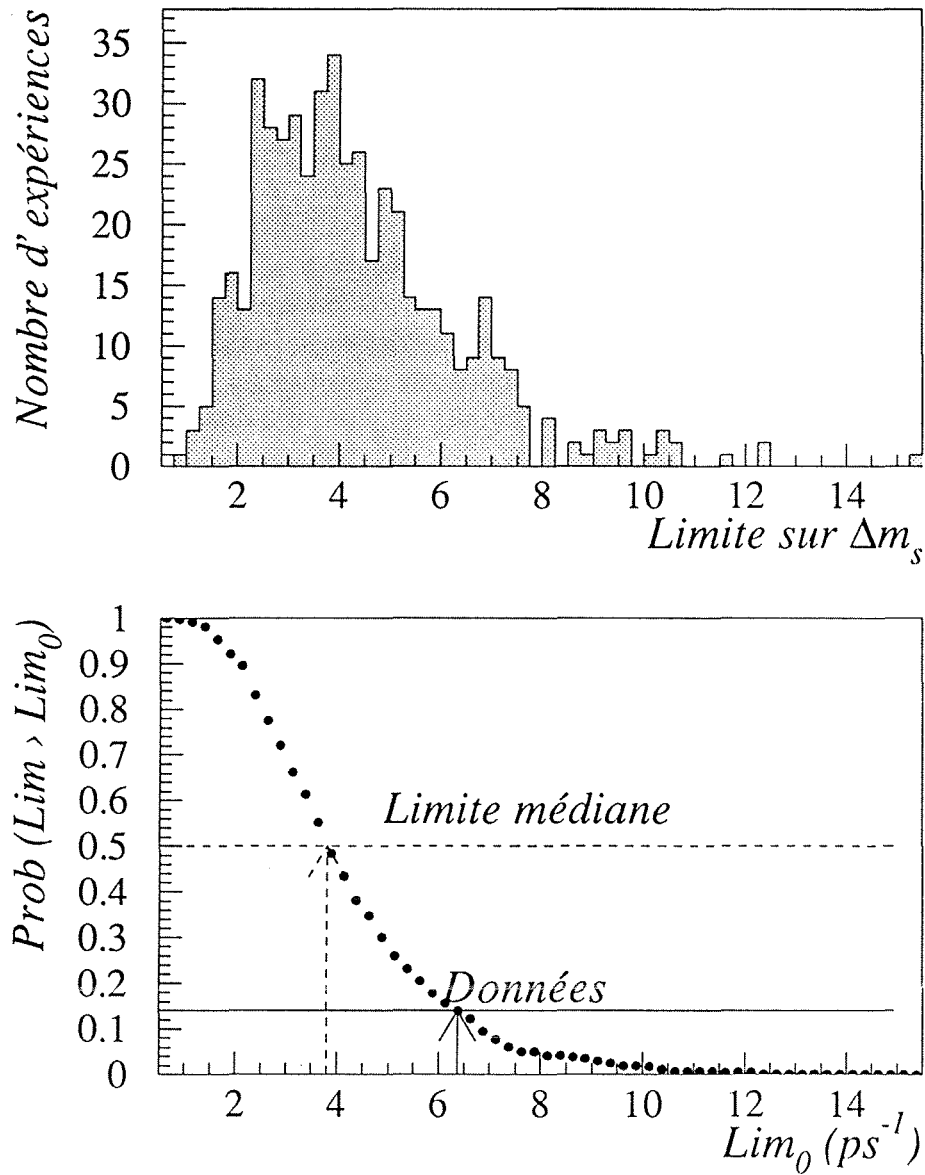


Figure 9.11: Figure du haut : distribution des limites obtenues sur Δm_s , pour un ensemble de 500 échantillons de Monte-Carlo, générés à $\Delta m_s = \infty$. En bas nous avons représenté la probabilité d'obtenir une limite supérieure à une limite Lim_0 donnée, à partir de l'intégration de la distribution du haut. La probabilité d'obtenir une limite plus haute que celle des données est d'environ 14%.

9.4. Limite inférieure sur Δm_s

Elle est obtenue au point où la visibilité du signal, égale à $2S$ et représentant la séparation entre la courbe des échantillons générés à l'infini (cas où le terme oscillatoire est nul) et la courbe $\langle \Delta\chi^2 \rangle$, est de 1.64 écart standard.

Au regard de cette interprétation de la limite sensible, le problème du facteur "chance" faible (14%) et de la différence importante entre la limite sensible (4.5 ps^{-1}) et la limite obtenue à partir des données (6.4 ps^{-1}), révèle une autre facette du même problème. La limite que nous obtenons sur les données se situe en bordure de la zone de sensibilité : la séparation entre les courbes moyennes correspondant à Δm_s infini et Δm_s généré à une valeur finie, est tout juste supérieure à un écart standard (Fig. 9.12).

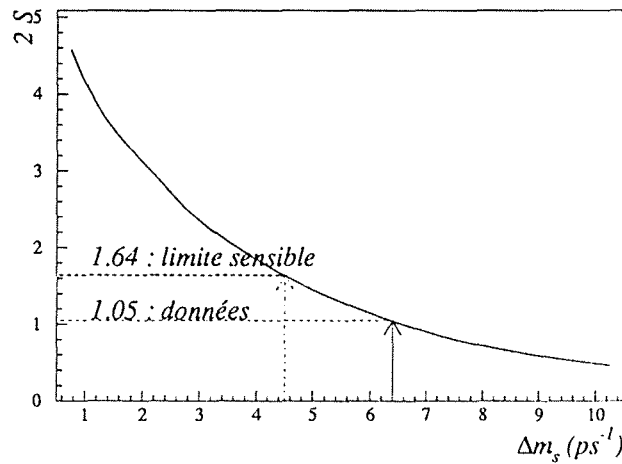


Figure 9.12: Sensibilité en fonction de Δm_s : la limite sensible correspond au point tel que $2S(\Delta m_s^{sens}) = 1.64$. A la limite Δm_s^{lim} obtenue sur les données, $2S$ vaut environ 1 écart standard.

Pourtant, mathématiquement, la méthode que nous utilisons est correcte. En effet, nous avons vérifié, pour des échantillons générés à différentes valeurs de Δm_s , que moins de 5% des expériences donnaient une limite supérieure à la valeur générée, ce qui correspond bien à la définition d'un niveau de confiance à 95%. Des études sont actuellement en cours pour choisir d'autres méthodes moins susceptibles de placer une limite dans une zone sans sensibilité.

Il se pose ici un problème d'interprétation : il est difficile de comparer une limite sur les oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ avec le résultat obtenu par une autre méthode et(ou) sur un autre jeu de données, sans l'accompagner du facteur "chance" et de la limite sensible correspondants. Les comparaisons des limites sensibles attendues pour différentes méthodes de mesure des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ permettent de comparer leur sensibilité ; le facteur chance permet d'interpréter statistiquement la "robustesse" du résultat obtenu, et d'envisager l'évolution possible de la limite si la statistique était augmentée.

Comparaison électrons-muons

Un autre exemple illustre les fluctuations statistiques importantes sur la limite trouvée, suivant l'échantillon étudié. Nous avons séparé les muons et les électrons dans les données. Pour ces deux échantillons, la composition, notamment la fraction de bruit de fond, est différente. Il semble que l'on ait de la "chance" pour l'échantillon d'électrons, et de la "malchance" pour l'échantillon de muons (Fig. 9.13). Néanmoins pour chacun des deux échantillons la courbe $\Delta\chi^2$ (Δm_s) obtenue est compatible avec les prévisions ; ceci nous permet de vérifier que nous n'avons pas de gros problème de modélisation du bruit de fond.

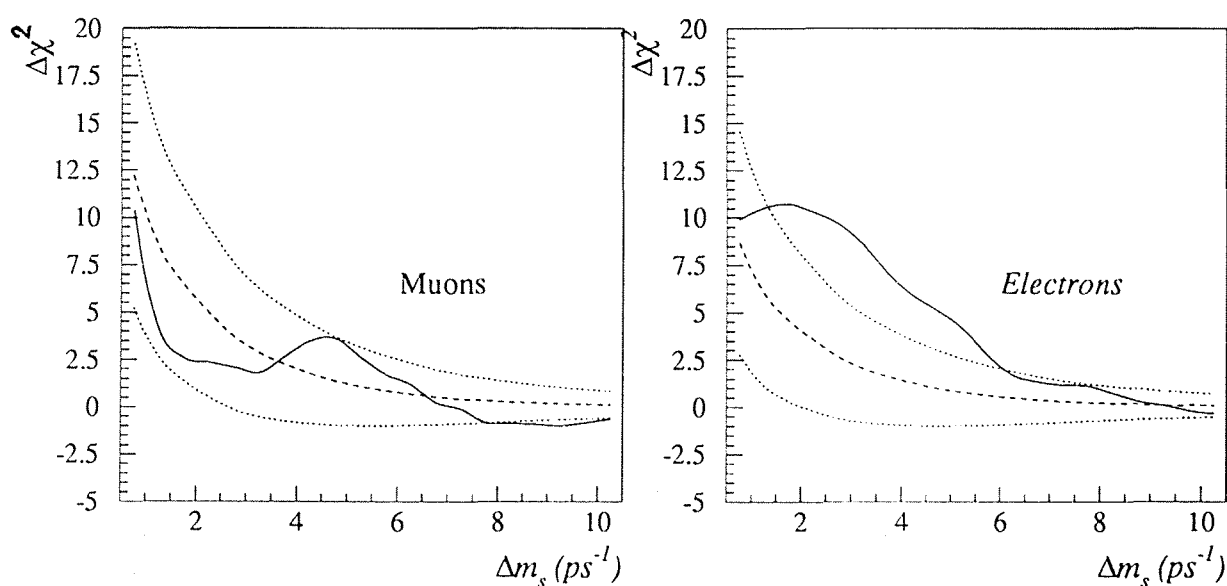


Figure 9.13: Comparaison du $\Delta\chi^2$ obtenu dans les données (trait plein) avec la moyenne des échantillons de $\Delta m_s = \infty$ (tirets), pour les muons et les électrons analysés séparément. Le domaine prédit à 1 écart standard est représenté en traits pointillés. Les courbes moyennes et les écarts standard sont différents entre les deux échantillons (qui n'ont pas le même nombre d'événements et sont de composition légèrement différente).

9.5 Impact des incertitudes systématiques

9.5.1 Principe

Les paramètres qui interviennent dans la prédiction théorique la charge moyenne en fonction du temps (autres que Δm_s) sont entachés d'incertitudes. Notons Par_D^j les valeurs (inconnues) de ces paramètres dans les données réelles, et Par_E^j les estimations de ces paramètres que nous utilisons pour la prédiction de la charge moyenne théorique (voir tableau 8.1). On suppose que les probabilités qu'un paramètre $Par_D^j = Par^j$ sont des gaussiennes de moyennes Par_E^j et d'écart type σ_{Par^j} .

L'erreur sur le $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) attendu pour les expériences générées à Δm_s^G présente une composante statistique, correspondant aux variations d'une expérience à l'autre, comme nous l'avons vu précédemment. Elle présente également une composante systématique, due à l'incertitude sur les paramètres dans les données réelles, car la moyenne $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ est dépendante des paramètres Par^j générés. L'erreur systématique correspond à la largeur de la distribution des moyennes, obtenues pour divers jeux de paramètres générés Par^j , et pondérées par la probabilité que $Par^j = Par_D^j$.

L'on peut tout d'abord calculer la largeur totale du $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) en utilisant la simulation simplifiée. Simplement, au lieu de garder un jeu de paramètres Par^j fixés aux Par_E^j pour la génération de chaque expérience, on génère un nouveau jeu de paramètres Par^j (suivant des gaussiennes de moyennes Par_E^j), pour la simulation de chaque nouvelle expérience.

L'on peut aussi calculer analytiquement la composante systématique à la largeur de la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G). Reprenons l'équation 9.2 donnant le $\Delta\chi^2$ pour une expérience, en séparant bien les paramètres vrais (générés) Par^j qui interviennent dans les charges moyennes mesurées $\bar{q}_i$, des paramètres estimés Par_E^j qui interviennent dans les charges moyennes prédites q_i :

$$\Delta\chi^2 = -\frac{1}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} N_i \left[q_i(\Delta m_s, Par_E^j) - q_i(\infty, Par_E^j) \right] \\ \times \left[2\bar{q}_i(\Delta m_s, Par^j) - q_i(\Delta m_s, Par_E^j) - q_i(\infty, Par_E^j) \right]$$

A la limite où $N \rightarrow \infty$:

- $N_i \rightarrow N \times p_i$
- $\bar{q}_i(\Delta m_s, Par^j) \rightarrow q_i(\Delta m_s, Par^j)$, et donc

$$\langle \Delta\chi^2 \rangle \rightarrow -\frac{N}{\sigma_0^2} \sum_{i=1}^{Nbin} p_i \left[q_i(\Delta m_s, Par_E^j) - q_i(\infty, Par_E^j) \right] \\ \times \left[2q_i(\Delta m_s, Par^j) - q_i(\Delta m_s, Par_E^j) - q_i(\infty, Par_E^j) \right] \quad (9.8)$$

Supposons la dépendance de $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ en fonction du paramètre i linéaire au voisinage de Par_E^j , hypothèse qui semble bien vérifiée. La contribution systématique $\sigma_{\Delta\chi^2}^{yst}$ due au paramètre i , à la largeur de la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G), correspond alors à la variation de $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ (Δm_s^G) (en valeur absolue), entre les deux cas de figure:

- $Par^j = Par_E^j$
- $Par^j = Par_E^j + \sigma_{Par^j}$

Après développements dans la formule 9.8, on trouve :

$$\sigma_{\Delta\chi^2}^{yst} = \frac{2N}{\sigma_0^2} \times \left| \sum_{i=1}^{Nbin} p_i \left[q_i(\Delta m_s, Par_E^j) - q_i(\infty, Par_E^j) \right] \right. \\ \left. \times \left[q_i(\Delta m_s, Par_E^j + \sigma_{Par^j}) - q_i(\Delta m_s, Par_E^j) \right] \right|$$

Nous avons testé la validité de ce calcul de l'erreur systématique pour le paramètre f_s (fraction de B_s^0), qui est l'une des plus importantes sources d'erreur systématique, dans le domaine de Δm_s proche de la limite sensible. Les largeurs des distributions de $\Delta\chi^2$, obtenues en variant la fraction de B_s^0 dans la génération des échantillons de simulation rapide, correspondent à la prédiction (somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique calculée).

Nous appliquerons donc le calcul de l'erreur systématique donné ci-dessus pour chacun des paramètres séparément; nous pouvons alors négliger les contributions de certains paramètres à l'erreur systématique totale. Les erreurs systématiques dues à l'incertitude sur les paramètres sont des fonctions de Δm_s . Par exemple, on a représenté sur la figure 9.14 la largeur systématique due à f_s , autour de la courbe moyenne $\langle \Delta\chi^2 \rangle$.

9.5. Impact des incertitudes systématiques

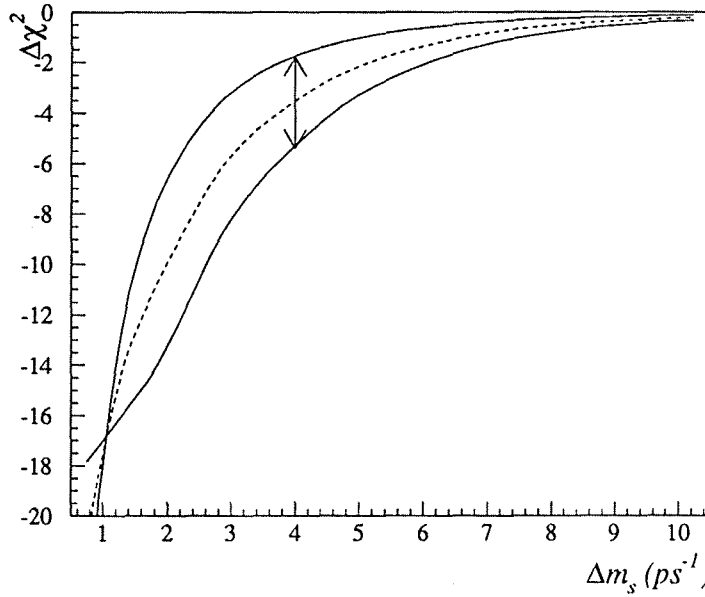


Figure 9.14: Courbe $\langle \Delta\chi^2 \rangle (\Delta m_s)$ obtenue pour f_s généré = 0.114 (trait pointillé), et contour à 1 écart standard (trait plein) des familles de courbes $\langle \Delta\chi^2 \rangle$ obtenues en variant la fraction f_s de ± 0.035 selon une gaussienne autour de sa valeur estimée (0.114). La composante systématique à la largeur de la distribution de $\Delta\chi^2$ (4 ps^{-1}), par exemple, correspond à la double flèche indiquée.

9.5.2 Paramètres importants

Nous ne garderons que les contributions des paramètres les plus significatifs, qui déterminent la visibilité des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$, après avoir vérifié que les contributions des autres étaient négligeables :

- les paramètres intervenant dans l'amplitude de l'oscillation : fraction de B_s^0 (incertitude 31%), le terme fonction des charges moyennes de jet $\frac{Q_{qJ}^C(B_s) + Q_{qJ}^C(\overline{B}_s)}{2}$ (incertitude 10%), et fraction de cascades (incertitude 15%);
- les fractions et les charges moyennes de charme et de bruit de fond, d'après la remarque du § 9.2.4. L'intervalle de variation de la charge du charme Q_c que nous avons adopté, est obtenu en sommant quaratiquement l'erreur de mesure, à partir des données, de la composante de l'hémisphère opposé au lepton, et une erreur de 20% sur la composante de l'hémisphère du lepton (extraite de la simulation).
- L'erreur systématique sur Δm_d est non négligeable uniquement aux faibles valeurs de Δm_s .

Les composantes systématiques à la largeur de la distribution de $\Delta\chi^2$ (Δm_s^G) pour les différents paramètres, et pour une valeur Δm_s^G donnée, sont sommées en quadrature, pour calculer l'erreur systématique totale.

9.5.3 Résultat obtenu sur les données

La limite inférieure sur Δm_s obtenue à partir des données, est de 6.2 ps^{-1} (Fig. 9.15), en tenant compte des incertitudes systématiques. Nous avons représenté la charge moyenne en fonction du temps pour $\Delta m_s = 6.2 \text{ ps}^{-1}$ sur la figure 9.16.

L'intersection du contour à 95% de niveau de confiance avec la courbe moyenne des expériences de Δm_s infini, se situe à une valeur de Δm_s d'environ 3.6 ps^{-1} .

9.6 Comparaison avec les limites obtenues par d'autres méthodes dans ALEPH

9.6.1 Méthode basée sur la sélection de kaons de fragmentation

Une autre méthode [4] utilisée dans ALEPH, utilise également des événements lepton-jet, mais l'échantillon est enrichi en mésons B_s^0 par sélection de kaons de fragmentation (Fig. 9.17). La charge du lepton permet d'étiqueter la charge à la désintégration.

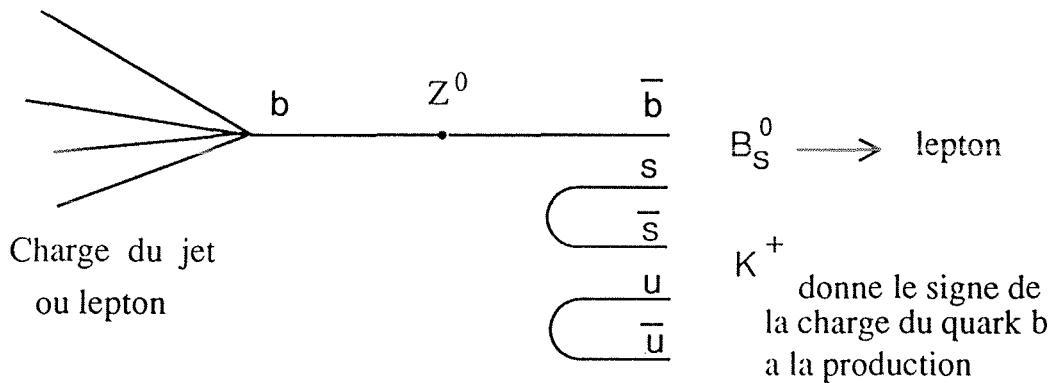


Figure 9.17: Principe de la méthode basée sur la sélection de kaons de fragmentation.

Le kaon chargé de fragmentation joue un double rôle : il permet d'une part d'enrichir l'échantillon en B_s^0 , et d'autre part d'étiqueter la charge du quark b à la production. L'étiquetage de la charge du quark b à la production est complété par la charge du jet (ou le lepton s'il existe)

9.6. Comparaison avec les limites obtenues par d'autres méthodes dans ALEPH

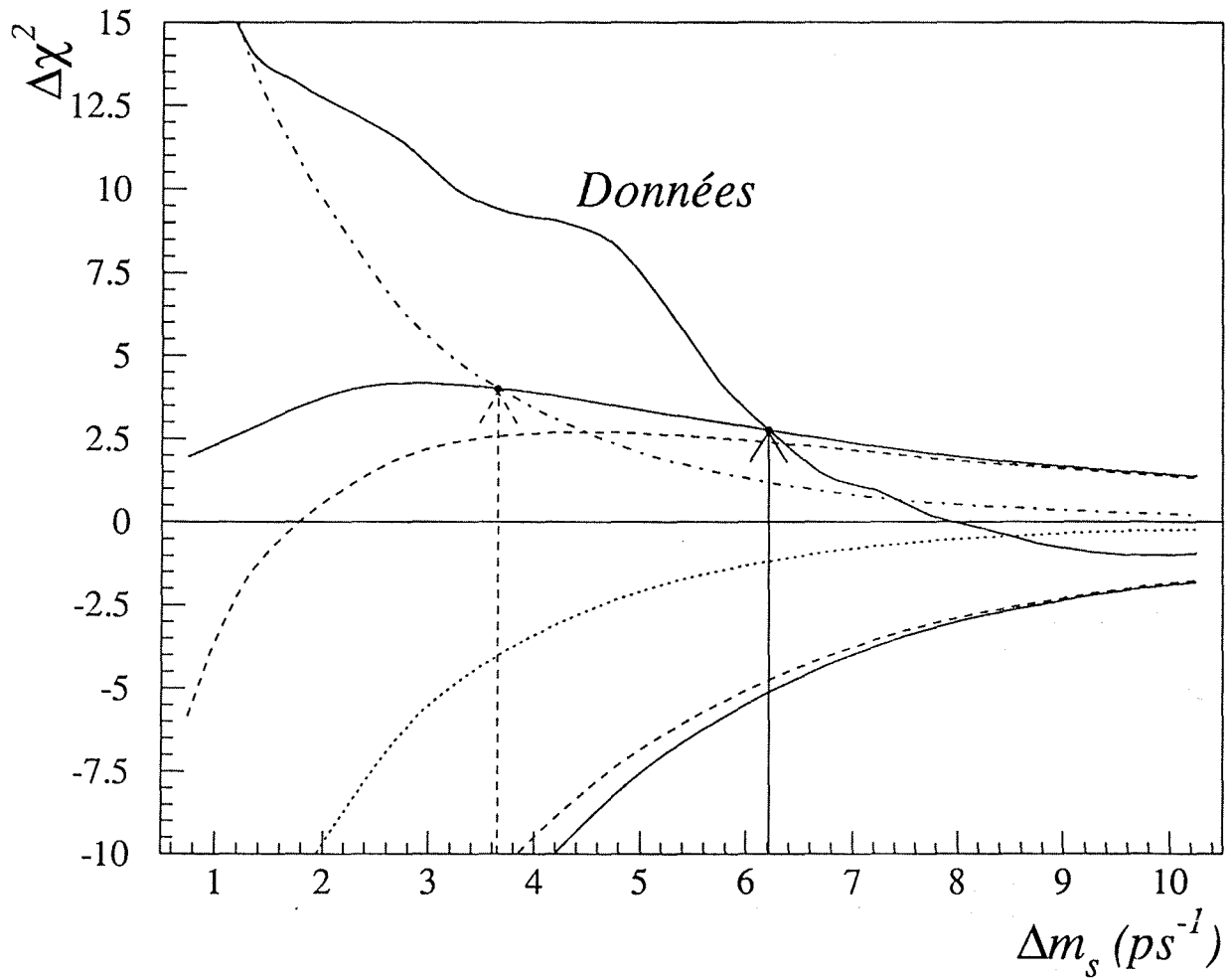


Figure 9.15: La limite sur Δm_s^D obtenue sur les données (6.2 ps^{-1}), est obtenue à l'intersection du contour à 95% de niveau de confiance tenant compte des incertitudes systématiques, et de la courbe des données (traits pleins). On a représenté la moyenne du $\Delta\chi^2$ pour les expériences générées à Δm_s (pointillé), symétrique par rapport à l'axe x de la moyenne des expériences générées à $\Delta m_s = \infty$. La limite médiane obtenue par intersection du contour et de cette courbe moyenne est de 3.6 ps^{-1} . Les courbes en tirets représentent le contour à 95% de niveau de confiance, si l'on tient compte uniquement des effets statistiques et ignore les incertitudes systématiques.

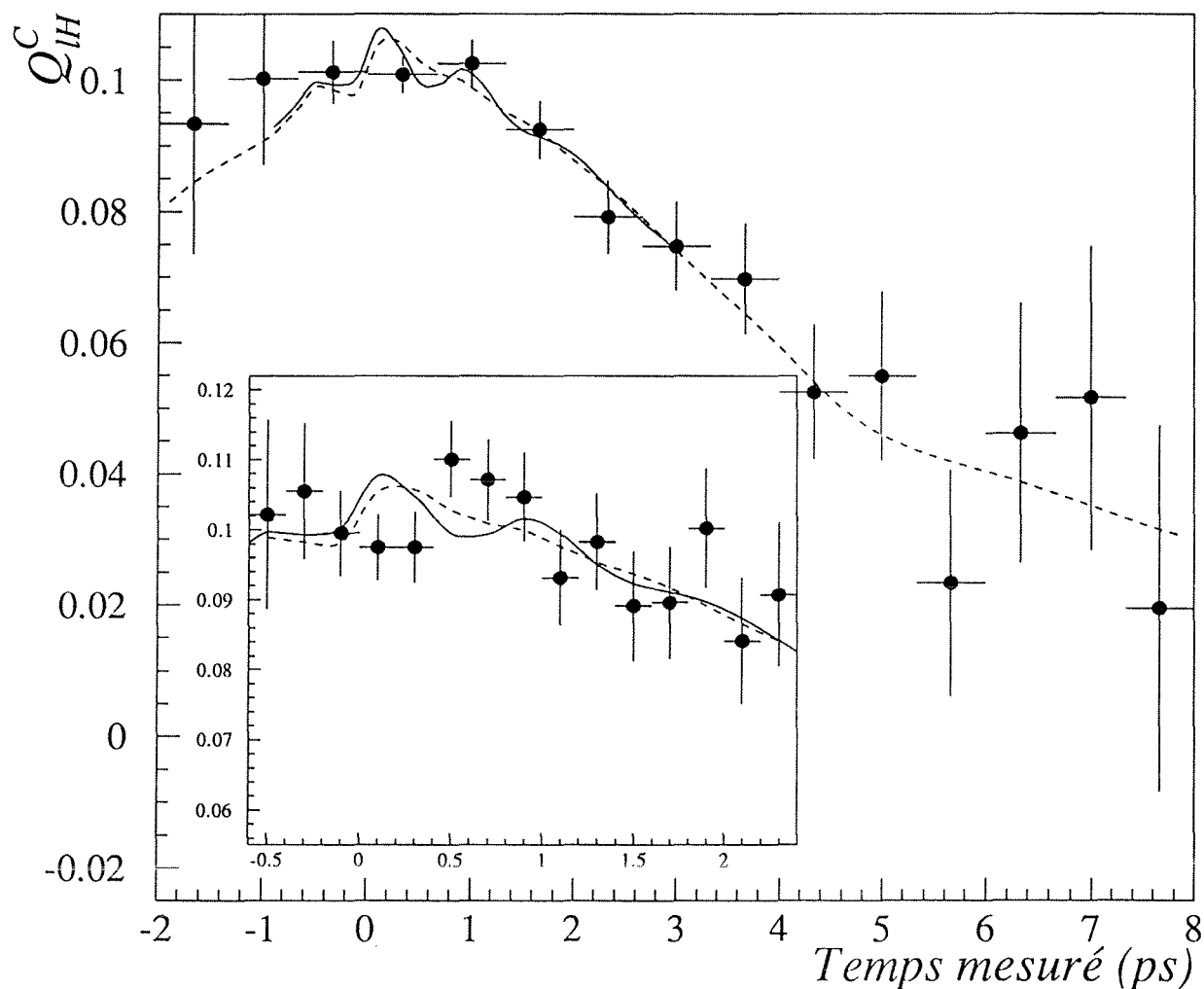


Figure 9.16: Charge moyenne combinée Q_{IH}^C en fonction du temps mesuré, avec détail entre -0.5 et 2 ps. Les points représentent les données ; la courbe pointillée est prédite pour $\Delta m_s = \infty$, tandis que la courbe en trait plein est attendue si $\Delta m_s = 6.2 \text{ ps}^{-1}$, limite inférieure que nous avons placée.

9.6. Comparaison avec les limites obtenues par d'autres méthodes dans ALEPH

dans l'hémisphère opposé à la mesure du temps. Avec cette méthode, la fraction de B_s^0 est augmentée de 44%, et la probabilité de se tromper de signe diminue de 15%. Néanmoins l'efficacité de la sélection (22%) est faible, et la sensibilité de cette méthode à Δm_s est plus faible de 60% par rapport à la méthode totalement inclusive que nous utilisons. La limite obtenue sur les données 1991-94 (2 fois plus de statistique qu'en 1991-93) est de :

- $\Delta m_s > 3.5 \text{ ps}^{-1}$, sans systématique, correspondant à la limite sensible ;
- $\Delta m_s > 3.3 \text{ ps}^{-1}$, avec systématique, légèrement plus élevée que la limite sensible à 2.8 ps^{-1} .

9.6.2 Méthode des dileptons

La sensibilité statistique de la méthode des dileptons [5] est inférieure à celle de la méthode de la charge du jet, et l'on s'attend à trouver une limite plus basse. La limite obtenue sur les données 91-92-93 [6], et pour $f_s = 0.12$, est de :

- 4.1 ps^{-1} , effets statistiques seuls.
- 3.9 ps^{-1} , en tenant compte des effets systématiques

La situation semble favorable : la probabilité de trouver une limite supérieure à 3.9 ps^{-1} dans un échantillon de Δm_s infini, est de 15%.

9.6.3 Charge du jet avec rapidité

Une analyse [6] menée par un autre groupe d'ALEPH, basée sur les événements lepton-jet, utilise la rapidité au lieu de l'impulsion dans la pondération de la charge du jet. La sélection des événements, et le formalisme sont également différents, mais la sensibilité de la méthode est équivalente à la nôtre. La limite obtenue sur les données en supposant une fraction de B_s^0 de 12% est de :

$$\Delta m_s > 6.0 \text{ ps}^{-1}$$

Cette limite est comparable à celle que nous avons obtenue :

$$\Delta m_s > 6.2 \text{ ps}^{-1}$$

à 95% de niveau de confiance.

Bibliographie

- [1] H.G Moser, Fourier Analysis for $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing, note interne ALEPH 95-019 PHYSIC 95-018.
- [2] A. Roussarie, note interne ALEPH, en préparation.
- [3] L. Montanet *et al.*, Review of Particles Properties, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).
- [4] M.C. Lemaire and A. Roussarie, Time Dependent B_s Mixing from lepton-kaon correlations, note interne ALEPH 95-033 PHYSIC 95-031.
- [5] D. Buskulic *et al.* (ALEPH Collab.), An investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillation, Phys. Lett. **B 322** (1994) 441-458;
R. Forty, Measurement of the B_d^0 Oscillation Frequency and a lower limit for the B_s^0 , note interne ALEPH 94-077 PHYSIC 94-066.
- [6] R. Forty, invited talk at the Xth Rochester conference on High Energy Physics (Glasgow 1994); Y. Pan (ALEPH Collab.) CERN-PPE/94-576 et 94-584.

Chapitre 10

Comparaison aux autres expériences

Dans ce chapitre, nous situons nos résultats expérimentaux sur les fréquences d'oscillation Δm_d et Δm_s , par rapport à l'ensemble des mesures existantes.

10.1 Mesures de Δm_d

10.1.1 Revue de l'ensemble des résultats

L'ensemble des mesures de Δm_d effectuées sur les expériences LEP et à l' $\Upsilon(4s)$ sont résumées sur la figure 10.1 : la moyenne mondiale des mesures, qui a été mise à jour ici, en négligeant les erreurs systématiques communes à plusieurs mesures, est de :

$$\Delta m_d = 0.477 \pm 0.025 \text{ } \hbar/\text{ps}$$

- On peut distinguer, parmi les mesures dépendantes du temps effectuées au LEP (expériences ALEPH, DELPHI, et OPAL), les méthodes exclusives, basées sur la sélection de B_d^0 par leurs désintégrations en D^* , des méthodes inclusives : dileptons (ALEPH, DELPHI, OPAL), lepton-jet (ALEPH), et lepton-kaons-jet (DELPHI). Tous ces résultats sont basés sur l'analyse des données 1991-92-93.

Pour les raisons expliquées aux § 3.4.2 et 8.6, l'erreur sur Δm_d par les méthodes exclusives est essentiellement d'origine statistique, tandis que l'erreur donnée par les méthodes inclusives est légèrement dominée par les incertitudes systématiques : temps de vie du B_d^0 , fraction de B_d^0 , fraction de B_s^0 , et fraction de cascades essentiellement.

Les résultats de la figure 10.1 sont tirés de [1], hormis :

- le résultat de DELPHI par la méthode inclusive lepton-kaon-charge du jet, récemment remis à jour [2] ;

B_d^0 Mass Difference

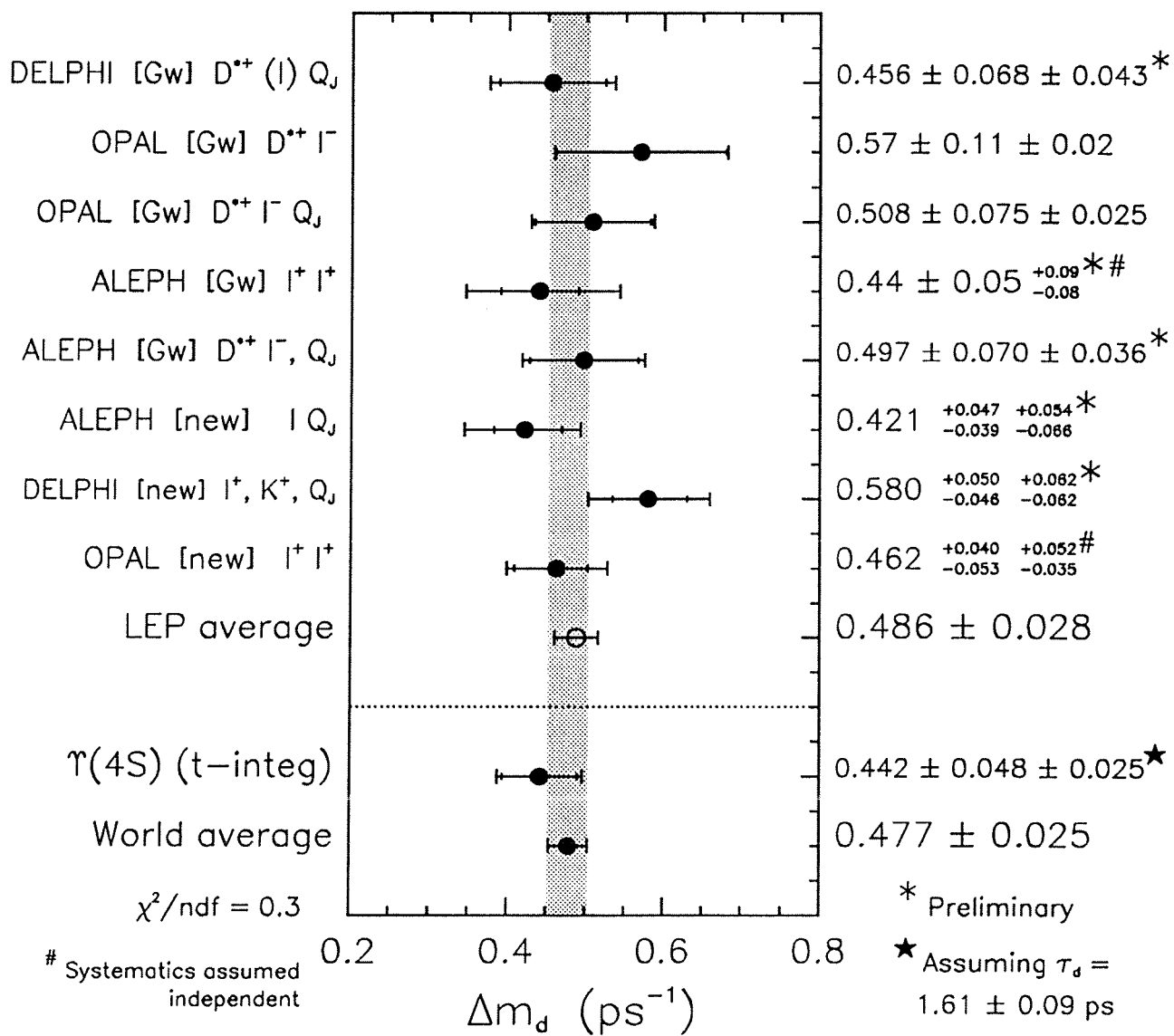


Figure 10.1: Ensemble des mesures de Δm_d effectuées au LEP et à l' $\Upsilon(4s)$.

- le nouveau résultat d'OPAL par la méthode des dileptons [3] ;
- notre résultat par la méthode lepton-jet.

La moyenne des mesures de Δm_d au LEP vaut :

$$\Delta m_d = 0.486 \pm 0.028 \text{ } \hbar/\text{ps}$$

- La moyenne des résultats du LEP est en accord avec la mesure du taux moyen d'oscillation χ_d à la résonance Υ (4s), en supposant $\tau_{B_d} = 1.614 \pm 0.087 \text{ ps}$ [4] :

$$\Delta m_d = 0.442 \pm 0.048 \pm 0.025 \text{ } \hbar/\text{ps}$$

où la première erreur provient directement de la mesure de χ_d , et la seconde de l'incertitude sur le temps de vie du B_d^0 .

10.1.2 Mesure de l'élément de matrice de CKM $|V_{td}|$

De la mesure de Δm_d , et des résultats relatifs aux constantes de désintégration, au terme de sac et à la masse du top, on déduit la valeur de $|V_{td}|$ (voir § 2.3.3 et § 2.3.4) :

$$|V_{td}| = (0.91 \pm 0.03 \pm 0.14 \pm 0.26) \times 10^{-2}$$

Ce résultat est en accord avec la contrainte d'unitarité de la matrice de CKM [1] :

$$0.40 \times 10^{-2} < |V_{td}| < 1.50 \times 10^{-2}$$

Mais il est très peu précis. Notons que l'incertitude sur $|V_{td}|$ liée à l'erreur de mesure sur Δm_d n'est que de 3%. L'erreur sur la valeur de $|V_{td}|$ est en réalité complètement dominée par l'incertitude théorique (0.14 pour la masse du top, 0.26 pour la constante de désintégration et le terme de sac). Pour s'affranchir partiellement de cette incertitude théorique il est nécessaire de combiner les mesures de Δm_d et Δm_s comme expliqué au § 2.3.4.

10.2 Limites sur Δm_s

10.2.1 Revue de l'ensemble des résultats

Une analyse exclusive a été menée récemment sur l'expérience DELPHI. Elle est basée sur la sélection de B_s^0 se désintégrant en lepton et D_s , le D_s se désintégrant lui-même en $\phi\pi$ ou K^*K . Le lepton est utilisé pour l'étiquetage de la charge du quark b à la production, tandis que la charge du jet dans l'hémisphère opposé en mesure la charge à la production. Les événements dileptons sont retirés de l'échantillon, de manière à combiner les deux mesures plus facilement,

ultérieurement. La limite inférieure citée [5] à 95% de niveau de confiance et pour l'analyse des données 1991-93, est de :

$$\Delta m_s > 2.1 \hbar/\text{ps}$$

Mais la sensibilité de la méthode est plus faible que celle de la méthode lepton-jet inclusive, notamment à cause de la faible statistique (≈ 30 événements), le retrait des événements dileptons, et l'utilisation de la charge du jet dans un seul hémisphère.

La nouvelle limite d'OPAL, issue de l'analyse des événements dileptons sur les données 1991-93, est comparable [3] :

$$\Delta m_s > 2.2 \hbar/\text{ps}$$

Rappelons les limites d'ALEPH détaillées au § 9.6 :

- $\Delta m_s > 3.3 \hbar/\text{ps}$ par la méthode des kaons de fragmentation, sur les données 1991-94 ;
- $\Delta m_s > 3.9 \hbar/\text{ps}$ par la méthode des dileptons, sur les données 1991-93 ;
- $\Delta m_s > 6.0 \hbar/\text{ps}$ par la méthode de la charge du jet pondérée par la rapidité, sur les données 1991-93.

Parmi l'ensemble de ces limites, la plus haute est celle de la méthode lepton-charge du jet, pondérée par la rapidité, ainsi que notre résultat :

$$\Delta m_s > 6.2 \hbar/\text{ps}$$

10.2.2 Etudes Envisagées

Rigoureusement, on ne peut citer comme limite finale sur Δm_s , à 95% de niveau de confiance, la limite la plus haute parmi celles ci-dessus. Compte-tenu des fluctuations statistiques importantes d'une mesure à l'autre, nous pourrions surestimer ainsi la limite. Il faudrait théoriquement sommer les courbes de vraisemblance (jouant le même rôle que la variable $\Delta\chi^2(\Delta m_s)$ que nous utilisons) pour toutes les mesures. Selon cette procédure, non seulement la sensibilité globale aux oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ en fonction de Δm_s devrait s'améliorer, mais le résultat devrait être plus robuste. Des discussions ont lieu actuellement pour définir la manière correcte de combiner toutes les mesures (effets systématiques inclus).

Des études sont également menées pour la définition rigoureuse de la limite inférieure sur Δm_s , capable de donner la limite la plus haute possible, tout en étant mathématiquement correcte et aussi peu sujette que possible à placer une limite dans une zone de non-sensibilité au signal d'oscillation $B_s^0 - \overline{B}_s^0$.

Bibliographie

- [1] R. Forty, CP violation and $B^0 - \overline{B}^0$ Mixing, à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [2] P. Billoir, L. Brillault, L. Chaussard, Measurement of the B_d^0 Oscillation frequency using kaons, leptons, and jet charge, note interne Delphi, à paraître. Ce résultat a été présenté aux Rencontres de Moriond QCD.
- [3] OPAL Collab., A Study of B Meson Oscillations Using Dilepton Events, CERN/PPE 95-12, à paraître dans Zeit. Phys. C.
- [4] P. Roudeau, Heavy Flavours (effects from strong interactions), à paraître dans Proceedings of the Xth Rochester conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [5] DELPHI Collab. (Oscillation team T11-Subgroup), Study of $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ Oscillations in Semileptonic decays (Preliminary Results), note interne DELPHI pour les conférences d'hiver.

CONCLUSION GENERALE

A partir des données 91-92-93 d'ALEPH, nous avons mesuré avec précision la différence de masses Δm_d :

$$\Delta m_d = 0.421 \pm_{-0.039}^{+0.047} \pm_{-0.066}^{+0.054} \hbar \text{ps}^{-1}$$

Nous avons également placé une limite sur la fréquence Δm_s des oscillations $B_s^0 - \overline{B}_s^0$:

$$\Delta m_s > 6.2 \hbar \text{ps}^{-1}$$

à 95% de niveau de confiance.

Toutefois, nous devons rester prudents : cette limite élevée est favorisée par une fluctuation statistique des données ; en effet, on attend en moyenne une limite de 3.8 ps^{-1} si Δm_s était infini, en se basant sur la sensibilité de la méthode lepton-jet,

D'autre part, l'origine de la différence entre les distributions du temps mesuré dans les données et la simulation complète n'est pas complètement élucidée ; des études doivent être poursuivies.

Résumé

A partir des données 1991, 1992, et 1993 collectées par l'expérience ALEPH du LEP, nous avons mesuré la fréquence d'oscillation du méson B_d^0 en son antiparticule, et placé une limite inférieure sur la fréquence d'oscillation du B_s^0 . Ces fréquences sont reliées aux termes V_{td} et V_{ts} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, et plus fondamentalement, au problème de la violation de CP.

Un échantillon de désintégrations hadroniques du Z est enrichi en événements de beauté, en sélectionnant un lepton de haute impulsion et de haute impulsion transverse. Ces événements sont divisés en deux hémisphères suivant un plan orthogonal à l'axe de poussée, ce qui permet de séparer les deux hadrons beaux produits.

Le temps de vol du hadron beau dans son référentiel propre est mesuré en reconstruisant sa distance de vol et son impulsion, par une méthode de vertexing topologique, appliquée aux désintégrations semileptoniques inclusives des hadrons beaux.

La charge du lepton révèle la nature (particule ou antiparticule) du hadron beau au moment où il se désintègre, tandis que la charge du quark beau dans ce hadron au moment de sa production est déterminée à partir des traces chargées dans les deux hémisphères, selon la méthode de la "charge du Jet". Les fréquences d'oscillation que nous mesurons à partir de la dépendance temporelle du produit moyen de la charge du lepton par la charge du jet, sont :

$$\Delta m_d = 0.421 \pm 0.047 \pm 0.039 \text{ (stat)} \pm 0.054 \pm 0.066 \text{ (syst)} \hbar \text{ ps}^{-1};$$

$$\Delta m_s > 6.2 \hbar \text{ ps}^{-1} \text{ à 95\% de niveau de confiance.}$$

Abstract

We have measured the frequency of the B_d^0 meson oscillation into its antiparticle, and extracted a lower limit on the B_s^0 oscillation frequency, using 1991, 1992 and 1993 data, collected by the ALEPH experiment at LEP. These frequencies are related to the V_{td} and V_{ts} Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix elements, and, more fundamentally, to CP violation in the Standard Model.

A sample of hadronic decays is enriched in beauty events, by requiring a lepton with high momentum and high transverse momentum. These events are divided into two hemispheres, by a plane orthogonal to the thrust axis; so the two b hadrons produced are separated.

The flight time of the b hadron in its rest frame is measured by reconstructing its decay length and its momentum, using a topological vertexing method, applied to inclusive semileptonic decays of b hadrons.

The lepton charge gives the b quark charge in the b hadron at decay time, and the b quark charge at production time is inferred from charged tracks in both hemispheres, using the "Jet Charge" method. The oscillations frequencies we extract from the measured time dependence of the average product of lepton and jet charges, are :

$$\Delta m_d = 0.421 +0.047-0.039 \text{ (stat)} +0.054-0.066 \text{ (syst)} \hbar \text{ ps}^{-1};$$

$$\Delta m_s > 6.2 \hbar \text{ ps}^{-1} \text{ at the 95\% confidence level.}$$