

Laboratoire d'Annecy – Le – Vieux
de Physique des Particules

Thèse

présentée à

L'Université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur en sciences

Spécialité : Sciences Physiques (Physique des Particules)

par

S. Jézéquel

Etude du canal $b \rightarrow e$

et

mesure du paramètre de mélange $B^0 - \bar{B}^0$

avec le détecteur L3

The following is a list of the names of the

persons who have been named in the

above mentioned document, and the date

of their death.

Name

Date of death

1. John Doe

2. Jane Smith

3. Robert Johnson

4. Mary White

5. Thomas Green

6. Elizabeth Brown

7. William Black

8. Sarah Grey

9. James Blue

10. Margaret Red

11. Charles Yellow

12. Anne Pink

13. George Purple

14. Helen Orange

15. Benjamin Green

16. Rebecca White

17. Daniel Black

Je remercie le Professeur D. Decamp d'avoir si bien su communiquer son enthousiasme pour la physique des particules lors de mon année de D.E.A. et d'avoir accepté la présidence de ce jury.

Je remercie Monsieur D. Linglin, Directeur du LAPP, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Messieurs A. ROUGE et G. SMADJA ont été rapporteurs pour cette thèse. Je les remercie pour leur conseils avisés et d'avoir accepté de rapporter cette thèse.

Monsieur B. ADEVA et Madame P. FRANZINI ont fait partie de ce jury. Ils m'ont beaucoup aidé dans mon travail de thèse et leurs réflexions m'ont aidé à clarifier les idées.

Monsieur G. SAUVAGE a dirigé cette thèse pendant deux années. Je le remercie d'abord de m'avoir laissé le temps de me familiariser avec la physique expérimentale avant de choisir ce sujet de thèse. Ses conseils m'ont permis de prendre du recul par rapport à l'informatique pour ne pas oublier le sujet de physique. Enfin, sa confiance dans mes travaux m'a poussé à aller toujours plus loin dans ma recherche.

Les discussions avec Monsieur G. COIGNET m'ont donné une vision globale du sujet de cette thèse. Il m'a été aussi d'un grand secours pour m'intégrer dans le groupe 'Saveur Lourde' de L3.

La collaboration au jour le jour avec S. ROSIER-LEES pour l'analyse des données a été très fructueuse. Son enthousiasme communicatif a souvent été précieux.

Un grand merci à D. BOUTIGNY pour ses nombreux conseils. Il a toujours répondu à mes questions même lorsqu'il était débordé.

Je n'oublierai pas toute l'équipe de L3 : J.J. BLAISING, A. DEGRE, Y. KARYOTAKIS, F. MARION, R. MORAND, D. PERRET-GALLIX, M. SCHNEEGANS, M. WADHWA qui ont été particulièrement disponibles et à l'écoute de mes questions.

Je suis très reconnaissant à Madame C. Lemarec d'avoir assuré une partie de la frappe du manuscrit.

Enfin, j'associe à ces remerciements tout le LAPP pour m'avoir donné les moyens de travailler dans de bonnes conditions.

Faint, illegible text covering the majority of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

Table des matières

1	Introduction	4
I	La Théorie des oscillations	5
2	Le Modèle Standard	6
3	La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	9
3.1	Construction de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	9
3.2	Les mesures des paramètres de la matrice CKM	10
3.2.1	Mesure de $ V_{ud} $	10
3.2.2	Mesure de $ V_{us} $	12
3.2.3	Mesure de $ V_{cd} $	16
3.2.4	Mesure de $ V_{cs} $	17
3.2.5	Mesure de $ V_{ub}/V_{cb} $	18
3.2.6	Mesure de $ V_{cb} $	19
3.3	La matrice CKM actuellement	20
4	La physique du quark b à LEP	22
4.1	Introduction	22
4.2	Largeur de désintégration du Z^0 en paire $b\bar{b}$	23
4.3	L'asymétrie angulaire de production de la paire $b\bar{b}$	27
4.4	Hadronisation de la paire de quarks $b\bar{b}$	28
4.5	La spectroscopie des hadrons beaux	32
4.6	Désintégration et durée de vie des mésons beaux	32
5	Les oscillations $B^0\bar{B}^0$	35
5.1	Principe des oscillations dans le système $B^0\bar{B}^0$	35
5.2	Calcul théorique des paramètres de l'oscillation	36
5.2.1	Oscillations du système $B^0 - \bar{B}^0$ dépendant du temps	38
5.2.2	Probabilité intégrée sur le temps	39
5.2.3	Les paramètres observables de l'oscillation	40
5.2.4	Les oscillations des systèmes $K^0 - \bar{K}^0$ et $D^0 - \bar{D}^0$	41
5.3	La violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$	46
5.4	Les prédictions des modèles non standards pour la valeur du paramètre χ	52
5.4.1	Le modèle supersymétrique	52
5.4.2	Bosons de Higgs chargés	53
5.4.3	Le modèle symétrique gauche-droit minimal	53
6	Les mesures antérieures des paramètres de mélange du système $B^0 - \bar{B}^0$	55
6.1	La mesure du paramètre de mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ à $l'\Upsilon(4s)$	55
6.2	La mesure de χ bien au dessus du seuil de production de paires $B\bar{B}$	57
6.2.1	Definition du paramètre χ et relation avec le nombre de dileptons	57

6.2.2	Mesure de χ dans les machines $p\bar{p}$	58
6.3	Limite donnée par le Modèle Standard dans le plan $\chi_d \chi_s$	59
II Le Détecteur L3		66
7	LE LEP	67
7.1	Le projet LEP	67
7.2	Les caractéristiques de l'anneau LEP	67
8	Le détecteur L3	70
8.1	Introduction	70
8.1.1	Le détecteur L3 parmi 4 expériences	70
8.1.2	Les différentes parties de L3	71
8.2	Le détecteur central de traces	72
8.2.1	Les buts d'un détecteur de traces	72
8.2.2	Description de la TEC	72
8.3	Le calorimètre électromagnétique	73
8.3.1	Introduction	73
8.3.2	Le cristal de BGO	74
8.3.3	Le tonneau	75
8.3.4	Les bouchons	76
8.3.5	Calibrations	77
8.4	Le calorimètre hadronique	78
8.4.1	Introduction	78
8.4.2	Structure mécanique	78
8.4.3	Principe du calorimètre hadronique	79
8.5	Les chambres à muons	79
8.5.1	Introduction	79
8.5.2	Les chambres P	80
8.5.3	Les chambres Z	81
8.5.4	Systèmes d'alignement des chambres	81
8.6	Les compteurs à scintillation	81
8.6.1	Principe	81
8.6.2	Description des compteurs	81
8.7	Le système de déclenchement	82
III L'analyse des données		87
9	Sélection des leptons dans les événements hadroniques	88
9.1	Sélection des événements $q\bar{q}$	88
9.1.1	Introduction	88
9.1.2	Traitement des données	88
9.1.3	Sélection finale des événements $q\bar{q}$	89
9.2	La sélection des électrons	92

9.2.1	Introduction	92
9.2.2	Mesure de l'énergie	92
9.2.3	Critère électromagnétique	94
9.2.4	Définition de la gerbe électromagnétique typique	96
9.2.5	Les critères électromagnétiques de sélection	101
9.2.6	Utilisation de la TEC	104
9.3	Sélection des muons	106
9.4	Efficacité des détecteurs	107
9.4.1	Introduction	107
9.4.2	Efficacité de la TEC	107
9.4.3	Efficacité du BGO	109
9.4.4	Efficacité des chambres à muons	110
10	Les désintégrations semileptoniques du hadron B	111
10.1	Introduction	111
10.2	Cinématique de la désintégration	111
10.3	Différents modèles de désintégration	111
10.4	Mesures du rapport de branchement et des paramètres d'hadronisation	113
10.5	Propriétés intéressantes du canal $b \rightarrow \ell$	114
10.6	Sélections des leptons provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark b	115
10.6.1	Introduction	115
10.6.2	Le fond au canal $b \rightarrow l$	116
10.6.3	Récapitulatif des distributions	117
10.7	Définition de l'impulsion transverse d'un lepton	123
10.8	Pureté en monoleptons de première cascade et asymétrie de charge du fond	125
11	Mesure des paramètres de mélange $B^0 - \bar{B}^0$	127
11.1	Introduction	127
11.2	Sélection des dileptons	127
11.3	Méthode de comptage	132
11.4	Méthode d'ajustement avec spectres de leptons décorrélés	135
11.5	Calcul de χ_B par lissage dans l'espace à 4 dimensions	138
IV	conclusion	139
12	Conclusion	140
12.1	Mesure de χ_B à LEP	140
12.2	Avenir sur la mesure des oscillations	143

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page. The text is too light to transcribe accurately.

1 Introduction

Ce mémoire décrit la mesure du paramètre de mélange du système $B^0 - \bar{B}^0$ effectuée dans l'expérience L3 en 1990-1991.

Le premier chapitre est consacré à la description du cadre théorique dans lequel s'inscrit ce paramètre. Tout d'abord, un bref rappel du Modèle Standard est fait. La construction de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa est rappelée et une revue détaillée des différentes mesures des éléments de la matrice est faite. Ensuite, nous décrivons les caractéristiques de la physique du B à LEP avant de présenter les principes théoriques sur les oscillations des mésons (K^0, D^0, B^0) dans le cadre du Modèle Standard. Les mesures expérimentales des oscillations des systèmes $K^0 - \bar{K}^0$ et $D^0 - \bar{D}^0$ sont présentées car ce sont deux cas extrêmes du point de vue des oscillations. Pour finir cette partie théorique, nous présentons les rapports entre les oscillations et la violation de CP. Nous rappelons les résultats des mesures des oscillations du méson B à l' $\Upsilon(4s)$ (Argus, Cleo) et sur les machines $p\bar{p}$.

Dans le deuxième chapitre, le détecteur L3 qui va être utilisé pour la mesure des oscillations est décrit pour situer l'analyse dans son contexte.

Dans le troisième, la sélection des leptons (électrons et muons) dans les événements hadroniques recueillis par L3 est présentée. Nous nous arrêterons plus particulièrement sur celle des électrons qui a été le premier travail d'analyse de cette thèse. Ensuite, nous passons aux prédictions et mesures expérimentales du rapport de branchement $b \rightarrow l\nu X$ qui constituera notre principale erreur systématique avant d'arriver à la sélection des leptons de première cascade du B.

Enfin, dans le dernier chapitre, différentes méthodes (méthode de comptage, lissages) sont présentées pour la mesure du paramètre de mélange $B^0 - \bar{B}^0$ χ_B .

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that this is crucial for ensuring the integrity of the financial statements and for providing a clear audit trail. The text notes that any discrepancies or errors in the records can lead to significant complications during an audit and may result in the disallowance of certain expenses.

2. The second part of the document addresses the issue of proper documentation. It states that all receipts and invoices must be properly filed and indexed. This not only facilitates the audit process but also helps in the identification and correction of any missing or incomplete records. The document further suggests that a systematic approach to record-keeping can significantly reduce the risk of errors and omissions.

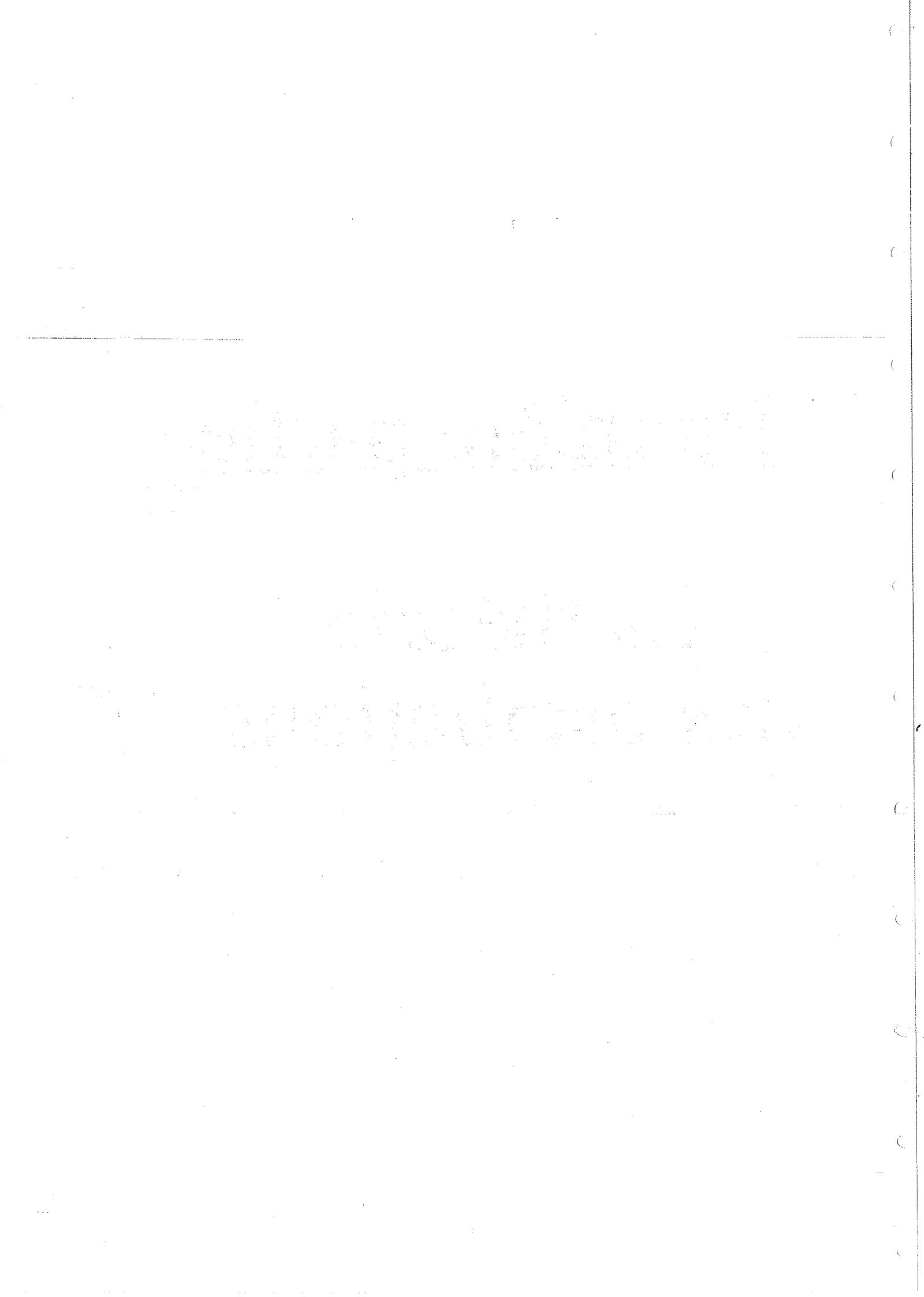
3. The third part of the document focuses on the importance of timely reporting. It highlights that delays in submitting financial reports can hinder the audit process and may lead to the imposition of penalties. The text advises that all reports should be prepared and submitted by the specified deadlines to ensure a smooth and efficient audit process.

4. The fourth part of the document discusses the role of internal controls. It explains that a robust system of internal controls is essential for preventing and detecting errors and fraud. The document provides a list of key internal control measures that should be implemented and maintained throughout the fiscal year to ensure the accuracy and reliability of the financial data.

5. The fifth part of the document concludes by summarizing the key points discussed. It reiterates the importance of accurate record-keeping, proper documentation, timely reporting, and a strong system of internal controls. The document ends with a statement of confidence that these measures will ensure a successful and unproblematic audit process.

Première partie

La théorie des oscillations



2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [1] est la théorie communément admise en Physique des Hautes Energies pour expliquer les phénomènes observés actuellement (interactions électromagnétique, faible et forte). Cette théorie s'appuie sur le groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Elle avait prédit l'existence des bosons de jauge Z^0 et W^\pm associés aux courants neutre et chargé. Ces derniers ont été mis en évidence par leur production en 1983 au CERN [2]. Depuis, aucune expérience n'a pu infirmer ce modèle malgré des mesures de plus en plus précises. Toutefois, le quark top et le boson de Higgs H^0 n'ont toujours pas été trouvés. D'autres théories ont été construites à partir de groupes plus généraux pour corriger certains défauts mathématiques du Modèle Standard (Supersymétrie (SUSY) [3], Grande Unification (GUT) [4]). Mais leurs prédictions (existence de nouvelles particules, désintégration du proton...) n'ont jamais pu être vérifiées.

Rappelons maintenant la construction du Modèle Standard et le calcul des différents couplages en nous restreignant à la théorie électrofaible.

Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est composé du groupe d'invariance de l'isospin faible I ($SU(2)_L$) et du groupe d'invariance de l'hypercharge faible Y ($U(1)_Y$). Le lagrangien des interactions électromagnétique et faible s'écrit:

$$L_{SM} = L_{lepton} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} + L_{YM}$$

où

- L_{lepton} contient les termes de courants faibles, neutre et chargé ainsi que les termes électromagnétiques. Pour que ce lagrangien soit invariant sous une transformation de jauge locale, on introduit des bosons de jauge. L'invariance impose la masse nulle des fermions. Il s'écrit alors:

$$L_{lepton} = \sum_{Lepton} i\bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu - ig'B_\mu)R + i\bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu - \frac{i}{2}g'B_\mu + \frac{i}{2}g\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau})L \quad (2.1)$$

où

- L est la composante lévogyre du spineur du fermion f de masse nulle, qui appartient à un doublet de $SU(2)$ et R la composante dextrogyre du même spineur qui est un singlet du groupe $SU(2)$
- g et g' sont les constantes respectives des groupes de jauge $SU(2)$ et $U(1)$
- B_μ et A_μ sont les champs associés aux 4 bosons de jauge de masse nulle (appelés champs de Yang-Mills)
- $\vec{\tau}$ sont les matrices de Pauli, générateurs du groupe $SU(2)$
- L_{Higgs} contient le boson de Higgs qui apparaît lors de la brisure spontanée de symétrie et qui donne de la masse aux bosons de jauge

$$L_{Higgs} = \left| (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} - i\frac{g'}{2}YB_\mu)\phi \right|^2 - V(\phi) \quad (2.2)$$

avec $V(\phi)$ le potentiel de Higgs appliqué au doublet complexe ϕ qui, dans le vide, est égal à $\sqrt{1/2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ (v réel)

- L_{Yukawa} décrit l'interaction entre les fermions et le boson de Higgs qui restitue la masse des fermions
- L_{YM} est le lagrangien libre des champs de Yang et Mills (terme d'énergie cinétique)

$$L_{YM} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu)(\partial^\mu \vec{W}^\nu - \partial^\nu \vec{W}^\mu) - \frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)(\partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu) \quad (2.3)$$

Pour déduire la masse des bosons à partir de L_{Higgs} , il faut extraire des termes de champs une somme de produits de champs conjugués. Pour cela, on diagonalise le lagrangien L_{Higgs} à l'aide d'opérateurs de champ $(A_\mu, Z_\mu, W_\mu^+, W_\mu^-)$

$$L_{Higgs} = \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8}v^2(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu = M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (2.4)$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ A_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

avec θ_W est l'angle de mélange appelé angle de Weinberg, paramètre fondamental de la théorie du Modèle Standard qui se définit par $\tan\theta_W = g/g'$.

On peut alors décomposer L_{lepton} :

$$L_{lepton} = L_0 + L_\gamma + L_Z + L_{CC} \quad (2.7)$$

avec:

$$L_\gamma = g \sin\theta_W J_\mu^{em} A^\mu \quad (2.8)$$

$$L_Z = \frac{g}{4 \cos\theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu \quad (2.9)$$

$$L_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (J_{CC}^{em} W^\mu + h.c.) \quad (2.10)$$

L_0 est la partie cinétique des champs de jauge A_μ, Z_μ, W_μ . Les lagrangiens L_γ, L_Z et L_{CC} décrivent les interactions des champs de fermions avec respectivement, le champ du photon A_μ , le champ du boson de jauge Z_μ , les champs des bosons de jauge chargés W_μ^\pm . Les courants sont :

$$J_\mu^{em} = \sum_{fermions} Q_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu \psi_f \quad (2.11)$$

$$J_\mu^{NC} = \sum_{fermions} \bar{\psi}_f \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma^5) \psi_f \quad (2.12)$$

$$J_\mu^{CC} = \sum_{leptons} \bar{\psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \psi_l + \sum_{qq'} \bar{\psi}_q \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{qq'} \psi_{q'} \quad (2.13)$$

- $q = u, c$ ou t (quarks de charge électrique $2/3$) et $q' = d, s$ ou b (quarks de charge électrique $-1/3$)
- Q_f est la charge électrique reliée à l'isospin et à l'hypercharge: $Q_f = I_3 + \frac{Y}{2}$
- V est la matrice de mélange des saveurs des quarks (matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

Enfin, v_f et a_f représentent les couplages vectoriel et axial des fermions au boson de jauge Z^0 , résumés dans le tableau suivant :

fermion	I_3	Q_f	v_f	a_f
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	1	1
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2}$	-1	$-1 + 4\sin^2\theta_W$	-1
u, c, t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$+1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W$	1
d, s, b	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	-1

Si on considère 3 générations, le modèle contient 17 paramètres arbitraires:

- g et g' les constantes des groupes de jauge $SU(2)_W$ et $U(1)_Y$
- μ, λ les paramètres du potentiel de Higgs qui sont reliés à la masse du Higgs M_H et à la valeur moyenne du champ dans le vide v par $M_H = \sqrt{2}\mu$ et $v = \frac{2\mu}{\lambda}$
- g_f les constantes de couplage des fermions f aux champs de Higgs reliées aux masses des fermions par $m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}}$
- les angles de mélange des quarks intervenant dans la matrice V (3 modules et une phase)

Les constantes g, g', v sont reliées aux masses des bosons Z^0 et W^\pm et au couplage électromagnétique par:

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad (2.14)$$

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad (2.15)$$

$$e = \frac{g'g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.16)$$

Le Modèle Standard Minimal peut être redéfini à partir des masses (M_Z, M_W, M_H, m_f), de la constante de couplage électromagnétique $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ et des 4 paramètres libres des angles de mélanges. Tous les autres paramètres en sont déductibles mais leur valeur dépend du schéma de renormalisation.

3 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

3.1 Construction de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [5] intervient dans le couplage des quarks aux courants chargés.

Dans la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ appliquée aux quarks, les quarks gauches appartiennent à des doublets de $SU(2)$ et les droits à des singlets. Par conséquent, seuls les gauches interagissent par courant chargé.

$$L_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_L^I \gamma^\mu D_L^I W_\mu^+ + h.c. \quad (3.1)$$

où U_L^I et D_L^I sont les parties gauches des spineurs des quarks de type U(u,c,t) et D(d,s,b) et états propres de l'interaction par courant chargé (W^\pm).

Si $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ était une symétrie exacte, tous les quarks auraient une masse nulle et les états propres de l'interaction faible par courant chargé W^\pm et de masse ne seraient pas différenciables physiquement. La brisure spontanée de symétrie apparaît lorsque l'on introduit le mécanisme de Higgs. Les interactions de Yukawa du doublet de Higgs H^0 donnent, pour la partie neutre:

$$-L_Y = \bar{U}_L^I F U_R^I H^{0*} + \bar{D}_L^I G D_R^I H^0 + h.c. \quad (3.2)$$

où F et G sont des matrices de Yukawa. En général, F et G ne sont pas simultanément diagonalisables. Dans le Modèle Standard Minimal, seule la partie neutre du Higgs prend une valeur moyenne dans le vide non nulle donnant ainsi une masse aux quarks:

$$M_U = \frac{Fv}{\sqrt{2}} \quad M_D = \frac{Gv}{\sqrt{2}} \quad (3.3)$$

Par convention, les quarks de type U sont choisis comme états propres de masse ($U_{L,R} = U_{L,R}^I$). Dans cette base, F et M_U sont diagonales. Mais G et, par conséquent M_D , ne le sont pas. Cette dernière peut être diagonalisée par une transformation biunitaire

$$M_D^{diag} = V_L M_D V_R^\dagger \quad (3.4)$$

Comme les états propres de masse vérifient :

$$\bar{D}_L M_D^{diag} D_R = \bar{D}_L^I M_D D_R^I \quad (3.5)$$

on déduit par identification $D_L = V_L D_L^I$ et $D_R = V_R D_R^I$. Le lagrangien du couplage s'écrit maintenant:

$$L_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_L \gamma^\mu V_L^\dagger D_L W_\mu^+ + h.c. \quad (3.6)$$

La matrice V_L^\dagger est la matrice de mélange appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Elle permet le couplage, par courant chargé, entre 2 doublets de $SU(2)$ différents. Cette matrice V est complexe de dimension $n \times n$ pour n doublets soit à priori $2n^2$ paramètres réels arbitraires. Par définition, la condition d'unitarité donne $n(n-1)$ (termes non diagonaux) + n

(termes diagonaux) équations. Enfin, pour $2n$ quarks, $2n-1$ phases n'ont pas de conséquences physiques et sont fixées. Il reste $\frac{1}{2}n(n-1)$ modules et $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases de la matrice CKM libres.

Pour 2 générations, la matrice de Cabibbo ne dépend que d'un réel θ_c et s'écrit:

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \quad \sin\theta_c \approx 0,2 \text{ (expérimentalement)}$$

Pour trois générations (Modèle Standard Minimal), la matrice CKM s'écrit:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Elle possède 4 degrés de liberté (3 réels et une phase). Différentes paramétrisations sont utilisées suivant les auteurs. Une des plus classiques utilise [6] [7] :

$$c_{ij} = \cos\theta_{ij} \quad s_{ij} = \sin\theta_{ij}$$

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Celle de Wolfenstein [8] est un développement limité de la précédente au second ordre en λ

($\lambda \approx 0,22$):

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

3.2 Les mesures des paramètres de la matrice CKM

La mesure des paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [9] est un des tests du Modèle Standard Minimal. La mesure se fait à partir de processus qui, dans l'hypothèse du Modèle Standard, ne peuvent être réalisés que par l'intermédiaire de diagrammes en arbre. Pour beaucoup d'extensions de ce modèle, et en particulier si le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective à faible énergie, cette condition est encore réalisée. En revanche, pour des doublets de Higgs chargés, elle ne l'est plus.

Sur les 9 modules des paramètres de la matrice CKM, trois ne sont pas directement mesurables ($|V_{td}|, |V_{ts}|, |V_{tb}|$) puisque le quark top n'a pas encore été observé.

3.2.1 Mesure de $|V_{ud}|$

La mesure de V_{ud} [10] se fait à partir des désintégrations β superpermises ($\Delta J = 0; \pi_i \cdot \pi_f = +1$) de noyaux miroirs. Pour les transitions β de noyaux atomiques $0^+ \rightarrow 0^+$, la contribution du courant axial est nulle dans la limite de la symétrie parfaite de SU(3). Donc, dans cette approximation, la conservation du courant vectoriel entraîne l'universalité de la constante

de désintégration G_v des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$. L'équation suivante donne la relation entre les mesures expérimentales et G_v :

$$ft = \frac{K}{G_v^2 |M_v|^2} \quad (3.7)$$

- f rapport de branchement de la transition β
- t durée de demi vie du noyau père en seconde
- $|M_v|$ matrice de Fermi qui vaut 2 pour les transitions superpermises
- $K = 8,120 \cdot 10^{-7} \text{ GeV}^{-2}$

Au premier ordre, trois corrections apparaissent:

- $ft \rightarrow ft(1 + \delta_R)$ correction due à l'interaction électromagnétique noyau fils-positron
- $G_v^2 \rightarrow G_v^2(1 + \Delta_R)$ correction radiative à la désintégration du neutron
- $|M_v|^2 \rightarrow |M_v|^2(1 - \delta_c)$ correction à la non-indépendance de charge des nucléons

La variable Ft

$$Ft = ft(1 + \delta_R)(1 - \delta_c) \quad (3.8)$$

est indépendante du noyau-père pour une transition superpermise. Le calcul de δ_R jusqu'à l'ordre $Z\alpha^2$ combiné à des mesures des désintégrations β confirme l'universalité de Ft , comme le montre le tableau suivant :

Noyau père	Ft(s)
^{14}O	$3074,0 \pm 3.9$
^{28}Al	$3068,1 \pm 3.7$
^{34}Cl	$3069,0 \pm 4.7$
^{38}K	$3066,6 \pm 4.6$
^{42}Sc	$3077,5 \pm 7.5$
^{46}V	$3074,7 \pm 4.3$
^{50}Mn	$3069,6 \pm 5.7$
^{54}Co	$3069,0 \pm 4.4$
Valeur moy.	$3070,6 \pm 1.6$
χ^2	0,57

Les faibles variations de Ft autorisent la déduction de G_v à partir de Ft . La correction radiative Δ_R s'écrivant :

$$\Delta_R = \frac{2\alpha}{\pi} \text{Log} \frac{M_Z}{M_p} = 2,1\% \quad (3.9)$$

et

$$G_v = G_\mu |V_{ud}|$$

$$G_\mu = 1.16637(2) \text{ GeV}^{-2} [6]$$

G_μ étant mesuré à partir de la désintégration du muon qui est purement leptonique alors

$$|V_{ud}| = 0,9744 \pm 0,0010 \quad (3.10)$$

3.2.2 Mesure de $|V_{us}|$

Deux analyses indépendantes permettent la mesure de $|V_{us}|$. D'abord les désintégrations $K_{e3}(K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$ et $K_{e3}^+(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)$ qui sont purement vectorielles en donnent une mesure simple [11]. En effet, dans la limite de la symétrie parfaite SU(3), le courant vectoriel est conservé. De plus, le théorème de Ademollo-Gatto [12] montre que la correction au courant vectoriel due aux violations de SU(3) n'est que du deuxième ordre ce qui n'est pas vrai pour le courant axial. Donc, à petit moment de transfert, les coefficients de Clebsch-Gordan donnent la matrice de transition au premier ordre. Pour le courant axial, il faut mesurer les couplages F et D et faire un lissage à la 'Cabibbo' (voir l'analyse des hypérons).

La largeur de désintégration s'écrit:

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{192\pi^3} \cdot M_K^5 \cdot |V_{us}|^2 \cdot C^2 \cdot |f_+(0)|^2 \cdot I \cdot (1 + \delta) \quad (3.11)$$

avec

- $G_F^2 = G_\mu^2(1 + \Delta_R)$
- C coefficient de Clebsch-Gordan : $C=1/\sqrt{2}$ pour K_{e3}^+ , $C=1$ pour K_{e3}^0
- f_+ facteur de forme associé au courant chargé avec changement d'étrangeté

$$\langle K, p' | \bar{u} \gamma_\mu s | \pi, p \rangle = C[(p'_\mu + p_\mu) f_+(t) + (p'_\mu - p_\mu) f_-(t)] \quad (3.12)$$

- I Intégrale de l'espace de phase
- δ correction radiative estimée à $\pm 1\%$

Les largeurs données par le Particle Data Group sont :

$$\Gamma_{K_{e3}^+} = 2,565 \cdot (1 \pm 0,011) \cdot 10^{-15} \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{K_{e3}^0} = 4,915 \cdot (1 \pm 0,015) \cdot 10^{-15} \text{ MeV}$$

On obtient alors :

$$K_{e3}^+ : f_+^{K^+ \pi^0}(0) \cdot |V_{us}| = 0,2161 \pm 0,0017$$

$$K_{e3}^0 : f_+^{K^0 \pi^-}(0) \cdot |V_{us}| = 0,2103 \pm 0,0020$$

dans lesquels les erreurs théoriques sur δ et I sont incluses. La différence entre les deux valeurs provient de la brisure de symétrie de SU(3) (différence entre les masses des mésons). Pour le calcul de f_+ , il faut prendre en compte cette brisure (non dégénérescence de masse entre π^0 et η , non nullité de la masse des quarks) ce qui donne:

$$\frac{f_+^{K^+ \pi^0}(0)}{f_+^{K^0 \pi^-}(0)} = 1 + \bar{\epsilon} + O(\epsilon m_q^2) \quad (3.13)$$

avec

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{M_{K^0}^2 - M_{K^+}^2 - M_{\pi^0}^2 + M_{\pi^+}^2}{M_K^2 - M_\pi^2} [1 + \Delta_{GMO} + c]$$

$$\Delta_{GMO} = \frac{4M_K^2 - M_\pi^2 - 3M_\eta^2}{M_\eta^2 - M_\pi^2}$$

$$c = \frac{1}{64\pi^2 F_\pi^2} \left[4M_K^2 + \frac{9M_\eta^4 \text{Log} \frac{M_K^2}{M_\eta^2} - M_\pi^4 \text{Log} \frac{M_K^2}{M_\pi^2}}{M_K^2 - M_\pi^2} \right]$$

f_π constante de désintégration du π égal à 93,3 MeV. On obtient numériquement:

$$\frac{f_+^{K^+\pi^0}(0)}{f_+^{K^0\pi^-}(0)} = 1,022$$

ce qui améliore l'accord entre les 2 désintégrations

$$K_{e3}^+ : f_+^{K^0\pi^-}(0) \cdot |V_{us}| = 0,2114 \pm 0,0017$$

La combinaison des 2 mesures donne

$$f_+^{K^0\pi^-}(0) \cdot |V_{us}| = 0,2110 \pm 0,0013$$

et l'analyse [11] a donné : $f_+^{K^0\pi^-}(0) = 0,961 \pm 0,008$ d'où

$$|V_{us}| = 0,2196 \pm 0,0023 \quad (3.14)$$

Les désintégrations β des hyperons fournissent un grand nombre de mesures simultanées de $|V_{us}|$ dont la cohérence peut être vérifiée. L'expérience WA2 [13] au CERN a étudié la plupart des canaux transitant à l'intérieur du même octet des baryons de spin 1/2 avec variation d'étrangeté ($\Lambda \rightarrow p e \nu, \Sigma^\pm \rightarrow \Lambda e \nu, \dots$).

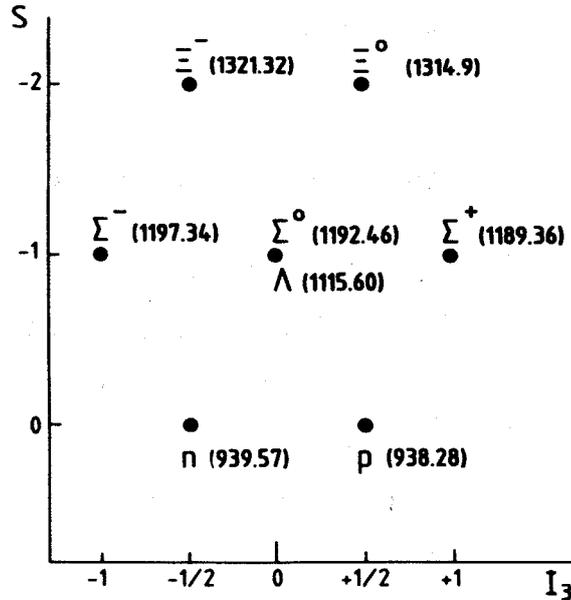


Figure 3.1: Représentation de l'octet $J^P = 1/2^+$ dans le plan (I_3, S) ; les masses sont données en MeV [13]

L'analyse des désintégrations des hyperons repose sur les hypothèses suivantes :

- Les composantes hadroniques du courant faible appartiennent à une même représentation auto conjuguée de SU(3)
- L'universalité de la constante de couplage G qui est égale à G_μ
- La conservation du courant vectoriel
- L'absence de courant de seconde classe

La matrice de transition généralisée de $B(p) \rightarrow B'(p')l\nu$ devient

$$\langle B' | \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s | B \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} C \bar{u}(p') [\gamma_\mu f_1(q^2)$$

$$+ i(f_2(q^2)/M_B) \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \gamma_\mu \gamma_5 g_1] u(p) \times \bar{u}_l(p_l) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u_\nu(p_\nu)$$

avec $q=p'-p$, u et \bar{u} les spineurs de Dirac, f_1 et f_2 et g_1 les facteurs de forme de chaque courant. De plus, $C=V_{ud}$ si l'étrangeté est conservée sinon $C=V_{us}$. Les transitions se faisant entre deux octets, l'opérateur de transition est une combinaison linéaire de deux matrices réduites qui proviennent des octets symétrique et antisymétrique apparaissant dans le produit direct de 2 octets ($8 \otimes 8 = 1 \oplus 8a \oplus 8b \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 27$). Donc, les trois facteurs de forme se décomposent en 2 parties F_m et D_m

$$f_m(q^2) = aF_m(q^2) + bD_m(q^2) \quad (m = 1 \text{ ou } 2)$$

$$g_1(q^2) = aF_3(q^2) + bD_3(q^2)$$

où a et b sont des coefficients de Clebsch-Gordan généralisés donnés dans la table suivante:

Transition	a	b
$n \rightarrow p$	1	1
$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda$	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}$
$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0$	$\sqrt{2}$	0
$\Xi^- \rightarrow \Xi^0$	-1	1
$\Lambda \rightarrow p$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$
$\Sigma^- \rightarrow n$	-1	1
$\Xi^- \rightarrow \Lambda$	$\sqrt{\frac{3}{2}}$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$	1	1

Les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron sont de la forme

$$f_m^p = F_m(q^2) + \frac{1}{3} D_m(q^2)$$

$$f_m^n = -\frac{2}{3} D_m(q^2)$$

Or pour $q^2=0$, $f_1(0)$ est égal à la charge électrique donc $F_1(0)=1$ et $D_1(0)=0$. Dans ce cas, $f_2'(0) = \frac{M_B + M_{B'}}{M_B} f_2(0)$ est égal au moment magnétique anormal μ .

Transition	C	$f_1(0)$	$f_2(0)$	$g_1(0)$
$n \rightarrow p$	$\cos\theta_c$	1	$\mu_p - \mu_n$	F+D
$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda$	$\cos\theta_c$	0	$-\sqrt{\frac{3}{2}}\mu_n$	$\sqrt{\frac{2}{3}}D$
$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0$	$\cos\theta_c$	$\sqrt{2}$	$\sqrt{2}(\mu_p - \frac{\mu_n}{2})$	$\sqrt{2}F$
$\Lambda \rightarrow p$	$\sin\theta_c$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}\mu_p$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}(F + \frac{D}{3})$
$\Sigma^- \rightarrow n$	$\sin\theta_c$	-1	$-(\mu_p + 2\mu_n)$	$-(F-D)$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda$	$\sin\theta_c$	$\sqrt{\frac{3}{2}}$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(\mu_p + \mu_n)$	$\sqrt{\frac{3}{2}}(F - \frac{D}{3})$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0$	$\sin\theta_c$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\mu_p - \mu_n)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(F + D)$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$	$\sin\theta_c$	1	$\mu_p - \mu_n$	F+D
$\Xi^- \rightarrow \Xi^0$	$\sin\theta_c$	1	$\mu_p + 2\mu_n$	F-D

$$\mu_p = 1,793; \mu_n = -1,913$$

Pour les transitions $\Delta S = 0$, les facteurs de forme sont extraits des données d'électroproduction pour le facteur de forme vectoriel et des expériences neutrino pour le facteur de forme axial :

$$f_1(q^2) = f_1(0)/(1 + \frac{q^2}{m_V^2})^2 \text{ (formule dipolaire)} \quad (3.15)$$

$$g_1(q^2) = g_1(0)/(1 + \frac{q^2}{m_A^2})^2 \quad (3.16)$$

$$m_V = 0,84 \pm 0,01 \text{ GeV} \quad m_A = 1,08 \pm 0,08 \text{ GeV}$$

Pour les transitions $\Delta S=1$, on utilise des valeurs de m_V et m_A multipliées par le rapport des masses du K^* et du ρ soit :

$$m_V = 0,98 \text{ GeV} \quad m_A = 1,25 \text{ GeV}$$

Les rapports g_1/f_1 sont obtenus à partir du spectre en énergie du baryon, du lepton et du diagramme de Dalitz de l'énergie du baryon et de l'énergie de l'électron :

$$\delta^2\Gamma/\delta E_l \delta T' \simeq (1+x^2)(1-L^2) - B(1-x^2) - 4\delta(1+y)xLB$$

avec

$$B = 1 - (T'/T'^{max}) \text{ (T' est l'énergie cinétique du baryon final)}$$

$$L = (E_l - E_\nu)/(E_l - E_\nu)_{max}$$

$$x = g_1/f_1; y = f_2/f_1$$

La corrélation angulaire entre l'électron et le neutrino est aussi utilisée dans l'ajustement. On obtient les résultats suivants [14]:

Transition	Rapport de Branchement*	g_1/f_1
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \nu$	$(0,561 \pm 0,031) \cdot 10^{-4}$	$+0,03 \pm 0,08$
$\Lambda \rightarrow p e \nu$	$(8,57 \pm 0,36) \cdot 10^{-4}$	$+0,70 \pm 0,03$
$\Sigma^- \rightarrow n e \nu$	$(0,096 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$-0,34 \pm 0,05$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e \nu$	$(5,64 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$	$+0,25 \pm 0,05$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \nu$	$(0,87 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$	

* les largeurs partielles sont proportionnelles à $f_1^2 + 3g_1^2$.

A partir de ces résultats, de la mesure de la durée de vie des hypérons, du calcul des corrections radiatives, des résultats sur la désintégration du neutron et de la mesure de V_{ud} décrite au chapitre précédent, il est fait un ajustement global de V_{us} , F et D qui donne les résultats suivants:

$$V_{us} = 0,231 \pm 0,003$$

$$F = 0,477 \pm 0,011; D = 0,755 \pm 0,011, \chi^2/DOF = 8,7/6$$

Si l'on tient compte des corrections dues à la brisure de symétrie de SU(3), Donoghue et al. [15] obtiennent en faisant un lissage des seuls rapports de branchement :

$$V_{us} = 0,220 \pm 0,001 \pm 0,003 \text{ (deuxième erreur théorique)}$$

Un lissage de toutes les données précises (rapport de branchement et facteur de forme) donne [16]

$$V_{us} = 0,222 \pm 0,003 \text{ (erreur théorique non incluse)}$$

La combinaison des analyses des hypérons et de désintégrations K_e , donnent :

$$|V_{us}| = 0,2205 \pm 0,0018$$

3.2.3 Mesure de $|V_{cd}|$

La mesure de V_{cd} est faite en étudiant le processus $\nu + d \rightarrow \mu^- + c$, le quark c étant signé par sa désintégration semi-leptonique $c \rightarrow s + \mu^+ + \nu_\mu$.

L'expérience CDHS [17] étudie les interactions des neutrinos sur les noyaux. Les sections efficaces des interactions par courant chargé sont :

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u \quad \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 x E_\nu M_n}{\pi} \quad (3.17)$$

$$\nu_\mu + \bar{u} \rightarrow \mu^- + \bar{d} \quad \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 x E_\nu M_n}{\pi} (1-y)^2 \quad (3.18)$$

où x est la variable de Bjorken [18] et $y \simeq \frac{1}{2}(1 + \cos \theta_{\nu\mu})$. En prenant un noyau isoscalaire, la section efficace d'interaction d'un nucléon et d'un neutrino ($\nu + N \rightarrow \mu^- + X$) s'écrit :

$$\frac{d\sigma^\nu}{dx} = \frac{G^2 x E_\nu M_N}{\pi} \{ [u(x) + d(x) + 2s(x)] + \frac{1}{3} [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x)] \} \quad (3.19)$$

où u(x), d(x) et s(x) sont les distributions des densités de quark dans le proton. De même, pour les antineutrinos ($\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + X$), elle s'écrit:

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx} = \frac{G^2 x E_\nu M_N}{\pi} \{ [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x)] + \frac{1}{3} [u(x) + d(x) + 2s(x)] \} \quad (3.20)$$

Pour la mesure de V_{cd} , CDHS utilise les événements dimuons provenant de la désintégration du quark c dont la section efficace de production ($\nu + N \rightarrow \mu^- + c$) s'écrit :

$$\frac{d\sigma^c}{dx} = \frac{G^2 x E_\nu M_n}{\pi} [|V_{cd}|^2 (u + d) + |V_{cs}|^2 2s] \quad (3.21)$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{x}}}{dx} = \frac{G^2 x E_\nu M_n}{\pi} [|V_{cd}|^2(\bar{u} + \bar{d}) + |V_{cs}|^2 2\bar{s}] \quad (3.22)$$

Le quark c est signé par sa désintégration en muon μ^+ énergétique dont on note le rapport de branchement B_μ . V_{cd} est extrait des différentes sections efficaces de production de dimuons ($\nu + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$) par :

$$B_\mu |V_{cd}|^2 = \frac{2}{3} \frac{(\sigma_{\mu^+ \mu^-}^\nu / \sigma_{\mu^-}^\nu) - (R \sigma_{\mu^+ \mu^-}^{\bar{\nu}} / \sigma_{\mu^+}^{\bar{\nu}})}{1 - R}; \quad R = \frac{\sigma_{\mu^+}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{\mu^-}^{\bar{\nu}}} \quad (3.23)$$

Après correction de l'effet de masse du quark c et étude des différents fonds, on obtient pour $80 \text{ GeV} < E_\nu < 160 \text{ GeV}$: $B_\mu |V_{cd}|^2 = (0,41 \pm 0,07) 10^{-2}$. Une expérience au Tevatron [19] a donné $B_\mu |V_{cd}|^2 = (0,534 \pm_{-0,078}^{+0,062}) 10^{-2}$. La moyenne des deux donne $B_\mu |V_{cd}|^2 = (0,47 \pm 0,05) 10^{-2}$. La mesure du rapport de branchement semileptonique des mésons charmés [20] repondérée par un rapport de production de $D^0/D^+ = (60 \pm 10)/(40 \pm 10)$ donne $B_\mu = 0,113 \pm 0,01$. On en déduit alors:

$$|V_{cd}| = 0,204 \pm 0,017 \quad (3.24)$$

3.2.4 Mesure de $|V_{cs}|$

Une analyse analogue à celle de $|V_{cd}|$ peut être faite pour $|V_{cs}|$ à partir de faisceaux de neutrinos [17] ($\nu + s \rightarrow \mu^- + c$). Mais elle est très dépendante de la densité de quark s de la mer. En considérant que cette densité est inférieure à celle prédite par la symétrie exacte SU(3), on obtient le résultat très conservateur :

$$|V_{cs}| > 0,59 \quad (3.25)$$

L'étude du canal de désintégration semi-leptonique ($D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e$) analogue à celle de la désintégration K_{e3} pour V_{us} donne une mesure bien meilleure. La matrice de transition du canal $D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e$ s'écrit :

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} V_{cs} [(p_D + p_K)_\alpha f_+(t) + (p_D - p_K)_\alpha f_-(t)] \bar{u}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma^5) u_e \quad (3.26)$$

Comme dans l'étude du canal K_{e3} ,

$$d\Gamma(D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e) = \frac{G^2}{8\pi^2} |V_{cs}|^2 |f_+(t)|^2 M_D [(E_K)^2 - (M_K)^2 - (M_D - E_K - 2E_e)^2] dE_K dE_e \quad (3.27)$$

où t est l'impulsion de transfert $(p_D - p_K)^2$ ou $(M_{e\nu})^2$ masse invariante du système $e\nu$. L'intégration donne :

$$\Gamma(D \rightarrow \bar{K} e^+ \nu_e) = |f_+^D(0)|^2 |V_{cs}|^2 (1,54 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}) \quad (3.28)$$

La combinaison des rapports de branchement D_l , [21] et de la mesure de la durée de vie des mésons D^+ et D^0 [22] donne :

$$|f_+^D(0)|^2 |V_{cs}|^2 = 0,51 \pm 0,07 \quad (3.29)$$

Différents calculs de f_+^D ont été faits pour $t = 0$ [23] et pour $t = (m_D - m_K)^2$ [24]. Les résultats sont cohérents et donnent : $|f_+^D(0)| = 0,7 \pm 0,1$. Il s'ensuit :

$$|V_{cs}| = 1,02 \pm 0,18 \quad (3.30)$$

3.2.5 Mesure de $|V_{ub}/V_{cb}|$

La mesure directe de V_{ub} est difficile car le rapport de branchement de ces canaux est petit et très faible pour les canaux exclusifs ($B \rightarrow \pi e \nu$).

Le rapport $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$ est calculé à partir des canaux inclusifs de désintégrations semileptoniques des hadrons B produits à l' $\Upsilon(4s)$. Les hadrons B sont produits quasiment au repos. Les leptons sont produits à la fois par les canaux $b \rightarrow c$ et $b \rightarrow u$. Les leptons provenant de la désintégration $b \rightarrow u l \bar{\nu}$ auront, en général, une impulsion plus élevée que ceux de la transition $b \rightarrow c l \bar{\nu}$ à cause de la masse plus légère du quark u par rapport au quark c ($m_b - m_u \approx 5$ GeV comparé à $m_b - m_c \simeq 3,3$ GeV). La pureté du lot d'électrons de $b \rightarrow c(u) l \nu$ est maximisée en demandant une impulsion manquante de plus de 1 GeV et une masse du hadron final reconstruite avec les autres quadrivecteurs inférieure à la masse du quark c.

En particulier, dans la zone $2,3 \text{ GeV} < p_l < 2,6 \text{ GeV}$, la contribution du canal $b \rightarrow c$ est négligeable par rapport à $b \rightarrow u$ pour des raisons cinématiques. Dans la zone $2 \text{ GeV} < p_l < 2,3 \text{ GeV}$ la contribution de $b \rightarrow c$ n'est plus limitée par la cinématique donc domine par rapport à $b \rightarrow u$. Une fois le bruit de fond soustrait (Bhabha, $b \rightarrow \psi$), on obtient le rapport :

$$r_{bl} = \frac{Br(B \rightarrow X_u l^+ \nu \quad 2,3 \text{ GeV} < p_l < 2,6 \text{ GeV})}{Br(B \rightarrow X l^+ \nu \quad 2,0 \text{ GeV} < p_l < 2,3 \text{ GeV})} \propto \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|^2 \quad (3.31)$$

Argus [25] a mesuré :

$$r_{bl} = (5,4 \pm 0,9 \text{ (stat)} \pm 0,8 \text{ (efficacité de détection)})\%$$

Pour en déduire $|V_{ub}/V_{cb}|$, le rapport des espaces de phase est calculé en considérant un processus à 4 fermions dont un massif (c ou u) dans l'état final. La valeur précise de ce facteur dépend de la masse assignée aux quarks mais est de l'ordre d'un demi. L'interprétation du rapport ρ dépend fortement du modèle théorique utilisé pour générer le spectre en énergie du lepton, surtout pour le canal $b \rightarrow u$.

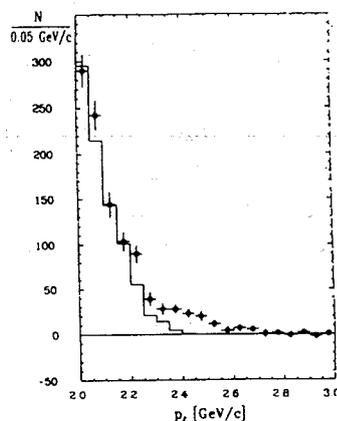


Figure 3.2: Spectre observé des leptons à l' $\Upsilon(4s)$ et, en trait, contribution de $b \rightarrow c \bar{\nu} l$ [25]

Argus [25] et Cleo [26] donnent les résultats suivants pour différents modèles de désintégrations :

Modèle	$ V_{ub}/V_{cb} (\text{ARGUS})$	$ V_{ub}/V_{cb} (\text{CLEO})$
ACM [27]	$0,11 \pm 0,012$ (<i>stat</i>)	$0,09 \pm 0,012$
WBS [28]	$0,13 \pm 0,015$	$0,11 \pm 0,017$
KS [29]	$0,11 \pm 0,012$	$0,09 \pm 0,010$
GISW [5]	$0,20 \pm 0,023$	$0,15 \pm 0,02$

On prend $|V_{ub}/V_{cb}| = 0,11 \pm 0,05$ pour tenir compte de l'incertitude théorique qui domine. Dans l'avenir, avec une plus grande statistique, l'étude des canaux exclusifs, par exemple $B \rightarrow \mu^- \pi^+ \nu$, donnera plus d'informations expérimentales pour contraindre les théories.

3.2.6 Mesure de $|V_{cb}|$

V_{cb} est déterminé à partir de la largeur partielle de désintégration $\Gamma(B \rightarrow l\nu X)$. Celle-ci est déduite du rapport de branchement correspondant [31] et de la durée de vie du méson B [32]. Dans le cadre du modèle spectateur [33], la largeur Γ est reliée à la matrice de CKM par :

$$\Gamma(B \rightarrow l\nu X) = \frac{Br(B \rightarrow l\nu X)}{\tau_B} = \frac{G_F^2 m_B^5}{192\pi^3} (f_c |V_{cb}|^2 + f_u |V_{ub}|^2) \quad (3.32)$$

Le paramètre f_q ($q = c, u$) peut être approché par :

$$f_q \simeq (1 - 8\epsilon_q^2 + 8\epsilon_q^6 - \epsilon_q^8 - 24\epsilon_q^4 \ln \epsilon_q) \left\{ 1 - \frac{2}{3} \frac{\alpha_s m_b^2}{\pi} \left[\left(\pi^2 - \frac{31}{4} \right) (1 - \epsilon_q)^2 + \frac{3}{2} \right] \right\} \quad (3.33)$$

avec $\epsilon_q = \frac{m_q}{m_b}$. On prend [34]:

$$\begin{aligned} m_b &= 4,95 \pm 0,3 \text{ GeV} \\ m_b - m_c &= 3,30 \pm 0,3 \text{ GeV} \\ m_u &= 0,2 \pm 0,2 \text{ GeV} \\ \alpha_s(m_b^2) &= 0,20 \pm 0,03 \text{ extrapolé à partir de } \alpha_s(M_Z^2) \end{aligned}$$

A cause de l'anticorrélation entre m_b et f_c , le facteur $(m_b^5 f_c)$ ne varie que de 12 % si l'erreur sur $m_b - m_c$ est maintenue à 0,02 GeV. Ceci est à comparer avec l'incertitude de 30 % sur m_b^5 . Par contre, l'anticorrélation est moins forte entre m_b et f_u .

On suppose que le rapport de branchement semi-leptonique dans le modèle spectateur à $\Upsilon(4s)$ est égal à celui mesuré à LEP. En surestimant l'erreur des résultats d'ARGUS sur $|V_{ub}/V_{cb}| = 0,15 \pm 0,10$ et en utilisant les résultats de L3 sur le B on obtient [32] :

$$|V_{cb}| = 0,046 \pm 0,002 \begin{matrix} +0,004 \\ -0,003 \end{matrix} \quad (3.34)$$

La figure 3.3 montre les zones autorisées par ces deux dernières mesures :

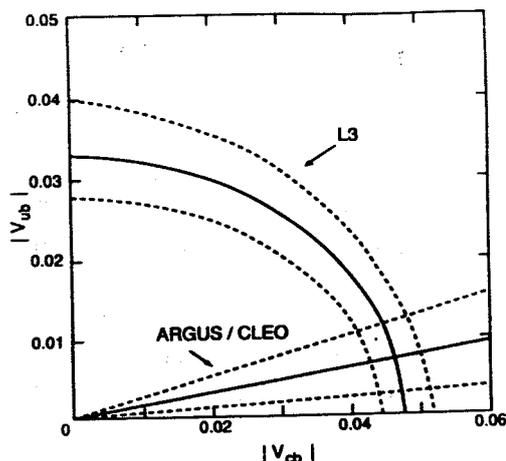


Figure 3.3: Zones autorisées par la mesure de L3 et celles combinées de ARGUS-CLEO [32]

3.3 La matrice CKM actuellement

Les mesures 'directes' des éléments de la matrice CKM donnent la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} 0,9744 \pm 0,0010 & 0,2205 \pm 0,0018 & 0,005 \pm 0,003 \\ 0,204 \pm 0,017 & 1,02 \pm 0,18 & 0,046 \pm 0,004 \\ - & - & - \end{pmatrix}$$

La condition d'unitarité de la matrice CKM pour 3 générations de quarks donne des contraintes sur les 6 paramètres déjà mesurés ainsi que sur les 3 termes V_{td} , V_{ts} , V_{tb} . On a dans la paramétrisation "standard": $|V_{us}| = s_{12}c_{13}$, $|V_{ub}| = s_{13}$ et $|V_{cb}| = s_{23}c_{13}$. Les valeurs expérimentales de V_{ud} et V_{us} montrant que c_{13} est très proche de 1, on pourra donc écrire que $|V_{us}| = s_{12}$, $|V_{ub}| = s_{13}$ et $|V_{cb}| = s_{23}$. A partir des mesures de V_{us} , V_{ub} et V_{cb} , on déduit des bornes plus contraignantes pour V_{ud} , V_{cd} , V_{cs} :

$$0,9749 < |V_{ud}| < 0,9759$$

$$0,218 < |V_{cd}| < 0,223$$

$$0,9735 < |V_{cs}| < 0,9751$$

Par unitarité on a :

- $|V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$ d'où

$$0,9987 < |V_{tb}| < 0,9991 \quad (3.35)$$

- $V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb} + V_{ts}^* V_{tb} = 0$ où le premier terme est négligeable par rapport au deuxième d'où

$$0,039 < |V_{ts}| < 0,051 \quad (3.36)$$

- $V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$, or V_{ud} et V_{tb} sont proches de 1 et $V_{cd} \simeq -s_{12}$, on fait l'approximation $V_{ub}^* + V_{td} = s_{12} V_{cb}$ d'où

$$0,001 < |V_{td}| < 0,023 \quad (3.37)$$

En résumé on obtient la matrice suivante :

$$\left(\begin{array}{lll} 0,9749 < |V_{ud}| < 0,9759 & 0,2187 < |V_{us}| < 0,2223 & 0,002 < |V_{ub}| < 0,008 \\ 0,218 < |V_{cd}| < 0,223 & 0,9735 < |V_{cs}| < 0,9751 & 0,042 < |V_{cb}| < 0,050 \\ 0,001 < |V_{td}| < 0,023 & 0,039 < |V_{ts}| < 0,051 & 0,9987 < |V_{tb}| < 0,9991 \end{array} \right)$$

La condition d'unitarité pour trois familles de quarks donne des résultats en accord avec les différentes mesures des éléments de la matrice CKM. Pour plus de trois familles, les contraintes d'unitarité sont moins fortes surtout pour V_{tq} ($q = d, s, b$).

4 La physique du quark b à LEP

4.1 Introduction

Le quark b a été mis en évidence par la découverte du Υ à Fermilab en 1977 [6]. Ensuite, différents états excités du système lié $b\bar{b}$ ont été découverts.

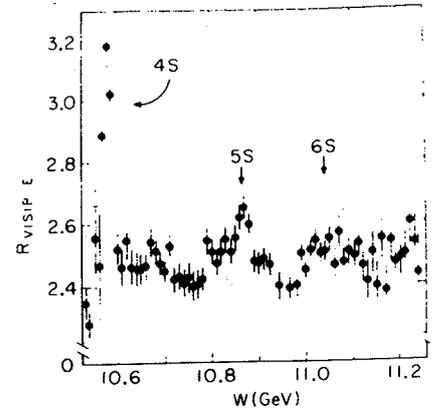
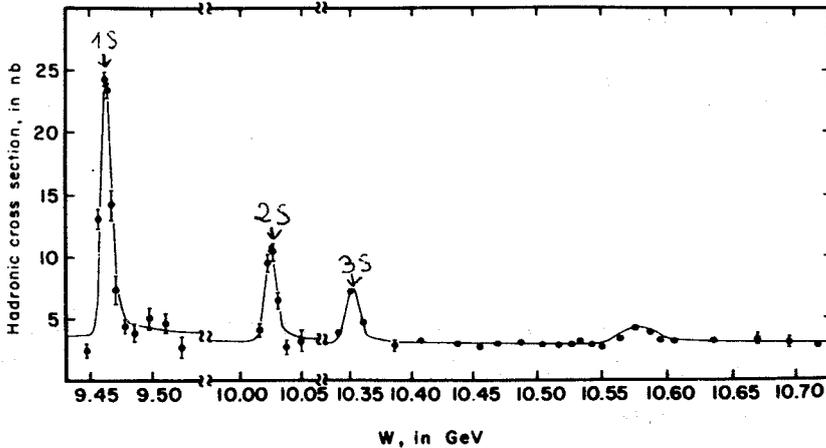


Figure 4.1: Spectre des états excités du système $b\bar{b}$ [36]

L'état $\Upsilon(4s)$ est le premier des états excités qui soit assez lourd pour produire par désintégration une paire de mésons B. Les machines e^+e^- CESR et DORIS fonctionnent autour de cette énergie. Les machines PEP et PETRA sont à plus haute énergie ($\sqrt{s} \leq 29$ GeV) et produisent des paires de quarks par l'intermédiaire d'un photon virtuel. La production de paires de quarks b à TRISTAN ($\sqrt{s} \leq 64$ GeV) dépend aussi de l'interférence $\gamma - Z$. Enfin, les paires de quarks b à LEP sont un des produits de désintégrations du Z^0 . UA1 et CDF ont étudié des jets de quarks b dans un collisionneur $p\bar{p}$.

Il y a de nombreux avantages à étudier la physique du quark b à LEP. Le bruit de fond à la production de paires $b\bar{b}$, en particulier la production de paires $c\bar{c}$ qui nous gênera pour les canaux de désintégration semileptoniques du b, est moins important à LEP qu'à TRISTAN, PEP ou PETRA : en effet, en première approximation, le rapport de production de quark b et c est proportionnel au rapport des carrés des charges électriques ($\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{c\bar{c}}} \simeq \frac{e_b^2}{e_c^2} = \frac{1}{4}$) alors que, sur le pic du Z^0 , il est proportionnel au rapport des couplages électrofaibles ($\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{c\bar{c}}} \simeq \frac{v_b^2 + a_b^2}{v_c^2 + a_c^2} \simeq 1,3$). Quand on est loin du seuil, les produits de désintégration des 2 quarks se présentent sous la forme de jets bien séparés. Au pic du Z^0 , tous les hadrons B sont produits et en particulier le B_s^0 .

Ensuite, la largeur partielle $\Gamma_{b\bar{b}}$ et l'asymétrie avant arrière de production $A_{b\bar{b}}$ sont très sensibles aux déviations du Modèle Standard. Enfin, la grande masse du quark b et ses propriétés d'hadronisation permettent de sélectionner les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ plus facilement que les autres canaux hadroniques.

4.2 Largeur de désintégration du Z^0 en paire $b\bar{b}$

L'annihilation d'une paire e^+e^- via un photon ou un boson Z^0 produit une paire de fermions $f\bar{f}$ (leptons ou quarks) associés éventuellement à des gluons et des photons. Au pic du Z^0 , en première approximation, la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ est proportionnelle à la largeur de désintégration du $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

Dans l'approximation de Born, la largeur de désintégration du Z^0 en quarks lourds nous est donnée dans le cadre du Modèle Standard par :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}) = \beta \frac{3 - \beta^2}{2} \Gamma_o^V + \beta^3 \Gamma_o^A$$

avec

- $\beta = \sqrt{1 - 4\left(\frac{m_Q}{M_Z}\right)^2}$

- Γ_o^V et Γ_o^A les parties vectorielle et axiale reflétant le caractère vectoriel et axial de la théorie du courant faible neutre dans le Modèle Standard

$$\Gamma_o^{V(A)} = \frac{G_\mu M_Z^3 N_c^f}{24\sqrt{2}\pi} v_Q^2 (a_Q^2)$$

où N_c^f est le nombre de couleurs des fermions (1 pour les leptons, 3 pour les quarks). Dans l'expression de $\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})$, seule la masse du quark n'est pas très bien définie. On remarquera que l'effet de cette masse est faible et n'est sensible que pour le quark b dans sa partie axiale ($\simeq 1\%$).

Appliquons maintenant les différentes corrections à l'approximation de Born.

Les corrections électrofaibles proviennent des corrections de vertex et de l'interférence $\gamma - Z$.

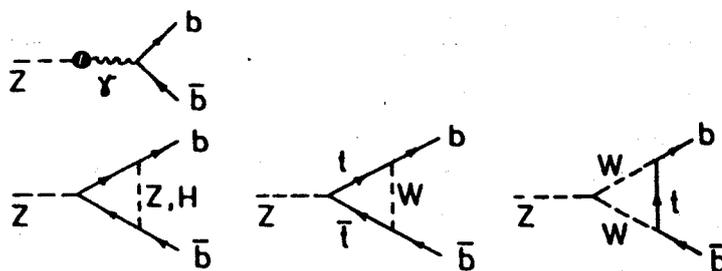


Figure 4.2: Corrections électrofaibles au vertex $Zb\bar{b}$ [38]

Elles dépendent des masses inconnues du top et du Higgs. La variation de cette correction avec la valeur de la masse du Higgs est faible car la correction fait intervenir seulement le logarithme de la masse du Higgs. Au contraire, la variation avec la masse du top est plus importante car la correction fait intervenir le carré de la masse du top.

La formulation simplifiée de la référence [37] incluant les corrections électrofaibles à l'ordre le plus bas pouvant être comparée avec les données consiste à transformer les paramètres du Modèle Standard à l'ordre le plus bas en paramètres effectifs :

$$G_\mu \rightarrow G_\mu(1 + \delta_{\rho t})$$

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W^e + \cos^2 \theta_W^e \delta_{\rho t}$$

avec $\delta_{\rho t} = \frac{3\sqrt{2}G_\mu m_t^2}{(4\pi)^2}$. On trouve :

$$\bullet \sin^2 \theta_{eff} = \sin^2 \theta_W^e + \cos^2 \theta_W^e \delta_{\rho t} + \frac{\alpha}{4\pi} [\text{Log}(\frac{M_H(\text{GeV})}{17,3} + 1) - 2]$$

$$\bullet \sin^2 \theta_W^e = \frac{1}{2} [1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}M_Z^2 G_\mu (1 + \cot^2 \theta_W \delta_{\rho t})}}]$$

$$\bullet \alpha(M_Z^2) = 1/(127,9 \pm 0,2)$$

Enfin s'ajoutent les corrections de vertex provenant du mélange du quark top aux autres quarks. On tient compte de cet effet par la transformation :

$$\begin{cases} a_q \rightarrow a_q + \delta_f \frac{2}{3} \delta_{\rho t} \\ v_q \rightarrow v_q + \delta_b \frac{2}{3} \delta_{\rho t} \end{cases}$$

avec $\delta_b = 1$ si $Q=b$ sinon $\delta_b = 0$. Cette contribution rend $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ peu dépendant de la masse du top.

Les corrections électromagnétiques sont dues à l'échange de photons et au "Bremsstrahlung" réel intégrés sur tout l'espace de phase [38]. On a :

$$\Gamma \rightarrow \Gamma(1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} e_Q^2)$$

Cette correction est faible : 0,019 % pour les quarks de charge $\frac{1}{3}$ (d,s,b) et 0,077 % pour ceux de charge $\frac{2}{3}$ (u,c).

Enfin les corrections fortes sont connues au premier ordre en α_s pour des quarks de masse non nulle. Ces corrections sont différentes pour le couplage vectoriel et axial parce que la masse brise l'invariance chirale mais aussi à cause de la grande différence de masse entre les quarks b et t appartenant au même doublet. On a [39]:

$$\Gamma(Z \rightarrow Q\bar{Q}) = \Gamma^V(1 + c_1(\frac{\alpha_s}{\pi}) + \dots) + \Gamma^A(1 + d_1(\frac{\alpha_s}{\pi}) + \dots) \quad (4.1)$$

avec

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,113 \pm 0,005 [40]$$

$$c_1 = 1 + 12 \frac{m_b^2}{m_s^2} \quad d_1 = 1 + 12 \frac{m_b^2}{m_s^2} \log(\frac{s}{m_s^2})$$

Pour le quark b, on a :

$$c_1 = 1,04 ; \quad d_1 = 1,21$$

Les corrections d'ordre supérieur n'ont été calculées que pour des masses nulles de quarks [41]. Ces corrections sont de l'ordre de 4 à 5 % auxquelles il faut ajouter l'incertitude de

5 % sur la mesure de α_s . Les corrections QCD constituent donc actuellement la principale source d'incertitude théorique sur $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$.

La figure 4.3 montre $\Gamma_{q\bar{q}}$ ($q=u,d,b$) et Γ_h en fonction de la masse du top pour $M_H = 100$ GeV. On remarque que, contrairement aux autres largeurs hadroniques, Γ_b dépend peu de m_t à cause des corrections de vertex.

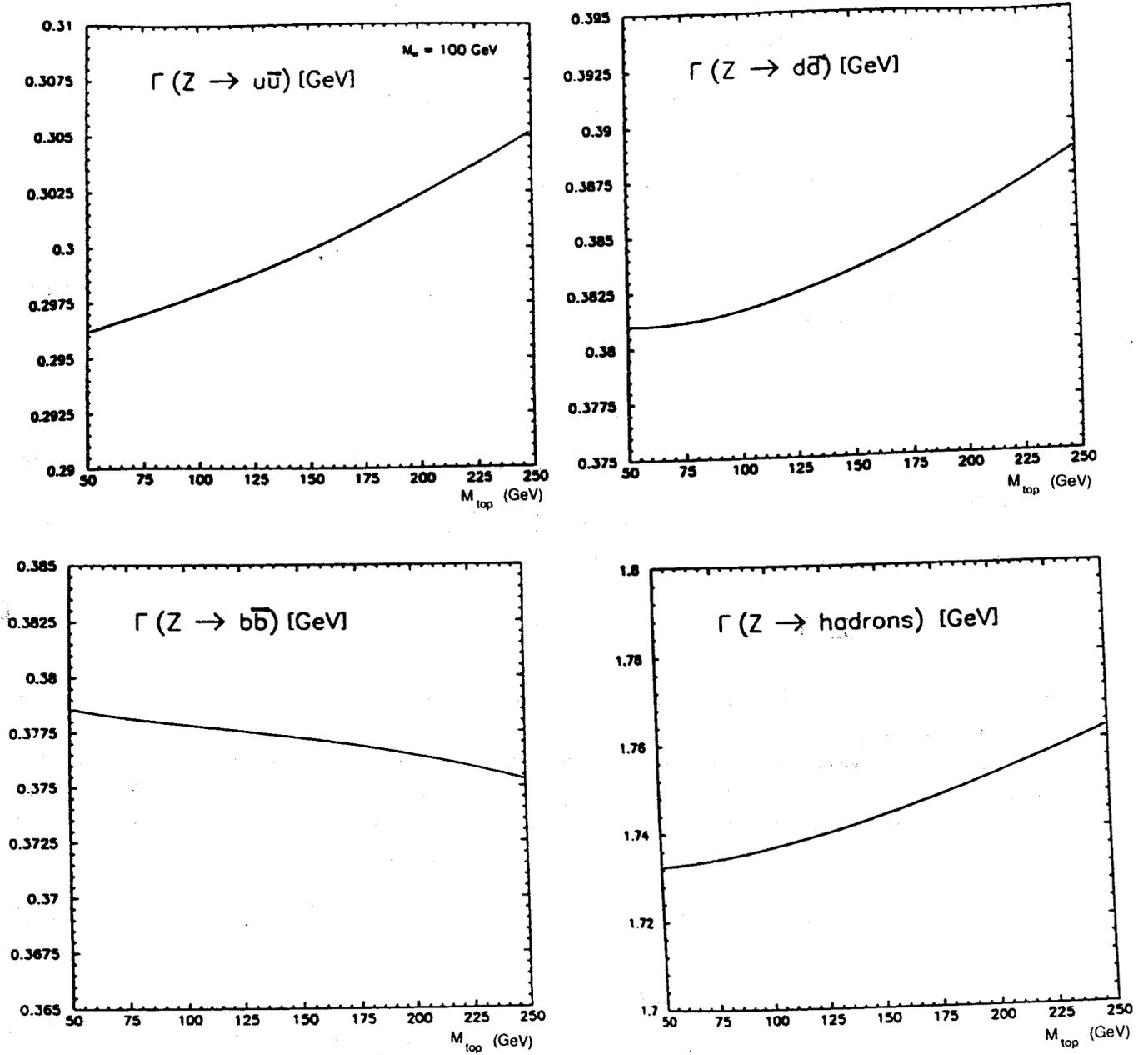


Figure 4.3: Largeurs partielles du Z^0 [42]

Par contre, ces erreurs sur les corrections radiatives exceptée celle sur le top sont minimisées si on considère le rapport $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})}$, ($< 0,5 \%$). La figure 4.4 montre le rapport Γ_b/Γ_h . Ce rapport présente l'avantage de dépendre peu de M_H et de α_s , et donc de donner une bonne détermination de m_t .

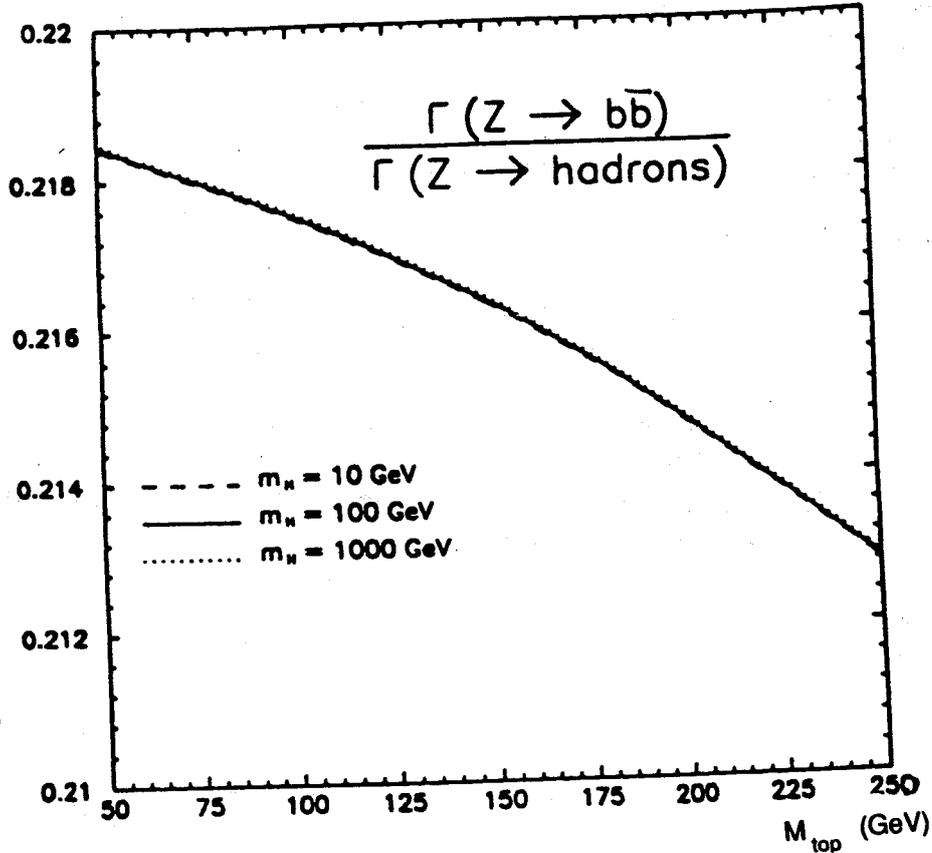


Figure 4.4: Variations de $\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow Q\bar{Q})}$ en fonction de la masse du top [42]

Pour $m_t = 150 \pm 100$ GeV et $m_H = 150^{+850}_{-100}$ GeV, la théorie prévoit :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 377 \pm 3 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow Q\bar{Q})} = 0,216 \pm 0,006 \quad (4.3)$$

Actuellement, les expériences LEP mesurent $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 361 \pm 19$ MeV [43] et sont donc en accord avec le Modèle Standard. C'est une preuve indirecte de l'existence du top car :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})(\text{sans top})}{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})(\text{avec top})} \simeq \frac{e_b^2}{v_b^2 + a_b^2} \simeq \frac{1}{13} \quad (4.4)$$

4.3 L'asymétrie angulaire de production de la paire $b \bar{b}$

En négligeant la masse du quark b , la distribution angulaire du quark b $f(\theta)$ produit par désintégration du Z^0 en association avec l'antiquark \bar{b} $\bar{f}(\theta)$ suit la loi suivante :

$$f(\theta) = A(1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta \quad (4.5)$$

où θ est l'angle entre les impulsions du quark b et de l'électron initial dans le centre de masse. On définit le paramètre de l'asymétrie A_{FB} :

$$A_{FB} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta + \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta} = \frac{3B}{8} = \frac{3}{4} \frac{2v_e a_e}{v_e^2 + a_e^2} \frac{2v_b a_b}{v_b^2 + a_b^2} \quad (M.S.) \quad (4.6)$$

Elle est aussi égale à l'asymétrie de charge :

$$A_{FB} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \bar{f}(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \bar{f}(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta} \quad (4.7)$$

L'asymétrie du b est plus sensible à $\sin^2 \theta_W$ que celle du c ou du muon. ($\delta A_{FB}(b) = \pm 0,01 \Rightarrow \delta \sin^2 \theta_w = 0,001$ à $0,002$)

Les corrections électrofaibles rendent A_{FB}^b fortement dépendant de m_t et M_H . Donc A_{FB}^b est un bon candidat pour estimer la masse du top.

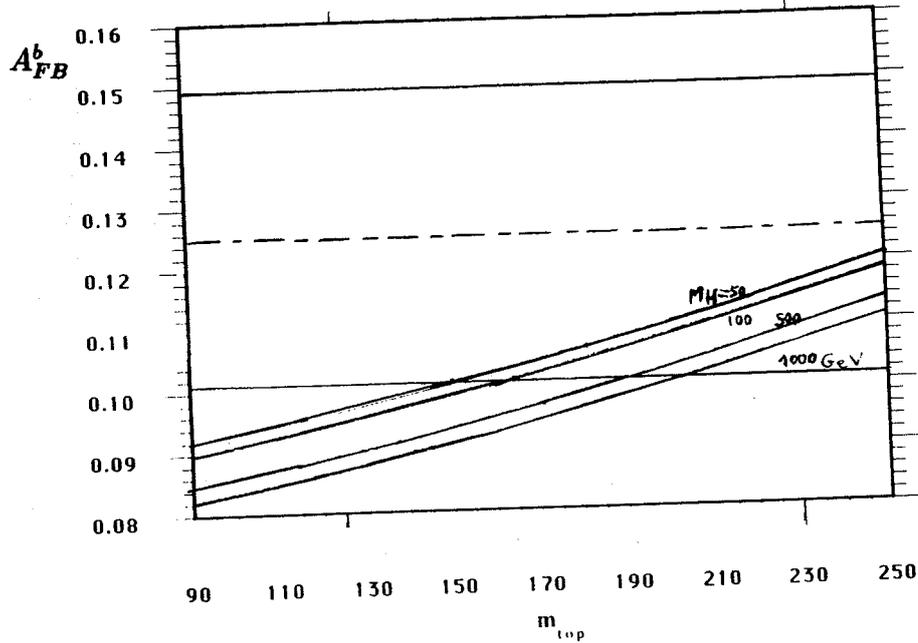


Figure 4.5: Comparaison des prédictions du Modèle Standard sur A_{FB}^b en fonction des masses du top et du Higgs avec les mesures de LEP [44]

A cause du mélange $B^0 - \bar{B}^0$, l'asymétrie observée est différente de l'asymétrie de production : en effet, s'il y a oscillation d'un quark b , on observera le produit de désintégration d'un quark \bar{b} . Par exemple, si on détermine le signe du quark b à partir du signe du lepton produit lors de sa désintégration, la distribution angulaire des leptons sera différente de celle

des quarks b initiaux. L'asymétrie observée A_{FB}^{obs} est reliée à l'asymétrie de production du quark b , A_{FB}^b , par la formule suivante :

$$A_{FB}^{obs} = A_{FB}^b(1 - 2\chi) \quad (4.8)$$

où χ est le paramètre de mélange $B^0\bar{B}^0$ qui sera introduit ultérieurement. On voit qu'il sera nécessaire de mesurer précisément χ pour la détermination de A_{FB}^b .

4.4 Hadronisation de la paire de quarks $b\bar{b}$

La partie la plus difficile à contrôler et à simuler dans la génération d'un événement est l'hadronisation des quarks. Cette hadronisation consiste à transformer les quarks en hadrons. La ChromoDynamique Quantique [45] est la théorie qui décrit les interactions fortes qui régissent l'hadronisation. Le traitement non perturbatif n'est toutefois pas encore complètement compris. Seuls des calculs perturbatifs au deuxième ordre en α_s ont été faits et sont utilisés dans les simulations appelées "Modèles à Eléments de Matrice". D'autres simulations "Modèles avec Gerbes de Partons" s'appuient sur l'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi. La production de hadrons à partir de la paire $q\bar{q}$ initiale est décrite par une gerbe de partons rayonnés par les quarks initiaux ou produits par désintégration des sous-produits. La cascade s'arrête lorsque l'énergie des particules produites atteint la masse typique de confinement de quelques centaines de MeV (dans L3, on a pris $\Lambda_{LL}=290$ MeV).

On se trouve alors en présence de particules "colorées" qu'il va falloir associer pour obtenir des hadrons "non-colorés". Une première méthode (Modèle de Cluster) consiste à associer ces sources de couleur en agrégats. Une autre construit des cordes (Modèle des cordes) entre ces sources avant de fragmenter les cordes pour produire les hadrons observables. Tous ces modèles sont expliqués en détail dans l'article de Sjöstrand [46]

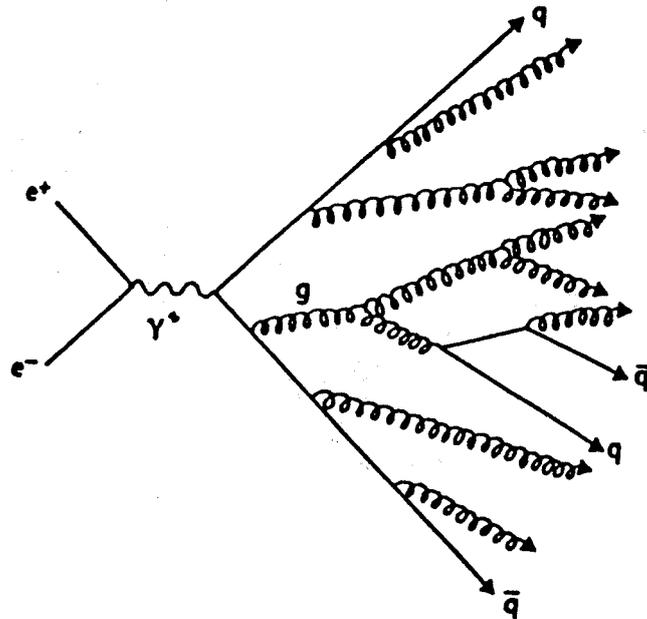


Figure 4.6: Schéma d'évolution d'une gerbe de partons dans les événements e^+e^- [47]

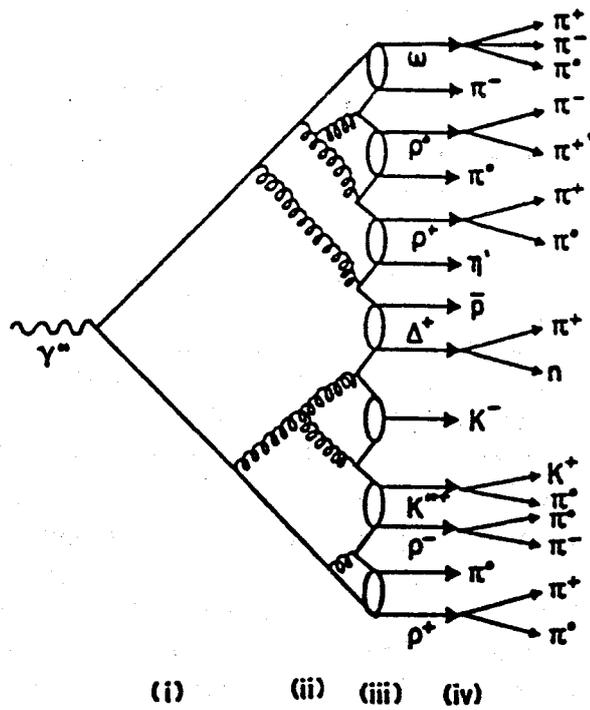


Figure 4.7: Schéma de fragmentation des clusters: (i) évolution de la gerbe, (ii) branchement forcé $g \rightarrow q\bar{q}$, (iii) formation des clusters, (iiii) désintégration des clusters.

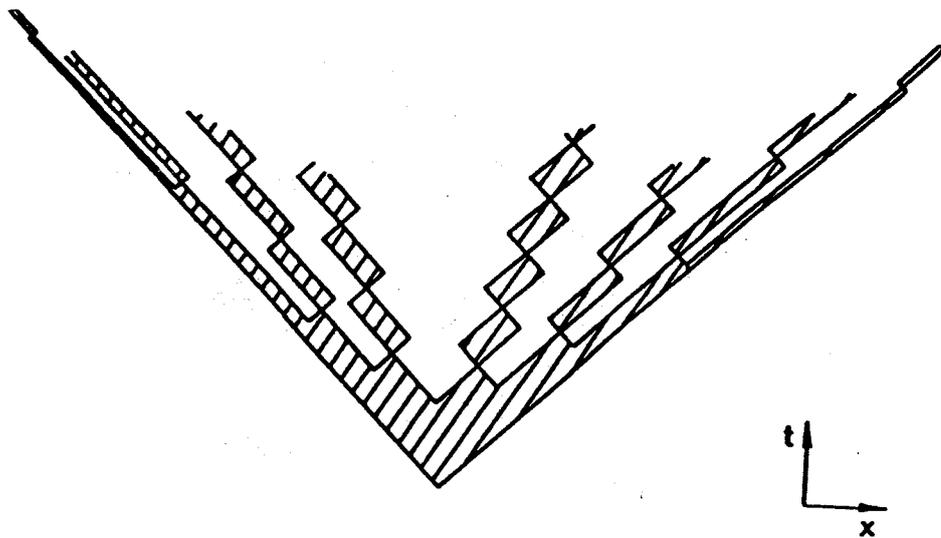


Figure 4.8: Cassure d'une corde dans l'approche de Lund

Ces modèles différents possèdent un nombre important de paramètres ajustables. C'est pourquoi il est difficile de choisir entre eux. Le degré de précision dans la reproductibilité des données dépend du dernier ajustage des paramètres. La simulation Jetset 7.3 de Lund [47] ayant été choisie dans le groupe L3, nous allons nous restreindre à ce modèle pour comparer avec les données. Elle utilise la gerbe de partons associée aux cordes. La fragmentation des quarks lourds Q en hadrons lourds $(Q\bar{q}) + q$ est différente de celles des quarks légers : en effet, le hadron $Q\bar{q}$ emporte la plus grande partie de l'énergie du quark initial Q . Dans le référentiel du centre de masse du quark Q , la production de la paire légère $q\bar{q}$ demande peu d'énergie. Lorsque l'on revient dans le référentiel du système e^+e^- , on a $E_Q \sim \gamma m_Q^{eff} \sim \frac{\sqrt{s}}{2m_Q} \text{GeV}$. La valeur moyenne de la fraction d'énergie transférée au hadron lourd $Q\bar{q}$ vaut $1 - 1 \text{ GeV}/m_Q$. Dans la gerbe de partons, on a aussi ce comportement car la radiation de gluons à partir des lignes du hadron lourd est supprimée. Mais le spectre en énergie des hadrons est trop élevé.

Diverses formules ont été développées pour paramétriser la fragmentation des hadrons lourds. Actuellement, la formule de Peterson [48] est largement utilisée. Elle repose sur l'idée de Brodsky [49], utilisant le modèle des partons selon laquelle l'amplitude de probabilité de désintégration pour la fragmentation d'un quark lourd Q est proportionnelle à l'énergie de transfert $\Delta E = E_{Q\bar{q}} + E_q - E_Q$. En supposant $p_Q \gg m_Q \gg m_q$ (p_Q impulsion du quark Q) et $z = (E + p_{\parallel})_{Q\bar{q}} / (E + p_{\parallel})_Q$, on montre que :

$$f(z) = \frac{N}{z} \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q^z}{1-z}\right)^2 \quad (4.9)$$

où N est un facteur de normalisation et ϵ_Q est le seul paramètre ajustable.

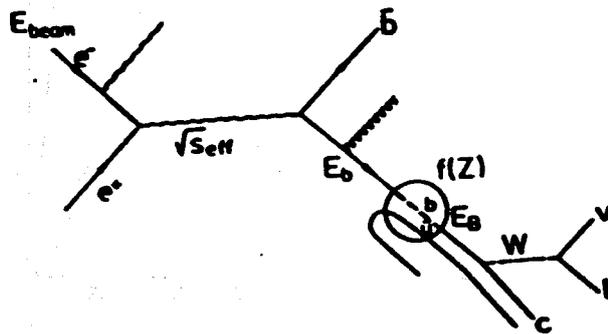


Figure 4.9: Fragmentation et désintégration semileptonique d'un quark b [38]

Il est impossible de mesurer z . On définit la variable de Feynmann $x_E = \frac{2E_{Qq}}{\sqrt{s}}$ où $\sqrt{s}/2$ est l'énergie du quark initial avant émission de gluons qui est égale à celle du faisceau. On a $x_E < z$. La distribution en x_E est aussi modélisée par la fonction de Peterson avec comme

paramètre ϵ_Q (ϵ_Q est bien sur différent de ϵ_Q^z). Le paramètre utilisé ϵ_b dans la simulation de L3 a fait l'objet d'une mesure en 1990 [50]. On a obtenu la valeur suivante :

$$\epsilon_b = 0,05 \pm 0,004 \text{ (stat)} \pm 0,010 \text{ (sys)} \quad (4.10)$$

Elle est en accord avec l'extrapolation faite à partir des données de PEP et PETRA [51] dont les résultats suivants sont utilisés pour la simulation :

$$\epsilon_b^z = 0,008 ; \epsilon_c^z = 0,07 \quad (4.11)$$

Avec ces valeurs, on obtient les fonctions de Peterson suivantes :

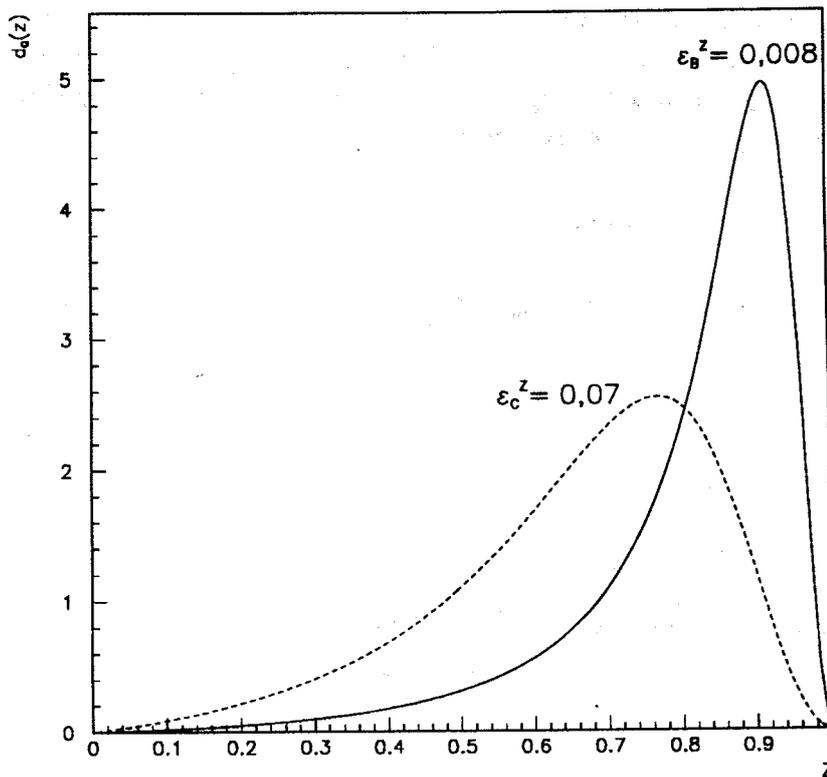


Figure 4.10: Fonction de Peterson

4.5 La spectroscopie des hadrons beaux

La première particule découverte contenant un quark beau, l' Υ , est un état lié $b\bar{b}$. Il a été découvert à Fermilab en 1977 [6] en reconstruisant des paires de muons dans des interactions $p(Cu, Pt)$. Ensuite ont été mis en évidence les états excités de l' Υ . Dans les machines e^+e^- , on se place à l'énergie de l'état résonant $\Upsilon(4s)$. Ce dernier est utilisé car c'est le premier état assez énergétique pour produire une paire de mésons beaux :

$$B_d^0(\bar{b}d), \bar{B}_d^0(b\bar{d}), B^+(\bar{b}u), B^-(bu)$$

Ensuite, l'état $\Upsilon(5s)$ donne accès au méson beau suivant :

$$B_s^0(\bar{b}s), \bar{B}_s^0(b\bar{s})$$

Mais le fond est tel que le méson beau étrange B_s^0 n'a pas été très bien étudié. Les machines fonctionnant au moins quelques GeV au dessus du pic de l' $\Upsilon(4s)$ (Sp \bar{p} S, PETRA, LEP ...) produisent tous les hadrons beaux. En plus des mésons cités plus haut sont produits B_c^+ ($\bar{b}c$), B_c^- ($b\bar{c}$) et les baryons (Λ_b, \dots). Les effets de seuil de masse n'existent plus pour les mésons et les baryons. Les désintégrations du Z en deux hadrons beaux donnent un hadron et un antihadron non corrélés: par exemple, $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow B_d^0 B^- \pi^+$. Les différents rapports de production de chacun des mésons dépendent de la masse du quark léger associé. Pour les baryons, leur production est plus difficile car il faut associer le b à deux quarks. On admet généralement les résultats de Kuhn et Zerwas [52] sur les pourcentages de production présentés dans le tableau suivant

hadron	Poucentage de production
B_d^0	37,5 %
B_u^+	37,5 %
B_s^0	15 %
Λ_b	10 %

La production de B_c est de l'ordre de 1 %. Celle de Υ est encore plus négligeable. Aucune expérience n'a encore pu vérifier ces valeurs que certains contestent [43].

4.6 Désintégration et durée de vie des mésons beaux

Nous nous bornerons à des généralités dans ce chapitre. Une description plus précise des désintégrations semileptoniques sera faite ultérieurement.

Le mode principal de désintégration du méson B se fait par désintégration du quark \bar{b} en quark \bar{c} ou \bar{u} et émission de W. Le W virtuel se désintègre en une paire lepton-neutrino (e, μ, τ) ou en une paire $q\bar{q}'$ ($q = u, c; q' = d, s$). Dans le modèle du quark spectateur qui semble être une bonne approximation (le quark léger du méson n'intervient pas), la transition $b \rightarrow uW$ est négligeable devant $b \rightarrow cW$ à cause des rapports des amplitudes de V_{ub} et V_{cb} . Pour la même raison, la désintégration du W en quarks est favorisée pour $W \rightarrow u\bar{d}$ et $W \rightarrow c\bar{s}$.

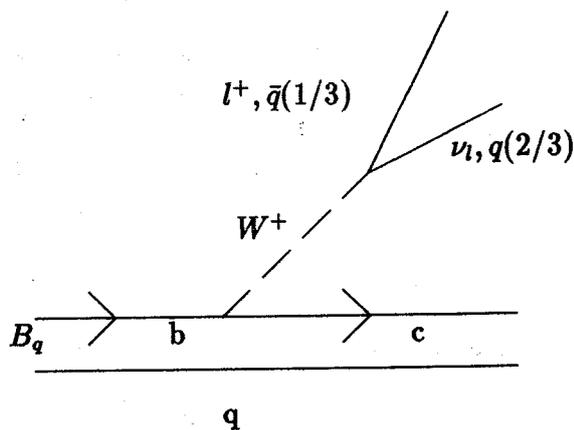


Figure 4.11: Désintégration semileptonique du hadron B: Modèle spectateur

Deux autres diagrammes ont une contribution plus petite :

- échange d'un W dans la voie t pour les mésons neutres
- échange d'un W dans la voie s (annihilation) pour les mésons chargés

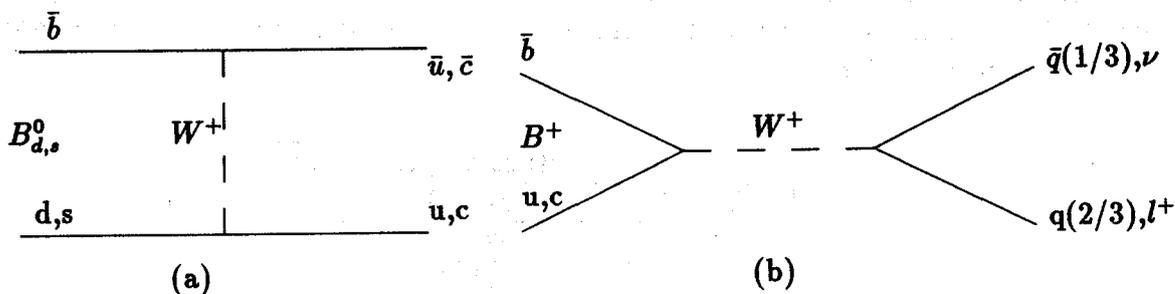


Figure 4.12: Désintégration du méson B (a) neutre (b) chargé

Pour les mésons chargés, la contribution du diagramme d'annihilation est faible : en effet, B_c^+ est rare et B_u^+ se désintègre en faisant intervenir l'élément de matrice V_{bu} . La désintégration du Λ_b par le diagramme d'échange de W réduit sa durée de vie. En résumé, on obtient la classification suivante :

$$\tau(B^-) > \tau(B_s^0) > \tau(B_d^0) > \tau(\Lambda_b) \quad [53] \quad (4.12)$$

avec un écart maximal de 10 % entre les durées de vie du B^- et Λ_b . La mesure à LEP du temps de vie des hadrons B est facilitée par le facteur relativiste de dilatation du temps : en effet, la durée de vie apparente du hadron B sera $\beta_B \frac{E_B}{m_B} \tau_B$. Au LEP, le B parcourt, en moyenne, environ 4 mm alors qu'à l' Υ (4s), le hadron B est produit au repos. La durée de vie du B est mesurée par la méthode du paramètre d'impact du lepton de désintégration du hadron B. Les expériences LEP donnent les résultats suivants [10] :

Expérience	Valeur mesurée (ps)
ALEPH	$1,29 \pm 0,06 \pm 0,10$
DELPHI	$1,30 \pm 0,10 \pm 0,08$
L3	$1,32 \pm 0,08 \pm 0,09$
OPAL	$1,37 \pm 0,07 \pm 0,07$
Moyenne	$1,33 \pm 0,05 \pm 0,06$

La valeur mondiale en 1990 était de $1,18 \pm 0,11$ ps. Une explication de la différence ($\approx 1,5\sigma$) pourrait être le faible parcours moyen des B dans les expériences précédentes.

Pour ce qui est de la classification des temps de vie, ALEPH a mesuré [10] :

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 0,96^{+0,69}_{-0,44} \quad (4.13)$$

en utilisant les canaux exclusifs suivants :

$$B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu \quad B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} l^+ \nu \quad B^+ \rightarrow \bar{D}^0 l^+ \nu$$

On voit que l'erreur est encore beaucoup trop grande pour arriver à différencier les durées de vie.

Les états chargés et neutres du méson charmé D ont, par contre, des durées de vie différentes :

$$\tau_{D^+} = (10,62 \pm 0,28) \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad \tau_{D^0} = (4,21 \pm 0,10) \cdot 10^{-13} \text{ s} \quad [6] \quad (4.14)$$

Le mode principal de désintégration du hadron D est le canal $c \rightarrow s W^+$. A cela s'ajoute des modes moins importants mais qui classifient les durées de vie. Les désintégrations du D^+ et du D^0 se font par échange de W dans la voie t et font intervenir l'élément de matrice V_{cs} . A cela s'ajoute l'annihilation dans la voie s pour la désintégration du D^+ interférant de manière destructive avec la voie t ce qui allonge la durée de vie du méson D chargé.

5 Les oscillations $B^0\bar{B}^0$

5.1 Principe des oscillations dans le système $B^0\bar{B}^0$

Les quarks n'étant pas des états propres de l'interaction faible par courant chargé, on pourra observer des transitions d'un hadron H à un hadron H' (contenu en quarks différent) dues à l'interaction faible lors de leur désintégration. Les mésons B, D, K peuvent se transformer en un antiméson de même saveur. Les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ ont été observées, pour la première fois, par UA1 [55] en 1987. L'observation des oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ par Argus en 1987 a permis de mettre une limite ($M_{top} > 50$ GeV C.L.=90% [56]).

Cependant, il existe des règles pour ces transformations. La conservation de la charge interdit aux mésons chargés toute oscillation. La conservation de l'énergie oblige les mésons neutres à transiter dans un même état de masse donc en leur antiparticule.

En mécanique quantique, l'évolution dans le temps du système $B^0\bar{B}^0$ est régie par le système d'équations suivantes :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

La matrice d'interaction H n'est pas diagonale car B^0 et \bar{B}^0 ne sont pas des états propres de l'interaction faible. Le théorème CPT ($m_{B^0} = m_{\bar{B}^0}$ et $\Gamma_{B^0} = \Gamma_{\bar{B}^0}$) contraint à :

$$H = \begin{pmatrix} m_{B^0} - \frac{i}{2}\Gamma_{B^0} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & m_{B^0} - \frac{i}{2}\Gamma_{B^0} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

où les termes non diagonaux peuvent être exprimés par les premiers termes d'une série des perturbations :

- $\Gamma_{12} = 2\pi \sum_F \rho_F \langle B^0 | H | F \rangle \langle F | H | \bar{B}^0 \rangle$ la somme se faisant sur tous les états finals possibles F avec une densité d'espace de phase ρ_F
- $M_{12} = \langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle + \sum_n (\langle B^0 | H | n \rangle \langle n | H | \bar{B}^0 \rangle / (m_{B^0} - m_n))$ la somme se faisant sur tous les états intermédiaires possibles n

Les états propres de H sont les états propres de l'interaction faible, B_L et B_R de masse m_L et m_R et de largeur Γ_L et Γ_R :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B_R(t) \\ B_L(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_R - \frac{i}{2}\Gamma_R & 0 \\ 0 & m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_R(t) \\ B_L(t) \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

$$m_R^L - \frac{i}{2}\Gamma_R^L = m_{B^0} - \frac{i}{2}\Gamma_{B^0} \pm Q \quad (5.4)$$

$$Q = \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (5.5)$$

B_1 et B_2 étant les états propres de CP ($B_{1,2} \text{ CP} = \pm 1$) reliés aux états propres de masse par $B_{1,2} = \frac{B^0 \pm \bar{B}^0}{\sqrt{2}}$, les états propres de H se définissant par :

$$\begin{cases} |B_R\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon_B|^2}} (|B_1\rangle - \epsilon_B |B_2\rangle) \\ |B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon_B|^2}} (\epsilon_B |B_1\rangle + |B_2\rangle) \end{cases} \quad (5.6)$$

où ϵ_B est le paramètre de la violation de CP ($\epsilon_B=0$ si et seulement si M_{12} et Γ_{12} sont réels). Le paramètre $\text{Re}(\epsilon_B)$ étant prédit de l'ordre de 10^{-3} [53] par le Modèle Standard, on négligera sa contribution pour l'étude des seules oscillations. On reviendra sur ce paramètre dans le chapitre sur la violation de CP. Les états propres de l'interaction se définissent alors par :

$$|B_R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle) = |B_1\rangle, |B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle) = |B_2\rangle \quad (5.7)$$

Dans le cadre du Modèle Standard, on trouve : $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ d'où :

$$M_R - M_L = \Delta M_B = 2\text{Re}(Q) = 2|M_{12}| \quad (5.8)$$

$$\Gamma_R - \Gamma_L = \Delta\Gamma_B = 2\text{Im}(Q) = 2|\Gamma_{12}| \quad (5.9)$$

5.2 Calcul théorique des paramètres de l'oscillation

Dans le cadre du modèle standard, les oscillations des mésons B_q^0 ($q=d,s$) sont justifiées par les graphes suivants :

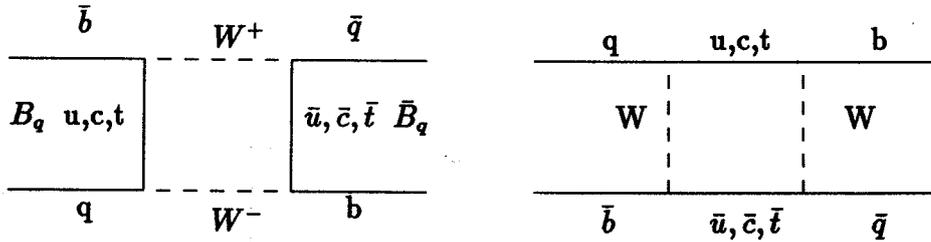


Figure 5.1: Graphe de Feynman de l'oscillation $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ ($q=d,s$)

Le calcul de ces diagrammes donne les résultats suivants :

$$\Delta M_q = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 B_{B_q^0} f_{B_q^0}^2 m_{B_q^0} |V_{tq} V_{tb}^*|^2 A(z) \eta_t \quad [9] \quad (5.10)$$

et

$$\Delta\Gamma_q = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_b^2 B_{B_q^0} f_{B_q^0}^2 m_{B_q^0} |V_{tq} V_{tb}^*|^2 \eta_t \quad [57] \quad (5.11)$$

où $B_{B_q^0}$ représente le paramètre hadronique du B_q^0 et $f_{B_q^0}$ sa constante de désintégration

$$A(z) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{1-z} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)^2} - \frac{3}{2} \frac{z^2 \text{Ln}(z)}{(1-z)^3} \quad \text{avec } z = \frac{m_t^2}{M_W^2} \quad (5.12)$$

$A(z)$ est la fonction qui représente les corrections dues à la masse du quark échangé dans le calcul de l'espace de phase (la contribution de $\frac{m_t^2}{m_i^2}$ provenant des impulsions externes est négligeable ($\leq 1\%$)) et η_t est le terme de corrections de QCD.

Les paramètres peuvent être classés suivant leur degré de connaissance. D'abord, ceux qui sont précisément connus que l'on peut regrouper dans le terme C_B :

$$C_B = \frac{6\pi^2}{G_F^2 m_{B_q} M_W^2} = 1,3 \cdot 10^7 \text{ GeV} \quad (\text{on a pris } m_{B_q^0} \simeq m_{B_q^0} \simeq 5,3 \text{ GeV}) \quad (5.13)$$

La correction QCD η_t est estimée égale à 0,85 [58]. Enfin, on peut considérer que $|V_{tb}|=1$. Les principales inconnues sont :

- $\sqrt{B_{B_q^0}} f_{B_q^0}$ qui doit être estimé théoriquement à partir des règles de somme de QCD et de calculs sur réseau; il est évalué à $0,15 \pm 0,05$ [9]
- m_t la masse du top qui n'a pas encore été découvert. On remarquera que ΔM_q varie comme m_t^2

Il est donc difficile de donner une prédiction théorique sur les oscillations. On verra que des combinaisons de ces variables permettent de s'affranchir de ces erreurs.

En pratique, on utilise les variables $x_q = \frac{\Delta M_d}{\Gamma}$ et $y_q = \frac{\Delta \Gamma_q}{2\Gamma}$ ($\Gamma = \frac{\Gamma_L + \Gamma_R}{2}$). Pour les mésons $B_{d,s}^0$, on a :

$$\frac{|y_{d,s}|}{|x_{d,s}|} = \frac{3\pi m_b^2}{4 m_t^2} \frac{1}{A(z)} \approx \frac{m_b^2}{m_t^2} \leq 0,004 \quad (5.14)$$

Ultérieurement, on pourra négliger y devant x .

Comme $x_q \propto m_t^2 |V_{tq} V_{tb}^*|^2$, on en déduit, dans la paramétrisation de Wolfenstein, que $\frac{x_d}{x_s} \approx \lambda^2$ donc que le système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscille plus vite que $B_d^0 - \bar{B}_d^0$.

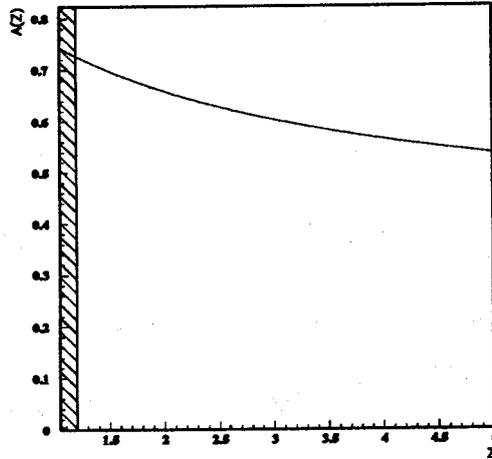


Figure 5.2: $A(z)$ pour $m_t > 91\text{GeV}$

5.2.1 Oscillations du système $B^0 - \bar{B}^0$ dépendant du temps

La diagonalisation de la matrice d'interaction H donne l'équation suivante :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B_R(t) \\ B_L(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_R - \frac{i}{2}\Gamma_R & 0 \\ 0 & m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_R(t) \\ B_L(t) \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

La dépendance en temps des états propres de l'interaction s'écrit :

$$\begin{cases} |B_R(t)\rangle = e^{-(\frac{\Gamma_R}{2} + im_R)t} |B_R\rangle \\ |B_L(t)\rangle = e^{-(\frac{\Gamma_L}{2} + im_L)t} |B_L\rangle \end{cases} \quad (5.16)$$

En partant d'un méson B^0 soit $|\Psi(0)\rangle = |B^0\rangle = \frac{|B_L\rangle + |B_R\rangle}{\sqrt{2}}$, on obtient l'équation d'évolution à l'instant t :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{-(\frac{\Gamma_L}{2} + im_L)t} |B_L\rangle + e^{-(\frac{\Gamma_R}{2} + im_R)t} |B_R\rangle + \text{produits de désintégration}]$$

L'amplitude de probabilité pour qu'à l'instant t , B^0 transite dans l'état \bar{B}^0 s'écrit :

$$\begin{aligned} A_t(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) &= \langle B^0 | \Psi(t) \rangle = \left(\frac{\langle B_R | - \langle B_L |}{\sqrt{2}} \right) |\Psi(t)\rangle \\ &= \frac{e^{-\frac{im_R t}}{2}}{2} [e^{-\frac{\Gamma_R t}{2}} + e^{-i\Delta_M t} e^{-\frac{\Gamma_L t}{2}}] \end{aligned} \quad (5.17)$$

La probabilité pour qu'un méson initial B^0 soit devenu \bar{B}^0 à l'instant t s'écrit donc :

$$\begin{aligned} P_t(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) &= |A_t(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)|^2 \\ &= \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_R t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta_M t)] \end{aligned} \quad (5.18)$$

De même, la probabilité que B^0 soit resté B^0 à l'instant t s'exprime comme :

$$P_t(B^0 \rightarrow B^0) = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_R t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta_M t)] \quad (5.19)$$

Si on néglige la violation de CP, l'équation d'évolution d'un système initial \bar{B}^0 est décrit par les équations précédentes en échangeant B^0 en \bar{B}^0 et vice versa. Nous verrons plus loin la correction qu'apporte la violation de CP. Les figures suivantes montrent l'évolution au cours du temps d'un état initial B_d^0 ou B_s^0 .

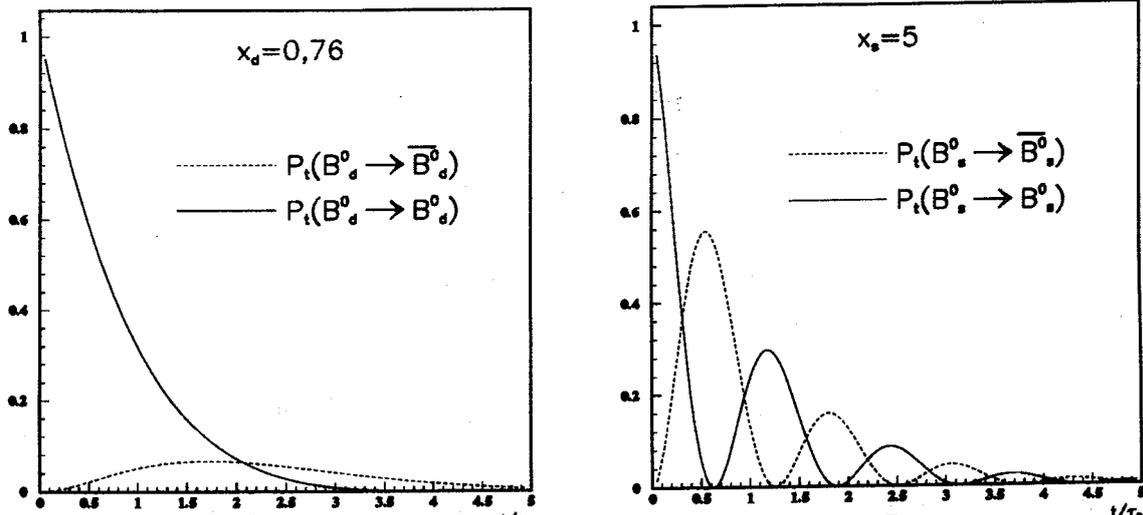


Figure 5.3: Oscillation des systèmes $B_d^{0/\bar{0}} - \bar{B}_d^{0/\bar{0}}$ ($x_d = 0,76$) et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ($x_s = 5$) dans le temps

Pour observer et mesurer expérimentalement les oscillations dans le temps, il faut mesurer la position du méson neutre au moment de sa désintégration par rapport au vertex initial. La mesure du temps de vol se fait par reconstruction des vertex primaires et secondaires.

Pour l'analyse de la période d'oscillation du B_d^0 , nous verrons que la mesure du paramètre de mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ suffit. Pour celle du B_s^0 , il faut, au moins 1,25 millions de Z^0 pour mesurer un $x_s \approx 5$ avec une précision de 20 % ou 3 millions pour $x_s \approx 10$ [59].

Pour l'instant, aucune expérience n'a pu mesurer les courbes ci-dessus et seule l'oscillation intégrée sur le temps a été observée.

5.2.2 Probabilité intégrée sur le temps

Dans certaines analyses (dileptons, par exemple) n'intervient que la probabilité intégrée d'oscillation. La probabilité qu'un B^0 initial soit devenu \bar{B}^0 ou B^0 lorsqu'il se désintègre s'écrit, en normalisant par le facteur de désintégration moyenné sur les deux états propres de CP $N = \frac{1}{2}(\frac{1}{\Gamma_R} + \frac{1}{\Gamma_L})$:

$$\begin{aligned}
 P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) &= \frac{1}{N} \int_0^\infty P_t(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) dt \\
 &= \frac{1}{4N} \left[\frac{1}{\Gamma_R} + \frac{1}{\Gamma_L} - 2 \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\Gamma + i\Delta M} \right) \right] \\
 &= \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1 - \frac{\Delta\Gamma^2}{4\Gamma^2}}{1 + \frac{\Delta M^2}{\Gamma^2}} \right]
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

$$\begin{aligned}
 P(B^0 \rightarrow B^0) &= \frac{1}{N} \int_0^\infty P_t(B^0 \rightarrow B^0) dt \\
 &= \frac{1}{4N} \left[\frac{1}{\Gamma_R} + \frac{1}{\Gamma_L} + 2 \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\Gamma + i\Delta M} \right) \right] \\
 &= \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 - \frac{\Delta\Gamma^2}{4\Gamma^2}}{1 + \frac{\Delta M^2}{\Gamma^2}} \right]
 \end{aligned} \tag{5.21}$$

soit en utilisant les variables x et y précédemment introduites, on obtient :

$$P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1 - y^2}{1 + x^2} \right] \quad (5.22)$$

$$P(B^0 \rightarrow B^0) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1 - y^2}{1 + x^2} \right] \quad (5.23)$$

5.2.3 Les paramètres observables de l'oscillation

La première variable qui est définie est r_q le rapport de la probabilité d'osciller à la probabilité de ne pas osciller.

$$r_q = \frac{P(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)}{P(B_q^0 \rightarrow B_q^0)} = \frac{x_q^2 + y_q^2}{2 + x_q^2 - y_q^2} \quad (5.24)$$

Ce paramètre varie entre 0 ($x_q = y_q = 0$) et 1.

On définit aussi la variable χ_q qui représente la probabilité qu'un B^0 initial soit devenu \bar{B}^0 lors de sa désintégration.

$$\chi_q = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(B^0 \rightarrow B^0) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)} = \frac{1}{2} \frac{x_q^2 + y_q^2}{1 + x_q^2} \quad (5.25)$$

Ce paramètre varie entre 0 ($x_q = y_q = 0$) et $\frac{1}{2}$. Ces deux paramètres atteignent leur valeur maximale simultanément dans deux cas :

- $y=1$: cette configuration se présente quand les deux états propres de l'interaction faible ont des durées de vie très différentes :

$$\tau_L \gg \tau_S \Rightarrow \Gamma_R \gg \Gamma_L \Rightarrow y = \frac{\Gamma_R - \Gamma_L}{\Gamma_R + \Gamma_L} \simeq 1$$

C'est le cas pour le système $K^0 - \bar{K}^0$ où $\Gamma_R \sim 10^{10} s^{-1}$ et $\Gamma_L \sim 10^7 s^{-1}$

- $x^2 \gg 1$: c'est le cas où la période des oscillations est très inférieure à la période de désintégration du méson. C'est le cas pour le système $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Pour le système $B^0 - \bar{B}^0$, nous avons vu que $x_q \gg y_q$ donc l'expression de χ_q se simplifie en :

$$\chi_q = \frac{1}{2} \frac{x_q^2}{1 + x_q^2} \quad (5.26)$$

Comme le montre la figure 5.4, x_q peut être déterminé avec précision par la mesure de χ_q jusqu'à $\chi_q \leq 0,4$: en effet, $\sigma(x_q)/x_q = \sqrt{\chi_q}/\sqrt{2}(1 - 2\chi_q)$ ($\sigma(\chi_q)/\chi_q$). Pour $\chi_q > 0,4$, x_q ne peut être mesuré qu'en observant les oscillations dans le temps.

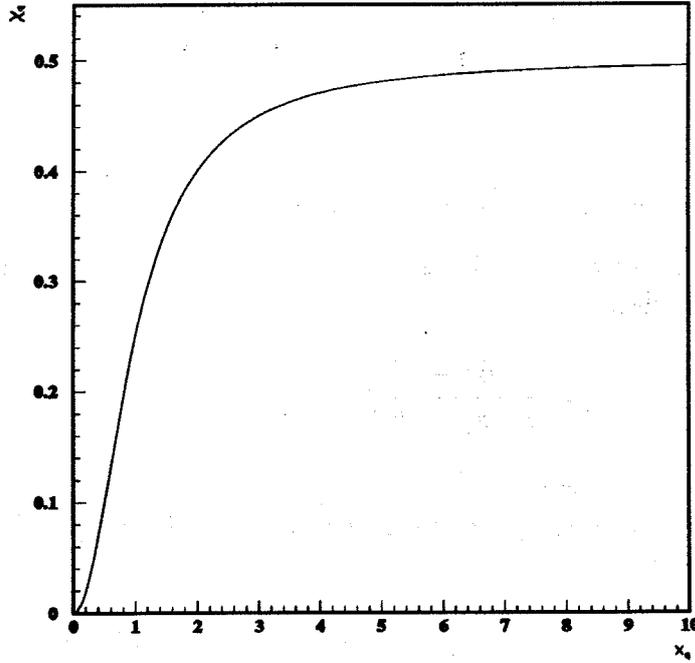


Figure 5.4: $\chi_q = f(x_q)$

5.2.4 Les oscillations des systèmes $K^0 - \bar{K}^0$ et $D^0 - \bar{D}^0$

Les oscillations du système $K^0 - \bar{K}^0$ se font entre deux valeurs propres de l'isospin.

$$\begin{cases} K^0(I = \frac{1}{2}, I_z = \frac{1}{2}) \\ \bar{K}^0(I = \frac{1}{2}, I_z = -\frac{1}{2}) \end{cases}$$

Les paramètres complexes M_{12} et Γ_{12} étant pratiquement réels (on néglige CP), on a :

$$\Delta M_K \propto \text{Re} \left(\sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \right) \approx \text{Re}[M_{12}] \quad (5.27)$$

De plus, les quarks d et s appartenant à la première et la deuxième génération, la contribution du quark top est du deuxième ordre, même pour une masse élevée du quark [60]. A la contribution des interactions à courte distance (diagramme équivalent à 4.1), on doit ajouter la contribution des longues distances ($K \rightarrow \pi\pi$). On écrit

$$(\Delta M_K)_{\text{CourteDistance}} = (1 - D)\Delta M_K \quad (5.28)$$

où D est la part relative de la contribution à grande distance ($0 \leq D \leq 0,5$). Le calcul des graphes qui sont semblables à ceux des oscillations du B [61] donnent la relation :

$$(\Delta M_K)_{C.D.} = (1 - D)\Delta M_K = \frac{G_F^2}{6\pi^2} \eta_1 M_K (B_K f_K^2) m_c^2 \text{Re}[(V_{cd}^* V_{cs})^2] \quad (5.29)$$

avec les paramètres suivants

- η_1 correction QCD [62] : $\eta_1 = 0,7$
- B_K : Rapport de la contribution à courte distance à ΔM_K à celle de l'approximation du couplage au vide (contribution des états intermédiaires mésoniques) :

$$\langle \bar{K}^0 | O_{\Delta S=2} | K^0 \rangle = \frac{4}{3} B_K f_K^2 M_K^2 \quad (5.30)$$

$$\frac{1}{3} \leq B_K \leq 1$$

- f_K est mesuré expérimentalement :

$$f_K = 0,165 \text{ GeV}$$

Les durées de vie de K_S et K_L ont été mesurées directement [63]:

$$\tau_S = (0,8922 \pm 0,0020) \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau_L = (5,17 \pm 0,04) \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

On observe que $\tau_S \ll \tau_L$ donc $\Delta\Gamma \approx \Gamma_S$. Cela entraîne que $\chi_K = \frac{1}{2}$.

Deux méthodes expérimentales permettent la mesure de ΔM_K . La première mesure l'asymétrie de charge des désintégrations semileptoniques des kaons (K_{e3} et $K_{\mu 3}$) en fonction du temps propre du kaon initial. On définit :

$$\delta = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

où N^+ et N^- sont les signes des leptons. En tenant compte de la violation de CP, on obtient l'évolution de δ en fonction du temps propre du kaon τ :

$$\delta(\tau) = \frac{2(1 - |x|^2)[\text{Re}(\epsilon)(e^{-\Gamma_L\tau} + e^{-\Gamma_S\tau}) + A(p)e^{-\Gamma\tau} \cos(\Delta m\tau)]}{|1 - x^2|e^{-\Gamma_L\tau} + |1 + x^2|e^{-\Gamma_S\tau} + 4A(p)\text{Im}(x)e^{-\Gamma\tau} \sin(\Delta m\tau)} \quad (5.31)$$

où :

- $x = \frac{\langle \pi^- l^+ \nu | T | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^+ l^- \nu | T | K^0 \rangle}$
- $A(p)$ est le terme d'amplitude des interférences entre K^0 et \bar{K}^0 ou terme de dilution. Pour un mélange incohérent de K^0 ($S(p)$ distribution expérimentale en impulsion des K^0) et \bar{K}^0 ($\bar{S}(p)$), on a l'expression :

$$A(p) = \frac{S(p) - \bar{S}(p)}{S(p) + \bar{S}(p)}$$

Comme $\text{Re } \epsilon \ll 1$ et $\text{Im}(x) \ll 1$ et en sélectionnant $\tau \geq 3\tau_S$, la formule (4.18) se simplifie en

$$\delta(\tau) = 2 \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} [A(p)e^{-\Gamma\tau} \cos(\Delta m\tau) + \text{Re}(\epsilon)] \quad (5.32)$$

L'expérience au CERN [64] a obtenu la distribution suivante :

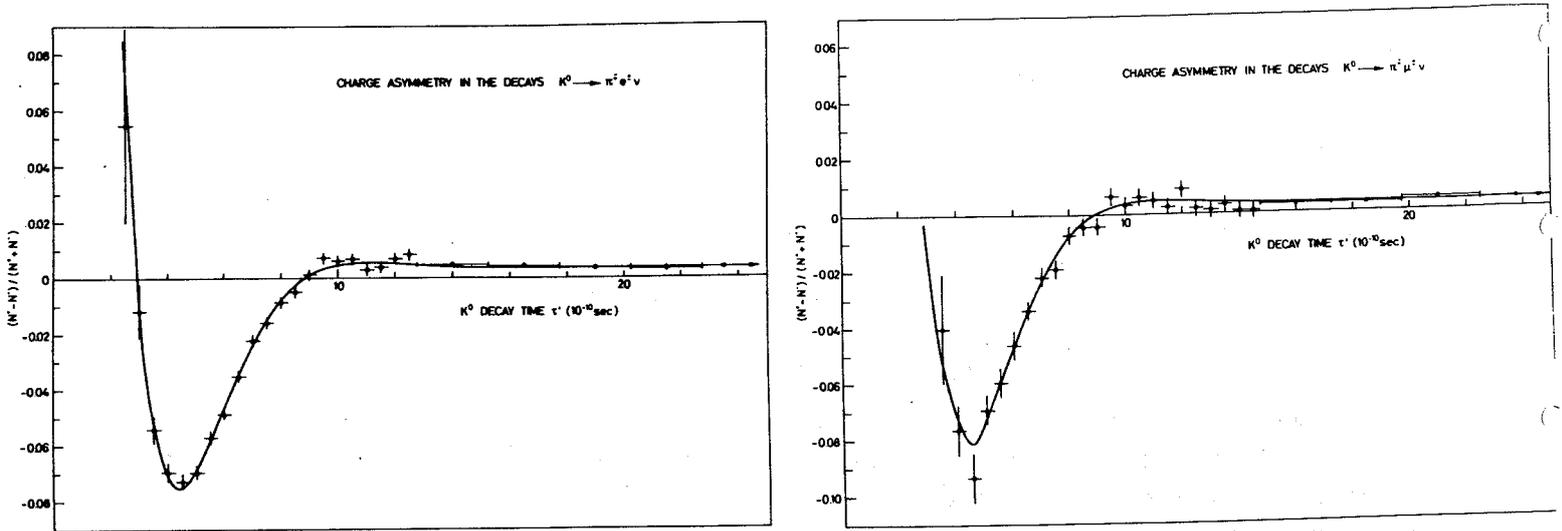


Figure 5.5: Distribution en temps de l'asymétrie de charge des canaux $K^0 \rightarrow \pi e \nu$ et $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ [64]

On obtient en lissant la courbe et en tenant compte des contributions du fond estimées par Monte Carlo :

$$\Delta m(K_{e3}) = (0,5341 \pm 0,0043) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

$$\Delta m(K_{\mu 3}) = (0,529 \pm 0,010) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

$$\Delta m(\text{moyen}) = (0,5334 \pm 0,0040) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Une deuxième méthode utilise la régénérescence en K_S^0 des faisceaux de K_L^0 dans la matière. La propagation d'un faisceau de kaons neutres à travers la matière est décrite par l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{dK_2^0}{dx} &= (2\pi i N f_{22}(0)/k_2 + ik_2 - 1/2\Lambda_2)K_2^0 + (2\pi i N f_{12}(0)/k_1)K_1^0 \\ \frac{dK_1^0}{dx} &= (2\pi i N f_{11}(0)/k_1 + ik_1 - 1/2\Lambda_1)K_1^0 + (2\pi i N f_{21}(0)/k_2)K_2^0 \end{aligned} \quad (5.33)$$

où

- K_1^0 et K_2^0 sont les états propres de CP d'impulsions k_1 et k_2 et de longueurs de désintégration Λ_1 et Λ_2
- x est la distance parcourue dans la matière ($l = \frac{x}{\Lambda_1}$)
- f_+ et f_- sont les amplitudes de transition pour \bar{K}^0 et K^0
- $f_{12}(0) = -f_{21}(0) = \frac{1}{2}(f_+ - f_-)$
 $f_{22}(0) = f_{11}(0) = \frac{1}{2}(f_+ + f_-)$
- $\delta = \frac{m_1 - m_2}{\tau_1}$
- N est la densité de noyaux

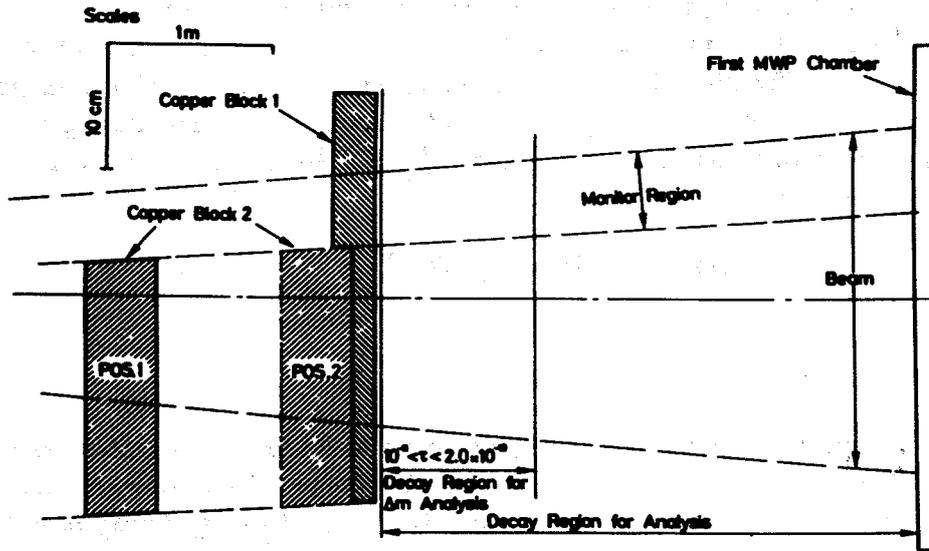


Figure 5.6: Schéma du régénérateur et du moniteur [65]

Cette équation différentielle donne :

$$\begin{pmatrix} K_1^0(x) \\ K_2^0(x) \end{pmatrix} = e^{-N\sigma_T x/2} \begin{pmatrix} e^{-l/2} & \frac{2\pi i N \Lambda_1 f_{21}(0) (e^{-l/2} - e^{-i\delta l})}{k_1} \\ 0 & e^{-i\delta l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_1^0(0) \\ K_2^0(0) \end{pmatrix} = R(x) \begin{pmatrix} K_1^0(0) \\ K_2^0(0) \end{pmatrix} \quad (5.34)$$

Dans le vide on a la matrice :

$$V(x) = \begin{pmatrix} e^{-l/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta l} \end{pmatrix}$$

Pour des longueurs traversées de matière l_1 et l_2 et un espacement entre ces deux volumes 1, la régénération de K_1^0 à partir de K_2^0 s'écrit :

$$A(K_1^0) = R(l_2)V(l)R(l_1) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

En prenant en compte la violation de CP et en observant l'intensité de production $\pi^+\pi^-$ $I_{\pi^+\pi^-}$, on obtient :

$$I_{\pi^+\pi^-} = \left| e^{i\Delta M} (1 - e^{i l_1 \Delta M}) + (1 - e^{i l_2 \Delta M}) + \frac{\langle \pi^+\pi^- | L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | S \rangle} \left/ \left(\frac{\pi N(f_+ - f_-)}{m \Delta M} \right) \right|^2 \quad (5.36)$$

avec $\Delta M = \Delta m + i(\Gamma_S - \Gamma_L)/2$. En faisant varier la distance entre les deux blocs de matière, la régénération n'a pas la même valeur.

La même expérience au CERN a utilisé aussi cette méthode pour mesurer Δm . Pour contrôler l'intensité du faisceau, une partie ne passe qu'à travers un seul bloc de matière. Le rapport de K_1^0 produits à travers le dispositif 1(Rmon) et le dispositif 2(Reger) est constant. Le fond provient de la diffraction des K^0 à travers le cuivre. Il est soustrait en prenant les événements à grand angle et en l'extrapolant à petit angle. Le signal n'est pris qu'à petit angle. Le lissage de la distribution du rapport $\frac{R_{mon1}/R_{eger1}}{R_{mon2}/R_{eger2}}$ en fonction de l'impulsion p donne le résultat suivant :

$$\Delta m = (0,5340 \pm 0,00255) \cdot 10^{10} s^{-1}$$

Le calcul de l'amplitude d'oscillation du système $D^0 - \bar{D}^0$ reste très controversé. Wolfenstein [66] affirme que la contribution à courte distance ne donne pas un bon ordre de grandeur pour Δm et $\Delta \Gamma$. Il donne comme limite théorique $\frac{\Delta M_D}{\Gamma_D} \leq 2 \text{tg} \theta_c^2 = 0,1$. L'étude du paramètre de mélange du système $D^0 - \bar{D}^0$ [67] a été faite à partir du canal exclusif $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. Le signe du π est fortement corrélé à celui du quark c . Ce canal a l'avantage de purifier le lot de méson D^0 en demandant une masse invariante de D^* . Ensuite, le méson D^0 peut osciller et se désintégrer par les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, le signe du méson K signant un quark c ou \bar{c} . Le principal bruit de fond provient de la désintégration doublement supprimée $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\propto V_{us} V_{cd})$. Il est de l'ordre de 0,3%. On s'affranchit de ce fond en utilisant les distributions en temps de désintégration des deux canaux :

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \text{ et } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \propto (1 - \cos \Delta m t) e^{-\Gamma t} \approx (\Delta m t)^2 e^{-\Gamma t}$$

$$D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \propto e^{-\Gamma t}$$

En demandant que le temps propre t du D^0 soit supérieur à $2\tau_{D^0}$, on garde 68% des événements contribuant aux oscillations et on rejette 86% du fond. On obtient alors une limite à 90% de degré de confiance :

$$\tau_D < 0,0037 \Rightarrow \chi_D < 0,00369 \quad (5.37)$$

On en déduit :

$$\frac{\Delta\tau_{D^0}}{\tau_{D^0}} = \sqrt{\frac{2r}{1-r}} < 0,17 \quad (5.38)$$

$$\Delta M_{D^0} = \sqrt{\frac{2r}{1-r}} \frac{1}{\tau_{D^0}} < 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \quad (5.39)$$

En conclusion, on voit que les systèmes B,D,K ont des comportements très différents vis à vis des oscillations :

- K^0 : $\tau_l \gg \tau_s \Rightarrow \chi = 0,5$
- D^0 : $\chi \simeq 0$, on n'a pas encore observé d'oscillations
- B^0 : régime intermédiaire. On observe des oscillations pour les mésons B_d^0 et B_s^0 avec des valeurs $\chi_d \simeq 0,1$ et $\chi_s \simeq 0,5$ comme on le verra au chapitre suivant.

5.3 La violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$

En théorie des champs sont définies pour une particule A d'impulsion \vec{y} et d'hélicité λ les transformations suivantes :

- la parité P : $A(\vec{y}, \lambda) \rightarrow A(-\vec{y}, -\lambda)$
- la conjugaison de charge C : $A(\vec{y}, \lambda) \rightarrow \bar{A}(\vec{y}, \lambda)$
- l'inversion du temps T : $A(\vec{y}, \lambda) \rightarrow A(-\vec{y}, \lambda)$ et inversion de la transition

La conservation suivant chacune de ces transformations peut être violée séparément mais dans les théories de champ local est imposée la conservation par la transformation CPT : $A(\vec{y}, \lambda) \rightarrow \bar{A}(\vec{y}, -\lambda)$. Cela donne les règles suivantes :

$$m(A) = m(\bar{A}) \quad \tau(A) = \tau(\bar{A}) \quad (5.40)$$

Pour le système $K^0 - \bar{K}^0$ qui viole CP, on a vérifié que $|\frac{m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}}{m_{K^0}}| \leq 4 \cdot 10^{-18}$ (CL = 90%).

La violation de P a été mise en évidence pour la première fois en 1957 en étudiant la désintégration β d'une source de ^{60}Co dans un champ magnétique [68].

La violation de la conjugaison de charge est observée pour les neutrinos qui n'ont qu'une composante gauche.

La violation de CP a été observée en 1964 [69] dans le canal $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

La violation de T n'a pas encore été mise en évidence expérimentalement. Les recherches à ce sujet se sont orientées vers la mesure du moment dipolaire électrique du neutron qui devrait être non nul. Les mesures expérimentales donnent une limite supérieure de $1,2 \cdot 10^{-25} \text{ e cm}$ [70], des calculs dans le cadre du Modèle Standard [71] donnant un moment dipolaire de l'ordre de 10^{-33} e cm . A LEAR, on essaie d'observer la violation de T par une différence dans les transitions $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$.

Dans le Modèle Standard la violation de CP s'explique par la phase dans la matrice CKM.

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g}{\sqrt{2}} W \sum \bar{u}_i V_{ij} d_j + \frac{g}{\sqrt{2}} W^* \sum \bar{d}_j V_{ij}^* u_i \quad (5.41)$$

↓

$$(\mathcal{L}_{int})^{CP} = \frac{g}{\sqrt{2}} W^* \sum \bar{d}_j V_{ij} u_i + \frac{g}{\sqrt{2}} W \sum \bar{u}_i V_{ij}^* d_j \quad (5.42)$$

Les deux lagrangiens sont différents si et seulement si V_{ij} est une matrice complexe non triviale ($\sin \delta \neq 0$). Cela montre qu'il faut - au moins - trois générations de quarks pour expliquer la violation de CP dans le Modèle Standard. Mais il faut aussi qu'il n'y ait pas de dégénérescence entre les 3 quarks de type "up" et entre les 3 quarks de type "down". Par exemple, si les quarks u et c sont dégénérés en masse, toute combinaison linéaire de u et c donne encore un état propre de masse. On peut alors retirer une autre phase à V donc la matrice CKM devient réelle.

De plus si un des termes s_{13} , s_{12} , s_{23} ou c_{13} , c_{12} et c_{23} est nul, la phase disparaît dans la matrice.

Ces conditions sont résumées par la condition de Jarlskog [72] :

$$\begin{aligned} T(M_u^2) &= (m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_t^2 - m_u^2) \\ B(M_d^2) &= (m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_b^2 - m_d^2) \\ |J| &= |c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13}^2 \sin \delta| = \text{Im}(V_{ij}V_{lk}V_{ik}^*V_{lj}^*) \quad j \neq k \quad i \neq l \\ \text{Im}\{\det[M_D M_D^\dagger, M_U M_U^\dagger]\} &= -2JT(M_u^2)B(M_d^2) \neq 0 \end{aligned} \quad (5.43)$$

D'autres modèles en théorie des champs que nous décrirons rapidement plus loin, donnent lieu à une violation de CP :

- systèmes de Higgs étendus [73]
- boson de jauge droit [74]
- supersymétrie [75]

La mesure de la violation de CP est donc un test fondamental du Modèle Standard.

Le triangle d'unitarité permet de faire ce test. L'unitarité de la matrice CKM donne, en particulier, la relation suivante :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (5.44)$$

Cette relation se simplifie en remarquant que $V_{ud} \simeq 1$, que V_{tb} est réel et proche de 1, et que $V_{cd} \approx -s_{12}$. Elle s'écrit alors :

$$V_{ub}^* + V_{td} = s_{12}V_{cb} \quad (5.45)$$

Cette dernière équation montre que, dans le plan complexe, V_{ub}^* , V_{td} et $s_{12}V_{cb}$ doivent former les 3 côtés d'un triangle. En changeant d'échelle, les coordonnées des sommets A,B,C de ce triangle peuvent s'écrire :

$$A \left(\frac{\text{Re}V_{ub}}{s_{12}|V_{cb}|}, \frac{-\text{Im}V_{ub}}{s_{12}|V_{cb}|} \right), B(1, 0), C(0, 0)$$

ou, dans la paramétrisation de Wolfenstein :

$$A(\rho, \eta), B(1, 0), C(0, 0)$$

La position du point A est contrainte par trois mesures :

- le paramètre ϵ_K de violation de CP du système $K^0 - \bar{K}^0$
- la mesure du paramètre de mélange du système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$
- la mesure de $|V_{ub}|/|V_{cb}|$

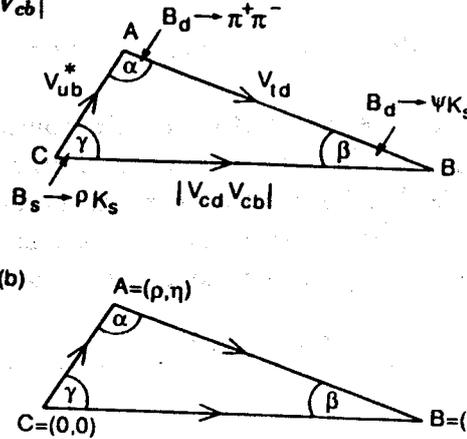


Figure 5.7: Représentation du triangle unitaire

La violation de CP est décrite correctement par le Modèle Standard si ces trois paramètres donnent une position cohérente de A.

Après ce bref rappel, intéressons-nous aux effets de la violation de CP sur les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ et aux implications des mesures des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ pour le triangle d'unitarité. Les états propres exacts de la matrice d'interaction H s'écrivent:

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|B_1\rangle + \epsilon|B_2\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|B^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{B}^0\rangle)$$

$$|B_R\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(-\epsilon|B_1\rangle + |B_2\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1-\epsilon)|B^0\rangle - (1+\epsilon)|\bar{B}^0\rangle) \quad (5.46)$$

avec

$$\epsilon = \frac{-\text{Re}M_{12} + \frac{i}{2}\text{Re}\Gamma_{12} + \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}}{i\text{Im}M_{12} + \frac{1}{2}\text{Im}\Gamma_{12}} \quad (5.47)$$

Comme $|B_{R,L}(t)\rangle = e^{-im_{R,L}t} e^{-\frac{\Gamma_{R,L}}{2}t} |B_{R,L}(0)\rangle$ on en déduit la probabilité de transition $B^0(t) \rightarrow f$, sachant que $\Delta\Gamma \ll \Delta m$:

$$|\langle f|T|B^0(t)\rangle|^2 = e^{-\Gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) |\langle f|T|B^0\rangle|^2 + \sin^2\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) \left|\frac{q}{p}\right|^2 |\langle f|T|\bar{B}^0\rangle|^2 \right. \\ \left. - \frac{i}{2}\sin(\Delta mt)\frac{q}{p} \langle f|T|B^0\rangle \langle f|T|\bar{B}^0\rangle^* + \frac{i}{2}\sin(\Delta mt)\frac{q}{p} \langle f|T|B^0\rangle^* \langle f|T|\bar{B}^0\rangle \right] \quad (5.48)$$

p^2 et q^2 étant les termes non diagonaux de la matrice H et on a la relation suivante :

$$\frac{p}{q} = \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} = \sqrt{\frac{M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2}}{M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2}}} \quad (5.49)$$

On obtient une formulation équivalente pour $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}$ [76].

On notera que les deux amplitudes de transition sont CP conjuguées:

$$\langle f|T|B^0(t) \rangle = \langle f|(CP)^+T(CP)|B^0(t) \rangle = \langle \bar{f}|T|\bar{B}^0(t) \rangle$$

Donc, si ces deux probabilités sont différentes, on doit observer la violation de CP dans le système du méson B^0 .

Une première méthode de mesure de la violation de CP consiste à mesurer les largeurs partielles $\Gamma(B^0 \rightarrow f)$ et $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})$. La différence est indépendante du temps et ne nécessite pas de tenir compte du mélange $B^0 - \bar{B}^0$. On peut aussi regarder les modes de désintégrations des mésons B chargés pour observer une violation de CP dans la désintégration elle-même. Par exemple, on pourrait mesurer les largeurs partielles des canaux associés:

$$\begin{cases} B^+ \rightarrow K^+ \rho^0 \\ B^- \rightarrow K^- \rho^0 \end{cases}$$

Une deuxième méthode étudie la violation de T donc CP dans le cadre de la conservation de CPT. Elle consiste à comparer les transitions $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ et $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$. La fonction d'oscillation intégrée dans le temps donne :

$$P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) = \left| \frac{q}{p} \right|^2 \frac{x^2}{2(1+x^2)} \quad (5.50)$$

$$P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) = \left| \frac{p}{q} \right|^2 \frac{x^2}{2(1+x^2)} \quad (5.51)$$

Donc l'asymétrie A_{CP} s'écrit :

$$A_{CP} = \frac{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) - P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)} \quad (5.52)$$

$$= \frac{\left| \frac{p}{q} \right|^2 - \left| \frac{q}{p} \right|^2}{\left| \frac{p}{q} \right|^2 + \left| \frac{q}{p} \right|^2} = -2 \operatorname{Im} \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} = 2 \operatorname{Re} \epsilon_B$$

Une autre méthode pour mesurer A_{CP} consisterait à sélectionner des paires de dileptons à LEP et à calculer la différence relative entre les paires de leptons ++ et --. Malheureusement, cette méthode demande une grande statistique. Le Modèle Standard prévoit que A_{CP} est de l'ordre de quelques 10^{-3} ce qui entraîne $P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) = \left| \frac{q}{p} \right|^4 P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) \simeq (1 + 10^{-3}) P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$. Donc, avec la résolution actuelle sur ces probabilités ($\simeq 2\%$), on pourra négliger l'effet de la violation de CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$.

Enfin, une dernière méthode consisterait à étudier des canaux exclusifs où les désintégrations du B^0 et du \bar{B}^0 donnent les mêmes particules. Par exemple, pour le canal $B_d^0 \rightarrow \psi K_S$ on a :

$$\Gamma(B_d^0(t) \rightarrow \psi K_S) \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} [1 + \sin \Delta m t \operatorname{Im} \frac{p}{q} \rho] \quad (5.53)$$

$$\Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow \psi K_S) \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} [1 - \sin \Delta m t \operatorname{Im} \frac{p}{q} \rho] \quad (5.54)$$

avec $\rho = \frac{\mathcal{M}(B_d^0 \rightarrow \psi K_S)}{\mathcal{M}(\bar{B}_d^0 \rightarrow \psi K_S)} = \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}$ si une seule amplitude intervient. L'asymétrie de désintégration intégrée dans le temps s'écrit :

$$A = \frac{x_d}{1+x_d^2} \operatorname{Im} \left(\frac{p}{q} \rho \right) = \frac{x_d}{1+x_d^2} \sin 2\beta \quad (5.55)$$

Cette désintégration donne l'angle β du sommet B du triangle.

De même, les désintégrations $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $B_s^0 \rightarrow \rho K_S$ donnent les angles des sommets A et C.

La mesure des oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ contraint le triangle d'unitarité. Elle s'ajoute à celles apportées par ϵ_K et $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$. L'équation (5.29) montre que B_K va être le paramètre limitant pour contraindre ceux de la matrice CKM, les variations de la masse du top étant moins importantes. L'équation suivante paramétrise la limite sur le triangle d'unitarité provenant de ϵ_K ($A(z)$ est définie par l'équation (5.12)):

$$\frac{C_\epsilon}{B_K} = -|V_{cb}| \operatorname{Im}(V_{td}) [(\eta_3 f_3(z) - \eta_1) y_c |V_{cs}| + \eta_2 z A(z) |V_{cb}| \operatorname{Re}(V_{td})] \quad [9] \quad (5.56)$$

avec :

- $C_\epsilon = \sqrt{2} |\epsilon_K| \frac{6\pi^2 \Delta M_K}{G_F^2 f_K^2 M_K M_W^2} = 5,6 \cdot 10^{-8}$
- $f_3(z) = \operatorname{Ln}(\frac{z}{y_c}) - \frac{3}{4} \frac{z}{1-z} [1 + \frac{z}{1+z} \operatorname{Ln}(z)]$ avec $z = \frac{m_t^2}{M_W^2}$
- $\eta_2 = 0,6$ et $\eta_3 = 0,4$ [62]

La limite sur $|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}|$ s'exprime dans la paramétrisation de Wolfenstein :

$$\lambda |\rho - i\eta| < 0,11 \pm 0,05 \quad (5.57)$$

Ici, la prédiction théorique à partir des mesures sur l' $\Upsilon(4s)$ est le facteur limitant.

Enfin, x_d est limité par $f_B^2 B_B$ et par l'incertitude sur la masse du top. On a

$$x_d \propto m_t^2 A^2 \lambda^6 ((1-\rho)^2 + \eta^2) \quad (5.58)$$

La mesure de $\frac{x_d}{x_s} = \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 \frac{f_{B_d}}{f_{B_s}} \propto \lambda^2 ((1-\rho)^2 + \eta^2)$ est indépendante de la masse du top. Cette mesure permettra donc, lorsque les effets de f_B seront compris, de mettre une contrainte plus forte que x_d sur le triangle d'unitarité.

Enfin, la mesure du rapport $|\epsilon'/\epsilon| \propto \eta$ devrait donner une mesure directe de η . Mais il reste une incertitude théorique dans le calcul du coefficient de proportionnalité et les mesures de $|\epsilon'/\epsilon|$ de NA31 et E731 sont en léger désaccord. La mesure de NA31 $|\epsilon'/\epsilon| = (3,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$ donne $0,2 < \eta < 1,6$.

En 1992, on a donc les graphiques suivants de la figure (5.8) où quatre valeurs de la masse du top ont été considérées :

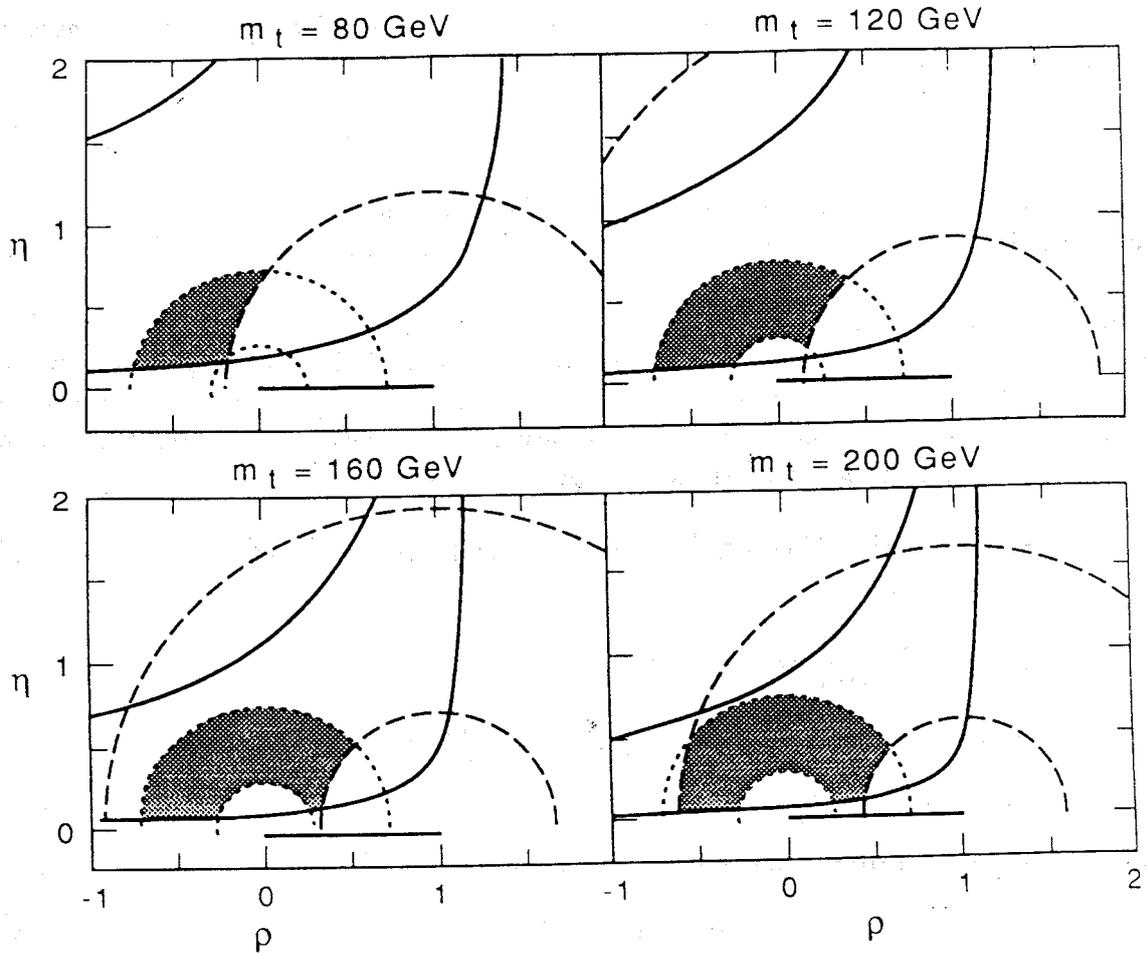


Figure 5.8: Limites sur le sommet A du triangle d'unitarité, en trait plein la contribution de ϵ_K , en tirets celle de x_d et en pointillés celle de V_{ub}/V_{cb} , et en gris  la zone autorisée pour le sommet A [9]

5.4 Les prédictions des modèles non standards pour la valeur du paramètre χ

5.4.1 Le modèle supersymétrique

Dans le modèle supersymétrique [3], on associe aux particules de spin demi-entier et entier des sparticules de spin entier et demi-entier. Ces nouvelles sparticules vont introduire des diagrammes de Feynmann supplémentaires à ceux que nous avons déjà considérés. La contribution principale additionnelle au mélange $B^0 - \bar{B}^0$ par échange de W, provient du diagramme en boîte incluant l'échange de gluino [77] et de squarks de type down (figure 5.9.a), la transition de \bar{d} à \bar{b} se faisant par l'intermédiaire du Higgsino (figure 5.9.b).

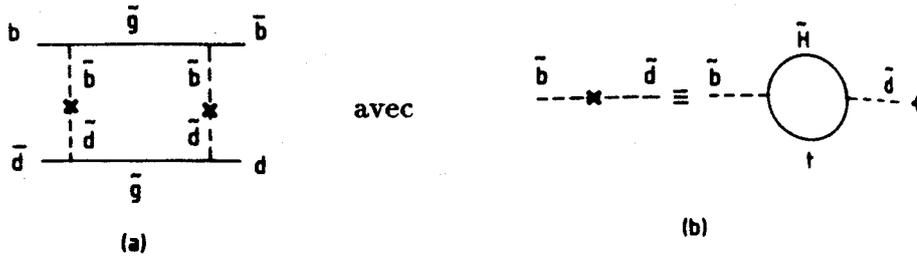


Figure 5.9: (a) Diagramme en boîte avec échange de gluino et de squarks; (b) échange de higgsino chargé et quark top contribuant à la matrice de transition du squark b au squark \bar{d} [77]

Le diagramme en boîte du gluino donne l'expression suivante :

$$\Delta M_{ab}^{\bar{g}} = \frac{\alpha_S^2(M_W)}{54m_{\bar{g}}^2} B_B f_B^2 m_B \sum_{i,j} \lambda_{ab}^i \lambda_{ab}^j S_{ij}(z_i, z_j) \quad (5.59)$$

avec :

- $\lambda_{ab}^i = V_{ia}^* V_{ib}$ ($i = u, c, t$)
- $S_{ij}(z_i, z_j) = 11K_{ij}(z_i, z_j) + 4I_{ij}(z_i, z_j)$ avec $z_i = \frac{m_{d_i}^2}{m_{\bar{g}}^2}$ ($\bar{d}_i = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$) et K_{ij} et I_{ij} facteurs cinématiques donnés dans la référence [77]

En négligeant les masses des quarks exceptée celle du top et, en utilisant l'unitarité de la matrice CKM, on obtient :

$$x_d^{\bar{g}} = \frac{\alpha_S^2(M_W)}{54m_{\bar{g}}^2} \tau_{B_d} B_{B_d} f_{B_d}^2 m_{B_d} |V_{td} V_{tb}^*|^2 \Delta S_t(m_{\bar{d}}, m_{\bar{s}}, m_{\bar{g}}) \quad (5.60)$$

$$\Delta S_t = S_{33}(z_3, z_3) + S_{11}(z_1, z_1) - 2S_{13}(z_1, z_3)$$

A cause d'une quasi dégénérescence en masse des squarks et un grand couplage fort, on peut négliger la contribution des autres diagrammes avec des Winos et du Higgsino. On a

alors $x^{Tot} = x^{ST} + x^{\tilde{g}}$. La figure suivante montre que la contribution des sparticules diminue avec leur masse.

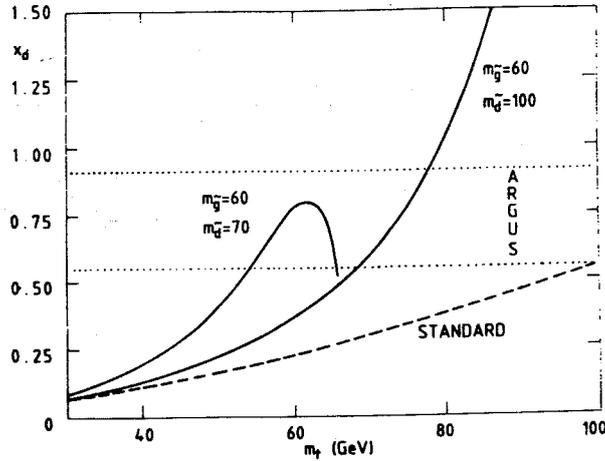


Figure 5.10: Contribution du modèle supersymétrique suivant la masse des squarks et du top [77]

Ce modèle a été intéressant lorsque les limites sur la masse du top et du gluino étaient faibles. Il permettait de justifier une faible masse de top. Aujourd'hui, la masse du top étant attendue entre 100 et 200 GeV, la valeur du paramètre de mélange du B_d^0 est justifiable dans le cadre du Modèle Standard. Elle sert maintenant à contraindre les différentes variables du modèle supersymétrique.

5.4.2 Bosons de Higgs chargés

Leur diagramme est similaire à celui du Modèle Standard en remplaçant un ou deux W par des Higgs chargés. En supposant que $m_t \ll m_{H^+}$ et en négligeant la contribution par échange d'un seul Higgs, on a la formule approximative suivante :

$$x_d^{Tot} = x^{ST} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{v_d}{v_u} \right)^4 \left(\frac{m_t}{m_H} \right)^2 \right] \quad (5.61)$$

où v_u et v_d sont les valeurs moyennes des champs de Higgs donnant une masse aux quarks de type u et d. Cette formule est une bonne approximation pour $m_t \simeq m_{H^+}$. La mesure du paramètre de mélange du B_d^0 donne donc une contrainte sur les paramètres de ce modèle.

5.4.3 Le modèle symétrique gauche-droit minimal

Ce modèle [81] introduit les parties droites des bosons de jauge et symétrise les parties droites des quarks et des leptons par rapport à leur partie gauche (matrice CKM, violation de CP ...). La contrainte sur la différence de masse entre le K_L et le K_S entraîne [82] :

$$M_{W_R} > 1,5 \text{ à } 2,5 \text{ TeV}$$

En négligeant les transitions entre les bosons droits et gauches, l'hamiltonien du courant chargé s'écrit :

$$H \simeq \frac{g_2}{\sqrt{2}} [W_L^{+\mu} \bar{u} V_L \gamma_\mu (\frac{1-\gamma_5}{2}) d + W_R^{+\mu} \bar{u} V_R \gamma_\mu (\frac{1-\gamma_5}{2}) d] + h.c. \quad (5.62)$$

où V_L, V_R sont les matrices CKM pour les parties gauche et droite des quarks. Elles seront supposées égales dans la suite. La contribution de la partie droite du mélange donne [80]:

$$x_{d,s}^{Tot} = x_{d,s}^{ST} [1 + \frac{3}{2} \frac{M_{WL}^2}{M_{WR}^2} (\frac{M_{B_{d,s}}^2}{(m_b + m_{d,s})^2} + \frac{1}{6}) \cdot \frac{1}{\eta_t} \cdot \frac{z_t}{A(z_t)} \cdot [\eta_{t1}^{LR} (\frac{4-z_t}{1-z_t} + \frac{4-2z_t+z_t^2}{(1-z_t)^2}) L n z_t + \eta_{t2}^{LR} l n \frac{M_{WL}^2}{M_{WR}^2}] \quad (5.63)$$

η_t, z_t et $A(z_t)/z_t$ sont définis dans (3) et $\eta_{t1}^{LR} \approx \eta_{t2}^{LR} \approx 1,8$ sont des corrections de QCD.

La figure suivante montre que :

- la valeur de X_d^{Tot} est plus basse que celle du Modèle Standard mais la contrainte du système $K^0 - \bar{K}^0$ rend la différence petite
- le mélange augmente lentement avec la masse du top

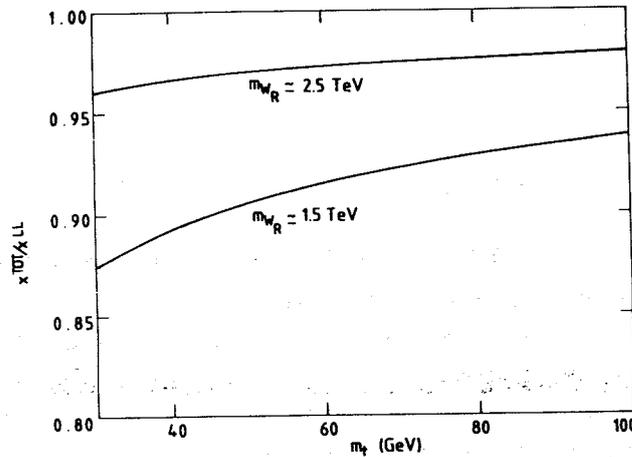


Figure 5.11: Contribution du modèle symétrique gauche droit suivant la masse des squarks et du top [77]

Puisque le Modèle Standard justifie les mesures des oscillations, ces dernières permettent de contraindre les paramètres des modèles non standards. Lorsque la masse du top et tous les éléments de la matrice CKM seront mesurés, on pourrait observer des déviations qui seraient un indice de nouvelle physique.

6 Les mesures antérieures des paramètres de mélange du système $B^0 - \bar{B}^0$

6.1 La mesure du paramètre de mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ à l' $\Upsilon(4s)$

La masse du méson $\Upsilon(4s)$ se trouve juste au dessus du seuil de production de paires de mésons B les plus légers (B_u^+ et B_d^0) puisque l'on a :

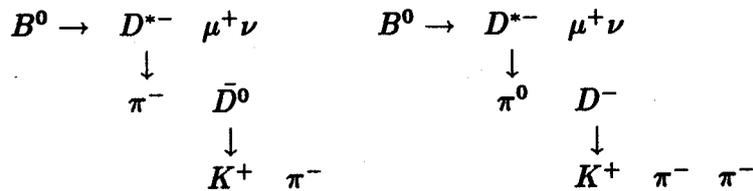
$$m(\Upsilon(4s)) - 2 m(B) = 26 \pm 5 \text{ MeV} \quad (6.1)$$

Les deux types de mésons sont donc produits sans pion supplémentaire et sont donc dans un état quantique $J^{PC} = 1^{--}$. Donc, ils doivent donc être antiparticules l'un de l'autre ($B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_u^+ - B_u^-$). Dans le cas $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, il ne peut y avoir qu'oscillation simultanée tant qu'un des deux mésons ne s'est pas désintégré. Après désintégration de l'un d'entre eux, le deuxième méson oscillera librement.

Deux expériences (ARGUS sur DORIS [83], CLEO sur CESR [84]) ont mesuré les oscillations du système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ produit par désintégration de l' $\Upsilon(4s)$.

ARGUS a utilisé trois méthodes pour mesurer χ_d .

La première consiste à reconstruire totalement les deux mésons en se restreignant au canal de désintégration $B^0 \rightarrow D^{*-} X$ qui a un fond beaucoup moins important que $B^0 \rightarrow D^- X$. Sur 88000 $\Upsilon(4s)$ produits, il a été reconstruit un seul événement $B^0 \bar{B}^0$:



Pour $r = 0,2$ et $r=0,3$ il est prévu 0,3 et 0,5 événement $B^0 \bar{B}^0$ et $\bar{B}^0 B^0$ pour deux événements $B^0 \bar{B}^0$ observés. Cette méthode est limitée statistiquement.

Une deuxième méthode consiste à sélectionner les événements où les deux mésons se désintègrent semileptoniquement. La charge du lepton permet d'identifier le type du quark b initial. Donc la présence de leptons de même signe montre l'existence des oscillations, une fois le fond retiré. Pour supprimer le fond de leptons du continuum on applique des coupures sur le nombre de traces chargées, sur celui de dépôts neutres et sur la topologie de l'événement (second moment de Fox-Wolfram [85]).

Le principal fond provient maintenant du canal $b \rightarrow c \rightarrow s\bar{u}l^+$ qui donne un lepton de mauvais signe. Mais ce lepton est moins énergétique, comme le montre la figure suivante :

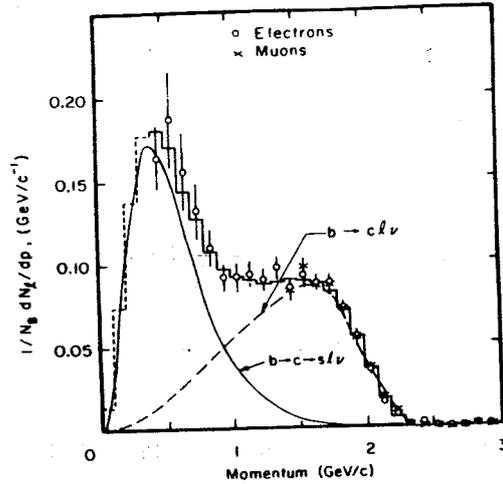


Figure 6.1: Spectre en énergie des leptons de première et seconde cascade du méson B [82]

Une coupure en impulsion sur le lepton à 1,4 GeV réduit fortement le fond. Enfin, le canal $B \rightarrow \psi \rightarrow l^+l^-$ donne un lepton de signe aléatoire. Les dileptons de masse invariante égale à la masse du J/Ψ ou du Ψ' à 150 MeV près sont rejetés.

La distribution angulaire entre les deux leptons doit être plate s'ils proviennent de deux B indépendants. En revanche, les leptons provenant de la première et de la seconde cascade d'un même méson B sont diamétralement opposés; c'est pourquoi on a la coupure $\cos \theta_{ll} > -0,85$.

Le fond de dileptons du continuum restant est soustrait à celui observé sur le pic et le reste est estimé par simulation Monte-Carlo.

Ils obtiennent :

$$\begin{aligned} N(l^\pm l^\pm) &= 24,8 \pm 7,6 \pm 3,8 \\ N(l^\pm) &= 270,3 \pm 19,4 \pm 5,0 \end{aligned}$$

Il faut corriger de la contribution du canal $\Upsilon(4s) \rightarrow B^+B^-$. On a :

$$r = \frac{[N(l^+l^+) + N(l^-l^-)](1 + \lambda)}{N(l^+l^-) - [N(l^+l^+) + N(l^-l^-)]\lambda} \quad (6.2)$$

- $\lambda = \frac{f^+}{f^0} \left(\frac{Br^+}{Br^0}\right)^2$

- f^+ et f^0 sont les rapports de branchement $\Upsilon(4s) \rightarrow B^+B^-$ et $\Upsilon(4s) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ ($f^+ + f^0 = 1$)

- Br^+ et Br^0 sont les rapports de branchement semi-leptonique du B^+ et B^0

Ainsi on obtient $r = 0,22 \pm 0,09 \pm 0,04$ en prenant $\lambda = 1,2$ [83].

Enfin, une dernière méthode consiste à reconstruire totalement un des B^0 et à sélectionner le lepton de première cascade du second B^0 . Cela permet de réduire le fond et de s'affranchir de la contribution des mésons beaux chargés. On a :

$$r = \frac{N(B^0l^+) + N(\bar{B}^0l^-)}{N(B^0l^-) + N(\bar{B}^0l^+)} = 0,20 \pm 0,12 \quad (6.3)$$

En combinant ces deux dernières méthodes on obtient $r = 0,21 \pm 0,08$.

CLEO a refait l'analyse avec les dileptons et obtient $r = 0,19 \pm \underbrace{0,06 \pm 0,06}_{0,08}$. La combinaison de ces deux résultats donne :

$$r = 0,20 \pm 0,05 \pm 0,05 \quad (6.4)$$

Comme $\chi = \frac{r}{1+r}$, on trouve :

$$\chi_d = 0,17 \pm 0,05 \Rightarrow x_d = 0,72 \pm 0,16 \quad (6.5)$$

6.2 La mesure de χ bien au dessus du seuil de production de paires $B\bar{B}$

6.2.1 Définition du paramètre χ et relation avec le nombre de dileptons

Les expériences UA1, CDF et celles sur LEP étudient les hadrons beaux produits au dessus du seuil. Au dessus du seuil de production de paires de B, les hadrons beaux sont produits de manière incohérente. Ils suivent les lois de masse pour l'habillage des quarks pour ce qui est de la spectroscopie.

Les paramètres f_d et f_s étant les proportions de B_d^0 et B_s^0 produits, le paramètre d'oscillation global χ s'écrit :

$$\chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s \quad (6.6)$$

Pour la mesure de χ par les canaux de désintégration semileptonique du hadron B, on définit :

$$R' = \frac{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}{N(l^+l^+) + N(l^-l^-) + N(l^+l^-)} \quad (6.7)$$

Comme au seuil de production des mésons B, il faut tenir compte des hadrons qui n'oscillent pas pour relier R' à χ . Les contributions des deux quarks se répartissent ainsi:

$$\begin{array}{l} \bar{b} \rightarrow l : \quad \begin{array}{l} l^+ \quad N(B^+) + N(\Lambda_b) + (1 - \chi_d)N(B_d^0) + (1 - \chi_s)N(B_s^0) \\ l^- \quad \chi_d N(B_d^0) + \chi_s N(B_s^0) \end{array} \\ b \rightarrow l \quad \begin{array}{l} l^- : \quad N(B^-) + N(\bar{\Lambda}_b) + (1 - \chi_d)N(\bar{B}_d^0) + (1 - \chi_s)N(\bar{B}_s^0) \\ l^+ \quad \chi_d N(\bar{B}_d^0) + \chi_s N(\bar{B}_s^0) \end{array} \end{array}$$

En notant Br^q et f^q le rapport de branchement semileptonique du B_q et son pourcentage de production, on obtient alors :

$$R' = 2 \frac{[f^u Br^u + f^\Lambda Br^\Lambda + f_d Br^0 + f_s Br^0 - \chi Br^0] Br^0 \chi}{[f^u Br^u + f^\Lambda Br^\Lambda + f_d Br^0 + f_s Br^0]^2} \quad (6.8)$$

En première approximation, on suppose $Br^0 = Br^u = Br^\Lambda$ et, par définition, $f_u + f_\Lambda + f_d + f_s = 1$ ce qui entraîne :

$$R' = 2\chi(1 - \chi) \quad (6.9)$$

$$r = \frac{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}{N(l^+l^-)} = \frac{2\chi(1 - \chi)}{\chi^2 + (1 - \chi)^2} \quad (6.10)$$

6.2.2 Mesure de χ dans les machines $p\bar{p}$

Les expériences UA1 et CDF travaillent sur les collisionneurs $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 630$ GeV ($Spp\bar{p}S$) et $\sqrt{s} = 1,8$ TeV (Tevatron). Les diagrammes de production de quark beau sont :

$$gg \text{ ou } q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow b\bar{b} \text{ (production directe de paires)}$$

$$qQ(\text{mer}) \text{ ou } gQ(\text{mer}) \rightarrow qQ(\text{mer}) \text{ ou } gQ(\text{mer}) \text{ (quark de la mer)}$$

$$gg \rightarrow gQ\bar{Q} \text{ (conversion du gluon en paire } Q\bar{Q}\text{)}$$

Le premier canal est dominant par rapport aux autres.

L'expérience UA1 [86] détectait les muons dans un domaine de pseudorapidité $|\eta| = |\text{Log tan } \frac{\theta}{2}| < 2,3$.

Les deux muons doivent provenir du même vertex primaire et avoir une impulsion transverse par rapport au faisceau supérieure à 3 GeV. Pour éliminer les muons produits par désintégration du J/Ψ ou dans une même cascade ($\bar{b} \rightarrow \mu^+ \nu \bar{c}$; $\bar{c} \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \bar{s}$), on demande que la masse invariante des deux muons soit supérieure à 6 GeV. Pour $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et les paires de muons produits par Drell Yan [87], on définit la variable d'isolation S :

$$S = \sum_{i=1}^2 \left[\left(\frac{1}{2} \sum E_T(\mu_i) \right)^2 + \left(\sum p_T(\mu_i) \right)^2 \right] \quad (6.11)$$

ou $\sum E_T(\mu_i)$ est la somme de l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre dans un cône $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} < 0,7$ et $\sum p_T(\mu_i)$ est la somme des énergies transverses mesurées dans le détecteur central de traces.

Les muons doivent être rattachés à un jet. Un jet est composé d'au moins une trace avec $p_T > 1$ GeV en plus du muon et l'axe du jet doit se trouver dans un cône défini par $\Delta R < 1$ autour du muon. Le jet contient toutes les particules chargées contenues dans un cône de demi angle $\Delta R < 0,6$. Pour éliminer l'ambiguïté de charge, on demande que $p_T < 20$ GeV et $p_{rel}^T < 3$ GeV (l'impulsion transverse par rapport au jet) pour purifier le lot de $b\bar{b}$.

Une fois la sélection des muons terminée, la simulation par le Monte-Carlo ISAJET [88] donne les différentes contributions $b \rightarrow l$, $b \rightarrow c \rightarrow l$, $c \rightarrow l$, Drell Yan, mauvaise identification et leur spectre en p_T^{rel} . En faisant un lissage de toutes les contributions en p_T^{rel} , on a obtenu en combinant toutes les données prises par UA1 $\chi = 0,149 \pm 0,029$ (stat) $\pm 0,017$ (sys). L'erreur systématique provient principalement de l'incertitude sur le fond $c\bar{c}$ et sur les rapports de branchement semileptonique du b et du c .

L'analyse de CDF [89] utilise les paires $e\mu$ et ee où sont sélectionnés les électrons d'énergie transverse supérieure à 5 GeV et les muons d'impulsion transverse supérieure à 3 GeV. Le fond de Drell Yan et des cascades successives est éliminé par $M_{ll} < 5$ GeV, le fond de l' $\Upsilon(4s)$ en rejetant $8 \text{ GeV} < M_{ll} < 10,8$ GeV. Le fond est estimé à partir de ISAJET. On obtient :

$$\frac{N(\text{seconde cascade})}{N(\text{première cascade})} = 0,25 \pm 0,06$$

$$\frac{N(c \rightarrow l)}{N(b \rightarrow l)} = \begin{matrix} 0,07 \pm 0,07 (e\mu) \\ 0,02 \pm 0,02 (ee) \end{matrix}$$

Par comptage, on obtient :

$$\chi = 0,176 \pm 0,031 \text{ (stat + sys)} \pm 0,032 \text{ (modèle)} \quad (6.12)$$

En combinant les deux expériences, on obtient :

$$\chi = 0,163 \pm 0,023 \text{ (stat + sys)} \quad (6.13)$$

Pour donner une limite dans le plan $\chi_d - \chi_s$, on prendra $f_d = 0,375$ et $f_s = 0,15$ [52].

6.3 Limite donnée par le Modèle Standard dans le plan $\chi_d \chi_s$

Les valeurs absolues de χ_d et χ_s sont incertaines théoriquement, le rapport des deux est connu dans la limite de $SU(3)_C$:

$$\frac{x_d}{x_s} = \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 (1 + o(\text{brisure de } SU(3))) \quad (6.14)$$

On peut penser que la correction due à la brisure de $SU(3)$ est négative car théoriquement on s'attend à $f_{B_d} < f_{B_s}$ et $\tau_{B_d} < \tau_{B_s}$, d'où

$$\frac{x_d}{x_s} < \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 \quad (6.15)$$

Or dans la paramétrisation de Wolfenstein

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = \lambda \sqrt{(1 - \rho)^2 + \eta^2} \leq \lambda \sqrt{1 + 2|\rho| + \rho^2 + \eta^2} \leq \lambda (1 + \sqrt{\rho^2 + \eta^2}) \quad (6.16)$$

Dans le paragraphe 3.2.5 on a mesuré $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0,11 \pm 0,05$. On prend comme limite conservatrice $\lambda \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| < 0,20$ et $\lambda = 0,221$. Donc $\frac{x_d}{x_s} \leq (0,421)^2$.

En supposant que $|x_q| \gg |y_q|$ ($q=d,s$), on obtient l'équation de l'hyperbole de la figure 6.2 :

$$\chi_d \leq \frac{\chi_s}{a - 2\chi_s(a - 1)} \quad (6.17)$$

avec $a = \frac{1}{(0,421)^4} = 32$

La zone permise semble petite mais il ne faut pas oublier que les limites sont données à 68% de confiance.

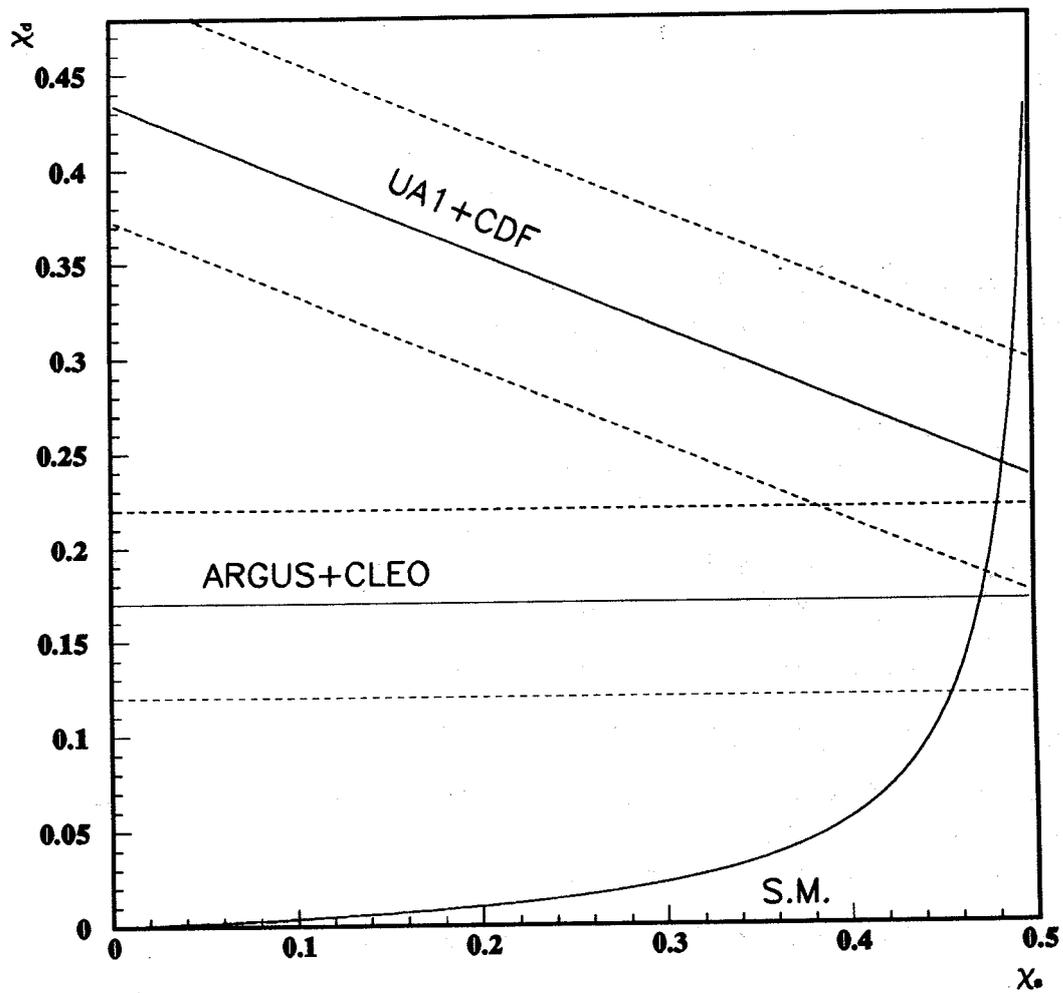


Figure 6.2: Limites actuelles dans le plan $\chi_d - \chi_s$, sans les résultats de LEP (la largeur des bandes correspond à un écart standard)

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow: Nucl. Phys. 22(1961) 579
S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264
A. Salam: Elementary particle theory, p.367, N. Svartholm(ed.) Stockholm:Almquist and Wiksell 1968
- [2] G. Arnison et al. (UA1 Coll.), Phys. Lett. 122B (1983) 103
M. Banner et al. (UA2 Coll.), Phys. Lett. 122B (1983) 476
C. Rubbia, Nobel Lecture, Rev. Mod. Phys. 57(1985) 699
- [3] Y. Gol'fand et E. Rikhtman, JETP Lett. 13(1970)
D. Volkov et V. Akulov, JETP Lett. 16(1972) 438
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B70(1974) 39
- [4] H. Nilles, Phys. Rep. C10(1984) 1
R. Barbieri, Riv. Nuovo Cimento 11(1988)
L. Ibanez, CERN preprint TH.5237/88
- [5] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49(1979) 652
N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10(1963) 531
- [6] Particle Data Group, Phys. Lett. 239B (1990) 1
- [7] H. Harari, M. Leurer, Phys. Lett. 181B (1986) 123
- [8] L.-L. Chau, W.-Y. Keung, Phys. Rev. Lett. 53(1984) 1802
L. Maiani, Phys. Lett. B62(1976) 183
L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51(1983) 1945
- [9] F. Gilman, Y. Nir, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40(1990) 213
- [10] W. J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 56(1986) 22
A. Sirlin, R. Zucchini, Phys. Rev. Lett. 57(1986) 1994
W. Jaus, G. Rasche, Phys. Rev. D35(1987) 3420
A. Sirlin, Phys. Rev. D35(1987) 3423
- [11] H. Leutwyler, M. Roos, Z. Phys. C25(1984) 91
- [12] R.E. Behrends, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 4(1960) 186
M. Ademollo, R. Gatto, Phys. Rev. Lett. 13(1964) 264
- [13] J.M. Gaillard, G. Sauvage, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34(1984) 351
- [14] M. Bourquin et al., Measurement of Hypéron Semi-Leptonic Decays at the CERN SPS
Z. Phys. C12(1982) 307, Z. Phys. C21(1983) 1,
Z. Phys. C21(1983) 17, Z. Phys. C21(1983) 27
- [15] J.F. Donoghue, B. R. Holstein, S. W. Klimt, Phys. Rev., D35(1987) 934

- [16] K. Kleinknecht, XXIV International Conference on High Energy Physics (1988)
Communication privée J.M. Gaillard et G. Sauvage
Neutron decay, semileptonic hyperon decay and the Cabibbo model
H.W.Siebert, Heidelberg (HD-PY 89/03)
- [17] H. Abramowicz et al, Z. Phys. C21(1982) 19
- [18] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179(1969) 1547
- [19] M. Shaevitz, présentation à Twelfth International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos, Ginosar, Israel (1989)
Nevis Report No. 1415 (1989) (non publié)
- [20] D. Hitlin, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B3(1988) 179
- [21] J. C. Anjos et al, Phys. Rev. Lett. 62(1989) 1587
D. M. Coffman, California Institute of Technology Ph. D.,1986 (non publié)
- [22] J. Raab et al, Phys. Rev. D37(1988) 2391
- [23] T.M. Aliev et al., Sov. J. Nucl. Phys. 40(1984) 527
M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel, Z. Phys. C29(1985) 637
- [24] B. Grinstein, N. Isgur, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. 56(1986) 298
B. Grinstein, N. Isgur, D. Scora, M.B. Wise, Phys. Rev. D39(1989) 799
- [25] Argus Collaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. B255(1991) 297
- [26] R. Fulton et al., Phys. Rev. Lett. 64(1990) 16
- [27] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B208(1982) 365
- [28] M. Wirbel, B. Stech et M. Bauer, Z. Phys. C29(1985) 637
- [29] J.G. Körner et G.A. Schuler, Z. Phys. C38(1988) 511
- [30] B. Grinstein, M.B. Wise et N. Isgur, Phys. Rev. Lett. 56(1985) 298
N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein et M.B. Wise, Phys. Rev. D39(1989) 799
- [31] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B261(1991) 177
- [32] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B270(1991) 111
- [33] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Carbone, L. Maiani et G. Martinelli
Nucl. Phys. B208(1982) 365
- [34] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. B249(1990) 359
J. C. Gabriel, Ph.D. Thesis, University of Heidelberg, IHEP-HD/89-1(1989)
- [35] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977) 252
W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977) 1240

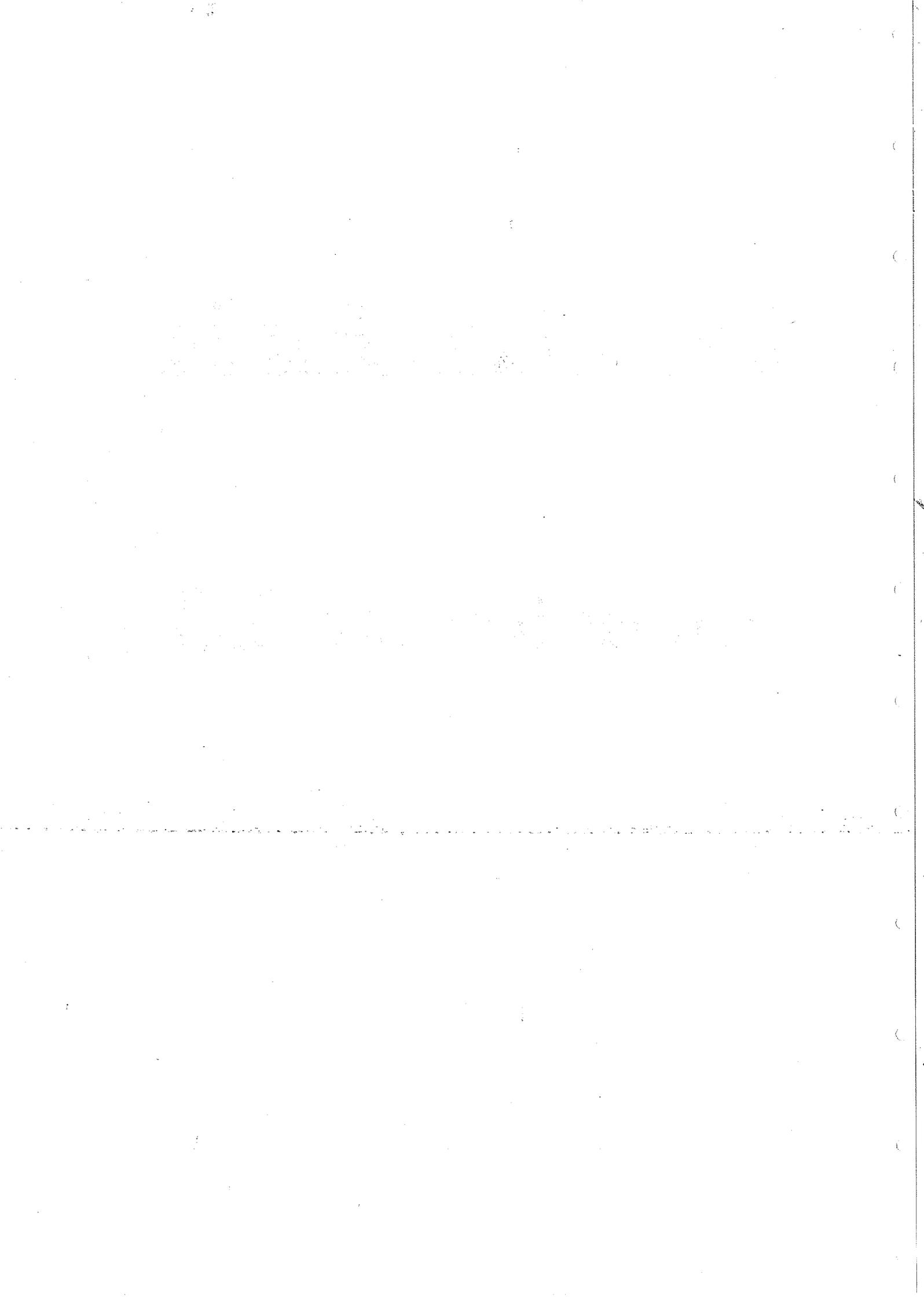
- [36] E.H. Thorndike, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35(1985) 195
- [37] D. Yu. Bardin et al., Dubna Preprint E2-88-324
- [38] Z Physics at LEP 1, Vol.1, CERN 89-08
- [39] A. Djouadi, J.H. Kühn et P.M. Zerwas, MPI-PAE/PTh/48/89
- [40] T. Hebbeker, Aachen preprint PITHIA 91/17
- [41] B.A. Kniehl et J.H. Kühn, Phys. Lett. B244(1989) 229
- [42] P. Perret, Etude de la production de quarks lourds avec ALEPH, Thèse, DU228(1990)
- [43] A. Ali, B-decays-Introduction, DESY 91-137 (1991)
- [44] G. Altarelli, R. Barbieri et S. Jadach, Nucl. Phys. B369(1992) 3
- [45] M. Gell-Mann, Acta Physica Austriaca, Suppl. IX(1072) 733
H. Fritzsch et M. Gell-Mann, XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, Vol. II p.135(1972)
H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler, Phys. Lett. 47B(1973) 365
- [46] T. Sjöstrand, International Journal of Modern Physics A, vol. 3, N°4(1988) 751
- [47] T. Sjöstrand et M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43(1987) 367
T. Sjöstrand, Z. Physics at LEP, CERN Report, CERN-89-08, Vol III, p.143
- [48] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27(1983) 105
- [49] J. Brodsky et al., Phys. Rev. D23(1981) 2745
- [50] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys Lett. B241(1990) 416
- [51] J. Chrin, Z. Phys. C36(1987) 163
- [52] J. Kühn et P. Zerwas, "Heavy Flavours at LEP", MPI-PAE/PTh 49/89
- [53] *Heavy flavours and CP violation*
P. Zerwas, 1990-1991 Lecture series for postgraduate student CERN
- [54] P. Roudeau *Heavy Quark Physics at LEP*
LP-HEP conférence Geneve 1991
- [55] C. Albajar et al., Phys. Lett. B186(1987) 247
- [56] J. Ellis, J.S. Hagelin, S. Rudaz, Phys. Lett. 192B (1987) 201
- [57] D. Decamp, Communication privée
- [58] J. S. Hagelin, Nucl. Phys. B193 (1981) 123
- [59] G. Wormser, Ecole de Gif/Yvette (1991)

- [60] T. Inami, C.S. Lim, Prog. Theor. Phys. 65(1981) 297, (E)65 (1982) 1772
- [61] M. K. Gaillard, B.W. Lee, Phys. Rev. D10(1974) 897
- [62] F.J. Gilman, M.B. Wise, Phys. Lett. 93B(1980) 129; Phys. Rev. D27(1983) 1128
- [63] K. G. Vorseburg et al., Phys. Rev. D6(1972) 1834
N. Grossman et al., Phys Rev. Lett. 59(1987) 18
- [64] S. Gjesdal et al., Phys. Lett. 52B(1974) 113
- [65] S. Gjesdal et al., Phys. Lett. 52B(1974) 108
- [66] L. Wolfenstein, Phys. Lett. 164B(1985) 170
- [67] J.C. Anjos et al., Phys. Rev. Lett., 60(1988) 1239
- [68] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105(1957) 1413
- [69] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13(1964) 138
- [70] K. F. Smith, Phys. Lett. B234 (1990) 191
- [71] E.P. Shabalin, Sov. J. Nucl. Phys. 31(1980) 864
- [72] C.Jarlskog, Phys. Rev. Lett. 55(1985) 1039; Z. Phys. C29(1985) 491
- [73] I.I. Bigi et A.I. Sanda, CP Violation, Advanced Series on directions on High Energy Physics (Vol 3), p362.
- [74] R.N. Mohapatra, CP Violation, Advanced Series on directions on High Energy Physics (Vol 3), p384
- [75] R.N. Mohapatra, CP Violation, Advanced Series on directions on High Energy Physics (Vol 3), p436
- [76] R. Aleksan, Ecole de Gif/Yvette (1991)
- [77] G. Altarelli et P.J. Franzini, Z. Phys. C 37(1988) 271
- [78] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 68(1992) 447
- [79] J. Alitti et al., Phys. Lett. B235(1990) 363
- [80] L.F. Abbott, P. Sikivie, M.B. Wise, Phys. Rev D21(1980) 1393
G.G. Athanasiu, P.J. Franzini, F.J. Gilman, Phys. Rev. D32(1985) 3010
- [81] J. C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D10(1974) 275
R.N. Mohapatra, J.C. Pati, Phys. Rev. D11((1975) 566
R.N. Mohapatra, G. Senjanovic, Phys. Rev. D12((1975) 1502,
Phys. Rev. Lett. 44(1980) 912, Phys. Rev. D23(1981) 165

- [82] G. Ecker, W. Grimus, Nucl. Phys. B258(1985) 328, Z. Phys. C 30(1986) 293
G. Beall, M. Bander, A. Soni, Phys. Rev. Lett. 48(1982) 848
G. Ecker, W. Grimus, H. Neufeld, Phys. Lett. 127B(1983) 365
R.N. Mohapatra, G. Senjanovic, M.D. Tran, Phys. Rev. D28(1983) 546
F.J. Gilman, M.H. Reno, Phys. Rev. D29(1984) 937
- [83] H. Albrecht et al., Phys. Lett. B192(1987) 245
- [84] M. Artuso et al., Phys. Rev. Lett. 62(1989) 2234
- [85] G.C. Fox et S. Wolfram, Phys. Lett. B82(1979) 134
- [86] UA1 Collaboration, Phys. Lett. B262(1991) 170
- [87] S. Drell et T. Yan, Phys. Rev. Lett. 25(1970) 316
- [88] F. Paige et S.D. Protopopescu, Brookhaven report BNL 38034(1986)
- [89] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 67(1991) 3351

Deuxième Partie

Le détecteur L3



7 LE LEP

7.1 Le projet LEP

Les années 70 ont vu la confirmation de la théorie électrofaible [1] de manière indirecte (mise en évidence du courant neutre dans l'interaction neutrino-N). En 1976, le projet européen d'anneau de collision e^+e^- dédié à la production directe de Z^0 et W chargés réels, a vu le jour sous le nom de LEP (Large Electron Positron collider). A l'époque, les prédictions sur la masse des bosons intermédiaires étaient :

$$55\text{GeV} < M_W < 75\text{GeV}$$

$$M_Z < 107\text{GeV}$$

mais on attendait les résultats des expériences sur collisionneur $p\bar{p}$ qui devaient produire les premiers bosons réels et donner une meilleure indication sur leurs masses respectives.

Effectivement, en 1983, les expériences UA1 et UA2 au CERN les observèrent dans leur mode de désintégration leptonique [2]. Tout de même, un collisionneur e^+e^- pouvant atteindre 100 GeV dans le centre de masse, était nécessaire : en effet, la mesure précise de la masse des bosons massifs, l'étude de leurs différents canaux de désintégration et les mécanismes, demandent une minimisation du bruit de fond et un grand nombre d'événements.

Le LEP a produit ses premiers Z^0 en juillet 1989. Depuis, cette usine à Z^0 en a produit des centaines de milliers. En attendant LEP200 (production de paires de W), on espère produire plusieurs millions de Z^0 pour l'étude des paramètres du Modèle Standard et l'observation de nouvelles particules (Higgs, particules supersymétriques). La phase LEP200 débutera en 1994.

7.2 Les caractéristiques de l'anneau LEP

A cause de la faible masse des électrons par rapport à l'énergie du faisceau de LEP (50 GeV dans la phase I), il faut appliquer un champ magnétique faible aux particules, ce qui contraint à un grand rayon de courbure. Il a donc été construit un tunnel circulaire de 27 km de long pour contenir le tube à vide du LEP où circulent, en sens opposés, les électrons et les positrons. Ce tube est constitué de 8 sections courbes où sont placés les dipôles qui courbent le faisceau et de 8 sections droites. Des quadripôles placés dans toutes les sections focalisent les faisceaux d'électrons et de positrons.

Les électrons et les positrons passent dans différents accélérateurs successifs (figure 7.1) avant d'être injectés dans le LEP à une énergie de 20 GeV. Ils sont accélérés jusqu'à 45 GeV par des cavités radiofréquences situées dans les sections droites. Ils sont enfin maintenus à 45 GeV par ces mêmes cavités qui compensent les pertes par rayonnement synchrotron (130 MeV par tour pour un électron de 50 GeV). Ces cavités classiques devront être complétées par des cavités supraconductrices pour amener les particules à une énergie proche de 100 GeV. Ce sera alors la phase LEP2 : la production de paires de W sera alors possible.

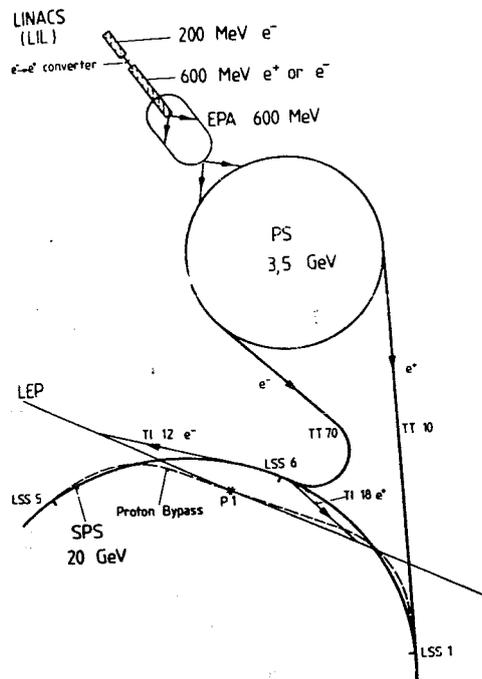


Figure 7.1: Système d'injection du LEP

La luminosité offerte par le LEP aux 4 expériences (ALEPH, OPAL, L3, DELPHI) a augmenté constamment au cours des années 1989 et 1990. En 1991, la machine a fourni une luminosité moyenne de $5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une luminosité maximale atteinte de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$: cela correspond à une production de $0,2 Z^0$ par seconde. Le taux de comptage d'une réaction $e^+e^- \rightarrow X$ est égal au produit de la luminosité \mathcal{L} par la section efficace σ_x du processus considéré ($dn/dt = \sigma_x \mathcal{L}$).

Pour tenir compte des différents facteurs limitant la luminosité, on récrit généralement la luminosité sous la forme :

$$\mathcal{L} = \gamma \xi k_b I_b / 2r_e e \beta_v^* \quad (\text{on suppose } I_b = I_1 = I_2) \quad (7.1)$$

où :

- γ est le facteur relativiste habituel
- ξ est la valeur maximale du glissement d'onde permise (tune shift $\xi \simeq 0,035$)
- k_b est le nombre de paquets de particules par faisceau (4 jusqu'en 1991)
- r_e et e sont le rayon classique de l'électron et sa charge électrique
- β_v^* est la valeur de la fonction β au point d'interaction déterminée par les propriétés de focalisation dans le plan vertical
- I_b est l'intensité par paquet

La valeur de β_v^* est indépendante de la dispersion en énergie du faisceau. Il est donc plus facile de réduire ce facteur β que dans le plan horizontal.

Le nombre de particules par paquet est limité par les interactions faisceau faisceau et celles faisceau champ électrique créé dans la chambre à vide par le passage du faisceau. Les seuls moyens d'augmenter notablement la luminosité sont la multiplication du nombre de paquets et la diminution de la taille du faisceau. La valeur de $\beta_v^* = 5 \text{ cm}$ actuellement utilisée

étant plus petite que la valeur prévue initialement, on ne peut qu'augmenter le nombre de paquets. Toutefois, ces paquets doivent être séparés aux nouveaux points de croisement dans les arcs afin de ne pas augmenter l'effet faisceau-faisceau. Des séparateurs électrostatiques placés de part et d'autre des arcs de la machine font osciller les faisceaux d'électrons et de positrons autour de l'orbite moyenne de façon à ce que les paquets ne se croisent pas dans les arcs (projet 'Pretzel' [3]). On pourra injecter jusqu'à 36 paquets, ce qui donnera, en principe, un accroissement de luminosité d'un facteur 9. Dans un premier temps, on injectera 8 paquets (gain d'un facteur 2) au cours de l'année 1992.

Jusqu'en 1990, L3 a recueilli 120.000 $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ au pic, soit 30 % de moins que les autres expériences. Cette différence a été expliquée par le déplacement longitudinal d'un quadrupôle supraconducteur devant le détecteur L3. En 1991, L3 a recueilli comme les autres expériences, 315.000 $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. La luminosité intégrée recueillie est de $13,5 \text{ pb}^{-1}$ dont $8,5 \text{ pb}^{-1}$ sur le pic du Z^0 .

La figure 7.2 résume les caractéristiques de la prise de données dans L3 pour 1991.

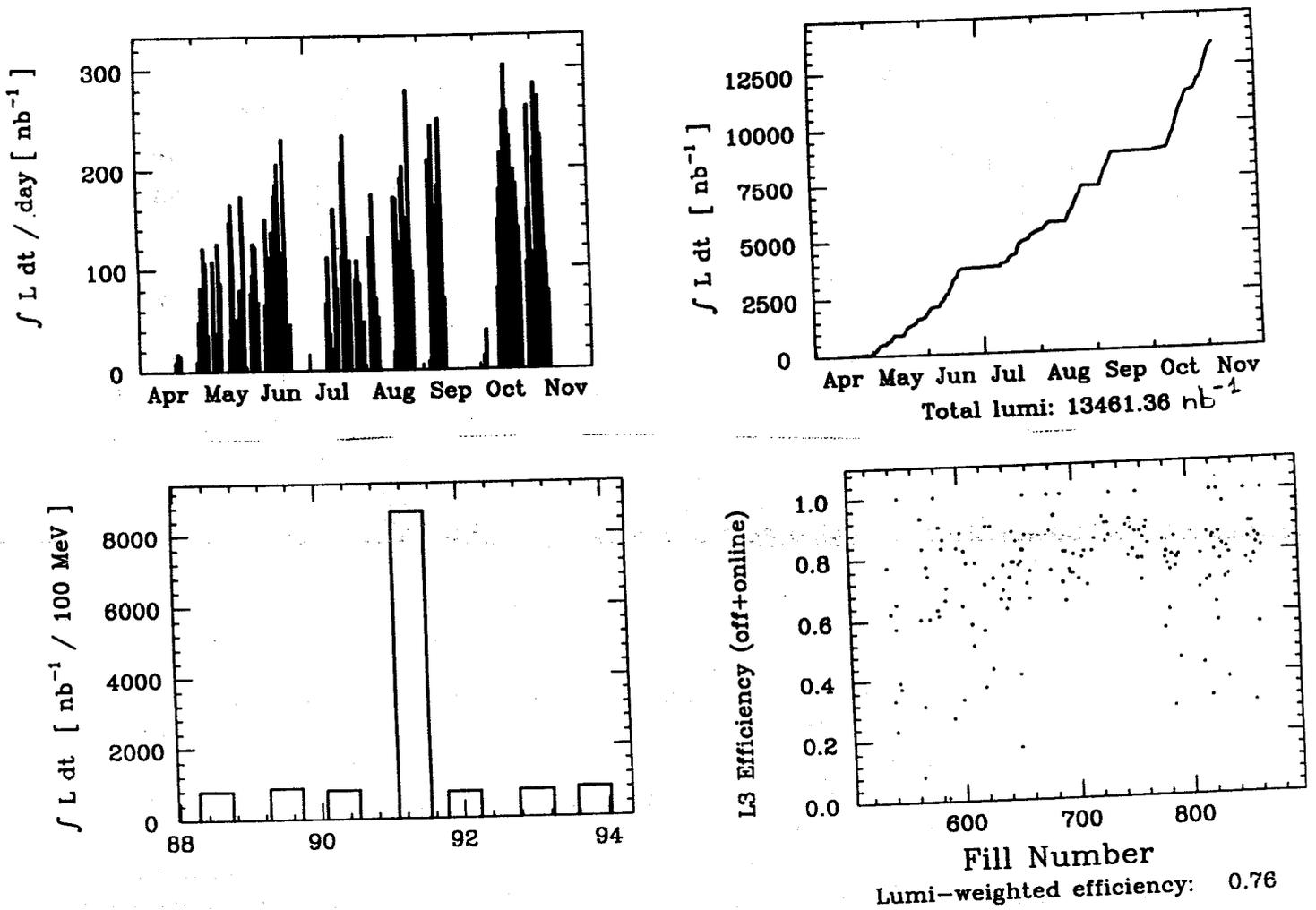


Figure 7.2: Caractéristiques de la prise de données en 1991 dans L3

8 Le détecteur L3

8.1 Introduction

8.1.1 Le détecteur L3 parmi 4 expériences

Chaque expérience sur LEP a ses propres caractéristiques qui dépendent de la physique qu'elle veut étudier et de la technologie qu'elle adopte. Par exemple, ALEPH a installé une grande TPC (Time Projection Chamber) qui a une excellente résolution sur la mesure de l'impulsion. DELPHI a installé des RICH une TPC pour mettre en évidence les particules chargées étranges. OPAL a été construit avec des techniques plus éprouvées.

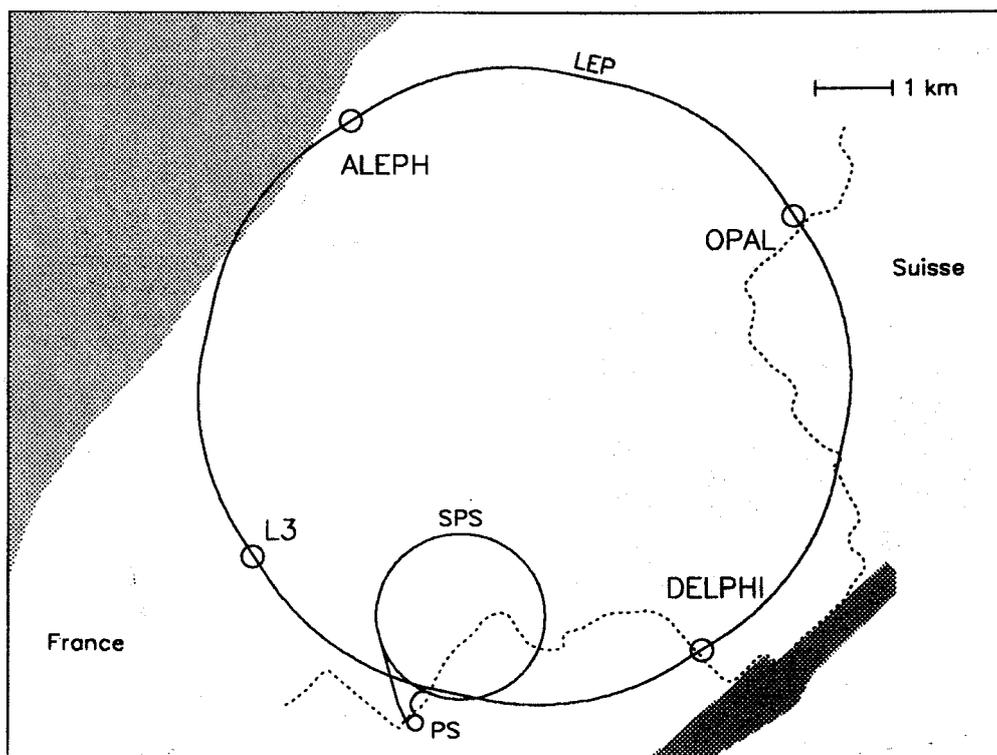


Figure 8.1: Positionnement des 4 expériences sur l'anneau LEP

Le détecteur L3 [4] a été conçu comme un détecteur de haute précision pour les leptons (photons, électrons et muons). Il est donc particulièrement adapté aux canaux de désintégration leptoniques ($Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^- \dots$) et semi-leptoniques. Ils ont permis, dans le passé, la découverte de nouvelles particules (J/ψ [5], Υ [6], Z^0 , $W \dots$) ou de nouveaux phénomènes (oscillations $B^0\bar{B}^0$ [7] ...).

Les efforts ont donc porté sur le calorimètre électromagnétique en utilisant un cristal lourd scintillant (Germanate de Bismuth) offrant une résolution relative en énergie inférieure à 1 % au-delà de 10 GeV. La mesure précise de l'impulsion des muons a nécessité la compactification des autres parties du détecteur afin d'insérer les chambres à μ à l'intérieur de l'aimant. Cela permet d'atteindre une résolution de 2 % en impulsion pour des muons de 50 GeV.

8.1.2 Les différentes parties de L3

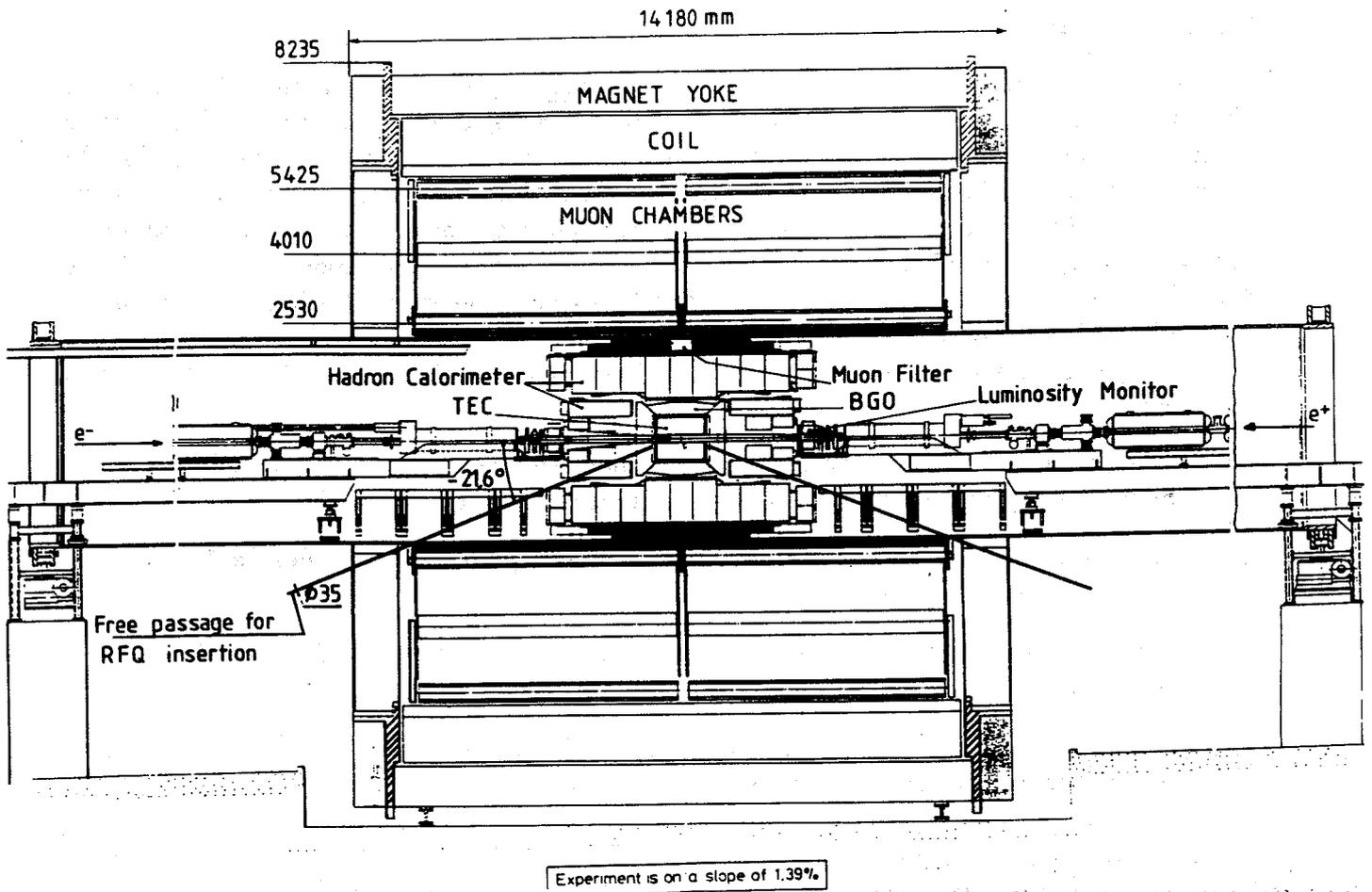


Figure 8.2: Coupe longitudinale du détecteur L3

Le détecteur L3 est entièrement contenu à l'intérieur d'un solénoïde classique ('chaud') qui produit un champ magnétique de 0,5 T. Etant entouré de fer pour le retour des lignes de champ, il pèse 7800 t, donc posé à même le sol, ce qui empêche tout déplacement du détecteur et d'avoir une position de garage.

Le détecteur est composé, en partant du point d'interaction, d'un détecteur de traces, d'un calorimètre électromagnétique, de scintillateurs, d'un calorimètre hadronique et de chambres à muons. Un tube support permet la fixation des différentes parties du détecteur

à l'intérieur de l'aimant, les chambres à μ à l'extérieur du tube et les autres parties à l'intérieur. Ce tube supporte aussi les éléments de la machine LEP (aimants, quadrupôles pour le faible β) près du point d'interaction. Des compteurs de luminosité se trouvent à l'avant et à l'arrière du détecteur à petit angle.

8.2 Le détecteur central de traces

8.2.1 Les buts d'un détecteur de traces

Toute expérience LEP a besoin d'un détecteur central pour les particules chargées : en effet, il doit permettre leur détection et la reconstruction de leur trajectoire. Cela donne accès à la mesure des impulsions, aux vertex primaires et secondaires et la détermination du point d'impact dans le calorimètre électromagnétique. Mais, dans L3, ce détecteur doit aussi être compact (37 cm de bras de levier). Cette contrainte a motivé le choix de la chambre à expansion temporelle (TEC) par rapport à la chambre à projection temporelle (TPC) utilisée dans deux autres expériences LEP (ALEPH, DELPHI) et par rapport à la grande chambre à jets d'OPAL (1 m de rayon).

Pour que ce détecteur joue un rôle important dans l'analyse des événements, il doit pouvoir :

- Mesurer l'impulsion transverse au champ magnétique et, au moins, déterminer le signe de la charge pour des particules dont l'impulsion peut atteindre 45 GeV.
- permettre la reconstruction des vertex secondaires pour des particules de durée de vie de l'ordre de 10^{-13} s (B, τ, D)
- déterminer la multiplicité des traces en provenance de la région d'interaction ($Z^0 \rightarrow$ hadrons)
- déterminer le point d'impact sur le calorimètre électromagnétique des particules chargées pour la discrimination électron/photon et π^+/π^0 .

8.2.2 Description de la TEC

Le détecteur est contenu dans un cylindre de rayon interne 9 cm, de rayon externe 50 cm et de longueur 112 cm. Il est divisé en deux parties concentriques appelées TEC interne et externe. La TEC interne est divisée en 12 secteurs en azimuth et la TEC externe en 24 secteurs. Chaque secteur est délimité en ϕ par les fils d'anode et au centre se trouvent les fils des cathodes. Ces fils sont tendus d'une extrémité à l'autre de la chambre. Chaque secteur interne contient 8 fils sensibles, chaque secteur externe 56 ce qui fait un total de 64 points de mesure.

L'excellente résolution dans le plan $r\phi$ s'appuie sur une faible vitesse de dérive des électrons d'ionisation ($5\mu\text{m/s}$) et sur une zone d'amplification du signal isolée de la zone de dérive. La TEC contient un mélange de gaz (80 % CO_2 , 20 % C_4H_{10}). Comme il a une faible diffusion longitudinale et une faible vitesse de dérive, la distance de dérive est connue avec une résolution de $50\mu\text{m}$. Ensuite le signal est amplifié dans une zone d'amplification autour des anodes, cette zone étant isolée de celle de dérive par une grille. Les signaux sur les anodes sont numérisés par des Flash ADC (Analog to Digital Converters).

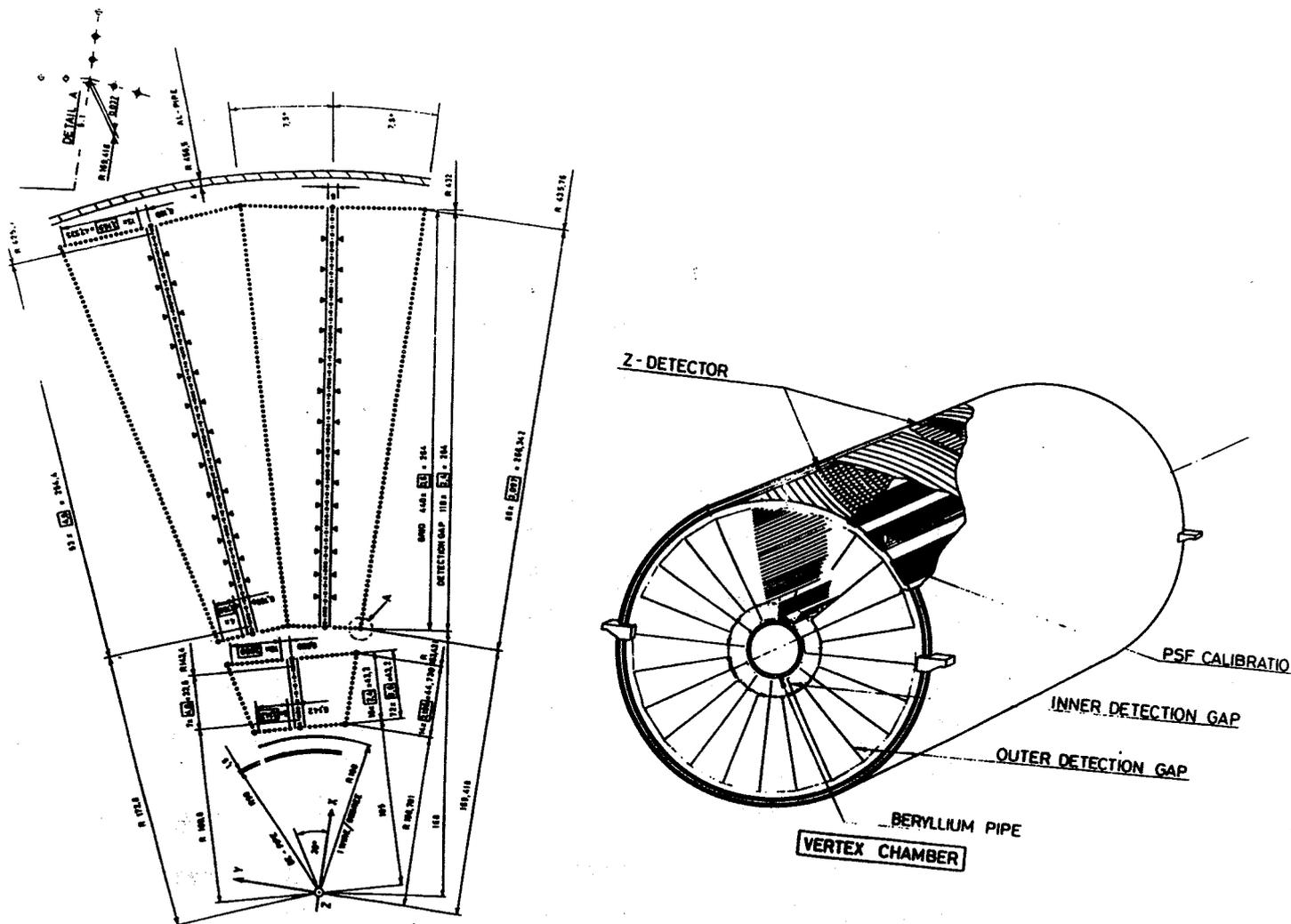


Figure 8.3: Coupe transversale et vue en perspective du détecteur central de traces

Les chambres Z sont constituées de deux chambres proportionnelles cylindriques à bandes cathodiques. Elles entourent le cylindre externe de la TEC. Le détecteur Z a une longueur de 1068 mm et une épaisseur de 21,5 mm. La première chambre a une cathode à bandes annulaires et la deuxième à bandes hélicoïdales. La deuxième chambre a sa première cathode avec des bandes parallèles à la génératrice du cylindre et la deuxième à bandes hélicoïdales : l'angle des différentes bandes avec l'axe du faisceau est de 90° , 70° dans un cas et de 0° , -70° dans l'autre cas. ceci permet une mesure de la coordonnée z avec une redondance dans chaque chambre. La résolution typique de ces chambres est de 0,5 mm.

8.3 Le calorimètre électromagnétique

8.3.1 Introduction

Le faible volume alloué au calorimètre électromagnétique tout en ayant une très bonne résolution en énergie a conduit au choix de germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) qui a une très faible longueur de radiation (1,12 cm). Un électron ou un photon incident produit une gerbe électromagnétique soit par création de paires e^+e^- ou rayonnement de freinage ('Bremsstrahlung') à haute énergie, soit par effet Compton ou photoélectrique à basse

énergie. Les particules chargées de la gerbe vont exciter la scintillation du BGO. Ce signal est proportionnel à l'énergie incidente. La lumière produite est recueillie par des photodiodes collées sur la face arrière du cristal.

Le détecteur est divisé en 2 parties :

- le tonneau ($42^\circ < \theta < 138^\circ$) installé dès 1989 a démontré les possibilités du calorimètre
- les deux bouchons qui complètent la couverture angulaire ont été installés en 1991 ($10^\circ < \theta < 36,8^\circ$)

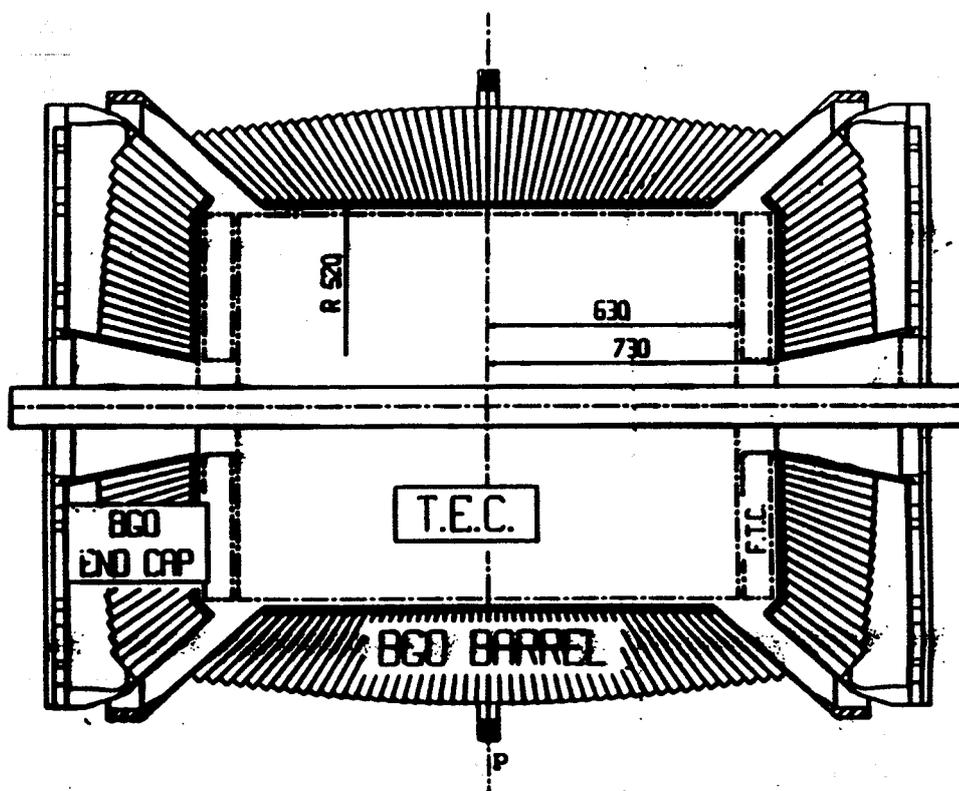


Figure 8.4: Coupe longitudinale du calorimètre électromagnétique

Le BGO donne une bonne résolution en énergie ($\approx 1\%$ à 50 GeV) et en position (0,5 mm à 50 GeV, ce qui correspond à $0,2^\circ$ à 52 cm du point d'interaction). Pour obtenir et garder une telle résolution, il faut constamment faire diverses calibrations.

8.3.2 Le cristal de BGO

Le BGO est un scintillateur homogène : en effet, chaque cristal est, à la fois, milieu scintillateur et propagateur de la lumière. Les cristaux ont une forme pyramidale tronquée de 24 cm de longueur (22 longueurs de radiation), de 2 cm x 2 cm pour la face avant et de 3 cm x 3 cm pour la face arrière. Donc 99 % de la gerbe est contenue sur toute la longueur du cristal, ce qui permet une bonne résolution en énergie. Le développement latéral de la gerbe dépend du rayon de Molière ($\approx 2\text{cm}$) du BGO. Dans une matrice de 3×3 cristaux, 92% de l'énergie est recueillie. Les cristaux qui sont transparents ont été peints avec une peinture blanche réfléchissante pour améliorer la collection de lumière.

Matériau	BGO	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF ₂
Longueur de radiation (cm)	1,12	2,59	1,86	2,1
Longueur d'interaction (cm)	22,2	41,5	36,5	21,5
Densité (g/cm ³)	7,13	3,70	4,51	4,9
Photons/GeV	10 ⁶	10 ⁷	5.10 ⁶	10 ⁶

Le signal lumineux est recueilli sur les faces arrières du cristal par deux photodiodes ayant une surface utile de 1,5cm² chacune (l'utilisation de photomultiplicateurs est prohibée à cause du champ magnétique créé par l'aimant et par le manque de place). Les photodiodes ayant une efficacité quantique de 70 %, elles transforment la lumière de scintillation en un signal électrique de 1200 électrons par MeV déposé. Ce signal analogique très faible est amplifié par des préamplificateurs qui se trouvent juste derrière les photodiodes pour éviter le maximum de bruit. Le reste de l'électronique se trouve à 3 m du détecteur, juste à l'extérieur du calorimètre hadronique. Le signal est envoyé sur trois voies :

- canal haute énergie
- canal basse énergie
- canal pour le déclenchement.

Les deux premières sont numérisées par des ADC qui intègrent le signal, à trois mètres du détecteur alors que la dernière est envoyée dans la zone d'analyse où se trouvent les ADC plus rapides. Cette configuration fait que le signal analogique pour le déclenchement est perturbé par les signaux numériques plus importants provenant des autres canaux et nous oblige à déclencher à 0,7 GeV.

8.3.3 Le tonneau

Le tonneau (figure 7.5) est la partie centrale du détecteur électromagnétique ($42^\circ < \theta < 138^\circ$). Il est divisé en deux demi-tonneaux vissés l'un à l'autre par des vis en titane et contenant chacun 3840 cristaux. La géométrie globale est pointante. La structure porteuse du tonneau doit donc soutenir une masse d'environ 8 tonnes. Mais elle doit aussi minimiser la quantité de matière non scintillante (matière 'morte') qui dégrade la résolution, et exercer le moins de contrainte possible sur les cristaux qui sont très fragiles. Ces contraintes ont motivé le choix d'une structure en fibre de carbone fine (parois de 200 μm). Cette structure alvéolaire très légère est collée sur un cylindre en fibre de carbone de 1 cm d'épaisseur, lui-même attaché à un tronc de cône de 5 mm d'épaisseur, le tout formant la 'trompette'.

Le tonneau a un rayon interne de 520 mm et un rayon externe de 780 mm. . Chaque demi-tonneau est constitué de 160 tranches de 24 cristaux dans le plan du faisceau qui pointent vers le point d'interaction. Donc chaque cristal couvre, en moyenne, un angle solide $\Delta\theta\Delta\Phi \approx 2^\circ \times 2^\circ$. Pour éviter qu'une particule reste dans la paroi de carbone, l'axe de chaque cristal est dépointé : il pointe tangentiellement vers un cercle de 5 mm de rayon centré au point d'interaction, ce qui correspond à un dépointage de 10 mrad dans le plan transverse.

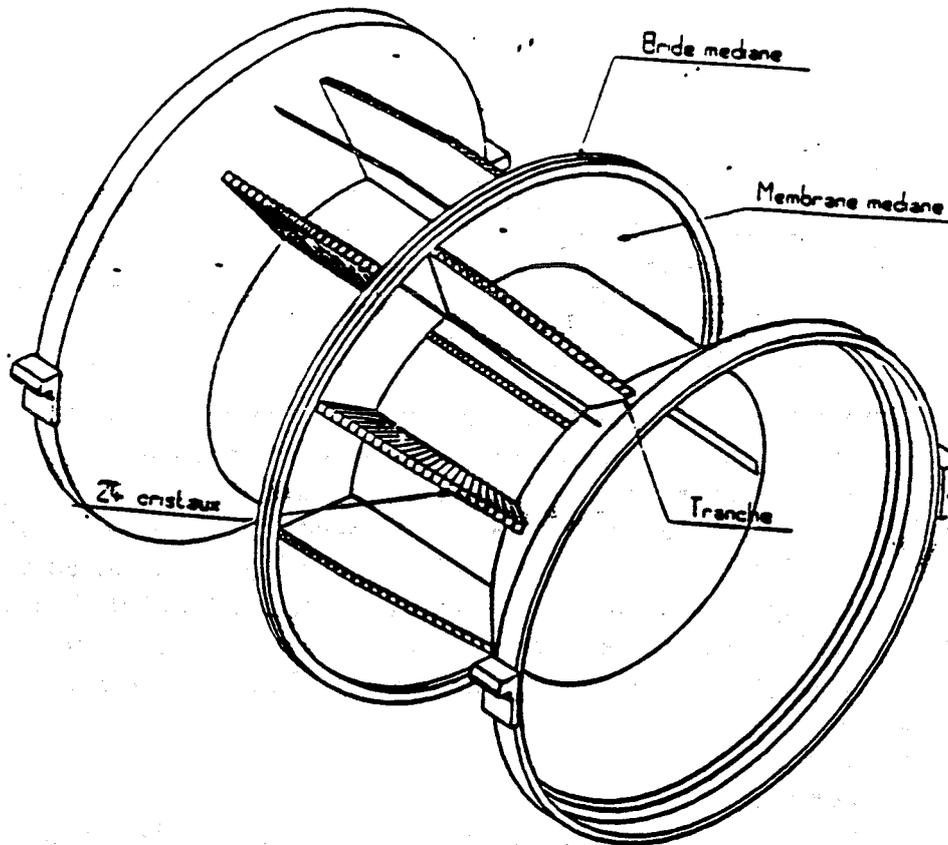


Figure 8.5: structure du tonneau

8.3.4 Les bouchons

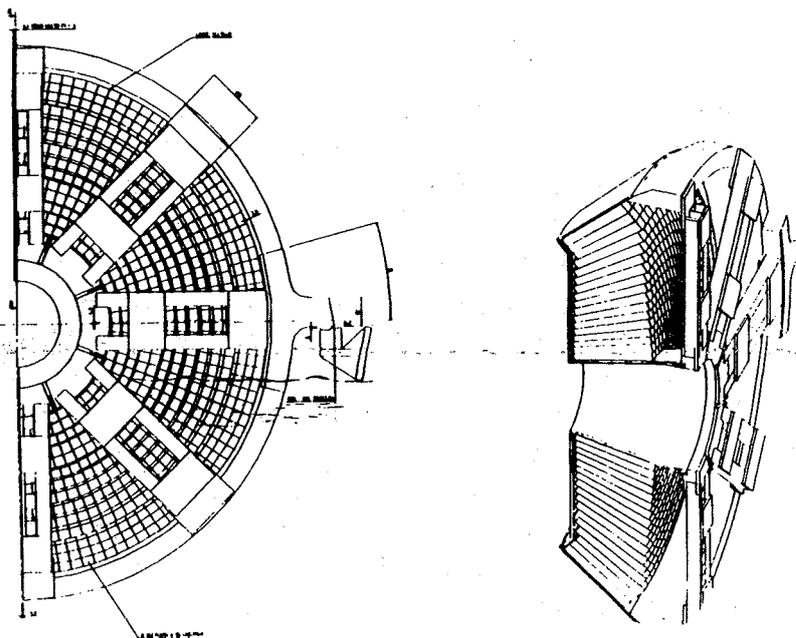


Figure 8.6: Vue de face et de profil d'un bouchon

Les deux bouchons (figure 7.6) complètent la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique. Chaque bouchon contient 1536 cristaux. Les points d'appui de la structure alvéolaire sont sur la face avant (1 cm de carbone). Chaque bouchon est divisé en deux demi-bouchons pour permettre leur installation alors que le tube à vide est installé. Ils sont

reliés entre eux par une couronne à l'arrière des demi-bouchons. Chaque bouchon est divisé en 16 secteurs dans le plan transverse. Pour éviter qu'un photon ne traverse pas de cristal, chaque secteur pointe tangentiellement vers un cercle centré sur l'axe du faisceau et de rayon 5 mm. Chaque secteur contient 96 cristaux, sauf les deux secteurs inférieurs auxquels on a ôté 9 cristaux en tout pour introduire le RFQ (Radio Frequency Quadrupole) qui sera utilisé pour la calibration des cristaux. Les cristaux pointent à 13 cm en retrait du point d'interaction parce que la TEC a dû être rallongée de 10 cm de chaque côté.

8.3.5 Calibrations

La calibration du calorimètre électromagnétique se fait en plusieurs étapes. D'abord tous les cristaux ont été vérifiés visuellement (forme, transparence, défauts) et les dimensions mesurées avec une précision inférieure à 10 μm avec des palpeurs. Ensuite, ont été mesurés les coefficients de transmission de la lumière à 400, 480, 630 nm (maximum de l'émission à 480 nm). Puis, ils ont été précalibrés par ensembles de 40 à l'aide de rayons cosmiques (calcul des constantes de calibration cosmique). Enfin, chaque demi-tonneau et chaque demi-bouchon a été calibré à l'aide du faisceau X3 du SPS au CERN. Le faisceau a délivré des électrons de 2, 10 et 50 GeV qui ont servi à la calibration finale avant installation dans le puits. Des données prises avec des π chargés de 10 GeV ont permis de définir les premiers algorithmes de sélection électron/ π . Le tableau ci-dessous indique les résolutions obtenues en calibration.

Energie	Résolution en position (mm)	Résolution relative en énergie
50 GeV	0,59	0,5-0,7 %
10 GeV	1,20	1,0 %
2 GeV	2,17	2,2 %

Pour assurer une résolution de l'ordre du % au dessus de 5 GeV, le calorimètre électromagnétique nécessite une calibration pendant la prise de données. Il faut aussi connaître la température précisément car la scintillation du BGO y est très sensible (- 1,55 % / $^{\circ}\text{C}$ pour la quantité de lumière émise). Un système de refroidissement est nécessaire pour évacuer les 0,2 W produits par chaque préamplificateur (ils ne doivent pas dépasser 35 $^{\circ}\text{C}$) et l'énergie dégagée par l'électronique de la TEC. Des sondes température sont placées sur les faces avant et arrière d'un cristal sur douze. Elles ont une précision de 0,1 $^{\circ}\text{C}$.

Les variations de transmission de la lumière dans le BGO au cours du temps sont mesurées à l'aide de lampes au Xénon. Une lampe au Xénon illumine chaque cristal ainsi que des photomultiplicateurs de référence au moyen de fibres optiques collées sur la face arrière du cristal.

Plusieurs réactions de physique permettent de contrôler les variations de gain du BGO : $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (énergie totale), $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (masse invariante du π^0), particules au minimum d'ionisation (μ ou π chargé n'ayant pas interagi). Nous avons pu mettre ainsi en évidence un phénomène de vieillissement du BGO : une perte de 5% du gain entre la calibration en 1988 en faisceau test et le premier faisceau du LEP en 1989 et, depuis, une perte d'environ 1,2 à 1,4% par an. L'origine de ce vieillissement n'est pas encore comprise.

La résolution actuelle obtenue pour des électrons de 45 GeV est d'environ 1,3% ($(1,3\%)^2 = (0,8\%)^2 + (0,3\%)^2 + (0,9\%)^2$) où les différents termes correspondent respectivement à la

précision des corrections des lampes Xénon, de la connaissance des constantes de calibration et de la résolution théorique pour la réaction Bhabha).

8.4 Le calorimètre hadronique

8.4.1 Introduction

Le calorimètre hadronique (HCAL) possède deux fonctions. Il mesure l'énergie des particules qui ont traversé le calorimètre électromagnétique. Il doit aussi les arrêter de telle sorte que seuls les muons, qui ne déposent qu'un minimum ionisant dans ce calorimètre, atteindront les chambres à muons.

Ce calorimètre à échantillonnage est composé d'une alternance de plaques d'uranium appauvri (absorbeur) et de chambres proportionnelles (détecteur). Le calorimètre est divisé en tonneau et bouchons, et couvre 99 % de l'angle solide. Les prises de données pendant LEP ont montré une résolution relative $\sigma(E)/E = \frac{55\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 5\%$ en énergie.

8.4.2 Structure mécanique

Le tonneau du calorimètre hadronique est divisé en 9 anneaux de 16 modules chacun, l'anneau central étant centré au point d'interaction. Il couvre un domaine angulaire $35^\circ < \theta < 145^\circ$, $\delta\Phi = 2\pi$ et a une longueur de 4725 mm. Les trois anneaux centraux ont un rayon interne de 885 mm, les autres de 979 mm. Chaque module a une forme trapézoïdale dont les parois latérales en acier font 15 mm d'épaisseur. Le calorimètre électromagnétique est protégé du bruit de l'uranium (rayonnement γ) par une plaque d'acier de 4 cm devant la première chambre proportionnelle et par une autre de 1,5 cm après la chambre, ce qui fait un total de 2,3 longueurs de radiation. Les gammas de quelques MeV émis peuvent simuler des photons de plusieurs centaines de MeV dans le BGO. Les tours sont constituées d'une alternance de 58 plaques d'uranium de 5 mm d'épaisseur (51 pour les petites tours) et de 60 plans de chambres proportionnelles (53 pour les petites tours).



Figure 8.7: Coupe longitudinale du calorimètre hadronique

Chaque plan de chambres proportionnelles contient entre 33 et 58 tubes. Les chambres proportionnelles ont l'avantage d'être stables et de fonctionner à l'intérieur d'un champ magnétique. Elles sont protégées des rayonnements α et β de l'uranium par des parois de 0,7 mm de laiton. Elles ont une section de $5 \times 10 \text{ mm}^2$. Elles sont électriquement isolées par du mylar. A l'intérieur de ces chambres circule un mélange gazeux (80 % Ar, 20 % CO_2). Les plans sont alternativement orientés suivant z et perpendiculairement pour obtenir une bonne résolution en position dans les trois dimensions. Le signal électrique est recueilli par les fils des anodes en tungstène plaqué or, amplifié par groupes de 24, transporté sur 40 m jusqu'à un intégrateur ADC.

Les bouchons du calorimètre hadronique complètent la couverture angulaire jusqu'à $\theta=5^\circ$. Ils sont composés de 3 cylindres coaxiaux centrés sur l'axe du faisceau dont deux se trouvent à l'intérieur du troisième. Chaque cylindre est divisé en deux moitiés pour faciliter leur démontage. Dans chaque demi-anneau, un plan de chambres est constitué de 4 chambres couvrant 45° chacun. Les plans de chambres successifs sont décalés de $22,5^\circ$ en ϕ . Cela permet, à la fois, une lecture en ϕ et θ . Les chambres contiennent entre 19 et 25 tubes identiques dans leur structure à celles du tonneau. Les chambres sont séparées par des plaques d'uranium appauvri de 5 ou 10 mm (en partie pour les cylindres intérieurs). Le signal des tubes est groupé par 31, le tout pointant vers le point d'interaction ($\Delta\theta = 1^\circ$). En profondeur, le cylindre extérieur est divisé en 7 segments logiques, les intérieurs en 2 et 3.

Un filtre à muon instrumenté de 1,03 longueur d'absorption est monté à l'extérieur du tonneau du calorimètre hadronique et est constitué de 8 octants identiques. Chaque octant est la superposition de 6 plaques de laiton (65 % Cu 35% Zn) et de 5 couches de chambres proportionnelles.

8.4.3 Principe du calorimètre hadronique

Contrairement au calorimètre électromagnétique de L3, le calorimètre hadronique mesure l'énergie de la particule incidente de façon indirecte : en effet, on mesure la longueur totale des traces de la gerbe hadronique détectées par les chambres proportionnelles. L'uranium sert au développement de la gerbe. Pour compenser la dissipation d'énergie par les noyaux de l'échantillon, on utilise le fait que l'uranium appauvri émet des neutrons lorsqu'il a absorbé de l'énergie. Les neutrons ensuite cèdent une partie de leur énergie dans les diffusions élastiques sur des protons.

Le calorimètre hadronique représente 4,55 longueurs d'interaction pour seulement 91 cm de détecteur (le calorimètre électromagnétique 0,94 longueurs d'interaction). Le calorimètre a été calibré avec des faisceaux de π chargés de 20 GeV. L'analyse des événements hadroniques donne une résolution en énergie de 10 GeV.

8.5 Les chambres à muons

8.5.1 Introduction

Les chambres à muons forment la partie externe du détecteur. Elles permettent une mesure précise de l'impulsion transverse des muons (2,5 % à 50 GeV) grâce à une résolution spatiale moyenne par fil de $250 \mu\text{m}$. Dans le plan du faisceau, la résolution spatiale est de

500 μm grâce à des chambres Z. Globalement, ces chambres permettent la reconstruction de masse invariante de paires de muons avec une résolution de 1,5 % à 100 GeV. Le détecteur est divisé en deux anneaux de 8 octants chacun. Chaque octant contient trois couches de chambres. Le bras de levier dans chaque octant est de 2,9 m (figure 7.9)

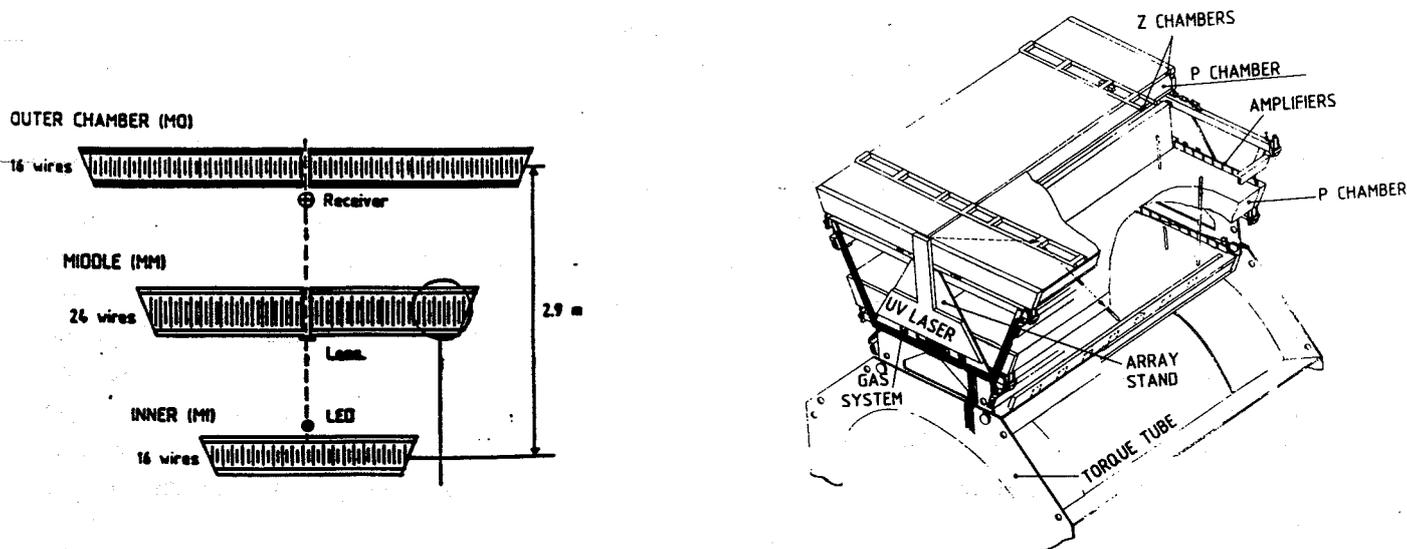


Figure 8.8: Coupe transversale et vue en perspective d'un octant

8.5.2 Les chambres P

Les chambres P mesurent l'impulsion transverse des muons. La couche interne d'un octant contient une chambre P, les deux autres deux demis côte à côte. Ces chambres à dérive sont composées de fils de 5,6 m de longueur tendus entre deux plaques d'aluminium. Les chambres des couches internes et extérieures sont complétées en haut et en bas par les chambres z. Les chambres de la couche centrale sont fermées par des plaques en nid d'abeille pour minimiser la diffusion multiple. Chaque chambre est composée d'environ 320 fils sensibles pour un total de 3000 fils (cathodes, fils de champ, fils de garde). Les fils sensibles d'une même rangée horizontale sont espacés de 2,25 mm et sont à 50,75 mm des fils des cathodes. La vitesse de dérive est uniformisée à 0,2 ns près ($10 \mu\text{m}$) avec 8 fils de champ placés après le dernier fil sensible. Le gain est de $5 \cdot 10^4$ et l'angle de Lorentz pour un champ magnétique de 0,5 T et un champ électrique de 1140 V/cm pour un mélange gazeux 38 % C₂H₆-62 % Ar est de 18,8°.

Pour avoir la meilleure résolution sur la courbure de la trajectoire, la couche centrale a 24 points de mesure et 16 pour les deux autres couches. La précision de positionnement des fils dans le plan transverse est de 10 μm . Pour obtenir une telle résolution, les fils sont maintenus par deux ponts à leurs extrémités et un au milieu, ce dernier divisant la flèche

des fils par 4. Les signaux des fils miroirs dans le plan orthogonal au faisceau sont amplifiés par des préamplificateurs situés entre les deux anneaux. On divise ainsi par 2 le nombre de préamplificateurs nécessaires.

8.5.3 Les chambres Z

Les chambres Z mesurent la trajectoire des muons dans le plan longitudinal. Une chambre Z est composée de 2 chambres à dérive orthogonales au plan du faisceau et contenant 91,5 % Ar - 8,5 % CH_4 (différent des chambres P pour des raisons de sécurité). Les deux chambres sont décalées d'un demi pas pour résoudre l'ambiguïté droite-gauche.

8.5.4 Systèmes d'alignement des chambres

Pour aligner les chambres P entre elles, un système opto-mécanique est utilisé. Une diode émettrice de lumière (LED) est attachée aux extrémités de la chambre interne. Chacune est reliée à un fil sensible de la chambre. Le déplacement du pont extrême coupe le contact entre le fil et la diode arrêtant l'émission de lumière. Une lentille pour la couche centrale et une photodiode pour la couche externe relie les demi-plans par des couches électriques avec des fils sensibles. Cela permet le positionnement dans le plan $r\phi$ des chambres en bougeant la couche centrale. Les centres des chambres sont alignés à $10 \mu m$ près.

Un laser placé sur la chambre interne émet de la lumière en direction d'un prisme à 5 faces. Ce dernier reflète la lumière vers des photodiodes. Ce système permet la vérification du parallélisme des 2 autres chambres.

8.6 Les compteurs à scintillation

8.6.1 Principe

Les compteurs à scintillation servent à différencier et rejeter les événements débranchés par des cosmiques (muons principalement) des désintégrations de Z^0 . Les événements Z touchant les scintillateurs au même temps, il suffit de ne garder que les événements déclenchant les scintillateurs dans une fenêtre corrigée du temps de vol soit 3 ns après le passage du faisceau (les cosmiques déclenchent les scintillateurs avec un intervalle de 5,8 ns). Cette réjection est possible grâce à la résolution en temps inférieure à 1 ns.

8.6.2 Description des compteurs

Les scintillateurs du tonneau sont fixés sur la face interne du tonneau du calorimètre hadronique, soit 875 mm et 969 mm du point d'interaction suivant le type d'anneau du calorimètre hadronique. Pour couvrir le même angle solide, ils ont soit 167 mm, soit 182 mm de largeur. La longueur projetée est de 2,9 m. Ils sont faits de plexiglas transparent aux ultraviolets et la lumière est amenée aux photodiodes par des guides de lumière de 32 cm de longueur. Les compteurs sont regroupés en 16 paires couvrant chacune un secteur en ϕ du calorimètre hadronique. Les compteurs des bouchons se trouvent sur les faces avant des bouchons hadroniques. Il y a 16 compteurs par bouchon relié à un seul phototube chacun. Les compteurs perpendiculaires au faisceau se trouvent à 1,03 m du point d'interaction.

Les compteurs du tonneau couvrent le même angle solide que la couche centrale des chambres à muons. Les compteurs des bouchons vont jusqu'à $\cos \theta = 0,9$. Ils couvrent 93 % dans le plan azimuthal.

La lumière produite par les scintillateurs (maximum à 430 nm) arrive sur 16 photomultiplicateurs se trouvant dans un champ magnétique de 0,5 T. Le temps de montée du signal est de 2,7 ns avec un temps moyen de 0,9 ns pour un photoélectron et 0,6 ns pour 10 photoélectrons. Les 92 signaux sont ensuite numérisés avec une résolution de 50 ps. La connaissance de la charge totale permet d'améliorer la résolution en temps d'un facteur 2 (correction de 'jitter').

8.7 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement du détecteur L3 fait une première sélection des événements survenant à chaque croisement des paquets d'électrons et de positrons. Les croisements ont lieu toutes les $22\mu\text{s}$ (45 kHz). Cette fréquence est à comparer avec 0,6 Z^0 au pic et 1,5 Bhabhas produits par seconde dans le détecteur de luminosité pour une luminosité $L = 1,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le système de déclenchement se décompose en 3 niveaux de décisions successifs. Le premier niveau (logique câblée) active le deuxième (microprocesseurs) à une fréquence inférieure à 10 Hz et déclenche la digitisation de tout l'événement. Les algorithmes de filtrage installés dans les processeurs de deuxième niveau réduisent cette fréquence à 3-4 Hz. Le troisième niveau (émulateurs) apporte un facteur de réjection supplémentaire ce qui adapte le taux de déclenchement aux capacités de stockage sur cassette magnétique ainsi qu'aux capacités de calcul hors ligne dont l'expérience dispose. Le temps mort est donné par le premier niveau et reste inférieur à 10 %.

Le système de déclenchement de premier niveau est composé de 5 processeurs câblés indépendants utilisant les données de déclenchement de la TEC, des calorimètres, des chambres à muons, des scintillateurs et des compteurs de luminosité. L'efficacité du déclenchement pour les différents canaux de physique est contrôlée grâce à cette redondance : par exemple, le canal hadronique et en particulier, le canal $b \rightarrow c\nu$ est sélectionné par les systèmes de déclenchement TEC et énergie (et parfois muons). De plus, une faible fraction des croisements est conservée et mise directement sur cassette. Au premier niveau, l'efficacité de déclenchement pour les événements hadroniques supérieure à 99,95 % est ainsi assurée.

Le déclenchement TEC est basé sur la reconstruction des traces dans le plan transverse à partir de 14 fils utiles pour le déclenchement. Une trace se définit par un minimum de 6 à 7 segments (un segment est contenu dans un quart de secteur externe de la TEC et contient au moins 1 fil de déclenchement touché). Pour $20^\circ < \theta < 42^\circ$ un seul segment suffit (θ est mesuré grossièrement avec les fils de division de charge). On demande au moins 2 traces ayant une acolinéarité inférieure à 40° dans le plan transverse pour accepter l'événement. Le taux de déclenchement de premier niveau de la TEC est ≤ 4 Hz dans des conditions typiques de bruit de fond faisceau gaz.

Le système de déclenchement muon recherche une trace dans les deux plans de chambres à muons $r\theta$ et $r\phi$ à l'intérieur d'une des 128 routes prédéfinies. Toutes les configurations sont testées en moins de $22 \mu\text{s}$. Le taux de déclenchement reste toutefois élevé (10 Hz) car beaucoup de cosmiques ont une bonne configuration. Une coïncidence en temps inférieure à

35 ns est demandée entre le passage du faisceau donné par la radiofréquence et un scintillateur touché. En combinant ces deux critères, le taux de déclenchement passe à 0,8 Hz.

Le système de déclenchement énergie définit deux régions angulaires, une centrale et une région plus bruyante à petit angle. Il recherche aussi des amas d'énergie dans 2 rangées successives de superblocs (30 cristaux dans le calorimètre électromagnétique par superbloc) et 2 rangées correspondantes du calorimètre hadronique . Il se fait si l'une des coupures en énergie citées dans le tableau ci-dessous est satisfaite

	Domaine angulaire	Coupure en énergie
BGO + HCAL	Tonneau	15GeV
BGO + HCAL	Tonneau+ bouchons	20GeV
BGO	Tonneau	10GeV
BGO	Tonneau+ bouchons	20GeV
Amas	Tonneau	7GeV
Amas x TEC	Tonneau	3GeV

Au premier niveau, le taux de déclenchement énergie est ≤ 2 Hz.

Le système de déclenchement de luminosité demande au moins 2 quarts de compteur luminosité opposés contenant au moins chacun 10 GeV. Ces événements passeront automatiquement les niveaux suivants.

Il existe d'autres systèmes de déclenchement(photon unique ...) qui ne sont pas utiles pour les mesures de cette thèse et qui ne sont pas décrits ici.

Le deuxième niveau exploite la même information que le premier niveau. C'est lui qui structure cette information en vue de son stockage sur cassette. Il est microcodé. Les algorithmes utilisés identifient les événements bruits de fond et les rejettent. Les événements ayant déclenchés au moins deux 'triggers' de premier niveau sont automatiquement acceptés (95 % des événements hadroniques sont dans ce cas). Les différents algorithmes du niveau 2 ne sont donc utilisés que pour les déclenchements simples.

On utilise l'information TEC pour rejeter les événements où des particules du halo du faisceau se propagent approximativement parallèlement à un fil de la TEC. Une spirale se définit par un minimum de 8 impulsions dans un fil et, au plus, 3 de moins sur un fil proche du même secteur de la TEC. Un événement remplissant les conditions suivantes est rejeté (faisceau-gaz principalement):

- Au moins 2 spirales
- Plus de 160 impulsions au total
- Plus de 82 % des impulsions appartiennent à une seule spirale

De plus, les événements avec plus de 65 impulsions sur un seul fil pendant 200 ns sont rejetés.

Le système de déclenchement muon demande qu'une trace muon soit associée à un scintillateur touché dans le même octant et dans une fenêtre de 15 ns. Il rejette les événements cosmiques.

Enfin, le système de déclenchement énergie se base sur celui de premier niveau avec des énergies mieux calculées. Il identifie le bruit de fond de l'uranium en demandant une

corrélation géométrique entre les éléments touchés des 2 calorimètres. Le bruit de fond corrélé détecté par l'électronique du calorimètre électromagnétique est reconnu événement par événement à partir des multiplicités et des amplitudes des amas. En tenant compte de ces deux fonds, l'énergie déposée dans les calorimètres est recalculée et l'événement doit passer un des critères suivants:

	Domaine angulaire	Coupure en énergie
BGO + HCAL	Tonneau	$> 15\text{GeV}$
BGO + HCAL	Tonneau+ bouchons	$> 30\text{GeV}$
BGO	Tonneau	$> 10\text{GeV}$
BGO	Tonneau+ bouchons	$> 20\text{GeV}$
Amas	Tonneau	$> 2\text{GeV}(\text{BGO})$ ou $> 0,5\text{GeV}(\text{HCAL})$
Jet	Tonneau	$> 1\text{GeV}(\text{BGO})$ ou $> 0,5\text{GeV}(\text{HCAL})$

La combinaison de tous ces systèmes de déclenchement permet une réjection d'un facteur 3 du bruit de fond et prend 2 ms au maximum.

Le troisième niveau est composé d'une batterie d'émulateurs disposant, en moyenne, de 0,3 s pour traiter un événement. Les émulateurs ont accès non seulement à l'information déclenchement de l'événement mais aussi à l'information détaillée de chaque sous-détecteur, information écrite ensuite sur cassette. Ceci permet d'utiliser des critères beaucoup plus raffinés pour le rejet des événements.

Le déclenchement muon demande un plan de scintillateur et une trace muon dans un dièdre de demi angle 30° et dans un intervalle de 10 ns. Son taux de déclenchement est d'environ 1 à 2 Hz.

Le déclenchement TEC recherche les traces de grande impulsion transverse (de l'ordre de quelques GeV). L'efficacité est faible pour les événements hadroniques qui produisent des particules de faible impulsion. Donc, seuls les événements avec une faible énergie calorimétrique sont rejetés.

Le système de déclenchement énergie calcule encore plus précisément les énergies grâce à l'utilisation des constantes de calibrations finales. Il accepte l'événement si une des coupures suivante est vérifiée:

	Domaine angulaire	Coupure en énergie
amas BGO	Tonneau	$> 1\text{GeV}$
amas BGO	Bouchon	$> 20\text{GeV}$
minijet	Tonneau	$> 5\text{GeV}$
minijet	Bouchon	$> 20\text{GeV}$
2 minijets	(1)	$> 3\text{GeV}$
2 minijets	Bouchon	$> 5\text{GeV}$
BGO + HCAL	Tonneau	$> 10\text{GeV}$
BGO + HCAL	Tonneau+ bouchons	$> 25\text{GeV}$
BGO	Tonneau	$> 3\text{GeV}$
BGO	Tonneau+ bouchons	$> 25\text{GeV}$

(1) Le minijet le plus énergétique doit être dans la région centrale et les deux doivent avoir une acolinéarité inférieure à 90°

Le tableau suivant montre le taux de déclenchement de chaque niveau correspondant aux conditions normales de faisceau en 1991 ($\mathcal{L} = 8.10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en début de fill) :

- **Fréquence de déclenchement au premier niveau**

- Événement aléatoire 0,10 Hz
- Luminosité 0,49 Hz
- Energie 1,51 Hz
- TEC 2,57 Hz
- Muon et scintillateur 0,71 Hz
- Total 5,18 Hz

- **Fréquence d'écriture sur cassette suivant le déclenchement de premier niveau**

- Événement aléatoire 0,08 Hz
- Luminosité 0,49 Hz
- Energie 0,14 Hz
- TEC 0,80 Hz
- Muon et scintillateur 0,26 Hz
- Multiple 0,18 Hz
- Total 1,95 Hz

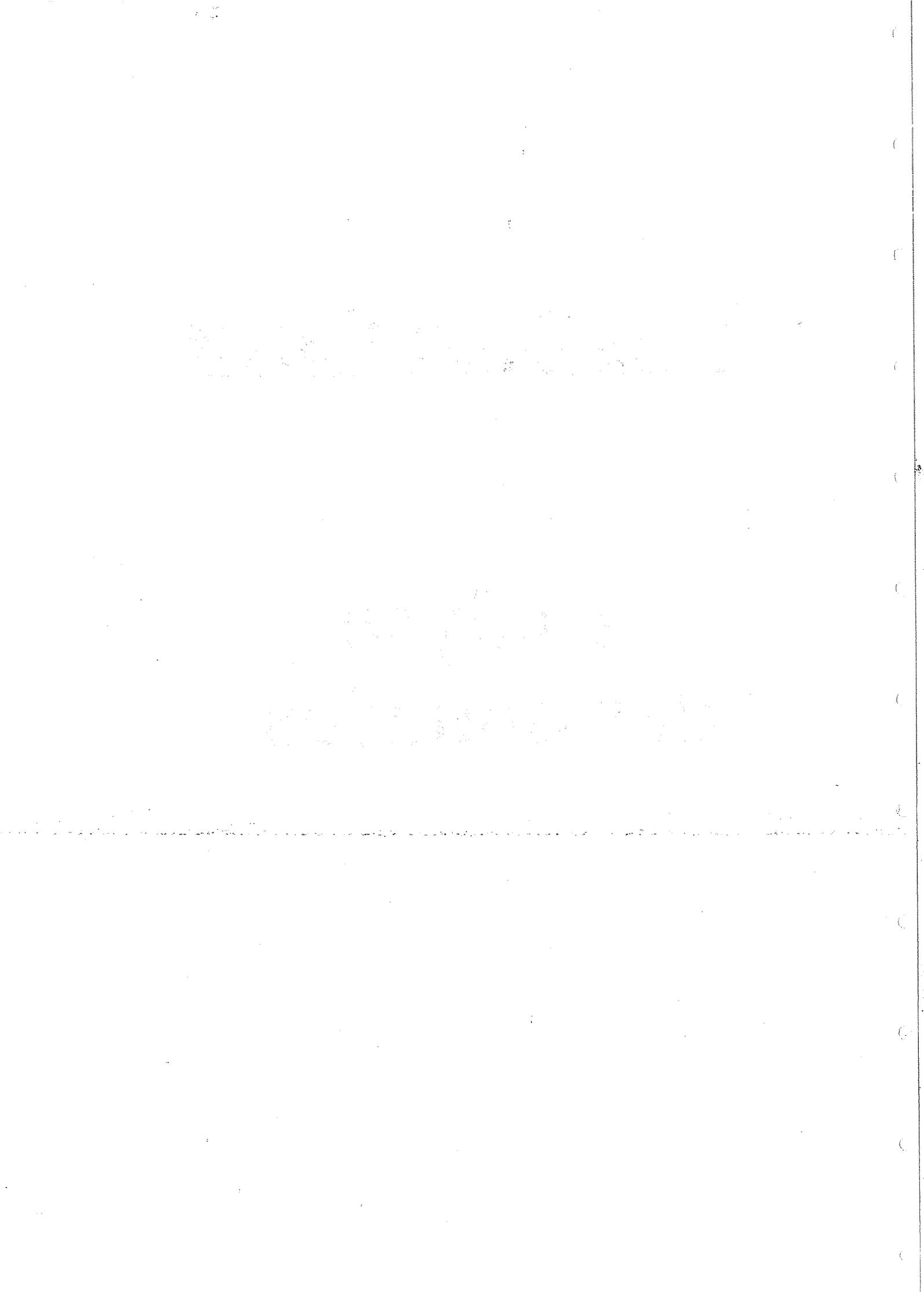
Au premier niveau, le total est inférieur à la somme des déclenchements individuels car il y a 0,2 Hz d'événements multiples.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow: Nucl. Phys. 22(1961) 579
S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264
A. Salam: Elementary particle theory, p.367, N. Svartholm(ed.) Stockholm:Almquist and Wiksell 1968
- [2] G. Arnison et al. (UA1 Coll.), Phys. Lett. 122B (1983) 103
M. Banner et al. (UA2 Coll.), Phys. Lett. 122B (1983) 476
C. Rubbia, Nobel Lecture, Rev. Mod. Phys. 57(1985) 699
- [3] Report of the working group on high luminosities at LEP, CERN 91-02
- [4] L3 collaboration, B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. A289(1990) 35
- [5] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974) 1404
J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974) 1406
G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974) 1453
- [6] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977) 252
W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977) 1240
- [7] C. Albajar et al., Phys. Lett. B186(1987) 247

Troisième Partie

Analyse des données



9 Sélection des leptons dans les événements hadroniques

9.1 Sélection des événements $q\bar{q}$

9.1.1 Introduction

La sélection des désintégrations hadroniques du Z^0 est la première étape dans la recherche des événements $b \rightarrow \text{lepton}$ qui nous intéressent pour mesurer le paramètre de mélange χ_B .

Cette sélection doit éliminer le fond dû aux désintégrations leptoniques du Z^0 ($Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$) et au bruit de fond produit par le halo du faisceau. De plus, les événements passant cette sélection serviront à déterminer les facteurs de normalisation dans la comparaison événements réels- événements simulés $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ par Monte-Carlo. Le bruit de fond dont les caractéristiques se rapprochent le plus de celles d'un événement $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ avec $b(\bar{b}) \rightarrow l\nu X$ est le canal $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. Dans la suite, nous montrerons souvent des distributions pour ces deux canaux pour comparaison.

9.1.2 Traitement des données

Les données sélectionnées par les niveaux de déclenchement successifs sont traitées hors ligne. Chaque événement est dirigé vers un ou plusieurs types de canal de physique ($Z^0 \rightarrow ee$, $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, recherche de Higgs standard, nouvelles particules, photon unique, événement diphotons ...). A chaque type correspond une série de cassettes contenant les événements ayant passé les coupures associées à ce canal. Les événements hadroniques doivent passer des coupures lâches sur l'énergie totale vue, l'impulsion totale transverse et parallèle et le nombre de clusters (ces variables sont définies un peu plus loin dans le texte). Les coupures utilisées sont :

$$0,4 < E_{tot}/\sqrt{s} \quad , \quad E_{hadronique}/E_{tot} < 0,95$$
$$E_{\perp}/E_{tot} < 0,6 \quad , \quad E_{\parallel}/E_{tot} < 0,6 \quad , \quad N_{cluster} > 8$$

OU

$$0,3 < E_{tot}/\sqrt{s} \quad , \quad N(\text{traces} > 500 \text{ MeV}) > 4$$

OU

plus de 5 scintillateurs touchés , déclenchement énergie (niveau 3)

En 1991, 10 % des événements sur cassettes ne sont pas des désintégrations hadroniques et seront ultérieurement rejetés avec des coupures plus élaborées. A ce niveau, 0,5 % des événements hadroniques et $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow llX$ ont été perdus.

9.1.3 Sélection finale des événements $q\bar{q}$

La sélection des événements hadroniques doit rejeter le fond des désintégrations leptoniques du Z^0 et le bruit de fond du détecteur. Mais il ne faudra pas oublier que finalement, nous recherchons des événements où il y a désintégration semileptonique des quarks b , donc avec au moins deux neutrinos manquants. Définissons d'abord les variables qui seront utilisées pour la sélection des événements hadroniques :

- L'énergie totale détectée E_{tot} est la somme des énergies mesurées par les calorimètres électromagnétique et hadronique pondérées par des facteurs de normalisation (facteur g), auxquelles on a ajouté l'impulsion détectée dans les chambres à muons. Ces facteurs de normalisation corrigent les réponses des détecteurs suivant le type de gerbe développée par la particule incidente. Par exemple, le facteur de correction appliqué à l'énergie déposée par un électron ou un photon dans le calorimètre électromagnétique est égal à 1. Par contre, pour un π chargé, l'énergie mesurée doit être multipliée par un facteur 1,7 avant d'être ajoutée à l'énergie vue dans le calorimètre hadronique. Ce dernier facteur est dû aux phénomènes de déposition d'énergie dans le BGO (loi de Birk [1]). Ces facteurs g dépendent donc du détecteur et du type supposé de la gerbe. Ils sont calculés de telle manière que les événements hadroniques aient une distribution en énergie totale centrée sur la masse du Z et avec la meilleure résolution possible. On obtient les spectres en énergie totale de la figure 9.1 pour les trois canaux qui nous concernent.

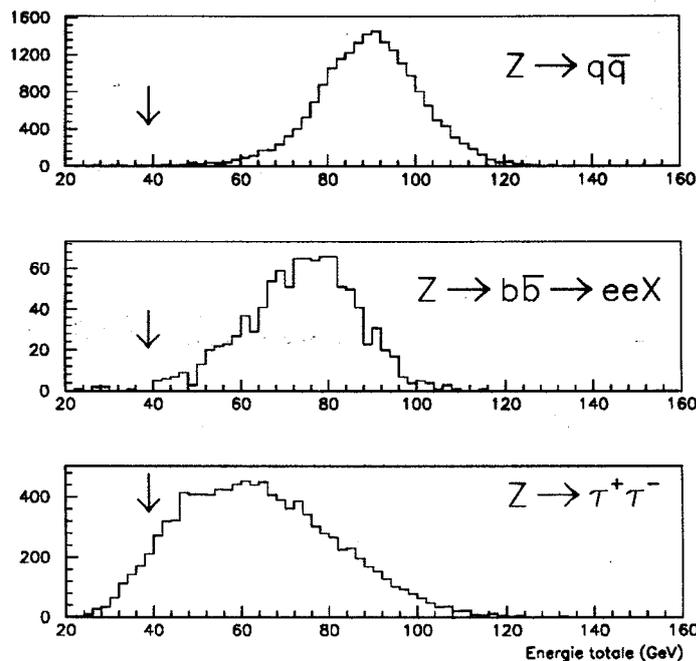


Figure 9.1: Energie totale recueillie par les calorimètres corrigée des facteurs g

On a une résolution de 10 % en énergie totale pour les désintégrations hadroniques.

• A chaque dépôt dans un calorimètre, on fait correspondre une particule d'impulsion $|\vec{p}| = E$ et de direction la droite joignant le point d'interaction à la coordonnée du dépôt considéré. L'impulsion de cette particule sera : $\vec{E}_i = (E_i \sin \theta_i \cos \phi_i, E_i \sin \theta_i \sin \phi_i, E_i \cos \theta_i)$. Les composantes transverse et longitudinale de l'impulsion totale de l'événement s'écrivent :

$$E_{\perp} = \left| \sum_i \vec{E}_{\perp i} \right|, \quad E_{\parallel} = \sum_i E_i \cos \theta_i \quad (9.1)$$

Si un ou plusieurs muons sont présents dans l'événement, l'impulsion du muon mesurée dans les chambres à muons est rajoutée dans les formules précédentes. Comme l'impulsion du système e^+e^- dans le centre de masse est nulle, E_{\parallel} et E_{\perp} seraient nulles dans le cas idéal où toutes les impulsions des particules dans l'état final seraient mesurées avec une précision infinie. Pour un événement ne faisant pas intervenir toute l'énergie disponible du système e^+e^- ou un déclenchement aléatoire du détecteur, E_{\perp} et E_{\parallel} n'ont aucune raison d'être nulles. Pour les événements $b\bar{b}$, on notera que les deux neutrinos dans l'état final élargissent la distribution de ces valeurs. La figure 9.2 montre les différentes distributions de E_{\perp}/E_{tot} et E_{\parallel}/E_{tot} .

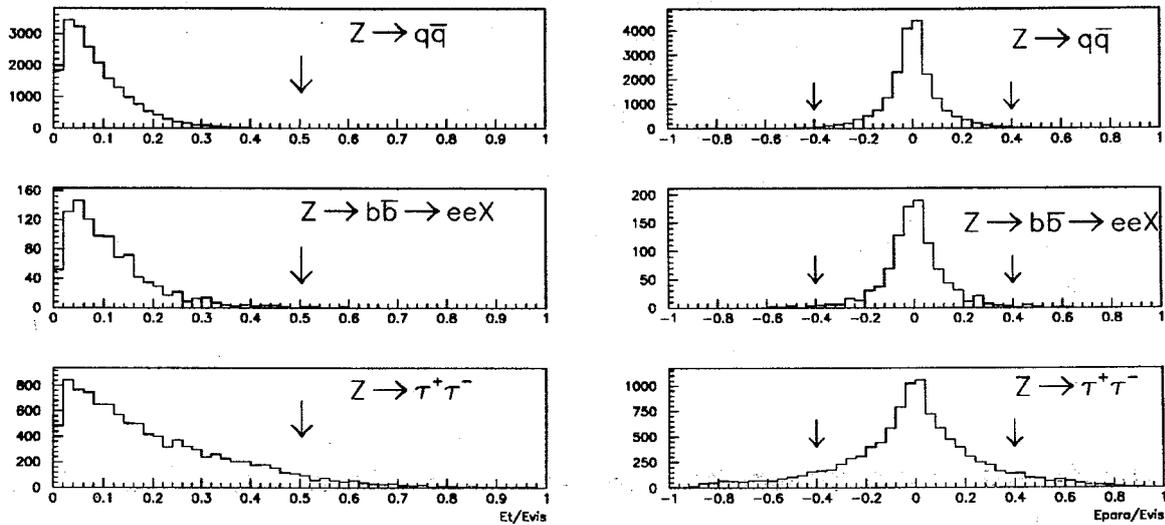


Figure 9.2: Distribution des énergies transverse (gauche) et longitudinale(droite) normalisées à l'énergie totale des calorimètres

On sélectionne les événements tels que $E_{\perp}/E_{tot} < 0,5$ et $|E_{\parallel}|/E_{tot} < 0,4$.

• Les événements $q\bar{q}$ se différencient des autres par leur haute multiplicité en particules dans l'état final. En moyenne, un événement hadronique produit 20 particules chargées et 20 particules neutres. Par contre, un événement $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ produit au maximum 10 particules. Il suffira donc de compter le nombre de dépôts dans le calorimètre électromagnétique pour rejeter les événements non hadroniques. Il faut néanmoins tenir compte du bruit intrinsèque du BGO qui est en général inférieur à 100 MeV par dépôt. C'est pourquoi nous compterons le nombre de dépôts $N_{cluster}$ (on appelle dépôt un ensemble de cristaux contigus ayant au moins en commun une face et dont l'énergie individuelle est supérieure à 10 MeV) dans le

calorimètre électromagnétique d'énergie supérieure à 100 MeV. Les distributions de la figure 9.3 mettent en évidence les coupures pour rejeter le fond des τ .

Les particules des événements à grand angle ne parcourent que 520 mm avant d'interagir avec le BGO. Par contre, à petit angle, les particules parcourent 730 mm donc elles sont plus séparées dans les bouchons du calorimètre électromagnétique. On applique la coupure suivante : si $\theta_{thrust} < 42^\circ$ (θ_{thrust} direction de l'axe de poussée de l'événement), il faut au moins 18 dépôts de plus de 100 MeV dans le calorimètre électromagnétique, sinon il en faut au moins 14. Cette coupure en multiplicité rejettera aussi les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

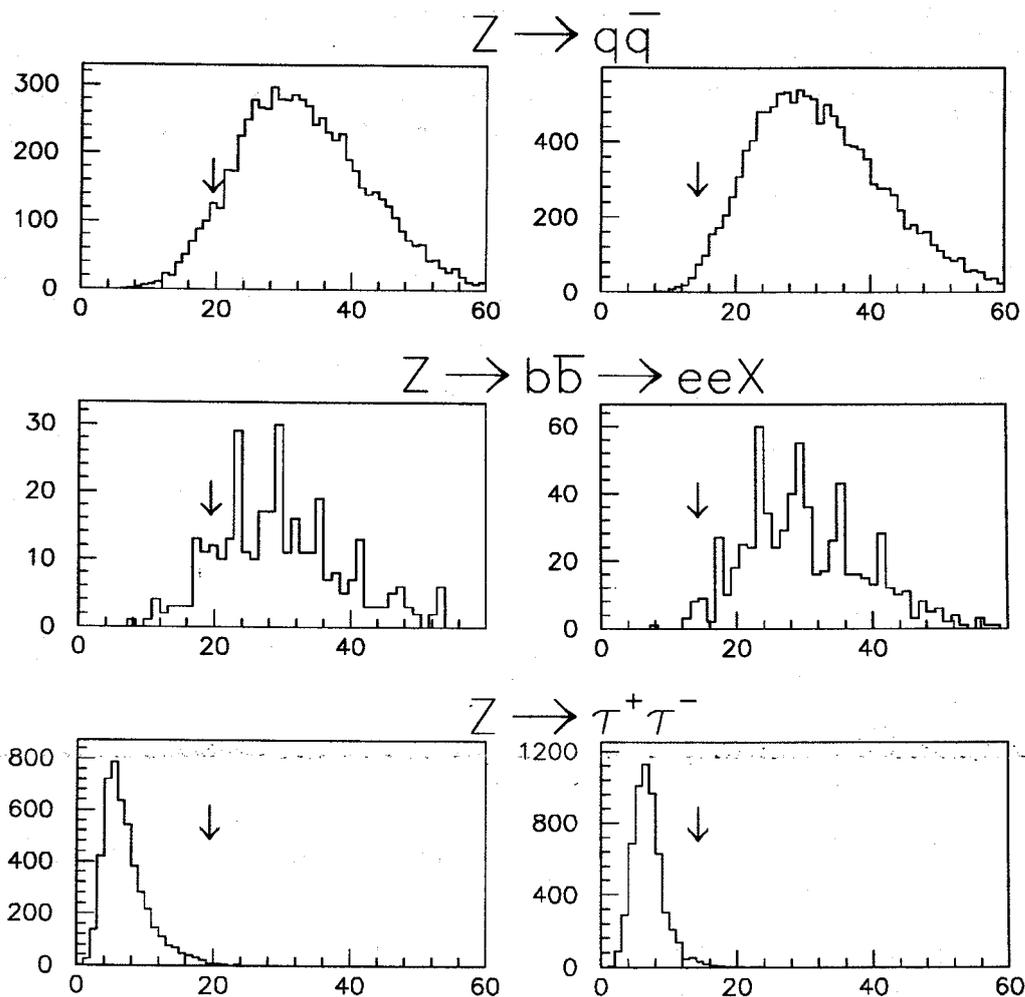


Figure 9.3: Distribution du nombre de dépôts dans le calorimètre électromagnétique de plus de 100 MeV (à droite $136^\circ > \theta_{thrust} > 42^\circ$ et à gauche $\theta_{thrust} < 42^\circ$ et $\theta_{thrust} > 138^\circ$)

• Enfin, on demande que l'événement contienne au moins un jet d'énergie supérieure à 10 GeV. Cette coupure n'ajoute pas d'inefficacité dans la sélection des événements $q\bar{q}$ mais il permet de vérifier qu'il existe des jets.

Le tableau ci-dessous donne les efficacités de sélection au premier niveau de sélection (écriture sur cassette) et après les coupures finales :

Canal	Efficacité après la première sélection	Efficacité après la coupure finale
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	$99,9\% \pm 0,0\%$	$97,35\% \pm 0,0\%$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow eX$	$100\% \pm 0,0\%$	$97,4 \pm 0,2\%$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow eeX$	$99,7\% \pm 0,2\%$	$94,8\% \pm 0,2\%$
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	$8,1\% \pm 0,2\%$	$< 0,01\%$
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$< 0,01\%$	$< 0,01\%$
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	$28,73\% \pm 0,2\%$	$0,50\% \pm 0,0\%$

Comme $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow llX) / \Gamma(Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow llX) \simeq 5$, la contribution résiduelle des événements τ aux événements dilepton est faible, de l'ordre de 10^{-3} . A cela, il faut ajouter que les désintégrations doublements leptoniques des τ donnent seulement deux particules chargées dans l'état final et sont donc fortement supprimées.

9.2 La sélection des électrons

9.2.1 Introduction

Dans L3, la sélection des électrons s'appuie à la fois sur des critères électromagnétiques et sur des critères de traces. La principale contrainte pour reconnaître un électron est l'isolation de la particule dans le calorimètre électromagnétique. Les raisons qui nous amènent à se restreindre au tonneau seront exposées lors de la définition des critères électromagnétiques.

9.2.2 Mesure de l'énergie

Le passage d'une particule isolée dans le calorimètre électromagnétique est signé par un maximum local dans la distribution en énergie des cristaux. Une particule de quelques GeV traversant un cristal au minimum d'ionisation dépose $\simeq 220$ MeV dans un seul cristal. Une particule déposera toujours au moins 220 MeV. Un cristal ayant une longueur de 22 longueurs de radiation, les électrons et les photons déposent longitudinalement 99 % de leur énergie dans le calorimètre. Ainsi, la mesure de l'énergie d'un photon ou d'un électron pourra être précise. Par contre, un cristal ne fait que 0,96 longueurs d'interaction, donc un π chargé déposera seulement une partie de son énergie. Il sera donc difficile de mesurer précisément l'énergie incidente de ces particules dans ce calorimètre.

Nous allons donc nous restreindre à la mesure de l'énergie des photons et électrons dans le calorimètre électromagnétique. L'énergie déposée par une particule entrant au milieu du cristal central se répartit de la façon suivante :

1,1%	3,1%	1,1%
3,1%	76,3%	3,1%
1,1%	3,1%	1,1%

Pour calculer l'énergie incidente de l'électron ou du photon, on fait la somme (S_9) des énergies déposées dans la matrice de 3×3 centrée sur le cristal contenant le plus d'énergie. On a $E_{incidente} = S_9/0,931$ pour un impact central.

En fait, les résultats des faisceaux test ont montré que la relation entre $E_{incidente}$ et S_9 dépendait du point d'impact. On a paramétrisé cette dépendance en fonction du rapport S_1/S_9 (rapport de l'énergie déposée dans le cristal central à l'énergie déposée dans la matrice de 3×3) de la façon suivante :

$$E_{incidente} = S_9^c = \frac{S_9}{0,12 \frac{S_1}{S_9} + 0,83} \quad (9.2)$$

ou en faisant intervenir l'énergie déposée dans la matrice 5×5 :

$$E_{incidente} = S_{25}^c = \frac{S_{25}}{0,125 \frac{S_1}{S_{25}} + 0,88}$$

La courbe suivante montre la variation du rapport S_9^c/S_9 en fonction de S_1/S_9 :

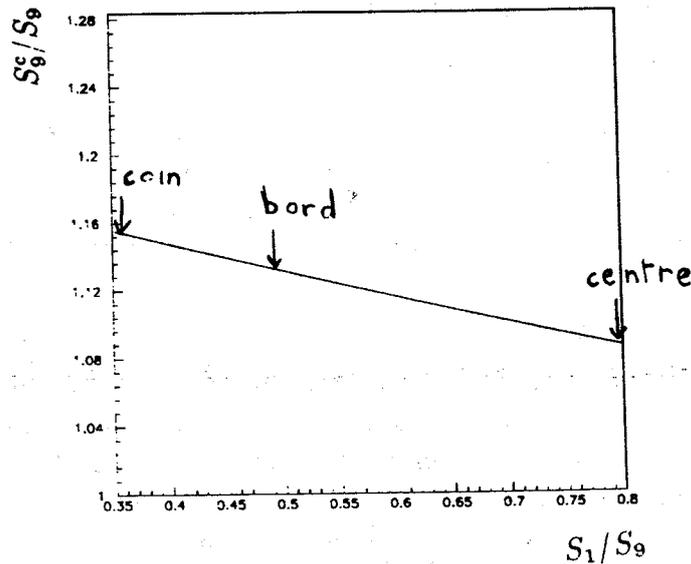


Figure 9.4: Corrections à apporter à S_9 en fonction du point d'impact sur le cristal

Les quatre paramètres numériques ci-dessus ont été calculés à partir des données obtenues avec des électrons de 10 GeV du faisceau test. La correction varie entre 1,07 (centre du cristal) et 1,15 (coin du cristal) soit un effet de 7%. Pour des particules non isolées, on utilisera S_9^c qui est moins dépendant de l'environnement que S_{25}^c , pour calculer l'énergie incidente.

9.2.3 Critère électromagnétique

La résolution du détecteur de traces central n'est pas assez bonne pour que la comparaison entre l'impulsion mesurée dans la TEC et l'énergie mesurée dans le BGO soit suffisante pour rejeter le fond aux électrons. Il faut donc introduire un 'critère d'électromagnéisme' sur la forme transverse de la gerbe. Un électron ou un photon développera une gerbe électromagnétique typique alors qu'un π^+ n'aura pas la forme voulue. En 1990 on a utilisé le rapport $\frac{S_9^c}{S_{25}^c}$ comme critère. Comme S_9^c et S_{25}^c ont été ajustés pour calculer l'énergie incidente pour une gerbe électromagnétique de 10 GeV, ils doivent donner la même valeur pour un électron incident de 10 GeV.

Pour les Bhabhas, on obtient la distribution 9.5 dont le maximum est à 1,01 car le rayon de Molière est plus petit à 45 GeV qu'à 10 GeV:

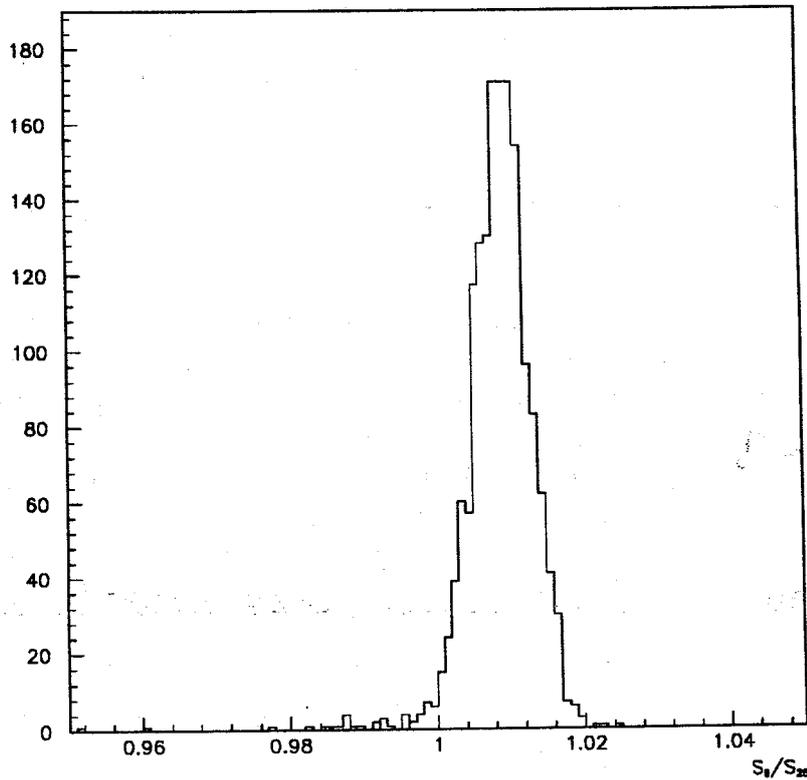


Figure 9.5: Distribution de S_9^c / S_{25}^c pour des événements Bhabhas

La distribution pour les électrons des τ qui contiennent moins d'énergie (énergie moyenne de 20 GeV) que les Bhabhas est la suivante :

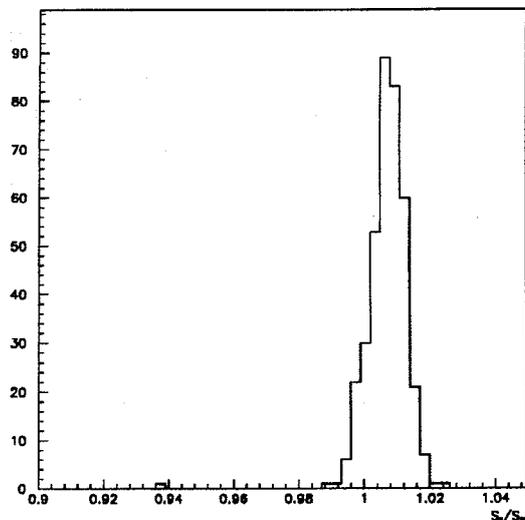


Figure 9.6: Distribution de S_9^c/S_{25}^c pour des événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$

Enfin, pour les électrons de première cascade, la distribution est plus large à cause de la moins bonne isolation des électrons. En 1990, il avait été choisi la coupure $\frac{S_9^c}{S_{25}^c} > 0,95$.

La principale limitation de cette coupure est de demander qu'aucune particule ne perturbe la distribution en énergie dans la matrice de 25 cristaux.

C'est pour cela qu'une partie de mon travail de thèse a consisté à développer un critère électromagnétique basé sur la répartition transversale en énergie dans 9 cristaux seulement ce qui permettra d'étendre notre sélection à des particules moins isolées. Ce critère consiste à comparer les distributions relatives en énergie de chaque cristal de la matrice de 9 avec une distribution typique de gerbe électromagnétique.

La distribution relative dépendant fortement du point d'impact de la particule incidente, elle a été paramétrisée en fonction du point d'impact. On définit une quantité analogue à un χ^2 (mais les corrélations ne sont pas mises) :

$$\chi_{BGO}^2 = \sum_{i=1}^9 \frac{(Fr_i - Fr_i^{TB}(X, Y, E))^2}{\sigma_i^2(X, Y, E)} \text{ avec } Fr_i = \frac{E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (9.3)$$

où X, Y est le point d'impact sur le cristal central et E l'énergie calculée à partir de la matrice de 9 cristaux, Fr_i^{TB} et σ_i sont la fraction d'énergie attendue et son écart type pour une gerbe typique.

9.2.4 Définition de la gerbe électromagnétique typique

Pour définir une gerbe électromagnétique nous avons préféré utiliser les données de faisceaux test à une simulation Monte carlo car la simulation n'est qu'une modélisation même si elle est très proche de la réalité. Par contre, les données faisceau test sont faites sur le détecteur lui-même.

Les données faisceau test ont été prises en 1988 au CERN sur le faisceau d'électron X3 [2]. Le faisceau d'électrons, d'une énergie de 2 à 50 GeV est un faisceau tertiaire : les protons initiaux sont accélérés jusqu'à 450 GeV/c par le SPS et envoyés sur une cible de beryllium, produisant un faisceau secondaire H3 de hadrons. Celui-ci est dirigé vers une seconde cible pour produire le faisceau X3. La figure suivante décrit la ligne de faisceau après la cible X3.

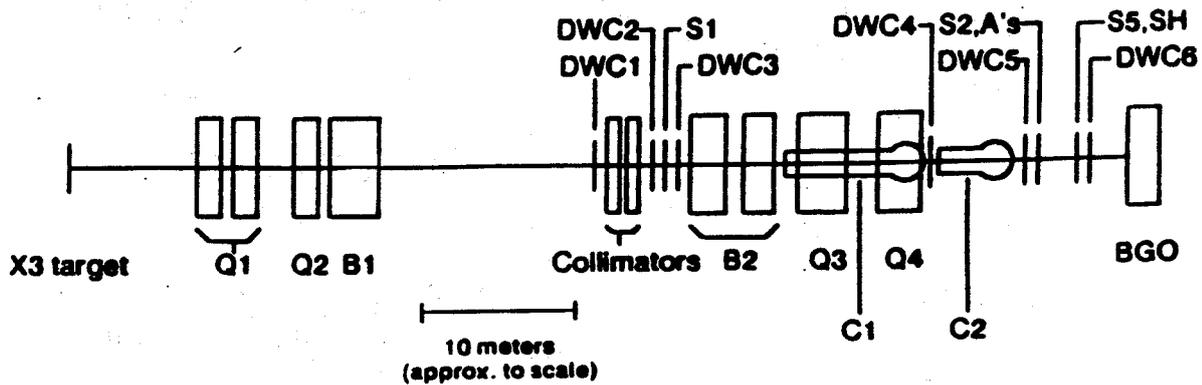


Figure 9.7: Ligne de faisceau test

Deux quadrupôles Q_1 et Q_2 focalisent le faisceau sur les collimateurs. Ces derniers et le dipôle magnétique B_1 permettent de sélectionner les électrons d'impulsion $p \pm \Delta p$. L'ouverture choisie du collimateur correspondait à $|\Delta p/p| = 1\%$. Le faisceau est à nouveau dévié par le dipôle B_2 et focalisé sur la face d'entrée des cristaux de BGO par les quadrupôles Q_3 , Q_4 . Pour identifier les particules, on utilise deux compteurs Cerenkov à hélium. Ces détecteurs permettent de distinguer les pions des électrons pour des énergies inférieures à 20 GeV. A 50 GeV, la contamination du faisceau en pions est négligeable. A 2 GeV, la contamination en π est aussi négligeable et les compteurs Cerenkov sont vidés pour diminuer la diffusion multiple.

Pour le déclenchement, on demande une coïncidence entre les scintillateurs S_1 et S_2 de surface $5 \times 5 \text{ cm}^2$ chacune. Une particule satisfaisant à cette condition a donc traversé la ligne de faisceau (car S_1 et S_2 encadrent l'aimant B_2 , les deux Cerenkov et les quadrupôles Q_3 et Q_4). Pour que chaque cristal puisse être placé perpendiculairement à l'axe du faisceau d'électrons, on a posé le détecteur sur une table qui pouvait pivoter en θ et en φ . La précision atteinte dans le positionnement du centre géométrique de la face du cristal étant de $100 \mu\text{m}$ et pour l'angle entre la direction du faisceau et l'axe longitudinal du cristal de moins de 5

mrad. Enfin, des chambres à fils disposées en amont et en aval de l'aimant dipolaire B2 permettent de mesurer l'impulsion des électrons.

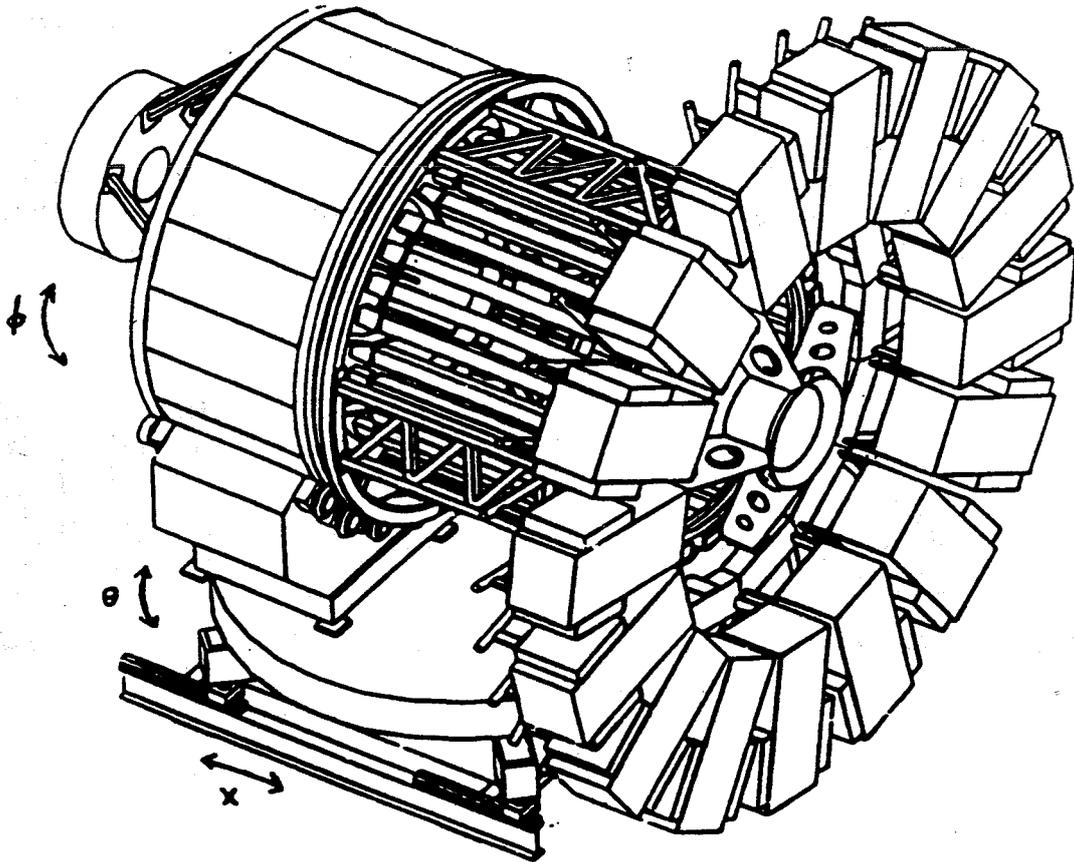


Figure 9.8: Dispositif expérimental

Dans un premier temps, nous nous sommes limités au faisceau d'électrons de 10 GeV. Nous avons choisi différents lots d'électrons pointant vers des cristaux différents. Pour purifier le lot d'électrons, nous avons appliqué les coupures suivantes :

- le cristal central est celui qui contient le plus d'énergie
- $9,5 \text{ GeV}/c < P_{\text{chambres à fils}} < 10,5 \text{ GeV}/c$ (coupure large)
- $0,97 < \frac{S_0^c}{P_{\text{chambres à fils}}} < 1,03$
- 2 compteurs Cerenkov déclenchés en coïncidence.

Nous avons sélectionnés 150.000 événements.

Ensuite, nous avons pris des électrons de 2 GeV auxquels on applique les coupures suivantes :

- le cristal central est celui qui contient le plus d'énergie
- $1,7 \text{ GeV}/c < P_{\text{chambres à fils}} < 2,3 \text{ GeV}/c$
- $0,97 < \frac{S_0^c}{P_{\text{chambre}}} < 1,03$

Il reste 23.000 événements.

Tout d'abord, le point d'impact sur le cristal peut être déterminé à partir du centre de gravité de l'énergie déposée dans la matrice 3×3 . Pour les données test, ce point d'impact est mesuré grâce aux chambres à fils DWC 3,4,5. On en a déduit par tâtonnement la formule suivante reliant le point d'impact au centre de gravité :

$$X_{imp} = a \arctg(b.X_{cdg}) + c X_{cdg} \quad (9.4)$$

$$X_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 X_i E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad a = 6,028, \quad b = 0,53, \quad c = 0,215$$

avec X_i l'abscisse ou l'ordonnée des 9 cristaux dans le repère centré sur le milieu du cristal central. L'évolution de X_{imp} avec X_{cdg} se divise en deux régions : la région centrale où X_{imp} varie peu avec X_{cdg} et les régions proches des bords du cristal où X_{imp} varie rapidement avec X_{cdg} . Nous obtenons une résolution typique de 2 et 1 mm à 2 et 10 GeV.

Pour ne pas diluer la statistique sur le cristal central, on divise le cristal central en 4 quarts et, par symétrie axiale, on ramène tous les événements dans ce carré. Ensuite, pour déterminer la dépendance du point d'impact, on divise le carré en 7×7 carrés de 1,5 mm de côté. Pour chacun de ces carrés, on calcule la valeur moyenne et l'écart type des fractions d'énergie déposée dans chacun des 9 cristaux, ainsi que le point d'impact sur le petit carré pour tenir compte de la distribution non plate des points d'impact. Pour améliorer la méthode, les différentes fractions sont interpolées par un polynôme du premier degré dans les deux dimensions du plan. De plus, pour tenir compte de la variation du rayon de Molière en fonction de l'énergie, nous avons mesuré les mêmes paramètres pour des électrons de 2 GeV. Le nombre d'électrons de 50 GeV étant trop faible, nous n'avons pu les calculer. La variation du rayon en fonction de l'énergie étant logarithmique, nous avons choisi d'utiliser les paramètres de 10 GeV pour des particules déposant au moins $\frac{\ln 2 + \ln 10}{2} \simeq 4,5$ GeV dans le BGO. Sinon, nous utilisons ceux de 2 GeV.

Une fois les paramètres calculés on a vérifié que le lot d'électrons de 10 GeV provenant des données test faisceau donnent une distribution de χ_{BGO}^2 piquée à petit χ_{BGO}^2 . On obtient la distribution de la figure 9.9.

Nous avons cherché à calculer une probabilité de χ^2 . La recherche d'une distribution de probabilité plate a montré que le nombre de degrés de liberté se situe entre 5 et 6. La corrélation entre les différents cristaux explique que le nombre de degrés de liberté soit inférieur à 8.

Cette variable χ_{BGO}^2 doit permettre de différencier π chargés et électrons. On a vérifié cette propriété avec des données provenant d'un faisceau de π^+ de 10 GeV. On obtient la distribution 9.10 pour les π^+ ayant déposé plus de 3 GeV dans les cristaux de BGO. La distribution est très différente et une coupure $\chi_{BGO}^2 < 20$ qui garde tous les électrons de 10 GeV rejettera une grande fraction des π chargés.

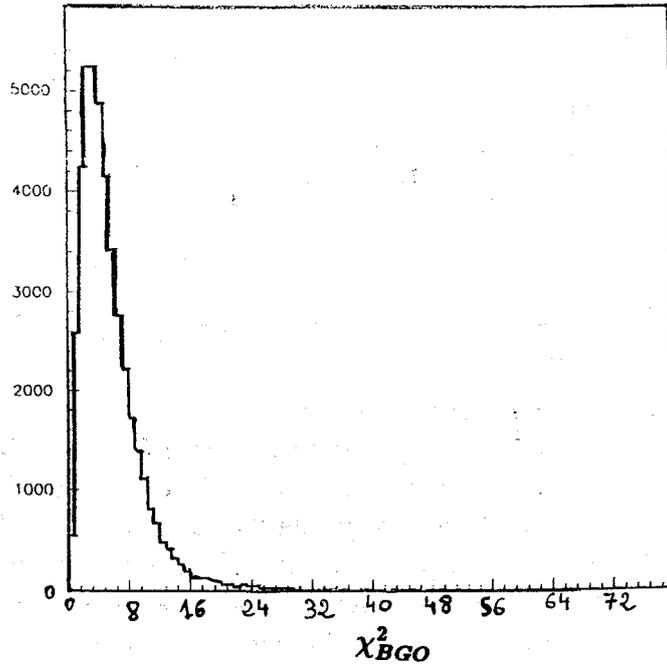


Figure 9.9: Distribution du χ^2_{BGO} pour les électrons du test faisceau ($E=10\text{GeV}$)

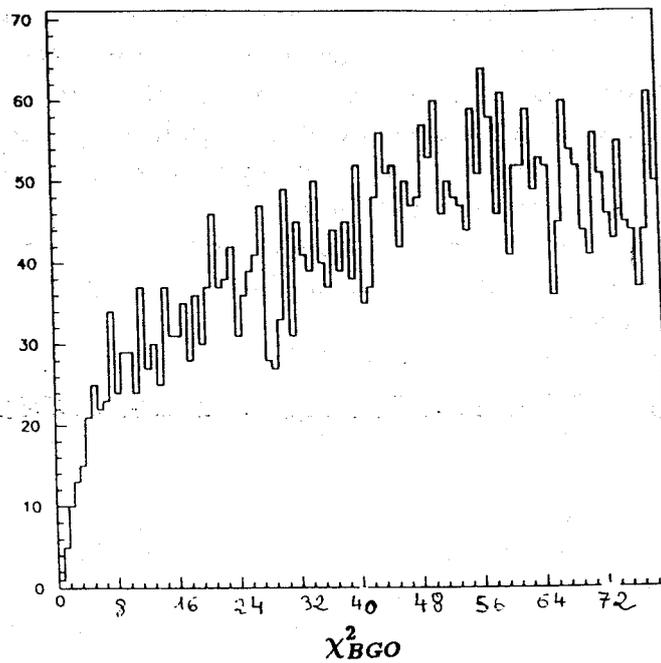


Figure 9.10: Distribution du χ^2_{BGO} pour des π chargés de 10 GeV

La figure 9.11 montre qu'en fait on rejette principalement les π^+ ayant déposé une faible fraction de leur énergie initiale. En général ces pions, soit n'ont pas interagi et déposé par dE/dx environ 220 MeV, soit ont commencé leur gerbe hadronique vers la fin des cristaux de BGO. Par contre pour les π déposant toute leur énergie, le facteur de réjection est plus faible : ils correspondent à des échanges de charge dans le BGO ($\pi^\pm N \rightarrow \pi^0 \dots$).

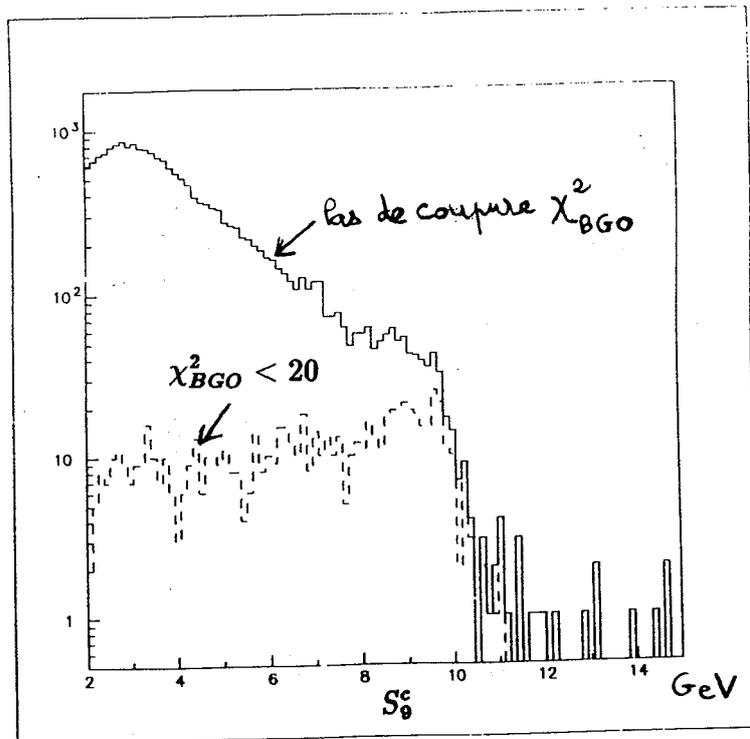


Figure 9.11: Distributions initiale et pour $\chi_{BGO}^2 < 20$ des pions chargés

La figure 9.12 montre la distribution du χ_{BGO}^2 pour les électrons des données LEP correspondant à des gammes d'énergie différentes.

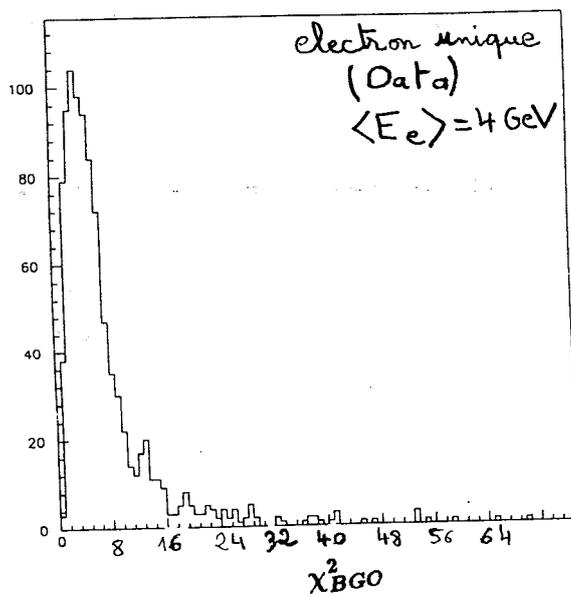
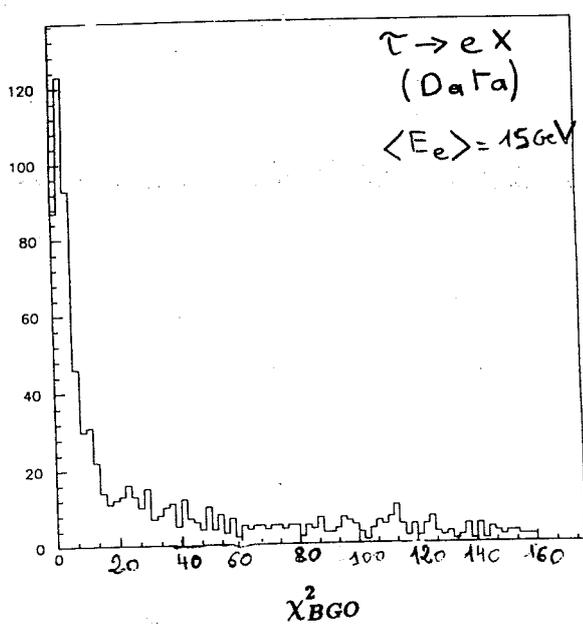


Figure 9.12: Différentes distributions de χ_{BGO}^2 pour différentes échelles d'énergie

9.2.5 Les critères électromagnétiques de sélection

Maintenant nous allons mesurer les efficacités et les taux de réjection à partir de simulation Monte Carlo.

Tout d'abord, nous nous restreignons aux particules ayant déposé plus de 3 GeV dans le BGO. La figure 9.13 montre que les particules venant des autres canaux que $b \rightarrow e$ donnent une contribution importante à petite énergie :

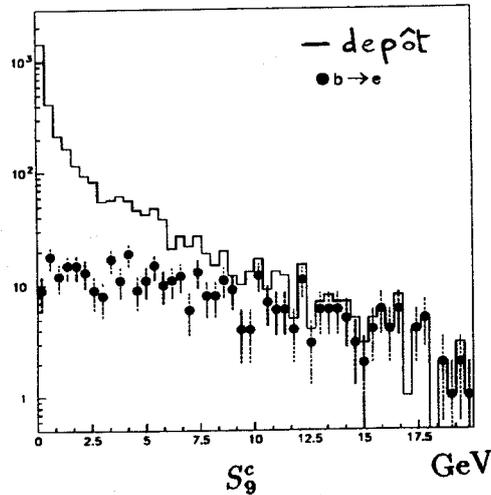


Figure 9.13: Distribution de l'énergie des dépôts dans le BGO

Ensuite, nous avons vérifié sur des événements Bhabhas la distribution du χ^2_{BGO} . Avant la parution de la version GEANT 3.14, les données et le Monte Carlo avec GEANT 3.13 étaient en désaccord. Par contre, la version GEANT 3.14 permet d'obtenir un bon accord avec les données prises à LEP. La figure suivante montre cette évolution :

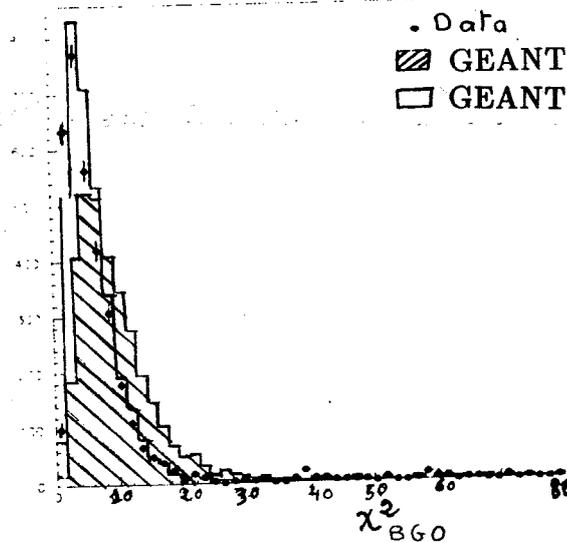


Figure 9.14: Comparaison des distributions de χ^2_{BGO}

Lors de l'étude du fond Monte Carlo, nous avons remarqué que la coupure sur le χ_{BGO}^2 rejetait moins bien les conversions que $\frac{S_9^c}{S_{25}^c}$.

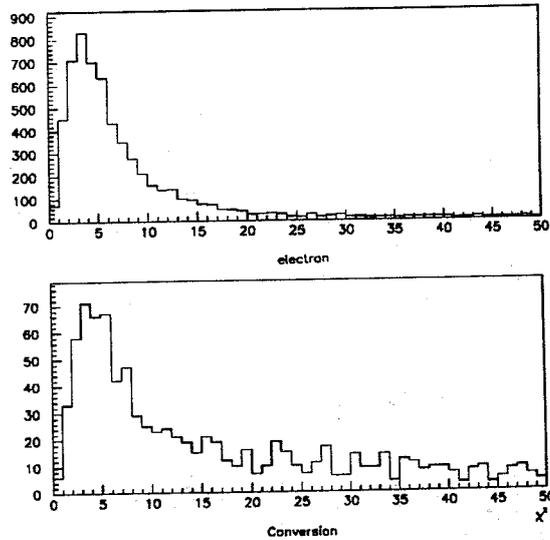


Figure 9.15: Distribution de χ_{BGO}^2 pour des vrais électrons et des électrons de conversion

Bien que ce soient des électrons, ce fond doit être rejeté car il sera difficilement identifiable par une autre méthode. La coupure $\frac{S_9^c}{S_{25}^c}$ a l'avantage de rejeter une partie des conversions : en effet, le deuxième électron perturbe la deuxième couronne de cristaux autour du cristal contenant le plus d'énergie. La figure 9.16 montre les distributions de $\frac{S_9^c}{S_{25}^c}$ pour les électrons des conversions et ceux qui n'en sont pas dans des événements Monte-Carlo $q\bar{q}$ (on a appliqué toutes les coupures de sélection des électrons)

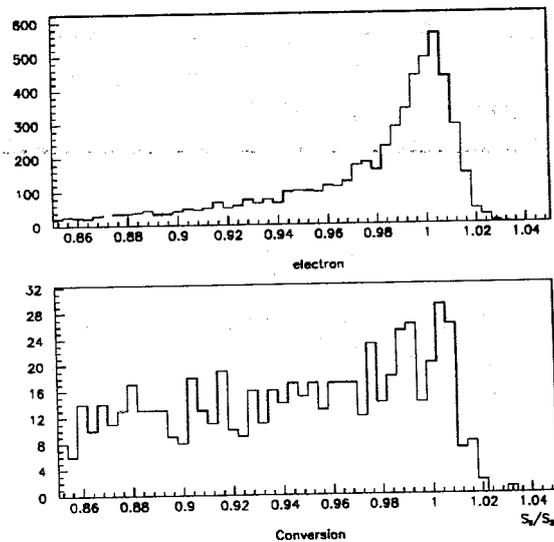


Figure 9.16: Distribution de S_9^c/S_{25}^c pour des vrais électrons et des électrons de conversion

On a fait varier ces deux coupures pour obtenir le meilleur rapport pureté/efficacité tout en gardant une efficacité analogue à celle de 1990 (environ 15% pour $P_t > 1$ GeV avec une pureté de 76% en électron de première cascade)*. Nous obtenons les résultats suivants pour le canal $b \rightarrow e$ dans un lot de $q\bar{q}$ en appliquant toutes les autres coupures qui vont être expliquées dans ce chapitre.

		Pureté								
S_9/S_{22}	χ^2_{BGO}	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0,88	0,824	0,813	0,802	0,796	0,787	0,778	0,772	0,769	0,764	
0,90	0,829	0,818	0,808	0,801	0,793	0,786	0,782	0,779	0,775	
0,92	0,831	0,823	0,814	0,810	0,802	0,796	0,794	0,792	0,789	
0,94	0,840	0,836	0,829	0,824	0,816	0,812	0,810	0,808	0,806	
0,96	0,848	0,844	0,838	0,833	0,826	0,823	0,821	0,819	0,818	

		Efficacité								
S_9/S_{22}	χ^2_{BGO}	10	15	20	25	30	35	40	45	50
0,88	0,135	0,154	0,159	0,164	0,165	0,166	0,168	0,168	0,169	
0,90	0,133	0,150	0,156	0,159	0,161	0,162	0,163	0,164	0,165	
0,92	0,128	0,145	0,149	0,153	0,155	0,155	0,157	0,157	0,158	
0,94	0,124	0,141	0,145	0,148	0,150	0,150	0,152	0,152	0,153	
0,96	0,113	0,128	0,132	0,134	0,135	0,135	0,136	0,137	0,138	

Nous avons choisi de prendre le lot suivant de coupures :

$$\begin{cases} \frac{S_9^c}{S_{22}^c} > 0,9 \\ \chi^2_{BGO} < 20 \end{cases}$$

correspondant à une efficacité de 0,156 et une pureté de 0,808, soit une amélioration de la pureté de 5%. Enfin, on applique un dernier critère électromagnétique en demandant que l'énergie vue dans le calorimètre hadronique (eh7) dans un cône centré sur le dépôt dans le BGO de demi-angle 7° ne soit pas trop grande. La condition choisie est :

$$\frac{eh7}{eh7 + S_9^c} < 0,4 \quad (9.5)$$

* cette efficacité inclut l'effet des coupures sur l'angle solide ($|\cos \theta_e| < 0,69$), sur l'énergie minimale des électrons (3 GeV) et sur l'isolation et la qualité des traces ce qui donne une efficacité de 24% sans coupure sur l'impulsion transverse.

La distribution de cette quantité pour les données et le Monte-Carlo est montrée sur la figure 9.17 :

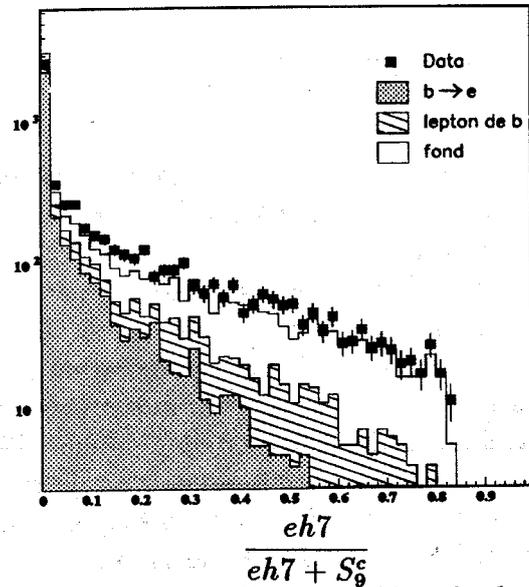


Figure 9.17: Distribution de la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique pour des événements hadroniques

9.2.6 Utilisation de la TEC

D'une part l'utilisation des traces permet de différencier électrons et photons. D'autre part elle permet aussi de faire des corrélations entre l'impulsion des traces et l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique.

Pour séparer électron et photon il faut faire une correspondance spatiale entre le point d'impact sur la face d'entrée des cristaux à l'aide des informations apportées par la matrice de neuf cristaux, et l'extrapolation de la trace donnée par la TEC sur la face d'entrée des cristaux.

Les cristaux de BGO donnent la même précision en θ et en φ . On a une résolution spatiale typique de 1 mm à 10 GeV et 2 mm à 2 GeV. A 520 mm du point d'interaction cela représente 2 mrad à 10 GeV et 4 mrad à 2 GeV.

Une trace est définie par les critères suivants :

- au moins 40 fils touchés (62 au maximum)
- la différence entre le numéro du premier fil et celui du dernier fil touché supérieure à 50 (les fils sont numérotés de 1 à 62 en fonction de leur distance à l'axe du faisceau). Ceci correspond à un bras de levier de 33 cm
- une distance d'approche au vertex dans le plan transverse inférieure à 5 mm

La résolution de 50 μm sur la distance de dérive sur chaque fil d'anode, associée aux coupures sur la qualité de la trace, donne une résolution sur le point d'impact à 520 mm de 0,1

mm soit 0,2 mrad. La résolution du BGO limite la résolution globale sur la correspondance spatiale TEC - BGO en $r\varphi \Delta\varphi$. Si on se place à l'entrée des cristaux on remarque que les électrons et les positrons ont une valeur moyenne différente de 1 mrad. Cette différence est corrigée en se mettant non pas sur la face d'entrée mais au maximum du développement de la gerbe. La profondeur dans le cristal du maximum de la gerbe est paramétrisée par la formule suivante :

$$X = \frac{1,98 + 0,4902 \operatorname{Ln}(E)}{0,5172} \text{ (longueur de radiation)} \quad (9.6)$$

où E est l'énergie totale reconstruite (S_0^c). Les paramètres ont été calculés à partir de simulation Monte Carlo. Nous allons extrapoler la trace dans le plan transverse à une profondeur de $(520 + X \sin \theta)$ mm.

On sélectionne les dépôts coïncidant avec une trace dans un dièdre de demi angle 5 mrad.

Si deux traces sont proches du centre de gravité donné par le BGO, il est difficile de choisir celle qui correspond réellement au dépôt. La résolution des fils résistifs est en général insuffisante pour discerner la plus proche en θ . Pour éviter toute confusion entre les charges, on demande qu'il n'y ait pas de deuxième trace dans le même dièdre de 5 mrad.

Enfin, une fois la trace sélectionnée, il est possible de rejeter les particules qui n'ont pas déposé toute leur énergie par une gerbe électromagnétique dans les cristaux de BGO en comparant l'impulsion mesurée par la TEC et l'énergie mesurée par le BGO. Il est évident qu'aux énergies considérées (> 3 GeV), l'impulsion et l'énergie d'un électron sont égales. Comme l'angle θ de la trace est mal mesuré par la TEC, on utilisera celui donné par le BGO pour calculer l'énergie transverse E_{\perp} . Mais il faut tenir compte de la résolution sur la mesure de E_{\perp} et P_{\perp} . Elle est dominée par celle de P_{\perp} .

La résolution de $P_{\perp}/\sigma(P_{\perp})$ a été paramétrisée sur les données LEP à partir des canaux $\tau \rightarrow e$ ($10 \text{ GeV} < P_{\perp} < 40 \text{ GeV}$) et les électrons de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ pour les faibles impulsions ($P_{\perp} \leq 2-3 \text{ GeV}$). On a la formule suivante :

$$\frac{\sigma(1/P_{\perp})}{1/P_{\perp}} = 0,028 + 0,02 P_{\perp}(\text{GeV}) + 4.10^{-5} (P_{\perp}(\text{GeV}))^2 \quad (9.7)$$

ce qui donne la distribution de la figure 9.18 qui est en bon accord avec les données:

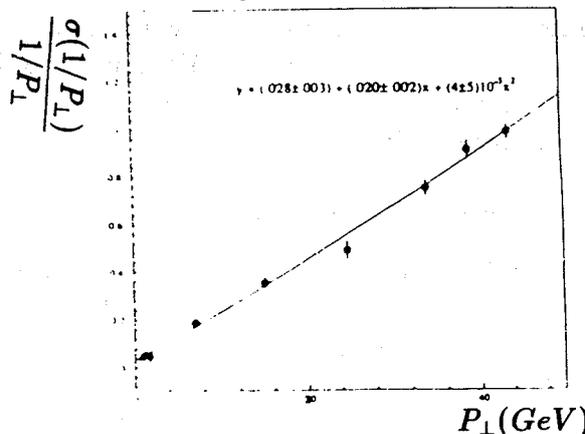


Figure 9.18: Résolutions paramétrisée (trait) et mesurée (point) en impulsion transverse

Pour sélectionner les électrons, on prend la fonction suivante :

$$\Delta P(P_{\perp}, E_{\perp}) = \frac{\frac{1}{P_{\perp}} - \frac{1}{E_{\perp}}}{\sigma(1/P_{\perp})}$$

Un dépôt est sélectionné si:

$$|\Delta P(P_{\perp}, E_{\perp})| < 4 \quad (9.8)$$

Enfin, on sait que les traces passant près des plans des cathodes et des anodes sont mal reconstruites dans le plan transverse : en effet, près des fils d'anodes et de cathodes, le champ électrique est inhomogène. La figure 9.19 met en évidence la moins bonne résolution près des plans de fils :

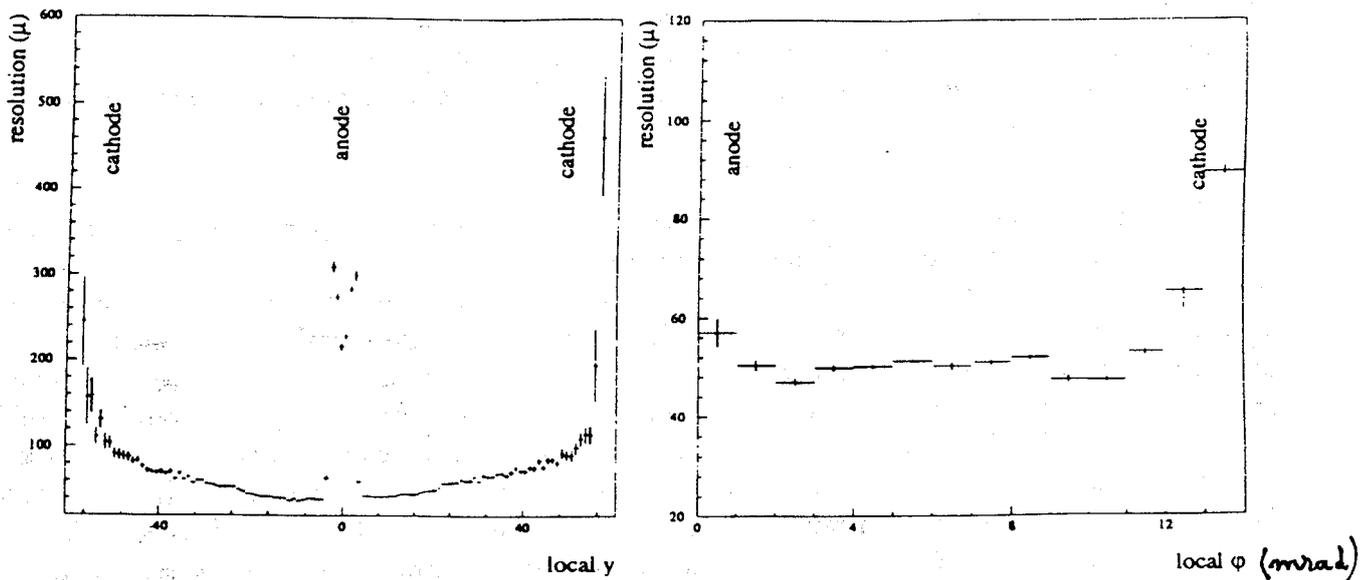


Figure 9.19: Résolution des fils de la TEC en fonction de l'angle azimuthal dans un secteur

Pour faciliter les calculs d'acceptances, on fait une coupure angulaire sur le milieu de la trace. On demande que ce milieu soit à plus de 10 mrad dans le plan transverse des plans de fils des anodes et cathodes. Cette coupure permet aussi de diminuer le pourcentage de confusion de charge.

9.3 Sélection des muons

Dans le cadre du détecteur L3, la sélection des muons est beaucoup plus simple que celle des électrons : en effet, le calorimètre hadronique est un filtre à muons et les chambres à muons reconstruisent les traces très précisément. Le principal fond aux muons provient des particules provenant d'une interaction d'une particule dans le calorimètre hadronique ou de hadrons n'ayant pas interagi ou de désintégration en vol de π et de K.

Pour mesurer l'impulsion d'une particule traversant les chambres à muons il faut au moins obtenir deux segments sur trois dans le plan transverse (la trace est courbée) et un segment dans le plan longitudinal sur deux.

Un segment dans les chambres P est défini par au moins 7 fils touchés sur 16 ou 24 dans un plan de chambres. Si on a un triplet (3 plans de chambres touchés), on calcule la trajectoire circulaire à partir des trois points définis par les milieux des segments. Dans le cas d'un doublet (2 plans de chambres touchés), on utilise les directions des segments qui doivent être tangentes au cercle. Un segment dans une chambre Z est défini par au moins deux fils touchés sur quatre.

Ces conditions nous restreignent à $|\cos\theta| < 0,8$, soit 80 % de l'angle solide.

A partir de ces segments, il est possible d'extrapoler la trace jusqu'au vertex. Pour rejeter les produits d'interaction dans le calorimètre hadronique, on demande que la trace extrapolée passe près du vertex dans les plans transverse et longitudinal.

On demande que, dans le plan transverse, la distance minimale d'approche au vertex Δr soit inférieure à 200 mm et dans le plan longitudinal que $|\Delta z| < 500$ mm.

Les erreurs sur r et z qu'on note σ_r et σ_z sur l'extrapolation de la trace au vertex dépendent du nombre de segments touchés dans les chambres à muons. On demande en plus des critères précédents :

$$\Delta r/\sigma_r < 3 \quad \Delta z/\sigma_z < 4 \quad (9.9)$$

Les chambres à muons ne mesurent que l'impulsion restante de la particule ayant traversé les calorimètres électromagnétique et hadronique.

Un muon dépose de 2 à 3 GeV dans les calorimètres suivant son inclinaison. Pour les muons qui ont traversé entièrement les calorimètres, leur énergie initiale est calculée à partir de l'impulsion mesurée dans les chambres, de la trajectoire extrapolée de la particule dans les calorimètres et en ajoutant 220 MeV dans le calorimètre électromagnétique et 1,6 GeV / $\sin\theta$ à 1,8 GeV / $\sin\theta$ GeV dans le calorimètre hadronique (énergie perdue par dE/dx). En sélectionnant les muons déclenchant les 3 chambres P et les 2 chambres Z et laissant des dépôts correspondant à un minimum ionisant dans le calorimètre hadronique, on obtient une résolution de 2,45 % à 45 GeV. Comme pour les électrons, on applique une coupure inférieure en impulsion à 4 GeV. Cette coupure permet de rejeter une partie des particules produites dans le calorimètre hadronique et de purifier le lot de leptons de première cascade. Les distributions associées à ces différentes coupures seront montrées ultérieurement.

9.4 Efficacité des détecteurs

9.4.1 Introduction

La connaissance des efficacités des détecteurs est primordiale pour la normalisation du Monte Carlo avec les données L3 : en effet, cela doit permettre de superposer les deux distributions aux erreurs statistiques près pour s'assurer des prédictions du Monte Carlo.

Nous allons calculer les efficacités de chaque détecteur puis nous les regrouperons pour donner des efficacités globales pour les électrons et les muons.

9.4.2 Efficacité de la TEC

Toute inefficacité du détecteur central de trace supprime des candidats électron car on n'observe plus de trace.

L'efficacité globale de la TEC a été mesurée à partir des événements hadroniques qui ont une grande multiplicité de traces et dont la sélection se fait uniquement à partir de

l'information des calorimètres. Si la TEC fonctionne et si l'événement hadronique est à grand angle, on doit observer des traces. Typiquement, un événement hadronique avec $|\cos\theta_{thrust}| < 0,7$ produit au moins 4 traces.

Les 'runs' où la TEC ne fonctionne pas ne sont pas utilisables pour l'analyse des leptons, donc nous allons les rejeter. Cette inefficacité apparaît, par exemple, lorsque le bruit du faisceau du LEP est élevé. Pour cela, on définit P_4 le pourcentage d'événements hadroniques avec $|\cos\theta_{thrust}| < 0,7$ qui contiennent au moins 4 bonnes traces (cf. chapitre 9.2.6) par run. En moyenne un run contient 300 événements hadroniques.

La figure 9.20 montre la distribution de P_4 en 1991 :

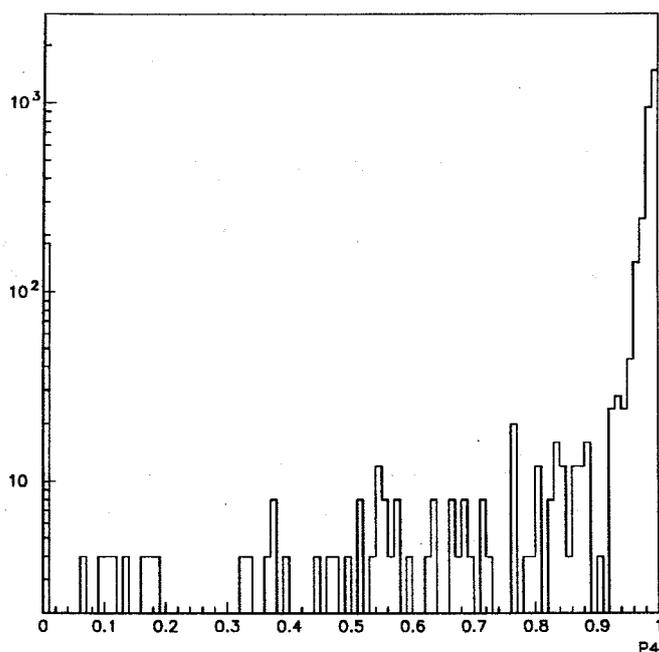


Figure 9.20: Pourcentage d'événements avec plus de 4 traces par 'run'

Si l'on demande que P_4 soit supérieur à 80% ou 90%, on rejette 3,2% ou 6,5% des événements.

Une analyse similaire rejetant événement par événement ceux qui ont moins de 4 traces donnent une inefficacité de la TEC de 5 %. On en déduit qu'il sera plus simple de rejeter les mauvais runs définis par $P_4 < 80\%$ sans pour cela perdre beaucoup d'événements.

Une fois que l'on s'est assuré que la TEC fonctionne, il faut mesurer les inefficacités secteur par secteur. Nous allons toujours utiliser les événements hadroniques. On calcule le nombre de traces par secteur et par période, une trace étant associée au secteur externe qui contient la trace à mi-parcours et au secteur interne qui correspond. Les distributions de la figure 9.21 montrent le nombre de traces par secteur pour chaque période. On en déduit les efficacités relatives de chaque secteur.

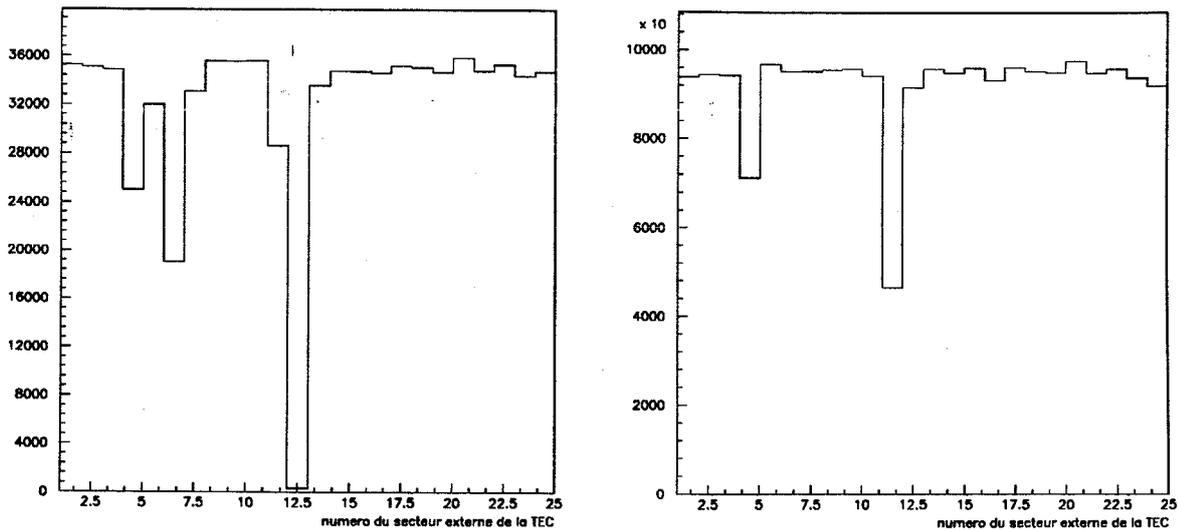


Figure 9.21: Nombre de traces par secteur externe pour 1990 (gauche) et 1991 (droite)

En supposant que les secteurs donnant le plus de traces ont une efficacité de 100% après avoir retiré les mauvais runs, on obtient les efficacités globales suivantes :

$$1990 : Eff = 91\%$$

$$1991 : Eff = 96\%$$

Avec les désintégrations $\tau \rightarrow \mu$, on mesure le taux de confusions de charge dans la TEC en comparant le signe donné par la TEC avec celui des chambres à muons. On obtient un taux de $0,8\% \pm 0,2\%$. Ces résultats seront très utiles pour s'assurer que l'on comprend le comportement du détecteur.

9.4.3 Efficacité du BGO

Les inefficacités du BGO sont dues à des cristaux morts ne donnant aucun signal et à des cristaux chauds extrêmement bruyants et qui sont éliminés. La détermination de ces deux types de cristaux anormaux est faite en ligne lors de la prise de données.

La présence de cristaux morts et chauds a des conséquences sur les quantités déjà définies ($\frac{S_c^c}{S_{2S}^c}$, χ_{BGO}^2 et $\Delta\varphi$).

L'étude de l'inefficacité engendrée est faite à partir de simulation Monte Carlo en comparant les mêmes événements reconstruits avec un détecteur parfait et avec le détecteur où l'on retire les cristaux morts et chauds. Les inefficacités obtenues sont pondérées par la luminosité correspondante à ce mauvais fonctionnement du détecteur. En moyenne, il y avait 200 cristaux morts et chauds dans le tonneau donnant lieu à une inefficacité de 2% lorsque l'on applique les coupures électromagnétiques.

9.4.4 Efficacité des chambres à muons

L'inefficacité des chambres à muons est, approximativement, la somme des inefficacités des chambres P et de celles des chambres Z. Ces inefficacités font perdre des muons et elles dégradent la résolution en impulsion. Une méthode pour les mesurer est de comparer les fractions de muons en fonction du nombre de segments P et Z des données avec celles prédites par Monte-Carlo. On en déduit le nombre de cellules mortes.

L'inefficacité induite sur les muons où on demande au moins 2 segments P et 1 segment Z dépend de l'impulsion du muon : en effet, un muon de basse impulsion traverse plus de cellules d'un même plan qu'un muon ayant une trajectoire rectiligne. La figure 9.22 montre cette évolution en fonction de l'impulsion :

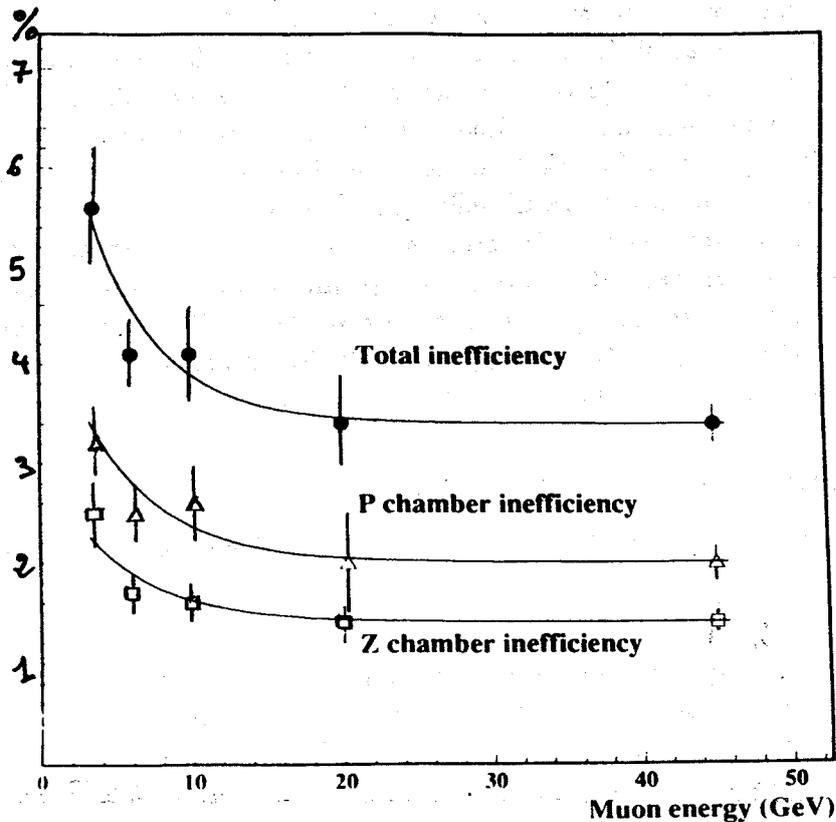


Figure 9.22: Variation de l'inefficacité de détection des muons en fonctions de leur impulsion par rapport à un détecteur parfait

Avec les désintégrations $\tau \rightarrow \mu$, on mesure le taux de confusions de charge. Elle est de $0,5\% \pm 0,5\%$ pour les doublets et $0,05\% \pm 0,05\%$ pour les triplets.

10 Les désintégrations semileptoniques du hadron B

10.1 Introduction

Le canal de désintégration semileptonique du hadron B ($B \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell X$) est communément utilisé pour sélectionner les événements où il y a production de quarks b. La signature d'un quark b par la présence d'un lepton chargé dans l'état final n'est pas aussi pure que la reconstruction totale du hadron B. Mais compte tenu de l'efficacité de reconstruction, cette méthode garde un plus grand nombre d'événements. Ceci est encore plus vrai à LEP qu'à ARGUS et à CLEO car les particules finales sont moins isolées les unes des autres.

Nous verrons que pour les détecteurs travaillant au dessus du seuil de production des hadrons B, la sélection se fait en fonction de l'impulsion totale et transverse par rapport au jet. On peut atteindre ainsi des puretés de l'ordre de 70 à 80 % en désintégration $b \rightarrow \ell$.

Pour ce canal, la charge électrique du lepton donne une indication sur la nature du quark b du hadron B au moment de sa désintégration : en effet, un quark b donne un lepton de signe négatif alors qu'un antiquark \bar{b} donne un lepton de signe positif. Cette propriété sera utilisée pour mesurer le paramètre d'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$.

Mais la connaissance des caractéristiques de ce canal (rapport de branchement, spectre en énergie totale et transverse du lepton...) est primordiale car elles fourniront les principales sources pour l'erreur systématique pour la mesure des oscillations. C'est pour cela que ce chapitre fait partie du chapitre d'analyse. A la fin, nous ferons une revue des mesures actuelles concernant la désintégration semileptonique.

10.2 Cinématique de la désintégration

La désintégration $B \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell + \text{hadron}(X)$ peut être décomposée en deux étapes:

- $B \rightarrow W + \text{hadron}(X)$.

Cette première étape est décrite cinématiquement par la masse invariante q^2 du boson W, les angles θ et φ d'émission du W dans le centre de masse du B. θ et φ sont distribués isotropiquement car B est un méson pseudoscalaire.

- $W \rightarrow \ell + \bar{\nu}_\ell$.

La distribution de l'angle polaire θ_ℓ^* du lepton chargé dans le référentiel du W au repos et donc son énergie dépend de l'hélicité du W virtuel et de celles du lepton chargé et du neutrino.

Pour tester les modèles de désintégration du B, il sera donc intéressant de mesurer les corrélations entre l'énergie du lepton chargé et la polarisation de X. Ceci a été étudié théoriquement dans le cas où $X = D^*$.

10.3 Différents modèles de désintégration

Le premier modèle utilisé pour décrire la désintégration du hadron B fut le modèle des quarks spectateurs. Ce modèle suppose que le quark lourd se désintègre comme si il était libre et que le quark léger est passif. Ce modèle est applicable à tous les hadrons beaux.

Rappelons les résultats du dernier modèle spectateur simple développé par Altarelli et Petrarca [6]. En prenant comme masses de courant (de constituant) :

$$m_{u,d} = 0 (0, 16) \text{ GeV}$$

$$m_s = 0, 15 (0, 30) \text{ GeV}$$

$$m_c = 1, 2 (1, 7) \text{ GeV}$$

$$m_b = 4, 6 (5, 0) \text{ GeV}$$

le modèle spectateur simple prédit un rapport de branchement semi leptonique de :

$$B_{SL} = [12, 2 \pm 0, 45(\text{échelle}) \pm 0, 8(\alpha_S)]\% \text{ (masse courante)}$$

$$B_{SL} = [14, 4 \pm 0, 45(\text{échelle}) \pm 0, 8(\alpha_S)]\% \text{ (masse constituante)}$$

en prenant :

$$\alpha_S(M_Z) = 0, 115 \pm 0, 010 \quad [6]$$

α_S est ensuite extrapolée pour une énergie de l'ordre de la masse du quark b . L'erreur d'échelle provient du choix de l'échelle de renormalisation de $\alpha_S(\mu)$ en prenant $\frac{m_t}{2} < \mu < m_b$. Altarelli et Petrarca supposent que la différence avec les valeurs mesurées de B_{SL} proviennent de la contribution des diagrammes avec échange de W .

Il existe un modèle amélioré par Altarelli et al. [3] pour prendre en compte l'émission de gluons, le mouvement de Fermi des quarks à l'intérieur du hadron B et en considérant un traitement perturbatif des interactions fortes. De plus il faut ajouter la contribution de l'échange ou de l'annihilation par un boson W (figure 4.12). Le spectre en énergie des leptons a été vérifié sur l' $\Upsilon(4S)$.

Cette approche inclusive est valable si les états finaux hadroniques constituent un continuum de hadrons, ce qui est probablement le cas pour $b \rightarrow u$. Mais le canal principal $b \rightarrow c$ est dominé par quelques canaux exclusifs : en effet, ARGUS a mesuré $Br(\bar{B} \rightarrow D^* \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (7,0 \pm 1,2 \pm 1,9) \%$ à comparer avec $Br(\bar{B} \rightarrow \ell^- X) = (11,5 \pm 0,9) \%$. Pour étudier les désintégrations exclusives du B , il faut calculer la contribution de la transition par courant chargé $J_\mu (b \rightarrow X) \langle X | J_\mu(O) | B \rangle$. Il faut considérer séparément les transitions vers un pseudoscalaire ($X = P$) ou vers un méson vecteur ($X = V$). A partir d'invariances de Lorentz, la matrice de transition hadronique peut être décomposée en facteurs de forme qu'il reste à calculer. Nous allons nous concentrer sur deux modèles pour l'estimation des facteurs de forme.

Le modèle BSW [4] suppose que le terme dominant provient du pôle le plus proche (ce qui donne $F_1(q^2) = h_1/(1 - q^2/m_1^2)$). On a $m_1 \simeq 5,3 \text{ GeV}$ pour la transition $b \rightarrow u$ et $m_1 \simeq 6,3 \text{ GeV}$ pour $b \rightarrow c$. Les résidus h_i sont estimés en décrivant les mésons comme des états liés relativistes de paires quark-antiquark dans la limite d'impulsion infinie. Ils sont égaux aux intégrales de recouvrement des fonctions d'ondes des mésons initial et final. La désintégration des mésons B et D est bien décrite par ce modèle. Cette méthode a l'avantage d'utiliser le formalisme relativiste. Par contre, il est difficile de définir, entre autre, un état propre J^P à partir de fonctions d'ondes de particules d'impulsions infinies.

Le modèle GISW [5] prend la méthode du potentiel appliqué à des quarks non relativistes pour faire une correspondance entre les formes invariantes de Lorentz et celles qui apparaissent dans le modèle des quarks ('mock-meson method').

Ces modèles sont ajustés au fur et à mesure que les données s'affinent. Mais ils donnent des résultats différents pour le canal $b \rightarrow u$ ce qui influence la mesure de $|V_{ub}|$ comme nous l'avons vu au chapitre 3.2.5.

Ces modèles donnent des résultats très proches pour ce qui est des paramètres du canal de désintégration semileptonique qui nous intéressent (rapport de branchement et spectre du lepton final).

10.4 Mesures du rapport de branchement et des paramètres d'hadronisation

La mesure du rapport de branchement de la désintégration semileptonique du b a été faite sur deux types d'accélérateurs : ceux qui fonctionnent à l'énergie de l' $\Upsilon(4s)$ (CESR et DORIS) et ceux qui sont au-dessus du seuil de production des hadrons B (PEP, PETRA, LEP). La composition en hadrons est donc différente: en effet, les hadrons B lourds (B_s^0, B_c^+, Λ_b) ne sont pas produits sur l' $\Upsilon(4s)$. Les expériences au seuil mesurent le rapport de branchement à partir des spectres de leptons d'impulsion entre 1,4 et 3 GeV puis en extrapolant à tout l'espace de phase avec les modèles usuels (BSW, GISW ...).

Ces expériences obtiennent les résultats suivants en utilisant un modèle de partons corrigé des effets des diagrammes non spectateurs :

$$B_{SL} = (10,2 \pm 0,5 \text{ (stat.)} \pm 0,2 \text{ (sys.)})\% \text{ Argus } e, \mu \text{ [7]}$$

$$B_{SL} = (10,5 \pm 0,3 \text{ (stat.)} \pm 0,4 \text{ (sys.)})\% \text{ Cleo } e, \mu \text{ [8]}$$

$$B_{SL} = (12,0 \pm 0,5 \text{ (stat.)} \pm 0,7 \text{ (sys.)})\% \text{ Crystal Ball } e \text{ [9]}$$

Le canal $b \rightarrow \tau X \rightarrow lY$ est pris en compte dans le résultat ci-dessus. D'autres modèles donnent des valeurs en accord avec ces dernières.

En combinant ces résultats, on obtient :

$$B_{SL} = (10,6 \pm 0,4)\%$$

A LEP, en général, la mesure de B_{SL} n'est pas directe : on mesure $\frac{\Gamma_{b\ell}}{\Gamma_h} \cdot B_{SL}(b \rightarrow \ell)$ à partir du comptage de leptons. Ensuite on prend la valeur du modèle standard pour $\Gamma_{bb} = 377 \pm 3$ MeV et la valeur mesurée de Γ_h (1742 \pm 19 MeV par exemple pour L3). On obtient alors les résultats suivants en 1990 [10]:

$$B_{SL}(ALEPH) = 10,30 \pm 0,55\%$$

$$B_{SL}(DELPHI) = 10,55 \pm 0,72\%$$

$$B_{SL}(OPAL) = 10,52 \pm 0,61\%$$

Il faut noter que ces expériences font leur analyse à partir du spectre en énergie des leptons mesuré à l' $\Upsilon(4s)$. Pour l'analyse de L3 [11], nous avons choisi les résultats de PEP et PETRA [12] qui produisent le même spectre de hadrons B qu'à LEP où il a été mesuré :

$$B_{SL}(b \rightarrow \mu X) = 0,117 \pm 0,010 \quad B_{SL}(b \rightarrow e X) = 0,121 \pm 0,010$$

L3 a développé une méthode originale à partir du rapport du nombre d'événements à deux leptons au nombre d'événements à un lepton. En effet, en première approximation, ce rapport R est donné par :

$$R = \frac{N(Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow ll)}{N(Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow lX)} \propto \frac{B_{SL}^2 \Gamma_{b\bar{b}}}{2B_{SL}(1 - B_{SL})\Gamma_{b\bar{b}}} \simeq B_{SL} \quad (10.1)$$

Cette méthode ne dépend plus de $\Gamma_{b\bar{b}}$ mais elle nécessite une plus grande statistique. Après les coupures qui sont semblables à celles qui seront présentées pour la mesure des oscillations $B^0\bar{B}^0$, on obtient :

$$B_{SL}(b \rightarrow \mu X) = 0,113 \pm 0,012(stat)$$

$$B_{SL}(b \rightarrow eX) = 0,138 \pm 0,032(stat)$$

En mélangeant électrons et muons et donc en ajoutant les paires $e\mu$, on obtient :

$$B_{SL}(b \rightarrow lX) = 0,113 \pm 0,010(stat) \pm 0,006(sys) \quad (10.2)$$

En ajoutant les résultats de PETRA [12], on obtient :

$$B_{SL}(b \rightarrow lX) = 0,117 \pm 0,006 \quad (10.3)$$

En faisant l'analyse classique en supposant $\Gamma_{b\bar{b}} = 378 MeV$, on obtient :

$$B_{SL}(b \rightarrow lX) = 0,119 \pm 0,003(stat) \pm 0,006(sys) \quad (10.4)$$

Il semble y avoir deux groupes de résultats mais ils ne sont différents que d'un écart standard. La mesure de ce rapport de branchement est importante car il sera une des principales contributions à l'erreur systématique de χ_B .

L'analyse du paramètre de fragmentation du B x_E^B est faite simultanément avec celle du rapport de branchement car elle est nécessaire pour extrapoler le spectre en énergie à partir des leptons sélectionnés de haute impulsion transverse qui ne décrivent qu'une partie de l'espace de phase.

Les expériences LEP obtiennent les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \langle x_E^B \rangle &= 0,719 \pm 0,022 && ALEPH \\ &= 0,703 \pm 0,032 && DELPHI \\ &= 0,686 \pm 0,017 && L3 \\ &= 0,726 \pm 0,023 && OPAL \\ &= 0,705 \pm 0,011 && LEP (moyenne) \end{aligned}$$

Nous reviendrons sur ces mesures lors du calcul des erreurs systématiques.

10.5 Propriétés intéressantes du canal $b \rightarrow \ell$

La détection des leptons de première cascade est facilitée pour les trois raisons suivantes.

D'abord, comme nous l'avons vu au chapitre 1.1.1., la fragmentation du quark b est plus dure que celle des autres quarks. En effet, les moyennes des fonctions de Peterson ($\langle z \rangle = 1 - \sqrt{\epsilon_Q^z}$) pour les quarks b et c valent respectivement 0,91 ($\epsilon_B^z = 0,008$) et 0,74

($\epsilon_c^z = 0,07$). En moyenne, un hadron B emporte 91% de l'énergie du quark initial alors que le hadron D emporte 74%. Pour ce qui est des quarks légers, le hadron léger emporte en moyenne seulement la moitié de l'énergie du quark initial. Cela implique qu'à LEP où toutes les paires de quarks ont le même spectre en énergie initialement, les hadrons B ont en moyenne une plus grande énergie que les autres.

Ensuite, le hadron B étant plus lourd que les autres, il est plus lent dans le référentiel du détecteur que les autres mésons. En effet :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \gamma_B \rangle = \frac{\langle E_B \rangle}{M_B} \simeq \langle z \rangle_b \sqrt{s}/2m_B \\ \langle \gamma_D \rangle = \frac{\langle E_D \rangle}{M_D} \simeq \langle z \rangle_c \sqrt{s}/2m_D \end{array} \right.$$

donc :

$$\frac{\langle \gamma_B \rangle}{\langle \gamma_D \rangle} = \frac{\langle z \rangle_b m_D}{\langle z \rangle_c m_B} \simeq 0,43 < 1$$

Cet effet de masse est encore plus important pour les hadrons légers donc γ_B est toujours plus petit par rapport aux autres mésons.

Le lepton étant émis dans le centre de masse suivant la même distribution angulaire lorsqu'il provient d'un hadron B ou D, la relativité restreinte montre que le lepton provenant d'un B sera émis à plus grand angle θ dans le référentiel du laboratoire par rapport à la direction de l'impulsion du hadron initial, que s'il provient d'un hadron D. En effet :

$$\cos \theta = \frac{1}{p_B} \left[E_B - M_B / (\sqrt{\sin^2 \theta^* + \gamma^2 (\cos \theta^* + \beta)^2}) \right] \quad (10.5)$$

avec M_B , E_B et p_B la masse, l'impulsion et l'énergie du hadron B, $\gamma = \frac{E_B}{M_B}$, $\beta = E_B/M_B$ et l'angle θ^* entre la direction du B et l'électron dans le référentiel du B. Dans la limite ultrarelativiste, on a :

$$\cos \theta = 1 - \frac{1}{\gamma} \left(1 / \sqrt{\sin^2 \theta^* + \gamma^2 (\cos \theta^* + 1)^2} \right)$$

Enfin, dans le modèle du quark spectateur qui est une bonne approximation, l'énergie libérée par $b \rightarrow c$ est la plus grande disponible pour des transitions de quarks. En effet :

$$\left. \begin{array}{l} m_b - m_c = 3,30 \pm 0,02 \text{ GeV} \\ m_c = 1,65 \pm 0,08 \text{ GeV} \end{array} \right\} \Rightarrow m_b - m_c > m_c > m_{u,d,s}$$

Le lepton aura donc une plus grande énergie dans le référentiel du hadron B, donc a fortiori dans le référentiel du détecteur. En conclusion, un lepton produit directement par un hadron B sera énergétique et émis à grand angle par rapport à la direction du hadron B.

10.6 Sélections des leptons provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark b

10.6.1 Introduction

La sélection des leptons étant maintenant faite, il faut purifier le lot obtenu en leptons de première cascade du quark b ($b \rightarrow l$). En effet, bien que les coupures sur les leptons

sélectionnent plus particulièrement ce type de leptons, nous obtenons une pureté de 40% en muons de première cascade et de 60% en électrons.

La sélection des leptons de première cascade est faite à partir de l'impulsion transverse du lepton par rapport au jet le plus proche. Dans un premier temps, nous allons définir les axes des jets. La contribution des différents canaux sera calculée à partir de données simulées par Monte-Carlo.

10.6.2 Le fond au canal $b \rightarrow l$

Le premier fond au canal $b \rightarrow l$ provient des mauvaises identifications de leptons.

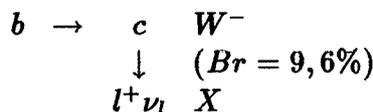
Les pions chargés passant les coupures des électrons simulent des électrons par échange de charge avec les nucléons ou de la superposition d'un pion chargé avec un photon. À cela s'ajoute les conversions ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) et les paires de Dalitz ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$) donnant des leptons non isolés donc facilement identifiables. Pour pénétrer dans le détecteur de trace, une particule doit traverser, pour $\theta = 90^\circ$, la paroi du tube à vide (1.4 mm de béryllium) soit 0.004 longueur de radiation et la paroi interne de la TEC (1.5 mm de béryllium) soit 0.0042 longueur de radiation. Donc pour $\theta = 90^\circ$, un photon a une probabilité $1 - e^{-(7/9) \cdot 0,00821} = 0,6\%$ de se convertir suffisamment tôt pour produire une trace dans la TEC. Le fond des conversions, des paires de Dalitz et des π chargés produit autant de particules négatives que positives.

Le fond des muons est composé des particules traversant le calorimètre hadronique sans interagir ('sailthrough') et des produits d'interactions dans le calorimètre hadronique ('punchthrough'). Une particule atteignant les chambres à muons a traversé 6.01 longueurs d'interaction (0.94 (BGO) + 3.52 (HCal) + 1.03 (Filtre à muons) + 0.12 (tube support)) pour $\theta = 90^\circ$, ce qui signifie que 0,25% des hadrons ayant une durée de vie suffisante (π^+ , K_L^0 , K^\pm , ...) et ayant plus que l'énergie à déposer par dE/dx ($E > 2GeV/\sin\theta$), atteignent les chambres à muons. Les hadrons (π^+ , K_L^0 , K^+) peuvent interagir avec les noyaux des calorimètres pour donner de nouvelles particules qui pourront atteindre les chambres à muons ('punchthrough'). Enfin, il faut tenir compte des désintégrations en vol des π^+ , K^+ .

Ce type de fond est réduit lorsque l'on applique la coupure en P_T .

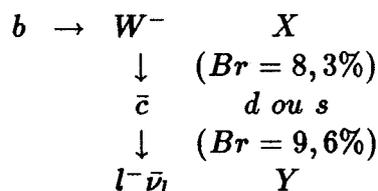
Il existe aussi un fond au canal $b \rightarrow l$ provenant des vrais leptons.

Le plus important provient des leptons de deuxième cascade du b :



Le lepton de seconde cascade est moins énergétique que celui du canal $b \rightarrow l$.

Ensuite vient le canal de production d'un quark \bar{c} :



Le lepton est encore moins énergétique.

Le canal de désintégration semileptonique du $b \rightarrow X\tau$ donne un lepton peu énergétique.

$$\begin{array}{ccc}
 b & \rightarrow & W^- & X \\
 & & \downarrow & (Br = 8,3\%) \\
 & & \tau^- & \nu_\tau \\
 & & \downarrow & (Br = 18\%) \\
 & & l^- & \bar{\nu}_l
 \end{array}$$

On remarquera que le premier canal donne un lepton de signe opposé au lepton de première cascade et les deux derniers canaux un lepton de même signe.

Enfin, le canal $c \rightarrow l$, dont le rapport de branchement mesuré à PEP et PETRA [12] vaut $9,6 \pm 0,6\%$. Comme nous l'avons vu au chapitre 10.5, le lepton émis est moins énergétique et produit avec un angle plus petit par rapport au jet initial.

10.6.3 Récapitulatif des distributions

Les distributions des différentes coupures vont être récapitulées. Elles sont faites en appliquant toutes les coupures aux données LEP et aux événements Monte-Carlo exceptée celle qui est appliquée à la variable montrée.

La similitude des distributions nous assure que le Monte-Carlo décrit bien la physique et le détecteur pour ce qui est des désintégrations semileptoniques des hadrons B. Les courbes seront normalisées au nombre de $q\bar{q}$ en tenant compte des inefficacités des différents détecteurs.

Revenons d'abord aux coupures appliquées aux candidats électrons. On appellera lepton de b une particule produite dans un événement $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ qui n'est pas un électron de première cascade.

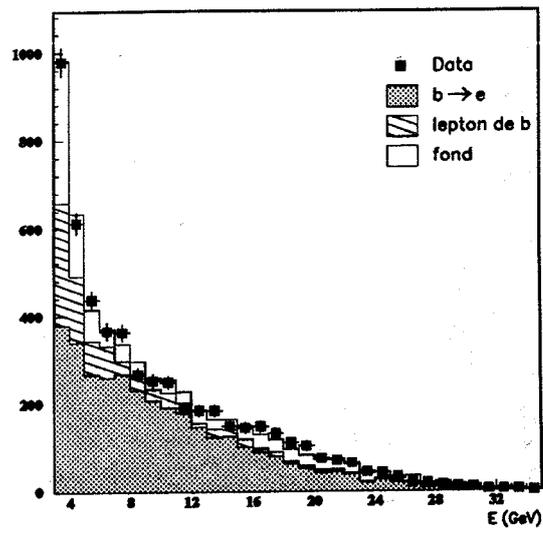


Figure 10.1: Distribution de l'énergie des dépôts électromagnétiques dans le BGO pour des événements hadroniques

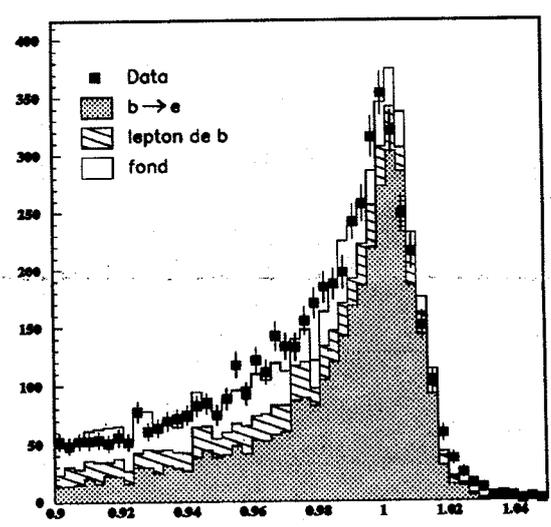


Figure 10.2: Distribution de S_9^c / S_{25}^c pour des événements hadroniques

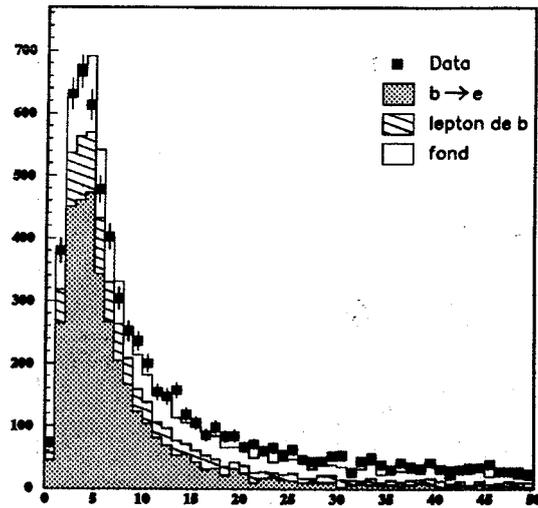


Figure 10.3: Distribution de χ^2_{BGO} pour des événements hadroniques

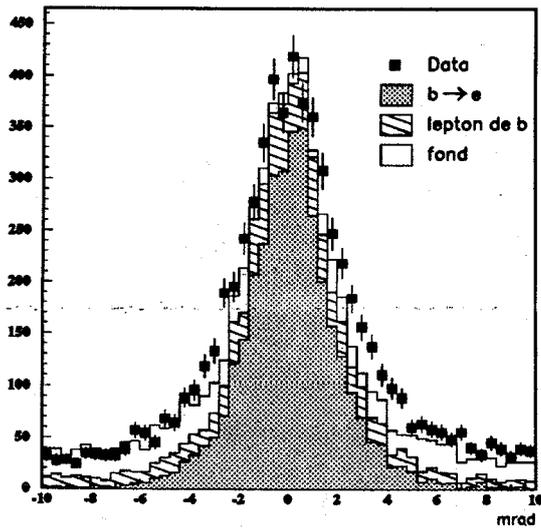


Figure 10.4: Distribution de la correspondance entre trace et dépôt électromagnétique $\Delta\Phi$ dans le plan transverse pour des événements hadroniques

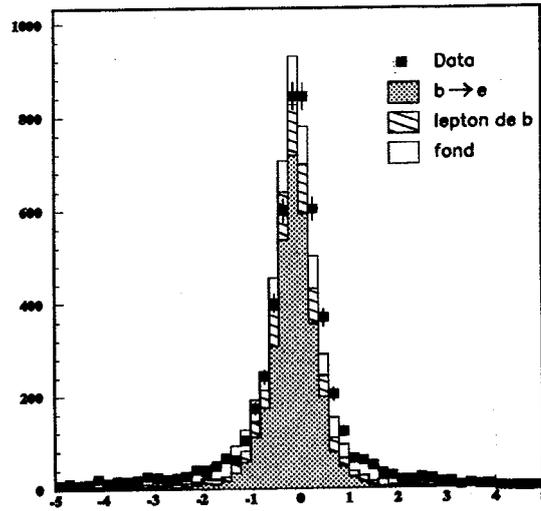


Figure 10.5: Distribution de la correspondance entre l'impulsion transverse et l'énergie transverse du BGO ($\Delta P(P_{\perp}, E_{\perp})$) pour des événements hadroniques

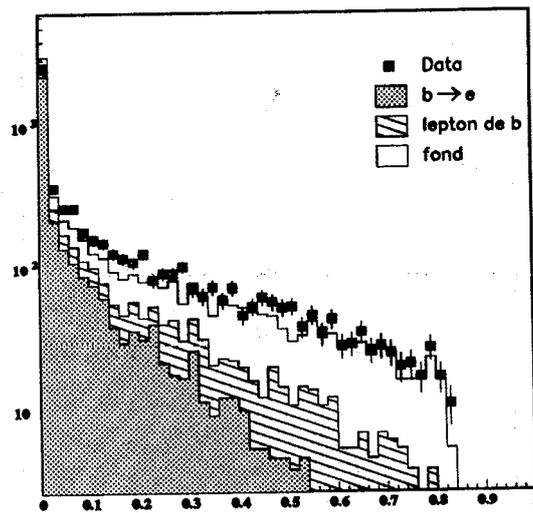


Figure 10.6: Distribution de la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique ($eh7/(eh7+S_9^c)$) pour des événements hadroniques

Maintenant, regardons les distributions pour les muons.

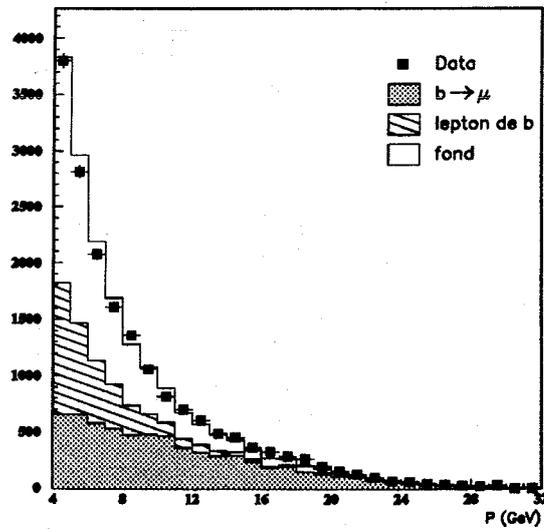


Figure 10.7: Distribution de l'impulsion pour des événements hadroniques

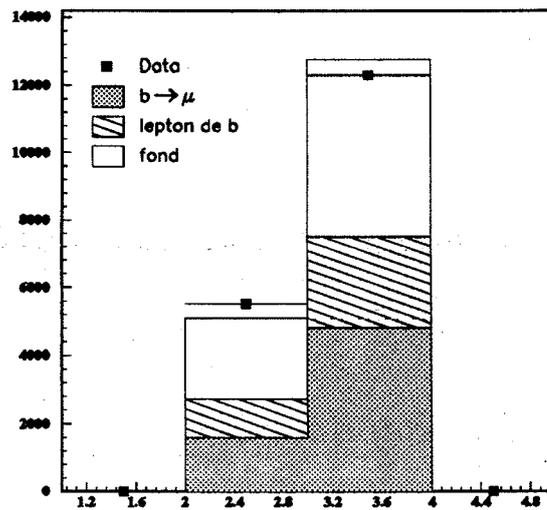


Figure 10.8: Distribution du nombre de segments P touchés pour des événements hadroniques

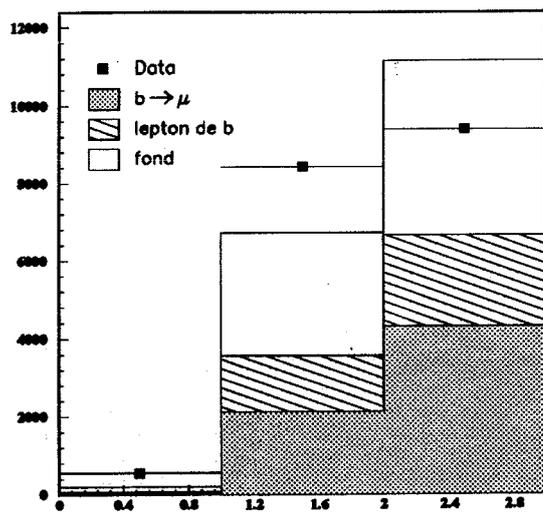


Figure 10.9: Distribution du nombre de segments Z touchés pour des événements hadroniques

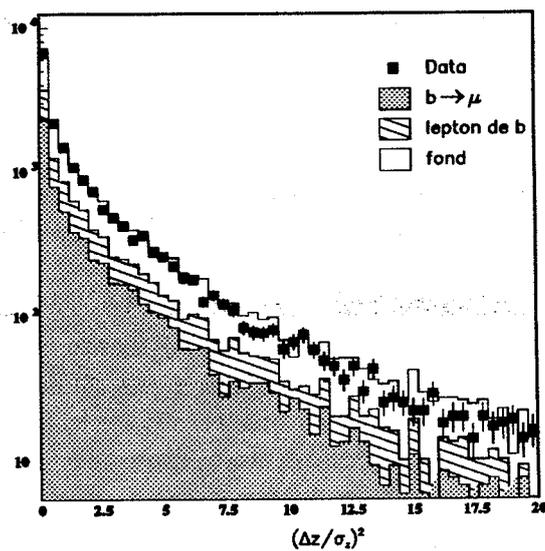


Figure 10.10: Distribution de la distance relative d'approche au vertex dans le plan longitudinal pour des événements hadroniques

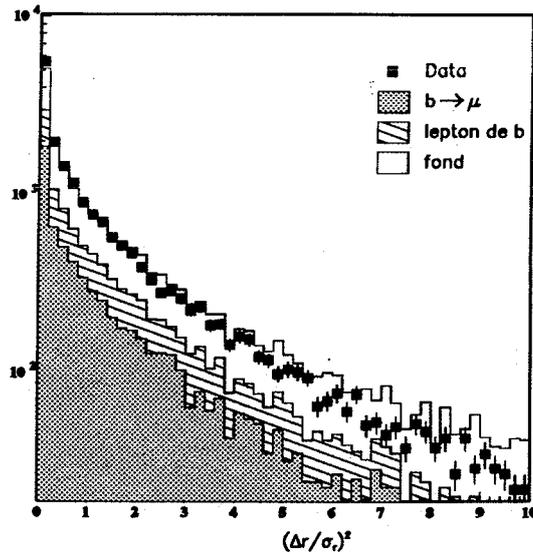


Figure 10.11: Distribution de la distance relative d'approche au vertex dans le plan transverse pour des événements hadroniques

10.7 Définition de l'impulsion transverse d'un lepton

La sélection des leptons de première cascade est basée sur la distribution de l'impulsion transverse du lepton par rapport au jet le plus proche. L'impulsion transverse par rapport au jet le plus proche est définie par:

$$P_T = P \sin \theta$$

θ étant l'angle entre l'axe du jet et celui du lepton et P l'impulsion totale du lepton. La définition du jet est donc cruciale pour cette analyse. Deux méthodes peuvent être utilisées pour reconstruire les jets.

La première recherche les groupes de dépôts d'énergie proches. Nous résumons l'algorithme pour les événements $q\bar{q}$. On recherche d'abord le dépôt contenant le plus d'énergie. S'il fait plus de 1,2 GeV, il sert de premier axe au jet que nous allons construire. Ensuite, le jet est complété avec les dépôts se trouvant à moins de 30° de la direction initiale. Son énergie totale doit être supérieure à 7 GeV. On définit alors un nouvel axe de jet avec tous les dépôts sélectionnés. On recommence l'opération de reconstruction du jet à partir du nouvel axe. On s'arrête lorsque la direction du jet est stable. On a ainsi défini le premier jet. L'opération précédente est itérée avec les dépôts restants pour trouver un deuxième, un troisième ... jet. Lorsqu'aucun nouveau jet ne peut être trouvé, il reste des dépôts de moins de 1,2 GeV isolés. Ils peuvent être rattachés au jet le plus proche si le jet se trouve dans le même hémisphère et s'il existe un des dépôts du jet qui soit à moins de 20° du dépôt isolé. Les axes des jets sont calculés de façon définitive.

La coupure sur l'impulsion transverse par rapport au jet le plus proche donne une meilleure pureté en leptons de première cascade si l'axe du jet est recalculé en excluant

le lepton. La figure 10.12 montre les différentes distributions en impulsion transverse suivant que le lepton est inclus ou non pour définir l'axe du jet. Les points correspondent à différentes coupures en P_T .

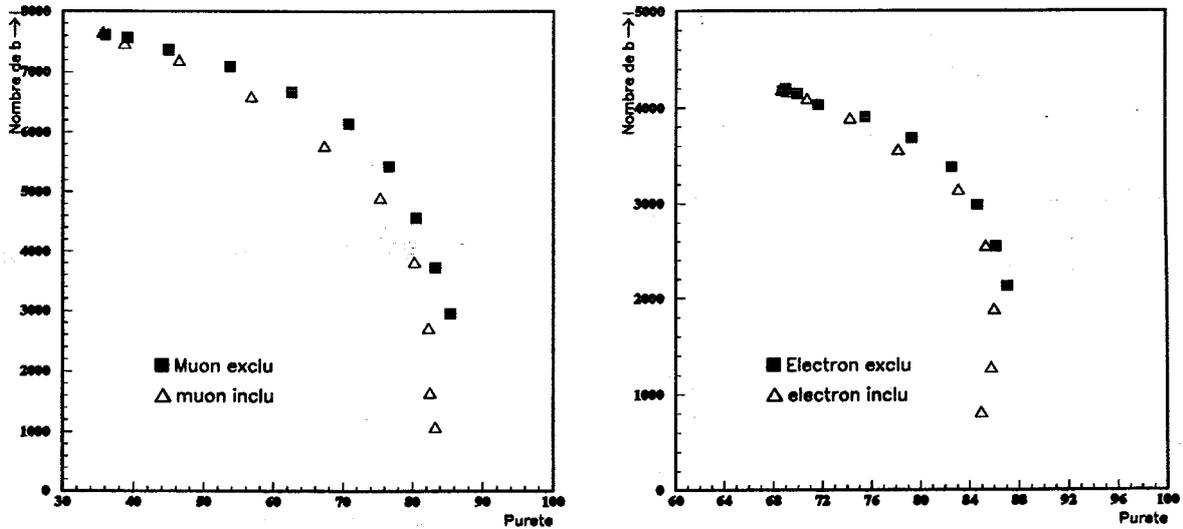


Figure 10.12: Comparaison des résultats obtenus sans et avec lepton inclus dans le jet dans le plan pureté en $b \rightarrow l$ -Nombre de $b \rightarrow l$ sélectionnés

On voit que l'on obtient une meilleure pureté en $b \rightarrow l$ pour la même efficacité si on exclut le lepton pour définir la direction du jet pour le calcul de l'impulsion transverse.

Toutefois, si l'énergie du jet sans le lepton est inférieure à 6 GeV, on suppose qu'il ne représente ni un quark ni un gluon initial. Dans ce cas, l'impulsion transverse est calculée par rapport à l'axe de poussée (thrust) de l'événement.

La figure 10.13 montre la distribution en impulsion transverse des leptons sélectionnés.

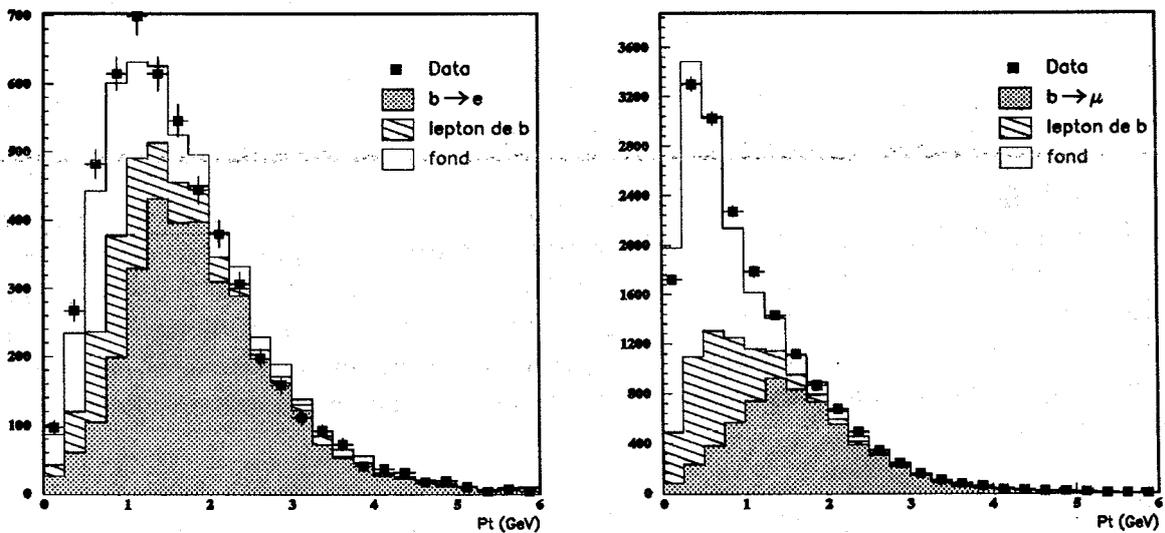


Figure 10.13: Distribution de l'impulsion transverse des électrons et des muons dans des événements hadroniques

10.8 Pureté en monolectons de première cascade et asymétrie de charge du fond

Le calcul des différentes contributions a été fait à partir d'une simulation Monte-Carlo où les paramètres suivants sont utilisés :

- $B_{SL}(b \rightarrow l) = 11,7\% \pm 0,6\%$ [11]
- $B_{SL}(c \rightarrow l) = 9,6\% \pm 0,6\%$ [13]

Les autres paramètres sont ceux de Lund par défaut.

Les contributions des différents canaux sont résumées dans les tableaux suivants en fonction de la coupure en impulsion transverse P_T :

Canal	$P_T > 0 \text{ GeV}$		$P_T > 1,0 \text{ GeV}$	
	μ	e	μ	e
$b \rightarrow l$	35,8 %	68,5 %	71,0 %	79,2 %
$b \rightarrow c \rightarrow l$	12,2 %	7,6 %	7,1 %	5,2 %
$b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$	1,5 %	0,6 %	0,7 %	0,5 %
$b \rightarrow J/\psi \rightarrow l$	0,1 %	0,3 %	0,2 %	0,4 %
$b \rightarrow \tau \rightarrow l$	1,9 %	2,9 %	1,9 %	2,3 %
$c \rightarrow l$	16,8 %	4,9 %	3,2 %	2,9 %
$b \rightarrow X$	5,9 %	4,0 %	6,4 %	2,8 %
$u, d, s, c \rightarrow X$	26,0 %	11,1 %	9,4 %	6,7 %

On définit l'efficacité de détection des leptons de première cascade par le pourcentage de leptons de première cascade sélectionnés parmi tous les leptons de première cascade produits (inefficacités des détecteurs non comprises). Les efficacités sont très différentes pour les électrons et les muons pour $P_T > 0 \text{ GeV}$:

$$Eff(\mu) = 43,4\% \pm 0,5\% \quad (10.6)$$

$$Eff(e) = 23,5\% \pm 0,4\% \quad (10.7)$$

On voit que l'efficacité en muons est deux fois plus grande mais la pureté est nettement plus faible. Cette différence s'explique par les coupures d'isolation appliquées aux électrons. Elle s'atténue à haut P_T (même efficacité et pureté pour $P_T > 1,5 \text{ GeV}$) car la coupure d'isolation est équivalente à une coupure en P_T . Pour l'étude de χ_B , l'efficacité de détection n'est pas un paramètre fondamental pour la systématique ce qui n'est pas le cas pour la mesure du rapport de branchement $b \rightarrow l$. C'est pourquoi nous ne nous appesantirons pas sur l'efficacité.

On doit tenir compte des asymétries de charge du bruit de fond pour le calcul de χ_B . Dans le cas des muons, on observe l'asymétrie suivante :

$$A(b \rightarrow X) = \frac{N(b \rightarrow X^-) - N(b \rightarrow X^+)}{N(b \rightarrow X^-) + N(b \rightarrow X^+)} = 0,28 \pm 0,04 \quad (10.8)$$

$$A(X) = 0,29 \pm 0,02 \quad (10.9)$$

Cette asymétrie s'explique, pour le fond X, par la plus grande section efficace des K^- avec la matière que les K^+ . Pour les produits de désintégration du B, il est plus produit de fond de signe négatif que de signe positif à cause des mêmes sections efficaces. On définit la probabilité c qu'un quark b produise un faux lepton négatif. On a la relation :

$$A(b \rightarrow X) = 2c - 1 \quad (10.10)$$

Pour les muons, on en déduit :

$$c = 0,64 \pm 0,02 \quad (10.11)$$

Pour les électrons, on obtient les asymétries suivantes :

$$A(b \rightarrow X) = -0,07 \pm 0,14 \quad (10.12)$$

$$A(X) = -0,12 \pm 0,09 \quad (10.13)$$

Les deux valeurs trouvées sont compatibles avec 0 bien que l'échange de charge introduise une asymétrie entre π^+ et π^- . Dans la suite, on supposera cette asymétrie nulle.

11 Mesure des paramètres de mélange $B^0 - \bar{B}^0$

11.1 Introduction

Différentes méthodes ont été développées pour mesurer χ_B , le paramètre de mélange $B^0 - \bar{B}^0$.

Elles sont basées sur l'analyse des événements où les deux hadrons beaux se désintègrent semi-leptoniquement. Comme nous l'avons vu au chapitre 6.2.1, l'oscillation d'un seul hadron est signée par deux leptons de même signe. Chaque méthode estime χ_B en prenant en compte les distributions associées du fond. Nous allons décrire et donner les résultats pour chacune de ces trois méthodes dont les deux premières ont été plus particulièrement utilisées. Les méthodes d'ajustement ont été développées pour améliorer l'erreur statistique et mieux comprendre les erreurs systématiques.

11.2 Sélection des dileptons

Pour constituer une paire, les leptons doivent passer les coupures appliquées aux électrons ou aux muons suivant leur nature. Lorsqu'un événement contient plus de 2 leptons, on sélectionne les deux qui ont l'impulsion transverse la plus élevée : ce choix permet d'éviter de sélectionner du fond qui est surtout à bas P_T . En 1990 et 1991, nous avons eu 91 trileptons. Ensuite, pour s'assurer que les deux leptons proviennent de quarks b différents, on demande qu'ils soient séparés au moins d'un angle de 60° . La distribution de l'angle entre les dileptons est la suivante :

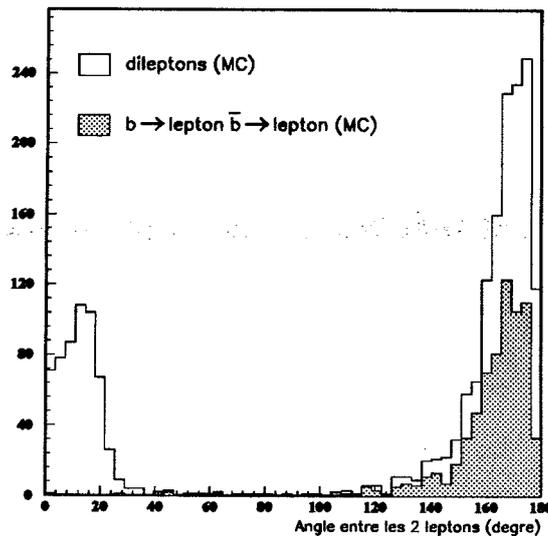


Figure 11.1: Angle entre les deux leptons de plus haut P_T

Les tableaux suivants montrent le nombre de dileptons sélectionnés parmi les données

prises en 1990 et 1991 (≈ 400.000 événements hadroniques en retirant les mauvais runs) en fonction de la coupure sur l'impulsion transverse minimale des deux leptons :

$P_T > 0$ GeV

Charges des dileptons	$\mu - \mu$	e-e	e- μ	tous
++	166	15	96	277
--	109	20	79	208
++ et --	275	35	175	485
+-	452	67	281	800
	727	102	456	1285

$P_T > 1$ GeV

Charges des dileptons	$\mu - \mu$	e-e	e- μ	tous
++	39	12	35	86
--	30	11	28	69
++ et --	69	23	63	155
+-	165	50	155	370
	234	73	218	525

L'asymétrie de charge des paires de muons à petit p_T s'explique par l'asymétrie de charge des muons observée pour les mono-muons. Pour le fond qui est totalement décorrélié de χ_B , la probabilité de produire une paire de leptons de mêmes signes $P(\pm\pm)$ est calculée à partir de l'asymétrie des mono-leptons $A(X)$ donnée par Monte-Carlo :

$$P(\pm\pm) = P(\mu^\pm\mu^\pm) = \left(\frac{1+A(X)}{2}\right)^2 + \left(\frac{1-A(X)}{2}\right)^2 = 0,54 \pm 0,005 \quad (11.1)$$

La probabilité $P(ee,e\mu)$ pour les paires e-e et e- μ est de 1/2 car les électrons n'ont pas d'asymétrie de charge.

La charge du fond dans le canal $b \rightarrow l$ est corrélée avec le signe du quark b initial. L'asymétrie de charge de ce fond rend visible l'effet des oscillations sur le signe du fond. On définit χ_5 la probabilité qu'un quark b initial donne un faux lepton négatif lorsque $\chi_B \neq 0$.

$$\chi_5(b \rightarrow X^+ + b \rightarrow \bar{b} \rightarrow X^+) = (1 - \chi_B)(1 - c) + \chi_B c \quad (11.2)$$

Pour les paires e- μ et e-e, on a $\chi_5 = 1/2$.

Pour la simplification des notations, on rassemble les canaux $b \rightarrow l$, $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$ et $b \rightarrow \tau \rightarrow l$ qui donnent le même signe pour le lepton final.

L'étude du Monte-Carlo ($\simeq 365.000$ événement $q\bar{q}$) nous donnent les contributions suivantes aux dileptons ($\sum_{i=1}^8 F_i = 1$) :

$P_T > 0 \text{ GeV}$

	Canal	$\mu - \mu$	e-e	e- μ
F_1	$b \rightarrow l^- \bar{b} \rightarrow l^+$	38,7%	73,8 %	62,0%
F_2	$b \rightarrow c \rightarrow l^+ \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$	2,8%	0,8 %	0,8%
F_3	$b \rightarrow l^- \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$	21,3%	15,0 %	19,2%
F_4	$b \rightarrow l \bar{b} \rightarrow X$	9,7%	6,2 %	10,2%
F_5	$b \rightarrow c \rightarrow l \bar{b} \rightarrow X$	4,0%	0,0 %	2,0%
F_6	$b \rightarrow X \bar{b} \rightarrow X$	0,7%	0,0 %	0,0%
F_7	$c \rightarrow l \bar{c} \rightarrow l$	10,4%	1,7 %	1,8%
F_8	XX	12,2%	2,5 %	4,1%

$P_T > 1 \text{ GeV}$

Canal	$\mu - \mu$	e-e	e- μ
$b \rightarrow l^- \bar{b} \rightarrow l^+$	76,5%	83,9%	82,1%
$b \rightarrow c \rightarrow l^+ \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$	0,5%	0,0%	0,4%
$b \rightarrow l^- \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$	14,3%	12,4%	10,0%
$b \rightarrow l \bar{b} \rightarrow X$	4,5%	3,7%	5,2%
$b \rightarrow c \rightarrow l \bar{b} \rightarrow X$	0,5%	0,0 %	1,2%
$b \rightarrow X \bar{b} \rightarrow X$	0,9%	0,0 %	0,0%
$c \rightarrow l \bar{c} \rightarrow l$	0,5%	0,0 %	0,0%
XX	2,4%	0,0 %	1,2%

Les figures suivantes montrent un événement $e^+ \mu^+$ pour deux échelles différentes du détecteur :

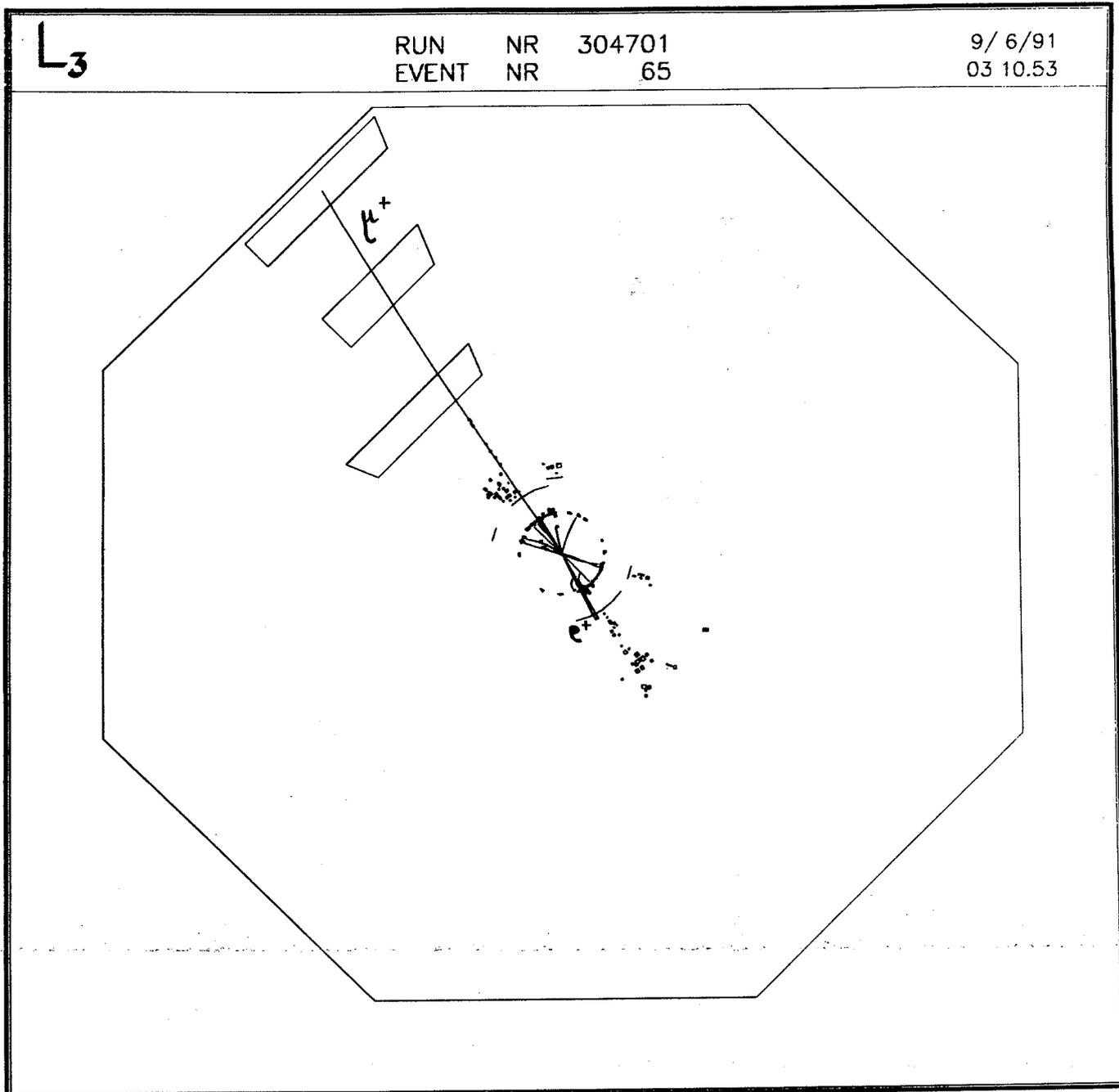


Figure 11.2: Vue globale d'un événement $e^+ \mu^+$ dans le détecteur L3

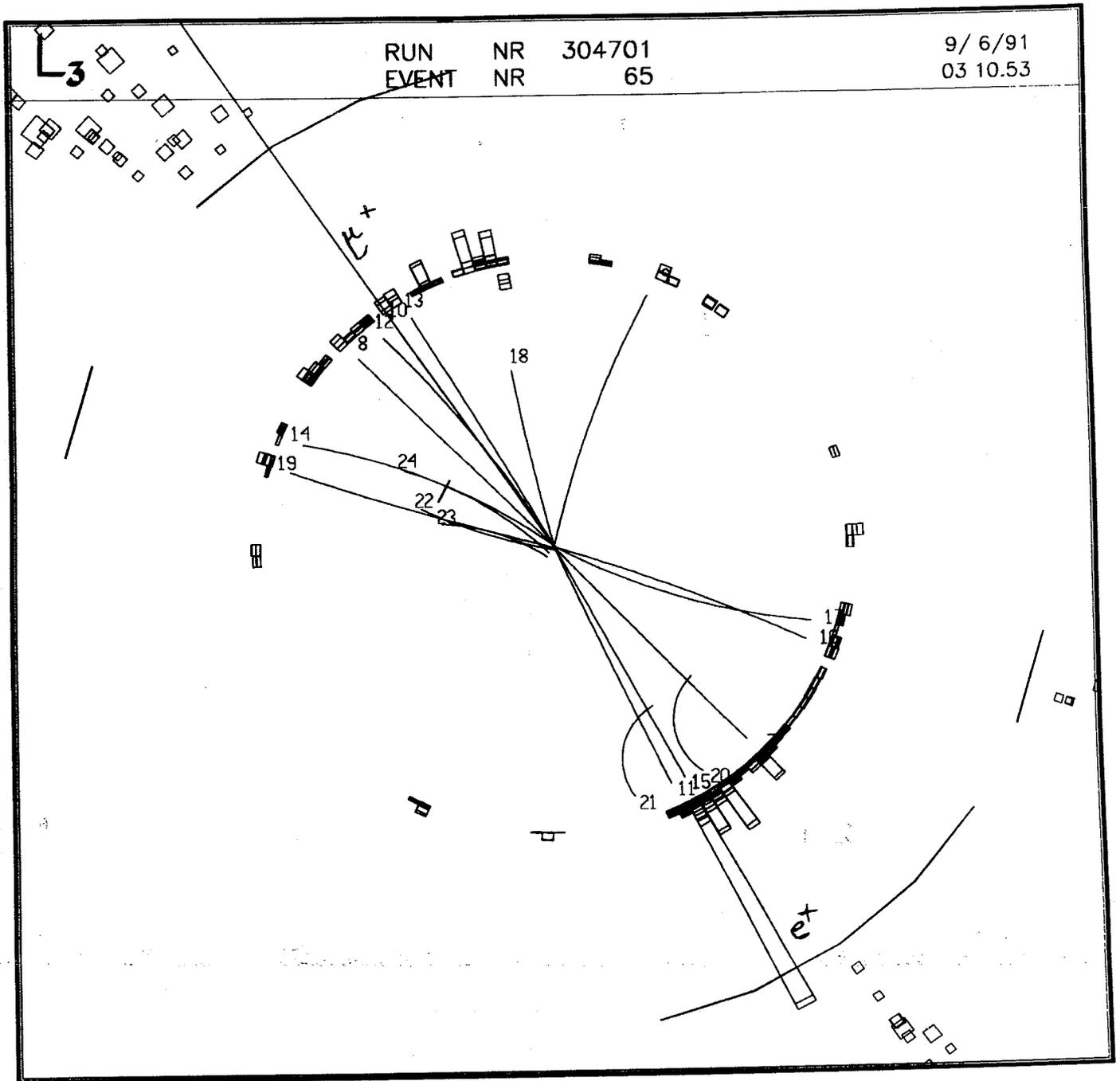


Figure 11.3: Vue à l'échelle du BGO d'un événement $e^+ \mu^+$ dans le détecteur L3

11.3 Méthode de comptage

La méthode de comptage consiste, comme son nom l'indique, à compter les dileptons et à les classer suivant le produit de leurs signes. Pour éviter le fond des doubles cascades d'un même hadron B ou d'un J/ψ , on demande que l'angle entre les deux leptons soit supérieur à 60° . Pour une pureté de 100 % en dileptons de première cascade, on a l'égalité suivante (cf. chapitre 6.2.1)

$$\frac{N^{\pm\pm}}{N^{\pm\pm} + N^{+-}} = 2\chi_B(1 - \chi_B) \quad (11.3)$$

Mais, comme nous n'avons pas une pureté de 100% en événements $b \rightarrow l$ et $\bar{b} \rightarrow l$, il faut corriger le χ_B observé des contributions du fond. Le tableau suivant montre les probabilités attendues suivant le produit des signes et suivant le canal et pour des paramètres d'oscillations $\chi_B = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) + P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)}$ et $\chi_D = \frac{P(D^0 \rightarrow \bar{D}^0)}{P(D^0 \rightarrow \bar{D}^0) + P(\bar{D}^0 \rightarrow D^0)} = 0$

Canal	+ + / --	+ -
$b \rightarrow l \bar{b} \rightarrow \bar{l}$	$2\chi_B(1 - \chi_B)$	$\chi_B^2 + (1 - \chi_B)^2$
$b \rightarrow c \rightarrow \bar{l} \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$	$2\chi_B(1 - \chi_B)$	$\chi_B^2 + (1 - \chi_B)^2$
$b \rightarrow l \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$	$\chi_B^2 + (1 - \chi_B)^2$	$2\chi_B(1 - \chi_B)$
$b \rightarrow l \bar{b} \rightarrow X$	$\chi_B(1 - \chi_5) + \chi_5(1 - \chi_B)$	$\chi_B\chi_5 + (1 - \chi_B)(1 - \chi_5)$
$b \rightarrow c \rightarrow \bar{l} \bar{b} \rightarrow X$	$\chi_B\chi_5 + (1 - \chi_B)(1 - \chi_5)$	$\chi_B(1 - \chi_5) + \chi_5(1 - \chi_B)$
$b \rightarrow X \bar{b} \rightarrow X$	$2\chi_5(1 - \chi_5)$	$\chi_5^2 + (1 - \chi_5)^2$
$c \rightarrow l \bar{c} \rightarrow \bar{l}$	0	1
XX	$P(\pm\pm)$	$1 - P(\pm\pm)$

On en déduit l'équation suivante :

$$\frac{N^{\pm\pm}}{N^{\pm\pm} + N^{+-}} = 2\chi_B(1 - \chi_B) (F_1 + F_2) + (\chi_B^2 + (1 - \chi_B)^2) F_3 \quad (11.4)$$

$$+ [\chi_B(1 - \chi_5) + \chi_5(1 - \chi_B)] F_4 + [\chi_B\chi_5 + (1 - \chi_B)(1 - \chi_5)] F_5$$

$$+ 2\chi_5(1 - \chi_5) F_6 + P(\pm\pm) F_8$$

Un moyen simple de mettre en évidence l'existence des oscillations du méson B^0 est de comparer les spectres en impulsion totale et transverse minimale des dileptons de même signe et de signe opposé. La figure 11.4 met en évidence un excès de dileptons de même signe à haut P et P_T dans les données qui est la manifestation des oscillations.

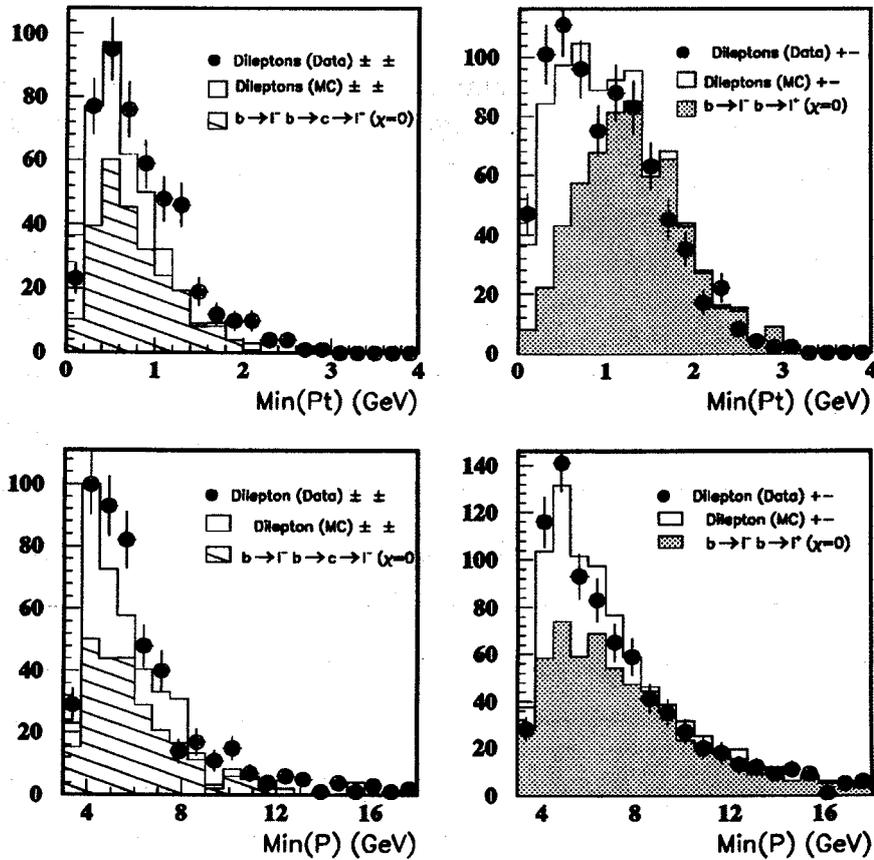


Figure 11.4: Distribution des impulsions totale et transverse minimales des dileptons en fonction de leur signe relatifs

A partir des différentes contributions du fond, on calcule le paramètre de mélange χ_B . Quand on augmente la coupure sur l'impulsion transverse, l'erreur statistique sur χ_B diminue car on profite de l'augmentation de la pureté en leptons de première cascade. L'erreur statistique atteint un minimum puis elle s'accroît car la pureté ne varie plus beaucoup alors que le nombre de dileptons diminue. Les figures 11.5 montrent la valeur mesurée de χ_B en fonction de la coupure sur le minimum de l'impulsion transverse des deux leptons.

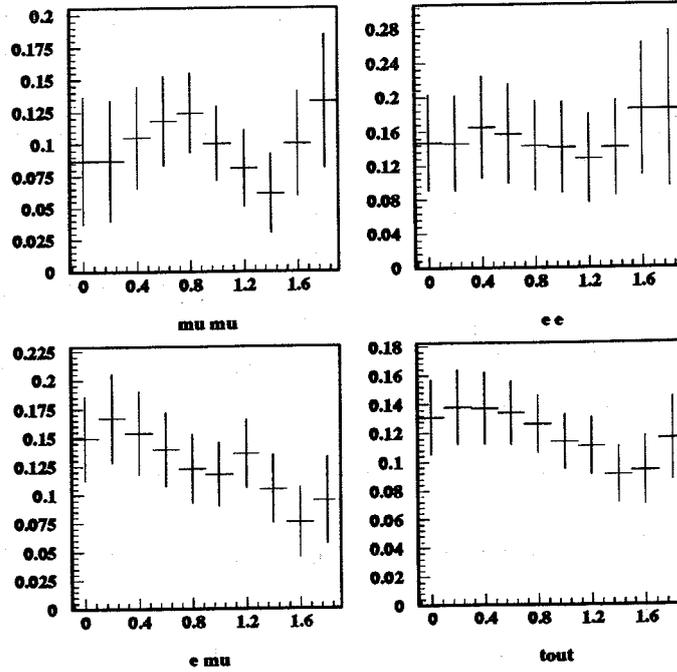


Figure 11.5: Variation de la valeur de χ_B en fonction de la coupure sur l'impulsion transverse minimale

On obtient l'erreur statistique minimale pour $P_T(\min) > 1 \text{ GeV}$. La valeur mesurée de χ_B pour les différents types de dileptons pour les données 1990+1991 est alors :

$$\chi_B = 10,0\% \pm 2,9\% \text{ (stat.) } (\mu - \mu) \quad (11.5)$$

$$\chi_B = 14,1\% \pm 5,3\% \text{ (stat.) } (e - e) \quad (11.6)$$

$$\chi_B = 11,8\% \pm 2,8\% \text{ (stat.) } (e - \mu) \quad (11.7)$$

Ces valeurs étant compatibles entre elles, on peut les combiner pour obtenir :

$$\chi_B = 11,4\% \pm 1,9\% \text{ (stat.)} \quad (11.8)$$

Les estimations des erreurs systématiques sont résumées dans le tableau suivant. Pour les paramètres qui ont déjà été mesurés, on fait varier ce paramètre de 1σ . Le pourcentage de confusion de charge a été mesuré au chapitre 9.4.2. La variation de l'impulsion transverse $\Delta p_T/p_T$ de 15% provient de l'étude de différents algorithmes de reconstruction de jets. La contribution relative du fond est variée de 15% pour tenir compte des différences entre les distributions en P_T du Monte-Carlo et des données.

Paramètre varié	Variation du paramètre	Erreur systématique
Rapport de branchement $b \rightarrow l$ 11,7%	$\pm 0,6\%$	0,5%
Rapport de branchement $c \rightarrow l$ 9,6%	$\pm 0,6\%$	0,4%
Pourcentage de fond	$\pm 15\%$	0,2%
Paramètre de fragmentation du quark b ϵ_b 0,05	$\pm 0,006$	$< 0,1\%$
Confusion de charge		0,4%
Angle min. entre leptons	$90^\circ \rightarrow 45^\circ$	$< 0,1\%$
Variation de $\Delta p_T / p_T$	$\pm 15\%$	0,3%
Variation de c (e et μ)	1σ	0,1%
Total		0,8%

Enfin, il faut ajouter l'erreur provenant de l'erreur statistique du Monte-Carlo qui fait varier les puretés. Pour connaître cette erreur, il suffit de calculer l'erreur statistique sur χ_B à partir des dileptons du Monte-Carlo. On obtient une erreur de 1,0%.

La méthode de comptage donne la valeur de χ_B suivante :

$$\chi_B = 11,4\% \pm 1,9\% (stat.) \pm 1,0\% (MC) \pm 0,8\% (sys.) \quad (\text{résultat préliminaire}) \quad (11.9)$$

11.4 Méthode d'ajustement avec spectres de leptons décorrélés

Différentes méthodes d'ajustement ont été développées dans L3 pour extraire χ_B . Une première méthode d'ajustement suppose que les spectres en énergie totale et transverse des deux leptons sont décorrélés [14]. La simulation Monte Carlo nous fournit les spectres en énergie totale et transverse des mono-électrons et des mono-muons. Ultérieurement, nous essaierons de prendre en compte les corrélations entre les deux leptons. Cette méthode est très simple mais elle donne des résultats compatibles avec des méthodes plus compliquées qui nécessitent une bien meilleure connaissance de la physique et du détecteur. De plus, cette méthode nécessite une statistique Monte Carlo peu importante.

Pour chaque type de leptons, on calcule les spectres en impulsion pour les 4 canaux suivants : $b \rightarrow \ell$, $b \rightarrow X \rightarrow \ell^+$, $b \rightarrow X \rightarrow \ell^-$ et événement non $b\bar{b}$.

Dans les trois premiers canaux sont aussi incorporés les fonds des mauvaises identifications du canal correspondant.

Donc le quatrième canal contient les événements hadroniques autres que $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Notons $b(p)$, $b^+(p)$, $b^-(p)$ et $x(p)$ avec $p = (p_L, p_T)$ (p_L impulsion longitudinale = $\sqrt{E^2 - p_T^2}$) les distributions en (p_L, p_T) des canaux $b \rightarrow \ell$, $b \rightarrow X \rightarrow \ell^+$, $b \rightarrow X \rightarrow \ell^-$ et X. Ces distributions sont normalisées à 1 :

- $\int b(p) dp = 1 \quad (\int \int b(p_L, p_T) dp_L dp_T)$
- $\int (b^+(p) + b^-(p)) dp = 1$
- $\int x(p) dp = 1$

b^+ et b^- sont normalisés ensemble car ils forment le même type de fond.

$$\text{Définissons } Q = \frac{1}{2} (1 + q_1 q_2) = \begin{cases} 1 & \text{pour } ++ \text{ et } -- \\ 0 & \text{pour } +- \end{cases}$$

et les paramètres U et L :

- $U = (1-Q) [(1 - \chi_B)^2 + \chi_B^2] + 2 Q\chi_B(1 - \chi_B)$
- $L = (1-Q) 2\chi_B(1 - \chi_B) + Q[(1 - \chi_B)^2 + \chi_B^2]$

qui sont associés à des canaux donnant des dileptons de signes opposés et identiques. La fonction à ajuster vaut donc pour un dilepton i d'impulsions p_1 et p_2

$$\begin{aligned}
W(p_1, p_2, q_1, q_2) = & \alpha \{ B^2 b(p_1) b(p_2) U \\
& + B(1 - B) [b(p_1) b^+(p_2) + b^+(p_1) b(p_2)] L \\
& + B(1 - B) [b(p_1) b^-(p_2) + b^-(p_1) b(p_2)] U \\
& + (1 - B)^2 [b^+(p_1) b^+(p_2) + b^-(p_1) b^-(p_2)] U \\
& + (1 - B)^2 [b^+(p_1) b^-(p_2) + b^-(p_1) b^+(p_2)] L \} \\
& + \beta x(p_1) x(p_2) (1 - Q) \\
& + (1 - \alpha - \beta) x(p_1) x(p_2) Q
\end{aligned} \tag{11.10}$$

où α est la fraction d'événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ sélectionnés parmi $Z \rightarrow q\bar{q}$, β la fraction d'événements non $b\bar{b}$ sélectionnés donnant des dileptons de signes opposés et B la proportion de mono-leptons de première cascade dans les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. On vérifie que :

$$\sum_{q_1, q_2} \int_{p_1, p_2} W(p_1, p_2, q_1, q_2) dp_1 dp_2 = 1$$

Pour la totalité des dileptons, on définit la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N W_i(p_1, p_2, q_1, q_2) \tag{11.11}$$

Le paramètre B est estimé à partir de la simulation Monte-Carlo. On obtient les valeurs suivantes pour les électrons et les muons.

$$B_\mu = 0,63 \pm 0,01 \quad B_e = 0,84 \pm 0,01$$

Ce paramètre sera maintenant fixé.

La maximisation de \mathcal{L} donne les résultats suivants pour les données 90 et 91 :

Année	$\mu - \mu$	e-e	e- μ	total	$\alpha(\text{total})$	$\beta(\text{total})$
1990	$8,8\%_{-4,5}^{+5,9}$	$30,1\%_{-13}^{+20}$	$9,9\%_{-4,5}^{+5,6}$	$11,7\%_{-3,3}^{+3,9}$	0,89	0,083
1991	$8,7\%_{-2,6}^{+2,9}$	$13,2\%_{-4,6}^{+5,9}$	$15,3\%_{-3,1}^{+3,6}$	$12,3\%_{-1,9}^{+2,1}$	$0,88 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$
90+91	$8,8\%_{-2,3}^{+2,6}$	$15,8\%_{-4,5}^{+5,6}$	$14,0\%_{-2,7}^{+3,0}$	$12,2\%_{-1,7}^{+1,8}$	$0,88 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$

L'erreur statistique est définie par la déviation de χ_B pour une variation de la valeur minimale de $-\ln\mathcal{L}$ de $+0,5$.

On obtient donc le résultat suivant :

$$\chi_B = 12,2\%_{-1,7}^{+1,8} \tag{11.12}$$

Nous allons estimer les variations de χ_B si l'on tient compte des corrélations entre les deux leptons. Dans la formule 11.10, il existe déjà une corrélation entre les probabilités des

deux leptons de provenir d'un événement $b\bar{b}$ ou $x\bar{x}$. Il n'y a pas de corrélations lorsqu'il y a au moins un lepton de première cascade car les distributions b^\pm ne sont pas normalisées à 1. Comme la principale contribution aux corrélations provient du terme $b(p_1)b(p_2)$, on supposera, ce qui est vrai en première approximation, que les coefficients de corrélation sont égaux pour les leptons de première cascade et le fond. La formule 11.10 peut être généralisée en introduisant un facteur de corrélation arbitraire $C(p_1, p_2)$ avec

$$C(p_1, p_2) = e^{-K_T P_{T_1}' P_{T_2}'} e^{-K_L P_{L_1}' P_{L_2}'} \quad (11.13)$$

et

$$P_{T_1}' = (P_{T_1} - \bar{P}_{T_1})/\sigma(P_T) \quad , \quad P_{L_1}' = (P_{L_1} - \bar{P}_{L_1})/\sigma(P_L)$$

où \bar{P}_{T_1} , \bar{P}_{L_1} et $\sigma(P_T)$, $\sigma(P_L)$ sont les valeurs moyennes et les largeurs des impulsions transverse et longitudinale des leptons de première cascade et du fond $x\bar{x}$. L'ajustement simultané de tous les paramètres donne le résultat suivant :

Paramètre	α	β	χ_B	K_T	K_L
Valeur	0,887	0,084	12,1%	0,0078 ^{+0,020} _{-0,036}	0,069 ^{+0,06} _{-0,06}

Les résultats sont compatibles avec l'absence de corrélations entre les leptons.

Le paramètre B est varié suffisamment ($\Delta B = \pm 0,03$) pour contenir toutes les erreurs systématiques y entrant (rapport de branchement, ϵ_B).

Pour estimer la sensibilité au nombre d'événements disponibles Monte-Carlo, nous avons fait varier la taille des boîtes. Dans la zone sensible ($1 \text{ GeV} < P_T < 3 \text{ GeV}$ et $5 \text{ GeV} < P_L < 12 \text{ GeV}$), nous avons divisé la taille des boîtes par 2 suivant les deux dimensions.

Les variations sont résumées dans le tableau suivant :

Paramètre varié	Variation du paramètre	Erreur systématique
Paramètres du B (B)	$\pm 0,03$	0,6%
Confusion de charge		0,4%
Paramètre d'isolation	$45^\circ \rightarrow 90^\circ$	0,1%
Variation de α et β	$\pm 0,02$	0,1%
Variation de $\Delta p_T/p_T$	$\pm 15\%$	0,3%
Corrélation entre leptons	K_T et K_L 1σ	0,1%
Dimension des boîtes		0,1%
Total		0,8%

Nous avons vérifié que cet ajustement donnait les mêmes résultats en se restreignant aux dileptons à haut P_T . On obtient :

$$\chi_B = 11,8\%_{-1,7}^{+1,8} \quad (P_T > 0,5 \text{ GeV})$$

$$\chi_B = 11,9\%_{-2,1}^{+2,3} \quad (P_T > 1,0 \text{ GeV})$$

$$\chi_B = 12,3\%_{-3,1}^{+3,5} \quad (P_T > 1,5 \text{ GeV})$$

La valeur de χ_B est stable quelque soit la coupure. Finalement, nous choisirons le résultat avec la coupure $P_T > 0,5 \text{ GeV}$ car elle donne la même erreur statistique tout en ayant un lot plus enrichi en dileptons de première cascade donc:

$$\chi_B = 11,8\% \pm 1,8\% \text{ (stat.)} \pm 0,8\% \text{ (sys.)} \quad (\text{résultat préliminaire}) \quad (11.14)$$

11.5 Calcul de χ_B par lissage dans l'espace à 4 dimensions

Cette méthode [15] a été utilisée pour calculer χ_B en 1990. Elle consiste à maximiser la fonction de vraisemblance \mathcal{L} dans l'espace à quatre dimensions p, p_T des deux leptons. Dans cet espace à 4 dimensions, on définit une zone de volume $V_{box}(i)$ autour du point représentant le dilepton i suffisamment grande pour contenir au moins 40 événements Monte-Carlo. Dans cette zone, on a N_{k_1, k_2} événements Monte Carlo où le dilepton est produit par les canaux k_1 et k_2 . cette méthode nécessite donc un grand nombre d'événements Monte-Carlo. On définit la fonction de vraisemblance par :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{data}} \frac{1}{V_{box}(i)} \sum_{k_1, k_2} N_{k_1, k_2}(i) W_{k_1, k_2}(i) \quad (11.15)$$

Le poids donné aux dileptons Monte-Carlo de type k_1 et k_2 produits avec $\chi_B = 0$ est fonction du produit des signes (q_1 et q_2) des leptons et de χ_B . Ainsi, si $(q_1 \cdot q_2)^{MC} = (q_1 \cdot q_2)^{Data}$, on a

$$W_{k_1, k_2}(i) = (1 - \chi_{k_1})(1 - \chi_{k_2}) + \chi_{k_1} \chi_{k_2} \quad (11.16)$$

avec :

- $\chi_1 = \chi_B$ pour $b \rightarrow l$
- $\chi_1 = \chi_B$ pour $b \rightarrow c \rightarrow l$
- $\chi_1 = 0,5\chi_B$ pour $b \rightarrow X$
- $\chi_1 = 0$ pour $c \rightarrow l$
- $\chi_1 = 0$ pour X

Si $(q_1 \cdot q_2)^{MC} \neq (q_1 \cdot q_2)^{Data}$ alors W représente la probabilité qu'un seul des hadrons B ait pu osciller.

$$W_{k_1, k_2}(i) = \chi_{k_1}(1 - \chi_{k_2}) + (1 - \chi_{k_1})\chi_{k_2} \quad (11.17)$$

En 1990, nous avons obtenu par cette méthode :

$$\chi_B = 17,8\%_{-4,0}^{+4,9}(stat.) \pm 2\%(sys.) \quad (11.18)$$

La différence de ce résultat avec celui qui nous avons obtenu peut être justifiée par le manque de statistique Monte-Carlo en 1990 (150.000 $q\bar{q}$) et par un meilleur calcul de l'impulsion transverse en 1991. En particulier, le bruit de fond résiduel à très haut P_T a été éliminé.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the integrity of the financial system and for the ability to detect and prevent fraud.

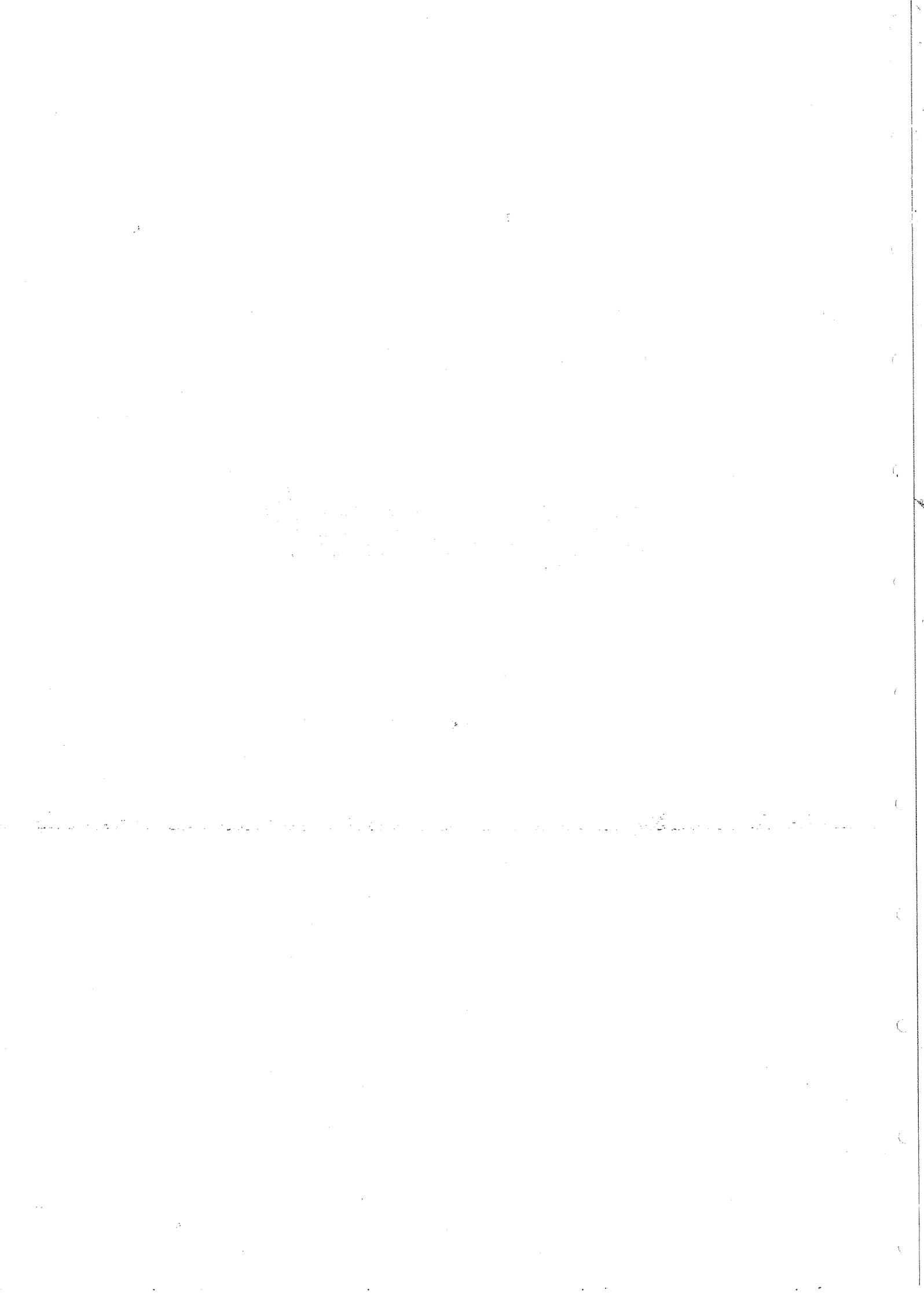
2. The second part of the document outlines the various methods used to collect and analyze data. It describes the use of statistical techniques to identify trends and anomalies in the data, and the importance of using reliable sources of information.

3. The third part of the document discusses the role of the auditor in the financial reporting process. It explains how the auditor's independent review of the financial statements provides assurance to investors and other stakeholders that the information is reliable and free from material misstatement.

4. The fourth part of the document addresses the challenges faced by auditors in the current business environment. It highlights the increasing complexity of financial transactions and the need for auditors to stay up-to-date on the latest accounting standards and regulations.

5. The fifth part of the document discusses the importance of communication in the auditing process. It emphasizes the need for auditors to clearly communicate their findings and conclusions to the management and the board of directors, and to provide constructive feedback on areas for improvement.

Conclusion



12 Conclusion

12.1 Mesure de χ_B à LEP

Avec les données 1990 et 1991, nous avons obtenu avec la méthode de compatge :

$$\chi_B = 11,4\% \pm 1,9\% \text{ (stat.)} \pm 1,0\% \text{ (MC)} \pm 0,8\% \text{ (sys.)} \text{ (résultat préliminaire)} \quad (12.1)$$

et avec un ajustement avec les spectres de monoleptons :

$$\chi_B = 11,8\% \pm 1,8\% \text{ (stat.)} \pm 0,8\% \pm \text{ (sys.)} \text{ (résultat préliminaire)} \quad (12.2)$$

ALEPH et OPAL ont aussi publié des résultats sur la mesure de χ_B en 1990 (DELPHI publiera une mesure combinant les données 90 et 91).

Les méthodes de sélection des électrons sont analogues à celles de L3 mais ils utilisent aussi la mesure du dE/dx pour les électrons de faible énergie. La sélection des muons utilise les traces reconstruites dans les détecteurs à muons et les dépôts d'énergie dans les calorimètres hadroniques (minimum ionisant).

Pour mesurer la valeur de χ dans ALEPH [16], on définit la probabilité qu'un lepton j soit de première cascade de b ($Prob_j^1$), de seconde cascade de b ($Prob_j^2$), de première cascade de c ($Prob_j^3$) ou du fond ($Prob_j^4$). Ensuite, dans le plan $Prob^i - Prob^j$, on définit des zones carrées après avoir supprimé les zones où, au moins, l'une des deux probabilités est inférieure à 0,1. Chaque zone k contient n_k dileptons produits par Monte-Carlo et $x_k(\chi)$ est le nombre de dileptons de même signe que les dileptons observés dans la zone k pour qui est une fonction de χ . On obtient la fonction de vraisemblance :

$$\log \mathcal{L} = \sum_{ee, \mu\mu, e\mu} \left\{ \sum_j^{\text{meme signe}} \log \left[\frac{x_j(\chi)^{n_j} e^{-x_j(\chi)}}{n_j!} \right] + \sum_j^{\text{signe opposé}} \log \left[\frac{x_j(\chi)^{n_j} e^{-x_j(\chi)}}{n_j!} \right] \right\} \quad (12.3)$$

qui atteint sa valeur maximale pour la valeur mesurée de χ_B . ALEPH a obtenu le résultat suivant :

$$\chi_B = 13,2\% \pm 2,2\%_{-1,2}^{+1,5} \quad (12.4)$$

La principale erreur systématique provient de l'incertitude sur le rapport de branchement $b \rightarrow c \rightarrow l\nu X$.

OPAL [17] a utilisé la méthode de la variable réduite. On définit les variables :

$$P_{comb} = \sqrt{(P/10)^2 + P_T^2}$$

$$R = \frac{N^{--} + N^{++}}{N^{--} + N^{++} + N^{+-}}$$

Ensuite, on calcule R en fonction de P_{comb} . On obtient la distribution de la figure 12.1 pour les données de L3 qui est comparée avec celle prédite par la simulation Monte-Carlo pour différents χ_B .

Enfin, OPAL a ajusté la valeur de χ_B qui donne la courbe Monte-Carlo la plus proche de celle des données. Il a été obtenu :

$$\chi_B = 14,5\%_{-3,5}^{+4,1} \pm 1,8\% \quad (12.5)$$

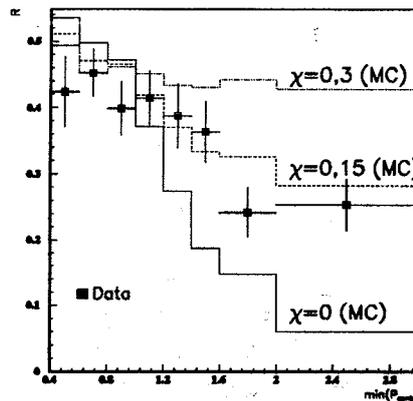


Figure 12.1: Distribution de R en fonction de P_{comb} avec les données L3

Les résultats des expériences LEP sont résumés dans le tableau suivant :

$13,2\% \pm 2,2\%^{+1,5}_{-1,2}$		ALEPH
$11,8\%^{+1,8}_{-1,7} \pm 0,8\%$		L3
$14,5\%^{+4,1}_{-3,5} \pm 1,8\%$		OPAL
$12,6\% \pm 1,3\% \pm 1,5\%$		LEP

Paramètre de mélange $B^0 - \bar{B}^0$ (1992)

L'erreur statistique est du même ordre de grandeur que la systématique.

La nouvelle zone autorisée à LEP s'ajoute à celle de la figure 12.2 et donne la figure suivante :

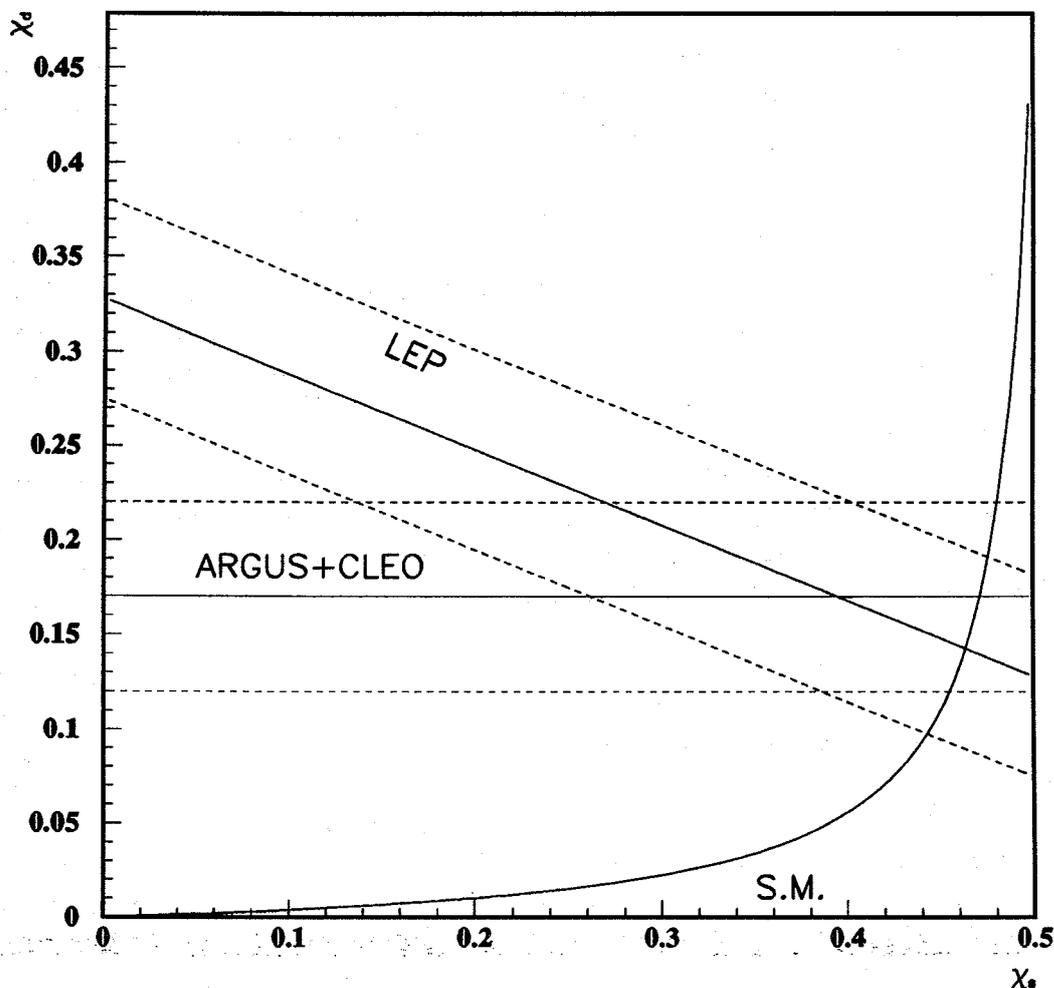


Figure 12.2: Limites actuelles dans le plan $\chi_d - \chi_s$ avec les résultats de LEP (la largeur des bandes correspond à un écart standard)

En prenant la valeur du χ_d mesurée à l' $\Upsilon(4s)$ ($\chi_d = 17\% \pm 5\%$) et en prenant les proportions de B_d^0 et B_s^0 données par les calculs par Zerwas ($f_d = 0,375$ et $f_s = 0,15$), on obtient la valeur suivante pour χ_s :

$$\chi_s = 36\% \pm 18\% \quad (12.6)$$

on met la limite suivante sur χ_s :

$$\chi_s > 13\% (90\%C.L.) \quad (12.7)$$

Donc, en supposant $x_s \gg y_s$, on met la limite suivante sur x_s :

$$x_s > 0,6 \text{ (90\%C.L.)} \quad (12.8)$$

12.2 Avenir sur la mesure des oscillations

La mesure encore plus précise de x_d avec plus de statistique sur l' $\Upsilon(4s)$ permettra d'observer des possibles déviations du Modèle Standard (cf chapitre 5.4).

Le LEP permettra d'avoir accès directement aux oscillations du B_s^0 . Pour signer les mésons B_s^0 , les expériences qui peuvent sélectionner les mésons K chargés reconstruiront la masse invariante du D_s ou, de toute façon enrichirons leur lot de B en B_s .

Dans L3, il sera possible d'enrichir le lot d'événements avec un lepton à haut P_T en B_s^0 en utilisant le canal $D_s \rightarrow \eta X$ (Rapport de branchement de l'ordre de 30%) où le η se désintègre en deux photons. La bonne résolution du détecteur L3 permet de bien sélectionner les η . A partir de 400.000 désintégrations hadroniques du Z, on s'attend à produire de l'ordre de 300 B_s se désintégrant semileptoniquement et donnant $\eta \rightarrow 2\gamma$. Avec une efficacité actuelle de 40% de sélection des muons et de 1 à 4% pour le canal $\eta \rightarrow 2\gamma$, il est difficile de sortir actuellement ce signal. Par contre, pour un plus grand nombre d'événements, ce canal pourrait être intéressant.

Ensuite, pour observer les oscillations dans le temps du B_s^0 , il est nécessaire d'avoir un microvertex pour reconstruire précisément les vertex. A LEP, il devrait être possible de mesurer x_s pour des valeurs inférieures à 5 environ. Il sera alors possible de contraindre la position du sommet A du triangle d'unitarité. Le but ultime de ces mesures est la mesure de la violation de CP. Il s'agit de vérifier que le Modèle Standard décrit bien la violation de CP. Pour cela, il faut mesurer les longueurs des 3 côtés du triangle d'unitarité ou/et les trois angles des sommets. LEP ne sera capable de voir que des grandes différences avec le Modèle Standard. Certains groupes étudient la possibilité de construire une usine à B. Cette machine e^+e^- fonctionnerait sur l' $\Upsilon(4s)$ mais elle serait asymétrique pour produire des mésons B qui ne seraient pas au repos. Les deux mésons B ne pouvant pas osciller tant que l'un d'eux ne s'est pas désintégré, le signe du quark B qui se désintègre le plus rapidement n'est pas affecté par les oscillations donc il donne accès au signe du second quark b avant toute oscillation. Dans un premier temps, il est possible de mesurer la différence entre les oscillations entre les mésons B^0 et \bar{B}^0 . Il est aussi possible de mesurer l'asymétrie de production du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \rightarrow \psi K_s$ pour calculer les angles α et β du triangle d'unitarité. On a donc suffisamment de contraintes sur le sommet A du triangle d'unitarité.

La principale contrainte sera la luminosité à délivrer pour avoir une usine à B. Il faut une luminosité de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour obtenir les 10 millions de B par an.

Bibliographie

- [1] J.B. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting (Macmillan, New-York, 1964)
- [2] C. Souyri, Calibration du calorimètre électromagnétique de L3 et étude du canal $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma)$
Thèse de l'Université de Savoie (1990)
- [3] G. Altarelli, N. Cabbibo, G. Carbone, L. Maiani et G. Martinelli
Nucl. Phys. B208(1982) 365
- [4] M. Wirbel, B. Stech and M. Bauer, Z. Phys. C29(1985) 637
- [5] B. Grinstein, M.B. Wise and N. Isgur, Phys. Rev. Lett.56(1986) 298
- [6] G. Altarelli and S. Petrarca, Phys. Lett. B261(1991) 303
- [7] Argus Collab., H. Albrechet et al., Phys. Lett. B249(199) 359
- [8] M. Danilov *Heavy flavor Physics (non LEP)*
LP-HEP conférence Geneve 1991
- [9] Crystal Ball Collab., K. Wachs et al., Z. Phys. C42(1989) 33
- [10] P. Roudeau *Heavy Quark Physics at LEP*
LP-HEP conférence Geneve 1991
- [11] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B261(1991) 177
- [12] TPC Collab., H. Aihara et al., Phys. rev. D31(1985) 2719
H. Aihara et al., Z. Phys. C27(1985) 39
DELCO Collab., T. Pal et al., Phys. rev. D33(1986) 2708
JADE Collab., W. Bartel et al., Z. Phys. C33(1987) 339
- [13] Voir J.J. Hernandez et al., Review of Particle Properties 1990, Phys. Lett. B239(1990) 1, pages VII.112-113
Nous avons fait la moyenne des mesures en utilisant la méthode utilisée par Particle Data Group
- [14] B. Adeva, M. Aguilar-Benitez and J. Salicio
Measurement of the $B^0 - \bar{B}^0$ mixing parameter
L3 Internal Note 905
- [15] L3 Collab., B. Adeva et al., Phys. Lett. B252(1990) 703
- [16] ALEPH Collab. D. Decamp et al., Phys. Lett. B258(1991) 236
- [17] OPAL Collab., P.D. Acton et al., Phys. Lett. B276(1992) 379

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]