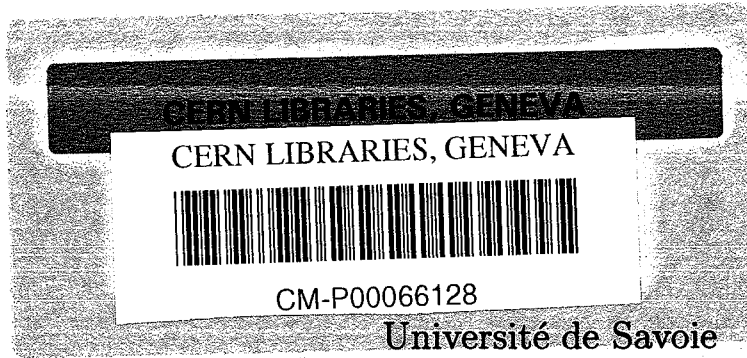


AB

EX-LAPP-T-96-03  
SW9706



LAPP-T-96/03

Université de Savoie  
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules  
BP 110, 74941 Annecy-Le-Vieux Cedex, France

## THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences  
Spécialité: Physique des Particules

par

Isabelle DORNE

# Détermination d'une limite sur le rapport de branchement du processus rare $b \rightarrow s \gamma$ avec le détecteur L3 au LEP.

Soutenue le 23 mai 1996 devant la Commission d'Examen

MM. D. Décamp (Président)  
M. Baubillier (Rapporteur)  
D. Boutigny  
G. Coignet (Directeur de thèse)  
C. Dionisi (Rapporteur)

Université de Savoie  
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules  
BP 110, 74941 Annecy-Le-Vieux Cedex, France

## THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences  
Spécialité: Physique des Particules

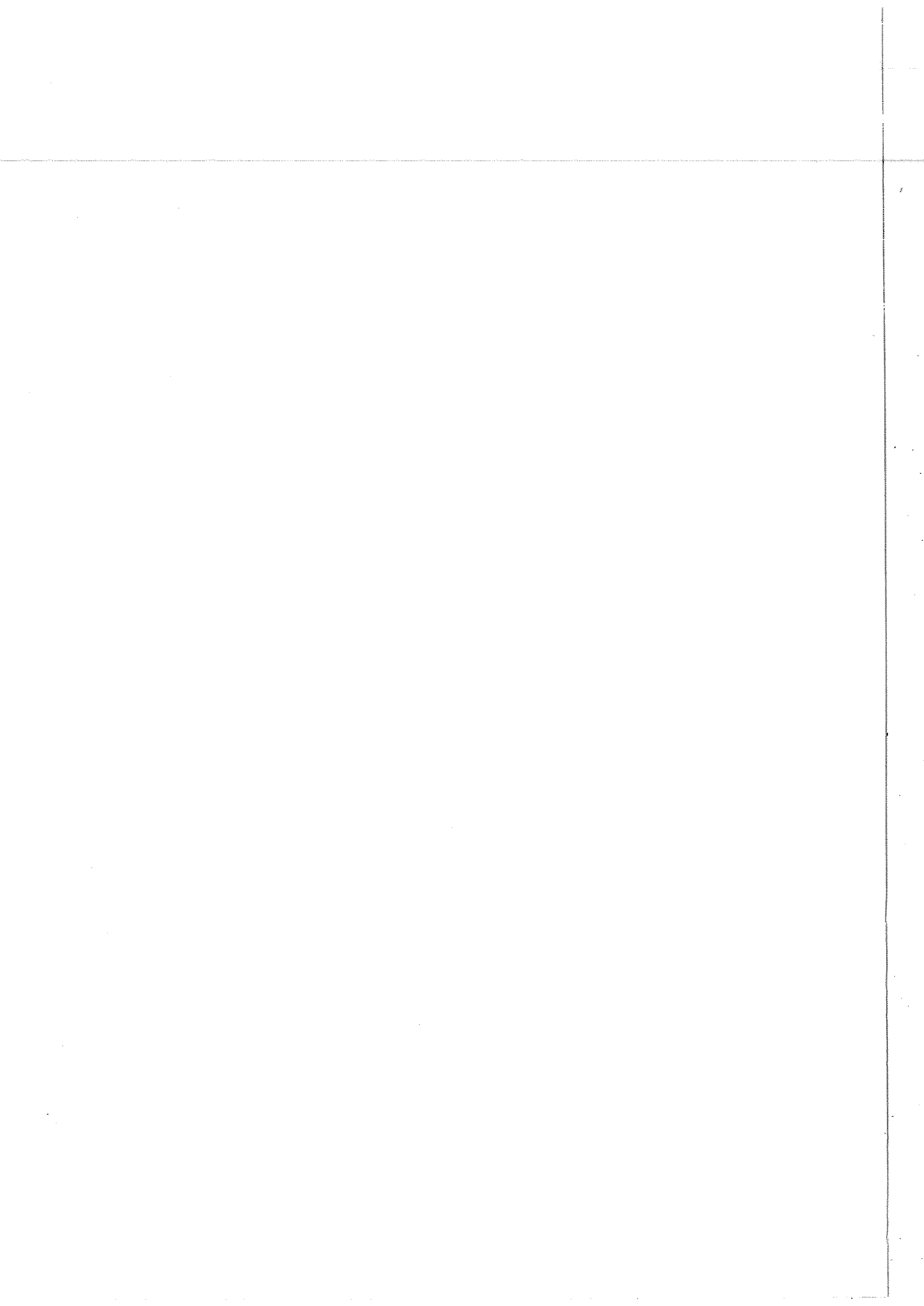
par

Isabelle DORNE

**Détermination d'une limite sur le rapport  
de branchement du processus rare  $b \rightarrow s \gamma$   
avec le détecteur L3 au LEP.**

Soutenue le 23 mai 1996 devant la Commission d'Examen

MM. D. Décamp (Président)  
M. Baubillier (Rapporteur)  
D. Boutigny  
G. Coignet (Directeur de thèse)  
C. Dionisi (Rapporteur)



# Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Mr Daniel Décamp pour avoir accepté la présidence du jury, ainsi que Messieurs Michel Baubillier et Carlo Dionisi qui ont pris le temps de juger mon travail.

Merci également à Monsieur Guy Coignet, mon directeur de thèse, pour son accueil au sein du groupe L3 du LAPP, pour sa constante disponibilité, et pour la patience dont il a fait preuve lors de la correction du manuscrit.

Mes premiers pas dans le monde de la physique des hautes énergies ont été guidés par Dominique Boutigny ; notre collaboration, si courte soit elle, m'a été très profitable, je lui suis donc reconnaissante pour toute l'aide qu'il a pu m'apporter durant ma thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Lucio Ludovici et Marco Rescigno du groupe L3-Rome, avec lesquels j'ai également collaboré. Merci à tous les deux pour leur disponibilité et les discussions fructueuses qui m'ont permis de finir cette analyse.

Dominique Duchesneau et Jean Jacques Blaising ont accepté très spontanément de relire ma thèse. Je les remercie particulièrement pour leur disponibilité et leur volonté évidente de partager leurs connaissances. Merci d'une manière générale, à tous les membres du groupe L3 pour leur accueil et leur gentillesse.

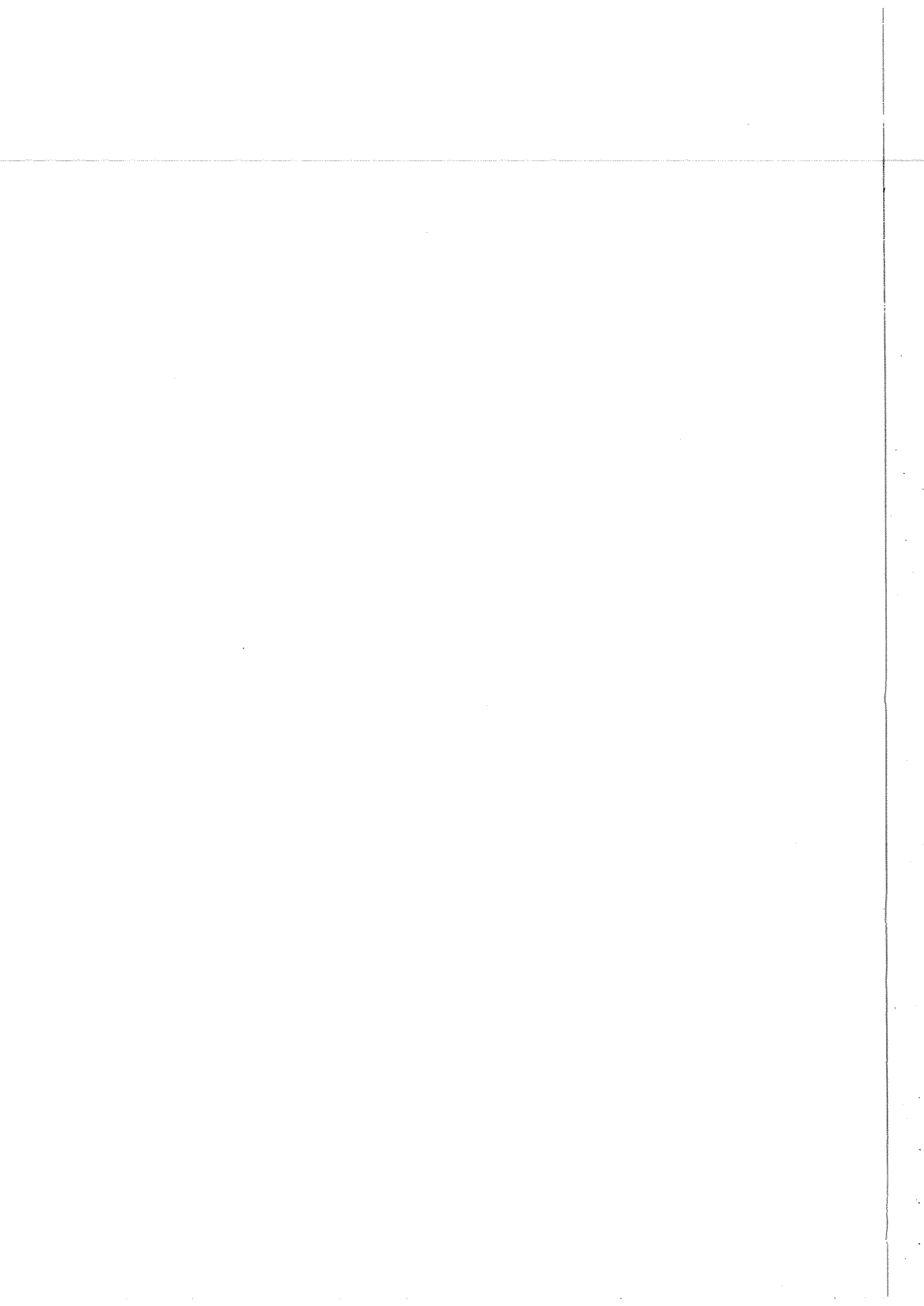
Je n'oublierai pas de remercier les membres du service informatique ; leurs efforts permanents pour nous offrir le meilleur service, malgré nos critiques incessantes, ont permis à ce travail d'être effectué dans de très bonnes conditions.

Enfin, comment ne pas remercier aussi l'ensemble de la promotion "Docteurs 1996", qui a contribué pendant ces *années thèse* à créer une ambiance très agréable au laboratoire dans laquelle ce fût un plaisir de travailler. Parmi eux, je remercie particulièrement Vincent pour sa présence à mes côtés et son précieux réconfort.

Merci également à ma famille qui s'est attelée à la pénible tâche de correcteur, en relisant attentivement ce document, pour m'aider à éliminer de nombreuses fautes d'étourderie.

Ce travail est dédié à mes parents, en remerciement de la vie qu'ils m'ont donnée, leur présence, leur amour, leur confiance, et leurs encouragements dans les moments difficiles.





# Table des matières

Remerciements	1
Introduction	9
<b>1 Cadre Théorique Général</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction . . . . .	11
1.2 Le Modèle Standard :Introduction . . . . .	11
1.2.1 Forces et particules . . . . .	11
1.2.2 Modèle Standard des interactions électrofaibles . . . . .	12
1.2.3 Interaction forte . . . . .	14
1.2.4 Le lagrangien des interactions électrofaibles . . . . .	14
1.2.5 Les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa . . . . .	18
1.2.6 Paramètres libres du Modèle Standard . . . . .	19
1.2.7 Conclusion . . . . .	19
1.3 Au delà du modèle standard minimal . . . . .	20
1.3.1 Le Modèle Standard Non Minimal à deux Doublets de Higgs :2HDM	20
1.3.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM . . . . .	20
1.4 La physique du b à LEP . . . . .	22
1.4.1 Bref Historique de la physique de la beauté . . . . .	22
1.4.2 Production des paires fermion-antifermion à LEP . . . . .	23
1.4.3 Largeur partielle de désintégration de Z en paire $b\bar{b}$ dans le cadre du Modèle Standard . . . . .	25
1.4.4 Effets des Modèles au delà du Modèle Standard sur le rapport $R_b =$ $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) / \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ . . . . .	28
1.5 Modélisation de la fragmentation et de l'hadronisation des quarks . . . . .	28
1.5.1 Phase perturbative :développement de la gerbe . . . . .	31
1.5.2 Phase non perturbative :fragmentation . . . . .	34
1.6 Production de hadrons beaux au LEP . . . . .	36

<b>2</b>	<b>La Désintégration Rare <math>b \rightarrow s\gamma</math></b>	<b>41</b>
2.1	Introduction . . . . .	41
2.2	Les désintégrations préférées et les désintégrations rares des quarks $b$ . . . . .	41
2.2.1	Modèle spectateur . . . . .	41
2.2.2	Modèle non-spectateur . . . . .	43
2.2.3	Les désintégrations rares des $b$ . . . . .	43
2.2.4	Le processus de Changement de Saveur par Courant Neutre: $b \rightarrow s\gamma$ . . . . .	44
2.3	Calcul théorique de $Br(b \rightarrow s\gamma)$ dans le cadre du Modèle Standard Minimal . . . . .	45
2.3.1	Hamiltonien sans correction QCD . . . . .	45
2.3.2	Introduction des corrections QCD dans le Hamiltonien . . . . .	46
2.3.3	Expression théorique du rapport de branchement $Br(B \rightarrow X_s + \gamma)$ . . . . .	48
2.3.4	Prédictions et incertitudes sur le rapport de branchement $Br(B \rightarrow X_s + \gamma)$ . . . . .	50
2.3.5	Remarques . . . . .	54
2.4	Expression théorique du rapport de branchement $Br(B \rightarrow K^*\gamma)$ . . . . .	54
2.4.1	Prédiction et incertitude sur le rapport de branchement $Br(B \rightarrow K^*\gamma)$ . . . . .	55
2.4.2	Conclusion . . . . .	56
2.5	Le spectre en énergie du photon dans le référentiel du méson B au repos . . . . .	56
2.5.1	Caractéristiques générales du spectre . . . . .	56
2.5.2	Modélisation du spectre du photon . . . . .	58
2.5.3	Conclusion . . . . .	60
2.6	La réaction $b \rightarrow s\gamma$ au delà du Modèle Standard Minimal . . . . .	60
2.7	Conclusion . . . . .	63

<b>3</b>	<b>L'expérience L3</b>	<b>69</b>
3.1	Introduction . . . . .	69
3.2	Le détecteur L3 . . . . .	70
3.2.1	Le détecteur de traces . . . . .	73
3.2.2	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	76
3.2.3	Les compteurs de luminosité . . . . .	79
3.2.4	Les compteurs à scintillation . . . . .	80
3.2.5	Le calorimètre hadronique . . . . .	80
3.2.6	Le filtre à muons . . . . .	81
3.2.7	Les chambres à muons . . . . .	82
3.3	Le système d'acquisition de L3 . . . . .	82
3.3.1	Le déclenchement de niveau 1 . . . . .	84
3.3.2	Le déclenchement de niveau 2 . . . . .	86
3.3.3	Le déclenchement de niveau 3 . . . . .	87
3.4	La simulation des événements dans L3 . . . . .	87
3.5	Conclusion . . . . .	88
<b>4</b>	<b>Description des outils de sélection</b>	<b>91</b>
4.1	Introduction . . . . .	91
4.2	Méthode de sélection des événements hadroniques . . . . .	91
4.2.1	La présélection des événements hadroniques en ligne . . . . .	91
4.2.2	Calcul de l'énergie . . . . .	92
4.2.3	Méthodes de sélection des désintégrations hadroniques du $Z$ . . . . .	93
4.2.4	Coupures utilisées lors de la sélection hadronique . . . . .	95
4.2.5	Efficacités de sélection obtenues . . . . .	97
4.2.6	Détermination des mauvais runs . . . . .	99
4.3	Algorithmes de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	101
4.3.1	Introduction . . . . .	101
4.3.2	La méthode du réseau de neurones . . . . .	102
4.3.3	La méthode du paramètre d'impact ( $P_E$ ) . . . . .	109

4.3.4	Accord données/Monte Carlo des variables $F_C$ et $P_E$ sur les événements hadroniques . . . . .	111
4.3.5	Comparaison de l'étiquetage des événements $b\bar{b}$ par les méthodes du réseau de neurones et du paramètre d'impact . . . . .	111
4.3.6	Conclusion . . . . .	116
4.4	Reconnaissance d'un photon dans L3 . . . . .	116
4.4.1	Introduction . . . . .	116
4.4.2	Premier critère électromagnétique . . . . .	116
4.4.3	Critère électromagnétique de L3 . . . . .	119
4.5	La Discrimination $\pi^0$ -photon . . . . .	121
4.5.1	Les $\pi^0$ . . . . .	121
4.5.2	Paramètre $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$ . . . . .	122
4.5.3	Analyses multidimensionnelles . . . . .	123
4.6	Neutralité et coupure angulaire . . . . .	125
4.6.1	Sélection d'une particule neutre . . . . .	125
4.6.2	Coupure sur l'angle $\theta$ . . . . .	127
4.7	Conclusion . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Analyse des Données collectées entre 1991 et 1993</b>	<b>131</b>
5.1	Introduction . . . . .	131
5.2	Nombre d'événements hadroniques collectés et simulés . . . . .	132
5.3	Présélection du candidat "photon" . . . . .	133
5.3.1	Efficacité globale de présélection des hadrons- $\gamma$ . . . . .	134
5.4	Sélection dure du photon . . . . .	135
5.4.1	Correction apportée à JETSET . . . . .	137
5.4.2	Efficacité de sélection des candidats "photon" . . . . .	139
5.5	Application des algorithmes de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	141
5.5.1	Efficacité des deux algorithmes de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ sur les événements hadrons- $\gamma$ . . . . .	141
5.5.2	Coupures utilisées sur les variables $F_C$ et $P_E$ . . . . .	143
5.5.3	Efficacité de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ avec le candidat "photon" . . . . .	147

5.6	Reconstruction cinématique des l'événements $B \rightarrow X_s + \gamma$ . . . . .	147
5.6.1	Introduction . . . . .	147
5.6.2	Méthode de reconstruction du jet du système étrange . . . . .	147
5.6.3	Résolutions obtenues sur l'énergie et la direction de vol du méson B . . . . .	149
5.6.4	Coupages sur les variables cinématiques . . . . .	151
5.7	Efficacités des coupures cinématiques . . . . .	153
5.7.1	Composition du bruit de fond . . . . .	154
5.7.2	Extraction d'une limite . . . . .	155
5.8	Application de l'algorithme de discrimination $\pi^0/\gamma : \chi^2_{\pi^0/\gamma}$ . . . . .	156
5.8.1	Paramètre d'analyse de la forme de la gerbe . . . . .	156
5.8.2	Conclusion . . . . .	159
5.9	Résultat final . . . . .	160
5.9.1	Efficacité de sélection du signal et réjection du bruit de fond . . . . .	160
5.9.2	Nouvelle extraction de la limite . . . . .	162
5.9.3	Etude des erreurs systématiques . . . . .	163
5.10	Conclusion . . . . .	169
<b>6</b>	<b>Discussion et Conclusion</b> . . . . .	<b>171</b>
6.1	Implications de la valeur de la limite obtenue lors de cette analyse . . . . .	172
6.1.1	Restriction à la valeur de $\tan\beta$ . . . . .	172
6.1.2	Restriction par la recherche directe sur la valeur de $M_{H^\pm}$ . . . . .	172
6.1.3	Implication de notre mesure . . . . .	173
6.2	Implications de la mesure de CLEO . . . . .	173
6.3	Perspectives futures pour l'amélioration de cette limite . . . . .	177
<b>A</b>	<b>Les fichiers de contrôle de la TEC</b> . . . . .	<b>179</b>
<b>B</b>	<b>Modélisation d'un réseau de neurones</b> . . . . .	<b>181</b>
B.1	Du neurone biologique au neurone artificiel . . . . .	181
B.2	Modélisation d'un neurone . . . . .	181
B.3	Apprentissage du réseau de neurones . . . . .	183
B.4	Limitation du réseau perceptron à une couche . . . . .	184
B.5	Le perceptron multicouches . . . . .	184
B.6	Nouvelle loi d'apprentissage - rétropropagation des erreurs . . . . .	185
B.7	Utilisation en physiques des hautes énergies . . . . .	187



# Introduction

La mesure du rapport de branchement du processus rare  $b \rightarrow s\gamma$  (changement de saveur par courant neutre) fait l'objet depuis les dernières années d'importantes recherches aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental. Ce processus, interdit à l'arbre n'intervient à l'ordre le plus bas, que par l'intermédiaire de diagrammes à une boucle, dits "diagrammes pingouins". Son étude expérimentale permet ainsi d'une part, un test important de la structure en boucles avec propagation d'un boson  $W$ , du Modèle Standard, et d'autre part, la possibilité de découvrir une nouvelle physique, puisque des particules ou des couplages autres que ceux existants dans le Modèle Standard sont susceptibles de faire varier de manière positive ou négative la valeur du rapport tel qu'il est calculé dans le cadre du Modèle Standard. Cette étude à LEP, où les quarks beaux sont produits dans les désintégrations  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , avait pour but principal la recherche d'un excès éventuel du taux de production du processus  $b \rightarrow s\gamma$ , par rapport à la valeur prédite par le Modèle Standard, qui pourrait signaler la présence d'une nouvelle physique. Les chapitres 1 et 2 de ce rapport sont consacrés respectivement au rappel du cadre théorique général dans lequel on se place pour l'étude de la physique des particules, et aux détails des calculs et incertitudes qui subsistent à l'heure actuelle en ce qui concerne la valeur du rapport de branchement recherché.

Dans le cadre de ce travail nous avons recherché le signal provenant des désintégrations  $b \rightarrow s\gamma$  dans le mode inclusif. En effet, si la recherche dans les modes exclusifs tels que  $B \rightarrow K^*\gamma$  ou encore  $B \rightarrow K^{**}\gamma$ , est du point de vue expérimental, plus facile à effectuer, le calcul de leur rapport de branchement respectif souffre, à l'heure actuelle, d'une erreur théorique importante.

Les données analysées ont été enregistrées lors des années 1991, 1992 et 1993, par le détecteur L3, dont la description fait l'objet du chapitre 3. Les deux chapitres suivants sont consacrés à l'analyse des données. Le chapitre 4 concerne les outils de sélection utilisés dans l'analyse ainsi que leurs performances. Le chapitre 5 est consacré aux détails de l'analyse, c'est à dire la comparaison point par point des distributions obtenues avec des événements réels et simulés par Monte Carlo, au fur et à mesure de l'application des coupures. L'étude détaillée de l'influence de ces sélections incluant les erreurs systématiques sur le résultat final est présentée dans ce même chapitre. Dans la dernière partie le résultat obtenu est discuté, et ses implications dans le cadre d'un Modèle Standard à deux Doublets de Higgs sont présentées. Nous comparons notre limite à celle obtenue par les autres expériences DELPHI au LEP et CLEO au CESR et nous mentionnons les perspectives d'amélioration du résultat.





# Chapitre 1

## Cadre Théorique Général

### 1.1 Introduction

Dans ce premier chapitre, on rappelle tout d'abord les éléments principaux du Modèle Standard, afin d'introduire la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, élément indispensable lorsque l'on parle de la physique des saveurs lourdes. Les modèles dits "au delà du Modèle Standard", les plus courants, sont cités brièvement dans la deuxième partie. La troisième partie de ce chapitre est consacrée à la production de paires  $b\bar{b}$  à partir des collisions  $e^+e^-$ , alors que la dernière partie traite des modèles d'hadronisation et de fragmentation utilisés dans les méthodes de simulation Monte Carlo. Dans toute la suite, on appelle "Modèle Standard", le Modèle Standard Minimal.

### 1.2 Le Modèle Standard : Introduction

#### 1.2.1 Forces et particules

Les quatre interactions connues aujourd'hui sont les interactions :

- **électromagnétique**, qui réunit comme son nom l'indique les interactions électrique et magnétique responsables des phénomènes très connus,
- **faible**, responsable de la radioactivité  $\beta$ ,
- **forte**, responsable de la cohésion des noyaux,
- **gravitationnelle**, responsable entre autre de la pesanteur.

Notre univers est composé de quarks et de leptons qui sont des fermions de spin  $1/2$ . Dans le cadre du Modèle Standard, ces particules sont regroupées en familles dont le nombre semble définitivement fixé à trois grâce à différentes observations expérimentales, voir la

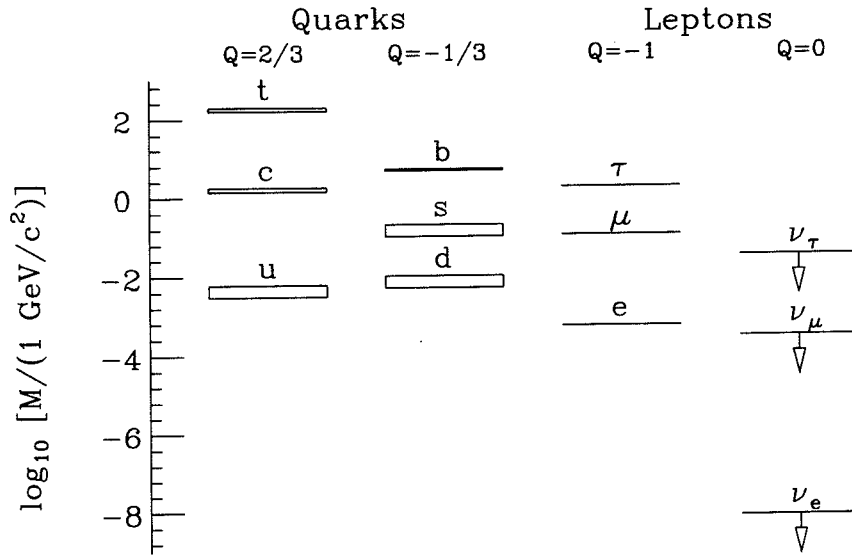


Figure 1.1: Masses en échelle logarithmique et charges électriques des quarks et leptons. L'épaisseur des rectangles représente l'erreur sur la mesure de la masse.

référence [1]. On compte donc trois familles de quarks composées d'un quark de type "up" ( $u, c, t$ ) et d'un quark de type "down" ( $d, s, b$ ). De même, trois familles de leptons, chacune étant composée d'une particule chargée et massive ( $e, \mu, \tau$ ) et d'une particule neutre et sans masse ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Ainsi le Modèle Standard compte 12 particules, chacune d'entre elles étant associée à son antiparticule. Toutes ont maintenant été observées sauf le neutrino  $\nu_\tau$ . Leur masse, et charge sont regroupées sur la figure 1.1.

### 1.2.2 Modèle Standard des interactions électrofaibles

#### Bref Historique

De la même manière que Maxwell en 1864 unifie les interactions électrique et magnétique, dans la théorie de l'électromagnétisme, Glashow, unifie en 1961 les interactions faible et électromagnétique dans une théorie invariante de jauge basée sur le groupe  $SU(2) \times U(1)$ . Il postule alors l'existence de trois bosons de jauge ; mais le fait que ces particules soient massives viole la symétrie. Pour résoudre ce problème des masses, Weinberg et Salam développent en 1969 l'idée de la brisure spontanée de symétrie par le phénomène de Higgs. La théorie résultante est connue comme étant le modèle de Glashow Weinberg Salam [2]. Enfin l'introduction des quarks dans cette théorie a été effectuée par Glashow Iliopoulos Maiani [3].

C'est donc ce Modèle Standard des interactions électrofaibles qui a guidé les découvertes expérimentales depuis plus de trente ans, en débutant avec l'observation des bosons W et Z et en culminant en 1994 avec la première observation du quark top à Fermilab [4].

Les propriétés observées des nouvelles particules ont été, jusqu'à présent, très proches de celle prédites par la théorie.

Notons que le mécanisme de la brisure de symétrie, qui permet de donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions, est toujours sujet à discussion aujourd'hui puisque le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert.

### Groupes, Champs et Particules

Le groupe  $SU(2)_L$  est le groupe d'invariance d'isospin faible et le groupe  $U(1)_Y$  est le groupe d'invariance d'hypercharge faible. L'hypercharge faible ( $Y$ ) étant reliée à la troisième composante d'isospin faible ( $I_3$ ) par la relation empirique :

$$Q = I_3 + Y/2$$

Chaque groupe de symétrie possède des générateurs auxquels sont associés des champs de jauge, vecteurs de l'interaction, auquel on associe des particules physiques qui sont les bosons de jauge,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ , et  $\gamma$  :

Groupe de jauge	Nombre de générateurs	Champs de jauge
$SU(2)$	3	$W_\mu^a$ ( $a=1, 2, 3$ )
$U(1)$	1	$B_\mu$

Tous les fermions sont décrits en théorie des champs comme les projections droites et gauches de spineurs à 4 composantes de Dirac. Ils sont donc décomposés en particules d'hélicités<sup>1</sup> différentes. Les fermions d'hélicité gauche appartiennent à des doublets de  $SU(2)_L$  et sont donc sensibles à l'interaction faible par courants chargés. Les fermions d'hélicité droite appartenant à des singlets ne sont sensibles qu'aux interactions par courants neutres ( $Z, \gamma$ ). Les neutrinos droits, sans masse dans le Modèle Standard, et, comme leur nom l'indique, neutres, ne sont sensibles à aucune des quatre interactions et ne comptent donc pas parmi les particules du Modèle Standard.

Les quarks et leptons du Modèle Standard des interactions électrofaibles sont donc :

Quarks			Q	$I_3$	Y
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3	1/2	1/3
$u_R$	$c_R$	$t_R$	-1/3	-1/2	1/3
$d_R$	$s_R$	$b_R$	2/3	0	4/3
			-1/3	0	-2/3

Leptons			Q	$I_3$	Y
$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	-1	-1/2	-1
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	1/2	-1
			-1	0	-2

<sup>1</sup>L'hélicité est la valeur propre de  $\gamma^5$ ,  $\gamma^5 = +1$  : hélicité droite,  $\gamma^5 = -1$  : hélicité gauche

Les indices  $L$  et  $R$  indiquent qu'il s'agit des projections respectivement gauche et droite des champs. On obtient la projection gauche et droite d'un spineur à quatre composantes par  $G = (1 - \gamma^5)/2\Psi$  et la droite par  $D = (1 + \gamma^5)/2\Psi$ ,  $G$  et  $D$  étant les spineurs de Dirac à deux composantes

### 1.2.3 Interaction forte

Enfin, l'interaction forte, est responsable de la cohésion des noyaux. Elle admet  $SU(3)_c$ , comme groupe de symétrie et ses huit bosons vecteurs sont les gluons. La théorie qui régit cette interaction est la Chromodynamique Quantique (QCD), dans laquelle les quarks, seuls porteurs d'une charge de couleur, sont des triplets de  $SU(3)_c$  et donc subissent l'interaction forte.

L'interaction forte, dont la constante de couplage s'écrit  $\alpha_s$ , est responsable de la cohésion des quarks dans les hadrons. Plus les quarks sont éloignés les uns des autres plus sa force est "forte" et au contraire, dans la limite où ils sont très proches, cette force devient nulle et les quarks deviennent libres. c'est ce que l'on appelle le régime de liberté asymptotique.  $\alpha_s = g''/4\pi$  s'écrit ainsi en fonction de l'énergie disponible :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

où  $n_f$  est le nombre de saveur de quarks de masse inférieure à  $Q/2$ , et  $\Lambda_{QCD}$  est l'échelle d'énergie de QCD déterminée expérimentalement de l'ordre de 200 MeV. C'est là que l'on aperçoit le "problème" de QCD. Lorsque  $\alpha_s$  devient proche de un, en effet, on ne peut plus se placer en régime perturbatif. A l'heure actuelle, on ne sait pas encore calculer les prédictions de la théorie de champ quantique en régime non-perturbatif ; c'est la raison pour laquelle on utilise soit des modèles phénoménologiques, soit des techniques de discrétisation de l'espace temps comme les calculs sur réseaux.

#### Remarque

Le Modèle Standard réunit les interactions électrofaible et forte sans les unifier. Il est donc basé sur la symétrie de jauge  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Notons que la force gravitationnelle, qui n'est pas incluse comme les trois autres interactions dans la théorie du Modèle Standard, est de toute façon négligeable à l'échelle d'énergie qui concerne la physique des particules.

### 1.2.4 Le lagrangien des interactions électrofaibles

Afin de comprendre le mécanisme qui donne une masse aux fermions, on explicite le lagrangien des interactions électrofaibles en le décomposant comme suit :

$$\mathcal{L}_{EF} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.2)$$

•  $\mathcal{L}_{cin}$  décrit les termes cinétiques des bosons de jauge de l'interaction électrofaible initialement sans masse. On note  $W_\mu^a$  le champ à trois composantes de Yang Mills ( $a = 1, 2, 3$ ), correspondant aux bosons de jauge de  $SU(2)_L$  et  $B_\mu$  le champ scalaire correspondant au boson médiateur de  $U(1)_Y$  :

$$\mathcal{L}_{cin} = \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu}^a \vec{W}^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où

$$\vec{W}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \vec{W}_\nu^a - \partial_\nu \vec{W}_\mu^a - g \epsilon_{abc} \vec{W}_\mu^b \vec{W}_\nu^c \quad (1.4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.5)$$

$g$  est la constante de couplage associée à  $SU(2)$ .

•  $\mathcal{L}_{fermions}$  décrit les interactions des fermions avec les champs de Yang-Mills. Ce lagrangien correspond au lagrangien de Dirac avec une interaction invariante de jauge :

$$\mathcal{L}_{fermion} = \bar{\Psi} i \gamma^\mu D_\mu \Psi \quad (1.6)$$

où la dérivée covariante agissant sur le champ  $\Psi$  s'écrit :

$$D_\mu \Psi = \left( \partial_\mu - i g \vec{I} \cdot \vec{W}_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi.$$

→  $g$  et  $g'$  correspondent aux constantes de couplage des groupes  $SU(2)$  et  $U(1)$  respectivement.

→  $\vec{I}$  représente l'isospin faible et  $Y$  l'hypercharge.

Une fois décomposé sur les états d'hélicité gauche et droite, on a :

$$\mathcal{L}_{fermion} = \bar{L} \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L + \bar{R} \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \quad (1.7)$$

→  $\vec{\tau}$  représente les trois matrices de Pauli

•  $\mathcal{L}_{Higgs}$  : le mécanisme de Higgs nécessite l'existence d'un champ de Higgs.  $\mathcal{L}_{Higgs}$  doit être invariant sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Dans le cadre du Modèle Standard Minimal on choisit un seul doublet de  $SU(2)$  de champ scalaire complexe, d'isospin faible 1/2 et d'hypercharge  $Y=1$ , ce qui nécessite qu'une composante soit positive et l'autre neutre. Le Lagrangien s'écrit donc de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = |i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu|^2 \phi - V(\phi) \quad (1.8)$$

avec  $\phi$  doublet de champ de Higgs,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{ avec } \begin{cases} \phi^+ \equiv (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 \equiv (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{cases}$$

et le potentiel

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

On se place dans le cas où  $\mu^2 \leq 0$  et  $\lambda \geq 0$ , le potentiel a alors deux minima pour  $\phi^\dagger \phi = \frac{v^2}{2}$  et  $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ . Dans le cadre du Modèle Standard Minimal, on choisit la valeur du vide  $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ . En développant le lagrangien perturbativement autour d'une des deux

valeurs de vide,  $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$ , on obtient :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2} M_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^2 + \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu^2 \quad (1.9)$$

avec  $A_\mu$  et  $Z_\mu$  les champs physiques associés au photon et au  $Z$ , diagonalisant la matrice de masse :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

On a alors :  $M_W = \frac{1}{2} v g$ ,  $M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}$ ,  $M_A = 0$ , et  $M_W/M_Z = \cos\theta_W$ .

$\theta_W$ , l'angle de Weinberg est l'un des paramètres libres de la théorie.

- $\mathcal{L}_{Yukawa}$  qui décrit les interactions des fermions avec le champ de Higgs

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & - \sum_{leptons} [(G_e)_j \bar{L}_L^j \phi l_R^j + h.c.] \\ & - \sum_{quarks} [(G_u)_j \bar{Q}_L^j \phi q_R^{u,j} + (G_d)_j \bar{Q}_L^j \phi_c q_R^{d,j} + h.c.] \end{aligned} \quad (1.11)$$

avec :

→  $(G_e)$ ,  $(G_u)$  et  $(G_d)$ , les constantes de couplages des leptons, et des quarks de type up et de type down respectivement.

→  $L_L$  et  $l_R$ , les composantes d'hélicité gauche et droite des spineurs des leptons :

→  $Q_L$ ,  $q_R^u$  et  $q_R^d$ , les composantes d'hélicité gauche et droite des spineurs des quarks ( $u$  et  $d$  pour quarks de type "up" et "down")

→  $\phi_c = -i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix}$ .

Lorsque l'on développe à nouveau perturbativement le Lagrangien autour d'une des valeurs du vide, apparaissent alors les termes de masse des leptons et des quarks :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_{leptons} \left[ \frac{(G_e)^{jj}}{\sqrt{2}} \bar{l}^j l^j \left(1 + \frac{h}{v}\right) \right] \quad (1.12)$$

$$- \sum_{quarks} \left[ \frac{(G_u)^{jk}}{\sqrt{2}} \bar{u}^j u^k \left(1 + \frac{h}{v}\right) + \frac{(G_d)^{jk}}{\sqrt{2}} \bar{d}^j d^k \left(1 + \frac{h}{v}\right) \right] \quad (1.13)$$

La masse des leptons est donc donnée par la matrice  $G_e$ , que l'on transforme en une matrice de masse diagonale dont les éléments sont réels et non négatifs en appliquant la transformation  $AG_e B^{-1} = D$ . En transformant  $l_R \rightarrow B^{-1}l_R$  et  $L_l \rightarrow A^{-1}L_l$ , on obtient la matrice de masse diagonale  $D$  et on a pour  $j = e, \mu, \tau$ :

$$m_j = \frac{(D)^{j\nu}}{\sqrt{2}} \quad (1.14)$$

Notons que le Modèle Standard ne prédit pas du tout la valeur des éléments de cette matrice et qu'aucune relation n'existe entre les différents éléments de sorte que l'on ne peut pas déduire la masse d'un lepton à partir de la masse d'un autre lepton. Enfin, notons que les neutrinos étant sans masse, le passage d'un lepton d'une famille à une autre est interdit.

Pour le secteur des quarks, les matrices  $G_u$  et  $G_d$  sont elles aussi quelconques. Quatre matrices unitaires  $U_{L,R}^{u,d}$ , permettent de faire apparaître des matrices diagonales  $M_{u,d}$  et de passer ainsi des états propres de l'interaction faible aux états propres physiques.

$$G_u = U_L^{u+} M_u U_R^u \quad (1.15)$$

$$G_d = U_L^{d+} M_d U_R^d \quad (1.16)$$

$$\text{On a donc } \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}'_{L,R} = U_{L,R}^u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}'_{L,R} = U_{L,R}^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R}$$

Par convention, on choisit de prendre la matrice  $U^u$  égale à l'unité, ce qui signifie que les quarks de type "up" sont à la fois états propres de masse et de l'interaction faible.

Ceci modifie les termes d'interaction des quarks avec les bosons de jauge  $W^+$  et  $W^-$ . Le lagrangien des courants chargés peut en effet s'écrire de la manière suivante:

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}(J_\mu^{cc} W^\mu + h.c.) \quad (1.17)$$

avec

$$J_\mu^{cc} = \sum_{\text{leptons}} \bar{\Psi}_{\nu l} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \Psi_l + \sum_{\text{quarks}} \bar{\Psi}_q \gamma_\mu (1 - \gamma^5) U^u U^{d+} \Psi_{q'} \quad (1.18)$$

La matrice  $V_{CKM} = U^u U^{d+}$  a les propriétés suivantes:

- $V_{CKM}^+ V_{CKM} = 1$
- $|\det V_{CKM}|^2 = 1$

Elle fut déterminée par Cabibbo dans le cas de 2 familles de quarks en introduisant un paramètre libre qui est l'angle de Cabibbo  $\theta$ . Dans ce cas,  $C = U^u U^{d+} = e^{-i\theta\tau_2}$ . Plus tard, Kobayashi et Maskawa donnèrent sa forme plus générale à la matrice dans le cas de trois familles. On appelle donc cette matrice la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa,  $V_{CKM}$ . Ces éléments sont fonction de trois angles indéterminés,  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  (avec  $\theta_1$  l'angle de Cabibbo) et d'une phase  $\delta$  également indéterminée.



Le paramétrage original de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa est le suivant :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 c_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où  $c_i \equiv \cos\theta_i$ ,  $s_i \equiv \sin\theta_i$  pour ( $i = 1, 2, 3$ )

De l'existence de la phase  $\delta$  résulte une densité de lagrangien complexe. C'est la raison pour laquelle une phase  $\delta$  non nulle entraîne une violation de T et, par le théorème de CPT, cela entraîne une violation de CP.

### 1.2.5 Les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Dans le paramétrage de Wolfenstein, on écrit la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa en terme de développement du paramètre  $\lambda = |V_{us}|$  :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.20)$$

Les 4 paramètres indépendants sont ici,  $A$ ,  $\lambda$ ,  $\rho$  et  $\eta$ .

Dans ce paramétrage, il est visible que les transitions sont favorisées à l'intérieur d'une même famille. On remarque en effet que la matrice est presque diagonale. Notons qu'à l'ordre de  $\mathcal{O}(\lambda^4)$ , la valeur de  $V_{tb}$  est égale à 1, ce qui signifie que le quark  $t$  se désintègre dans quasiment 100% des cas en un quark  $b$ .

En ce qui concerne les désintégrations des  $b$ , il est cinématiquement impossible à un quark  $b$  de se désintégrer en un quark  $t$  réel, donc les seuls désintégrations possibles à l'arbre pour le quark  $b$ , sont le quark  $c$  et le quark  $u$ . On remarque que les éléments de la matrice concernés sont à l'ordre  $\mathcal{O}(\lambda^2)$  et  $\mathcal{O}(\lambda^3)$ ; la transition  $b \rightarrow u$  est donc en général négligée.

Les éléments  $V_{ij}$  dépendent des 4 paramètres libres du Modèle Standard, ils doivent donc être déterminés expérimentalement.

### Déterminations expérimentales des éléments de la matrice CKM

Le paramètre  $\lambda$  est déterminé par comparaison des désintégrations des particules étranges par rapport aux désintégrations des muons et aux désintégrations nucléaire  $\beta$ . Ceci donne une valeur de  $\lambda \simeq \sin\theta_c \simeq 0.22$ . L'estimation de  $A$  est donnée par la durée de vie des hadrons  $b$  et de leur rapport de branchement semi-leptonique:  $A = 0.79 \pm 0.06$ . Les désintégrations des hadrons  $b$  en particules non charmées donne lieu à la mesure de  $V_{ub}$  et permettent donc de conclure que  $|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.02$  où  $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.09$ . La quantité qui souffre le plus d'incertitude est la phase de  $V_{ub}$ :  $\text{Arg}(V_{ub}^*) = \arctan(\eta/\rho)$ . Des informations sur cette quantité peuvent être obtenues en étudiant ses effets sur les contributions des diagrammes d'ordres élevés mettant en jeu le quark  $t$ . Deux importantes

sources d'information indirecte sur les paramètres  $\rho$  et  $\eta$  sont les oscillations  $B^0 - \bar{B}^0$  et la violation de CP dans le mélange  $K^0 - \bar{K}^0$ .

Nous ne citerons ici qu'une revue des limites et mesures actuelles des valeurs de ces éléments.[5]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9738 - 0.9752 & 0.032 - 0.048 \\ 0.004 - 0.015 & 0.030 - 0.048 & 0.998 - 0.9995 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

### 1.2.6 Paramètres libres du Modèle Standard

Comme nous l'avons détaillé dans les sections précédentes, le nombre de paramètres libres du Modèle Standard est donc de 18 :

- Les trois constantes de couplages  $g$ ,  $g'$  et  $g''$
- Les masses des 6 quarks et des 3 leptons massifs
- Les 4 paramètres indépendants de la matrice CKM
- Les 2 paramètres indépendants décrivant le potentiel de Higgs

En général, on exprime plutôt ces paramètres en fonction des constantes que l'on mesure le mieux expérimentalement, et de celles qui sont recherchées. Ainsi on parle plutôt de la constante de couplage électromagnétique  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$  avec  $e$  relié à  $g$  et  $g'$ , de la masse du boson Z,  $M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}$ , de la constante de Fermi  $G_F = \frac{-\lambda}{\mu^2 \sqrt{2}}$ , de la constante de couplage fort  $\alpha_s = \frac{g''^2}{4\pi}$ , et de la masse du Higgs  $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$ .

### 1.2.7 Conclusion

Le Modèle Standard des interactions forte et électrofaible a, jusqu'à présent donné entière satisfaction quant à ses prédictions. Il n'en reste pas moins que le fait qu'il n'inclût pas, dans sa théorie, la force gravitationnelle ou encore que le boson de Higgs n'ait toujours pas été découvert, peut laisser penser que peut être, ce n'est qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale qu'il reste à déterminer.

Dans le cadre de ces recherches, plusieurs modèles ont été développés et nous en citerons deux plus particulièrement.

## 1.3 Au delà du modèle standard minimal

### 1.3.1 Le Modèle Standard Non Minimal à deux Doublets de Higgs : 2HDM

Le fait de ne choisir qu'un seul doublet de champ scalaire complexe de Higgs nous place dans le cadre du Modèle Standard Minimal. On peut toutefois dépasser ce modèle en utilisant non plus un mais plusieurs doublets de Higgs. Citons le cas du Modèle Standard Non Minimal à deux Doublets de Higgs [6] où on introduit cette fois-ci deux champs complexes, doublets de SU(2) :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Pour la brisure de symétrie on prend les valeurs moyennes dans le vide :

$$(\Phi_1)_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad (\Phi_2)_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Le paramètre de mélange s'écrit  $tg\beta = \frac{v_2}{v_1}$ . La brisure de symétrie permet de donner une masse en plus des bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z^0$ , à cinq bosons de Higgs. Parmi eux, on trouve deux bosons de Higgs chargés,  $H^\pm$ , et trois bosons de Higgs neutres,  $A^0$ ,  $H^0$  et  $h^0$ .

L'existence de ces deux bosons de Higgs chargés est importante pour notre analyse car, comme nous le verrons plus précisément dans le chapitre suivant, ils peuvent contribuer de manière positive à l'amplitude de la transition  $b \rightarrow s\gamma$ .

#### Remarque sur les changements de saveur par courant neutre (FCNC)

L'introduction d'un second doublet ajoute dans le Lagrangien un terme supplémentaire pour chaque fermion. La matrice de masse est alors la somme de deux matrices. Une fois la matrice de masse diagonalisée, la matrice de couplage au Higgs n'est pas nécessairement diagonale, et on obtient alors des couplages entre les différentes saveurs. Afin de supprimer ces FCNC, deux méthodes sont utilisées. Dans la première on ne permet qu'à un seul des deux doublets de se coupler aux deux types de quarks (type I) [8] ; la seconde consiste à ne coupler qu'un seul doublet aux quarks de type "up" alors que l'autre est couplé aux quarks de type "down" (type II) [7].

### 1.3.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal MSSM

Dans le Modèle Standard, les corrections apportées à la masse du Higgs font apparaître des termes quadratiques en  $\Lambda$ ,  $\Lambda$  étant la valeur limite au delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valable. Ces divergences sont normalement éliminées par la renormalisation de la théorie mais pour une échelle  $\Lambda$  de l'ordre de  $10^{15}$  GeV, (échelle d'énergie de la grande Unification), la limite supérieure de la masse du Higgs qui est de 1 TeV implique un réajustement de la masse hors corrections radiatives de  $10^{24}$ .

Ce problème de divergences peut être éliminé par la supersymétrie qui associe à chaque boson un partenaire fermionique alors que les partenaires des fermions sont des bosons scalaires. Dans ce cas, les divergences sont annulées à tous les ordres puisque les termes fermioniques et bosoniques diffèrent entre eux par un facteur  $-1$ .

Plusieurs modèles supersymétriques ont été développés [9] parmi eux on peut tout d'abord distinguer le Modèle Supersymétrique Standard Minimal (MSSM), qui est le plus économique en terme de nombre de champs et de paramètres introduits, et d'autre part les Modèles Supersymétriques Non-Minimaux, qui introduisent plus de champs et plus de paramètres.

La description de ces modèles ne rentre pas dans le cadre de ce travail, néanmoins, certaines particules supersymétriques pouvant intervenir de manière constructive ou destructive dans l'amplitude de désintégration  $b \rightarrow s\gamma$ , nous citerons ici les généralités concernant le modèle MSSM, à savoir quelles sont les particules nouvelles à considérer, et quels en sont les paramètres.

## Les particules du MSSM

Le terme "minimal" implique au moins deux spécificités importantes pour notre analyse :

- Seuls les superchamps de la version supersymétrique minimale du Modèle Standard sont présents.
- La R-parité<sup>2</sup> est conservée dans le but d'interdire les termes de violation du nombre leptonique ou baryonique dans le superpotentiel. Les particules supersymétriques ont une R-parité de  $-1$  alors que les celles du Modèle Standard ont une R-parité de  $1$ . Dans un vertex à trois particules comme c'est le cas dans le diagramme de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$ , la conservation de la R-parité implique que le nombre de diagrammes supersymétriques intervenant dans la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  est réduit. En effet, on ne peut remplacer dans le diagramme pingouin, que deux particules du Modèle Standard par leurs partenaires supersymétriques pour que la R-parité totale soit toujours égale à  $1$ . Dans le chapitre 2, nous expliciterons plus en détails ces diagrammes additionnels.

Le modèle MSSM est basé sur le groupe de jauge  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Le contenu en particules est de 3 familles de quarks et de leptons, 12 bosons de jauge, deux doublets de Higgs et toutes leur particules partenaires. Chaque boson vecteur a un partenaire fermionique supersymétrique.

Les partenaires des quarks sont appelés les squarks et ceux des leptons, les sleptons, alors que les partenaires fermioniques des bosons de jauge vectoriels sont appelés les gluinos, wino, zino, photino et ceux des bosons de jauge scalaires, les higgsinos.

La brisure spontanée de symétrie est obtenue en laissant les composantes scalaires des champs  $H_1$  et  $H_2$  prendre les valeurs du vide  $v_1$  et  $v_2$ .

<sup>2</sup>La R-parité est définie comme :  $R = (-1)^{(3B-L+2S)}$ , B représentant nombre baryonique, L nombre leptonique et S le spin.

## Les paramètres du MSSM

Le fait de se placer dans le cadre Minimal de la Supersymétrie réduit le nombre de paramètres de cette théorie, qui dépend de la structure spécifique de la brisure locale de SUSY<sup>3</sup>.

Il y a au moins cinq paramètres en plus des couplages de jauge et de Yukawa :

- Le couplage dimensionnel  $\mu$  du terme bilinéaire  $H_1 H_2$  dans le superpotentiel où  $H_1$  et  $H_2$  dénotent les superchamps contenant les deux doublets de Higgs ;
- Une masse commune  $m$  de brisure douce pour tous les scalaires de la théorie. (brisure douce signifie que la symétrie n'est pas brisée spontanément mais en rajoutant un lagrangien "doux" de manière *ad hoc* ;
- Une masse commune  $M$ , pour tous les jauginos ;
- Un paramètre  $A$  qui apparaît dans le terme trilinéaire scalaire de brisure douce obtenu en prenant la composante scalaire des termes correspondants dans le superpotentiel,
- enfin, un paramètre  $B$  qui est présent dans le terme scalaire bilinéaire  $H_1 H_2$  de brisure douce.

La présence d'une métrique plate de Kähler, implique que  $A$  et  $B$  soient connectés par la relation  $B = A - 1$ . Ainsi, le nombre de paramètres SUSY libres se réduit à quatre ( $\mu$ ,  $m$ ,  $M$ , et  $A$ ).

D'autre part, en considérant que les angles de mélange CKM sont connus, et que la brisure spontanée de symétrie de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  est induite radiativement (ce qui est admis en vue de la grande masse du quark  $t$ ), le spectre total des faibles énergies peut être décrit dans un espace des phases à quatre dimensions : 3 paramètres SUSY et la masse du quark  $t$ .

Finalement, le nombre de paramètres indépendants additionnels à ceux du Modèle Standard est uniquement de trois :  $m$ ,  $M$ , et  $\tan\beta$ .

## 1.4 La physique du b à LEP

### 1.4.1 Bref Historique de la physique de la beauté

Dès 1972 Kobayashi et Maskawa [10] soulignent la possibilité d'expliquer la violation de CP observée dans le système  $K\bar{K}$ , par l'existence d'une troisième famille de quarks et l'apparition subséquente d'une phase complexe dans la matrice de mélange des quarks. En effet, une matrice  $(2 \times 2)$  unitaire peut être rendue réelle. La confirmation de cette hypothèse apparaît lorsque trois ans plus tard, le groupe M. Perl découvre à SLAC le

<sup>3</sup>SUSY : Abréviation utilisée pour Supersymétrie

lepton  $\tau$  [11] qui s'interprète naturellement comme étant le premier membre de cette troisième famille.

C'est deux ans plus tard, en 1977, que le quark beau est mis en évidence à Fermilab par L. Lederman et ses collaborateurs [12] grâce à l'observation de la résonance  $\Upsilon(4S)$ , l'état lié  $b\bar{b}$ . Cette découverte déclenche aussitôt la mise en route du programme expérimental auprès des grands accélérateurs  $e^+e^-$  au voisinage du seuil de production de paires  $b\bar{b}$ . Deux machines, l'une DORIS en Allemagne et l'autre CESR à Cornell aux Etats-Unis vont ainsi se positionner sur la région des résonances  $\Upsilon$  à partir de 1980 et fournir la majeure partie des résultats disponibles actuellement sur les désintégrations des mésons beaux.

Cependant, en 1980, démarrent également les machines  $e^+e^-$  de plus haute énergie, PEP à SLAC aux Etats-Unis et PETRA en Allemagne. Les particules belles produites ont suffisamment de poussée de Lorentz pour permettre la mesure de la durée de vie et c'est en 1982 qu'est mesurée, par l'expérience MAC [13], la durée de vie moyenne des particules belles pour la première fois.

En 1989 démarrent enfin les collisions  $e^+e^-$  au LEP, au voisinage de la masse du  $Z$ , où l'étude de la beauté sans être l'objectif principal, est l'un des points de recherche privilégié. En effet le LEP est très compétitif par rapport aux machines dédiées à l'étude de la beauté pour plusieurs raisons que nous allons citer ici :

- Les détecteurs du LEP sont mieux adaptés à la physique des quarks lourds grâce à l'adjonction de détecteurs de vertex et de moyens performants d'identification de particules.
- A PEP, PETRA et TRISTAN, les événements  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow b\bar{b}$  ne constituaient que 9.1 % du lot d'événements hadroniques ( $4.5 \times 10^4$  événements  $q\bar{q}$  pour une expérience typique à PETRA). La charge électrique du  $b$  en était la cause. Sur ces machines la production de la beauté était fortement concurrencée par celle du charme (36.4 % des événements hadroniques) qui est son bruit de fond naturel. A LEP la situation entre le charme et la beauté est très équilibrée : respectivement 17.1% et 21.8% des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .
- LEP produit des quarks  $b$  et  $c$  d'énergie égale à environ 45 GeV. Comme la fragmentation des quarks lourds est dure, ce qui signifie que la fraction d'énergie du  $Z$  que l'on retrouve dans les hadrons lourds est grande, ceci conduit à produire des hadrons lourds rapides. Les distances de vol moyenne des particules lourdes deviennent alors suffisamment grandes pour être mesurables avec une précision de l'ordre de 5 à 10 %. Cette précision de mesure et le taux de production de particules lourdes à LEP en fait un lieu de recherche extrêmement important pour la physique de la beauté.
- La fragmentation dure des quarks lourds a aussi l'avantage de produire un environnement propre autour des hadrons lourds.

#### 1.4.2 Production des paires fermion-antifermion à LEP

Lors de l'interaction d'un électron et d'un positron à l'énergie du LEP phase I, deux contributions sont attendues : soit l'échange entre électron et positron d'un photon ou

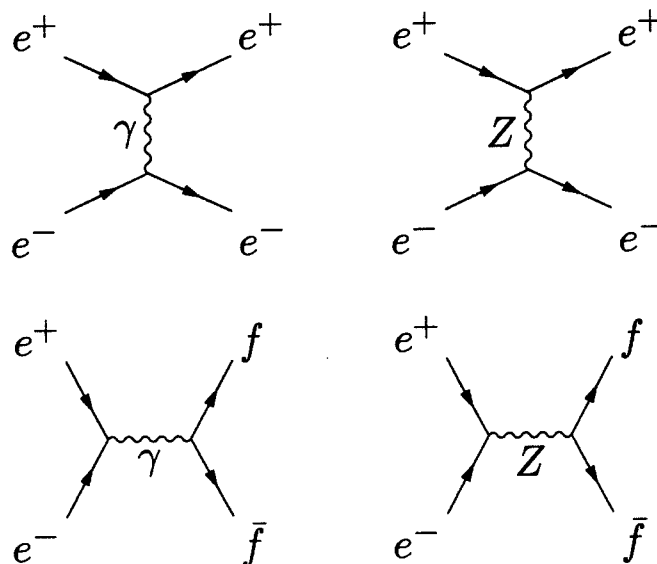


Figure 1.2: Différents type d'interaction  $e^+ e^-$ , échange dans la voie  $t$  (haut) et annihilation dans la voie  $s$  (bas)

d'un boson  $Z$ , qui donne dans l'état final, un électron et un positron, (voir figure 1.2 (haut)), soit leur annihilation en un photon ou un boson  $Z$ , qui se matérialise ensuite en une paire fermion-antifermion. (voir figure 1.2 (bas))

La section efficace de production du  $Z$  en paires fermion-antifermion est constituée de trois termes, les deux premiers correspondant aux deux processus décrits figure 1.2 (bas), et le troisième à un terme d'interférence. Dans le cas de la phase I du LEP où l'énergie disponible dans le centre de masse est précisément la masse du boson  $Z^0$ ,  $\simeq 91$  GeV, le terme d'interférence devient négligeable. D'une manière tout à fait générale, dans le Modèle Standard, le couplage  $Z \rightarrow q\bar{q}$  ne dépend que de deux paramètres de couplages, axial et vectoriel :  $v_q$  et  $a_q$ .

Les formules simplifiées de la section efficace de production de paires fermion-antifermion, à partir d'annihilation  $e^+e^-$  sont les suivantes :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow f\bar{f}) + \sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) \quad (1.24)$$

avec

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_Z^2} Q_f^2 \quad (1.25)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\Gamma_Z^2} (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \quad (1.26)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine,  $M_Z$  la masse du  $Z$ ,  $Q_f$  est la charge électrique du fermion final,  $\Gamma_Z$  la largeur du  $Z$  et enfin,  $v_f$  et  $a_f$  sont les couplages vectoriel et axial du

fermion au Z :

$$\begin{aligned} v_f &= \frac{1}{4\sin\theta_W\cos\theta_W}(2I_{3L}^f - 4Q_f\sin^2\theta_W) \\ a_f &= \frac{1}{4\sin\theta_W\cos\theta_W}(2I_{3L}^f) \end{aligned} \quad (1.27)$$

avec  $\theta_W$ , l'angle de Weinberg et  $I_{3L}$  la troisième composante d'isospin faible.

A l'énergie de LEP I, la section efficace dominante est celle de l'annihilation de la paire électron-positron en un Z.

### 1.4.3 Largeur partielle de désintégration de Z en paire $b\bar{b}$ dans le cadre du Modèle Standard

Pour un processus donné, l'approximation de Born correspond aux diagrammes de Feynman calculés à l'ordre le plus bas. Lorsque l'on se place dans ce cadre, la largeur partielle de désintégration du Z en paire  $q\bar{q}$  est donnée par le formule :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow q\bar{q}) = \beta \frac{3 - \beta^2}{2} \Gamma_0^v + \beta^3 \Gamma_0^a \quad (1.28)$$

avec

$$\Gamma_0^{v(a)} = \frac{G_\mu m_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} v_q^2 (a_q^2) \quad (1.29)$$

où :

- $\beta$  est un terme de masse donné par  $\beta = \sqrt{1 - 4m_q^2/s}$
- $\Gamma_0^v$  et  $\Gamma_0^a$  sont les largeurs calculées dans l'approximation de Born, correspondant aux composantes vectorielles et axiales du couplage.

La dépendance en masse qui intervient par le terme  $\beta$  étant de l'ordre de  $\mathcal{O}(10^{-2})$  pour le terme axial et de l'ordre de  $\mathcal{O}(10^{-4})$  pour le terme vectoriel, étant négligeable, on utilise la formule simplifiée suivante :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow q\bar{q}) = \frac{G_\mu m_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} (v_q^2 + a_q^2) \quad (1.30)$$

En utilisant les valeurs suivantes, [5]

- $\sin^2\theta_W = 0.2319$
- $\sqrt{s} = M_Z = 91.187 \text{ GeV}/c^2$
- $G_\mu = 1.1664 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$



on calcule, dans cette approximation, la largeur de désintégration du  $Z$  en paire  $b\bar{b}$  :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b}) = 367.8 \text{ MeV}. \quad (1.31)$$

alors que la largeur totale de désintégrations du  $Z$  en paires de quarks est de 1673.5 MeV. On en déduit le rapport de branchement du  $Z$  en paires de quarks  $b\bar{b}$  :

$$\mathcal{B}r(Z \rightarrow b\bar{b})/\mathcal{B}r(Z \rightarrow q\bar{q}) \simeq 22\% \quad (1.32)$$

Cette largeur est à comparer à la valeur de  $\gamma \rightarrow b\bar{b} \sim 9.1\%$  de l'expérience PETRA. En effet, l'équation 1.26 montre que dans le cas où la section efficace dominante est celle de l'annihilation par un photon, celle-ci est directement proportionnelle au carré de la charge électrique des quarks produits, ce qui défavorise la production de quarks  $b$  de charge  $-\frac{1}{3}$  par rapport aux quarks  $c$  de charge  $\frac{2}{3}$ .

Pour calculer plus précisément ces largeurs de désintégrations il faut tenir compte des corrections radiatives. Celles-ci correspondent aux termes d'ordres supérieurs négligés dans le cadre de l'approximation de Born. On compte trois types de corrections :

- Corrections QED

Ces corrections purement électromagnétiques correspondent au rayonnement de photons réels et à l'échange de photons virtuels. On en tient compte en introduisant un terme correctif à la formule de la largeur :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow q\bar{q})(1 + \delta_{QED})$$

avec  $\delta_{QED} = \frac{3\alpha}{4\pi} e_q^2$ .

Dans le cas du quark  $b$  cette correction reste très faible à cause de la dépendance en  $e_b^2 = (-1/3)^2$ . On a  $\delta_{QED} \simeq 0.019\%$ .

- Correction QCD

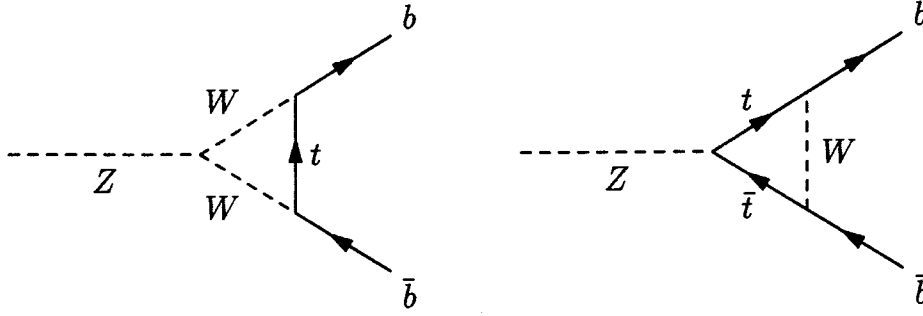
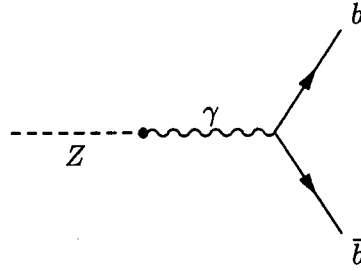
Ces corrections sont exprimées en fonction de la constante de couplage fort  $\alpha_s$  et sont différentes pour  $\Gamma^v$  et  $\Gamma^a$ . On les exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) &= \Gamma^v(1 + c_1 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + c_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + c_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3) \\ &+ \Gamma^a(1 + d_1 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + d_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + d_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3) \end{aligned} \quad (1.33)$$

L'auteur de la référence [15] montre que pour  $m_t = 150$  GeV, les corrections QCD à la largeur partielle  $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$  sont de l'ordre de  $\delta_{QCD} \simeq 4\%$ . Notons toutefois que ces corrections apparaissant aussi bien au numérateur qu'au dénominateur dans le rapport  $R_b$  elles restent négligeables en ce qui concerne notre analyse.

- Corrections au vertex et corrections électrofaibles [14]

Les premières sont représentées par les diagrammes de Feynman de la figure 1.3. On ne présente pas ici les diagrammes introduisant un Higgs puisque les corrections varient


 Figure 1.3: Corrections au premier ordre au couplage  $Z \rightarrow b\bar{b}$ 

 Figure 1.4: Correction au propagateur du  $Z$  pour le couplage  $Z \rightarrow b\bar{b}$ 

logarithmiquement avec la masse de celui-ci, et sont considérées ici comme négligeables. Voir référence [15].

Ces corrections sont spécifiques au quark  $b$  puisqu'elles introduisent un quark top. En effet, seules les valeurs des éléments de la matrice CKM  $V_{tq}$  pour lesquels  $q = b$  ne sont pas négligeables. ( $V_{tb} \in [0.9988, 0.9995]$ ,  $V_{ts} \in [0.030, 0.048]$ ,  $V_{td} \in [0.004, 0.015]$ ) [5].

A ces corrections au vertex s'ajoutent les corrections électrofaibles provenant des corrections au propagateur du  $Z$ . Ces corrections sont universelles car elles corrigent les amplitudes de production de tous les fermions. L'une d'entre elles est représentée par le diagramme de la figure 1.4.

En tenant compte de ces corrections, la largeur  $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$  devient :

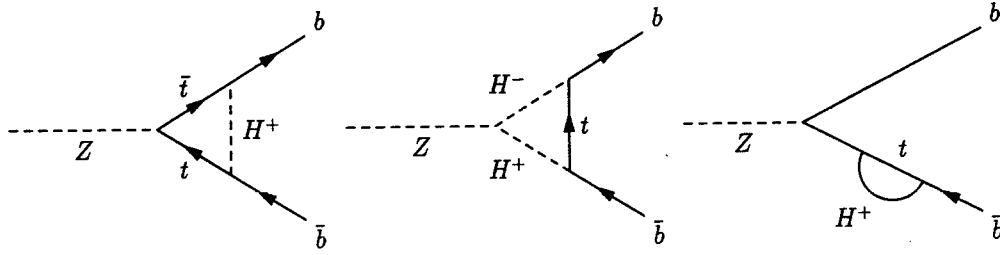
$$\Gamma_{EF}(Z \rightarrow b\bar{b}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b}) \times \left[ 1 + \frac{19}{13}(\Delta\rho + \Delta V) \right] \quad (1.34)$$

avec

$$\Delta\rho \sim \frac{\alpha m_t^2}{\pi M_Z^2} \quad ; \quad \Delta V = -\frac{20\alpha}{19\pi} \left( \frac{m_t^2}{M_Z^2} + \frac{13}{6} \ln \frac{m_t^2}{M_Z^2} \right) \quad (1.35)$$

En prenant  $m_t = 174 \text{ GeV}/c^2$ , on obtient  $\delta_{EF} \sim 1\%$

**Après toutes ces corrections :**


 Figure 1.5: Contributions du Higgs chargé au couplage  $Z \rightarrow b\bar{b}$ 

- $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = 1740.7 \pm 5.9 \text{ MeV}$  [5],
- $R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) / \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = 0.2157 \pm 0.0004$  [5]

Et on attend :  $BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = (15.45 \pm 0.21)\%$ .

#### 1.4.4 Effets des Modèles au delà du Modèle Standard sur le rapport $R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) / \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$

L'influence sur  $R_b$  des diverses classes de théories hors du Modèle Standard est résumée dans la référence [16]. Citons entre autre, le cas du Modèle Supersymétrique Minimal où la présence de Higgs chargés donne des contributions qui peuvent être importantes par l'intermédiaire des diagrammes de la figure 1.5. Les contributions des Higgs neutres et neutralinos est dues aux diagrammes de la figure 1.6 alors que la figure 1.7 montre les contributions des charginos. Ces effets ont été calculés par différents auteurs. Citons en particulier la référence [18] dans laquelle les auteurs montrent les différentes valeurs possibles de  $R_b$  pour le 2HDM ou le MSSM par rapport au Modèle Standard. Comme on le voit sur la figure 1.8, la valeur de  $R_b$  dans le 2HDM est toujours inférieure à celle du MSSM dans le cas de  $\tan\beta=1$ ,  $M = 50 \text{ GeV}$ ,  $\mu = 30 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{t}} = M_{H^+} = 100 \text{ GeV}$ . Les contributions de Higgs chargés sont toujours positives ainsi que celles des charginos lorsque l'on fait varier les valeurs des paramètres du MSSM, dans les domaines  $1 \leq \tan\beta \leq 10$ ,  $0 \leq M \leq 200 \text{ GeV}$ , et  $|\mu| \leq 250 \text{ GeV}$ , et deviennent négligeables lorsque l'on en sort. [17]

En ce qui concerne notre analyse, nous pouvons considérer que les variations de la largeur de désintégration du  $Z$  en paire  $b\bar{b}$  dans le cadre de Modèles au delà du Modèle Standard sont négligeables, et nous n'en tiendrons pas compte par la suite.

## 1.5 Modélisation de la fragmentation et de l'hadronisation des quarks

D'après la théorie de QCD, qui prédit le confinement des champs de couleur, on ne peut pas observer les quarks produits par la réaction  $e^+e^-$  à l'état libre. On ne peut qu'observer les particules produites lors de la fragmentation des partons en hadrons.

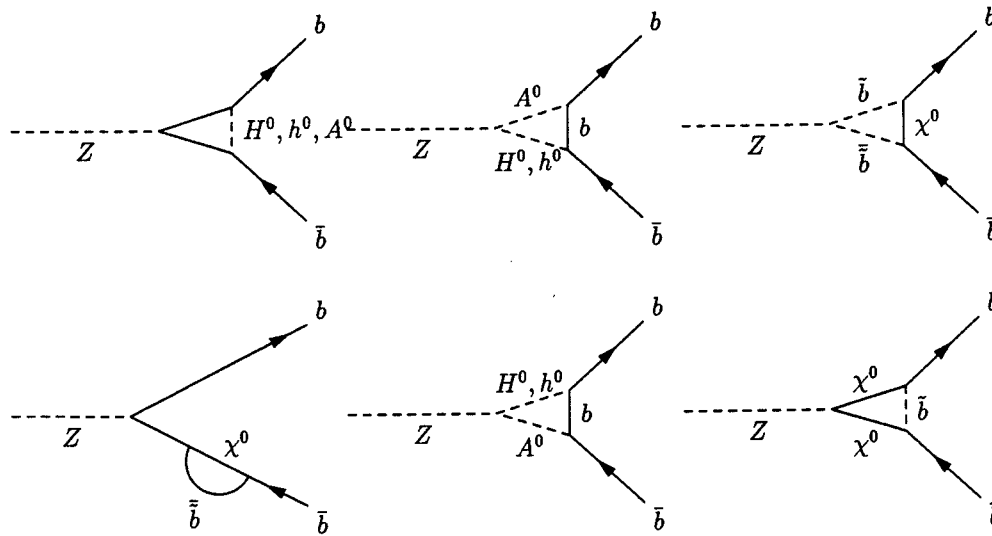


Figure 1.6: Contributions des Higgs neutres et neutralinos au couplage  $Z \rightarrow b\bar{b}$

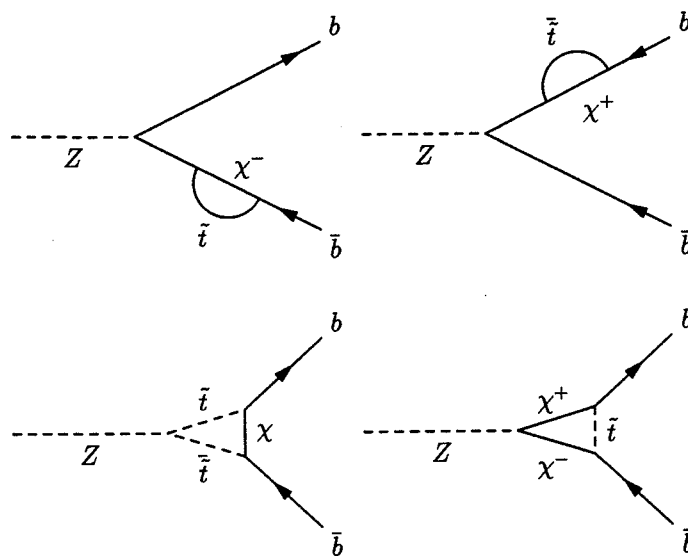


Figure 1.7: Contributions des charginos au couplage  $Z \rightarrow b\bar{b}$

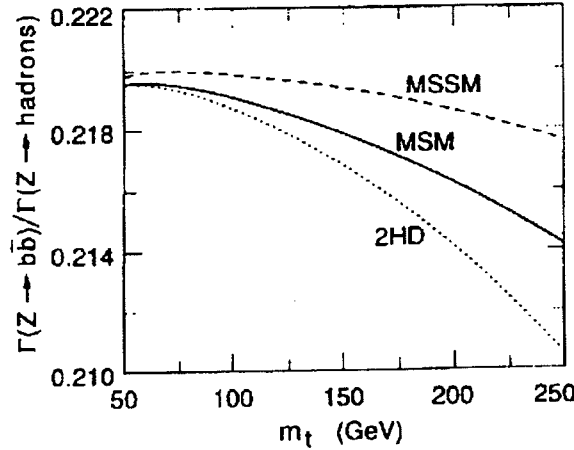


Figure 1.8:  $R_b$  dans le cadre du Modèle Standard (courbe pleine), 2HDM (courbe inférieure) et MSSM (courbe supérieure).

Le processus typique de production d'un événement multihadronique à partir de l'annihilation  $e^+e^-$  est décrit par la figure 1.9 [19]. On découpe conventionnellement ce processus en plusieurs phases ce qui permet d'utiliser au mieux les différentes méthodes de calcul disponibles. La première phase 1.9 (a) a été décrite dans les paragraphes précédents, elle concerne l'annihilation  $e^+e^-$  en une paire de quarks essentiellement décrite par la théorie des interactions électrofaibles, QED. Lors de la deuxième phase, 1.9 (b), la paire de quarks  $q\bar{q}$  formée émet des gluons qui peuvent à leur tour donner des partons. Cette phase est décrite par la théorie des interactions fortes, QCD perturbative. La troisième phase consiste au rassemblement des partons libres colorés, en ensembles non colorés appelés hadrons. Cette phase, bien que décrite par QCD également, n'est pas calculable perturbativement ; pour la décrire, on fait donc appel à des modèles phénoménologiques. Enfin, la quatrième phase décrit les désintégrations des hadrons instables en hadrons stables observables dans le détecteur.

Différents modèles décrivent les deux phases perturbatives, et non-perturbative. La première peut être décrite par la méthode des éléments de matrice, (utilisée par le Monte Carlo JETSET [20]), ou par le modèle de la gerbe de partons (utilisé par les Monte Carlo HERWIG [21] et JETSET). La deuxième phase, encore mal comprise à l'heure actuelle, est décrite par trois modèles : le modèle de fragmentation indépendante, le modèle des cordes (JETSET) ou le modèle des amas (HERWIG).

Les spécificités des différents modèles sont décrites succinctement dans les paragraphes suivants.

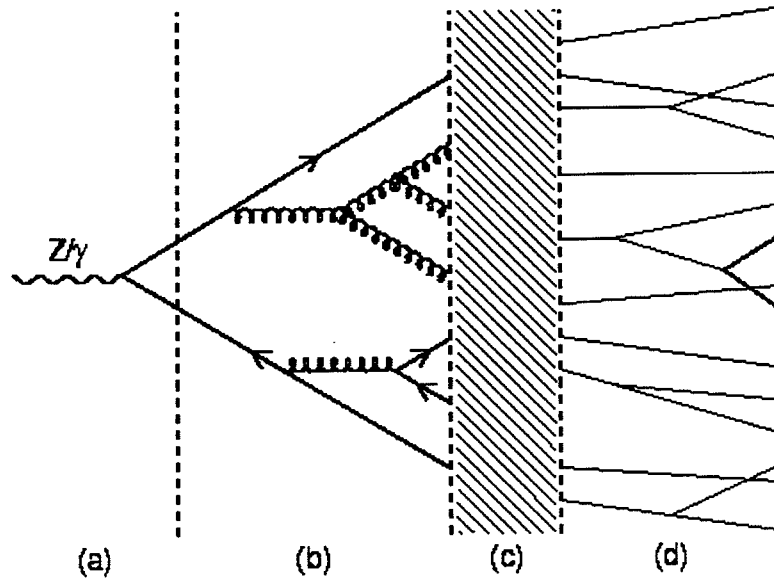


Figure 1.9: Différentes phases depuis l'annihilation  $e^+e^-$  jusqu'à l'observation des hadrons. (a): annihilation  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (QED), (b): radiation de gluon par les quarks (QCD perturbative), (c): rassemblement des partons en hadrons (QCD non perturbative), (d): désintégrations des hadrons instables en hadrons stables

### 1.5.1 Phase perturbative : développement de la gerbe

#### Modèle des éléments de matrice

Ce modèle permet de décrire les réactions  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $q\bar{q}g$ ,  $q\bar{q}gg$  et  $q\bar{q}q'\bar{q}'$  par des calculs perturbatifs des éléments de matrice intervenant dans chaque diagramme de Feynman. Le processus de Born donnant  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  est modifié au premier ordre en  $\alpha_s$  par la probabilité que le quark ou l'antiquark produit émette un gluon. L'élément de matrice est conventionnellement donné en terme de fraction d'énergie ramenée dans le centre de masse de l'événement :  $x_1 = \frac{2E_q}{E_{CM}}$ ,  $x_2 = \frac{2E_{\bar{q}}}{E_{CM}}$  et  $x_3 = \frac{2E_g}{E_{CM}}$ . La section efficace différentielle de production de  $q\bar{q}$  est donc :

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (1.36)$$

où  $\sigma_0$  est la section efficace de production  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  à l'ordre 0,  $C_F = \frac{4}{3}$  est le facteur de couleur et la région cinématique permise est  $0 \leq x_i \leq 1$  pour  $i = 1, 2, 3$ . Cette section efficace subit des divergences collinéaires lorsque  $x_1 \rightarrow 1$  ou  $x_2 \rightarrow 1$ , ou des divergences infrarouges en cas de radiation de gluon trop mou,  $x_3 \rightarrow 0$ . Une fois les corrections au premier ordre au propagateur et au vertex incluses, une singularité correspondante avec un signe opposé apparaît dans la section efficace  $q\bar{q}$  et la section efficace totale reste finie. En ce qui concerne la programmation des Monte Carlo le problème est plus compliqué

car ceux-ci considèrent les sections efficaces comme des probabilités qui doivent obligatoirement être positives. L'astuce consiste alors à introduire un paramètre de résolution des jets appelé communément  $y$ . Un événement à trois partons devient un événement à deux jets si

$$\min(y_{ij}) = \min\left(\frac{m_{ij}^2}{E_{CM}^2}\right) \leq y \quad (1.37)$$

où  $m_{ij}$  est la masse invariante de deux partons  $i$  et  $j$ . La coupure sur  $y$  est choisie de telle manière que le taux d'événements à trois jets soit important compte tenu des résultats expérimentaux. On utilise donc généralement une faible valeur de  $y$  (0.01 ou 0.02). Cette astuce permet de garder toujours un taux de production d'événements à deux ou trois jets positifs, en transférant à volonté des événements d'une catégorie vers l'autre.

Actuellement, les calculs des éléments de matrice ont été complètement effectués jusqu'au deuxième ordre en  $\alpha_s$ , ce qui donne lieu à des événements à quatre jets.

Cette méthode procure l'avantage d'avoir un calcul très précis des sections efficaces, ainsi que la prise en compte exacte d'effets physiques comme les effets de spins, de cinématique, d'interférence *etc...* Par contre, la taille des calculs est un désavantage puisque ceux-ci deviennent trop importants pour des calculs à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ ; ceci a pour conséquence directe, un nombre restreint de partons produits pour chaque annihilation : quatre au maximum. Ceci peut être un problème aux énergies du LEP, où des événements à 5 jets peuvent être produits et ne sont pas décrits par le modèle.

### Modèle des gerbes partoniques

Ce deuxième modèle tente de pallier au désavantage du premier en utilisant un développement perturbatif des sections efficaces. Ceci permet en effet de tenir compte des ordres plus élevés en  $\alpha_s$ , ce qui revient à considérer plus de partons dans l'état final.

Dans ce modèle, les deux quarks initiaux, très éloignés de leur couche de masse, vont atteindre une virtualité minimale en produisant de nouveaux partons. Ceux-ci vont à nouveau, s'ils ne sont pas déjà sur leur couche de masse, produire des partons, à partir des processus de base qui sont :  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$ ,  $g \rightarrow gg$ .

Il n'y a pas ici de limite explicite sur le nombre de partons possibles puisque du point de vue du calcul, des approximations remplacent les calculs exacts des éléments de matrice. On se place en effet dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants.

• **Le partage des énergies** : La formulation des branchements possibles de chaque parton est donnée en terme de probabilité. La probabilité  $\mathcal{P}$  de l'occurrence du branchement  $a \rightarrow bc$  durant la variation  $dt = \frac{dQ_{evol}^2}{Q_{evol}^2}$  du paramètre d'évolution  $t = \ln\left(\frac{Q_{evol}^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)$  est donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi [22]:

$$\frac{dP_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (1.38)$$

où  $z$  représente la fraction d'énergie transmise à l'un des deux partons produits,  $b$  ou  $c$ ,  $\alpha_s$  la constante de couplage de QCD, et  $P$  la probabilité de branchement en fonction de  $z$  donnée pour les différents branchements possibles par :

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qg}(z) &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{g \rightarrow gg}(z) &= 3 \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \end{aligned} \quad (1.39)$$

Ici,  $\Lambda_{QCD}$  qui donne la limite entre les phases perturbative et non perturbative (correspondant à  $\alpha_s \simeq 1$ ), est redéfinie par la formule de la constante de couplage  $\alpha_s$  :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_F) \ln \left( \frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)} \quad (1.40)$$

Dans les programmes de simulation, on introduit une coupure sur le domaine de variation de  $z$  dans l'équation d'Altarelli-Parisi, afin d'éliminer les régions correspondant à une production excessive de gluons de très faible énergie. Cela se fait par l'intermédiaire de l'introduction d'une masse fictive affectée au gluon. La cascade de partons est stoppée lorsque la masse du gluon est inférieure à  $M_{min}$  et celle du quark inférieure à  $M_{min}/2 + m_q$ .  $M_{min}$  est de l'ordre de 1 GeV.

• **Le partage de la virtualité,  $t$**  : Alors que l'équation (1.38) donnent la répartition en énergie entre les produits de la gerbe, l'évolution de la cascade, c'est à dire la distribution des virtualités des différents partons est donnée en fonction du facteur de Sudakov.

En effet, la probabilité qu'aucun branchement n'ait lieu durant une petite variation du paramètre d'évolution  $t$ ,  $\delta t$ , est donnée en fonction de l'équation (1.38) par :  $1 - \delta t \, dP/dt$ . Sommée sur toutes les faibles variations  $\delta t$ , **la probabilité de non-émission** entre une virtualité  $t_{max}$  et  $t$  devient :

$$\mathcal{P}_{non-emission}(t_{max}, t) = \exp \left( - \int_t^{t_{max}} dt' \frac{\mathcal{P}_{a \rightarrow b,c}}{dt'} \right) \quad (1.41)$$

La probabilité d'occurrence d'un branchement pour une valeur donnée de  $t$  est tout simplement donnée par le produit de la probabilité d'occurrence du branchement donné par les équation (1.38) multipliée par la probabilité que le parton n'ait pas déjà subit de branchement.

Par commodité, on introduit alors les facteurs de forme de Sudakov, qui donnent la probabilité qu'un parton en partant d'une virtualité  $t$  atteigne la valeur fixée par la coupure  $t_{min}$  (reliée à la masse virtuelle minimum du gluon), sans subir de branchement. Cette probabilité est donnée par :

$$S_a(t) = \exp \left( - \int_{t_{min}}^t dt' \int_{x_{min}(t')}^{x_{max}(t')} dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \mathcal{P}_{a \rightarrow b,c}(z) \right) \quad (1.42)$$



En fonction de ces facteurs, la probabilité de non-émission est donnée par le rapport  $S_a t_{max}/S_a(t)$ . Dans la simulation, on utilise une variable aléatoire,  $R$ , comprise entre 0 et 1, et on donne la probabilité de non-émission par :

$$\mathcal{P}_{non-emission}(t_{max}, t) = \frac{S_a(t_{max})}{S_a(t)} = R, \quad (1.43)$$

c'est à dire :

$$S_a(t) = \frac{S_a(t_{max})}{R} \quad (1.44)$$

Le branchement d'un parton est stoppé lorsque le paramètre d'évolution  $t$  devient inférieur à  $t_{min}$  c'est à dire lorsque  $R \leq S_a(t_{max})$  est choisi.

Lorsque la cascade est terminée, les quarks et les gluons de faible énergie se fragmentent pour former des hadrons. Les faibles impulsions transversales mises en jeu impliquent que les calculs perturbatifs ne sont plus suffisants, on arrive alors à la deuxième phase : la phase non perturbative.

## 1.5.2 Phase non perturbative : fragmentation

Le processus de fragmentation n'est pas encore totalement compris à l'heure actuelle, c'est la raison pour laquelle plusieurs modèles phénoménologiques sont aujourd'hui utilisés pour décrire cette dernière phase avant l'observation des hadrons stables. Le point commun des différents modèles est leur nature probabiliste et itérative ; en effet, chaque processus de fragmentation est exprimé en fonction d'un ou plusieurs des différents branchements possibles :

- jet  $\rightarrow$  hadron + jet,
- corde  $\rightarrow$  hadron + corde,
- amas  $\rightarrow$  hadron + amas,
- amas  $\rightarrow$  amas + amas.

Pour chaque branchement, des lois probabilistes sont données pour la production de nouvelles saveurs et pour les distributions en énergie et impulsion entre les produits. Aucun de ces modèles n'inclut explicitement de termes d'interférence. Les termes quantiques comme les corrélations de Bose Einstein sont ignorés. On distingue habituellement trois modèles :

- le modèle de fragmentation indépendante (FI),
- le modèle de fragmentation en cordes (FC),
- le modèle de fragmentation en amas (FA).

## Modèle de fragmentation indépendante

Ce modèle est le moins élaboré de tous. Il a été développé par Field et Feldman en 1978 [23]. Le principe peut être décrit comme suit : chaque jet est une cascade  $q \rightarrow q' + \text{meson}$  qui est répétée tant que l'énergie disponible est suffisante. Nous ne le détaillerons pas plus ici, car il n'est pas utilisé dans les algorithmes de simulation Monte Carlo que nous utilisons.

## Modèle des cordes

Le modèle des cordes part du principe du confinement linéaire lié à la théorie de QCD, à grande distance. Ce modèle est maintenant souvent assimilé au modèle de Lund [24] dont le groupe a repris et développé l'idée de base de Artru et Mennessier [25], et qui est utilisé par le Monte Carlo JETSET. On illustre ce confinement linéaire par un tube de couleur, s'étirant entre les deux quarks  $q\bar{q}$  produits. Les dimensions transversales du tube sont de l'ordre du Fermi. Lorsque les deux partons s'éloignent, l'énergie potentielle accumulée par la corde (de l'ordre de 1GeV/fm) augmente, et la corde peut se casser de manière aléatoire créant ainsi une nouvelle paire de quarks  $q'\bar{q}'$  ; on retrouve ainsi deux singlets de couleur,  $q\bar{q}$  et  $q'\bar{q}'$ . Si la masse invariante de l'un des deux morceaux de cordes est suffisamment importante, d'autres cassures peuvent avoir lieu. Dans le modèle de Lund, le processus de brisure de corde a lieu jusqu'à ce que chaque hadron (morceau de corde) se retrouve sur sa couche de masse. La probabilité qu'une corde entre les quarks  $q$  et  $\bar{q}$  se casse pour donner les paires  $q\bar{q}'$ ,  $q'\bar{q}$  est donnée par :

$$\exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{k}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{k}\right) \quad (1.45)$$

où  $m_T$  est la masse transversale de  $q'$ ,  $k$  est la densité d'énergie par unité de longueur,  $p_T$  est l'impulsion transversale du quark produit. Cette formule donne un spectre gaussien à la distribution de  $p_T$  qui est indépendant de la saveur du quark. Elle implique la suppression de la production des saveurs lourdes, par la dépendance en  $m$  dans l'exponentielle. Les taux de productions des quarks  $u, d, c, s$  sont respectivement : 1, 1, 0.3,  $10^{-11}$ . Ainsi les quarks  $b$  et  $c$  sont principalement produits par les désintégrations  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z \rightarrow c\bar{c}$ , ou par les radiations de gluons, mais pas lors de la fragmentation.

**Fonction de fragmentation ou répartition en énergie** : La fonction de fragmentation qui répartit l'énergie des partons de départ aux hadrons,  $f(z)$ , est donnée pour les quarks légers par :

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-b m_T^2/z) \quad (1.46)$$

$a$ , et  $b$  sont deux paramètres libres du modèle,  $z$  est la fraction de  $E + p_L$  le long de l'axe du jet choisi. Dans JETSET,  $a = 0.5$  et  $b = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$ . Pour les quarks  $b$  et  $c$ , elle est donnée par la fonction de Peterson [26] :

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - (1/z) - \epsilon_q/(1-z))^2} \quad (1.47)$$

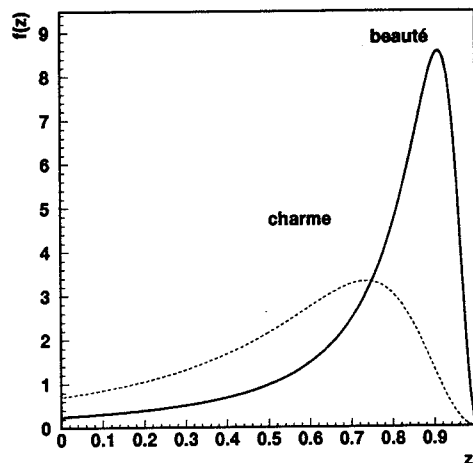


Figure 1.10: Fonction de fragmentation en énergie de Peterson pour les quarks  $c$  et  $b$

où  $\epsilon_q$  est un paramètre libre du modèle. Dans JETSET, on a  $\epsilon_c = 0.07$  et  $\epsilon_b = 0.008$ . Plus le quark est lourd, plus la fraction d'énergie emportée par le hadron est proche de 1. Voir figure 1.5.2

### Modèle des amas

Ce modèle a été développé par Fox et Wolfram [27] et est utilisé aujourd'hui par le modèle de HERWIG de la façon suivante : à la fin de l'évolution de la gerbe partonique, les gluons restants sont divisés en paires  $q\bar{q}$ . Un quark issu d'une division peut alors être combiné avec un quark issu d'une division adjacente pour former un amas sans couleur. Ces amas se désintègrent ensuite en hadrons.

## 1.6 Production de hadrons beaux au LEP

Grâce à l'énergie disponible dans le centre de masse, le LEP peut produire toute sorte de hadrons beaux. On ne sait pas exactement quelles en sont les différentes proportions. Le programme de simulation d'événements JETSET donne les estimations suivantes [28] :

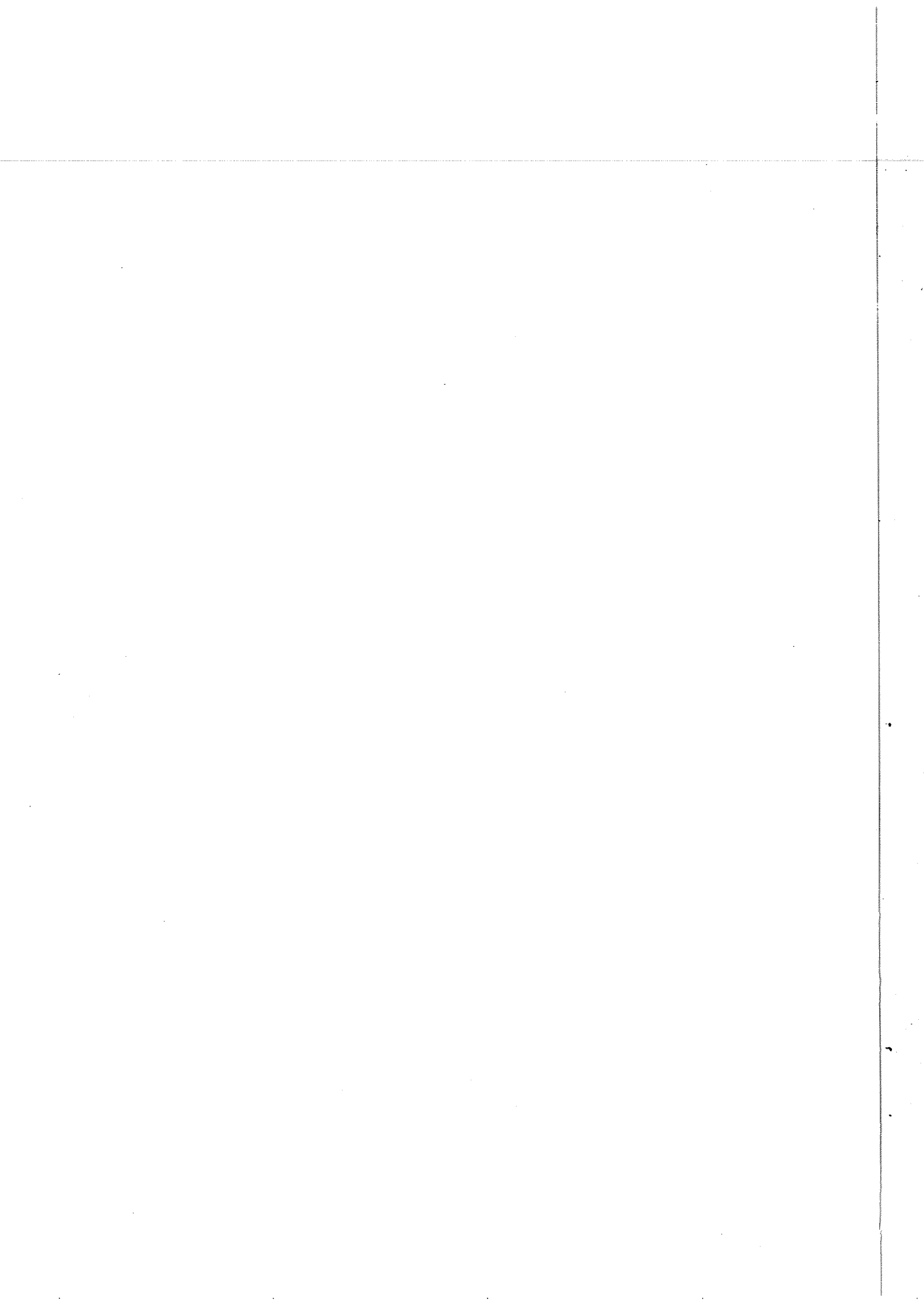
$B^+, B^-$	39.5%
$B^0, \bar{B}^0$	39.6%
$B_s^0, \bar{B}_s^0$	11.9%
$\Lambda_b^0, \bar{\Lambda}_b^0$	8%

L'étude que nous présentons ici concerne la recherche de la signature des transitions  $b \rightarrow s\gamma$  dans le mode inclusif. Compte tenu de la faible proportion de baryons produits, nous considérerons, dans les calculs théoriques présentés au chapitre suivant uniquement le cas des mésons B.

# Bibliographie

- [1] D. Decamp et al., Phys. Lett. B231 (1989) 519.
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;  
A. Salam, in "Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity  
Nobel symposium No 8,(N. Svartholm, Ed.), p. 367, Almqvist and Wiksell, Stockholm  
(1968).
- [3] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, et L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [4] CDF Coll., F. Abe et al., Phys. Rev., D 50 (1994) 2966;  
Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 225.
- [5] Particle Data Group, 'Review of Particles Properties', 1994.
- [6] J. F. Gunion et al., UCD 89-4 The Higgs hunter's guide.
- [7] S. L. Glashow et S. Weinberg Phys. Rev. D 15 (1977) 1958.
- [8] H. E. Haber, G. L. Kane et T. Sterling, Nucl. Phys. B161 (1979) 493.
- [9] H. P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1;  
H. E. Haber et G. L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75;  
A. B. Lahanas et D. V. Nanopoulos, Phys. Rep. 145 (1987) 1;  
J. Bagger et J. Wess "Supersymmetry and supergravity" (Princeton Univ. Press  
Princeton, NJ, 1983).
- [10] M. Kobayashi et K. Maskawa, Prop. Theor. Phys., 49 (1973) 652.
- [11] MARK I Coll., M. Perl et al., Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 1489.
- [12] S. Herb et al., Phys. Rev. Lett., 39 (1977) 252.
- [13] E. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett., 51 (1983) 1022.
- [14] Synthèse trouvée dans: Au LEP, une Physique nouvelle, GIF 89. Cours de M. Perrotet, et F. M.. Renard.
- [15] F. Saadi, Thèse (1994).

- [16] A. Djouadi et al., Special Features of  $b\bar{b}$  production on the Z resonance . Dans *Report of the Working Group on High Luminosities at LEP* - CERN 91-02.
- [17] A. Djouadi, G. Girardi, C. Verzegnassi, W. Hollik et F. Renard, Nucl. Phys. B349 (1991) 48.
- [18] M. Boulware et D. Finnell, Phys. Rev. D44 (1991) 2054.
- [19] Z Physics at LEP I, Vol 3, *Events Generators and Software*, CERN 89-08.
- [20] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commu., **43** (1987) 367 ;  
"PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 : Physics and Manual", preprint CERN-TH.6488/92.
- [21] G. Marchesini, B. Webber, Nucl. Phys., B310 (1988) 461-526 ;  
I. G. Knowles, Nucl. Phys. B310 (1988) 571-588.
- [22] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl, Phys., B126 (1977) 298.
- [23] R. D. Field, et R. P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [24] B. Anderson, G. Gutfasfson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [25] X. Artru et G. Menessier, Nucl. Phys., B70 (1974) 93.
- [26] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmidt, P. Zerwas, Phys. Rev., D27 (1983)27.
- [27] G. C. Fox et S. Wolfram, Nucl. Phys., B168 (1980) 285 ;  
R. D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys., B213 (1983) 65.
- [28] Z Physics at LEP I, Vol I, Heavy Flavour, CERN-89-08, (1989).



# Chapitre 2

## La Désintégration Rare $b \rightarrow s\gamma$

### 2.1 Introduction

Après avoir rappelé quelles sont les désintégrations préférées des quarks  $b$ , nous citerons quelques unes de leurs désintégrations rares pour nous consacrer ensuite au Changement de Saveur par Courant Neutre (FCNC) intervenant par l'intermédiaire d'un diagramme pingouin lors de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$ . Nous développerons tous d'abord le Hamiltonien de la transition ainsi que les implications de l'introduction des corrections QCD sur le rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$ . Ensuite, nous ferons l'état des lieux des calculs et nous donnerons les différents résultats théoriques sur le rapport de branchement ainsi que l'origine théorique des incertitudes dominantes. Enfin nous détaillerons les caractéristiques du spectre en énergie du photon dans le référentiel du hadron  $b$  au repos, spectre sur lequel se base la méthode de simulation des événements recherchés que nous avons développée et qui fera l'objet de l'avant dernier paragraphe. Enfin, nous terminerons par les implications théoriques que l'on peut déduire de la mesure du rapport de branchement recherché.

### 2.2 Les désintégrations préférées et les désintégrations rares des quarks $b$

#### 2.2.1 Modèle spectateur

Etant donné que les désintégrations du quark  $b$  en un quark  $t$  par l'intermédiaire d'un  $W^-$  sont cinématiquement interdites au premier ordre, le quark  $b$  se désintègre principalement en un quark  $c$  par l'intermédiaire d'un  $W^-$  virtuel qui donne lepton neutrino ou  $q \bar{q}'$ ; voir fig. 2.1 (a). En effet celles-ci sont favorisées par rapport aux désintégrations du  $b$  en un  $u$  par le rapport des éléments de la matrice CKM,  $|V_{cb}|^2/|V_{ub}|^2 \simeq 10^2$ ; d'autre part, les désintégrations du  $b$  en un quark de type "down" sont interdites au premier ordre par le



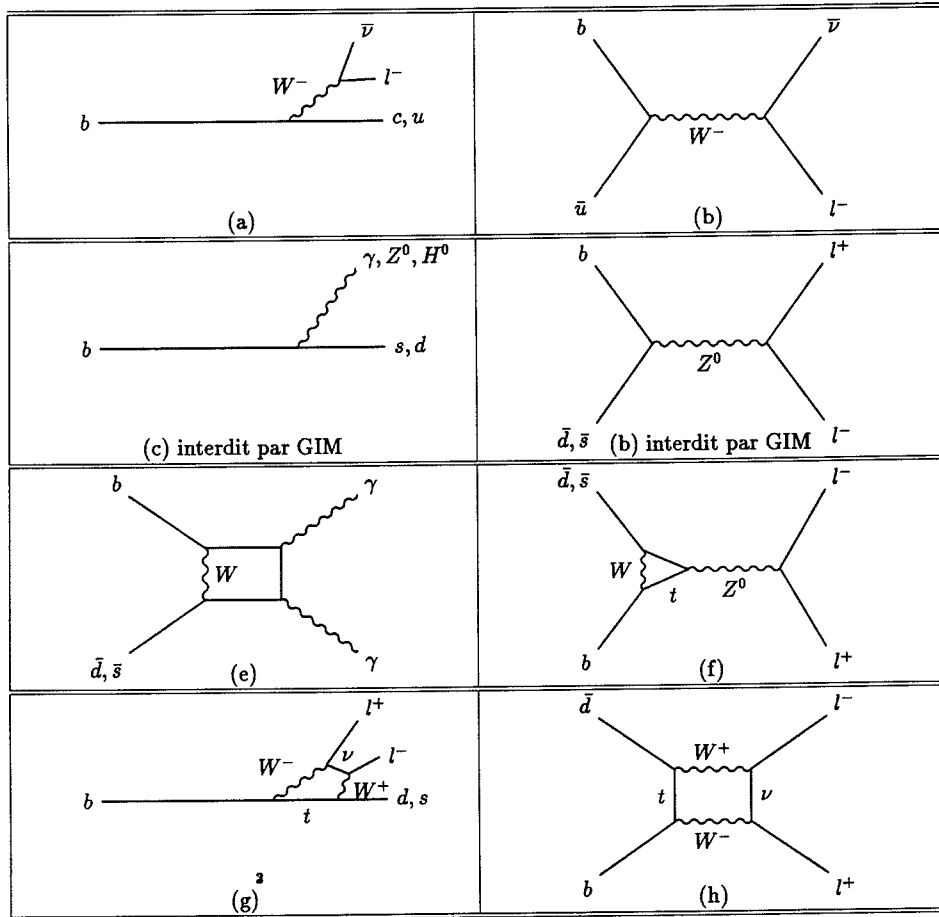


Figure 2.1: Diagrammes décrivant plusieurs désintégrations des mésons B. Les diagrammes (b) et (f) sont interdits par le mécanisme de GIM. Tous les leptons sont remplacés par des lignes de quarks.

mécanisme de GIM [1] (voir figure 2.1 (c)). Ces désintégrations invoquent un modèle que l'on nomme "spectateur", car le deuxième quark du hadron initial ne participe pas à la désintégration du quark  $b$ .

### 2.2.2 Modèle non-spectateur

Il existe également des désintégrations analogues en modèles "non-spectateur" des hadrons beaux dans lesquels le quark  $b$  et son partenaire plus léger dans le méson beau s'annihilent en bosons virtuels.

Au premier ordre, seul le  $B_u$  peut s'annihiler mais ce processus est fortement supprimé par la petitesse de l'élément de matrice  $V_{ub}$  (voir fig 2.1 (b)). Les annihilations des  $B_d^0$  et des  $B_s$  peuvent avoir lieu au second ordre par l'intermédiaire de diagrammes pingouin ou diagrammes en boîte, fig. 2.1 (f); dans ce cas, c'est l'annihilation du  $B_s$  qui est favorisée à cause du rapport des éléments de matrice concernés,  $|V_{ts}|^2 / |V_{td}|^2 \simeq 10$ . Ces désintégrations restent des phénomènes rares qui ne seront pas discutés ici.

### 2.2.3 Les désintégrations rares des $b$

Toutes les désintégrations des mésons  $B$  qui ne passent pas par la transition  $b \rightarrow c$  sont appelées les désintégrations rares des  $B$ .

Le diagramme le plus simple pour décrire les désintégrations rares des  $B$  est obtenu en remplaçant la transition  $b \rightarrow c$  par une transition  $b \rightarrow u$  dont l'amplitude est très supprimée par l'angle de Cabibbo. L'observation de ces désintégrations a permis les mesures des éléments de la matrice CKM,  $|V_{cb}|$  et  $|V_{ub}|$  [2].

Les changements de saveur par courant neutre (FCNC) interdits au premier ordre sont autorisés au deuxième ordre; les quarks  $b$  peuvent se désintégrer en un quark  $t$  virtuel par l'intermédiaire d'un  $W^-$  qui se recombine en un quark  $s$  ou  $d$  ([3]). Ces diagrammes sont appelés les diagrammes à une boucle ou, plus communément, diagrammes pingouin. Parmi eux, les transitions vers le quark  $s$  sont les plus favorisées à cause du rapport  $|V_{ts}|^2 / |V_{td}|^2 \simeq 10$ . La conservation de l'énergie nécessite que quelque chose soit émis à partir de cette interaction: un photon ou un gluon qui donne deux quarks ou un  $Z^0$  donnant une paire de quarks, de leptons ou de neutrinos. Les trois diagrammes les plus importants participant à cette transition sont alors:

- Le pingouin électromagnétique:  $b \rightarrow s\gamma$
- Le pingouin gluonique:  $b \rightarrow sg$  où  $g$  désigne un gluon
- Le pingouin leptonique:  $b \rightarrow sl^+l^-$

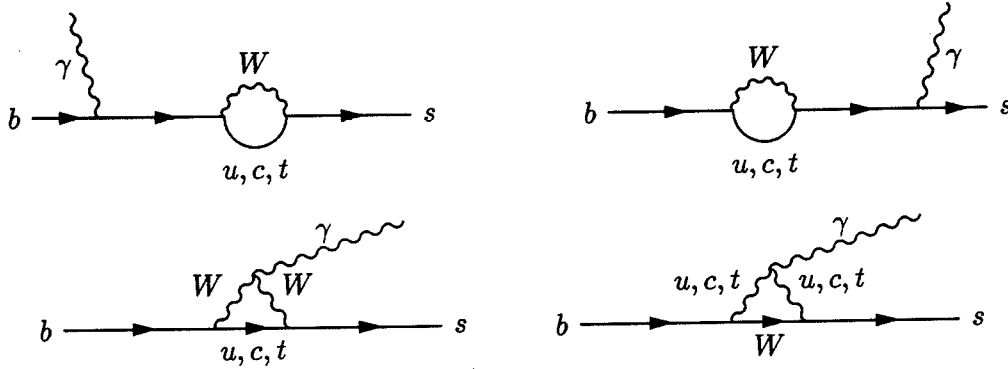


Figure 2.2: Diagrammes principaux du processus  $b \rightarrow s\gamma$  dans le cadre du Modèle Standard Minimal

Ces désintégrations peuvent également avoir lieu à travers des diagrammes en boîte avec deux  $W$  chargés échangés entre les lignes des fermions lourd et plus léger, voir figure 2.1 (g).

Ces trois derniers cas sont considérés comme les plus importantes désintégrations rares du quark  $b$ . Pour tous ces diagrammes, les amplitudes sont proportionnelles aux éléments de matrice présents à chaque vertex. Pour les diagrammes à une boucle, il faut également tenir compte d'un facteur cinématique qui est fonction du rapport  $(\frac{m_q}{m_W})^2$ ,  $q$  étant le quark qui se trouve à l'intérieur de la boucle. Étant donné que le quark le plus lourd est le quark  $t$ , c'est en général l'amplitude qui met en jeu un quark  $t$  qui domine les désintégrations par diagramme à une boucle.

#### 2.2.4 Le processus de Changement de Saveur par Courant Neutre : $b \rightarrow s\gamma$

La figure 2.2 représente les processus  $b \rightarrow s\gamma$ , où un photon peut être émis par un des constituants chargés du diagramme. Cette désintégration est uniquement décrite dans le modèle standard par un diagramme "pingouin", avec des corrections amenées par d'autres diagrammes, souvent appelés "effet longue distance", dont l'effet est estimé comme étant seulement de quelques pour cent. Le processus inclusif  $b \rightarrow s\gamma$  donne lieu à plusieurs états finals exclusifs où un quark  $s$  s'hadronise avec un quark spectateur. La conservation du moment angulaire interdit la désintégration  $B \rightarrow K\gamma$ , mais on attend que  $K^*(892)\gamma$  soit une fraction significative du taux inclusif. Le taux inclusif restant vient des masses plus élevées des résonances  $K^*$  et des états finals non résonnants  $K(n\pi)$ . Il reste à l'heure actuelle de grandes variations sur les prédictions théoriques de la fraction  $b \rightarrow s\gamma$  qui s'hadronise en  $B \rightarrow K^*\gamma$ , comme nous le verrons dans la suite.

Parmi tous les processus de changement de saveur par courant neutre, la transition  $b \rightarrow s\gamma$  est particulièrement intéressante parce que son taux de production est de l'ordre

de  $G_F^2\alpha$  alors que la plupart des autres processus de FCNC mettant en jeu des photons et des leptons dans l'état final ont des taux de l'ordre de  $G_F^2\alpha^2$ .

L'une des principales difficultés dans l'analyse inclusive du processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$  consiste à calculer les effets QCD à courte distance dus à l'émission d'un gluon dur entre les lignes de quark du diagramme pingouin  $b \rightarrow s\gamma$ . Comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants, ces effets tendent à augmenter le rapport de branchement des processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$  par un facteur 2 à 5, qui dépend entre autre de la masse du quark top.

Le vif intérêt porté à la mesure du rapport de branchement des processus  $b \rightarrow s\gamma$  vient du fait que comme tout processus à boucle, il est très sensible à la "nouvelle physique". En effet, la boucle permet les contributions de particules virtuelles; ainsi une mesure en désaccord avec la valeur prédite par le Modèle Standard pourrait être expliquée par la présence d'autres particules que le  $W$  à l'intérieur de la boucle, et pourrait donc permettre de placer des limites sur certains paramètres de modèles au delà du Modèle Standard, les plus courants étant le Modèle Standard Non Minimal à deux Doublets de Higgs, et le Modèle Minimal Supersymétrique.

## 2.3 Calcul théorique de $Br(b \rightarrow s\gamma)$ dans le cadre du Modèle Standard Minimal

### 2.3.1 Hamiltonien sans correction QCD

Sans les corrections QCD, l'amplitude de transition, dans le Modèle Standard, du processus à une boucle  $b \rightarrow s\gamma$ , est donnée par :

$$\mathcal{M}(b \rightarrow s\gamma) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi^2} \sum_{i=u,c,t} V_{ib}^* V_{is} F_2(x_i) q^\mu \epsilon^\nu \bar{s} \sigma_{\mu\nu} (m_b R + m_s L) b \quad (2.1)$$

$$\text{où} \left\{ \begin{array}{l} G_F \text{ est la constante de Fermi} \\ \alpha \text{ est la constante de couplage électromagnétique} \\ x_i = m_i^2/m_W^2 (i = u, c, t) \\ R, L = (1 \pm \gamma^5)/2 \\ V_{qq'} \text{ sont les éléments de la matrice de CKM} \\ F_2(x), \text{ la fonction de Inami-Lim [4] est donnée en Annexe.} \end{array} \right.$$

En écrivant la condition d'unitarité de la matrice CKM :

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ib} V_{is}^* = 0 \quad (2.2)$$

et en utilisant l'écriture simplifiée

$$\lambda_i = V_{ib} V_{is}^* \quad (2.3)$$

on obtient l'équation :

$$\lambda_t + \lambda_c + \lambda_u = 0 \quad (2.4)$$

De plus, sachant que  $\frac{\lambda_u}{\lambda_c} \simeq 0.02$ , on néglige le terme en  $\lambda_u$ , et on obtient  $\lambda_t = -\lambda_c$ , ce qui transforme l'amplitude de transition 2.1 en :

$$\mathcal{M}(b \rightarrow s\gamma) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi^2} \lambda_t (F_2(x_t) - F_2(x_c)) q^\mu \epsilon^\nu \bar{s} \sigma_{\mu\nu} (m_b R + m_c L) b \quad (2.5)$$

Le mécanisme de suppression de GIM [1] est introduit par le terme en  $F_2(x_t) - F_2(x_c)$ .

L'amplitude de désintégration du processus  $b \rightarrow s\gamma$ , calculée dans le cadre du Modèle Standard Minimal, lorsqu'on néglige les contributions des quarks  $u$  et  $c$  dans la boucle, et que l'on ne tient pas compte des corrections QCD, n'est donc fonction que de  $m_t$  et  $\lambda_t$ .

### 2.3.2 Introduction des corrections QCD dans le Hamiltonien

Les diagrammes à l'ordre principal que nous voyons sur la figure 2.2 sont soumis aux corrections QCD que l'on obtient en connectant les lignes de quarks à un nombre arbitraire de lignes de gluons, voir figure 2.3.

Ces corrections sont proportionnelles à  $\alpha_s(M_W) \log(M_W^2/m_b^2)$ . ( $\alpha_s$  étant la constante de couplage fort). Elles sont donc trop grandes pour pouvoir être utilisées comme un paramètre d'expansion. C'est pour cela que la méthode générale qui consiste à extraire les grands logarithmes à tous les ordres des séries de perturbation doit être appliquée.

Deux étapes doivent être franchies alors pour obtenir le rapport recherché : l'expansion en produit d'opérateurs à l'échelle  $M_W$  donnant le Hamiltonien effectif, puis le rééchelonnage des coefficients de l'échelle d'énergie  $\mu$  à l'échelle d'énergie  $m_b$ , grâce aux équations de renormalisation.

#### Hamiltonien effectif

Dans le but de pouvoir utiliser les techniques du groupe de renormalisation, pour les effets QCD à courtes distances, le cadre théorique du calcul est celui d'une théorie effective à cinq quarks où le boson  $W$  et le quark top ne sont pas utilisés comme des degrés de libertés dynamiques explicites.

Le Hamiltonien effectif utilisé dans le cadre de la théorie effective à cinq quarks pour décrire les processus  $B \rightarrow X s$ , où  $X$  désigne une paire  $q\bar{q}$ , un gluon, une paire  $l^+l^-$  ou un photon, est construit à partir des opérateurs de dimension six de la façon suivante ([6]) :

$$\mathcal{H}_{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \lambda_t \sum_{i=1}^{10} C_i(\mu) \mathcal{O}_i \quad (2.6)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi, les  $C_i(\mu)$  sont les coefficients de Wilson évalués à l'échelle  $\mu$ ;  $\lambda_t$  et  $V_{ij}$  ont été définis précédemment dans le paragraphe 2.3.1.

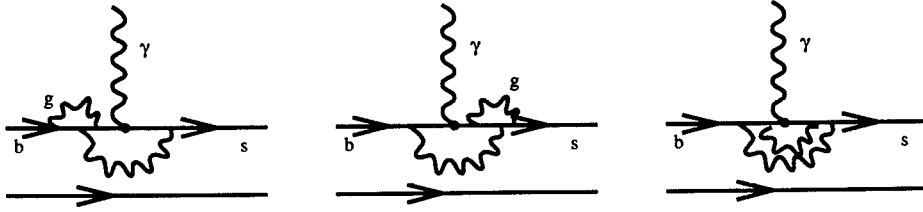


Figure 2.3: Premières corrections QCD au processus  $b \rightarrow s\gamma$ . D'autres corrections peuvent intervenir aux ordres supérieurs. Dans les trois diagrammes, la ligne du bas représente le quark spectateur dont les contributions ne sont pas tenues en compte ici.

Les formes analytiques des opérateurs  $\mathcal{O}_j$  sont données entre autre dans les références [7] et [8]. On ne cite ici que les processus qu'ils représentent :

$$\begin{aligned}
 b \rightarrow c\bar{c}s & : \mathcal{O}_1, \mathcal{O}_2, \mathcal{O}_3 \\
 b \rightarrow q\bar{q}s & : \mathcal{O}_4, \mathcal{O}_5, \mathcal{O}_6 \\
 b \rightarrow s\gamma & : \mathcal{O}_7 \\
 b \rightarrow sg & : \mathcal{O}_8 \\
 b \rightarrow sl^+l^- & : \mathcal{O}_9, \mathcal{O}_{10}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

On remarque que les coefficients associés aux opérateurs  $\mathcal{O}_i(M_W)$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ), déterminent les taux de désintégrations non leptoniques des  $B$ . Seul l'opérateur  $\mathcal{O}_7$  concerne le diagramme de désintégration  $b \rightarrow s\gamma$ .

Le Hamiltonien effectif de la réaction  $b \rightarrow s\gamma$  s'écrit donc plus simplement en fonction des coefficients effectifs  $C_7^{eff}$  et de l'opérateurs  $\mathcal{O}_7$ , comme :

$$\mathcal{H}^{eff}(b \rightarrow s\gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} (C_7^{eff}(\mu) \mathcal{O}_7(\mu)) \tag{2.8}$$

## Renormalisation

Ce sont les équations du groupe de renormalisation, assurant l'invariance des coefficients sous une transformation d'échelle, qui permettent d'évaluer les coefficients  $C_i$  à une échelle d'énergie  $\mu = m_b$  qui est l'échelle d'énergie qui concerne les désintégrations des  $B$  :

$$\left[ \mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(\alpha_s) \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right] C_i \left( \frac{M_W^2}{\mu^2}, \alpha_s \right) = \gamma_{ij}(\alpha_s) C_j \left( \frac{M_W^2}{\mu^2}, \alpha_s \right) \tag{2.9}$$

Toute la difficulté provient donc du calcul de la fonction  $\beta$  de QCD,  $\beta(\alpha_s)$  et des éléments de matrice  $\gamma_{ij}$ , pour lesquels plusieurs type d'approximations sont utilisées. A l'approximation des logarithmes dominants, la fonction  $\beta$  de QCD,  $\beta(\alpha_s)$ , qui donne la transformation différentielle du paramètre  $\alpha_s$ , est donnée par la formule suivante :

$$\beta(\alpha_s) = -\beta_0 \frac{\alpha_s^3}{16\pi^2} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}f \tag{2.10}$$

où  $f$  désigne le nombre de quarks (5), et  $\gamma(\alpha_s)$  désigne la matrice de dimension anormale. Elle contient les termes de rééchelonnage différentiels de chaque opérateur  $C_i$ , et elle s'écrit, à l'approximation des logarithmes dominants :

$$\gamma(\alpha_s) = \gamma_0 \frac{\alpha_s^2}{16\pi^2} \quad (2.11)$$

Toute la difficulté du calcul revient alors à calculer la matrice  $\gamma$  qui détermine la valeur des coefficients de Wilson à l'échelle d'énergie qui nous intéresse, et qui détermine donc la valeur du rapport de branchement du processus  $b \rightarrow s\gamma$ . Actuellement seules des sous matrices ont été calculées à différentes approximations.

### 2.3.3 Expression théorique du rapport de branchement $Br(B \rightarrow X_s + \gamma)$

La largeur de désintégration partielle du processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$  est donc donnée par :

$$\Gamma(B \rightarrow X_s + \gamma) = \frac{\alpha G_F^2 m_b^5}{128\pi^4} |V_{ts}^* V_{tb} C_7^{eff}(\mu)|^2 \quad (2.12)$$

Afin de s'affranchir de l'incertitude sur les éléments de la matrice CKM ainsi que de la dépendance en  $m_b^5$ , on calcule ce rapport de branchement en fonction de celui des désintégrations semileptoniques des B,  $Br(B \rightarrow X l \nu_l)$  et on écrit :

$$Br(B \rightarrow X_s + \gamma) = R(m_t, \alpha_s) \times Br^{exp}(B \rightarrow X l \nu_l) \quad (2.13)$$

avec, dans le cadre du Modèle Standard :

$$R(m_t, \alpha_s) = \left[ \frac{\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X l \nu_l)} \right]^{MS} \quad (2.14)$$

Dans le cadre du Modèle Standard, le rapport  $R$  ne dépend que de la masse du top ( $m_t$ ) et de la constante de couplage des interactions fortes,  $\alpha_s$ . Dans les extensions du Modèle Standard, des paramètres additionnels sont présents; ils sont alors représentés par le paramètre  $\xi$  et on a  $R(m_t, \alpha_s, \xi)$ .

La désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  est dominée par les effets à courte distance des interactions fortes, car la masse du quark  $b$  est très supérieure à l'échelle  $\Lambda$  de QCD. Pour cette raison on peut écrire l'approximation suivante :

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_c e \bar{\nu}_e)} \simeq \frac{\Gamma(b \rightarrow s\gamma)}{\Gamma(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e)} \quad (2.15)$$

Les calculs à l'approximation (LO<sup>1</sup>) donnent la formulation suivante pour le rapport  $R$  :

<sup>1</sup>LO : De l'anglais Leading Order, à l'ordre principal

$$R(m_t, \alpha_s) = \left[ \frac{\Gamma(B \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X l \nu_l)} \right]^{MS} = \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{|V_{cb}|^2} \frac{6\alpha}{\pi g(m_c/m_b)} \times F \times |C_7^{eff}(\mu)|^2 \quad (2.16)$$

avec à l'approximation LO :

$$C_7^{eff} \equiv \eta^{\frac{16}{23}} C_7(M_W) + \frac{8}{3} (\eta^{\frac{14}{23}} - \eta^{\frac{16}{23}}) C_8(M_W) + C_2(M_W) \sum_{i=1}^8 h_i \eta^{a_i} \quad (2.17)$$

avec  $\eta = \alpha_s(M_W)/\alpha_s(\mu)$ .

Dans le cadre du modèle standard, les coefficients  $C_7(M_W)$  et  $C_8(M_W)$  sont donnés par Barger, Berger et Phillips dans la référence [9] comme étant :

$$\begin{aligned} C_7(M_W) &= -\frac{1}{2} A(x) \\ C_8(M_W) &= -\frac{1}{2} D(x) \end{aligned} \quad (2.18)$$

avec

$$\begin{aligned} A(x) &= x \left( \frac{\frac{2}{3}x^2 + \frac{5}{12}x - \frac{7}{12}}{(x-1)^3} - \frac{(\frac{3}{2}x^2 - x)\ln(x)}{(x-1)^4} \right) \\ D(x) &= x \left( \frac{\frac{1}{2}x^2 - \frac{5}{2}x - 1}{(x-1)^3} + \frac{3x\ln(x)}{(x-1)^4} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$x = \frac{m_t^2}{m_W^2}.$$

$g(m_c/m_b)$  représente le facteur d'espace des phases des désintégrations semileptoniques des B et est donné par :

$$g(z) = 1 - 8z^2 + 8z^6 - z^8 - 24z^4 \ln(z) \quad (2.20)$$

La fonction  $F$  s'écrit de la manière suivante :

$$F = \frac{K(m_t/m_W, \mu)}{\Omega(m_c/m_b, \mu)} \quad (2.21)$$

Son dénominateur,  $\Omega(z, \mu)$ , tient compte des corrections QCD à une boucle (à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ ), des taux de désintégrations semileptoniques et est approximé par la formule suivante [10] :

$$\Omega(z, \mu) \sim 1 - \frac{2\alpha_s(\mu)}{3\pi} \left[ (\pi^2 - \frac{31}{4}(1-z^2) + \frac{3}{2}) \right] \quad (2.22)$$

Le numérateur de l'équation 2.21,  $K(m_t/m_W, \mu)$ , contient les corrections NLO<sup>2</sup> du rapport de branchement  $B \rightarrow X_s + \gamma$  dues à l'émission de gluon réel ou virtuel [11]. Les auteurs de [8] donnent l'approximation suivante :

$$K(m_t/m_W, \mu) = 1 - \frac{8\alpha_s(m_b)}{3\pi} \quad (2.23)$$

<sup>2</sup>De l'anglais : Next to Leading Order, à l'ordre au dessus de l'ordre dominant



L'existence de ce dernier facteur est due au fait que si l'on normalise le rapport de branchement  $b \rightarrow s\gamma$  par rapport à celui des désintégrations semileptoniques afin de s'affranchir du terme en  $m_b^5$  présent dans les deux expressions, il faut tenir compte du fait que dans le cas de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  le facteur  $m_b^5$  provient du produit de  $m_b^3 \times m_b^2$  où  $m_b^2$  provient de la renormalisation de l'opérateur  $\mathcal{O}_7$ . Le facteur  $K$  provient donc du fait que  $m_b^2$  doit être pris dans le même schéma de renormalisation que les coefficients.

Le paramètre d'échelle,  $\mu$ , apparaît dans les formules précédentes pour deux raisons :

- Dans le numérateur de l'équation 2.21,  $\mu$  dénote l'échelle de renormalisation du Hamiltonien effectif  $b \rightarrow s\gamma$ .
- Il représente également l'échelle à laquelle on décide de calculer le paramètre d'expansion  $\alpha_s$  pour les corrections QCD des taux de désintégrations semileptoniques.

On peut illustrer ici, à l'aide d'un exemple, l'importance numérique des trois termes de l'équation (2.18). Pour des valeurs de  $m_t = 130$  GeV,  $\mu = 5$  GeV et  $\alpha_s(M_Z) = 0.12$  on obtient :

$$\begin{aligned} C_7^{eff}(\mu) &= 0.689C_7(M_W) + 0.087C_8(M_W) - 0.161C_2(M_W) & (2.24) \\ &= 0.689(-0.161) + 0.087(-0.086) - 0.161 \\ &= -280. \end{aligned}$$

En l'absence de QCD, ( $\eta = 1$ ), on aurait  $C_7^{eff}(\mu) = C_7(M_W)$  car la somme de tous les  $h_i$  s'annule. On observe donc que d'une part, les corrections QCD sont apportées principalement de manière additive par le terme proportionnel à  $C_2(M_W)$  qui est donc la cause de l'augmentation massive du rapport de branchement du processus  $b \rightarrow s\gamma$ ; et d'autre part, de manière multiplicative par le facteur 0.689. Ce dernier tend à diminuer le rapport de branchement mais se retrouve en compétition avec le terme additif.

### 2.3.4 Prédictions et incertitudes sur le rapport de branchement

$$Br(B \rightarrow X_s + \gamma)$$

#### Prédictions sur le rapport de branchement $Br(b \rightarrow s\gamma)$

Différents groupes d'auteurs que nous avons cités tout au long de ce chapitre proposent différentes méthodes de calculs à différentes approximations des prédictions théoriques sur le rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$ . Les uns utilisent l'approximation LO, d'autres utilisent le plus possible de termes connus à l'approximation NLO en faisant intervenir différents schémas de régularisation.

Nous citerons donc ici quelques uns des résultats que l'on peut trouver dans la littérature en notant qu'ils sont tous compatibles entre eux.

En utilisant les valeurs numériques reportées dans le tableau 2.1, les auteurs de la référence [7] proposent la valeur suivante qui est la plus conservatrice :

$ V_{ts}  /  V_{cb} $	1
$\overline{m}_t$ (GeV)	$170 \pm 11$
$\mu$ (GeV)	$5.0^{+5.0}_{-2.5}$
$\Lambda_{QCD}^{n_f=5}$ (GeV)	$0.195^{+0.065}_{-0.05}$
$Br(B \rightarrow Xl\nu_l)$	$(10.4 \pm 0.4) \%$
$m_c/m_b$	$0.29 \pm 0.02$
$m_W$ (GeV)	80.33
$\alpha^{-1}$	130.0

Tableau 2.1: Valeurs numériques utilisées dans le cadre du calcul donnant les rapports de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  dans les modes inclusif et exclusifs à l'approximation LO.

Paramètres	Valeur
$ V_{ts}^*/V_{tb} ^2 /  V_{cb} $	$0.95 \pm 0.04$
$m_c/m_b$	$0.316 \pm 0.013$
$m_t$ (GeV)	$174 \pm 16$
$\lambda_1$ (GeV <sup>2</sup> )	$-0.15 \pm 0.15$
$\lambda_2$ (GeV <sup>2</sup> )	$0.12 \pm 0.1$
$m_b(\mu = m_b)$ (GeV)	$4.65 \pm 0.15$
$F_1(0)$	$0.35 \pm 0.05$
$BR^{exp}(B \rightarrow Xl\nu_l)$	$0.107 \pm 0.005$
$\Lambda_{QCD}^{n_f=5}$	$0.240 \pm 0.090$
$\mu$	$m_b/2 - 2m_b$

Tableau 2.2: Valeurs numériques utilisées pour le calcul du rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  dans le cadre de l'approximation NLO.

$$Br(B \rightarrow X_s\gamma) = (2.55 \pm 1.28) \times 10^{-4} \quad (2.25)$$

Les auteurs de la référence [13], en utilisant les valeurs centrales du tableau 2.2, proposent l'ensemble des prédictions suivantes pour différentes approximations et différents schémas de régularisation :

$\mu$ (GeV)	$BR(B \rightarrow X_s\gamma) \times 10^4$		
	LO	$NLO_{HV}$ <sup>3</sup>	$NLO_{NDR}$ <sup>4</sup>
$m_b/2$	$3.81 \pm 0.47$	$1.92 \pm 0.19$	$2.77 \pm 0.32$
$m_b$	$2.93 \pm 0.33$	$1.71 \pm 0.18$	$2.25 \pm 0.25$
$2m_b$	$2.30 \pm 0.26$	$1.56 \pm 0.17$	$1.91 \pm 0.21$

D'après ces résultats, ils déduisent une valeur moyenne :

$$BR(B \rightarrow X_s\gamma) = (1.9 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-4} \quad (2.26)$$

où la première erreur correspond à la largeur de la distribution pseudo Gaussienne des valeurs théoriques utilisées dans les calculs, et la seconde inclut la dépendance en  $\mu$  et la dépendance en la méthode de régularisation.

### Incertitudes théoriques sur $Br(B \rightarrow X_s\gamma)$

Il est bien sûr intéressant de connaître la source des erreurs théoriques encore présentes aujourd'hui sur le calcul de ce rapport de branchement. En effet, même si d'énormes efforts ont été faits du point de vue théorique ces dernières années pour essayer de le calculer au mieux il n'en demeure pas moins un certain nombre d'incertitudes que nous allons détailler ici.

Tout d'abord, une première classe d'erreurs qui peuvent être qualifiées de négligeables dans le cas de notre analyse :

Dans l'ordre d'apparition, la première source d'incertitude provient du fait que l'on normalise le taux de  $B \rightarrow X_s + \gamma$  par rapport au taux des désintégrations semileptoniques (voir équation 2.13). En effet si cela nous permet de nous affranchir du terme en  $m_b^5$  et de réduire les incertitudes dues aux éléments de la matrice CKM, le prix à payer est une incertitude supplémentaire qui provient du rapport  $z = m_c/m_b$ . Cette variable apparaît dans le facteur d'espace des phase des désintégrations semileptoniques de l'équation 2.20. Une estimation a été faite par les auteurs de [8] qui montre que 4% d'erreur sur la valeur de  $z$  conduit à une erreur sur le rapport  $R$  de 6%. Notons que même une erreur deux fois plus grande sur ce rapport resterait négligeable face aux erreurs que nous allons citer par la suite.

La deuxième erreur semble provenir de l'approximation faite dans l'équation 2.15 pour laquelle on se base sur le modèle spectateur. L'erreur reliée à l'utilisation de ce modèle dans la description du processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$ , a été étudiée. Les auteurs de la référence [15] estiment que la contribution finale des diagrammes additionnels créés lorsqu'un gluon interagit avec le quark spectateur du hadron B est d'environ 5%.

Il existe également une erreur sur le rapport des paramètres CKM de l'équation 2.21, mais elle reste faible également. En effet, en utilisant l'unitarité de la matrice CKM et en imposant les contraintes provenant du paramètre  $\epsilon_K$  de la violation de CP, on trouve :

$$\frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{|V_{cb}|^2} = 0.95 \pm 0.04 \quad (2.27)$$

La plus grande erreur vient des contributions NLO inconnues. La signature de cette incertitude est la forte dépendance en  $\mu$  des expressions calculées à l'approximation LO. La figure 2.4 montre la dépendance du rapport  $R$  défini dans l'équation 2.16 en fonction de  $\mu$  lorsque celle-ci varie entre 2 et 10 GeV. Le trait plein représente le calcul à l'approximation LO et les traits pointillés montrent les résultats possibles pour des prédictions à l'approximation NLO. Lors de cette variation de  $\mu$  autour de  $m_b \simeq 5$  GeV, le rapport  $R$  change de 25 %.

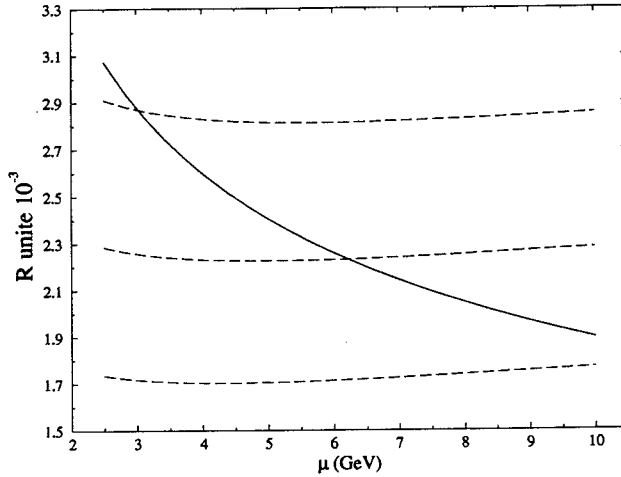


Figure 2.4: Comportement du rapport  $R$  en fonction de l'échelle d'énergie  $\mu$ . Le trait plein représente le calcul à l'approximation LO alors que les pointillés représentent les résultats possibles au NLO

Pour être plus précis, c'est l'erreur théorique sur les coefficients de Wilson qui représente la contribution dominante à l'erreur théorique sur le rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$ , contribuant d'environ  $\pm 35\%$ . [7]. Cependant, plusieurs études ont montré explicitement que l'introduction des corrections à l'approximation NLO réduit considérablement la dépendance en  $\mu$  des expressions obtenues à l'approximation LO. [16]

La figure 2.5 tirée de la référence [13], montre la dépendance en  $\mu$  du coefficient  $C_7^{eff}(\mu)$  dans le cadre des approximations LO et NLO. Dans les deux schémas de renormalisation de l'approximation NLO utilisés, qui sont HV et NDR, la dépendance en  $\mu$  est réduite. Les calculs ont été effectués en prenant les valeurs centrales du tableau 2.2.

Le calcul du rapport

$$R_{C_7(\mu)} = \left( \frac{C_7^{eff}(\mu |_{\mu=m_b/2})}{C_7^{eff}(\mu |_{\mu=2m_b})} \right)^2 \quad (2.28)$$

donne les valeurs suivantes pour les différentes approximations :

	LO	NLO <sub>NDR</sub>	NLO <sub>HV</sub>
$R_{C_7(\mu)}$	1.72	1.54	1.25

Bien que l'approximation NLO<sub>HV</sub> semble être celle pour laquelle la dépendance en  $\mu$  du coefficient  $C_7^{eff}$  est la plus faible, on ne sait pas, à l'heure actuelle lequel des deux schémas, HV ou NDR, est le plus proche de l'approximation NLO.

Pour cette raison, les prédictions théoriques sont pour le moment calculées soit à l'approximation NLO, en combinant les résultats obtenus avec NDR et HV soit de manière

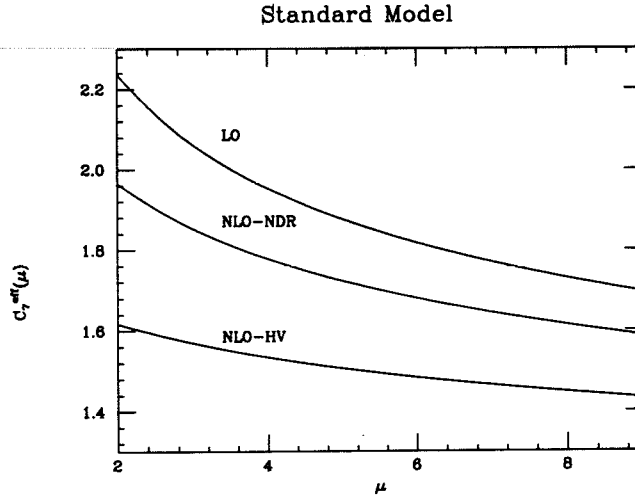


Figure 2.5: Coefficient  $C_7^{eff}(\mu)$  en fonction de  $\mu$  pour les différents cas,  $LO$ ,  $NLO_{NDR}$ , et  $NLO_{HV}$

plus conservative, à l'approximation LO. Dans tous les cas, les valeurs de  $\mu$  sont comprises entre  $m_b/2$  et  $2m_b$ .

Enfin, il reste une erreur d'environ 4.6% dans la détermination du rapport  $Br(B \rightarrow X_s + \gamma)$  lui même qui est due à l'erreur expérimentale sur la mesure  $Br(B \rightarrow X_c e \bar{\nu}_e) = (10.4 \pm 0.4)\%$  [17]

### 2.3.5 Remarques

D'une part, nous remarquons que les deux résultats proposés par les équations 2.25 et 2.26 sont tout à fait compatibles. D'autre part, même si le deuxième semble être plus précis de par la diminution des erreurs dues à l'utilisation des corrections NLO, il convient d'être prudent quant à son utilisation. En effet, tous les termes entrant en compte dans le calcul de ce rapport de branchement n'ont pas encore été calculés à l'approximation NLO. C'est la raison pour laquelle le résultat de l'équation 2.26 ne doit être utilisé que de manière indicative. Compte tenu de la grande incertitude théorique qui subsiste encore actuellement sur ces calculs de corrections QCD, nous utiliserons, dans le cadre de cette analyse, la valeur la plus conservative donnée par l'équation 2.25.

## 2.4 Expression théorique du rapport de branchement $Br(B \rightarrow K^* \gamma)$

Le processus inclusif  $b \rightarrow s\gamma$  donne lieu à plusieurs états finals exclusifs où le quark  $s$  s'hadronise avec le quark spectateur du hadron  $b$ . La conservation du moment angulaire interdit la désintégration  $B \rightarrow K\gamma$  mais on s'attend à ce que  $B \rightarrow K^*(892)\gamma$  soit une fraction significative du taux inclusif.

Le rapport de branchement  $Br(B \rightarrow K^*\gamma)$  est donné par :

$$Br(B \rightarrow K^*\gamma) = \left[ \frac{\Gamma(B \rightarrow K^*\gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_s\gamma)} \right]^{MS} \times \left[ \frac{\Gamma(B \rightarrow X_s\gamma)}{\Gamma(B \rightarrow Xl\nu_l)} \right]^{MS} \times Br^{exp}(B \rightarrow Xl\nu_l) \quad (2.29)$$

où

$$\left[ \frac{\Gamma(B \rightarrow K^*\gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_s\gamma)} \right]^{MS} = \left( \frac{M_b}{m_b} \right)^3 \left( 1 - \frac{M_{K^*}^2}{M_B^2} \right)^3 \times \frac{1}{(1 + \lambda_1 - 9\lambda_2)/(2m_b^2)} \times |F_1(0)|^2 \quad (2.30)$$

Une symétrie de QCD apparaît dans les systèmes contenant un quark lourd. En effet, lorsque le quark devient suffisamment lourd, on peut considérer que sa masse n'est plus concernée par la dynamique non perturbative des quarks légers. Cela permet de traiter les degrés de liberté des quarks lourds de manière isolée par rapport aux degrés de liberté des quarks légers. Cette théorie effective des quarks lourds (HQET<sup>5</sup>) a été développée par Isgur et Wise [18] et est utilisée ici.

Dans le formalisme HQET les paramètres  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  décrivent les corrections non perturbatives (à l'ordre  $\mathcal{O}(1/m_b^2)$  à la prédiction du modèle des partons pour le taux inclusif [19]). Elles sont relatives à l'énergie cinétique du quark  $b$  à l'intérieur du méson  $B$  et à la différence de masse  $B - B^*$ .

On peut remarquer que contrairement au cas du rapport de branchement inclusif, (où les corrections en  $1/m_b^2$  s'annulent dans le rapport  $\Gamma(B \rightarrow X_s\gamma)/\Gamma(B \rightarrow Xl\nu_l)$ ), la dépendance en  $m_b$  subsiste dans l'équation (2.30).

De plus, la persistance du terme,  $F_1(0)$ , qui est le facteur de forme de la réaction  $B \rightarrow K^*$  est importante. Une grande incertitude théorique subsiste encore en effet sur ce facteur défini par les équations (9) et (10) de la référence [12]. Plusieurs méthodes sont utilisées pour le calculer comme, QCD sur réseau, la loi des sommes de QCD, ou encore la théorie effective des quarks lourds.

### 2.4.1 Prédiction et incertitude sur le rapport de branchement $Br(B \rightarrow K^*\gamma)$

On peut trouver dans les références [20] différentes prédictions du rapport  $Br(B \rightarrow K^*\gamma)/Br(b \rightarrow s\gamma)$  qui varie suivant les méthodes de calculs, de quelques pour cent à 40%. Pour une revue complète des différents auteurs et de leur résultats sur la mesure du rapport  $Br(b \rightarrow s\gamma)/Br(B \rightarrow K^*\gamma)$  voir la référence ([21]).

Les calculs à l'approximation NLO donnent les résultats suivants :

$$BR(B \rightarrow K^*\gamma) = (4.3 \pm 0.9_{-1.0}^{+1.4}) \times 10^{-5} \quad (2.31)$$

$$BR(B \rightarrow K^*\gamma)/BR(B \rightarrow X_s\gamma) = 0.23 \pm 0.09 \quad (2.32)$$

Pour la même raison que précédemment, les résultats donnés à l'approximation NLO ne sont qu'indicatifs. C'est ainsi que l'étude de la détermination du rapport de branchement du processus  $b \rightarrow s\gamma$  dans le mode inclusif, par rapport à la recherche de canaux exclusifs permet d'éliminer une source d'erreur théorique non négligeable.

<sup>5</sup>HQET : De l'anglais Heavy Quark Effective Theory, théorie effective des quarks lourds

## 2.4.2 Conclusion

Le vif intérêt apporté ces deux dernières années par différentes expériences du LEP ou de l'expérience CLEO à Cornell à la mesure dans le mode inclusif du rapport de branchement de la transition  $b \rightarrow s\gamma$  s'explique par le fait que, outre son rapport de branchement qui est plus élevé d'au moins un ordre de grandeur par rapport aux processus exclusifs signant cette transition tels que le  $B \rightarrow K^*\gamma$ , l'erreur théorique est moindre.

## 2.5 Le spectre en énergie du photon dans le référentiel du méson B au repos

### 2.5.1 Caractéristiques générales du spectre

Le spectre en énergie du photon dans le référentiel du B au repos est très affecté par les radiations de gluons. En effet, les corrections perturbatives QCD, comme  $b \rightarrow s\gamma + g$ , donnent un spectre caractéristique de diffusion piqué vers la limite  $E_\gamma \rightarrow E_\gamma^{max}$  et  $E_\gamma \rightarrow 0$ , provenant des configurations de gluon mou et dur respectivement. Deux effets distincts sont donc responsables de ce spectre particulier.

Le premier correspond au fait que le quark lourd qui se désintègre n'est pas au repos dans le référentiel du méson B. Il est plongé dans un milieu dit "mou" (sorte de nuage léger), qui échange de l'énergie et de l'impulsion avec le quark lourd. Ainsi le gluon mou du nuage crée une distribution primordiale non perturbative qui est responsable en particulier du remplissage de la zone du spectre en énergie du photon située entre  $m_b/2$  et  $M_B/2$ .

Le deuxième effet tient compte du fait que dans le processus de désintégration, les quarks peuvent émettre et absorber des gluons durs, c'est à dire ceux dont les impulsions sont plus grandes que  $\Lambda_{QCD}$ . Par exemple le quark  $s$  peut perdre une partie de son énergie et impulsion en émettant un gluon dur. Dans ce cas, l'énergie du photon va être très inférieure à  $m_b/2$ . Cette émission de gluon produit une longue queue dans le spectre en énergie du photon en dessous de  $m_b/2$ . Voir figure 2.6, tirée de la référence ([22]).

Afin de calculer le spectre en énergie du photon dans les désintégrations  $B \rightarrow X_s + \gamma$  deux ingrédients sont donc nécessaires :

- Les contributions QCD perturbatives mettant en jeu la diffusion d'un gluon réel ou virtuel,

En ce qui concerne ce premier point, il existe de fortes similarités entre la fin du spectre en énergie du photon dans le processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$  et la fin du spectre en énergie du lepton dans le processus  $B \rightarrow X_u l \nu_l$ , calculé dans le modèle des partons QCD.

- Les fonctions de structure non perturbatives apparaissant dans la transition  $B \rightarrow X_s + \gamma$ .

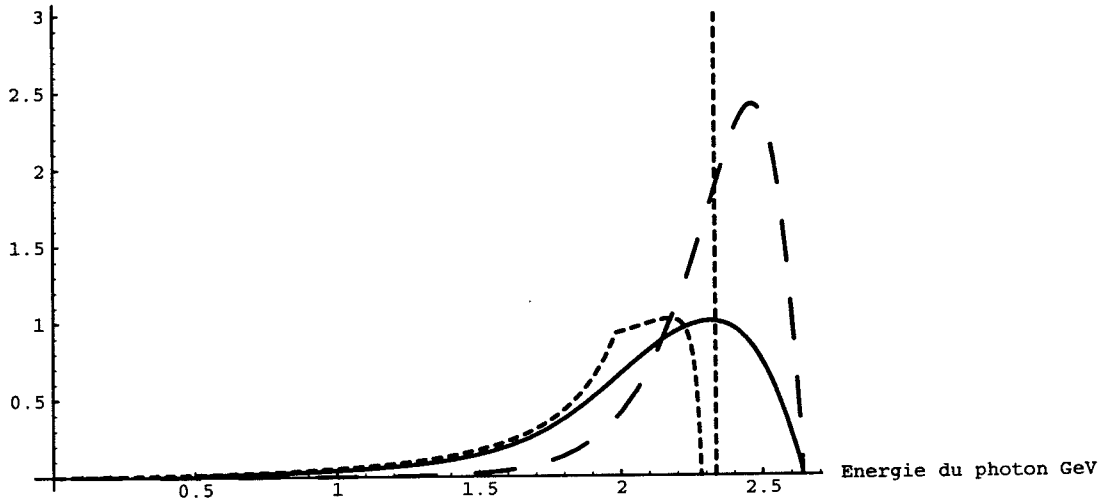


Figure 2.6: Différentes contributions au spectre en énergie du photon dans le référentiel du B au repos: distribution primordiale non perturbative (tirets), spectre perturbatif (pointillés), spectre total (ligne pleine) obtenus pour  $\mu = 0.7$  GeV,  $m_b(\mu) = 4.67$  GeV,  $\mu_\pi^2 = 0.5$  GeV<sup>2</sup> et  $\Lambda_{QCD} = 300$  MeV.

Un modèle particulier a été développé par les auteurs de la référence [23] pour modéliser les aspects non-perturbatifs dans le processus  $B \rightarrow X_s + \gamma$ . Leur méthode ayant été utilisée dans notre simulation, nous en donnons ici les grandes lignes.

On considère le mouvement du quark b dans le méson B comme ayant une distribution gaussienne. Cette méthode a été développée initialement dans le contexte des désintégrations semileptoniques inclusives des B,  $B \rightarrow X l \nu_l$ , et modifiée ensuite pour implanter les effets de fonction d'onde du méson B dans les désintégrations radiatives.

La distribution gaussienne de l'impulsion non nulle du quark b dans le méson B est représentée par un paramètre libre mais ajustable,  $p_F$ :

$$\phi(p) = \frac{4}{\sqrt{\pi} p_f^3} \exp\left(-\frac{p^2}{p_F^2}\right) \quad (2.33)$$

avec  $p = |\vec{p}|$  et la normalisation

$$\int_0^\infty dp p^2 \phi(p) = 1 \quad (2.34)$$

La contrainte sur l'impulsion en énergie est imposée par :

$$W^2 = m_B^2 + m_q^2 - 2m_B \sqrt{p^2 + m_q^2} \quad (2.35)$$

où  $m_B$  est la masse du méson B,  $W$  est la masse effective dépendant de l'impulsion du quark b, et  $m_q$  la masse du quark spectateur dans le méson B  $B = \bar{b}q$ . Ce modèle a donc



deux paramètres :  $p_F$  et  $W$ , qui sont communs pour les désintégrations semileptoniques et radiatives en plus de la masse du quark dans l'état final. La dépendance du rapport de branchement inclusif  $\mathcal{B}(B \rightarrow X_s + \gamma)$  par rapport à  $p_F$  ou  $m_s$  est négligeable mais est notifiable par rapport à  $W$ .

Une estimation des paramètres  $p_F$  et  $W$  a été faite à partir des ajustements sur le spectre en énergie des leptons obtenus dans les désintégrations semileptoniques des B, en faisant varier  $p_F$  et la masse du quark spectateur  $m_q$  qui détermine  $W$ , ainsi que la masse du quark charmé. Les données ne contraignent pas  $W$  de manière sévère, et ce paramètre peut varier dans le domaine  $W = 4.87 \pm 0.1$  GeV.

Les caractéristiques du spectre en énergie ainsi déterminées ont été confirmées et améliorées par l'auteur de la référence [24].

## 2.5.2 Modélisation du spectre du photon

Jusqu'à présent, la simulation des événements dits "signal", c'est à dire des événements  $b \rightarrow s\gamma$  utilisés par l'expérience L3, avait été effectuée en simulant les résonances  $B \rightarrow K^*\gamma$  et  $B \rightarrow K^{**}\gamma$ .

Dans le but d'effectuer une simulation plus correcte des transitions  $b \rightarrow s\gamma$  dans le mode inclusif, nous avons développé une nouvelle méthode.

### Génération des événements $b \rightarrow s\gamma$

Le programme JETSET a été utilisé pour la génération des événements hadroniques dans lesquels on demande explicitement que les mésons  $B^0$  et  $B^+$  subissent les désintégrations suivantes :

$$\begin{array}{ll} B^0 \rightarrow \text{corde} + \gamma & \text{et} \quad \text{corde} \rightarrow d \bar{s} \\ B^+ \rightarrow \text{corde} + \gamma & \text{et} \quad \text{corde} \rightarrow u \bar{s}. \end{array}$$

Il apparaît alors que le spectre du photon produit lors de ces désintégrations, a bien la bonne limite cinématique ( $E_\gamma^*|_{max} \simeq 2.5$  GeV), mais la forme générale n'est pas du tout en accord avec ce que prédit la théorie.

Sur la figure (2.7) on peut comparer le spectre brut des photons provenant des mésons  $B^0$  et  $B^+$  générés, figure 2.7 (a), avec le spectre théorique que nous avons obtenu par A. Ali, correspondant à la référence ([23]) sur la figure 2.7 (b).

Nous avons alors utilisé la fonction décrivant le spectre théorique pour effectuer un rejet aléatoire des événements générés afin que le spectre total des photons dans le référentiel du B au repos soit compatible avec le spectre théorique. Le spectre obtenu peut alors être comparé aux deux spectres correspondant aux simulations des résonances  $B \rightarrow K^*\gamma$  et  $B \rightarrow K^{**}\gamma$ , dessinés sur la figure 2.8

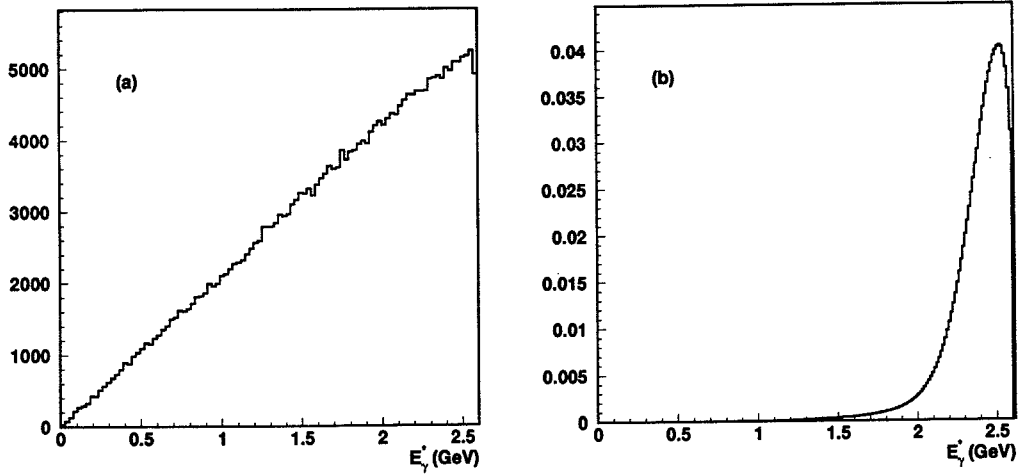


Figure 2.7: (a): Spectre en énergie du photon dans le référentiel du méson  $B$  au repos, pour les photons provenant des mésons  $B$  générés. (b): Le même spectre calculé par A. Ali; La valeur maximale (déterminée par la limite cinématique) étant piquée autour de  $E_\gamma = m_b/2$ , alors que la longue queue jusqu'aux faibles valeurs de  $E_\gamma$  est due à l'émission de gluons

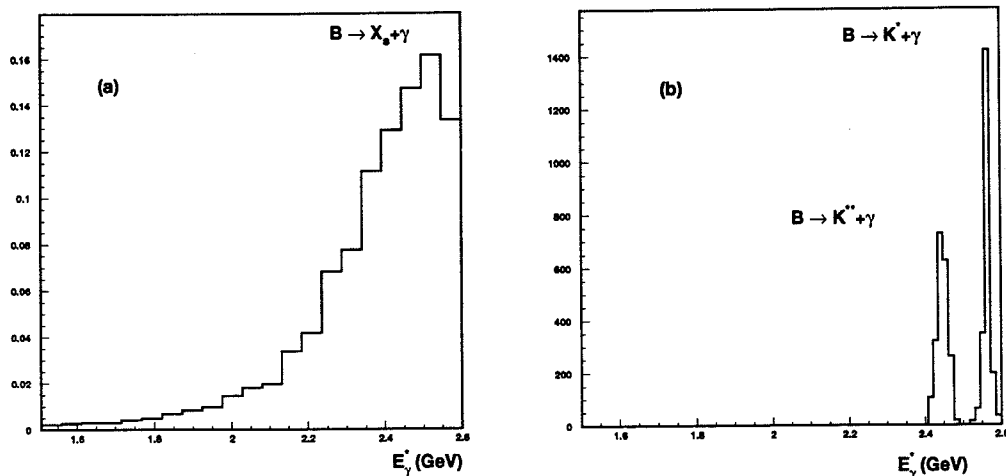


Figure 2.8: (a): Spectre en énergie du photon dans le référentiel du méson  $B$  au repos, pour les photons provenant des mésons  $B$  générés et ajusté sur la courbe théorique. (b): Le même spectre dans le cas de résonances  $B \rightarrow K^*\gamma$  et  $B \rightarrow K^{**}\gamma$ .

### 2.5.3 Conclusion

Notre nouvelle méthode de simulation du signal recherché, produit donc des événements dans lesquels un quark  $b$  se désintègre en un quark  $s$  et un photon. Le spectre du photon dans le référentiel du méson  $B$  a été ajusté en fonction de la courbe donnée théoriquement. Nous utiliserons donc ce nouveau lot d'événements pour tester l'efficacité de nos coupures et déduire la valeur de la limite sur le rapport de branchement final.

## 2.6 La réaction $b \rightarrow s\gamma$ au delà du Modèle Standard Minimal

Lorsque l'on sort du cadre du Modèle Standard Minimal, de nouvelles particules peuvent remplacer le boson  $W$  à l'intérieur de la boucle présente dans la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$ . Nous n'illustrerons ici que les cinq contributions à considérer dans le cas du Modèle Standard Non Minimal à deux doublets de Higgs (2HDM) de type II et du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM).

Une première source est donnée par la contribution du  $H^-$  avec une quark "up". Une deuxième source provient de la supersymétrisation des contributions du  $W$  et du Higgs chargé, où le quark "up" est remplacé par un squark  $\tilde{u}$  et le  $W^-$  et le  $H^-$  sont respectivement remplacés par leur partenaire SUSY :  $W$ -ino ( $\tilde{W}^-$ ) et higgsino ( $\tilde{H}^-$ ). Pour être plus précis, étant donné que le  $\tilde{W}^-$  et le  $\tilde{H}^-$  sont seulement états propres courants, les états propres des matrices de masse ( $2 \times 2$ ) des fermions chargés, que l'on appelle les charginos ( $\tilde{\chi}^-$ ), doivent être considérés.

Une source moins évidente de FCNC, vient des vertex de changement de saveur  $q - \tilde{q}' - \tilde{\chi}^0$  ou  $q - \tilde{q} - \tilde{g}$  où  $\tilde{\chi}^0$  est un neutralino et  $\tilde{g}$  un gluino. Voir les références ([25]) pour la première interprétation des changements de saveur par les vertex précités et la référence [26] dans laquelle on signale pour la première fois que la contribution des gluinos doit être prise en compte dans la transition  $b \rightarrow s\gamma$ .

Finalement, on a :

- (a) La contribution du  $W$  chargé avec  $W^-$  et quark de type "up" (SM)
- (b) La contribution du Higgs chargé avec  $H^-$  et quark de type "up" (2HDM) et (MSSM)
- (c) La contribution du chargino avec  $\tilde{\chi}^-$  et squarks de type "up" (MSSM)
- (d) La contribution du gluino avec  $\tilde{g}$  et squarks de type "down" (MSSM)
- (e) La contribution du neutralino avec  $\tilde{\chi}^0$  et squarks de type "down" (MSSM)

L'amplitude totale de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  est la somme de toutes ces contributions.

Dans le cas du 2HDM de type II, seule la contribution du Higgs chargé est à tenir en compte, on peut donc la calculer à partir des mêmes formules que dans le cas du Modèle Standard (équations 2.19) qui deviennent alors :

$$\begin{aligned} C_7(M_W) &= -\frac{1}{2}A(x) - B(y) - \frac{1}{6\tan^2\beta}A(y) \\ C_8(M_W) &= -\frac{1}{2}D(x) - E(y) - \frac{1}{6\tan^2\beta}D(y) \end{aligned} \quad (2.36)$$

avec

$$\begin{aligned} B(y) &= \frac{y}{2} \left( \frac{\frac{5}{6}y - \frac{1}{2}}{(y-1)^2} - \frac{(y - \frac{2}{3})}{(y-1)^3} \ln(y) \right) \\ E(y) &= \frac{y}{2} \left( \frac{\frac{1}{2}y - \frac{3}{2}}{(y-1)^2} - \frac{\ln y}{(y-1)^3} \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

et  $y = \frac{m_t^2}{M_{H^\pm}^2}$ . Il est important de remarquer que la contribution du Higgs chargé sera toujours positive, ce qui a pour conséquence que

$$Br(b \rightarrow s\gamma) |_{2HDM} \geq Br(b \rightarrow s\gamma) |_{SM}$$

et ce, quelque soit la valeur de  $\tan\beta$  grâce au deuxième terme des équations 2.37, le troisième terme en  $\cot^2\beta$  nous indiquant que les petites valeurs de  $\tan\beta$  donnent les plus grandes contributions. C'est ce qui est indiqué sur la figure 2.9 où nous avons tracé les valeurs de  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  pour différentes valeurs de masses du Higgs chargé calculées à partir des formules et valeurs numériques données de ce chapitre.

Dans la référence [27], on peut lire la forme analytique des autres contributions et les effets d'interférences possibles calculés dans le cadre du Modèle Standard Minimal Supersymétrique avec brisure induite radiativement de  $SU(2) \times U(1)$ . Ces analyses montrent qu'en général, pour des squarks et des gluinos de masses plus élevées que 100 GeV, les contributions dues aux gluinos (d) et neutralinos (e) sont négligeables par rapport à celles induites par l'échange de Higgs chargés et de charginos.

Sur les figures 2.10 on observe les grandeurs des différentes amplitudes par rapport à celle du Modèle Standard. Les surfaces en pointillés correspondent à la variation des paramètres  $m$  et  $M$  dans les domaines  $[0, 800]$  GeV et  $[-400, 400]$  GeV respectivement. Bien que les figures soient dessinées pour des valeurs données de  $m_t$  et  $\tan\beta$  ( $m_t = 160$  GeV et  $\tan\beta = 8$ ), elles montrent bien la caractéristique générale des différentes contributions. Notons en particulier que l'échange de neutralino et de gluino peut être négligé en comparaison avec les amplitudes dues au chargino et au Higgs.

On peut quantifier la contribution due au MSSM par rapport à celle du Modèle Standard en exprimant le rapport  $R$  :

$$R_\gamma = \frac{Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{MSSM}}{Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{MS}} \quad (2.38)$$

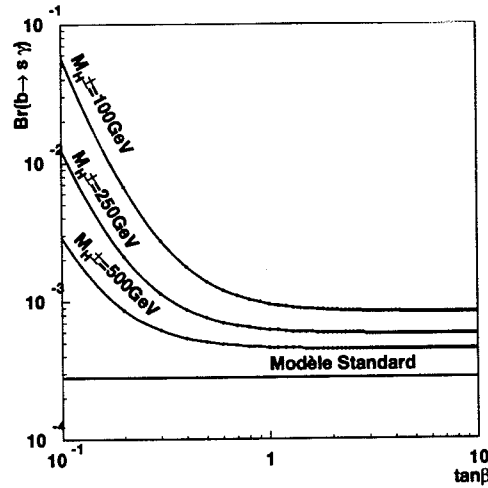


Figure 2.9: Valeurs approximatives de  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  pour différentes valeurs de masses du Higgs chargé dans le cadre du 2HDM de type II, en fonction de  $\tan\beta$

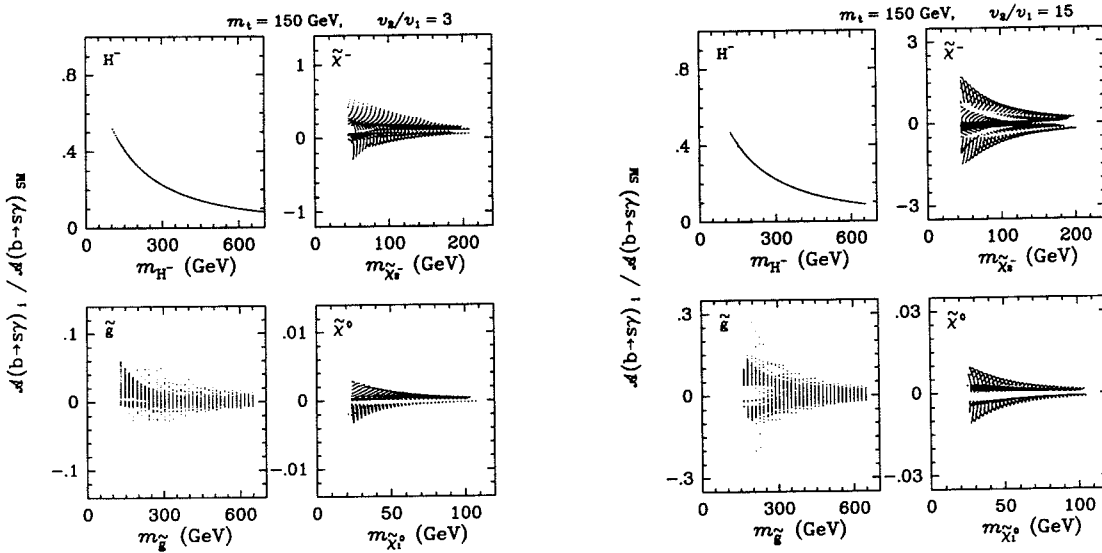


Figure 2.10: Rapport des amplitudes induites par SUSY sur celle du MS, pour  $m_t = 150$  GeV,  $\tan\beta = 3$  (gauche) et  $\tan\beta = 15$  (droite). On peut observer les contributions dues au Higgs chargé, au chargino, au gluino et au neutralino

Lorsque l'on identifie les rapports de branchement par le carré des amplitudes correspondantes, en ne gardant que les contributions les plus importantes (Higgs chargé et chargino), on a :

$$R_\gamma \simeq \left[ \frac{C(A_W + A_H + \tilde{A}) + D}{C A_W + D} \right]^2 \quad (2.39)$$

$A_W$  représente l'amplitude due au Modèle Standard,  $A_H$  celle due au Higgs chargé et  $\tilde{A}$  celle due au chargino. Les facteurs  $C$  et  $D$  correspondent à l'apport des corrections QCD, additives et multiplicatives, renormalisées à l'échelle  $\mathcal{O}(m_b)$ .

Dans le cas du MSSM, il est donc plus difficile de conclure à cause des deux contributions opposées du Higgs et du chargino. Il est néanmoins possible, en se plaçant dans un espace particulier des paramètres du Modèle, d'évaluer les variations du rapport de branchement par rapport à la valeur prédite par le Modèle Standard.

Ainsi, en observant que le rapport  $R_\gamma$  dépend de  $m_{\tilde{t}}$  et  $m_{\tilde{\chi}}$  essentiellement à travers leur somme, les auteurs de la référence [28] ont choisit d'utiliser la variable

$$m_{moy} = m_{\tilde{t}} = m_{\tilde{\chi}} \quad (2.40)$$

Dans le cadre de leurs approximations, on peut observer les figures 2.11 qui montrent le rapport  $R_\gamma$  dans le plan  $(m_{moy}, m_H)$  pour des valeurs de  $\tan\beta = 1.5, 5$  en prenant  $m_{\tilde{t}} = m_{\tilde{\chi}}$  et les variations possibles du rapport  $R_\gamma$  dans le plan  $(m_{moy}, \tan\beta)$  pour des valeurs de  $m_H = 100, 500$  GeV. La ligne  $R_\gamma = 1$  correspond au cas prédit par les auteurs de la référence [29] où les contributions dues au Higgs chargé et au chargino s'annulent et où l'on retrouve la valeur du Modèle Standard.

## 2.7 Conclusion

Plusieurs points importants ont été mis en évidence dans ce chapitre :

- La valeur du rapport de branchement du processus rare  $b \rightarrow s\gamma$ , augmentée par les corrections QCD, est soumise à un certain nombre d'incertitudes dont la plus importante provient de la dépendance en  $\mu$  des coefficients de Wilson (incertitude de  $\pm 35$  %);
- Le calcul théorique du spectre du photon qui tient compte à la fois d'effets perturbatifs et non perturbatifs nous a permis d'améliorer la simulation des événements  $B \rightarrow X_s + \gamma$  dans le mode inclusif, ce qui n'avait pas été fait auparavant;
- Enfin, les calculs des contributions des Modèles au delà du Modèle Standard Minimal ont montré que l'on peut s'attendre soit à une augmentation soit à une diminution du rapport de branchement calculé dans le cas du Modèle Standard. Les contributions les plus importantes étant celles du Higgs chargé (2HDM ou MSSM), toujours positives et du chargino (MSSM) qui peuvent être négatives.

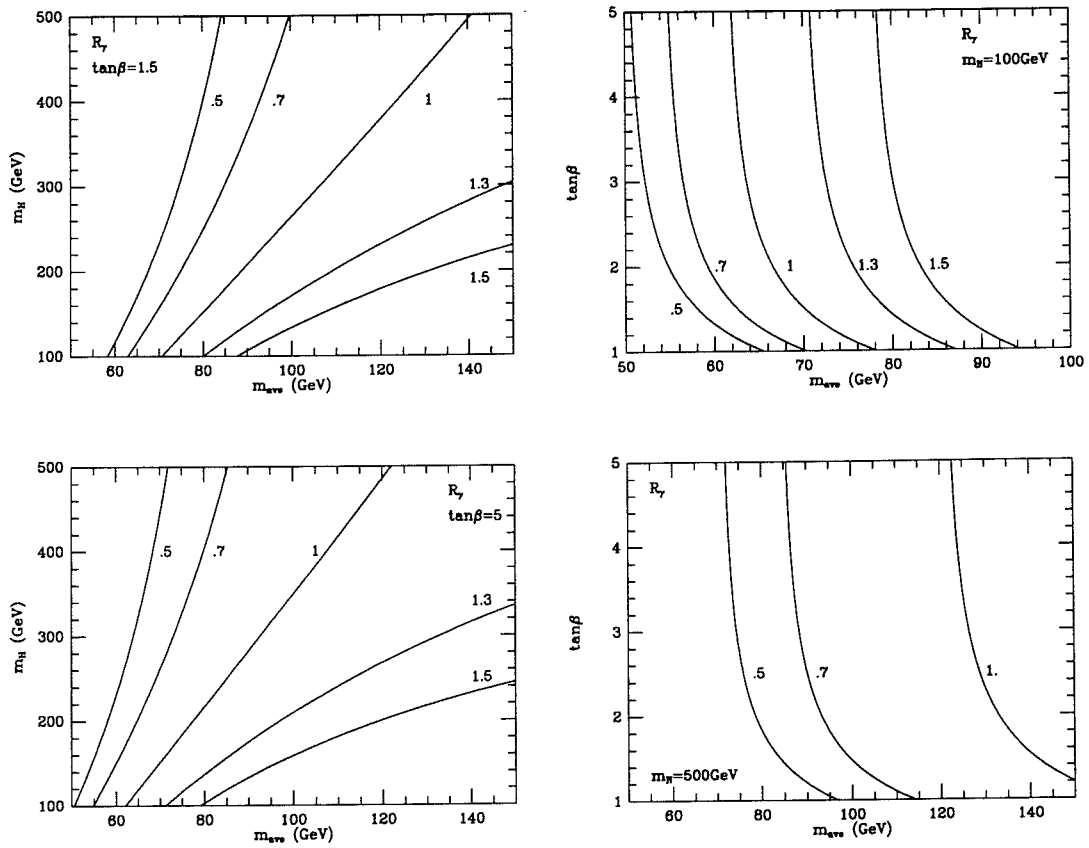


Figure 2.11: Colonne de gauche: Rapport  $R_\gamma$  des contribution MSSM par rapport au MS dans le plan  $(m_{moy}, m_H)$  pour  $\tan\beta = 1.5, 5$ . Colonne de droite:  $R_\gamma$  dans le plan  $(m_{moy}, \tan\beta)$  pour  $m_H = 100, 500$  GeV.

Il y a donc au moins deux bonnes raisons à l'engouement que connaît la recherche de  $Br(b \rightarrow s\gamma)$ . Dans le cadre du modèle standard d'une part, cela permettrait de connaître la valeur de  $C_7(m_b)$ . D'autre part, dans le cas des deux modèles cités ici, cela peut permettre de porter des limites sur certains paramètres qui peuvent être plus précises que celles obtenues en recherche directe de particules.

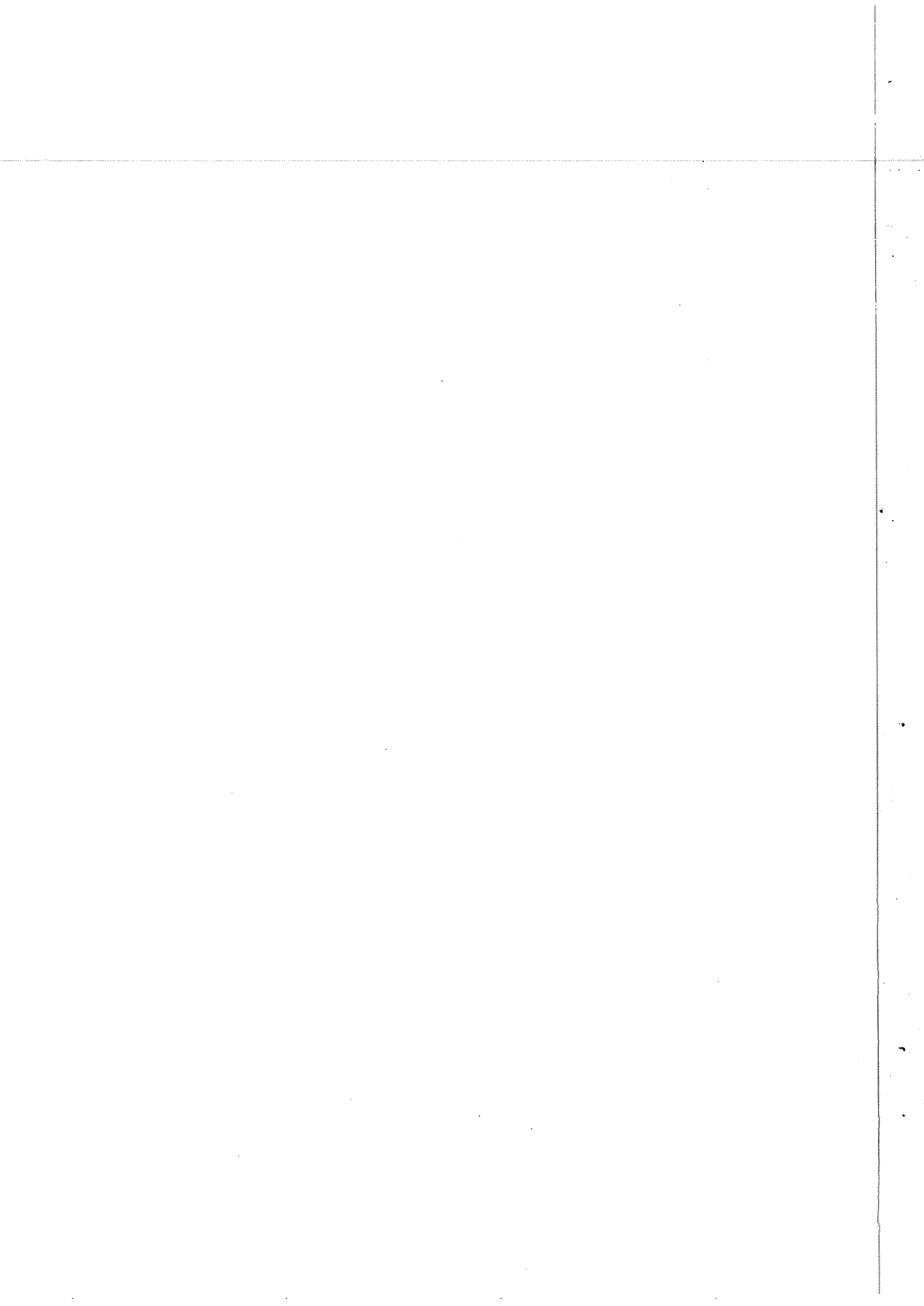
Il est évident que beaucoup d'autres modèles peuvent être contraints par la valeur mesurée de ce rapport de branchement. Nous ne les citerons pas ici, et indiquons la référence [30] pour une revue plus complète.



# Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev., D2 (1970) 1285
- [2] S. Stone, "Semileptonic B Decays", in "B Decays 2nd Edition" by S. Stone, World Scientific, Singapore (1994).
- [3] A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, et M. A. Shifman, JETP Lett. 22, 55 (1975);  
J. Ellis, M. K. Gaillard et D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B100, 313 (1975);  
M. Bamder, D. Silverman et A. Soni, Phys. Rev. Lett. 43 242 (1979).
- [4] T. Inami et C. S. Lim, Prog. Theor. Phys., 65, 297 (1981)
- [5] K. Wilson, Phys. Rev., 179 (1969) 1499;  
Phys. Rev. D3, (1971) 1818.
- [6] B. Grinstein, R. Springer et M. B. Wise, Phys. Lett. B202 (1988) 138; Nucl. Phys. B339 (1990) 269.
- [7] A. Ali, C. Greub "Photon Energy Spectrum in  $B \rightarrow X_s + \gamma$  and comparison with Data" SLAC-PUB-95-6940
- [8] A. J. Buras, M. Misiak, M. Munz and S. Pokorski, Nucl. Phys., B424 (1994) 374.
- [9] V. Barger, M. S. Berger, et R. J. N. Phillips, Phys. Rev. Lett. Vol 70, Numb. 10, (1993) 1368.
- [10] N. Cabibbo, G. Gorbo et L. Maiani, Nucl. Phys. B155 (1979) 93.  
M. Jezabek et J. M. Kuhn, Nucl. Phys. B320 (1989) 20 et B314 (1989) 1.
- [11] A. Ali and C. Greub Z. Phys., 60 (1993) 433.
- [12] M. Ciuchini, E. Franco, G. Martinelli, L. Reina et L. Silverstrini Phys. Lett. B334 137-144, 1994.
- [13] M. Ciuchini et al., " $b \rightarrow s\gamma$  and  $b \rightarrow sg$ : A Theoretical Reappraisal", CERN-TH 7283/94
- [14] G. 't Hooft et M. Veltamn, Nucl. Phys., B44 (1972) 189.
- [15] J. F. Donoghue, A. Petrov, "Is  $B \rightarrow X_s + \gamma$  equal to  $b \rightarrow s\gamma$ ? Spectator contributions to rare inclusive B decays" Preprint UMHEP-423

- [16] A. J. Buras et al., Nucl. Phys. B347, (1990), 491.  
 S. Herrlich et al., preprint TUM-T31-49/93 (hep-ph 9110311)  
 G. Buchalla et al., Nucl. Phys. B398 (1993) 285, Nucl. Phys. B400 (1993) 225, preprint TUM-T31-44/93 (hep-ph 9308272)
- [17] Particle Data Group, "Review of Particles Properties", 1994
- [18] N. Isgur et M. B. Wise, Phys. Lett., B232, 113 (1989);  
 N. Isgur et M. B. Wise, Phys. Lett., B 237, 257 (1990)
- [19] A. F. Falk, M. Luke et M. J. Savage, SLAC-PUB-6317, UCSD-PTH-93-23, JHU-TIPAC-930020, UTPT-93-19, CMU-HEP-93-12, DOE-ER-40682-37
- [20] T. Altomari, Phys. Rev. D37, 677 (1988)  
 N. Deshpande et al., Mod. Phys. Lett. A4, 2095 (1989)  
 T. M. Aliev et al., Phys. Lett. B237, 569 (1990)  
 J. O'Donnell et al., Phys. Rev. D48, 2145 (1993)  
 P. Ball, "The Decay  $B \rightarrow K^* \gamma$  from QCD Sum Rules" TUM-T31-43/93 (1993)  
 D. Atwood et al., Z. Phys. C64, 241 (1994)  
 C. Bernard et al., Phys. Rev. Lett., 72, 1402 (1994)  
 D. R. Burford et al., preprint FERMILAB-PUB-95/023-T (1995)  
 A. Ali, et al., Phys. Lett., B259 182 (1991)
- [21] S. Veseli et M. G. Olsson Preprint MADPH-95-900.
- [22] R. D. Dikeman, M. Shifman et N. G. Uraltsev, " $b \rightarrow s \gamma$ : A QCD Consistent Analysis of the Photon Energy Distribution" preprint TPI-MINN-95/9-T (hep-ph/9505397)
- [23] A. Ali, et C. Greub, Z. Phys. C49 (1991) 431.
- [24] N. Pott, "Bremstrahlung corrections to the decay  $b \rightarrow s \gamma$ , Preprint TUM-T31-93/95 (hep-ph/9512252)
- [25] H. J. Duncan, Nucl. Phys. B221 (1983) 285;  
 J. F. Donoghue, H. P. Nilles, D. Wygler, Phys. Lett. B128 (1983) 55.
- [26] S. Bertolini, F. Borzumati et A. Masiero, Phys. Lett. B192 (1987) 437.
- [27] S. Bertolini, F. Borzumati, A. Masiero et G. Ridolfi, Nucl. Phys. B353 (1991) 591.
- [28] A. Brignole, F. Feruglio et F. Zwirner "Phenomenological implications of light stop and Higgsinos" CERN-TH/95-340
- [29] R. Barbieri et G. F. Giudice, Phys. Lett. (1993) 86;  
 Y. Okada, Phys. Lett. B315 (1993) 119;  
 R. Garisto et N. J. Ng, Phys. Lett. B315 (1993) 372.
- [30] J. L. Hewett, présentation au *XXI SLAC Summer institute*, July 26 - August 6, 1993, Stanford, CA, SLAC-PUB-6521.



# Chapitre 3

## L'expérience L3

### 3.1 Introduction

L'anneau de collisions  $e^+e^-$ , LEP du CERN est situé à la frontière franco-suisse et est opérationnel depuis 1989. Il est installé dans un tunnel d'environ 27km de circonférence creusé à une profondeur moyenne de 100 m.

Les électrons et positons accumulés en paquets y circulent, en sens opposés, et entrent en collisions en quatre points spécifiques de l'anneau. Auprès de ceux-ci, sont installées les expériences LEP : L3[1], ALEPH[2], OPAL[3], DELPHI[4] (figure 3.1). Avant leur injection dans le LEP, les électrons et les positons sont tout d'abord accélérés par un accélérateur linéaire jusqu'à une énergie de 600 MeV. Ils sont ensuite stockés dans l'accumulateur d'électrons-positons (EPA) sous forme de 8 paquets, ce qui permet d'obtenir des faisceaux de haute intensité, puis injectés dans le synchrotron (PS) qui accélère ces paquets jusqu'à 3.5 GeV. Ce n'est qu'après qu'ils sont injectés dans l'anneau du SPS, d'une circonférence de 7 km, pour être accélérés à nouveau. Enfin, une fois qu'ils ont atteint l'énergie de 22 GeV, ils sont injectés dans le LEP qui les accélère jusqu'à l'énergie de collisions désirée, environ 45 GeV en ce qui concerne la phase I du LEP. Une fois cette énergie obtenue, les collisions peuvent avoir lieu pendant huit à dix heures en moyenne avec les mêmes faisceaux.

Le taux de collisions aux points d'interactions est donné par la luminosité, définie par la formule :

$$L = \frac{kI^2 f}{4\pi e^2 \sigma_x \sigma_y} \quad (3.1)$$

où  $k$  est le nombre de paquets par faisceau,  $I$  l'intensité par paquet,  $f$  est la fréquence de rotation, et  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  sont les dimensions transversales du faisceau.

Dans ce chapitre, nous donnerons dans un premier temps, les principales caractéristiques du détecteur L3 [5]. Nous insisterons plus particulièrement sur le détecteur de traces, et le calorimètre électromagnétique, spécialement importants pour le travail présenté ici.

Le système d'acquisition est ensuite brièvement décrit, et nous terminons par la méthode de simulation des collisions dans le détecteur.

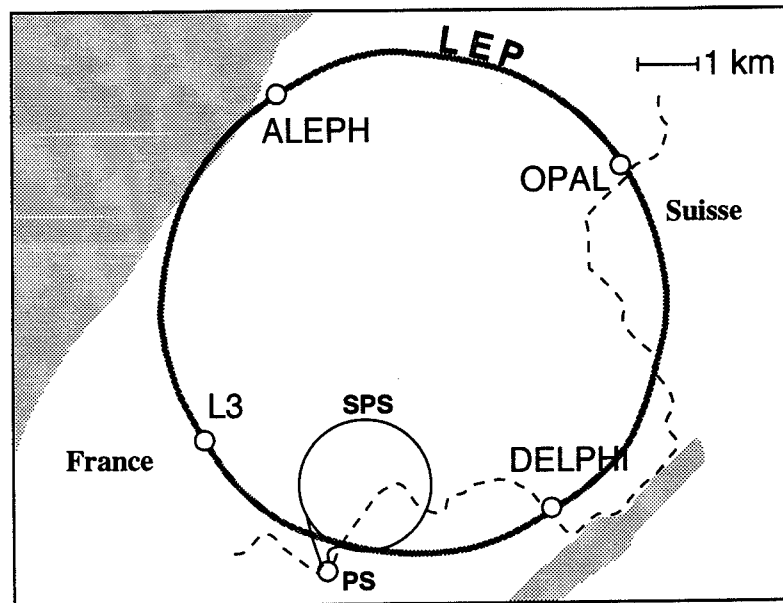


Figure 3.1: Carte de la région de Genève, où l'on peut voir l'anneau LEP, avec les quatre détecteurs ainsi que les anneaux d'injection PS et SPS

## 3.2 Le détecteur L3

Le détecteur L3 est situé à 45 m sous terre au point de collision numéro 2 du LEP. Ce détecteur a été conçu pour détecter et mesurer avec précision l'énergie des photons, des électrons et des muons. Il est complémentaire aux trois autres détecteurs qui ont des chambres à traces internes plus grandes mais des calorimètres moins performants.

La figure 3.2 montre le détecteur dans son ensemble. Sa particularité réside dans le fait que la totalité de ses sous-détecteurs est installée dans un diamètre de 12 m dans lequel règne un champ magnétique uniforme de 0.5 T parallèle à la direction des faisceaux.

Les sous-détecteurs internes sont installés de manière concentrique autour du faisceau du LEP, dans un tube support de 32 m de long et 4.5 m de diamètre. Le spectromètre à muons formé de trois ensembles de chambres à dérive est monté à l'extérieur du tube support.

Depuis le point d'interaction, on trouve successivement :

- Le détecteur de traces
- Le calorimètre électromagnétique
- Les compteurs de luminosité
- Les compteurs à scintillations
- Le calorimètre hadronique
- Le spectromètre à muons

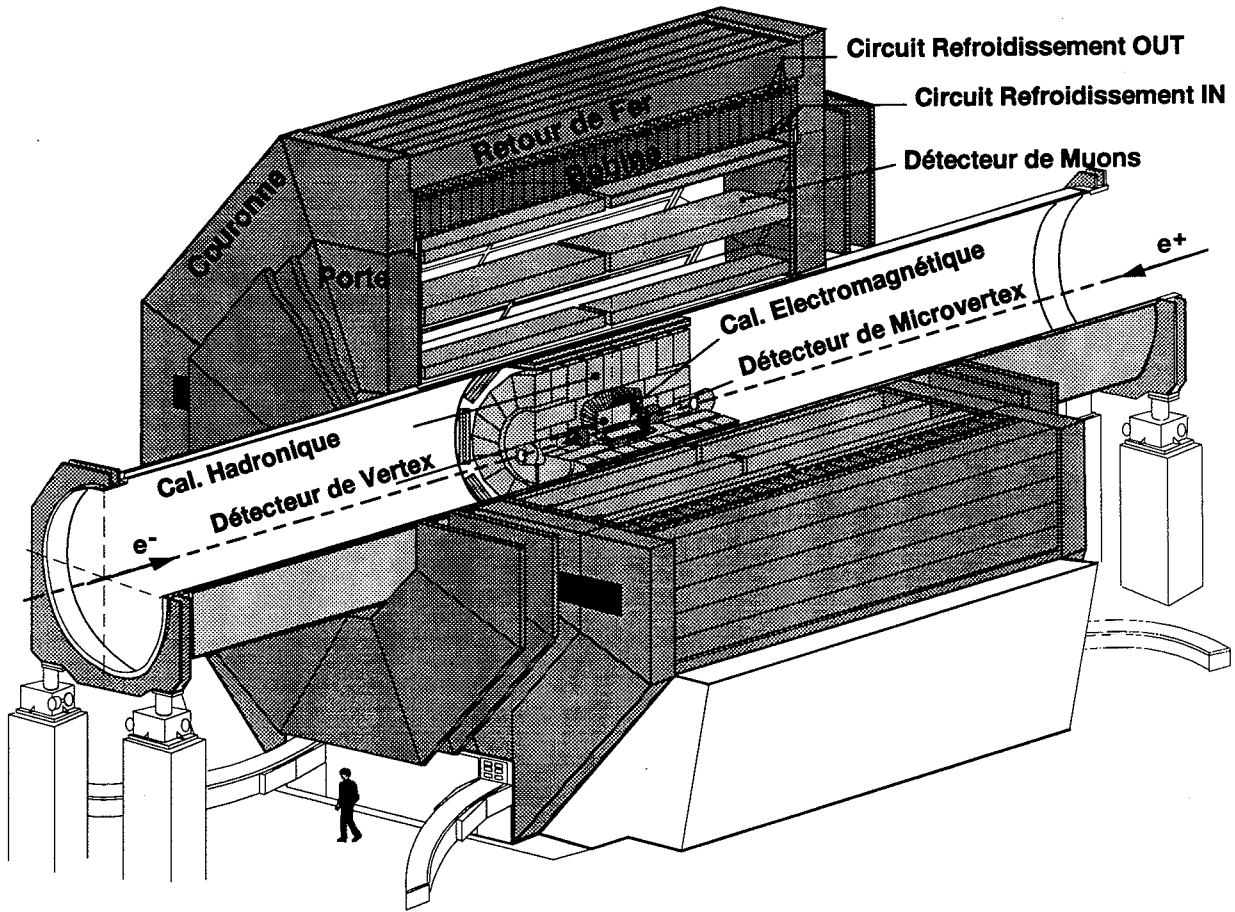
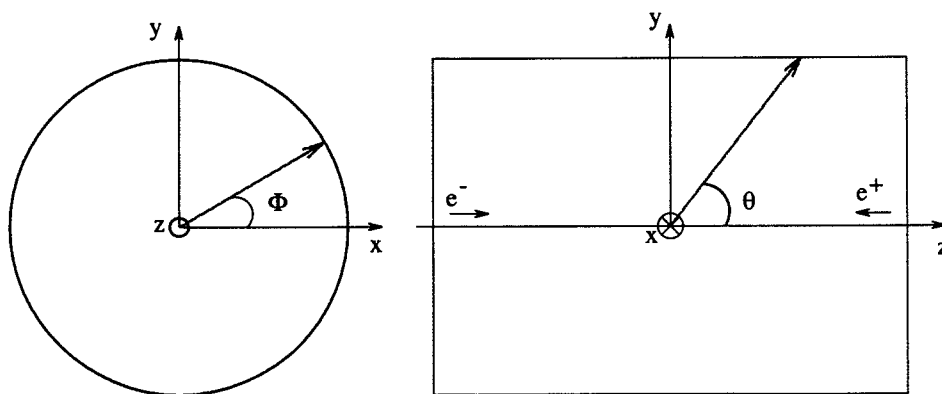


Figure 3.2: Vue en perspective du détecteur L3



Coupe Transverse du Détecteur

Coupe Longitudinale du détecteur

Figure 3.3: Système de coordonnées utilisé dans L3

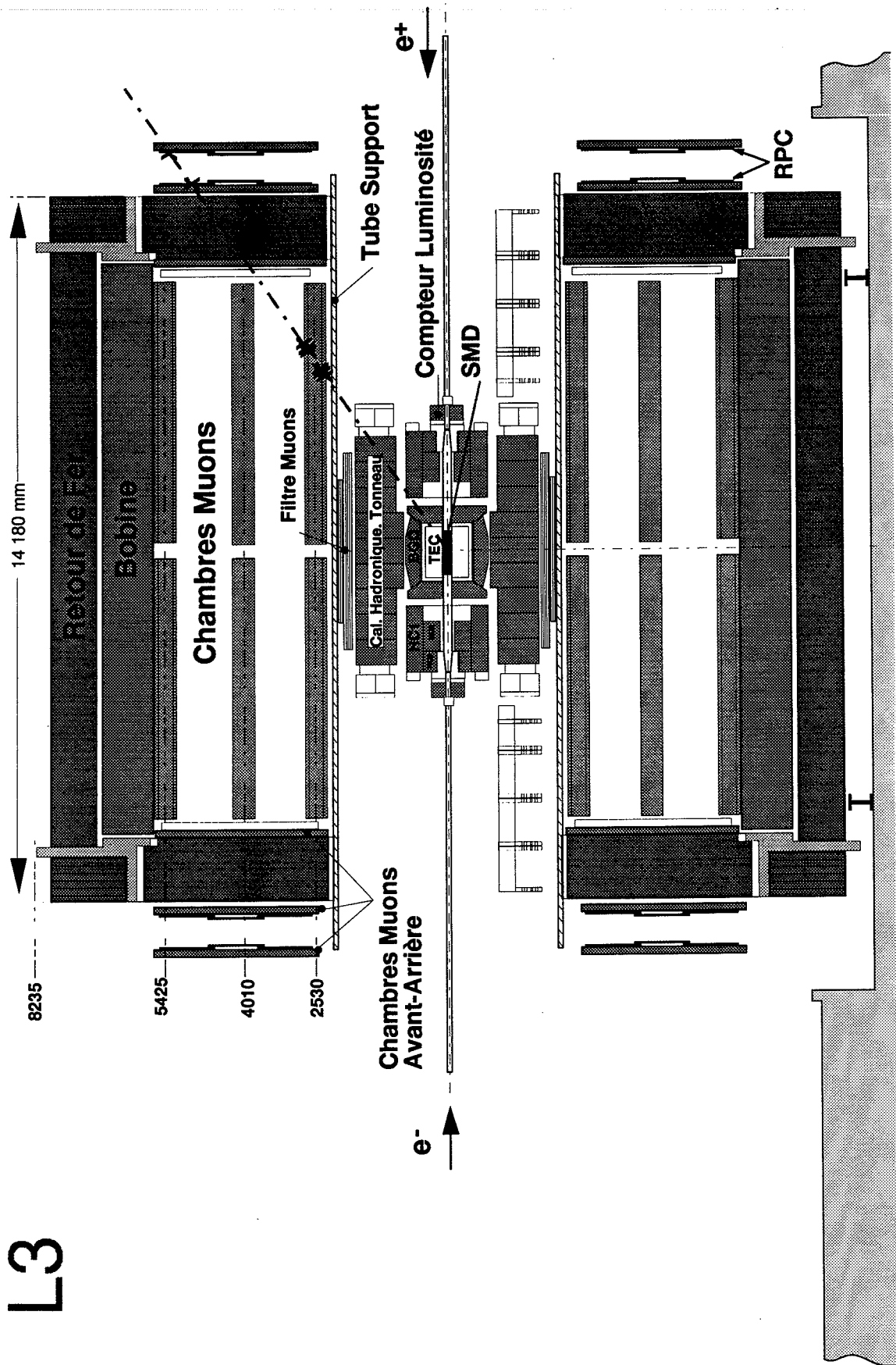


Figure 3.4: Vue de L3 en coupe longitudinale

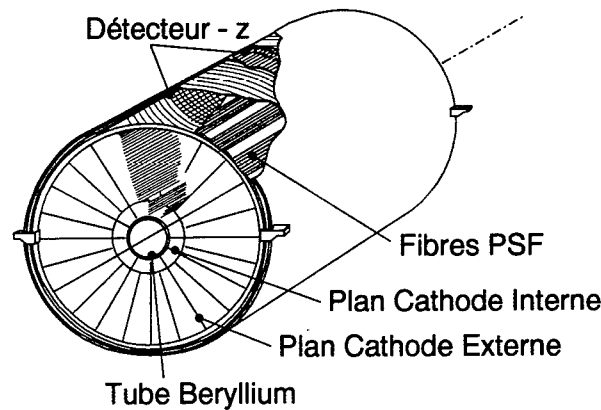


Figure 3.5: Vue en perspective de la chambre à traces centrale

### 3.2.1 Le détecteur de traces

Outre la discrimination entre les particules chargées et neutres, ce détecteur est utilisé pour :

- détecter les particules chargées et reconstruire leurs traces ;
- mesurer leur impulsion (et reconnaître leur signe jusqu'à 50 GeV) ;
- reconstruire le point d'impact et la direction des particules chargées à l'entrée du calorimètre électromagnétique ;
- reconstruire le point d'impact et les vertex secondaires des particules dont le temps de vie est supérieur à  $10^{-13}$  s ;
- déterminer la multiplicité en traces chargées dans la région d'interaction (utilisé par les systèmes de déclenchement en ligne).

Située autour du détecteur de vertex (SMD), la chambre à traces centrale (TEC) est constituée de deux chambres à dérive cylindriques concentriques fonctionnant sur le principe de la chambre à expansion temporelle [6]. Elle est entourée de deux chambres proportionnelles cylindriques à lecture cathodique par bande. Cet ensemble est complété à l'avant et à l'arrière par deux chambres à dérive avant-arrière (FTC). Voir figure 3.5.

#### La Chambre à Expansion Temporelle (TEC)

Le faible volume disponible et la résolution souhaitée sont les principales raisons du choix de la chambre à expansion temporelle.



Celle-ci est constituée de deux chambres à dérive concentriques de haute précision, montées autour de la ligne du faisceau ; la TEC interne s'étend entre 8.5 et 13.5 cm radialement, et la TEC externe s'étend jusqu'à 46.9 cm radialement. Le volume de détection est délimité par un cylindre de beryllium de 1.5 mm d'épaisseur sur le diamètre interne et d'un cylindre d'aluminium de 4 mm d'épaisseur sur le diamètre externe, ainsi que deux plaques d'aluminium d'une épaisseur de 4.5 mm entre lesquels sont tendus les plans de fils parallèlement à l'axe du faisceau. Dans cette direction la TEC mesure environ 1 m.

La TEC interne est subdivisée en 12 secteurs ayant chacun une couverture angulaire en  $\Phi$  de  $30^\circ$  (Voir figure 3.3 pour le système de coordonnées utilisé). La TEC externe est subdivisée en 24 secteurs dont la couverture angulaire en  $\Phi$  est de  $15^\circ$  chacun. Cette configuration est choisie pour obtenir le rapport le plus grand possible entre le volume de dérive et le volume de détection, qui est un facteur qui maximise la précision spatiale.

Sur la figure 3.6 (gauche), on peut voir la géométrie d'une cellule de la TEC. Le volume de dérive des électrons est divisé en une région de dérive où le champ électrique est faible et homogène d'une part et une région d'amplification avec un champ électrique important. Les deux régions sont séparées par une grille de fils portés à un potentiel nul afin d'obtenir un champ de dérive homogène.

Le mélange gazeux qui remplit la TEC (80% de  $\text{CO}_2$  et 20% de  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) est caractérisé par un faible coefficient de diffusion et une vitesse de dérive faible ; cette propriété permet une dépendance linéaire avec le champ électrique. Cette faible vitesse de dérive, typiquement  $6 \mu\text{m}/\text{ns}$ , (environ 10 fois plus petite que dans les chambres conventionnelles), permet la détermination de la vitesse de dérive par la "méthode du centre de gravité".

Les fils de la TEC ont une longueur de sensibilité de 982 mm. La configuration de chaque secteur est montrée sur la figure 3.6 (droite).

Il y a trois types de fils :

- Les fils d'anode standard, répartis dans 12 secteurs internes et 24 secteurs externes, permettent une mesure précise dans le plan  $r - \Phi$  transversale aux faisceaux. Leur lecture ne se fait qu'à une extrémité, la précision obtenue est d'environ  $60 \mu\text{m}$  ;
- Les fils d'anode à division de charge qui sont lus à leurs deux extrémités et qui permettent une mesure de la coordonnée  $z$ , en comparant l'amplitude des deux signaux. La précision obtenue est en moyenne de 60 mm ;
- Les fils d'ambiguïté droite gauche qui permettent la mesure en  $r - \Phi$ . L'ambiguïté droite gauche est résolue en lisant cinq fils de grille de chaque côté de l'anode et en comparant les signaux induits par le gaz d'ions positifs des deux côtés.

Avec 50 points de mesure, le signe et la charge d'une particule de 50 GeV peuvent être déterminés avec un niveau de confiance de 95%. La résolution en impulsion transversale est donnée par :

$$\frac{\Delta P_t}{P_t^2} = (2.06 \pm 0.06) 10^{-2} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

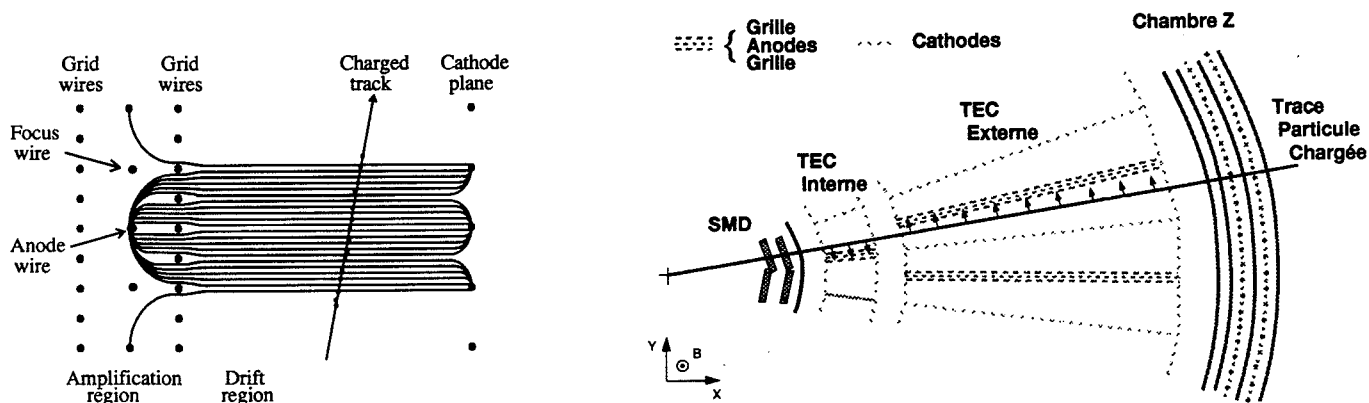


Figure 3.6: A gauche, le principe de la TEC ; à droite, une partie de la TEC, montrant un secteur interne et deux secteurs externes.

### Les chambres-z

Les chambres-z procurent une mesure supplémentaire de la coordonnée  $z$  des traces. Ce sont deux chambres à fils proportionnelles cylindriques à lecture cathodique par bandes, recouvrant le cylindre extérieur de la TEC. La longueur effective des chambres est d'environ 1 m, avec un rayon de 50 cm. Leur couverture angulaire est de  $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ . L'efficacité de chaque chambre est de 96 %. La précision sur une trace unique, déterminée sur prototype, est de  $320 \mu\text{m}$  pour des traces qui traversent la chambre presque perpendiculairement et se détériore pour des traces plus inclinées. La précision sur des traces doubles est estimée à 10mm.

### Le détecteur de microvertex (SMD)

Ce sous-détecteur, installé en 1993, est le plus proche de la région d'interaction ([7]). Il mesure 35 cm de long et son diamètre extérieur est de 8cm. Il est composé de 2 cylindres concentriques placés autour du point d'interaction. Ces deux cylindres sont situés à une distance de deux centimètres l'un de l'autre et sont recouverts tous deux de 12 plaquettes de silicium. La couverture angulaire est de 22 à 158 degrés en  $\theta$ , soit environ 90% de l'angle solide. (Voir figure 3.7). Chaque plaquette est constituée de 4 détecteurs doubles faces en silicium de 70 mm de long et de 40 mm de large ayant une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$ . Le pas de lecture de  $50 \mu\text{m}$  en  $r - \Phi$  et  $150/200 \mu\text{m}$  en  $z$ . Son but est de reconstruire les traces et les vertex secondaires et primaires avec une extrême précision. La résolution intrinsèque est de  $7 \mu\text{m}$  en  $R - \Phi$  et  $15 \mu\text{m}$  en  $z$ . [8]

L'utilisation de ce détecteur permet l'amélioration de la résolution en impulsion transversale ainsi que du paramètre d'impact. (Voir figure 3.8). De plus, il augmente la capacité du détecteur à étiqueter les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  à LEP I. Il est indispensable à LEP II pour la recherche du boson de Higgs puisque celui-ci doit se désintégrer préférentiellement en paires  $b\bar{b}$ .

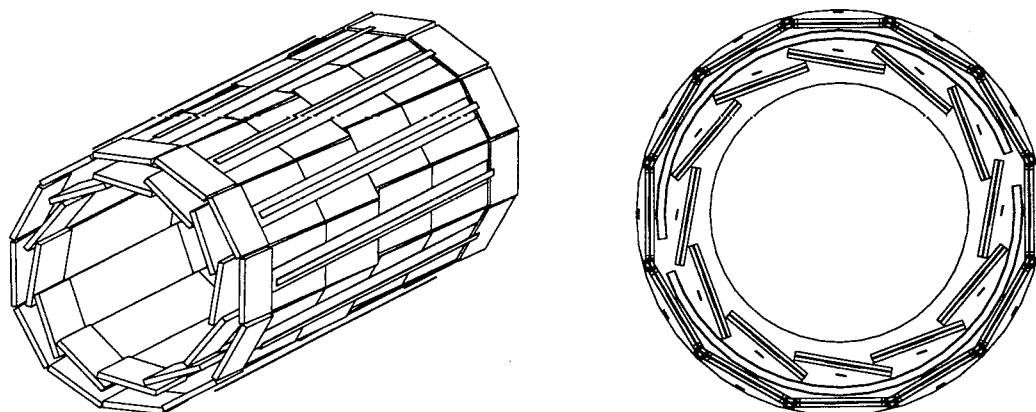


Figure 3.7: Le détecteur de micro vertex au silicium (SMD). On voit les deux cylindres recouverts de couches de Silicium, en perspective à gauche et en coupe longitudinale à droite.

La construction du SMD a été décidée en 1991 lorsque le LEP a réduit la taille de son tube faisceau de 8.5 à 5 cm. Son installation s'est faite en 1993, mais des problèmes de bruit électronique ont retardé son exploitation et il ne fut pleinement opérationnel qu'au début de l'année 1994. Pour cette raison, il n'a pas pu être utilisé dans l'analyse qui est présentée ici.

### 3.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie déposée par les électrons et les photons. Il est constitué d'environ 11000 cristaux de Germanate de Bismuth (BGO) de forme pyramidoïdale tronquée pointés vers le point d'interaction (Voir figure 3.9). Ce détecteur est placé autour de la chambre à traces centrale. Il est subdivisé en deux demi-tonneaux dont la couverture angulaire est  $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ , et deux bouchons qui couvrent les angles polaires de  $11.6^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$  et  $142^\circ \leq \theta \leq 168.4^\circ$ . Les chambres à dérive avant-arrière, (FTC), situées devant les deux bouchons mesurent la position des particules chargées derrière le détecteur de trace central avec une résolution spatiale d'environ  $200 \mu\text{m}$  et une précision angulaire meilleure que 10 mrad.

Chaque cristal de BGO mesure 24 cm de long, la base la plus proche du point d'interaction mesure  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , la plus éloignée étant de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ . En moyenne, les cristaux du tonneau couvrent un angle de 2 degrés en  $\theta$  et 2.4 degrés en  $\Phi$ .

Un cristal de BGO est à la fois :

- un milieu absorbeur : Il possède une petite longueur de radiation et une grande longueur d'absorption nucléaire. Il absorbe donc les électrons et les photons en n'arrêtant pas, ou très peu, les hadrons. Voir le tableau 3.1.

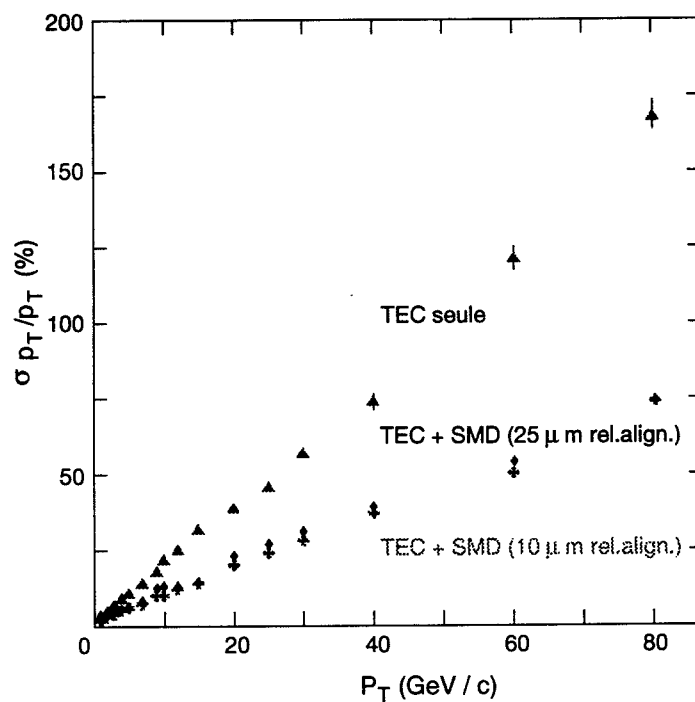


Figure 3.8: Amélioration de la résolution en impulsion transversale grâce à l'utilisation du SMD

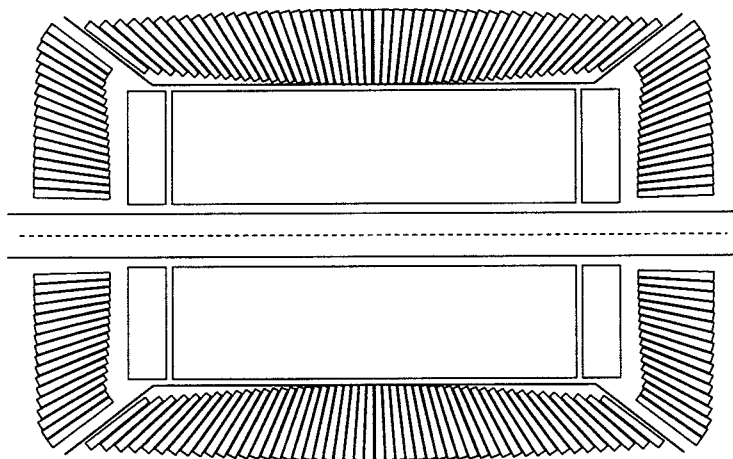


Figure 3.9: Coupe longitudinale du calorimètre électromagnétique

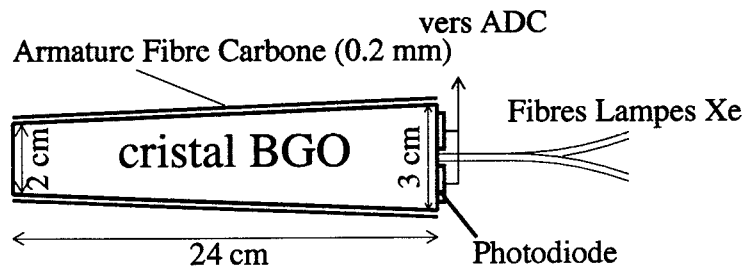


Figure 3.10: Cristal de BGO avec les deux photodiodes placées sur la face la plus large.

- un milieu détecteur : L'ionisation induite par une particule dans le cristal est convertie en émission lumineuse dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée.

La collecte de cette lumière est effectuée grâce à deux photodiodes placées sur la base la plus large de chaque cristal. (Voir figure 3.10).

### Résolution en énergie et résolution angulaire

La résolution en énergie et la résolution angulaire ont été déterminées à l'aide du faisceau d'électrons du CERN, X3 délivrant des électrons de 2, 10, et 50 GeV. (Voir référence [9]). Les cristaux ont également été testés à basse énergie avec le faisceau test du LINAC du LEP produisant spécialement des électrons de 180 MeV. Comme on peut le voir sur la figure 3.11, la résolution en énergie obtenue en faisceaux tests est d'environ 5 % à 100 MeV, autour de 1.5% à 2 GeV et 0.5% à 50 GeV. Les performances obtenues sur le long terme dans l'expérience sont également indiquées. L'ajustement des points expérimentaux obtenus en faisceaux test donne la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left( \frac{1.6 \pm 0.1}{\sqrt{(E)}} + 0.35 + 0.05 \right) \%$$

La figure 3.11 montre la résolution spatiale angulaire également obtenue ainsi que l'ajustement qui en découle :

$$\sigma_{\Phi} = \left( 6.00/\sqrt{E} + 0.3 \right) \text{ mrad}$$

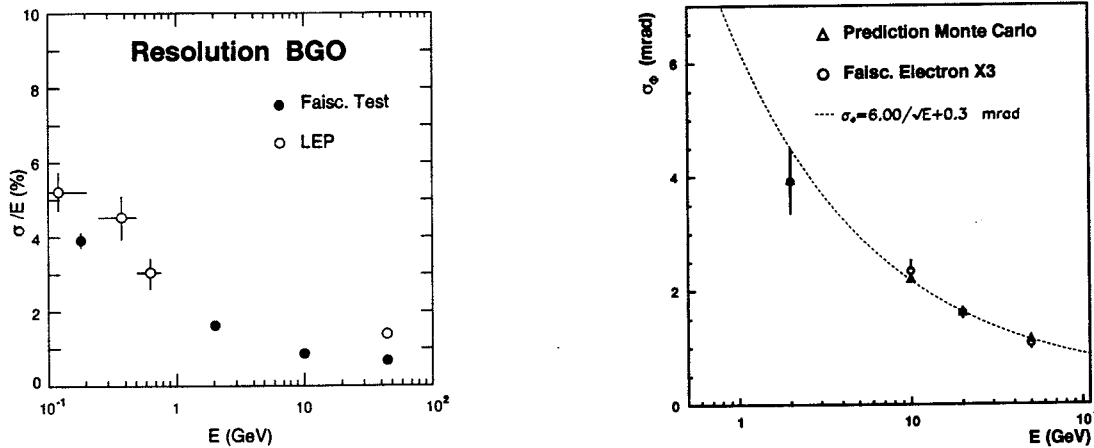


Figure 3.11: Résolution en énergie (gauche), et résolution angulaire (droite), obtenues avec le calorimètre BGO pour des électrons de faisceau test du CERN.

### Contrôles et Calibrations

La lumière produite dans les cristaux de BGO par une particule est fortement corrélée à leur température. La variation de lumière est de -1.55% par degré au voisinage de 25 degrés. Pour cette raison, l'ensemble des cristaux du calorimètre électromagnétique est maintenu à la température constante, la plus basse possible, tout en restant en dessus du point de rosée, soit 18°. De plus, 1280 capteurs de température sont distribués sur l'ensemble des cristaux. Durant l'analyse des données, une correction en température est appliquée à la production de lumière.

Les variations de transmission de la lumière au cours du temps sont mesurées à l'aide d'un système de lampes au Xénon. Celui-ci permet de suivre l'évolution au cours du temps de chacun des canaux du calorimètre électromagnétique et de mesurer les changements qui peuvent intervenir aussi bien dans la propagation et la collection de la lumière que dans la réponse de la chaîne d'amplification et de numérisation. Les impulsions lumineuses sont injectées sur la face arrière des cristaux testés ; deux types d'impulsions lumineuses sont utilisés. L'une teste la réponse du cristal et de la chaîne de lecture pour des hautes énergies (impulsion lumineuse équivalente à 35 GeV), l'autre, la chaîne de lecture pour les faibles énergies (1.5 GeV).([10]).

### 3.2.3 Les compteurs de luminosité

La luminosité collectée par le détecteur L3 est mesurée à partir du taux d'événements Bhabha ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ), processus très bien calculé par QED.

Les compteurs de luminosité sont disposés à 2.65 m de part et d'autre du point d'interactions à petits  $\theta$ . Ils sont constitués de cristaux de BGO, placés parallèlement à la ligne de faisceau. La couverture angulaire de chaque compteur est de 1.43 à 4 degrés. La résolution en énergie est de 2% à 45 GeV et la résolution angulaire est de 0.023 degrés en  $\theta$  et de 0.5 degré en  $\Phi$ .

### 3.2.4 Les compteurs à scintillation

Les compteurs à scintillation du tonneau sont constitués de 30 bandes de 290 cm de long, et sont situés entre le calorimètre hadronique et le calorimètre électromagnétique. La couverture angulaire correspond à 98% de  $360^\circ$  en  $\Phi$ . Chaque bande est un scintillateur plastique de 1 cm d'épaisseur. La résolution relative sur la mesure du temps est inférieure à 1 ns.

Ces compteurs sont utilisés pour le déclenchement des événements hadroniques mais également pour rejeter les muons cosmiques qui passent près du point d'interactions. En effet dans ce cas, la différence de temps mesurée entre les deux compteurs opposés au point d'interaction est de 5.8 ns dans le cas d'un muon cosmique et de 0 dans le cas de dimuons produits au point d'interaction.

Au début de l'année 1995, deux disques de 16 scintillateurs ont été rajoutés dans les bouchons, à  $|z| = 103$  cm, pour compléter la couverture angulaire des chambres à muons avant-arrière

### 3.2.5 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est placé derrière le calorimètre électromagnétique et les compteurs à scintillation et il mesure l'énergie des particules ayant traversé ce dernier, une faible partie de cette énergie ayant été déposée dans les cristaux de BGO. Lorsqu'un hadron entre dans le matériau dense du calorimètre hadronique, il génère une gerbe de particules. La longueur d'interaction nucléaire étant beaucoup plus grande que la longueur de radiation électromagnétique, une gerbe de hadron est beaucoup plus développée longitudinalement que celle d'un électron ou d'un photon. (Voir tableau 3.1)

Ce calorimètre est constitué de plaques d'absorbeur en uranium de 5 mm d'épaisseur intercalées avec des chambres à fils proportionnelles rectangulaires de  $5 \times 10$  mm<sup>2</sup>. Le gaz utilisé dans ces chambres est un mélange de 80% d'Ar et de 20% de CO<sub>2</sub>. L'uranium a été choisi comme milieu absorbeur parce que sa grande densité rend optimale l'utilisation de l'espace limité entre le calorimètre BGO et les chambres à muons pour arrêter tous les hadrons. De même que le BGO, le calorimètre hadronique est constitué de deux demi tonneaux et de deux bouchons. La couverture angulaire représente 99.5% de l'angle solide total.

Sur la figure 3.12, on peut voir la disposition des bouchons et du demi tonneau supérieur. La couverture angulaire du tonneau est de  $35^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$  et consiste en 9 anneaux (notés HB sur la figure 3.12) de 16 modules chacun. Les trois anneaux centraux sont faits de longs modules (910 mm) contenant 60 chambres proportionnelles intercalées avec 58 plaques d'uranium. Les petits modules (816 mm) contiennent 53 chambres et 51 plaques.

Les bouchons couvrent les régions d'angle polaire  $5.5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$  et  $145^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$ . Chacun consiste en trois anneaux (HC1,2, 3 sur la figure 3.12). Les modules HC1, 2, 3 contiennent respectivement 77, 27 et 23 couches de chambres proportionnelles toutes alternées de plaques d'uranium.

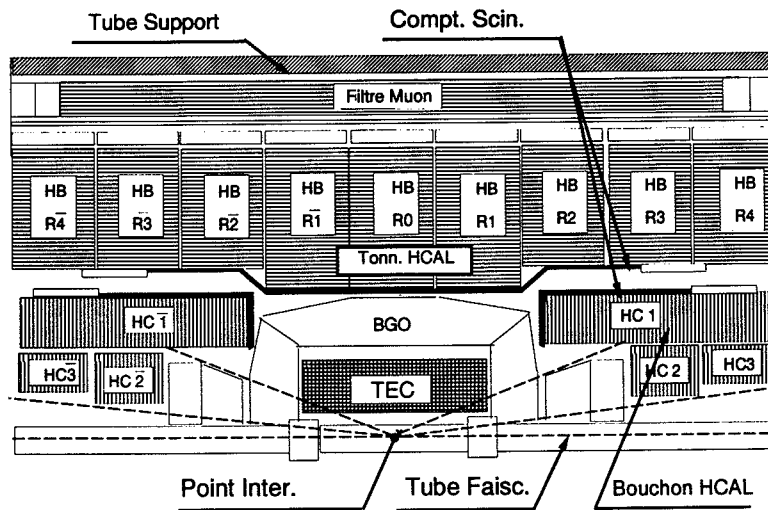


Figure 3.12: Coupe longitudinale du calorimètre hadronique

### Résolution en énergie

La résolution en énergie a été mesurée sur des faisceaux tests, et est donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left( \frac{55}{\sqrt{E}} + 5 \right) \%$$

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la résolution obtenue sur la mesure de l'énergie totale par l'ensemble du détecteur L3 est actuellement d'environ 10%.

### 3.2.6 Le filtre à muons

Le filtre à muons est utilisé pour améliorer l'efficacité de détection des muons en arrêtant les hadrons de faible énergie qui ont traversé le calorimètre hadronique. En effet, il ajoute une longueur d'absorption nucléaire en plus au HCAL.

Ce filtre est constitué de huit modules de détection, chacun étant fait de six plaques de laiton de 1 cm d'épaisseur, intercalées avec cinq couches de chambres proportionnelles. L'espace libre entre le tube support est rempli avec des plaques d'absorbeur de 1.5 cm de large. Chaque module est long de 4 m et large de 1.4 m et couvre un octet en  $\Phi$  des chambres à muons. Tous les fils sont montés dans le plan longitudinal et connectés à un ADC. L'efficacité mesurée est de 97%.



Partie du Détecteur	Longueurs d'interaction Nucléaire	Longueurs de radiation
BGO	0.93	21.43
HCal	3.52 (3.15)	88.25 (87.71)
Filtre à muons	1.03	11.54
tube support	0.52	5.78
Total	6.00 (5.64)	138.00 (126.48)

Tableau 3.1: Longueurs d'interaction nucléaire et longueurs de radiation des différents sous-détecteurs. Pour le calorimètre hadronique, les valeurs entre parenthèses correspondent aux petits modules

### 3.2.7 Les chambres à muons

Ce détecteur de muons est composé de chambres à dérives disposées autour du détecteur dans un rayon de 2.5 m à 5.4 m. Sa couverture angulaire correspond à 76 % de tout l'angle solide. Ce spectromètre est divisé en huit octants selon  $\Phi$ , qui possèdent cinq chambres à fils  $P$ , disposées sur trois couches pour mesurer les coordonnées  $r - \Phi$  et ainsi déterminer l'impulsion des muons. Chaque octant comporte également six chambres à dérive  $z$ , réparties sur la couche interne et externe, pour mesurer la position selon  $z$  des muons. (Voir figure 3.13). Les chambres à dérive  $P$  et  $Z$  sont remplies de mélanges de gaz d'éthane et d'argon dans les proportions (38.5%-61.5%) et (5%-91.5%) respectivement pour des vitesses de dérive de 50 et 30  $\mu\text{m}$ .

La résolution sur la position est de 250  $\mu\text{m}$  en  $r - \Phi$  et 500  $\mu\text{m}$  par fil en  $z$ .

La résolution sur la mesure de l'impulsion des muons est de :

$$\frac{\Delta P}{P} = 2.5\% \text{ à } 45 \text{ GeV}$$

Les chambres à muons du tonneau couvrent l'angle polaire  $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ . Les chambres à muons avant et arrière étendent cette couverture angulaire au domaine  $22^\circ \leq \theta \leq 158^\circ$ . elles sont situées sur les portes de l'aimant, d'un côté et de l'autre du point d'interaction.

## 3.3 Le système d'acquisition de L3

Tout au long des paragraphes précédents, nous avons décrit les principales caractéristiques des sous-détecteurs qui composent L3. Nous allons maintenant voir quelles sont les étapes à franchir pour qu'un événement soit considéré comme potentiellement intéressant et écrit sur bande magnétique.

Ce travail de sélection est effectué dans L3 par un système de déclenchement à trois niveaux. Chaque déclenchement filtre les événements qui ont été acceptés par le déclenchement

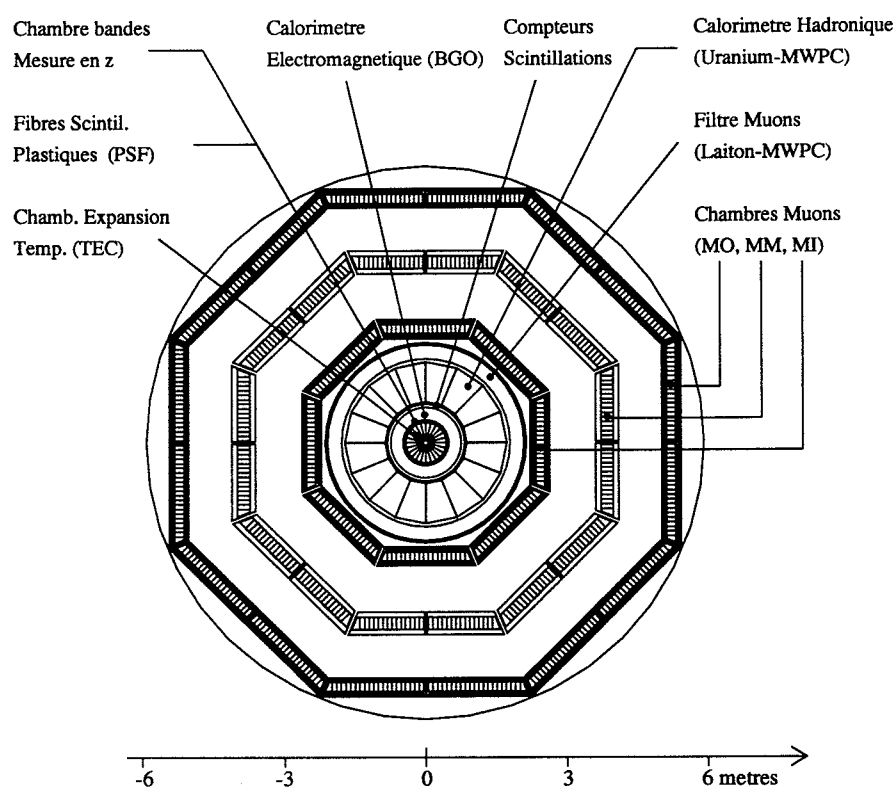


Figure 3.13: Coupe transversale du détecteur entier où l'on voit les chambres à muons constituées d'octants

de niveau précédent, de manière de plus en plus fine.

La raison de l'existence de ses trois niveaux est liée à la technologie actuelle qui empêche de numériser entre deux croisements de faisceaux, l'ensemble des données du détecteur ce qui permettrait en une seule étape de considérer la validité d'un événement.

En  $11 \mu\text{s}$ , qui est l'intervalle de temps séparant deux interactions  $e^+e^-$  en mode 8 paquets  $\times$  8 paquets, le système de déclenchement doit rejeter les événements de bruit de fond et sélectionner tous les événements de physique, et ainsi passer d'un taux de 91 kHz à quelques Hz.

Les seuls temps morts du système (2.5 ms par événement) sont générés lors de la numérisation et la lecture des signaux provenant des différents détecteurs, pour un événement accepté par le déclenchement de niveau 1.

### 3.3.1 Le déclenchement de niveau 1

Ce niveau compte cinq sélections basées sur les mesures d'énergie des calorimètres électromagnétique et hadronique, le compteur de luminosité, les scintillateurs, les chambres à muons et la chambre à trace centrale.

Le taux de déclenchement de ce niveau est inférieur à 20 Hz.

#### Le déclenchement "calorimétrique"

Son but est d'étiqueter les événements déposant une quantité suffisante d'énergie dans les calorimètres. Ces événements peuvent être du type  $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , ou  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . En raison du faible temps disponible pour traiter les informations calorimétriques, un algorithme grossier somme les signaux analogiques des cristaux dans le BGO et des tours dans le HCAL. Ces informations regroupées en 896 canaux sont alors numérisées et converties en GeV pour être comparées à des valeurs de seuil.

Les variables et les seuils utilisés sont donc simplement :

- $E_{BGO}^{B+T} \leq 20 \text{ GeV}$  : énergie dans le BGO tonneau + bouchons.
- $E_{BGO}^T \leq 15 \text{ GeV}$  : énergie dans le BGO tonneau uniquement.
- $E_{HCAL}^{B+T} \leq 20 \text{ GeV}$  : énergie dans le HCAL tonneau + bouchons.
- $E_{HCAL}^T \leq 10 \text{ GeV}$  : énergie dans le HCAL tonneau uniquement.

De plus, les projections en  $\theta$  et  $\Phi$  sont effectuées pour rechercher un amas calorimétrique de plus de 6 GeV. Lorsque cet amas est en coïncidence avec une trace dans la TEC, le seuil d'acceptation est réduit à 2.5 GeV. Ces projections sont également utilisées pour rechercher les événements avec un amas électromagnétique isolé (événement photon unique), le seuil est alors de 1 GeV.

La principale source de bruit de fond de ce déclenchement est liée au bruit électronique ; le taux de déclenchement est de 1 à 2 Hz.

### Le déclenchement en particules chargées

Grâce à l'information de la TEC, on peut déterminer la multiplicité en traces chargées venant du point d'interaction. Pour être suffisamment rapide on n'utilise qu'une fraction des fils sensibles de la TEC, environ un fil sur 10 en  $r$ . On segmente le volume de la TEC dans le plan transversal au faisceau en un nombre restreint de cellules logiques. La disposition géométrique des cellules touchées permet d'identifier la présence des traces grâce à des tables de configuration préétablies. Le comptage et la localisation des traces conduit à la décision. L'événement est sélectionné s'il contient aux moins deux traces dos à dos avec une acoplanarité inférieure à  $43^\circ$ .

Le taux de déclenchement est de 2 à 10 Hz dépendant fortement des conditions de faisceau.

### Le déclenchement "scintillateur"

L'information des scintillateurs est utilisée pour étiqueter les événements de grande multiplicité mais également pour réduire le taux de déclenchement muons essentiellement constitué par des muons cosmiques.

Les signaux des scintillateurs sont enregistrés lorsqu'ils arrivent dans un intervalle de temps de  $\pm 30$  ns par rapport au temps de croisement  $t_0$  des faisceaux. Un événement est accepté si plus de cinq scintillateurs sont touchés.

### Le déclenchement "muon"

Il sélectionne les événements pour lesquels au moins une particule est détectée dans les chambres à muons. Le taux de déclenchement est de 10 Hz, dominé par des rayons cosmiques dont le passage coïncide avec le croisement des faisceaux. Lorsque l'on demande un déclenchement scintillateur + muon, ce taux descend à 1 Hz.

### Le déclenchement "luminosité"

De même que pour le déclenchement calorimétrique, l'information analogique donnée par les cristaux des compteurs de luminosité est regroupée en blocs puis sommée et numérisée. Pour être sélectionnés, les événements doivent présenter deux dépôts dans les compteurs dos à dos (plus ou moins un secteur) et l'un des trois seuils en énergie suivants doit être dépassé :

- De chaque côté du point d'interactions, les dépôts d'énergie sont supérieurs à 15 GeV
- L'énergie totale d'un côté est supérieure à 25 GeV, et de l'autre côté supérieure à 5 GeV
- Une énergie totale de l'un ou l'autre des côtés est supérieure à 30 GeV.

Le taux de déclenchement est d'environ 1.5 Hz, dépendant de la luminosité délivrée.

### 3.3.2 Le déclenchement de niveau 2

Le deuxième niveau rejette, parmi les événements sélectionnés par le premier niveau, ceux qui proviennent du bruit de fond. Il dispose pour cela des données "brutes" des différents sous-détecteurs (les même que celles dont disposait déjà le niveau précédent) ainsi que du résultat du déclenchement de niveau 1.

La faible fréquence de déclenchement de niveau 1, (20 Hz) permet de disposer de suffisamment de temps pour effectuer des traitements plus complexes, dont des corrélations entre les différents sous-détecteurs.

Le niveau 2 élimine les déclenchements calorimétriques dus au bruit électronique, les muons cosmiques, ainsi que les déclenchements TEC dus aux interactions du faisceau avec les parois du tube ou le gaz résiduel dans le tube à vide. Notons que les événements sélectionnés par au moins deux déclenchements du niveau 1 sont automatiquement acceptés par le deuxième niveau.

#### La sélection "calorimétrique"

Le même algorithme de sélection que celui du niveau 1 est appliqué avec un calcul amélioré de l'énergie et une meilleure prise en compte du bruit de fond corrélé. La reconstruction de jet est effectuée (dépôts énergie dans le BGO et dans le HCAL corrélés géométriquement).

#### La sélection "muon"

Le niveau 1 sélectionne surtout des muons cosmiques. Ils sont éliminés par le niveau 2 si aucun des scintillateurs touchés ne se trouve dans un des octants muons et si aucune trace TEC n'a été reconstruite.

#### La sélection "TEC"

- Le bruit émis sous forme de rayonnement et capté par la TEC est caractérisé par l'arrivée simultanée des signaux sur un grand nombre de canaux. Le seuil de rejet est fixé à 65 canaux touchés dans un même intervalle de 200 ns.
- Les événements dus aux interactions entre le faisceau et le gaz résiduel sont caractérisés par la présence de particules de faibles impulsions. Celles-ci sont piégées dans le champ magnétique et bien que plusieurs secteurs de la TEC soient touchés, aucune trace ne peut être reconstruite. Ces événements sont alors rejetés.
- On calcule également la plus petite distance d'approche entre la trace reconstruite et le point d'interactions. Une coupure sur cette variable permet d'éliminer également des interactions faisceau-gaz.

Quelque soit le résultat du déclenchement de niveau 2, l'ensemble des entrées est envoyé dans une mémoire dite de "construction d'événement". Si le déclenchement de niveau 2 est positif, le "constructeur d'événement" collecte les données de l'ensemble du détecteur et les transfère au déclenchement de niveau 3. Dans le cas contraire, les emplacements mémoire sont ré-alloués. La réjection moyenne du système est de 40%.

### 3.3.3 Le déclenchement de niveau 3

Pour ce troisième niveau de sélection, les critères généraux de sélection précédemment cités sont à nouveau ajustés et les algorithmes de sélection sont plus fins. En effet, ce niveau utilise l'information complète des différents sous-détecteurs. A nouveau les événements passent trois déclenchements : calorimétrie, TEC et muon.

#### Algorithme "calorimétrique"

Les calculs des différentes énergies sont effectués avec les mêmes algorithmes que ceux utilisés dans l'analyse hors ligne. Des coupures plus strictes que précédemment sont imposées, sur les énergies totales ainsi que sur les énergies des amas et des jets reconstruits par rapport aux niveaux précédents.

#### Algorithme "TEC"

L'algorithme recherche les événements ayant laissé une trace droite dans le plan  $r - \phi$  et peu d'énergie dans les calorimètres.

#### Algorithme "muons"

Il demande que la trace d'un muon soit validée par un scintillateur dans le même octant, dans un intervalle de temps de 10 ns, par rapport au temps  $t_0$  de croisement des faisceaux. La réduction moyenne obtenue est de 50%.

A la sortie du niveau 3, les événements sont envoyés vers la mémoire d'une VAX 7000. Divers programmes assurent alors un contrôle de la qualité des données ainsi que le transfert sur des supports magnétiques.

La figure 3.14 résume graphiquement le principe général des trois niveaux de déclenchements.

## 3.4 La simulation des événements dans L3

La simulation est une part indispensable aux analyses, en particulier lorsqu'il s'agit de rechercher des processus rares ou nouveaux. Elle nous permet en effet d'anticiper la physique et la réponse du détecteur, pour mieux analyser les données réelles.

La simulation des événements par méthode Monte Carlo est effectuée en deux étapes :

**La production des événements.** Les événements sont créés avec des distributions en accord avec les prédictions des modèles théoriques. Les caractéristiques de chaque particule sont rangées dans des tableaux contenant leur quadri-vecteur énergie-impulsion, ainsi que les identificateurs des particules "mère" et "filles".

**La simulation du détecteur.** Les particules produites sont propagées dans toute l'acceptance géométrique du détecteur, où les différents matériaux sont tenus en compte par

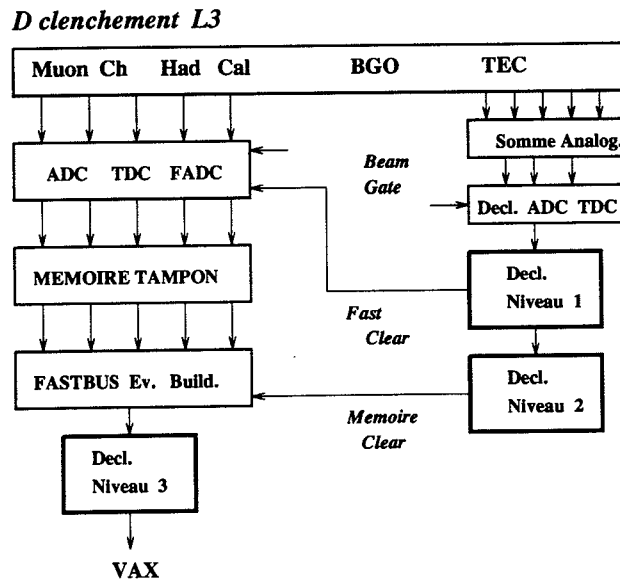


Figure 3.14: Schéma du système de déclenchement de L3

un programme de modélisation basé sur Geant 3.15 [11]. Les gerbes électromagnétiques, et hadroniques, les traces chargées dans les différentes chambres sont ainsi simulées, pour un détecteur idéal, c'est à dire sans dysfonctionnement. Les informations procurées par tous les sous-détecteurs sont alors numérisées et les événements passent par le programme de reconstruction. Ces événements sont alors directement comparables aux données réelles.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu quelques spécificités des différents sous-détecteurs qui forment L3, et de quelle manière la totalité des informations qu'ils fournissent est utilisée afin de trier parmi les événements résultant d'une interaction  $e^+e^-$  ceux qui proviennent du bruit de fond et ceux qui sont physiquement intéressants. D'autre part, nous avons également expliqué le principe de la simulation des événements. Dans le cadre de l'analyse qui est présentée ici, où il s'agit d'extraire un signal provenant du processus rare  $b \rightarrow s\gamma$  plusieurs lots d'événements simulés vont être utilisés. D'une part, les événements simulant le signal recherché. (Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, nous avons créé un lot spécial d'événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  suivi de  $b \rightarrow s\gamma$ ); et d'autre part, les événements simulant le processus qui est notre principal bruit de fond, à savoir  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

La comparaison des distributions de différentes variables pour les données ainsi que ces deux lots d'événements simulés permet dans un premier temps de déterminer la valeur des principales coupures qui permettront de sélectionner le signal et de rejeter le bruit de fond. Dans un second temps il est important d'utiliser ce que l'on appelle une simulation réaliste afin de tenir compte des inefficacités intervenant lors de la prise de données, et

qui sont susceptibles de pouvoir modifier les distributions des événements simulés que nous comparons aux Données. Il s'agit entre autres de la prise en compte de l'état des différents cristaux (cristaux morts, ou cristaux bruyants), et de l'état des hautes tensions (marche/arrêt) de la TEC interne et externe comme nous le verrons dans le chapitre suivant.



# Bibliographie

- [1] L3 Coll., B. Adeva et al., Nucl. Instr. Meth. A 289 (1990) 35.
- [2] ALEPH Coll., D. Decamp, Nucl. Instr. Meth. A 294 (1990) 127.
- [3] OPAL Coll., K. Ahmet et al., Nucl. Instr. Meth. A 305 (1991) 275.
- [4] DELPHI Coll., P. Aarnio et al., Nucl. Instr. Meth. A 303 (1991) 233.
- [5] L3. Coll., O. Adriani et al., Phys. Rep. 236 Numb. 1 & 2 1993.
- [6] A. W. Walenta, IEEE-Ns 26 (1976) 73.
- [7] O Adriani et al., Nucl. Instr. Meth. A348 1994, 431. ;  
A. Adam et al., Nucl. Instr. Meth. A348 1994 436.
- [8] M. Acciari et al., Nucl. Instr. Meth. A351 (1994) 300.
- [9] J. A. Bakken et al., Nucl. Instr. Meth., A280 (1989) 25.
- [10] A. Bai et al., Nucl. Instr. Meth. A321 (1992) 119.
- [11] R. Brun et al., "Geant 3 Users Guide", CERN/DD/EE/84-1(revised) (1987).

# Chapitre 4

## Description des outils de sélection

### 4.1 Introduction

La détermination d'une limite sur le rapport de branchement  $b \rightarrow s\gamma$ , nécessite la mise en place d'une analyse qui reconnaisse la topologie particulière des événements pouvant provenir d'une transition  $b \rightarrow s\gamma$ . L'environnement étant celui des désintégrations  $Z \rightarrow b\bar{b}$  il est indispensable de sélectionner en premier lieu les événements hadroniques,  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , puis parmi ceux-ci, les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Ensuite, la présence d'un photon énergétique est bien entendue indispensable.

Plusieurs variables et de multiples outils ont été récemment développés au sein de L3 pour effectuer ce genre de sélection. Le principe et les performances de ceux que nous avons utilisés sont détaillés dans ce chapitre.

Ainsi, une première partie détaille les variables et les coupures habituellement utilisées pour la sélection des événements hadroniques. Une deuxième décrit les deux algorithmes d'étiquetage des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Chacune de ces deux parties est constituée de la description des variables, de l'accord sur la forme de leurs distributions, puis des efficacités de sélection obtenues. Enfin, comme nous le verrons, un photon unique est souvent confondu avec deux photons très proches, comme ceux qui proviennent des désintégrations des  $\pi^0$  ou des  $\eta$ . Pour cette raison, ce chapitre se termine par l'énumération des critères permettant de sélectionner un photon, ainsi que la description de l'algorithme utilisé pour la discrimination  $\pi^0$ - $\gamma$ .

### 4.2 Méthode de sélection des événements hadroniques

#### 4.2.1 La présélection des événements hadroniques en ligne

Avant leur enregistrement sur bandes magnétiques, les événements produits lors des collisions  $e^+e^-$ , subissent un premier tri effectué par trois niveaux de déclenchements indépendants. Ceux-ci utilisent les informations fournies par les calorimètres, la chambre à

trace centrale, les scintillateurs et les chambres à muons. Voir chapitre 3 pour plus de détails.

Le déclenchement de premier niveau pour les événements hadroniques est un OU des déclenchements "calorimétrique", "scintillateur" et "TEC". Leur efficacité respective est de 99.93%, 95% et 95 %. L'efficacité totale de cette présélection est supérieure à 99.9%. [1]. L'inefficacité des déclenchements de niveaux deux et trois est inférieure à  $10^{-5}$  [2].

## 4.2.2 Calcul de l'énergie

Appelés communément les *ASRC* (*A Smallest Resolvable Cluster*), les amas sont formés par regroupements des dépôts d'énergie reçus par les calorimètres. Dans l'analyse, on assimile par la suite l'énergie de ces amas directement à l'énergie des particules. Selon sa nature, une particule interagissant avec les calorimètres donne lieu à une gerbe différente : électromagnétique ou hadronique. L'énergie des amas dépend donc des énergies mesurées dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, respectivement dénommés *BGO* et *HCAL*, et on a :

$$E_{amas} = f(E_{BGO} + E_{HCAL}) \quad (4.1)$$

$f$  est une fonction qui dépend des processus physiques et de la partie du détecteur touché.

Les cristaux de BGO sont longs d'environ 22 longueurs de radiation, ce qui explique que l'ensemble de la gerbe si elle est de type électromagnétique soit contenu dans le calorimètre électromagnétique. Par contre ils correspondent à 0.96 longueur d'interaction et donc l'énergie d'une gerbe hadronique sera distribuée dans les deux calorimètres.

Dans le premier cas, on a :

$$E_{amas} = E_{BGO} \quad (4.2)$$

Alors que dans le deuxième, la fonction  $f$  s'exprime en première approximation :

$$E_{amas} = \sum_{i=1}^4 A_i E_{BGO_i} + \sum_{j=1}^5 B_j E_{HCAL_j} \quad (4.3)$$

où  $E_{BGO_i}$  et  $E_{HCAL_j}$  sont les énergies calculées dans les parties  $i$  et  $j$  des calorimètres électromagnétique et hadronique découpés comme le montre la figure 4.1.

D'une manière générale un amas contient une partie hadronique et électromagnétique et son énergie est codée par la formule :

$$E_{amas} = \sum_{i=1}^9 G_i \cdot E_i \quad (4.4)$$

où  $i$  décrit les neuf parties du détecteur.

Les facteurs  $G$  dépendent des processus physiques. Ils sont déterminés par minimisation de la résolution en énergie dans les événements  $q\bar{q}$  collectés à la résonance du  $Z$ .

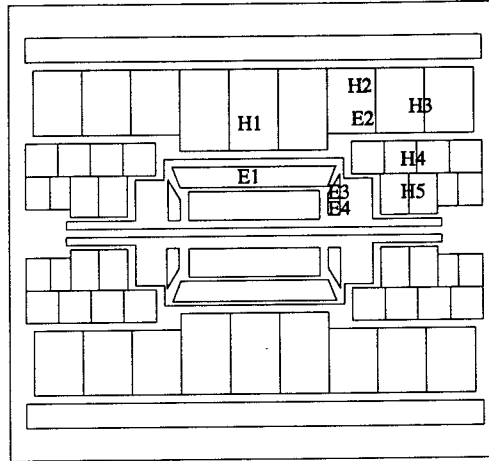


Figure 4.1: Découpage du détecteur

L'énergie totale d'un événement est donnée par :

$$E_{evt} = \sum_{N_{amas}} E_{amas} + \sum_{\mu} P_{\mu} \quad (4.5)$$

La somme court sur tous les amas d'énergie supérieure à 100 MeV. On peut y ajouter, éventuellement, les impulsions des muons, pour lesquels le facteur G est pris égal à 1. On définit :

$$\sigma^2 = \overline{(E - \bar{E})^2}$$

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{evts} E_{evts}$$

Les facteurs G sont déterminés en minimisant le rapport  $\sigma^2/\bar{E}^2$ , en ajustant l'énergie moyenne à l'énergie dans le centre de masse.

**On obtient alors une résolution en énergie d'environ 13%. [3]**

Si, on tient également compte des corrélations en énergie entre les différentes parties du détecteur, la formule 4.4 devient :

$$E_{amas} = \sum_{i=1}^9 G_i \cdot E_i + \sum_{i,j}^9 A_{ij} E_i E_j \quad (4.6)$$

et la résolution en énergie devient égale à 9%. [4]

### 4.2.3 Méthodes de sélection des désintégrations hadroniques du Z

Le but de la sélection hadronique est d'éliminer principalement les événements provenant des désintégrations leptoniques du Z ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ). Parmi elles,

la désintégration  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  où le  $\tau$  se désintègre en hadrons, est celle qui simule le mieux les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

Elle permet également d'éliminer les événements dus aux interactions du faisceau avec le gaz résiduel ou avec les parois du tube à vide qui survivent à la présélection.

En raison de l'excellente résolution en énergie obtenue à l'aide des deux calorimètres électromagnétique et hadronique, (voir chapitre 3), on comprend que les critères dont nous tenons compte lors de cette sélection, sont principalement de caractère énergétique.

En effet, les variables utilisées sont les suivantes :

- L'énergie visible.

Celle-ci est calculée à partir de la somme de tous les amas d'énergie situés dans les calorimètres électromagnétique et hadronique selon la formule suivante :

$$E_{vis} = \sum_{i=1}^{N_{amas}} E_i^{amas}$$

Où les  $E_i^{amas}$  sont les énergies de chacun des amas reconstruits. (Voir paragraphe suivant pour la reconstruction des amas)

- L'énergie transversale manquante.

$$E_{\perp} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N_{amas}} E_x^i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_{amas}} E_y^i\right)^2}$$

- L'énergie parallèle manquante.

$$E_{\parallel} = \left(\sum_{i=1}^{N_{amas}} E_z^i\right)$$

- Le nombre de dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

$$N_{amas}$$

où  $E_x = E_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i)$ ,  $E_y = E_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i)$  et  $E_z = E_i \cos(\theta_i)$ . Les angles  $\theta_i$  et  $\phi_i$  sont déterminés à partir de la position des amas calorimétriques. Voir section 4.4.2.

On remarque que toutes ces variables ne dépendent que de la manière dont sont reconstruits les amas dans les deux calorimètres, et bien sur, de la façon dont on détermine leur énergie. C'est le sujet qui est abordé dans le prochain paragraphe.

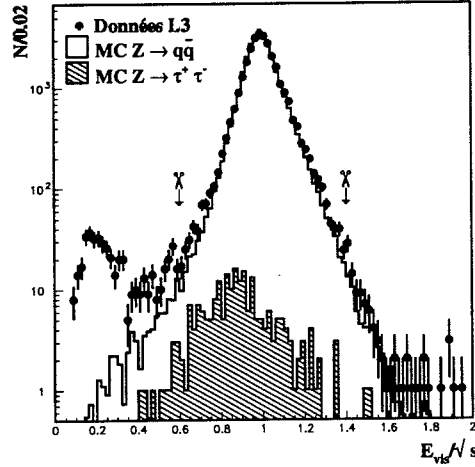


Figure 4.2: Distribution de l'énergie visible ramenée à l'énergie dans le centre de masse, en échelle logarithmique, pour les données  $\bullet$ , le Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et le Monte Carlo  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Les coupures sur les énergies transversale et longitudinale ainsi que sur le nombre d'amas ont été appliquées.

#### 4.2.4 Coupures utilisées lors de la sélection hadronique

Dans ce paragraphe, les figures montrent la superposition des distributions des différentes variables pour les données (représentées par les points), les événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  générés par le programme JETSET 7.3 (représenté par l'histogramme blanc) et les événements Monte Carlo  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ , générés par le programme KORALZ [5] (représenté par l'histogramme rayé).

La figure 4.2 montre la comparaison de l'énergie visible normalisée à l'énergie dans le centre de masse pour les données, les Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Les coupures sur le nombre d'amas, et les énergies transversale et longitudinale ont été appliquées. L'énergie visible est en moyenne plus faible pour les événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ , dans lesquels les neutrinos présents rendent une partie de l'énergie invisible. Pour éliminer une partie de ces événements, ainsi que ceux qui proviennent des interactions du faisceau avec le gaz résiduel ou encore les événements dans lesquels une interaction  $\gamma\gamma$  donne des hadrons, on ne garde que les événements pour lesquels :

$$0.6 \leq \frac{E_{vis}}{\sqrt{s}} \leq 1.4 \quad (4.7)$$

Les événements produits lors de l'interaction de deux faisceaux de même énergie doivent avoir des énergies parallèle et transversale nulles. En réalité, une partie de l'énergie reste mal mesurée voire invisible dans le détecteur, (dans le cas de neutrinos dans l'état final),

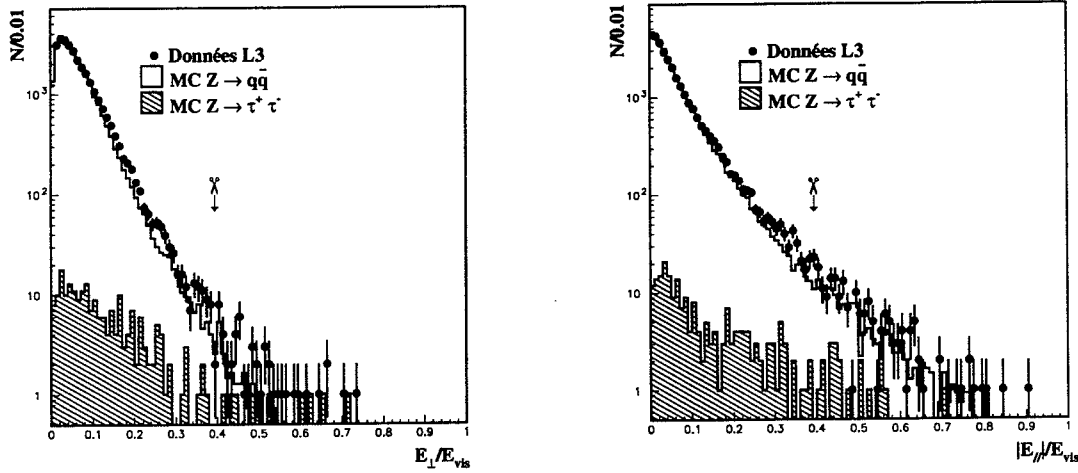


Figure 4.3: Distribution des énergies transversale et longitudinale ramenées à l'énergie visible, en échelle logarithmique, pour les données  $\bullet$ , le Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et le Monte Carlo  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ; les coupures sur l'énergie visible ainsi que le nombre d'amas ont été appliquées.

c'est la raison pour laquelle les variables  $E_{\perp}$  et  $E_{//}$  ramenées à l'énergie visible, ont les distributions que l'on peut voir sur la figure 4.3. On applique les coupures suivantes :

$$0 \leq \frac{E_{\perp}}{E_{vis}} \leq 0.4 \quad (4.8)$$

$$0 \leq \frac{|E_{//}|}{E_{vis}} \leq 0.4 \quad (4.9)$$

qui permettent d'éliminer les événements ayant une énergie manquante importante et mal distribuée.

Enfin, la particularité des désintégrations hadroniques du Z par rapport à ses désintégrations leptoniques est leur grande multiplicité. On applique donc une coupure sur le nombre d'amas calorimétriques d'énergie supérieure à 100 MeV, qui permet d'éliminer la majeure partie des événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  pour lesquels la multiplicité est beaucoup plus faible, comme on peut le voir sur la figure 4.4

$$N_{amas} \geq 13 \quad (4.10)$$

La figure 4.5, représente l'ensemble des quatre variables utilisées pour cette sélection, toutes les coupures ayant été appliquées. La normalisation étant faite à partir du nombre de hadrons sélectionnés, l'accord entre la simulation Monte Carlo et les données est satisfaisant. Un léger désaccord de forme apparaît sur la figure 4.5(b), mais en raison de la coupure appliquée, ceci n'affecte pas l'analyse.

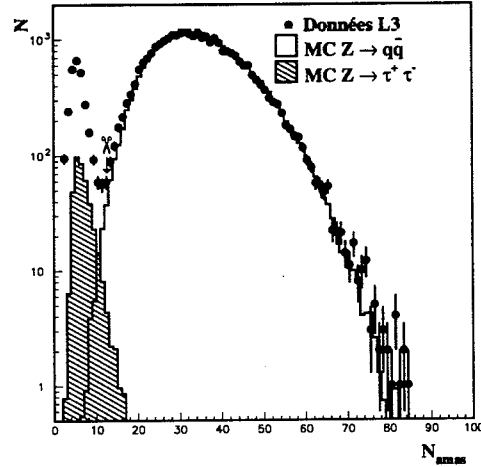


Figure 4.4: Nombre d'amas calorimétriques de plus de 100 MeV par événement, en échelle logarithmique, pour les données  $\bullet$ , le Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  et le Monte Carlo  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$

Processus Monte Carlo	$Z \rightarrow q\bar{q}$		$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$
	JETSET	HERWIG	KORALZ
Générateur utilisé	JETSET	HERWIG	KORALZ
$0.4 \leq E_{vis}/\sqrt{s} \leq 1.4$	98.28 %	99.04%	71.77 %
$0 \leq E_{\perp}/E_{vis} \leq 0.4$	99.90 %	99.83%	79.51 %
$0 \leq E_{//}/E_{vis} \leq 0.4$	99.33 %	99.18%	83.08 %
$N_{amas} \geq 13$	99.63 %	99.26%	1.33 %
Efficacité totale	$98.44 \pm 0.02$ %	$97.79 \pm 0.03$ %	$1.03 \pm 0.01$ %

Tableau 4.1: Efficacités des coupures hadroniques

#### 4.2.5 Efficacités de sélection obtenues

Les efficacités des coupures utilisées lors de la sélection hadronique pour les événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  ainsi que la contamination en événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  sont calculées à partir d'un lot de 660 000 événements hadroniques générés par le programme JETSET 7.3, 310 000 événements hadroniques générés par le programme HERWIG 5.4 et 600 000 événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  générés par le programme KORALZ. Tous les événements sont simulés et reconstruits dans l'ensemble du détecteur. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 4.1 où l'erreur indiquée n'est que statistique.

Les différences d'efficacités obtenues dans le cas des événements générés par JETSET et HERWIG, certainement due au mode de fragmentation qui est différent, nous permettent d'estimer l'erreur systématique sur l'efficacité à 0.65%.



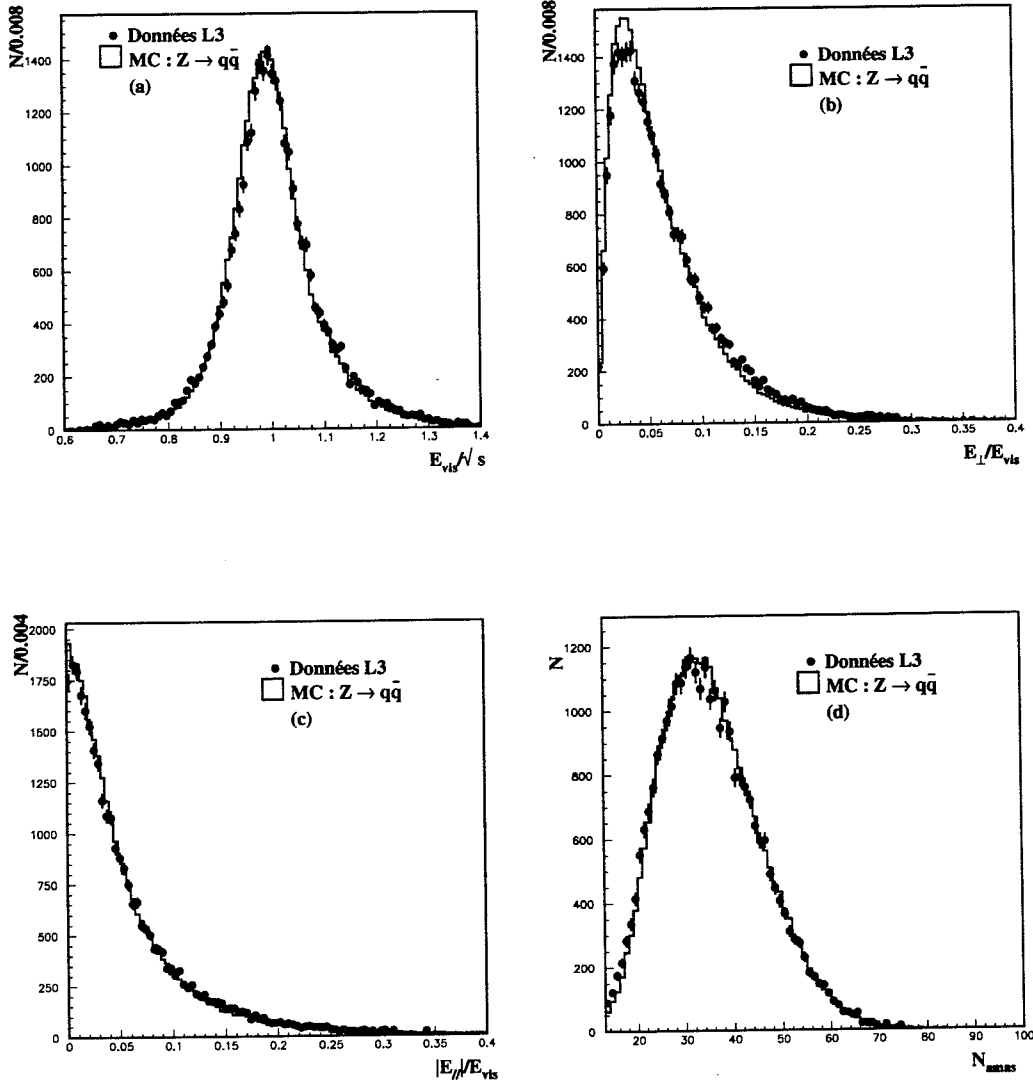


Figure 4.5: Distributions (a): énergie visible rapportée à l'énergie dans le centre de masse, (b) et (c): énergies transversale et longitudinale rapportées à l'énergie visible, (d): Nombre d'amas, toutes les coupures de la sélection hadronique sont appliquées, l'échelle est linéaire.

En combinant les deux résultats, on trouve l'efficacité de sélection des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  suivante, où la première erreur est statistique et la deuxième systématique :

$$\epsilon_{sele}^{q\bar{q}} = 98.12\% \pm 0.02\% \pm 0.65\%$$

Le rapport  $\Gamma_{Z \rightarrow \tau^+\tau^-} / \Gamma_{Z \rightarrow q\bar{q}}$  étant inférieur à 5%, la contamination en événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  dans les événements hadroniques sélectionnés est estimée à moins de 0.05 %, d'après le Monte Carlo KORALZ, ce qui est négligeable pour notre analyse.

#### 4.2.6 Détermination des mauvais runs

D'une manière générale, on doit s'assurer que les événements ont été enregistrés alors que l'ensemble du détecteur fonctionnait correctement, (Niveaux de déclenchements opérationnels, bases de données à jour, sous détecteurs en état de marche, *etc...*)

Pour cette raison, durant les périodes de prises de données, l'état des différents sous-détecteurs est continuellement contrôlé et enregistré dans la base de données. On est ainsi capable, lorsque la prise de données est terminée, de créer ce que l'on appelle des listes de *mauvais runs*, que l'on élimine de l'analyse. D'autre part, les programmes de simulation donnent une efficacité de 100 % à l'intérieur de l'acceptance angulaire déterminée par la géométrie du détecteur. Grâce à la base de données, nous introduisons, dans la simulation, une certaine inefficacité dépendante du temps, qui tient compte du comportement de l'ensemble des sous-détecteurs pendant la période simulée. Ainsi, la simulation du détecteur devient plus "réaliste".

Une première liste est effectuée sur des critères généraux de bon fonctionnement de tout l'appareillage. D'une manière plus précise, chaque analyse peut ne solliciter qu'un nombre restreint de sous détecteurs, c'est la raison pour laquelle il existe plusieurs listes de *mauvais runs*, qui ont été créés en ne tenant compte que de l'état d'une ou de certaines parties spécifiques du détecteur.

Notre analyse étant basée sur la recherche d'un photon relativement isolé, il est indispensable de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre électromagnétique, ainsi que celui de la TEC durant chaque instant de la prise de données.

En effet, une inefficacité de la TEC suffit à rendre inutilisable le critère d'isolation d'un amas électromagnétique par rapport à une trace, ce que l'on utilise lorsque l'on veut choisir une particule isolée d'un jet ou encore séparer les particules neutres des particules chargées. D'autre part, des cristaux bruyants peuvent simuler la présence d'un amas calorimétrique. Celui-ci n'étant pas associé à une trace TEC, serait un bruit de fond pour notre analyse.

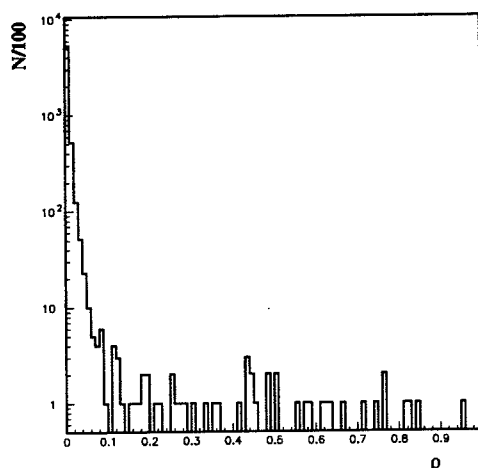


Figure 4.6: Distribution du rapport  $\rho$  en échelle logarithmique

### Contrôle de l'efficacité de la TEC

L'inefficacité de la TEC peut être due à de mauvais fonctionnements des hautes tensions dans certains secteurs, (voir fonctionnement de la TEC chapitre 3), mais la cause principale est liée aux conditions de faisceaux. En effet lorsque celles-ci sont instables, les hautes tensions sont abaissées automatiquement afin d'éviter la détérioration de la chambre.

Bien sur, l'efficacité globale de la TEC est alors très diminuée, c'est la raison pour laquelle ses performances sont continuellement contrôlées et enregistrées.

Pour contrôler l'efficacité de la TEC, on sélectionne des événements hadroniques en utilisant uniquement les critères énergétiques cités dans le paragraphe 4.2.3. Après reconstruction des traces pour chaque événement, on définit la quantité  $\rho$ , comme étant le rapport entre le nombre d'événements hadroniques considérés comme étant sans trace du point de vue de la TEC, et le nombre d'événements hadroniques total :

$$\rho = \frac{N_{\text{evts hadroniques sans trace}}}{N_{\text{evts hadroniques total}}} \quad (4.11)$$

On ne garde que les runs pour lesquels la variable  $\rho$  est inférieure à 0.2. Voir figure 4.6.

De plus, chaque run est divisé en intervalles de temps de quelques minutes. En utilisant les événements recueillis dans chaque intervalle, la décision est prise de l'étiqueter "bon" ou "mauvais", c'est à dire de garder ou rejeter les événements enregistrés dans cet intervalle. Les critères de décisions sont les suivants :

- Toutes les traces chargées reconstruites dans la TEC des événements hadroniques appartenant à un certain intervalle de temps sont enregistrées dans un histogramme  $R-\Phi$ . On recherche la présence d'au moins une trace dans chaque secteur externe de la

TEC. Lorsqu'aucune trace n'apparaît dans un secteur, et qu'aucune trace n'apparaît non plus dans un des trois secteurs opposés en  $R-\Phi$ , alors l'intervalle de temps est éliminé de l'analyse. Les intervalles le précédant et le suivant sont également éliminés, dans le cas où ils concernent le même run que l'intervalle considéré.

- La longueur en temps de l'intervalle considéré est généralement de 4 minutes. Cette valeur semble en effet être un bon compromis entre un temps assez petit pour permettre un échantillonnage de l'état de fonctionnement de la TEC dont la fréquence soit plus grande que la fréquence des fluctuations de la TEC, tout en étant assez important pour que la statistique en désintégrations hadroniques du  $Z$  qu'il contient soit significative (une quinzaine d'événements en moyenne).

L'annexe A montre un exemple de fichier dit "*fichier 4 minutes*" donnant l'état de la TEC pendant une période donnée, avec explication des informations y apparaissant.

## Bruit dans les calorimètres

Les variations d'environnement électrique peuvent changer les volumes des pieds de canaux du BGO créant ainsi des événements bruyants. On étiquète ceux-ci en comptant, dans chaque événement, le nombre d'amas contenant plus de 30 cristaux. Lorsque ce nombre devient supérieur à 4, on considère le calorimètre comme étant "trop bruyant", et on rejette l'événement. Le pourcentage de ces événements est variable suivant les années.

## 4.3 Algorithmes de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$

### 4.3.1 Introduction

Dans la suite on appellera hadron  $b$  ( $c$ ), un hadron contenant un quark  $b$  ou  $\bar{b}$ , ( $c$  ou  $\bar{c}$ ).

La grande masse du quark  $b$  par rapport aux autres quarks produits lors des désintégrations du  $Z$ , ( $m_b \simeq 5\text{GeV}$ ,  $m_c \simeq 1,5\text{GeV}$ ,  $m_s \simeq 500\text{ MeV}$ ,  $m_{u,d}$  quelques dizaines de MeV), va permettre aux hadrons  $b$  d'acquiescer plusieurs caractéristiques.

La première est leur grande durée de vie. Le temps de vie moyen d'un hadron beau est en effet d'environ 1.5 ps. Cela signifie qu'à l'énergie correspondant à la masse du  $Z$ , celui-ci va parcourir une distance de 2 à 3 mm dans le détecteur, avant sa désintégration. Ainsi, une première méthode de reconnaissance des hadrons lourds consiste à rechercher les événements contenant beaucoup de traces à grand paramètre d'impact. Le paramètre d'impact est calculé à partir de la distance minimale entre une trace et le vertex primaire, c'est pour cela qu'on parle dans la littérature de méthode de DCA, de l'anglais "Distance of Closest Approach". Dans la suite de ce rapport, nous y ferons référence en tant que "méthode du paramètre d'impact".

L'utilisation d'un détecteur de microvertex, qui permet la reconstruction des vertex secondaires avec une précision d'environ  $10\mu\text{m}$  permet de reconnaître les événements à grande

durée de vie de manière encore plus propre. Mais comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 celui de L3 n'ayant été vraiment opérationnel qu'à partir de 1994, il n'a pas été utilisé dans l'analyse présentée ici.

La deuxième caractéristique est basée sur la topologie générale particulière de ces événements. En effet, à cause de leur grande masse, les quarks  $b$  :

- perdent moins d'énergie par émission de gluons,
- ont une fonction de fragmentation plus dure que les autres quarks, (voir chapitre 1, équation 1.47,  $\epsilon_b$  très petit). Leurs produits de désintégrations sont donc plus énergétiques que ceux des quarks légers.

Ainsi, la fraction d'énergie emportée par un hadron  $b$  par rapport à l'énergie du faisceau est d'environ 70% alors qu'elle est de 50% pour un hadron  $c$ . En conséquence, la topologie est différente pour les événements  $b$  : l'événement est plus "sphérique", les impulsions longitudinales et transversales des particules produites par rapport aux jets sont plus grandes.

Alors que l'information sur la durée de vie peut être résumée par l'utilisation d'une seule variable (la distance entre les vertex primaires et secondaires, ou le paramètre d'impact des traces), les conséquences topologiques et cinématiques liées à la grande masse du quark  $b$  sont représentées par un ensemble de variables.

Dans cette analyse, deux algorithmes sont utilisés pour sélectionner les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . L'un est basé sur l'information donnée par le paramètre d'impact et l'autre sur une analyse multidimensionnelle (également appelée analyse par réseau de neurones) des variables concernant l'événement. Les comparaisons de leurs performances, ainsi que les corrélations sur la réjection du bruit de fond, vont être détaillées ci-dessous.

### 4.3.2 La méthode du réseau de neurones

#### Qu'est-ce qu'un réseau de neurones ?

Un réseau de neurones peut être considéré comme une combinaison non linéaire de plusieurs matrices de transformation dont les entrées (que l'on appelle des poids) sont ajustées lors d'une phase d'entraînement par minimisation d'une fonction d'erreur.

Soient des éléments qui appartiennent à deux classes,  $C_1$  et  $C_2$ . Les critères d'appartenance à l'une ou l'autre des deux classes ne sont pas toujours clairement définis et vont être la plupart du temps liés entre eux. Il est donc rarement possible d'effectuer une parfaite séparation de ces éléments suivant leur classe. Très souvent, une certaine fraction des éléments appartenant à la classe  $C_1$  va ressembler à celle de la classe  $C_2$  et vice versa. En physique des hautes énergies on appelle cela le problème de recouvrement des distributions qui cause a priori une certaine contamination des échantillons sélectionnés. Le type de réseau utilisé de manière générale est appelé réseau de neurones unidirectionnel

à rétro propagation des erreurs (*feedforward neural network with error backpropagation*, FFBP). Ce nom exprime le fait que les caractéristiques de chaque élément à classer sont enregistrées dans un vecteur dont les entrées sont processées par le réseau dans plusieurs couches. Chacune des couches alimente uniquement la couche suivante (feedforward). Et durant la procédure de minimisation la différence calculée entre la sortie actuelle du réseau et la sortie désirée du réseau est utilisée pour ajuster les poids (error backpropagation). Pour plus de détails, voir annexe (B). Après avoir été développée dans le monde industriel, cette méthode d'analyse a été de plus en plus souvent utilisée en physique des hautes énergies [6]. Elle est utilisée par exemple pour résoudre le problème de séparation  $\pi^0/\gamma$  [7], de recherche du Higgs [8], ou encore de discrimination de saveurs lourdes [9]. L'engouement pour ce genre d'algorithmes est dû au fait qu'ils offrent la possibilité de tenir compte des corrélations entre les variables discriminantes utilisées.

### Réseau utilisé

L'algorithme que nous avons utilisé dans cette analyse a été précédemment mis en place pour la mesure du rapport  $R_b = \Gamma_{bb}/\Gamma_Z$  dans L3, ( $\Gamma_{bb}$  étant la largeur partielle de désintégration du  $Z$  en paires  $b\bar{b}$  et  $\Gamma_Z$  la largeur totale de désintégration du  $Z$  en hadrons). Voir la référence [10]. La méthode générale ainsi que l'ensemble des variables utilisées sont cités ci dessous.

La méthode habituelle pour discriminer les saveurs lourdes utilise la grande impulsion des leptons provenant des désintégrations semi-leptoniques des quarks  $b$ . Ici, comme nous l'avons vu précédemment la méthode utilisée tient compte des propriétés générales des événements  $b\bar{b}$ . Aucune de ces propriétés, voir paragraphe précédent, n'est suffisante lorsqu'elle est appliquée seule, pour sélectionner un échantillon d'événements  $b\bar{b}$ , avec une bonne pureté et une bonne efficacité. Par contre l'analyse multidimensionnelle qui exploite les corrélations entre les variables nous permet d'obtenir ce résultat.

Les variables utilisées sont, pour chacun des deux jets les plus énergétiques :

- Variables  $Lorentz_1$  et  $Lorentz_2$  figure 4.7,  
Elles représentent la poussée de Lorentz du jet,  $\gamma\beta = \frac{p}{m}$ , déterminée en prenant l'énergie des jets et la masse invariante calculées à partir des amas (supposés sans masse) pour chacun des deux jets.  $\gamma\beta = \frac{p}{m}$  a une valeur plus faible pour les événements  $b\bar{b}$ .
- Variables  $E_{amas1}$  et  $E_{amas2}$  figure 4.7,  
qui représentent l'énergie de l'amas le plus énergétique de chacun des deux jets, plus faible pour les événements  $b\bar{b}$  que pour les événements contenant des quark légers.
- Variables  $Sphé_1$  et  $Sphé_2$  figure 4.7,  
qui représentent la sphéricité de chacun des deux jets :  $Sphé = \frac{\sum P^2}{P^2}$ , plus forte dans le cas des événements  $b\bar{b}$ . Les impulsions sont calculées dans le repère au repos du jet et les impulsions transversales par rapport à la direction du jet.

- Variables  $\text{Gam4}_1$  et  $\text{Gam4}_2$  figure 4.8, représentent le  $\gamma\beta$  de l'ensemble des quatre principaux amas dans chacun des deux jets.
- Variables  $\text{EGap}_1$  et  $\text{EGap}_2$  figure 4.8, représentent la différence d'énergie entre le 1<sup>er</sup> et le 4<sup>eme</sup> amas les plus énergétiques, de chacun des deux jets, normalisée par l'énergie du jet considéré.
- Variable  $E_{left}$  figure 4.8, Variable globale  $E_{left}$  qui est la fraction d'énergie visible en dehors des deux jets les plus énergétiques :  $E_{left} = \frac{E_{vis} - (E_{jet1} + E_{jet2})}{E_{vis}}$ . Bien que les distributions de  $E_{left}$  soient semblables pour les événements Monte Carlo  $b\bar{b}$  et non  $b\bar{b}$ , les corrélations entre cette variable et les précédentes sont utiles dans l'analyse multidimensionnelle.

Les figures 4.7 et 4.8 montrent les distributions de ces variables pour des événements Monte Carlo toutes saveurs de quarks et quarks  $b$  seulement.

### Analyse neuronale

Pour chaque événement les quantités que nous venons de décrire représentent les 11 composantes du vecteur d'entrée  $\vec{x}$  ( $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ ), avec  $n = 11$ . La fonction de seuil (ou fonction de classification), qui sépare les événements  $b\bar{b}$  des événements non  $b\bar{b}$  est définie par la formule sigmoïde classique (voir Annexe B) :

$$F_c(X) = \frac{1}{1 + e^{-X}} \equiv F_c(\vec{x}, \vec{w}) \quad (4.12)$$

Et les poids  $w$  sont déterminés par minimisation de la fonction d'erreur donnée par :

$$| F_c(\vec{x}, \vec{w}) - F_{known}(\vec{x}) |^2 \quad (4.13)$$

à partir de 150 000 événements Monte Carlo, où  $F_{known}$  est égale à 0.025 pour des événements non  $b\bar{b}$  et 0.975 pour des événements  $b\bar{b}$ .

La figure 4.9 montre la réponse de la fonction de classification pour les événements Monte Carlo  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et non  $b\bar{b}$ . Les événements  $b\bar{b}$  sont dominants pour les grandes valeurs de  $F_c$ , les événements non  $b\bar{b}$  étant plutôt localisés vers les petites valeurs de  $F_c$ .

Le tableau 4.2 montre les efficacités de sélection des événements  $b\bar{b}$  et des  $c\bar{c}$ , ainsi que les puretés en  $b\bar{b}$ , obtenues avec cet algorithme pour différentes valeurs de  $F_c$ . Ces résultats sont obtenus sur un lot de 240 000 désintégrations hadroniques Monte Carlo simulées dans tout le détecteur pour lesquels on a demandé que la condition  $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.8$  soit vérifiée,  $\theta_{thrust}$  étant l'angle que fait le jet directeur de l'événement avec la direction du faisceau.

Ces résultats sont représentés sur la figure 4.10.

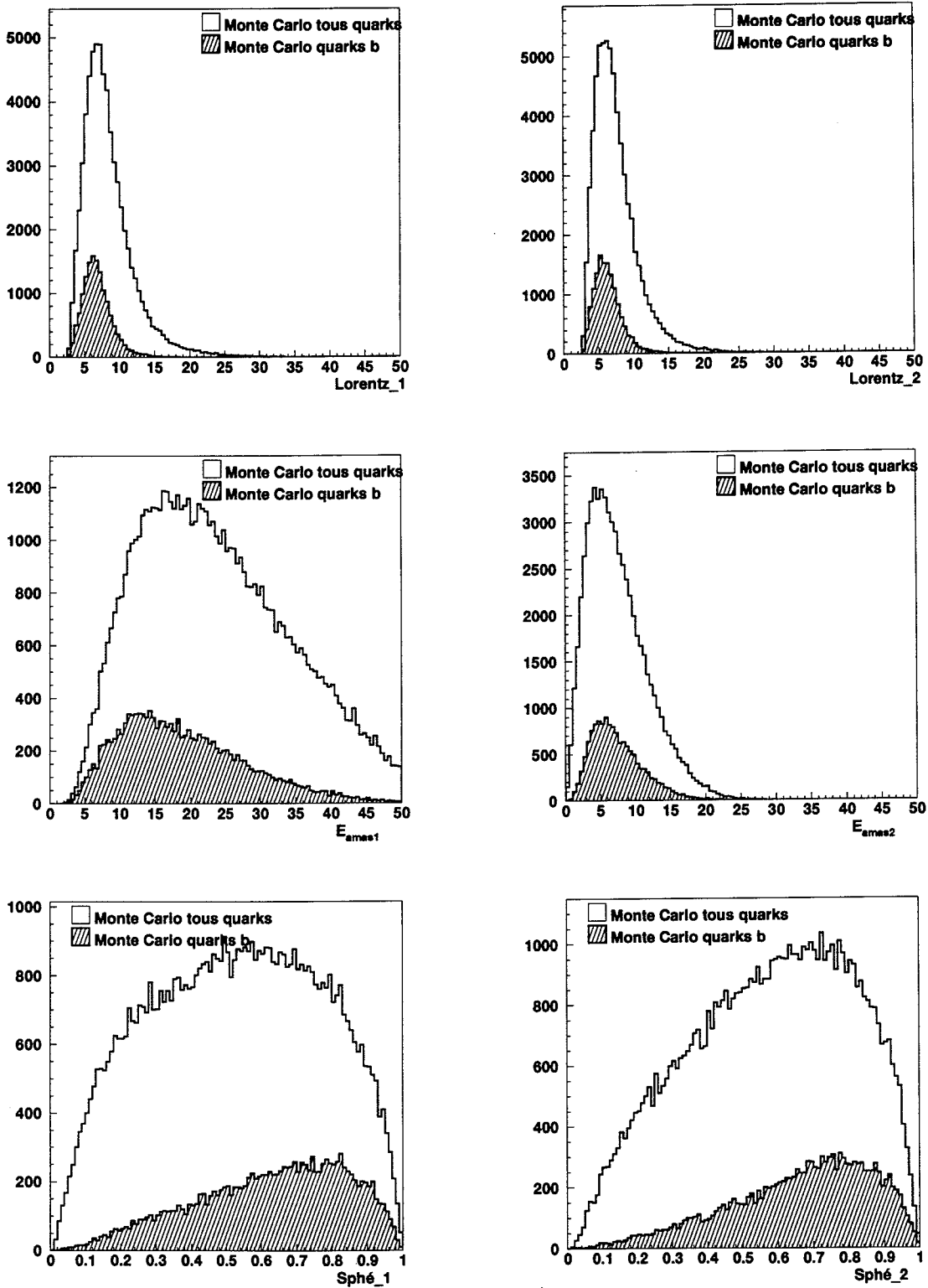


Figure 4.7: Variables d'entrée du réseau calculées pour le premier et le deuxième jet le plus énergétique, colonnes de droite et de gauche respectivement.



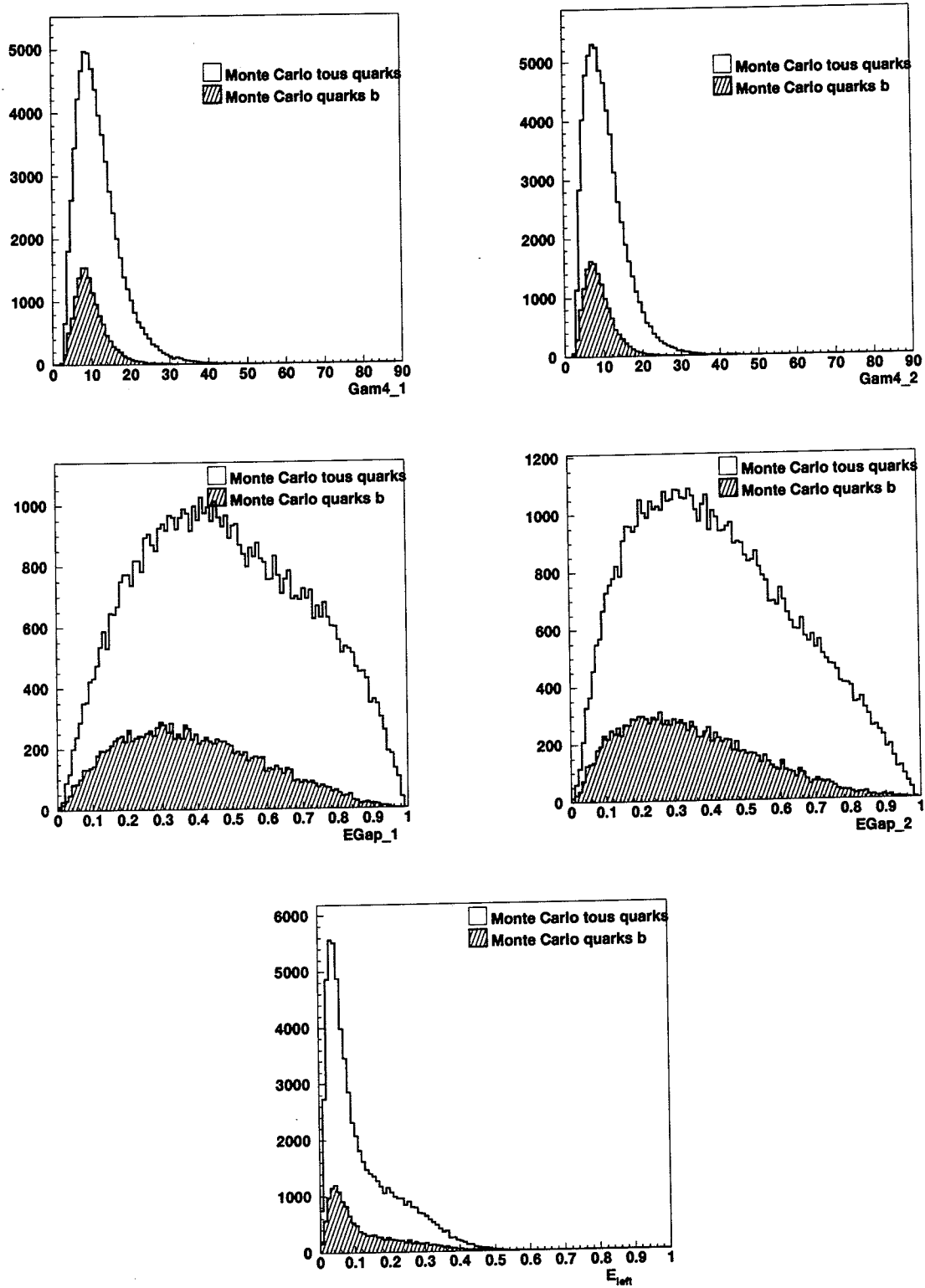


Figure 4.8: Variables d'entrée du réseau calculées pour le premier et le deuxième jet le plus énergétique, colonnes de droite et de gauche respectivement.

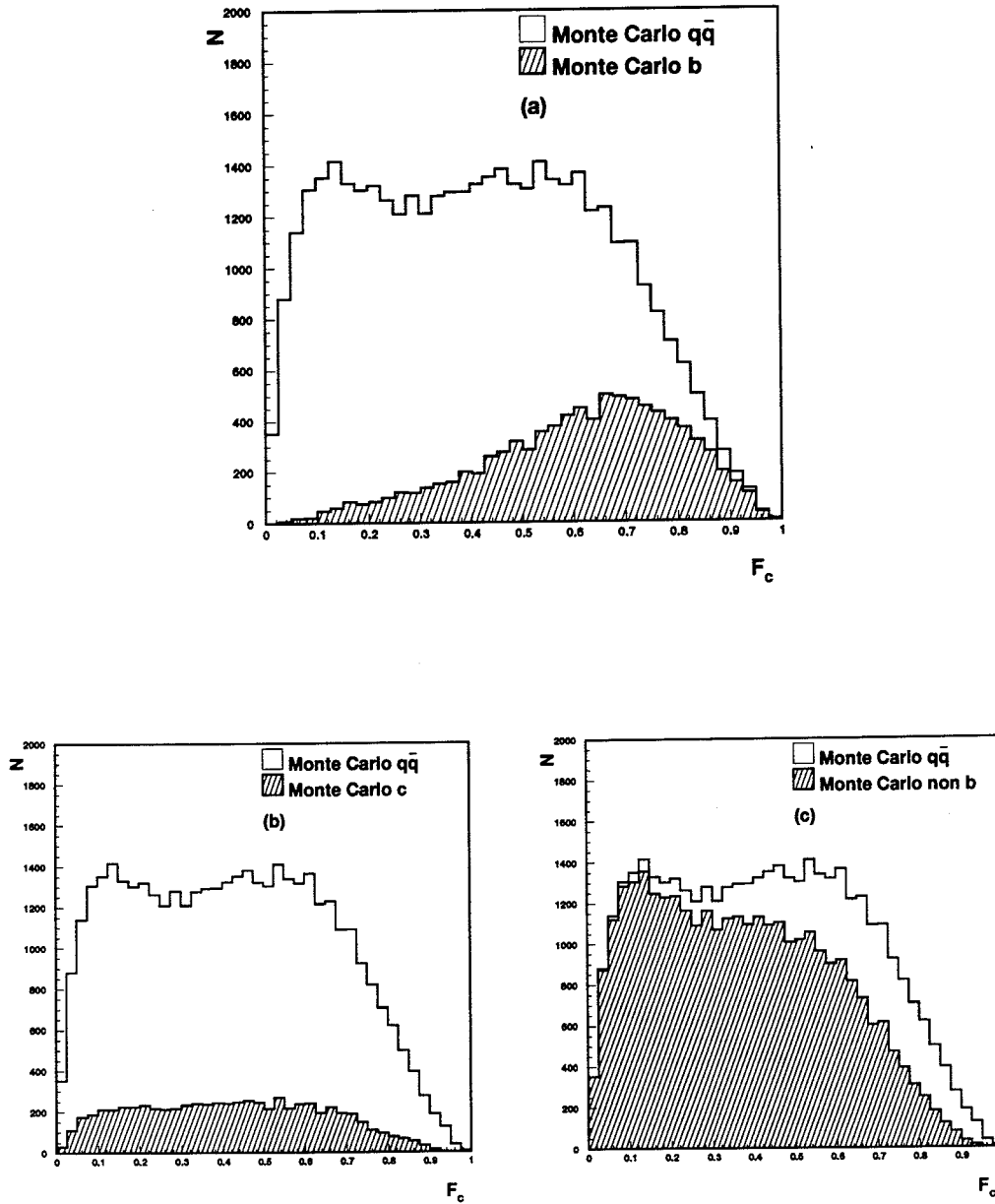


Figure 4.9: Comparaison de la fonction de discrimination  $F_C$  pour les événements Monte Carlo toutes saveurs de quarks, quarks saveur  $b$  fig (a), quarks de saveur  $c$  fig (b), et quarks autres que saveur  $b$  fig(c)

$F_c$	$\epsilon_b(\%)$	$\pi_b(\%)$	$\epsilon_c(\%)$
.10	99.13	24.53	91.54
.20	95.92	28.15	77.54
.30	90.74	32.09	63.69
.40	82.52	36.76	49.06
.50	70.20	42.72	34.21
.60	53.11	50.38	20.64
.70	33.34	61.22	9.36
.80	14.66	74.69	2.72
.90	3.24	90.06	.27

Tableau 4.2: Efficacités ( $\epsilon_b$ ), ( $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ) obtenues pour différentes valeurs de la variable  $F_c$  (analyse neuronale).

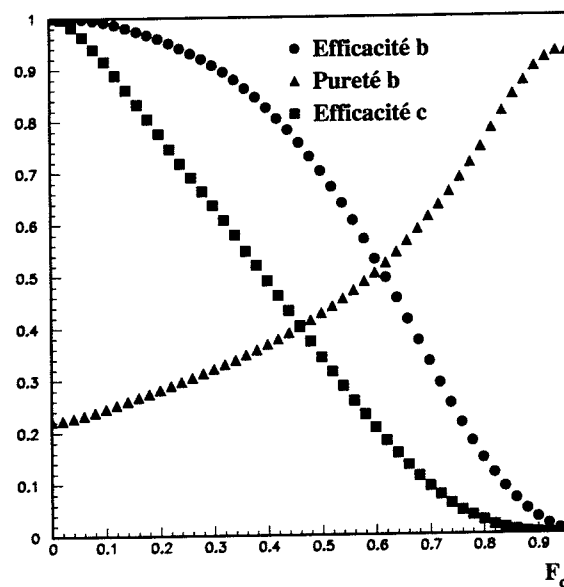


Figure 4.10: Efficacités ( $\epsilon_b$ ), ( $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ) obtenues avec l'algorithme du réseau de neurones pour différentes valeur de la fonction de classification  $F_c$

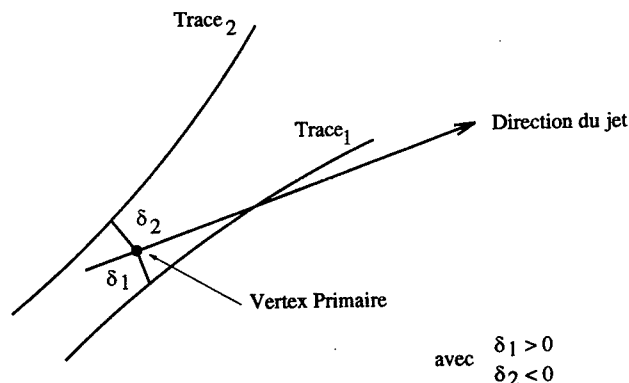


Figure 4.11: Exemples de paramètres d'impact,  $\delta$ , positif et négatif

### 4.3.3 La méthode du paramètre d'impact ( $P_E$ )

Un algorithme d'étiquetage des hadrons  $b$  par la méthode du paramètre d'impact a été développé récemment au sein de L3 par le groupe d'analyse de Rome [11]. Cette méthode n'ayant pas encore fait l'objet d'une publication, nous la décrivons brièvement ici.

L'observable de base pour la signature par le temps de vie est le paramètre d'impact. Celui-ci est défini pour chaque trace chargée comme sa distance d'approche minimale au vertex primaire. Voir figure 4.11. Comme nous l'avons vu dans la paragraphe 4.3.1, les hadrons beaux se désintègrent après un temps de vie d'environ 1.5 ps. Les traces chargées de leurs produits de désintégration ne convergent donc pas vers le vertex primaire, mais vers un vertex secondaire en amont du point d'interaction  $e^+e^-$ . Lorsque l'on calcule leur paramètre d'impact, ( $\delta$ , la distance minimale entre chaque trace et le vertex primaire dans le plan transversal à l'axe des faisceaux), on obtient en moyenne des valeurs plus grandes que pour les produits de désintégration provenant des hadrons légers, (qui ont eu lieu au vertex primaire).

Conventionnellement, on applique un signe positif au paramètre d'impact lorsque le point d'approche minimum entre la trace et l'axe du jet le plus proche est situé en avant du point d'interaction et négatif dans l'autre cas. Voir figure 4.11.

La TEC procure une mesure de la projection du paramètre d'impact dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Dans ce plan, le vertex primaire de l'événement est reconstruit avec une méthode de minimisation du  $\chi^2$  qui tient compte de la contrainte liée à la position moyenne de la tâche lumineuse du faisceau. L'ajustement est effectué par une méthode de lissage de manière itérative, en éliminant les traces qui contribuent le plus au  $\chi^2$  afin de réduire le biais introduit pas les traces qui proviennent de vertex secondaires.

Des coupures sont appliquées pour éliminer les traces qui sont mal mesurées, ou les traces provenant des désintégrations des  $K_S^0$  ou des  $\Lambda$ .

Pour des traces provenant des désintégrations des hadrons de grande durée de vie, on s'attend à avoir en moyenne des valeurs de  $\delta$  positives et grandes. Par contre, pour les traces produites dans les interactions primaires, les  $\delta$  ont des valeurs différentes de zéro

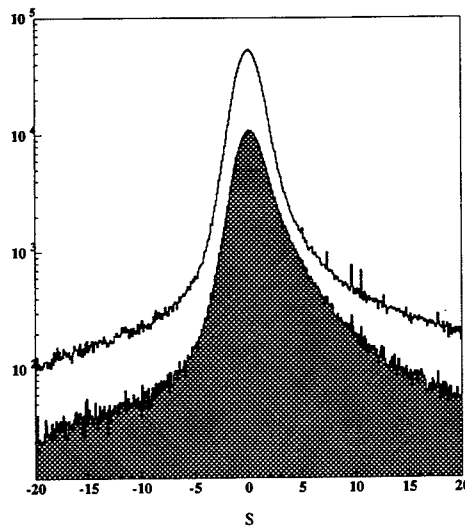


Figure 4.12: Distribution de la signification statistique  $S$ , pour des événements hadroniques toutes saveurs de quarks (histogramme blanc) et des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  (histogramme gris)

uniquement à cause d'effets de résolution. Pour celles-ci, la distribution de la variable  $\delta$  sera symétrique et centrée autour de zéro.

On définit la signification statistique,  $S$ , comme étant le rapport entre  $\delta$  et son erreur mesurée:  $S = \frac{\delta}{\sigma_\delta}$ . Voir figure 4.12. Cette erreur tient compte, en plus de l'erreur sur l'ajustement de la trace, des contributions liées aux diffusions multiples et à l'incertitude sur le vertex primaire.

Afin de vérifier l'erreur provenant de l'ajustement des traces, les distances manquantes observées dans les événements dileptoniques sont utilisées. La diffusion multiple est modélisée directement à partir des données en demandant que la signification statistique des paramètres d'impact soit indépendante de l'impulsion de la trace. La contribution due à l'incertitude sur le vertex primaire est calculée à partir de la matrice d'erreur de l'ajustement du vertex primaire et est vérifiée en observant que la signification statistique du paramètre d'impact soit indépendante de la direction  $\phi$  de la trace.

La partie négative de la distribution de la signification  $S$  est ajustée avec la somme d'une gaussienne et de deux exponentielles. On modélise ainsi la résolution expérimentale. L'ajustement est obtenu par itérations successives en utilisant uniquement les événements non étiquetés pour éviter que les queues des fonctions de résolution soient distordues par des traces mal étiquetées qui ne sont pas originaires du vertex primaire. La fonction de résolution, symétrisée autour de  $S = 0$  et correctement normalisée, représente la fonction densité de probabilité de la signification statistique,  $\mathcal{R}(S)$ , d'obtenir une valeur donnée de  $S$  pour une trace primaire. On attend une distribution plate de la probabilité cumulative, par définition, pour les traces chargées du vertex primaire, alors

$P_E$	$\epsilon_b(\%)$	$\pi_b(\%)$	$\epsilon_c(\%)$
.90	98.33	23.37	93.22
.80	96.15	24.99	86.12
.70	93.40	26.86	78.26
.60	89.95	29.07	69.91
.50	85.69	31.64	61.05
.40	80.19	34.75	51.59
.30	73.25	38.80	41.30
.20	63.27	44.11	29.84
.10	47.48	52.26	17.01

Tableau 4.3: Efficacités ( $\epsilon_b$ ), ( $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ), obtenues pour différentes valeurs de  $P_E$ 

qu'elle est piquée vers les faibles probabilités pour les traces produites aux vertex secondaires. Pour un groupe de traces quelconques, une seule probabilité que chacune d'entre elle soit produite au vertex primaire peut être calculée. Cette définition probabilistique de la variable de signature a été proposée par ALEPH [12] et ensuite adoptée par DELPHI [13].

La figure 4.13 montre la réponse de l'algorithme, nommée  $P_E$ , pour différents lots d'événements Monte Carlo. Les événements  $b\bar{b}$  peuplent les petites valeurs de  $P_E$ , alors que les événements de bruit de fond, ont une distribution de  $P_E$  plate comme on s'y attend.

Le tableau 4.3 donne les valeurs des efficacités de sélection des événements  $b\bar{b}$  et  $c\bar{c}$  ainsi que les puretés en événements  $b\bar{b}$ , obtenues pour les différentes valeurs de  $P_E$ . Ces résultats ont été obtenus sur un lot de 240 000 événements Monte Carlo hadroniques pour lesquels  $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.8$ , et sont représentés sur la figure 4.14.

#### 4.3.4 Accord données/Monte Carlo des variables $F_C$ et $P_E$ sur les événements hadroniques

Afin de s'assurer de la validité des deux algorithmes précités pour la sélection des événements  $b\bar{b}$ , on étudie l'accord données/Monte Carlo des spectres des deux variables  $P_E$  et  $F_C$ , sur des événements hadroniques. La figure 4.15 montre l'accord entre les données et le Monte Carlo pour les deux variables de sélection des événements  $b\bar{b}$ , sur des événements ayant passé la sélection hadronique seule.

#### 4.3.5 Comparaison de l'étiquetage des événements $b\bar{b}$ par les méthodes du réseau de neurones et du paramètre d'impact

Les événements utilisés pour la comparaison proviennent d'un lot d'environ 240 000  $Z$  en hadrons générés par le programme JETSET, et simulés dans la totalité du détecteur.

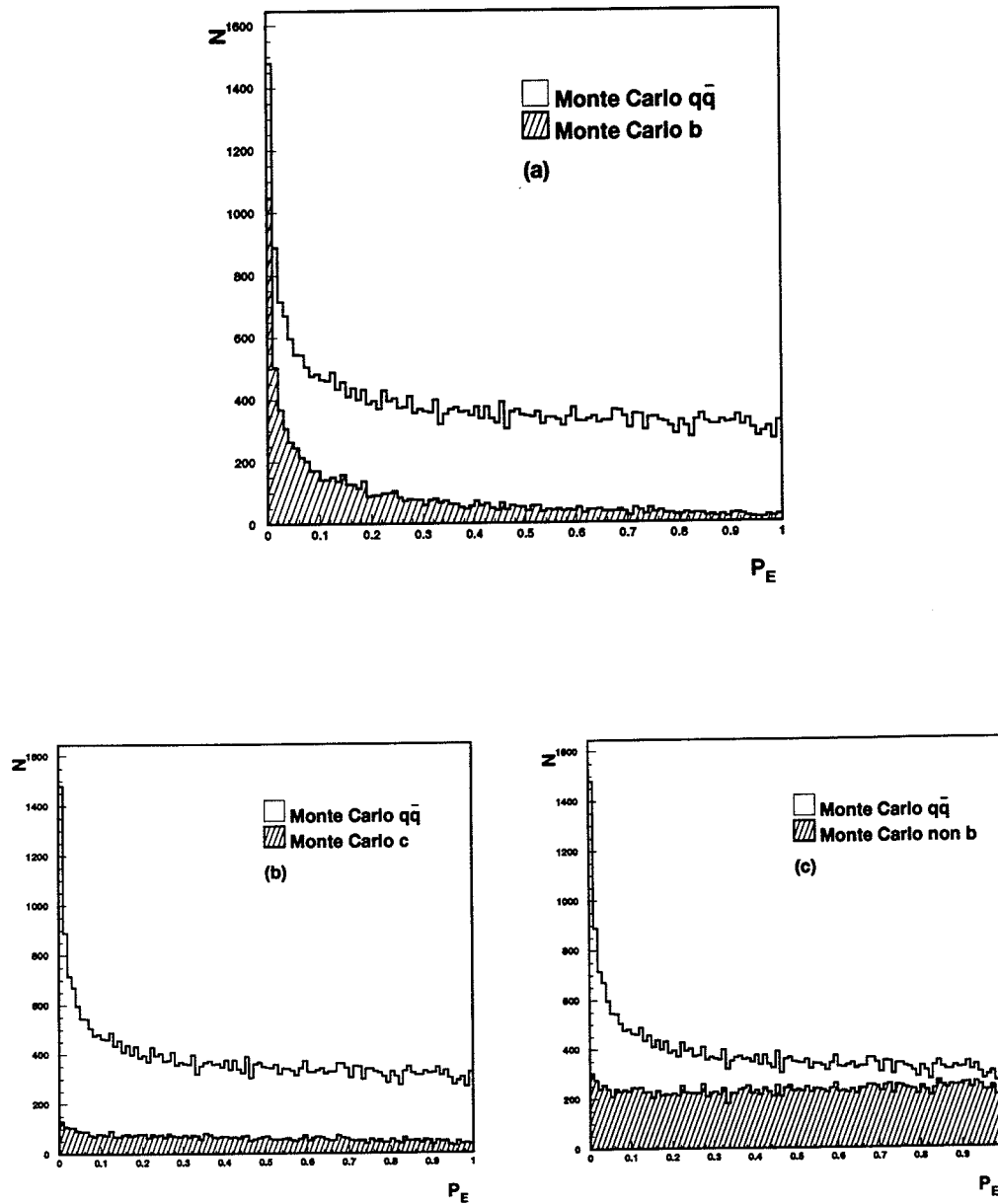


Figure 4.13: Comparaison du comportement de la variable  $P_E$  pour des événements Monte Carlo toutes saveurs de quarks, quarks de saveur  $b$  fig (a) , quarks de saveur  $c$  fig (b) et quarks de saveur autres que  $b$  fig (c).

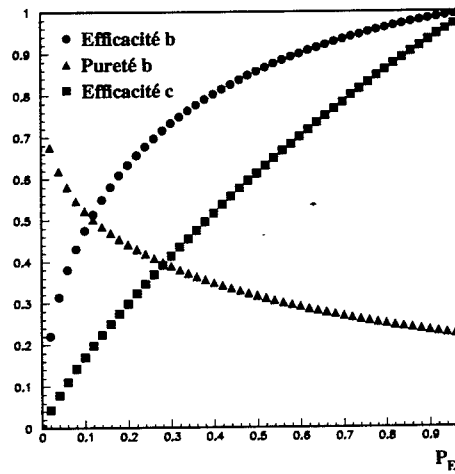


Figure 4.14: Efficacités ( $\epsilon_b$ ), ( $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ) obtenues pour différentes valeurs de  $P_E$  (méthode du paramètre d'impact)

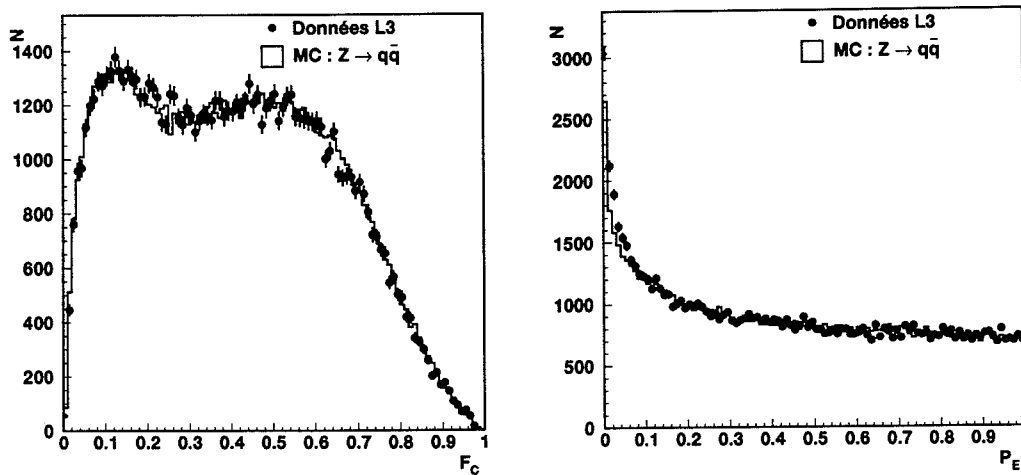


Figure 4.15: Comparaison données-Monte Carlo pour les variables  $F_C$  et  $P_E$ , sur des événements sélectionnés  $Z \rightarrow q\bar{q}$



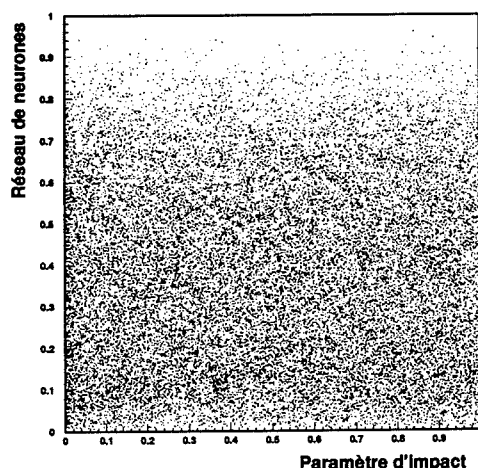


Figure 4.16: Réponse du réseau de neurones en fonction de la réponse de la méthode du paramètre d'impact pour les événements Monte Carlo qui ne proviennent pas d'un quark  $b$

Après avoir calculé l'angle  $\theta_{thrust}$  que fait le jet directeur de l'événement avec la direction du faisceau, on demande que la condition  $\cos(\theta_{thrust}) \leq 0.8$  soit vérifiée. En effet, l'utilisation de la méthode du paramètre d'impact nécessite de se placer dans une région du détecteur où la TEC a une bonne résolution. On se restreint donc à des dépôts énergétiques situés dans la région du tonneau qui correspond à une couverture angulaire  $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ .

La figure 4.16 montre sur un diagramme à deux dimensions, la réponse du réseau de neurones (variable  $F_C$ ) en fonction de celle du paramètre d'impact (variable  $P_E$ ), pour des événements Monte Carlo qui ne proviennent pas d'un quark  $b$ . La distribution complètement isotrope des événements nous confirme qu'il n'existe aucune corrélation entre les deux algorithmes en ce qui concerne la réjection des événements non  $b\bar{b}$ . Ceci s'explique par le fait que les informations utilisées lors de la sélection sont basées sur l'énergie et la forme de l'événement dans un cas, et sur l'étude des traces dans l'autre cas, et sont donc indépendantes.

L'efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$  et la pureté en événements  $b\bar{b}$ , obtenues lors de l'utilisation des deux algorithmes, de manière simultanée, sont inscrites dans le tableau 4.4.

Notons que ce résultat ne concerne que des événements hadroniques pour lesquels la seule condition imposée est que le jet directeur pointe dans l'acceptance angulaire du tonneau. Ces résultats sont également montrés sur la figure 4.17, où il apparaît nettement que les deux algorithmes sont de même puissance lorsqu'on les utilise sur des événements hadroniques.

Coupure	$\epsilon_b$	$\pi_b$	$\epsilon_c$
$F_C \geq 0.6$	53.11 %	50.38 %	20.64 %
$P_E \leq 0.1$	47.48 %	52.26 %	17.01 %
$F_C \geq 0.6$ et $P_E \leq 0.1$	<b>(25.3 ± 0.2) %</b>	<b>(79.4 ± 0.3) %</b>	<b>(3.4 ± 0.1) %</b>

Tableau 4.4: Efficacités ( $\epsilon_b$ ,  $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ) obtenues lors de l'utilisation des deux algorithmes sur des événements hadroniques dont le jet directeur pointe en direction du tonneau

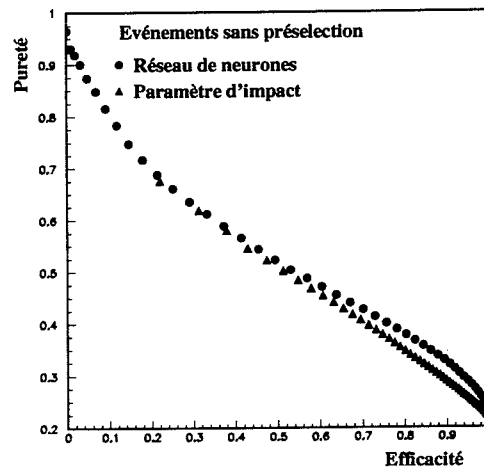


Figure 4.17: Pureté en fonction de l'efficacité pour les deux algorithmes de discrimination des b

D'après les tableaux 4.2 et 4.3, on remarque qu'on n'obtient l'efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$   $\epsilon_b = 25\%$ , avec l'un ou l'autre des algorithmes, qu'au prix d'une pureté en  $b$  plus faible, et d'une contamination en  $c$  plus élevée :

$$\epsilon_b = 25\% \quad \left\{ \begin{array}{ll} \pi_b = 66\% \text{ et } \epsilon_c = 6\% & \text{avec } F_c = 0.74 \\ \pi_b = 65\% \text{ et } \epsilon_c = 6\% & \text{avec } P_E = 0.03 \end{array} \right. \quad (4.14)$$

D'autre part, on note qu'une telle pureté,  $\pi_b \simeq 80\%$ , ne peut pas être atteinte avec la méthode du paramètre d'impact et que lorsqu'elle est atteinte avec l'analyse multidimensionnelle, l'efficacité  $\epsilon_b$  n'est que de 9%.

### 4.3.6 Conclusion

En tenant compte de ces résultats et du fait de l'absence de corrélations pour les événements non  $b\bar{b}$ , les deux algorithmes sont considérés comme complémentaires et sont utilisés simultanément dans le cadre de cette analyse.

## 4.4 Reconnaissance d'un photon dans L3

### 4.4.1 Introduction

Dans ce paragraphe, nous décrivons tout d'abord de quelle manière sont reconstruits les dépôts d'énergie, puis les amas, laissés par les particules dans le calorimètre électromagnétique. Puis, les deux variables, rapides à calculer, qui permettent une sélection grossière des amas électromagnétiques sont explicitées. On termine enfin par la valeur des coupures appliquées lors de la présélection. La comparaison entre les distributions de ces variables obtenues dans les données et les événements simulés fait l'objet du chapitre suivant.

### 4.4.2 Premier critère électromagnétique

#### Les dépôts et les amas dans le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie déposée par les particules qui le traversent. Les différents types de particules vont perdre leur énergie de manières différentes et produire dans les cristaux de BGO différents types de dépôts ; un dépôt étant un ensemble de plusieurs cristaux contigus ayant détecté de l'énergie.

Les électrons et les photons vont déposer 99% de leur énergie dans les cristaux de BGO en produisant une gerbe électromagnétique typique qui subit très peu de variations dans une gamme d'énergie allant de 5 à 50 GeV. Par contre les particules hadroniques vont produire des dépôts plus diffus soumis à de grandes fluctuations, (voir figure 4.18).

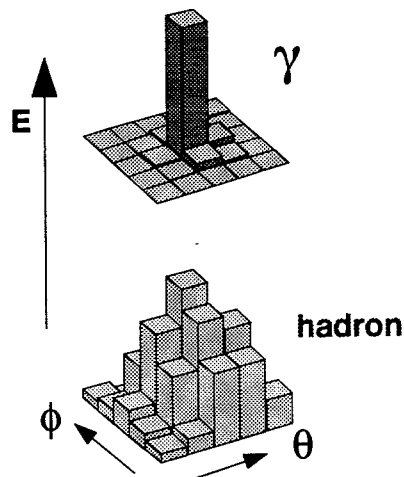


Figure 4.18: Gerbes laissées dans le calorimètre électromagnétique pour une particule électromagnétique ou hadronique

La reconstruction de l'énergie d'une particule ayant interagi avec le calorimètre électromagnétique commence donc par la reconstruction de *dépôts* d'énergie. C'est la forme de ceux-ci, plus particulièrement leur profil transversal qui va être utilisé pour essayer de reconnaître le type de la particule incidente. Le profil longitudinal de la gerbe, qui pourrait être très utile, n'est pas utilisable de part la construction du calorimètre électromagnétique en une couche unique de cristaux de BGO, sans segmentation longitudinale.

Dans cette reconstruction, seuls seront considérés les cristaux ayant collecté un minimum de 10 MeV. Des groupes de cristaux sont formés en considérant qu'un cristal appartient au même dépôt qu'un autre lorsque qu'il lui est voisin par un côté ou un angle.

La deuxième étape consiste à identifier ces dépôts comme résultant d'une ou plusieurs particules. Pour cela on reconstruit ce que l'on appelle des *amas* en recherchant des maxima locaux à l'intérieur des dépôts, chaque cristal du dépôt étant rattaché au maximum local le plus proche de lui à l'intérieur du dépôt. Chaque amas, pour être pris en compte, doit avoir une énergie supérieure à 40 MeV ainsi qu'une énergie supérieure à la somme de celle de ses 8 voisins les plus proches.

### Détermination du point d'impact

La position du point d'impact des particules incidentes est déterminée par la méthode dite du centre de gravité. Dans le système de coordonnées du cristal, avec comme origine le centre de la surface d'entrée du cristal le plus énergétique de l'amas, on définit la position

du point d'impact comme :

$$x_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i x_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}, \quad y_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i y_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (4.15)$$

où  $x_i$ ,  $y_i$ , et  $E_i$  sont les positions et l'énergie du  $i^{ieme}$  cristal de la matrice  $3 \times 3$  centrée sur le cristal le plus énergétique de l'amas. La position du point d'impact résultant de cette méthode doit être corrigée en fonction de sa position par rapport au centre du cristal. Les coordonnées corrigées du point d'impact sont donc données par :

$$\begin{aligned} x_{cor} &= a_0 \arctang(a_1 x_{cdg}) + a_2 x_{cdg} \\ y_{cor} &= a_0 \arctang(a_1 y_{cdg}) + a_2 y_{cdg} \end{aligned} \quad (4.16)$$

où  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  sont trois paramètres déterminés à partir d'ajustement avec des événements provenant de faisceaux de tests.

Une estimation de la précision des coordonnées du point d'impact, obtenue à partir de la largeur de la différence entre le point d'impact corrigé et le vrai point d'impact donne les valeurs suivantes :

$$\sigma_x = 0.9mm \quad \sigma_y = 0.5mm \quad (4.17)$$

L'erreur est plus grande en  $x$ , car l'erreur sur la position de la tache lumineuse des interactions  $e^+e^-$  est plus grande dans cette coordonnée.

### Le critère $S_9^c/S_{25}^c$

Pour chaque amas, on calcule deux variables,  $S_9$  et  $S_{25}$ , qui sont utilisées pour la mesure de l'énergie déposée dans les cristaux. Elles permettent également de caractériser le profil transversal de la gerbe, et donc donnent une première indication sur le type de la particule incidente :

$$S_9 = \sum_{i=1}^9 E_i, \quad S_{25} = \sum_{i=1}^{25} E_i$$

Des tests en faisceau d'électrons de 10 GeV effectués lors de la calibration du calorimètre [14] ont permis de déterminer que lorsque l'impact est central, les sommes  $S_1$  et  $S_9$  représentent respectivement 76.3%, et 93,1% de l'énergie de la particule incidente.

L'énergie des amas dépend de la position du point d'impact. Celle-ci diminue lorsque le point d'impact approche du bord d'un cristal. Afin de tenir compte de la position du point d'impact par rapport au centre du cristal ainsi que des pertes en énergie, on corrige la valeur de  $S_9$  et de  $S_{25}$  à l'aide des deux formules suivantes [14] :

$$E_{incidente} = S_9^c = \frac{S_9}{b_0 \frac{S_1}{S_9} + b_1} \quad (4.18)$$

$$E_{incidente} = S_{25}^c = \frac{S_{25}}{c_0 \frac{S_1}{S_{25}} + c_1} \quad (4.19)$$

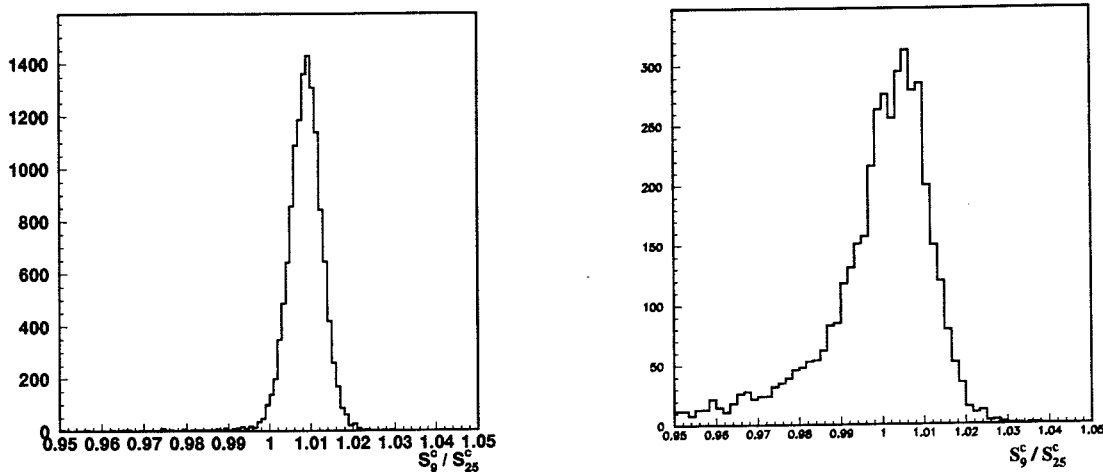


Figure 4.19: Rapport  $S_9^c/S_{25}^c$ , à gauche, pour des électrons de 45 GeV ; à droite pour des  $\pi^0$  simulés de 10 GeV

A nouveau, les paramètres  $b_0$ ,  $b_1$ ,  $c_0$  et  $c_1$  ont été déterminés à partir d'ajustements avec des événements de faisceaux de tests.

La figure 4.19 (gauche) montre la distribution de la variable  $S_9^c/S_{25}^c$  pour des électrons de 45 GeV : on remarque une surestimation systématique de cette variable qui doit pointer sur 1 par construction. Ceci est dû au fait que le paramétrage a été effectué pour des électrons de 10 GeV, dont la gerbe, à l'intérieur du cristal, est différente de celle d'un électron de 45 GeV.

**Le premier critère permettant de sélectionner des particules électromagnétiques est donc un critère de transversalité de la gerbe qui consiste à demander que le rapport  $S_9^c/S_{25}^c$  soit proche de l'unité.**

Comme on peut le voir sur la figure 4.19 (droite), la valeur centrale de  $S_9^c/S_{25}^c$  pour des  $\pi^0$  simulés de 10 GeV est également proche de l'unité. Cette variable permet donc une bonne réjection des pions chargés mais n'est pas suffisante pour une discrimination efficace entre un  $\pi^0$  et un photon unique.

#### 4.4.3 Critère électromagnétique de L3

Un algorithme, nommé communément  $\chi_{BGO}^2$ , permet d'effectuer une première sélection entre les particules électromagnétiques et hadroniques. Celui-ci compare, pour chaque amas électromagnétique, la différence entre la distribution en énergie déposée dans la matrice de 9 cristaux centrée sur le cristal le plus énergétique de l'amas considéré avec la distribution en énergie d'une gerbe purement électromagnétique. Les paramètres de

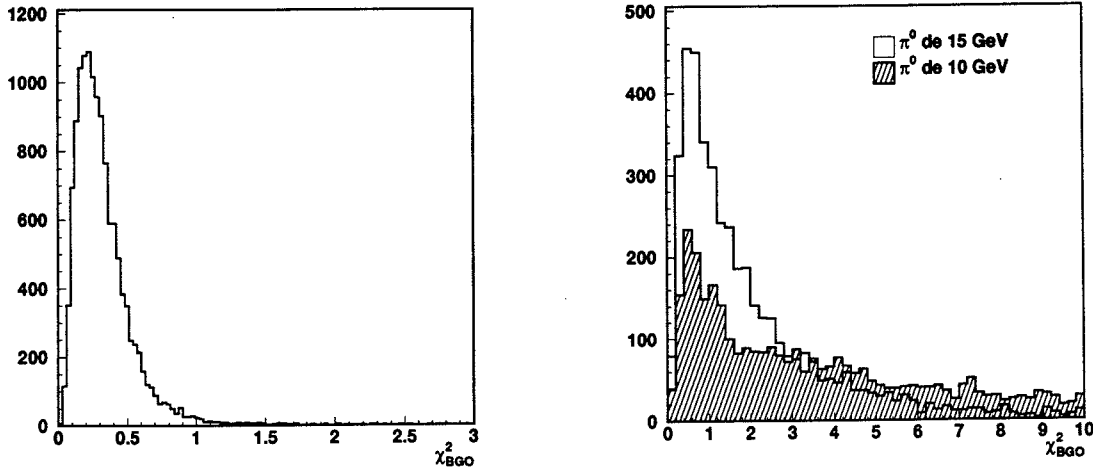


Figure 4.20: Distribution du  $\chi_{BGO}^2$  normalisé de L3. A gauche, pour des événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , à droite pour des  $\pi^0$  simulés de 10 et de 15 GeV

celle-ci ont pu être définis grâce aux mesures effectuées sur un faisceau de test d'électrons. [14].

La définition du  $\chi_{BGO}^2$  est donc :

$$\chi_{BGO}^2 = \sum_{i=1}^9 \left( \frac{E_i - E_i^{FT}}{\sigma_i^{FT}} \right)^2 \quad (4.20)$$

où  $E_i$  est la fraction d'énergie déposée dans le cristal  $i$  de la matrice  $3 \times 3$  considérée et  $E_i^{FT}$  et  $\sigma_i^{FT}$ , sont respectivement la fraction d'énergie et la largeur de cette fraction pour un amas typiquement électromagnétique, calculées à partir de faisceau de tests d'électrons [15].

La figure 4.20 (gauche) montre la distribution du  $\chi_{BGO}^2$  normalisé par rapport au nombre de cristaux touchés pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ .

Ce  $\chi_{BGO}^2$ , n'est pas non plus approprié pour effectuer une bonne discrimination entre les photons et les  $\pi^0$  énergétiques car il ne considère que la somme de neuf cristaux autour du cristal le plus énergétique. Sur la figure 4.20 (droite) on peut voir la distribution du  $\chi_{BGO}^2$  pour des  $\pi^0$  simulés de 10 GeV et 15 GeV. Bien que plus étalée que pour les photons uniques et les électrons, la forme du  $\chi_{BGO}^2$  pour les pions neutres reste piquée vers les petites valeurs ce qui rend cette variable inefficace pour la séparation  $\pi^0$  - photon. La différence entre la gerbe d'un photon unique et celle de deux photons très proches ne va pouvoir être effectuée qu'en prenant en compte une couronne de cristaux supplémentaires, à savoir une matrice de  $5 \times 5$  et en utilisant un algorithme plus fin qui tient compte de

la position du point d'impact dans le cristal. C'est ce qui est fait dans les différents algorithmes de discrimination  $\gamma/\pi^0$  comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

**Après avoir appliqué les coupures de la sélection hadronique, on effectue une présélection des événements en ne choisissant que ceux dans lesquels on trouve un amas dans le calorimètre électromagnétique qui satisfait aux deux critères grossiers d'électromagnéticité de la gerbe en plus d'une première coupure en énergie :**

- sélection hadronique
- $S_9^c \geq 5 \text{ GeV}$
- $S_9/S_{25} \geq 0.9$
- $\chi_{BGO}^2 \leq 5$

## 4.5 La Discrimination $\pi^0$ -photon

### 4.5.1 Les $\pi^0$

Le  $\pi^0$  est un méson neutre qui est formé dans 60% des cas lors de la dernière phase de production des jets qui est la phase d'hadronisation. Il se désintègre électromagnétiquement en deux photons et a une durée de vie d'environ  $8.7 \cdot 10^{-17}$  s. Le principal problème lié aux  $\pi^0$  réside dans le fait que, lorsqu'ils sont énergétiques, ils produisent deux photons dont l'angle d'ouverture est très faible (quelques *mrad* pour des  $\pi^0$  de 5 à 30 GeV).

Alors que la gerbe formée par un photon unique présente une symétrie axiale le long de la direction de la particule, la gerbe formée par deux photons dont les gerbes se recouvrent partiellement risque de ne plus être de symétrie axiale. La reconnaissance d'un photon unique par rapport à deux photons dont les gerbes se recouvrent demande donc un paramétrage très précis de la forme transversale des gerbes électromagnétiques.

Comme nous le verrons par la suite, le bruit de fond principal que nous rencontrons dans cette analyse est dû aux  $\pi^0$  énergétiques. Plusieurs analyses ayant dû faire face à ce problème, (comme par exemple l'analyse de la production de photons directs dans les jets de quarks [16]), un certain nombre d'algorithmes ont été créés par des membres de la collaboration, dans le but de discriminer les  $\pi^0$  des photons.

L'un d'entre eux, basé sur une méthode de minimisation de  $\chi^2$  a été utilisé dans l'analyse, et fait l'objet du prochain paragraphe alors que deux autres, basés sur une analyse multidimensionnelle, n'ont été utilisés que pour valider les résultats du premier. Nous n'entrerons donc pas dans les détails de leur description.



### 4.5.2 Paramètre $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$

Par construction, ce paramètre tient compte, non seulement de la distribution d'énergie dans 25 cristaux autour du cristal le plus énergétique de l'amas à tester, mais également des coordonnées du centre de point d'impact de la particule à reconnaître. Pour cela, la surface de chaque cristal, ( $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ), est divisée en cellules de  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ . 60 000 photons sont simulés dans chacun des 24 types de cristaux du tonneau. Pour chaque cellule, on enregistre la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur de la distribution d'énergie déposée dans 25 cristaux autour du cristal central de l'amas déposé par le photon en fonction des coordonnées de son point d'impact :  $E_i(x, y)$  et  $\sigma_i(x, y)$ . Pour chaque candidat photon dans les données, (dont on connaît la position  $(x, y)$  dans le cristal), on peut calculer le paramètre  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  comme étant le carré de la différence pondérée entre la distribution de l'énergie du candidat avec celle d'un photon simulé de même coordonnées dans le même type de cristal.

La formule est la suivante :

$$\chi_{\pi^0/\gamma}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{25} W_i^2 (E_i^{MC} - E_i)^2 \quad (4.21)$$

La minimisation du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  est effectuée en faisant varier les positions du point d'impact dans le cristal. Les poids sont déterminés en fonction de l'énergie, à partir des simulations Monte Carlo de la façon suivante :

$$W_i = \begin{cases} 1/\sigma_i & \begin{cases} i = 1, \\ i = 10 - 25 \end{cases} \\ 1/A\sigma_i & \begin{cases} i = 2, 9 \end{cases} \end{cases} \quad (4.22)$$

où  $\sigma_i$  est la fonction de résolution qui dépend des coordonnées du point d'impact dans le cristal.

Les poids sont déterminés dans le but d'obtenir la meilleure réjection des  $\pi^0$  tout en ayant une valeur du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour laquelle on a 95% d'efficacité de sélection des photons quelque soit leur énergie. La figure 4.21 montre la puissance de réjection des  $\pi^0$  ainsi que l'efficacité constante de sélection de photons uniques en fonction de l'énergie.

### Ajustement données - Monte Carlo

La réponse de cet algorithme a été testée sur des échantillons d'événements provenant des données réelles, comme par exemple les électrons des désintégrations semileptoniques des mésons B, les photons directs dans les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}\gamma$ , ou encore les événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ .

Pour tous ces échantillons, on remarque que la forme du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour les données ne coïncide pas avec celle du Monte Carlo. Ceci est dû à une mauvaise simulation de l'étalement transversal des gerbes électromagnétiques dans les cristaux de BGO faite par l'algorithme qui simule le passage des particules dans le détecteur, GEANT [17]. L'ajustement fait à partir des échantillons précités donne la fonction de correction suivante à

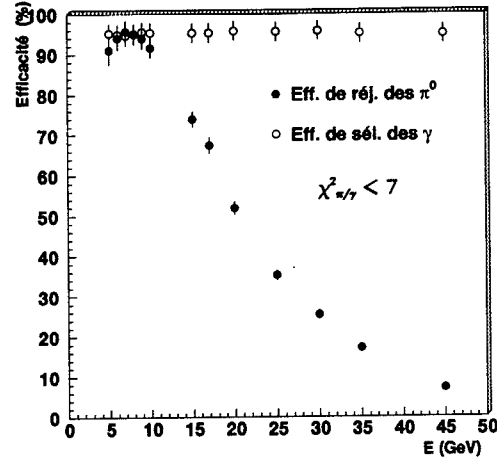


Figure 4.21: Efficacités de réjection des  $\pi^0$  et de sélection de photons uniques en fonction de l'énergie, obtenue avec  $\chi^2_{\pi^0/\gamma} \leq 7$

appliquer à la distribution des événements simulés par Monte Carlo, pour obtenir un accord avec la distribution des données :

$$f(\chi^2_{\pi^0/\gamma}) = 1.29 \times \chi^2_{\pi^0/\gamma} - 0.3 \quad (4.23)$$

La figure 4.22 montre le comportement de la variable  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  ajustée et non ajustée, pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . La figure 4.23 montre le comportement de la variable  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  pour des électrons et photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , ainsi que des  $\pi^0$  de 10 et 15 GeV simulés. La forme apparaît nettement différente pour les  $\pi^0$ . Les électrons et les photons sont situés à petits  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  alors que les  $\pi^0$  sont étalés sur tout le spectre.

### 4.5.3 Analyses multidimensionnelles

Une analyse multidimensionnelle a récemment été développée au sein de L3 pour permettre la séparation  $\pi^0 / \gamma$ ; celle-ci est détaillée dans les références [18]. Nous ne citerons ici que les variables utilisées.

Il existe deux classes de variables susceptibles de détailler la forme de la gerbe [19]. Une première classe de variables mesure de quelle manière le dépôt d'énergie est concentré dans la région centrale :

$$\frac{S_1}{S_9}, \frac{S_1 - S_9}{S_{25} - S_1}, \frac{S_1}{S_4} \quad (4.24)$$

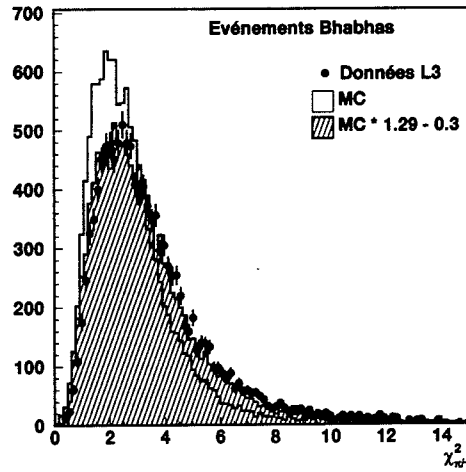


Figure 4.22: Comportement de la variable  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . L'accord données/Monte Carlo est obtenu grâce à la correction  $f(\chi^2_{\pi^0/\gamma})$  (histogramme hachuré).

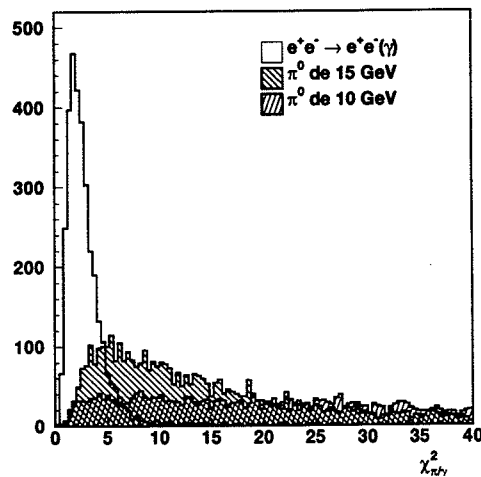


Figure 4.23: Comportement de la variable  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  et pour des  $\pi^0$  de 10 et de 15 GeV

où  $S_1$  désigne l'énergie déposée dans le cristal le plus énergétique de l'amas,  $S_9$  et  $S_{25}$  désignent les sommes d'énergie dans les matrices de  $3 \times 3$  ou  $5 \times 5$  cristaux autour du cristal le plus énergétique, et enfin  $S_4$  désigne la somme maximale de la matrice  $2 \times 2$  autour du cristal le plus énergétique incluant celui ci.

Une deuxième classe de variables est calculée à partir des projections des énergies sur les axes de coordonnées locales de l'amas:  $E_u$  et  $E_v$ . On définit ainsi :

$$\sigma_u^2 = \langle E_{uu} \rangle - \langle E_u \rangle^2, \quad \sigma_v^2 = \langle E_{vv} \rangle - \langle E_v \rangle^2 \quad (4.25)$$

qui représentent les largeurs des dépôts d'énergie suivant les axes  $u$  et  $v$ . De même on calcule les valeurs propres de la matrice de covariance :

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_u^2 - \sigma_v^2)^2 + 4(\langle E_{uv} \rangle - \langle E_u \rangle \langle E_v \rangle)^2} \quad (4.26)$$

qui définissent les longueurs sur les axes principaux de la distribution en énergie des cristaux, dont on déduit la variable  $\frac{\lambda_{\pm}}{\lambda_{-}}$ , qui mesure l'excentricité de la distribution en énergie.

Plusieurs de ces variables peuvent à elles seules suffire à discriminer les photons uniques et les photons qui se recouvrent, lorsque ceux-ci sont à basse énergie, donc suffisamment séparés, mais aucune n'est effective à haute énergie. C'est la raison pour laquelle on utilise l'analyse multidimensionnelle qui est capable d'exploiter les corrélations entre les différentes variables.

La figure 4.24 nous montre la probabilité  $P_{\pi/\gamma}$  d'obtenir un photon unique. Les  $\pi^0$  de 10 et 15 GeV ont des probabilités proches de 0 alors que la distribution  $P_{\pi/\gamma}$  pour les photons et les électrons des événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  est plate. Les distributions sont représentées en échelles linéaire et logarithmique.

Un autre algorithme également basé sur une analyse multidimensionnelle a été développé au sein de L3. Celui-ci est détaillé dans la référence ([20]). Nous ne l'utiliserons pas dans cette analyse si ce n'est à titre de vérification.

En effet, cet algorithme n'inclut pas de correction au spectre des événements simulés par Monte Carlo, comme le font les deux autres algorithmes. La figure 4.25 montre le comportement de la variable  $C_{\pi/\gamma}$ , sur des photons et des électrons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  ainsi que des  $\pi^0$  simulés de 10 et de 15 GeV. Ces derniers sont situés vers les petites valeurs de  $C_{\pi/\gamma}$ , alors que les photons et les électrons sont situés vers  $C_{\pi/\gamma} = 1$ .

## 4.6 Neutralité et coupure angulaire

### 4.6.1 Sélection d'une particule neutre

Grâce à l'information fournie par la TEC nous pouvons d'une part déterminer si la particule électromagnétique est un électron (ou positon) ou un photon et d'autre part, appliquer un critère d'isolation.

Les critères suivants sont utilisés pour déterminer la qualité des traces reconstruites :

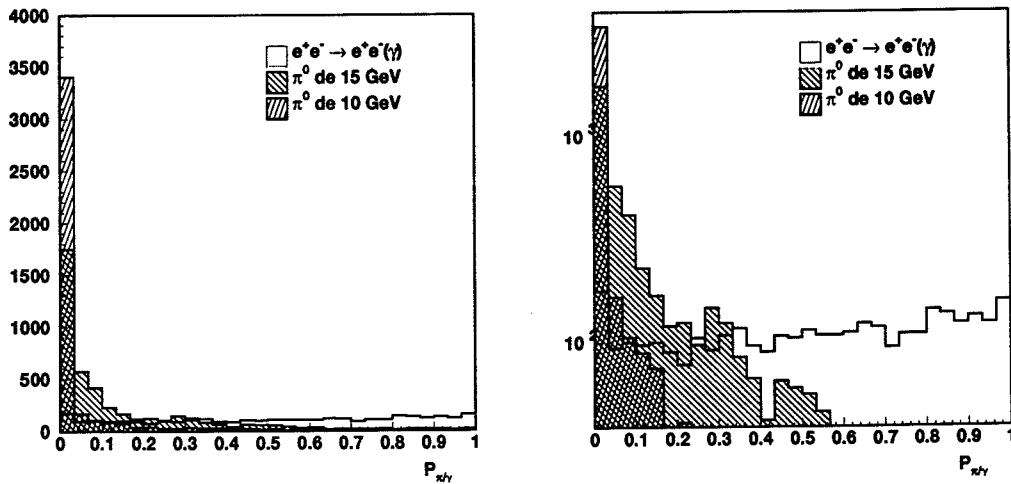


Figure 4.24: Comportement de la variable  $P_{\pi/\gamma}$  pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  et pour des  $\pi^0$  de 10 et de 15 GeV, en échelles linéaire et logarithmique. Les photons et les électrons peuplent tout le spectre alors que les  $\pi^0$  sont situés vers les petites valeurs de  $P_{\pi/\gamma}$

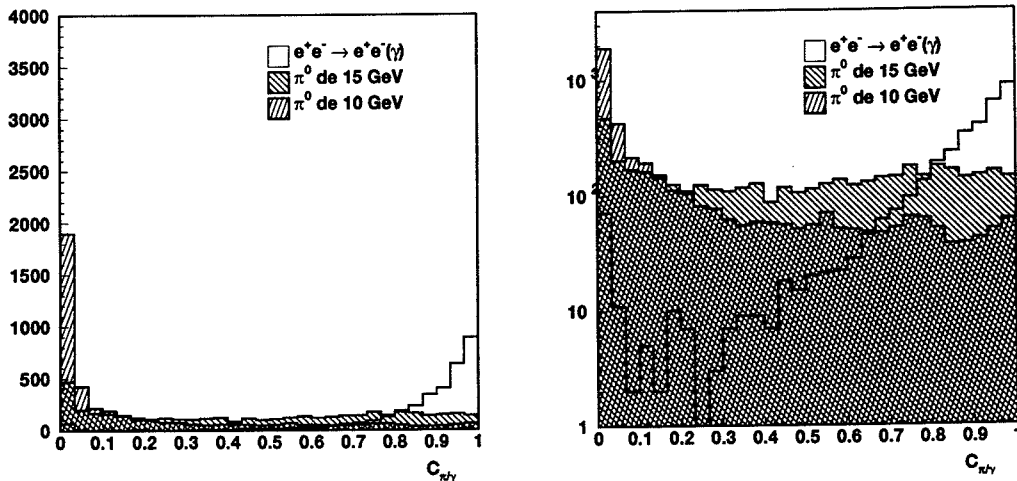


Figure 4.25: Comportement de la variable  $C_{\pi/\gamma}$  pour des électrons et des photons provenant d'événements  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  et pour des  $\pi^0$  de 10 et de 15 GeV, en échelle linéaire et logarithmique. Les photons et électrons sont situés vers  $C_{\pi/\gamma} = 1$ , les  $\pi^0$  peuplent les valeurs  $C_{\pi/\gamma}$  proches de 0.

- Le nombre de fils touchés par trace doit être supérieur à 40,
- La différence entre le numéro du premier et du dernier fil touché doit être supérieur à 50 (pour une longueur minimum de la trace),
- La distance d'approche minimale de la trace, dans le plan R- $\phi$  doit être à moins de 5 mm du vertex,
- L'impulsion transversale de la trace par rapport à la direction du faisceau doit être comprise entre 1 et 50 GeV.

La direction des traces reconstruites, nous permet d'évaluer la correspondance spatiale entre l'amas calorimétrique et les traces. La TEC ayant une plus grande précision en  $\phi$  qu'en  $\theta$ , on utilise la variable  $\Delta\phi$  qui représente l'angle entre une droite passant par le centre de l'amas et le point d'interaction  $e^+e^-$ , et la trace reconstruite dans la TEC qui lui est la plus proche dans le plan R- $\phi$ , perpendiculaire à la direction du faisceau.

Demander que  $\Delta\phi$  soit supérieur à 5 mrad suffit à sélectionner une particule neutre. On effectue un compromis entre l'isolation du photon par rapport au jet formé par le système étrange et la perte d'événements qui résulte de cette coupure en demandant que :

- $\Delta\phi \geq 10$  mrad

#### 4.6.2 Coupure sur l'angle $\theta$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le calorimètre électromagnétique est divisé en trois parties : le tonneau et les deux bouchons.

Afin de limiter la contribution due aux radiations de photons dans l'état initial, on applique une coupure sur l'angle  $\theta$  de la position de l'amas calorimétrique laissé par le candidat photon par rapport à la direction du faisceau. On ne garde donc que les candidats photon situés dans l'acceptance angulaire du tonneau du calorimètre électromagnétique.

Ceci nous permet d'autre part d'utiliser les algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  qui ne sont effectifs, dans notre analyse, que pour des événements pour lesquels le jet directeur pointe dans l'acceptance angulaire du tonneau. En effet, dans cette région, la qualité de la reconstruction des traces ainsi que la résolution en énergie sont meilleures. De plus, l'algorithme calculant le  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  n'est optimisé que pour les particules illuminant les cristaux situés dans le tonneau. Celui-ci utilisant l'information donnée par la matrice de 25 cristaux autour de l'amas considéré, il est même indispensable de ne pas sélectionner des amas touchant les cristaux situés sur le bord du tonneau. Pour toutes ces raisons, on demande pour l'ensemble de l'analyse, que l'angle  $\theta$  des candidats photon satisfasse la condition :

- $44 < \theta < 136$  degrés

où  $\theta$  est l'angle que fait le centre de l'amas vu à partir du point d'interaction et la direction du faisceau.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les différentes méthodes de sélection que nous avons utilisées dans notre analyse. Chacune d'entre elles marque une étape importante, qu'il s'agisse de la sélection hadronique, point de départ de la sélection des événements  $b\bar{b}$  où encore, point le plus important de l'analyse, de la discrimination  $\pi^0/\gamma$ . Nous pouvons maintenant détailler l'analyse des données point par point. C'est ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

# Bibliographie

- [1] S. P. Beingessner et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Rev. A 340 (1994) 322.
- [2] L3 Coll., Z. Phys., C51 (1991) 179.
- [3] A. Ricker, L3 Internal Note 1394, (avril 1993).
- [4] A. Ricker, Présentation au CERN, Meeting Hadrons de L3, (13 octobre 1994).
- [5] S. Jadach and B. F. L. Ward and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503.
- [6] R. Odorico, DFUB-92-8  
Presented at 27th Rencontres de Moriond: QCD and High-Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, France, Mar 22-28, (1992).
- [7] N. G. Minaev, IFVE-94-142.
- [8] T. Lindblad, Nucl. Instr. Meth., A356 (1995) 498-506.
- [9] R. Odorico, IEEE Trans. Nucl. Sci. 40:705-712 (1993).  
In Orlando (1992), Proceedings, Nuclear Science and Medical Imaging, vol. 2 \*822-824. and Bologna Univ. - DFUB-92-22.
- [10] L3 Coll., O. Adriani et al., Phys. Lett., B 307 (1993) 237.
- [11] D. Boutigny, I. Dorne, L. Ludovici, et M. Rescigno, L3 note # 1910.
- [12] ALEPH Coll., D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B313** (1993) 535-548
- [13] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Z. Phys., **C65** (1995) 555.
- [14] J. A. Baken et al., Nucl. Instr. and Meth. A280 (1989) 25.
- [15] 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).
- [16] L3 Collaboration, O. Adriani et al., *Phys. Lett.* **B307** (1993) 237-246;  
F. Marion, Thèse "Etude des photons directs émis dans la réaction  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$  avec le détecteur L3 au LEP" (1993);  
D. Duchesneau, Thèse "Etude du rayonnement électromagnétique des quarks primaires produits dans les désintégrations hadroniques du Z avec les détecteur L3 au



- LEP" (1994) Université de Genève (1993);  
D. Kirkby Thèse, "Thèse A study of final state radiation in hadronic Z decays"  
(1995).
- [17] R. Brun et al., "Geant 3 Users Guide", CERN/DD/EE/84-1(revised) (1987)
- [18] D. P. Kirkby, Thèse California Institute of Technology (14 Sep 1995). ;  
D. P. Kirkby, L3 Internal Note 1816, (24 Jul 1995).
- [19] F. Bulos "Resolving Overlapping Gammas in a Modular Neutrals Detector" PEP194
- [20] M. Canu, C. Cicaterri, F. Ricciarelli "Riconoscere le particelle usando reti neurali"  
Thesis, Rome University "La Sapienza" (Unpublished)

# Chapitre 5

## Analyse des Données collectées entre 1991 et 1993

### 5.1 Introduction

Ce chapitre décrit l'analyse des données utilisées dans le cadre de notre recherche. Celles-ci ont été collectées durant les années 1991, 1992 et 1993 par l'expérience L3 au LEP. L'énergie dans le centre de masse a varié durant cette période autour de la résonance du Z (91 GeV). De 1991 à 1993, les différentes énergies de collisions, dans le centre de masse,  $E_{CM}$ , ont été les suivantes :

Année	$E_{CM}$ (GeV)
1991	89, 90, 91, 92, 93
1992	91
1993	89, 91, 93

Dans cette analyse, seules sont considérées, les données correspondant à une énergie dans le centre de masse aux environs de  $\sqrt{s} \simeq M_Z, M_Z \pm 1, M_Z \pm 2$  GeV. La statistique collectée en 1991 aux énergies correspondant à  $M_Z \pm 1$  GeV étant très limitée, elle n'est pas prise en compte dans cette analyse.

Après la présentation de quelques détails techniques concernant le nombre d'événements analysés, la luminosité collectée aux différentes énergies, ce chapitre décrit la comparaison point par point du comportement des données par rapport aux événements simulés par Monte Carlo et ce, pour les différentes variables utilisées, correspondant aux algorithmes décrits dans le chapitre précédent. Une même convention est appliquée en ce qui concerne les figures présentées tout au long de ce chapitre :

- Les données sont représentées par des ronds noirs ;
- Les événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  (bruit de fond) par un histogramme blanc ;
- Les événements Monte Carlo  $b \rightarrow s\gamma$  (signal) par un histogramme hachuré.

## 5.2 Nombre d'événements hadroniques collectés et simulés

La luminosité, définie au chapitre 3, mesurée par notre détecteur et intégrée sur toute la période de prise de données est le point de départ de notre analyse. En effet, elle représente le nombre de collisions  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  produites, et grâce à la section efficace, très bien mesurée, du processus  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ , nous en déduisons le nombre d'événements hadroniques théoriquement enregistrés par le détecteur.

Deux approximations sont faites dès ce niveau de l'analyse :

- Nous considérons l'erreur sur la mesure de la luminosité comme étant négligeable (0.2%).

- L'efficacité des déclenchements précédant l'écriture sur bandes des événements hadroniques est considérée comme étant de 100%.

Pour ces deux raisons, le nombre de hadrons récoltés dans les données est celui calculé dans cette première approximation et n'est supposée entaché d'aucune erreur. La normalisation données-Monte Carlo est effectuée en normalisant le nombre d'événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  simulés par rapport à ce nombre attendu de hadrons.

Dans le tableau 5.1, figurent, en fonction des différentes années, l'énergie dans le centre de masse, la luminosité intégrée, la section efficace de production  $Z \rightarrow$  hadrons, le nombre de hadrons collectés déduit de la luminosité, ainsi que le nombre d'événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$  utilisés pour la simulation. Les mauvais runs et les événements "bruyants" (voir chapitre précédent), n'ont pas encore été soustraits.

Année	1991	1992	1993			Total
$E_{cm}$ (GeV)	91.24	91.29	89.45	91.25	93.04	
Lumi. int. ( $\text{nb}^{-1}$ )	8 583	22 721	8 625	15 522	8 821	64 272
$\sigma$ (nb)	30.5	30.5	10.1	30.5	13.8	
Nbre hadrons données	261 782	669 991	87113	473 421	121 730	1 614 037
Nbre $Z \rightarrow q\bar{q}$ MC	500 000	1 185 516	378 472	1 185 511	368 763	3 618 262

Tableau 5.1: Nombre de hadrons produits en fonction de la luminosité collectée par L3 et nombre de hadrons simulés, en fonction de la période de prise de données

Donc, 1.6 million de désintégrations  $Z \rightarrow$  hadrons ont été collectés durant la période de 1991 à 1993, que nous comparons à 3.5 millions de  $Z \rightarrow$  hadrons simulés.

### Simulation des événements du signal

10 000 événements de type  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , avec  $b \rightarrow s\gamma$  ont été générés pour simuler le signal attendu en utilisant notre nouvelle méthode (Voir chapitre 2).

Pour chacun des deux modes de désintégrations exclusifs,  $B \rightarrow K^*\gamma$  et  $B \rightarrow K^{**}\gamma$ , 5 000 événements ont été simulés.

### 5.3 Présélection du candidat "photon"

A cause du grand nombre d'événements hadroniques collectés, et afin de rendre leur analyse plus souple, nous avons choisi d'effectuer une **présélection** des événements candidats. Pour cela, après avoir appliqué les coupures classiques de la sélection hadronique, citées dans le chapitre 4, section 4.2.3, nous ne retenons que les hadrons contenant au moins un amas dans le calorimètre électromagnétique. Cet amas doit passer les deux critères grossiers d'électromagnéticité de la gerbe ( $S_9^c/S_{25}^c$ , et  $\chi_{BGO}^2$ ), une première coupure en énergie ( $S_9^c$ ), ainsi qu'une condition sur l'angle  $\theta$  que fait le centre de gravité de l'amas déposé par le candidat "photon" dans le calorimètre électromagnétique par rapport à la direction du faisceau.

**Les événements ainsi présélectionnés seront appelés par la suite les événements hadrons- $\gamma$ . Notons que par cette sélection, l'amas n'est pas forcément neutre mais peut correspondre à un électron.**

Le tableau 5.2 nous rappelle la valeur des coupures utilisées sur les variables définies au chapitre précédent :

Sélection hadronique	Présélection du photon
$0.6 \leq E_{vis}/\sqrt{s} \leq 1.4$	$44 \leq \theta \leq 136$ degrés
$0 \leq E_{\perp}/E_{vis} \leq 0.4$	$S_9^c/S_{25}^c \geq 0.9$
$0 \leq  E_{//} /E_{vis} \leq 0.4$	$S_9^c \geq 5$ GeV
$N_{amas} \geq 13$	$\chi_{BGO}^2 \leq 5$

Tableau 5.2: Rappel des coupures de sélection hadronique et de présélection du photon

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, deux outils vont être utilisés pour sélectionner les événements  $b\bar{b}$ . Ces outils n'ayant pas été suffisamment testés où étant en cours de développement au moment de la présélection, nous avons préféré ne pas insérer de sélection (même lâche) d'événements  $b\bar{b}$  dans notre algorithme de présélection. Ceci nous laisse donc la possibilité de pouvoir utiliser par la suite, l'un, l'autre ou les deux algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  (réseau de neurones ou paramètre d'impact).

Le tableau 5.3 donne les rapports du nombre d'événements hadrons- $\gamma$  sur le nombre d'événements hadroniques simulés. Ces rapports, bien que calculés à partir d'événements simulés par Monte Carlo, sont différentes pour chacune des périodes simulées, car nous tenons compte des inefficacités du détecteur dans la simulation.

Les événements hadrons- $\gamma$  présélectionnés peuvent contenir plusieurs candidats "photon". Nous avons vérifié que le nombre moyen de photons par événement était constant au cours du temps. Il est également le même dans les données et les événements Monte Carlo. Le rapport est :

$$\frac{\text{Nbre d'evts photons}}{\text{Nbre d'evts hadrons}\gamma} = 1.06$$

Événements Hadrons- $\gamma$ Monte Carlo-données						
Année	1991	1992	1993			Total
$\sqrt{s}$ ( GeV)	91.24	91.29	89.45	91.25	93.04	
Nbre hadrons- $\gamma$ MC	40 939	99 278	34 973	112 061	37 277	324 528
$\epsilon_{sel}$ MC (%)	$8.18 \pm 0.04$	$8.37 \pm 0.03$	$9.24 \pm 0.05$	$9.45 \pm 0.03$	$10.11 \pm 0.05$	$9.62 \pm 0.02$
Nbre hadrons- $\gamma$ Data	22 141	59 372	8 407	46 168	12 099	148 187

Tableau 5.3: Efficacités de la présélection des événements hadrons- $\gamma$ , en fonction de la période considérée, calculées avec le Monte Carlo JETSET 7.3

Candidats "photon" présélectionnés données et Monte Carlo						
Année	1991	1992	1993			Total
$\sqrt{s}$ ( GeV)	91.24	91.29	89.45	91.25	93.04	
Nbre $\gamma$ Data	23 463	62 695	8 892	48 814	12 781	156 645
Nbre de $\gamma$ MC	22 539	60 967	8 527	47 454	13 035	152 522
Data/MC	1.041	1.028	1.043	1.029	0.98	1.027

Tableau 5.4: Rapport du nombre de candidats "photon" sélectionnés dans le Monte Carlo et dans les données, après normalisation au nombre de hadrons collectés dans les données.

Une fois la normalisation par rapport à la luminosité effectuée, on peut voir dans le tableau 5.4 la différence relative entre le nombre de candidats "photon" obtenu dans les données et celui prédit par le Monte Carlo JETSET, en fonction de la période considérée. On observe dans la dernière colonne du tableau 5.4, une sous-estimation globale de  $(2.7 \pm 0.4)$  % du nombre de candidats "photon" dans la simulation Monte Carlo.

Cette sous-estimation n'est pas une surprise.

Différentes analyses ont montré une différence entre le taux de production de photons isolés prédit par les modèles de gerbes partoniques et observés dans les données [1]. Ce problème, connu, n'est pas corrigé au niveau du générateur, il convient donc, en général, de renormaliser ce taux de production prédit par le Monte Carlo pour qu'il corresponde à celui des données. Il est difficile à ce niveau de l'analyse de savoir s'il faut renormaliser le taux de production des photons uniques, ou celui des  $\pi^0$ , ainsi que les caractéristiques en énergie et saveurs de quarks des événements pour lesquels la simulation reproduit mal les données. C'est la raison pour laquelle nous choisissons de ne pas appliquer de correction avant d'avoir plus d'informations sur le type d'événements manquant dans la simulation Monte Carlo.

### 5.3.1 Efficacité globale de présélection des hadrons- $\gamma$

Les lots d'événements hadrons- $\gamma$  ayant passé les coupures citées dans le tableau 5.2, représentent donc  $(9.70 \pm 0.02)$  % et  $(9.62 \pm 0.02)$  % des lots de départ utilisés dans les

données et dans le Monte Carlo JETSET respectivement.

Sur les 10 000 événements  $b \rightarrow s\gamma$  simulant le signal attendu, *a la Ali*, 5 886 événements passent les coupures précitées, et 4 565 ont effectivement un photon provenant d'un méson  $B$  chargé ou neutre. Cela nous donne donc une efficacité de sélection du signal  $b \rightarrow s\gamma$  de  $(58.86 \pm 0.5)\%$ , et la pureté en événements *signal* est de  $(77.56 \pm 0.5)\%$ .

La perte d'événements *signal* par présélection est principalement due au fait que l'on choisit des événements dans l'acceptance angulaire du tonneau de l'expérience. D'autre part, on sélectionne aussi de cette manière des amas électromagnétiques qui proviennent des désintégrations des résonances  $\pi^0$  ou  $\eta$ , ou des particules hadroniques déposant une grande partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique, ce qui explique la valeur de la pureté obtenue. Il arrive aussi que la forme de la gerbe électromagnétique déposée par le photon *signal* soit altérée par la présence d'un dépôt d'énergie provenant d'un hadron chargé qui lui est proche, et dans ce cas, la coupure sur la variable  $S_9^c/S_{25}^c$  rejette le photon *signal*. D'autre part, la coupure en énergie indispensable pour rejeter une partie importante du bruit de fond, élimine également une fraction non négligeable du signal.

Après avoir été sélectionnés, ces candidats événements hadrons- $\gamma$  sont enregistrés sur des bandes spéciales, que nous analysons plus finement par la suite. Cela nous permet d'effectuer une analyse moins lourde (plus de 90% des événements hadroniques ont été rejetés).

## 5.4 Sélection dure du photon

On affine les variables utilisées lors de la présélection afin d'éliminer une plus grande partie du bruit de fond. La figure 5.1 montre la superposition données-Monte Carlo, pour chacune des quatre variables. Les coupures définitives sont les suivantes :

- $S_9^c \geq 7.5 \text{ GeV}$
- $S_9^c/S_{25}^c \geq 0.95$
- $\chi_{BGO}^2 \leq 1.5$
- $|\Delta\Phi| \geq 10 \text{ mrad}$

Sur les figures 5.1 (a), (b), (c), et (d), chacune des quatre coupures indiquées précédemment a été appliquée sauf celle dont la distribution est présentée.

La figure 5.1 (a) montre la distribution de l'énergie des candidats "photon". La coupure appliquée à 7.5 GeV élimine une partie du signal mais également une partie importante du bruit de fond. On observe que le manque de dépôts électromagnétiques neutres produits par le Monte Carlo signalé dans le paragraphe précédent, est présent sur toute la gamme d'énergie supérieure à 7.5 GeV.

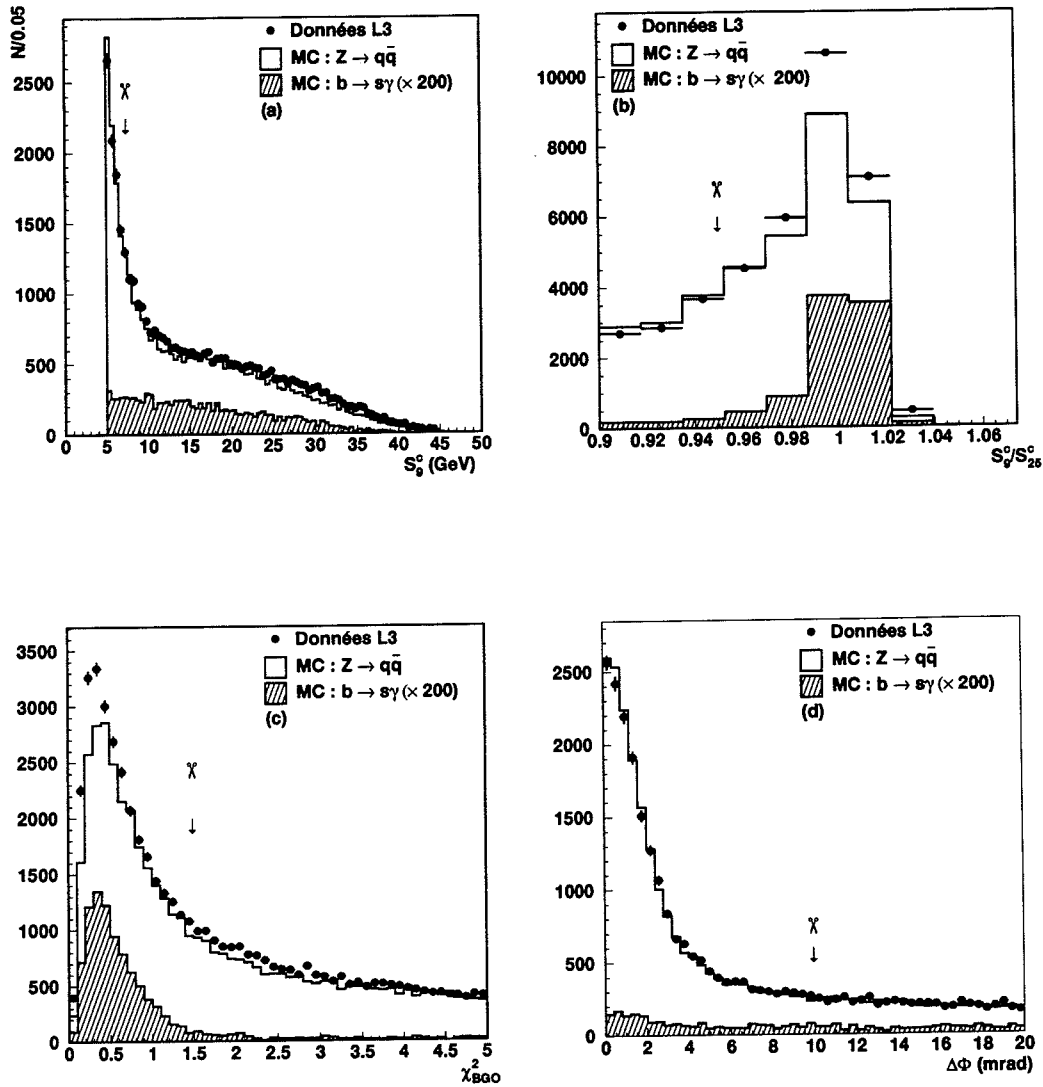


Figure 5.1: Superposition données-Monte Carlo pour les différentes variables de sélection du photon citées. Toutes les coupures sont appliquées sauf celle dont la variable est représentée.

Sur la figure 5.1 (b), on observe la distribution de la variable  $S_9^c/S_{25}^c$ . Alors que le signal est concentré autour de  $S_9^c/S_{25}^c = 1$ , le bruit de fond est, comme on s'y attend, beaucoup plus étalé vers les petites fractions. Un excès d'événements dans les données est visible dans la région où l'on s'attend à trouver des particules électromagnétiques.

La variable  $\chi_{BGO}^2$ , visible sur la figure 5.1 (c), prend des valeurs très grandes pour le bruit de fond par rapport au signal, dont le  $\chi_{BGO}^2$  est en général plus petit que 2. De même que pour la variable  $S_9^c/S_{25}^c$ , un excès d'événements dans les Données est visible dans la région que doivent peupler les particules développant une gerbe électromagnétique. En plus d'une normalisation incorrecte, on observe également une légère différence de forme entre la distribution de  $\chi_{BGO}^2$  des données et celle des événements simulés par Monte Carlo, ce qui signale un problème de mauvaise reproduction de l'étalement des gerbes électromagnétiques simulées, telle qu'elle est effectuée par GEANT. Celle-ci est en effet la cause d'un petit déplacement du spectre des événements simulés vers les grandes valeurs de  $\chi_{BGO}^2$ .

La figure 5.1 (d), montre la variable  $|\Delta\Phi|$  qui est l'angle dans le plan R- $\Phi$  de la trace la plus proche de l'amas du candidat avec le centre de gravité de celui-ci. Le spectre s'étale pour de grandes valeurs de  $\Delta\Phi$  et est coupé ici pour des raisons de clarté. Cela explique que le manque de hadrons neutres ne soit pas visible sur cette figure puisqu'il est également distribué sur tout le spectre total.

La coupure appliquée sur cette variable représente, en plus d'un veto pour rejeter les électrons, le seul critère d'isolation de notre candidat par rapport au jet chargé qui l'accompagne. Pour cette raison on choisit d'appliquer la coupure à 10 mrad alors que 5 mrad suffisent pour rejeter les électrons.

Les spectres des figures 5.1 (b) et 5.1 (c), confirment clairement le fait que le manque de particules produites par le Monte Carlo concerne essentiellement les particules neutres (coupure sur  $\Delta\Phi$ ) et développant une gerbe électromagnétique.

### 5.4.1 Correction apportée à JETSET

A ce niveau de l'analyse, nous avons plus d'informations concernant la correction à apporter à JETSET pour que les comportements des événements simulés par Monte Carlo soient en accord avec les données.

La figure 5.2 (gauche) montre le spectre en énergie après les coupures dures de sélection du photon. On observe un changement de pente dans cette distribution à partir des énergies supérieures à 12 GeV. Celle-ci montre une contribution nouvelle qui est due aux  $\pi^0$ . La figure 5.2 (droite) montre le rapport des histogrammes obtenus pour les données et les événements simulés par Monte Carlo.

La différence de pente signale le fait qu'à partir de ces valeurs d'énergie, les algorithmes de sélection de particules électromagnétiques ( $\chi_{BGO}^2$ , et  $S_9^c/S_{25}^c$ ) ne tiennent plus correctement leur rôle de discrimination  $\pi^0/\gamma$ . Les deux photons déposés par le  $\pi^0$  dans le calorimètre électromagnétique sont trop proches et sont confondus avec un photon unique. C'est surtout à partir de ces valeurs d'énergie que le désaccord devient visible.



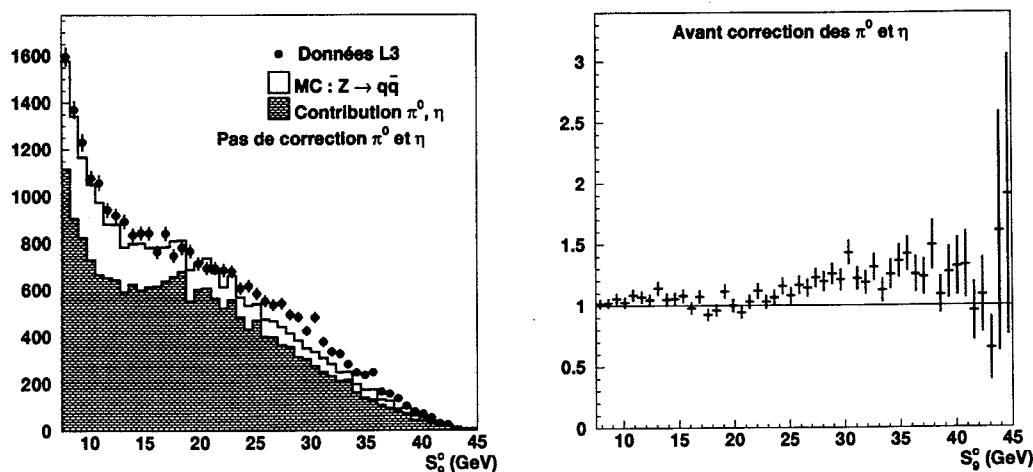


Figure 5.2: A gauche, la distribution en énergie du candidat "photon" après sélection dure du photon. A droite, le rapport données/Monte Carlo. Le désaccord touche surtout la région d'énergie II (plus de 25 GeV)

Nous savons par des études antérieures [2] que le taux de production de photons directs est sous-estimé par JETSET. Nous appliquons donc tout d'abord une correction de 20% à ce taux. Néanmoins, le résultat est négligeable ici puisque le lot d'événements sélectionnés est constitué d'après la simulation Monte Carlo de 75% de  $\pi^0$  ou de  $\eta$ . Nous pensons donc, en nous appuyant sur d'autres études [3], que JETSET ne produit également pas assez de hadrons neutres.

Pour palier à ce problème, nous séparons les contributions des  $\pi^0$  et des  $\eta$  en deux régions d'énergie: la région I [12-25] GeV, et région II [plus de 25 GeV]. Nous effectuons donc un ajustement sur le spectre en énergie pour mettre en accord les distributions données et Monte Carlo de la figure 5.2.

La quantité à minimiser est :

$$\chi^2 = \left( \frac{N_{Donnees} - (A \times N_{\pi^0, \eta}^{MC(I)} + B \times N_{\pi^0, \eta}^{MC(II)} + N_{autres}^{MC})}{\sigma} \right)^2$$

Le résultat de l'ajustement donne les valeurs suivantes pour les coefficients de rééchelonnage des productions de  $\pi^0$  et de  $\eta$  :

$$A = 1.04^{+0.10}_{-0.04} \quad (5.1)$$

$$B = 1.27 \pm 0.17 \quad (5.2)$$

La correction ainsi déterminée est une augmentation de 4 % du taux de  $\pi^0$  et de  $\eta$  dans la région d'énergie I et une augmentation de 27 % du taux de  $\pi^0$  et de  $\eta$  dans la région

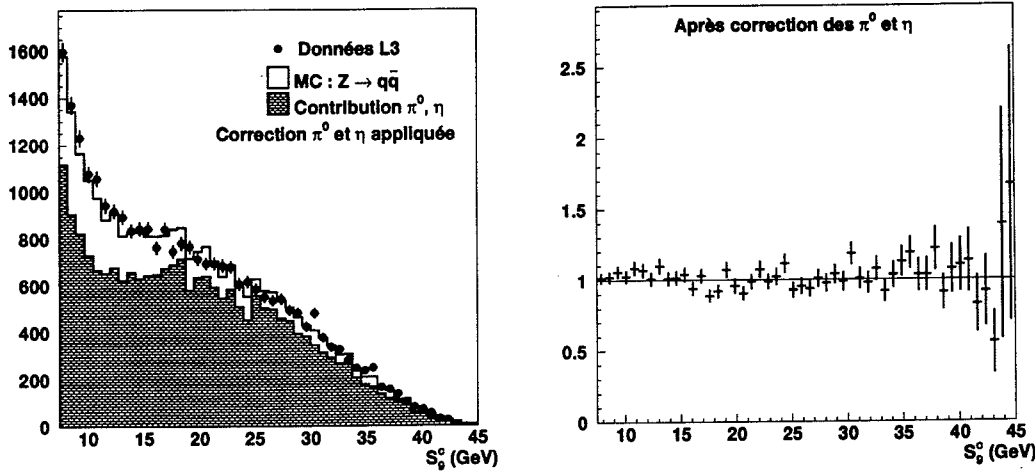


Figure 5.3: A gauche la distribution en énergie du candidat "photon" après sélection dure et le rehaussement de 4% de  $\pi^0$  et  $\eta$  de la région d'énergie I et de 27% des  $\pi^0$  et  $\eta$  de la région d'énergie II. A droite la division des histogrammes obtenus pour les données et les événements simulés par Monte Carlo. (L'accord est obtenu par la renormalisation du taux de  $\pi^0$  et de  $\eta$  dans la simulation Monte Carlo).

d'énergie II.

En effet après avoir appliqué cette correction on peut voir sur chacune des variables un accord satisfaisant entre le nombre d'événements prédit par JETSET et observé dans les données. La figure 5.3 montre cet accord pour la variable  $S_9^c$  qui est l'énergie du candidat "photon". Les figures 5.4 et 5.5 montrent le nouvel accord pour les variables  $S_9^c/S_{25}^c$  et  $\chi_{BGO}^2$ .

La mauvaise simulation du programme JETSET est liée au modèle de fragmentation dans lequel les queues des distributions en impulsion transversale sont mal reproduites.

### 5.4.2 Efficacité de sélection des candidats "photon"

Après ces coupures et en appliquant la correction du taux de production des  $\pi^0$  et des  $\eta$ , il reste sur l'ensemble des trois années, un total de 27 442 candidats "photon" dans les données et le nombre de candidats, bruit de fond attendu, prédit par JETSET est de  $27\,009 \pm 111$ . L'efficacité de sélection du signal est de  $(31.3 \pm 0.5)\%$  pour une pureté de  $(94.6 \pm 0.4)\%$ . On obtient le rapport :

$$\frac{\text{Nbre de candidats donnees}}{\text{Nbre de candidats MC}} = 1.016 \pm 0.005$$

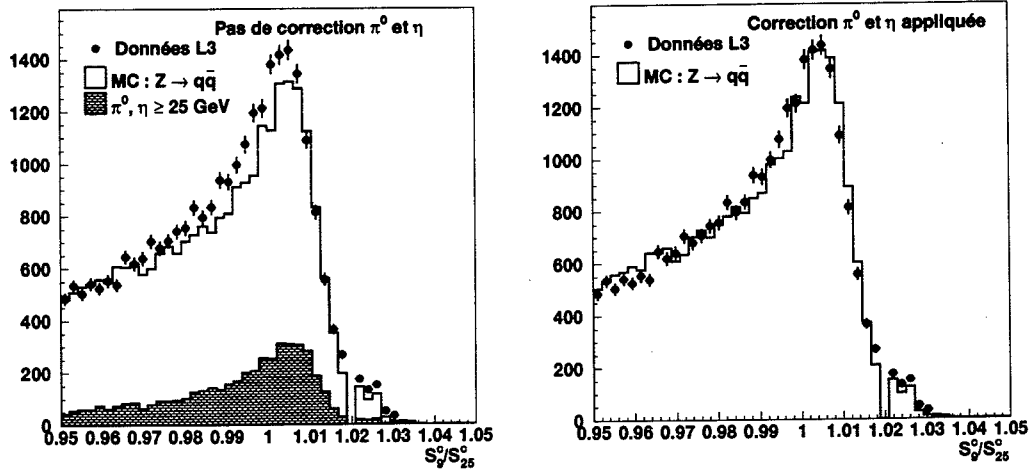


Figure 5.4: Distribution de la variable  $S_9^c/S_{25}^c$  du candidat "photon" après sélection dure du photon. A gauche avant la correction, à droite après la correction.

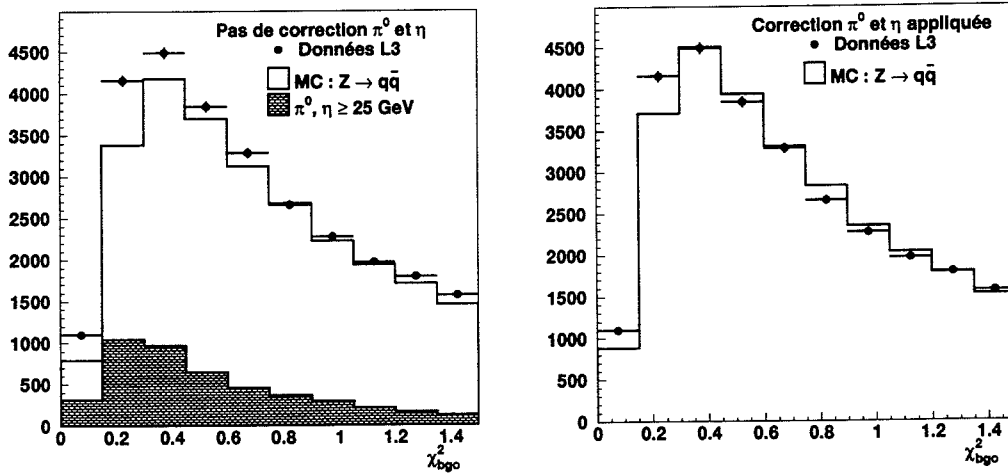


Figure 5.5: Distribution de la variable  $\chi^2_{BGO}$  du candidat "photon" après sélection dure du photon. A gauche avant la correction, à droite après la correction. La différence de forme des deux spectres est expliquée par la mauvaise simulation de l'étalement transversal de la gerbe déposée dans le calorimètre électromagnétique.

L'accord obtenu est relativement correct, et nous verrons que par la suite, il tend à s'améliorer.

## 5.5 Application des algorithmes de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$

### 5.5.1 Efficacité des deux algorithmes de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ sur les événements hadrons- $\gamma$

Le chapitre 4 détaille la puissance de ces deux outils sur les événements hadroniques; on teste ici l'efficacité et la pureté obtenue sur notre lot d'événements présélectionnés hadrons- $\gamma$ . Rappelons que ce lot d'événements est obtenu avec des coupures électromagnétiques lâches et que la sélection dure du photon n'a pas encore eu lieu, la contamination en électron est donc encore importante.

Ce lot d'événements est naturellement enrichi en événements  $b\bar{b}$  par la sélection d'un amas électromagnétique dans un événement hadronique. La proportion de particules dont le quark initial est un  $b$  passe de  $(22.16 \pm 0.09) \%$  sur un lot de  $Z \rightarrow q\bar{q}$  à  $(32.67 \pm 0.09) \%$  sur notre lot de  $Z \rightarrow q\bar{q}\gamma$ . En effet, tant que la coupure sur l'isolation en  $\Delta\Phi$  n'a pas été effectuée, les coupures utilisées présélectionnent beaucoup de désintégrations semileptoniques des  $b$ . Ce même pourcentage tombe à 18 % dès que l'on applique le critère d'isolation par rapport à la trace la plus proche dans le plan  $r - \Phi$ . La pureté obtenue à l'aide des deux algorithmes est donc plus élevée sur nos événements hadrons- $\gamma$  que celle qui a été calculée dans le chapitre 4 sur des événements hadroniques.

En ce qui concerne l'efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$ , elle doit rester constante par construction lorsqu'on choisit une sélection à l'aide du paramètre  $P_E$ . En effet, dans ce cas, la seule information considérée est le paramètre d'impact des traces, qui n'a aucune raison d'être perturbé par la présence d'un amas dans le calorimètre électromagnétique, comme observé sur la figure 5.6 (b). Par contre, l'analyse multidimensionnelle se montre plus efficace, sur ce lot d'événements, comme on le voit sur la figure 5.6 (a). En effet, cet algorithme se base sur des critères énergétiques et surtout sur la forme générale de l'événement. On comprend alors que le fait de présélectionner les événements en demandant un ou plusieurs amas calorimétriques tels que ceux laissés par des électrons, par exemple, rende les événements  $b\bar{b}$  plus facilement identifiables par cet algorithme.

L'analyse neuronale se basant sur des critères énergétiques, nous avons vérifié que la présence du candidat "photon" dans le calorimètre électromagnétique ne perturbe pas le comportement de la variable  $F_C$  de manière différente dans les données et les événements simulés. La figure 5.7 montre qu'un bon accord entre les distributions des données et de la simulation Monte Carlo est obtenu sur des électrons provenant de désintégrations semileptoniques des événements  $b\bar{b}$  pour la variable  $F_C$ .

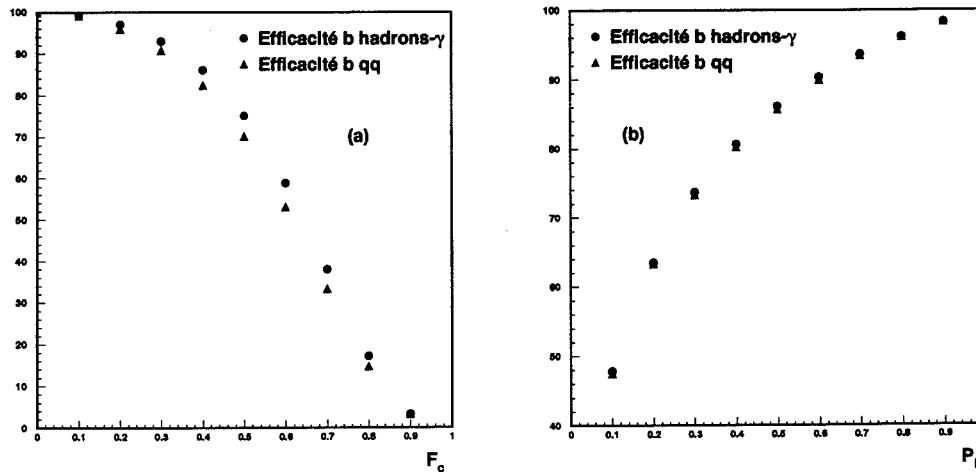


Figure 5.6: Efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$  pour des événements sélectionnés  $q\bar{q}$  (triangles) ou hadrons- $\gamma$  (points), en fonction de la valeur de  $F_C$  ou  $P_E$ .

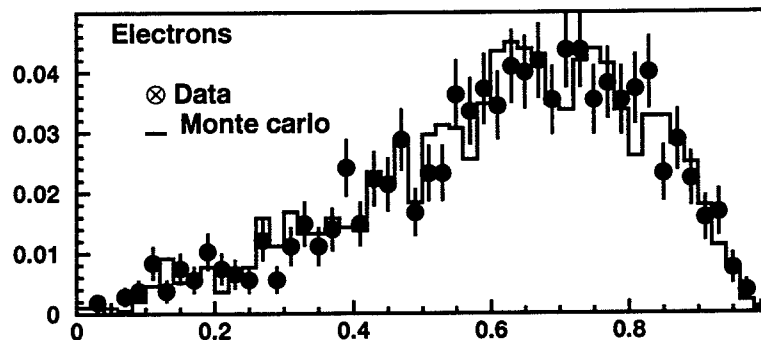


Figure 5.7: Vérification du comportement de la fonction de discrimination  $F_C$  du réseau de neurones sur des électrons provenant des désintégrations semileptoniques des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Le très bon accord entre les données et la simulation Monte Carlo nous prouve que la réponse du réseau est la même dans la simulation et les données en présence d'un dépôt énergétique dans le calorimètre électromagnétique.

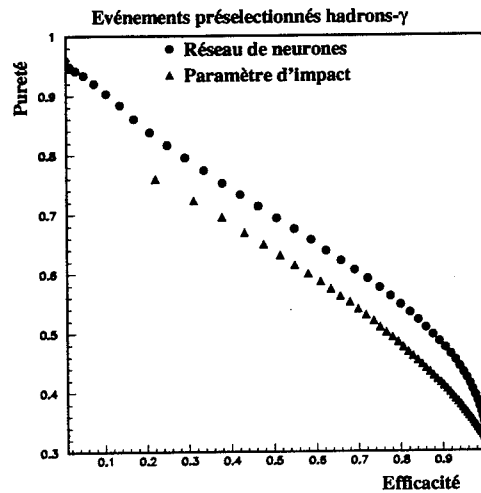


Figure 5.8: Efficacités en fonction des puretés, obtenues à l'aide de chacun des deux algorithmes d'étiquetage des événements  $b\bar{b}$ , utilisés séparément, sur l'échantillon d'événements hadrons- $\gamma$

### 5.5.2 Coupures utilisées sur les variables $F_C$ et $P_E$

Afin de sélectionner nos événements  $b\bar{b}$ , on choisit un couple de coupures plus lâches que les coupures habituellement utilisées sur des événements hadroniques, et qui sont indiquées dans le chapitre 4. En effet, l'environnement  $q\bar{q}\gamma$ , plus le fait que nous utilisons deux algorithmes permet d'avoir une efficacité suffisante pour une bonne pureté en ne choisissant pas des coupures trop strictes. Les coupures utilisées, les efficacités de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z \rightarrow c\bar{c}$ , ainsi que les puretés en événements  $b\bar{b}$  sont détaillées dans le tableau 5.5. Ce tableau peut être comparé au tableau 4.4 qui donne les mêmes informations pour des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$ . La figure 5.8 montre sur un même histogramme à deux dimensions la comparaison des efficacités et puretés des deux algorithmes sur nos événements hadrons- $\gamma$ , utilisés séparément alors que la figure 5.9 montre les efficacités et puretés obtenues avec les deux algorithmes utilisés simultanément. En ce qui concerne la méthode du paramètre d'impact, signalons que ses résultats doivent être améliorés par l'utilisation du détecteur de microvertex (Voir chapitre 6).

Les comportements des données par rapport à la prédiction du Monte Carlo pour les deux variables  $F_C$  et  $P_E$  sont présentés respectivement sur les figures 5.10 (a) et 5.10 (b). Sur ces deux figures nous n'avons pas effectué le rééchelonnage des hadrons neutres mentionné au paragraphe précédent. Ceci nous permet d'observer dans quelle région se situe le désaccord. Le spectre de  $F_C$  montre sur la figure 5.10 (a), un accord pour les grandes valeurs de  $F_C$ , et un désaccord important pour les petites valeurs. Rappelons qu'il s'agit d'une analyse neuronale qui "classe" les événements d'un côté ou de l'autre suivant qu'ils ressemblent à des événements  $b\bar{b}$  ou non. Les événements  $b\bar{b}$  sont situés vers  $F_C = 1$ . Cela

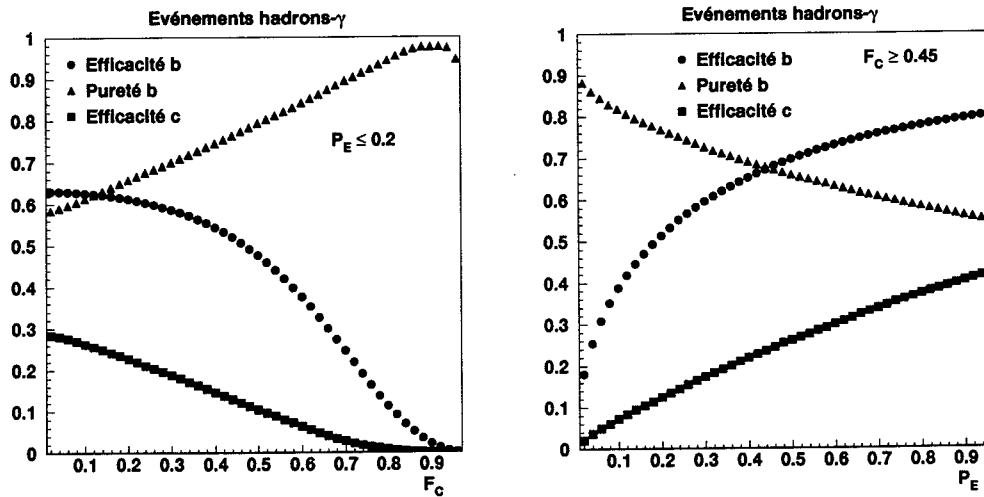


Figure 5.9: Efficacités et puretés obtenues en fonction de la variable  $F_C$  (pour  $P_E \leq 0.2$ ) et  $P_E$  (pour  $F_C \geq 0.45$ )

Coupure	$\epsilon_b$	$\pi_b$	$\epsilon_c$
$F_C \geq 0.45$	81.24 %	55.59 %	44.63 %
$P_E \leq 0.2$	63.50 %	57.39 %	29.42 %
$F_C \geq 0.45$ et $P_E \leq 0.2$	$(51.62 \pm 0.16)$ %	$(76.94 \pm 0.16)$ %	$(12.86 \pm 0.17)$ %

Tableau 5.5: Efficacités ( $\epsilon_b$ ,  $\epsilon_c$ ) et puretés ( $\pi_b$ ) obtenues lors de l'utilisation des deux algorithmes sur des événements présélectionnés hadrons- $\gamma$ .

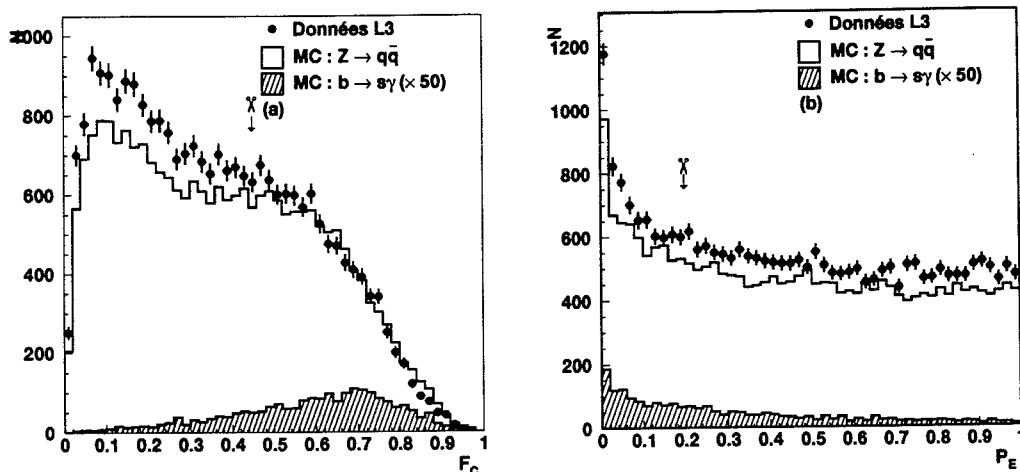


Figure 5.10: Spectres des deux algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  sur les événements hadrons- $\gamma$  présélectionnés: Figure (a), paramètre  $F_C$ . Figure (b), paramètre  $P_E$ .

montre que le manque de particules électromagnétiques produites par le Monte Carlo concerne plus particulièrement les événements dont le quark d'origine est un quark léger. Ceci est consistant avec ce qui a été montré au paragraphe précédent; en effet, les  $\pi^0$  et  $\eta$  de plus de 25 GeV sont très peu nombreux dans les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ .

D'autre part, le désaccord uniformément réparti pour toutes les valeurs de  $P_E$ , figure 5.10 (b), confirme cette hypothèse puisque nous avons vu au chapitre 4 que les événements dont le quark d'origine n'est pas un quark  $b$  doivent peupler tout le spectre de la variable  $P_E$ , les événements  $b\bar{b}$  étant rassemblés vers les faibles valeurs de  $P_E$ .

Sur la figure 5.11 (en haut), on voit les spectres des variables  $F_C$  (à gauche) et  $P_E$  (à droite) sur lesquels, l'histogramme blanc représente toujours les événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  sans distinction, et l'histogramme grisé (briques) montre la contribution des  $\pi^0$  et des  $\eta$  de la région d'énergie II. On observe que là aussi, le manque de particules produites par JETSET concerne exactement la région II.

Sur la figure 5.11 (en bas), le spectre des deux mêmes variables est dessiné mais la correction apportée au taux de production des  $\pi^0$  et des  $\eta$  des deux régions d'énergie a été incluse. Nous observons que cette correction n'affecte que très peu la région que nous sélectionnons ( $F_C \geq 0.45$  et  $P_E \leq 0.2$ ). En effet les  $\pi^0$  et les  $\eta$  des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  appartiennent plutôt à la région d'énergie I, dont le taux n'est corrigé que de 4 %.

Notons que cette correction est en parfait accord avec celle que D. Kirkby a mis en évidence dans son travail de thèse [1], dans une analyse totalement indépendante. En effet, il signale que la déviation entre le taux de production de  $\pi^0$  dans les données et le



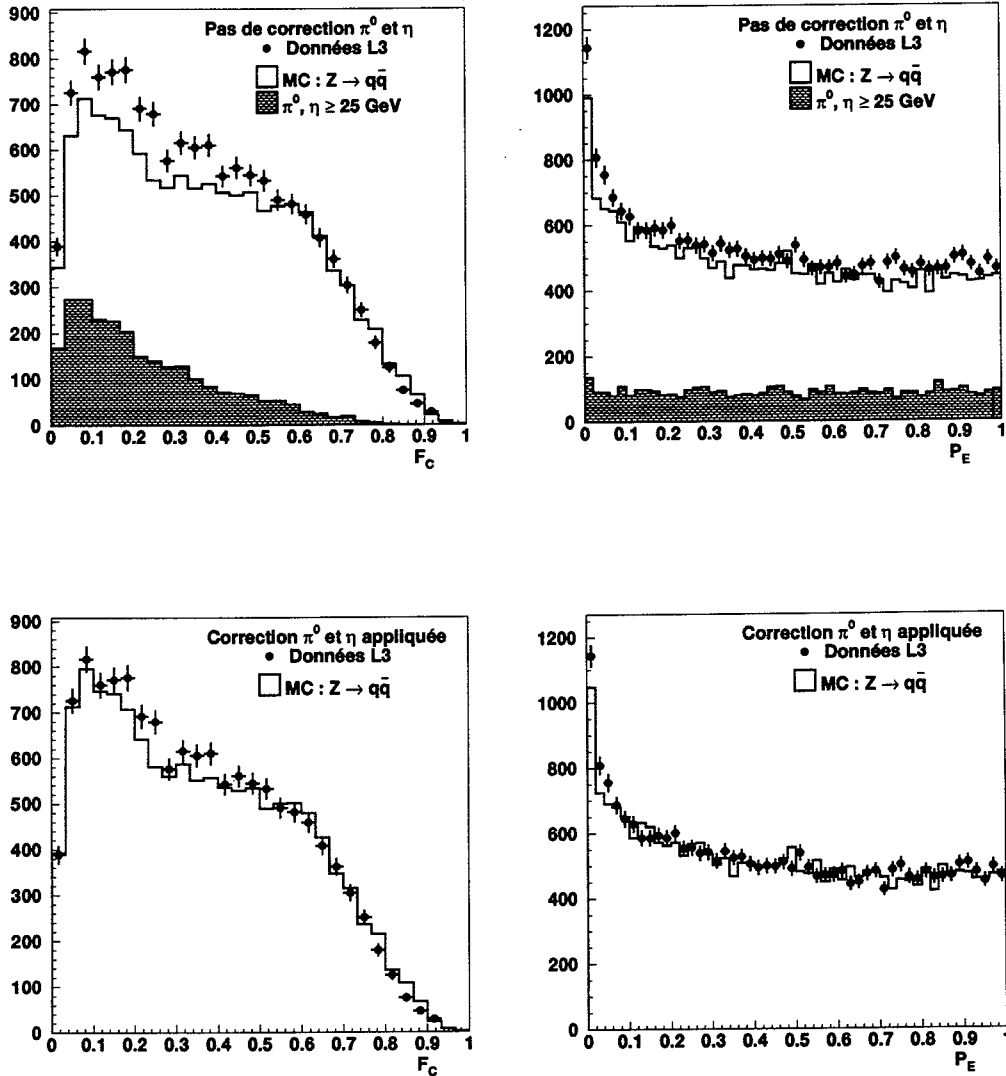


Figure 5.11: En haut à gauche: distribution de la variable  $F_C$ , en haut à droite: distribution de la variable  $P_E$ , pour les événements sélectionnés avec un photon dur. Les figures du bas montrent les mêmes distributions après corrections des  $\pi^0$  et des  $\eta$ .

Monte Carlo JETSET, varie en fonction de l'énergie dans les mêmes proportions que celles que nous appliquons.

### 5.5.3 Efficacité de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ avec le candidat "photon"

Après avoir appliqué les coupures de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ ,  $F_C \geq 0.45$  et  $P_E \leq 0.2$ , il reste 2 932 événements dans les données, alors que JETSET en prédit 2 994  $\pm 37$ . L'efficacité de sélection du signal est alors de  $(13.03 \pm 0.3)\%$  pour une pureté de  $(95.3 \pm 0.6)\%$ .

On observe cette fois-ci un très bon accord entre le nombre de candidats prédit par JETSET et celui que l'on sélectionne dans les données. En effet :

$$\frac{N_{\gamma}^{donnees}}{N_{\gamma}^{mc}} = 0.97 \pm 0.02$$

## 5.6 Reconstruction cinématique des l'événements $B \rightarrow X_s + \gamma$

### 5.6.1 Introduction

La recherche d'événements signant un processus  $b \rightarrow s\gamma$  dans le mode inclusif, explique que l'on ne cherche pas à reconstruire un mode précis de désintégration donnant lieu à une transition  $b \rightarrow s\gamma$ , comme par exemple un méson B donnant un  $K^*\gamma$ , mais plutôt à reconstruire de manière indéterminée le jet constitué par le hadron étrange associé au photon.

Afin de pouvoir calculer les variables cinématiques telles que l'énergie du photon dans le référentiel du méson B au repos,  $E_{\gamma}^*$ , ou le cosinus de l'angle entre la direction du photon et celle du méson B dans le référentiel du B au repos,  $\cos(\theta_{\gamma}^*)$ , on cherche tout d'abord à reconstruire le jet du système étrange, pour ensuite en déduire la direction du méson B initial.

### 5.6.2 Méthode de reconstruction du jet du système étrange

Après avoir appliqué les algorithmes classiques de reconstruction de jets, utilisés habituellement pour la physique des jets au LEP, nous avons jugé que ces méthodes ne donnaient pas un résultat satisfaisant en matière de résolution sur l'énergie ainsi que sur la direction du vol du méson B reconstruit.

Deux nouvelles méthodes de reconstruction du système formé par le hadron étrange sont présentées ici. Elles ont toutes deux été développées dans le cadre de l'analyse du  $b \rightarrow s\gamma$

dans L3, de manière indépendante et originale, et ont été détaillées dans la référence [4]. Nous rappellerons ici le principe adopté.

Dans la désintégration à deux corps  $b \rightarrow s\gamma$ , où le système étrange est formé d'une seule particule, les débris du méson étrange sont collimés à cause de la poussée de Lorentz du méson B. Même si le système hadronique étrange est composé de plus d'une particule, les produits des désintégrations sont toujours collimés à cause de la relative basse masse du système hadronique (moins que  $2.5 \text{ GeV}/c^2$  [5]), comparée à la masse du méson B.

### Première méthode

La première méthode de reconstruction citée ici, est celle que nous avons développée.

Cette reconstruction est basée sur des critères calorimétriques. On cherche en effet un événement possédant un photon relativement proche d'un jet de faible multiplicité et de faible masse.

Après avoir sélectionné notre candidat "photon", l'algorithme de regroupement d'amas cité dans le chapitre précédent est appliqué pour tous les amas calorimétriques sauf celui du candidat "photon". De cette façon le photon ne fait plus partie des amas qui vont être tenus en compte, dans la suite. La procédure est alors la suivante :

- Définition d'un cône de 45 degrés en  $\theta$  autour de la direction du photon, comme indiqué sur la figure 5.12. L'ouverture du cône a été optimisée à partir des événements Monte Carlo simulant le signal.
- Sélection de l'amas le plus énergétique parmi tous les amas du calorimètre électromagnétique de plus de 100 MeV situés à l'intérieur du cône,  $\text{amas}_1$ .
- Itération sur les autres amas situés dans le cône et calcul des masses invariantes des couples ( $\text{amas}_1$ - $\text{amas}_k$ ) formés,  $M_{inv}$ .
- Recherche du couple donnant la masse invariante la plus faible,  $M_{inv}^{min}$ .

Le couple sélectionné forme un jet qui est assimilé au jet du système étrange si  $M_{inv}^{min} \geq 3 \text{ GeV}/c^2$ , sinon, la procédure est réitérée et un amas supplémentaire est ajouté au jet. Le jet formé a alors les propriétés recherchées : faible masse et faible multiplicité. La somme vectorielle des quadri-vecteurs du jet ainsi formé et de celui du photon donne le quadri-vecteur du méson B d'origine. On en déduit donc sa direction de vol ainsi que son énergie.

### Deuxième méthode

Cette seconde méthode a été développée par le groupe d'analyse de Rome [4]. Elle est également basée sur l'information calorimétrique. L'algorithme classique de reconstruction de jet, JADE [6], est utilisé avec un  $y_{cut} = 0.02$ . On rappelle que le  $y_{cut}$  représente

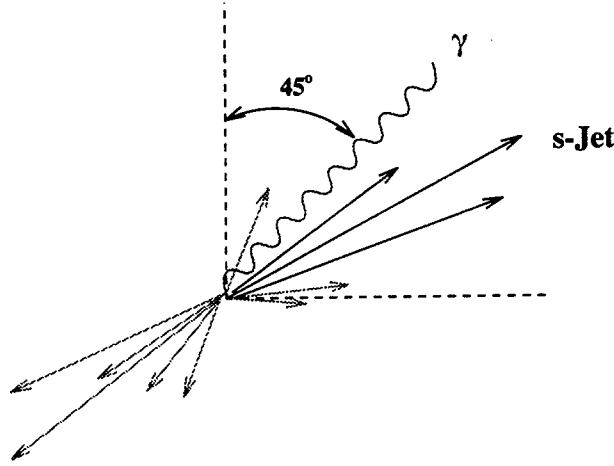


Figure 5.12: Reconstruction cinématique du jet du système étrange

une coupure supérieure sur le carré de la masse invariante de deux particules  $i$  et  $j$ ,  $M_{ij}$ , ramenée au carré de l'énergie dans le centre de masse:  $\min(M_{ij}^2/E_{cm}^2) \leq y_{cut}$ , qui doit être satisfaite pour que les particules  $i$  et  $j$  composent un jet.

La direction du jet le plus proche du candidat "photon" est choisie comme première approximation de la direction  $\vec{n}_B$  du méson B. Le jet du système étrange,  $J_s$ , est reconstruit de la manière suivante :

$$\vec{p}_{J_s} = (m_B \sqrt{\gamma_B^2 - 1}) \vec{n}_B - \vec{p}_\gamma \quad (5.3)$$

où  $\vec{p}_\gamma$  est l'impulsion du photon et où on prend la masse du méson B,  $m_B = 5.2 \text{ GeV}/c^2$  et la poussée de Lorentz,  $\gamma_B = \frac{E_B}{M_B} = 6.6$ . Un cône autour de la direction du jet étrange est défini, dont l'ouverture angulaire, fonction de l'impulsion du jet, est optimisée sur des événements Monte Carlo. Tous les amas calorimétriques supplémentaires situés dans ce cône sont ajoutés pour reconstruire le nouveau jet  $\vec{P}_{J_s}$ , qui est alors utilisé pour calculer la nouvelle direction du méson B,

$$\vec{n}_B = (\vec{p}_{J_s} + \vec{p}_\gamma) / |\vec{p}_{J_s} + \vec{p}_\gamma| \quad (5.4)$$

La procédure décrite est itérée jusqu'à ce que tous les amas calorimétriques situés à l'intérieur du cône aient été pris en compte dans la formation du jet étrange.

### 5.6.3 Résolutions obtenues sur l'énergie et la direction de vol du méson B

Soit l'énergie du méson B reconstruit,  $E_B^{REC}$ , et celle du méson B généré,  $E_B^{MC}$ , au niveau du détecteur. On calcule la variable  $Resol_E$  (résolution en énergie) comme étant :

$$Resol_E = \frac{E_B^{REC} - E_B^{MC}}{E_B^{MC}}$$

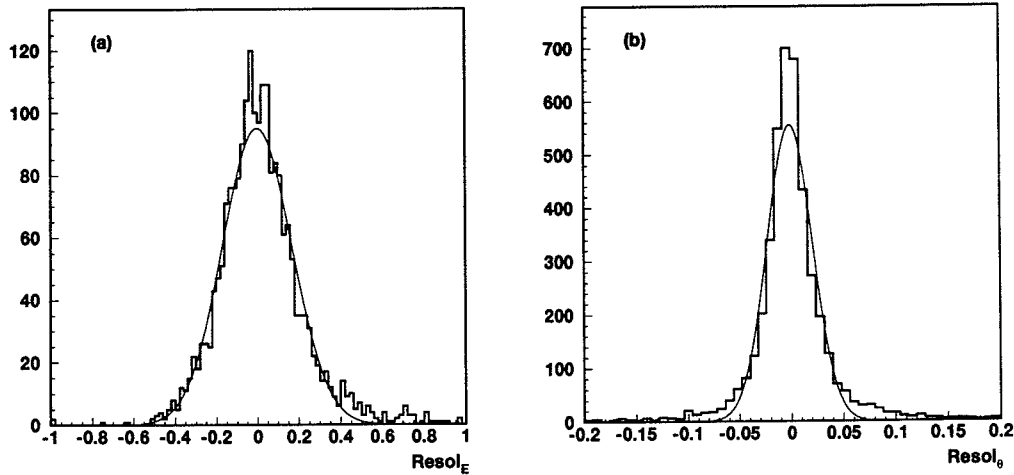


Figure 5.13: Résolutions sur la détermination de l'énergie (a) ainsi que sur la direction de vol (b) du méson  $B$  reconstruit, obtenues avec la méthode que nous avons développée.

Ainsi que la variable  $Resol_\theta$  :

$$Resol_\theta = \frac{\theta_B^{REC} - \theta_B^{MC}}{\theta_B^{MC}}$$

qui représente la résolution sur l'angle  $\theta$  de la direction du vol du B.

On ajuste les distributions de ces deux résolutions obtenues avec les deux méthodes par des gaussiennes. La figure 5.13 montre les résolutions obtenues sur l'énergie (a) et la direction de vol du méson B reconstruit (b), à l'aide de la méthode que nous avons développée (Méthode 1). Les résultats comparés des deux méthodes sont les suivants :

Résolutions obtenues avec les deux méthodes de reconstruction cinématiques					
Energie du B		Direction du B		$E_\gamma^*$	
Méthode 1	Méthode 2	Méthode 1	Méthode 2	Méthode 1	Méthode 2
15%	18%	26 mrad	24 mrad	14 %	16 %

### Conclusion

Deux méthodes ont été développées en parallèle et de manière indépendante dans le cadre de la recherche de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  avec le détecteur L3. Nous avons vérifié que de bonnes résolutions sont obtenues avec l'une ou l'autre ce qui valide notre résultat. Dans la suite de ce travail, c'est la méthode que nous avons développée (Méthode 1) qui est utilisée, l'utilisation de la deuxième méthode permettant en fin d'analyse d'estimer l'erreur systématique due à la méthode de reconstruction.

### 5.6.4 Coupures sur les variables cinématiques

Grâce à la direction de vol du méson B reconstruit, on peut calculer une première variable qui est l'énergie transversale  $E_T$  du photon par rapport à cette direction. De plus, à partir de l'énergie du méson B reconstruit,  $E_B$ , on calcule la poussée de Lorentz correspondante :  $\gamma_B = E_B/M_B$ , pour laquelle la masse du méson B,  $M_B$ , est prise égale à  $5.2 \text{ GeV}/c^2$ . Cette variable nous permet de calculer deux variables cinématiques dans le référentiel du méson B au repos, qui sont l'angle d'émission du photon par rapport à la direction de vol du méson B,  $\cos(\theta_\gamma^*)$  et l'énergie du photon  $E_\gamma^*$  :

$E_{T\gamma/B}$

On calcule l'énergie transversale du photon par rapport à la direction de vol du méson B reconstruit. Celle-ci est toujours inférieure à  $M_B/2$  pour des événements *signal*. La formule est la suivante :

$$E_{T\gamma/B} = E_\gamma \cos(\theta_{\gamma/B}) \quad (5.5)$$

La figure 5.14 (gauche) montre les distributions de cette variable pour les données, la simulation Monte Carlo du bruit de fond ainsi que la simulation Monte Carlo du signal. L'accord est bon entre les données et le Monte Carlo bruit de fond, dont la valeur moyenne est légèrement inférieure par rapport celle du signal. Le spectre en énergie du photon dans le référentiel du laboratoire étant très étalé, nous obtenons les distributions de la figure 5.14 (gauche) ; nous choisissons d'appliquer la coupure :

- $\boxed{1.5 \leq E_{T\gamma/B} \leq 3.5 \text{ GeV}}$

$\text{Cos}(\theta_{\gamma/B}^*)$

Le méson B ayant un spin nul, le photon est émis de manière isotrope dans le référentiel du B au repos. Les photons représentant le bruit de fond, originaires de la fragmentation, seront plutôt émis à l'avant par rapport à la direction de vol du B. On calcule donc, pour chaque candidat "photon", l'angle d'émission du photon par rapport à la direction de vol du méson B reconstruit, dans le référentiel du B au repos, en utilisant  $\beta_B = 1/\gamma_B$  et l'angle d'émission du photon par rapport à la direction de vol du méson B dans le référentiel du laboratoire  $\cos(\theta_{\gamma/B})$  :

$$\cos(\theta_\gamma^*) = \frac{\cos(\theta_{\gamma/B}) - \beta_B}{1 - \beta_B \cos(\theta_{\gamma/B})} \quad (5.6)$$

La figure 5.14 (droite) montre les différentes distributions obtenues pour cette variable pour les données, et les simulations Monte Carlo du bruit de fond et du signal. Le signal a bien une distribution plate par rapport aux événements bruit de fond. On applique la coupure suivante :

- $\boxed{\cos(\theta_\gamma^*) \leq 0.7}$

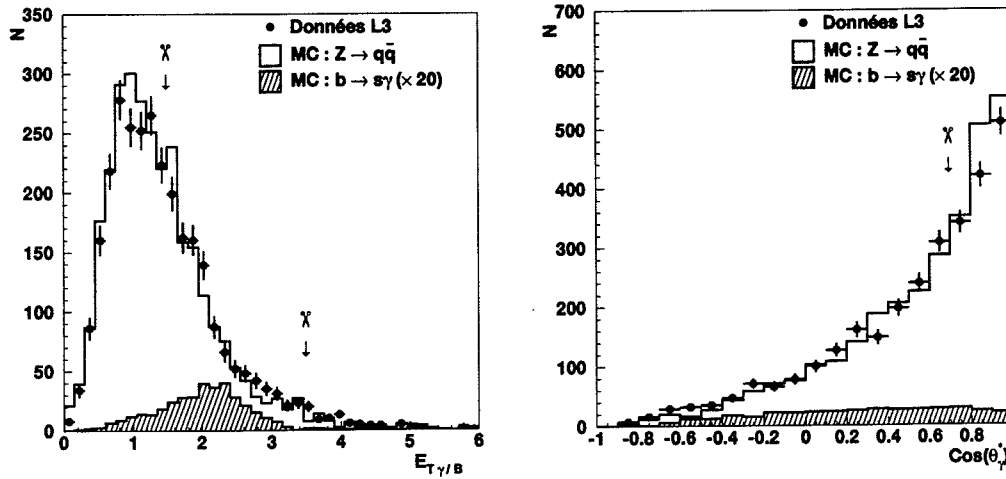


Figure 5.14: Comparaison données-Monte Carlo de la distribution des variables cinématiques  $E_{T\gamma/B}$ , et  $\text{Cos}(\theta^*)$ .

### $E_B$

On applique également une coupure sur l'énergie reconstruite du méson B. En effet, un méson B emporte une importante fraction de l'énergie du faisceau (environ 70%); on peut donc estimer que son énergie doit être supérieure à une trentaine de  $\text{GeV}/c^2$ . La figure 5.15 (gauche) confirme que la distribution de  $E_B$  pour le bruit de fond est décalée vers les faibles énergies par rapport à celle du signal. Compte tenu de la distribution en énergie du méson B obtenue pour les événements *signal*, la coupure appliquée est la suivante :

- $E_B \geq 20 \text{ GeV}$

### $E_\gamma^*$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le spectre en énergie du photon dans le référentiel du B au repos doit être piqué autour de la valeur :

$$E_\gamma^* = (m_b^2 - m_s^2)/(2m_b) \simeq 2.5 \text{ GeV}.$$

On la calcule à partir de l'énergie du photon,  $E_\gamma$ , et de  $\theta_{\gamma/B}$ , tous deux calculés dans le référentiel du laboratoire.

$$E_\gamma^* = \gamma_B E_\gamma (1 - \beta_B \cos(\theta_{\gamma/B})) \quad (5.7)$$

La figure 5.15 (droite) montre les spectres obtenus pour la variable  $E_\gamma^*$ . Nous choisissons d'appliquer la coupure :

- $E_\gamma^* \leq 4.1 \text{ GeV}$

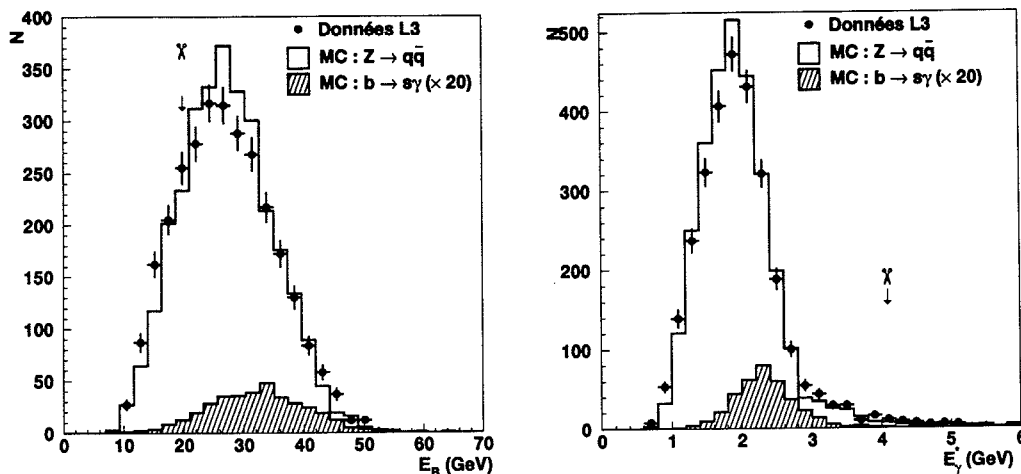


Figure 5.15: Comparaison données-Monte Carlo de la distribution des variables cinématiques  $E_B$ , et  $E_\gamma^*$

## Conclusion

Un très bon accord entre données et Monte Carlo apparaît sur les figures 5.14 et 5.15. Les événements correspondant à ces figures sont ceux qui ont passé les coupures de sélection d'événements hadroniques  $Z \rightarrow b\bar{b}$  dont un amas calorimétrique a passé la sélection du photon.

## 5.7 Efficacités des coupures cinématiques

Après avoir appliqué toutes les coupures de sélection précitées, les nombres d'événements observés dans les données et prédits par JETSET, ainsi que l'efficacité de sélection du signal ( $\epsilon_{signal}$ ) et la pureté en événements *signal* ( $\pi_{signal}$ ), sont les suivants :

données	853 événements
MC $Z \rightarrow q\bar{q}$	$876 \pm 20$ événements
$\epsilon_{signal}$	$(9.3 \pm 0.3)\%$
$\pi_{signal}$	$(96.7 \pm 0.6)\%$

La figure 5.16 montre les distributions de la variable  $E_\gamma^*$  obtenues pour les données ainsi que les Monte Carlo du bruit de fond et du signal, après avoir appliqué toutes les coupures de sélection citées dans ce chapitre. Aucun signal n'est apparent, et les données et le Monte Carlo sont en accord. On observe que la distribution du bruit de fond résiduel est



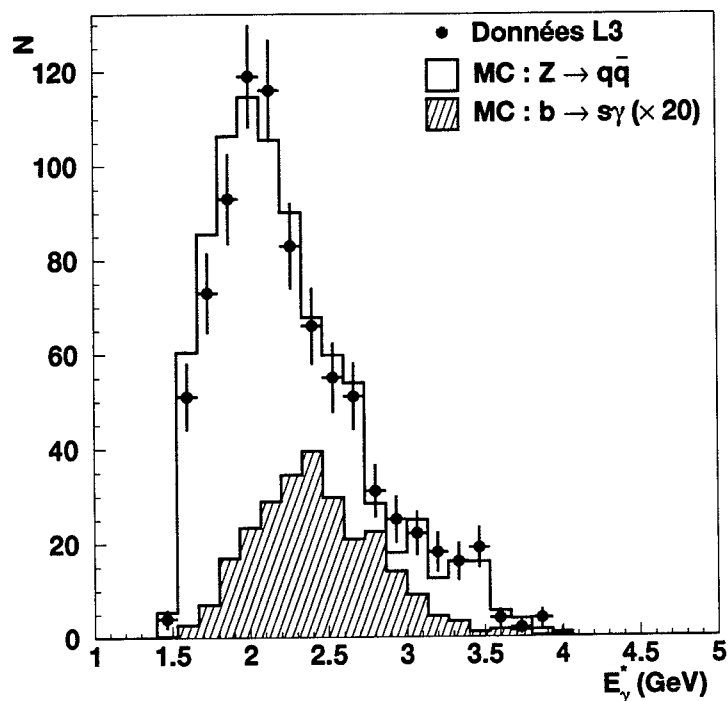


Figure 5.16: Comparaison données-Monte Carlo de la distribution de l'énergie du photon dans le référentiel du méson B au repos,  $E_\gamma^*$ . L'histogramme hachuré représente la distribution de la variable  $E_\gamma^*$  pour les photons provenant de la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  simulés par Monte Carlo.

légèrement décalée vers les petites valeurs de  $E_\gamma^*$  par rapport au Monte Carlo du signal, mais qu'il faut une meilleure soustraction du bruit de fond pour observer un éventuel signal.

### 5.7.1 Composition du bruit de fond

A ce niveau de l'analyse, les événements sélectionnés sont à 92 % des photons. La majorité provient de  $\pi^0$ , de  $\eta$ . Les photons émis directement par les quarks, appelés photons directs, correspondent à une fraction non négligeable. Les pourcentages de ces contributions, telles qu'elles sont prédites par la simulation Monte Carlo sont détaillés dans le tableau suivant :

$\pi^0$	79%
$\eta$	9%
Photons directs	11%
$\omega, \eta'$	1%

### 5.7.2 Extraction d'une limite

Une première limite peut être calculée en utilisant une statistique gaussienne.

On cherche à connaître quelle est la limite supérieure sur le nombre d'événements *signal*,  $N_{signal}^{LS}$ , potentiellement existants dans les données, connaissant le nombre d'événements observés dans les données,  $n_0$ , le nombre d'événements attendus, prédit par la simulation Monte Carlo,  $\mu_B$ . Pour cela il faut se fixer un certain degré de confiance,  $1 - \alpha$ . On choisit un niveau de confiance à 90 %, soit  $1 - \alpha = 0.1$ .

Utiliser une statistique gaussienne veut dire que l'on considère l'erreur sur les nombres d'événements observés et attendus comme étant représentée par une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est donnée par la racine carré du nombre d'événements considérés. On fait alors le rapport entre les intégrales de deux gaussiennes. L'une ayant pour largeur  $\sqrt{\mu_b}$ , l'autre ayant la largeur  $\sqrt{(n_0 + N_{signal}^{LS})}$ . On itère alors la valeur de  $N_{signal}^{LS}$ , jusqu'à ce que la valeur du rapport des deux gaussiennes soit égale à  $1 - \alpha$ .

Dans notre cas, où en fin d'analyse, la comparaison données/Monte Carlo donne un excès d'événements simulés, la méthode la plus conservatrice consiste à considérer que l'on observe dans les données autant d'événements que ce que prédit le Monte Carlo.

La limite supérieure sur le nombre d'événements *signal* potentiellement présents dans les données, est, en prenant  $\mu_B = n_0 = 876$  événements :

$$N_{signal}^{LS} = 81 \quad \text{à } 90 \% \text{ CL}$$

A partir de ce nombre, et de l'efficacité de sélection du signal, nous déduisons la limite sur le rapport de branchement recherché en utilisant la formule :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) = \frac{N_{signal}^{LS}}{\epsilon_{signal} \times N_b} \quad (5.8)$$

Le nombre de hadrons beaux,  $N_b$ , est calculé à partir du nombre de hadrons total, et du rapport  $R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})}$ , pour lequel on choisit d'utiliser la valeur donnée dans la référence [7], soit :

- $R_b = 0.2205 \pm 0.0016$
- $N_{hadrons} = 1\,500\,395$ . Pour obtenir ce nombre nous avons éliminé les contributions des mauvais runs dans le calcul des luminosités intégrées pour chacune des énergies de collisions et nous les avons multiplié par la section efficace de production de paires  $q\bar{q}$ .

Cela nous donne, comme première approximation, la valeur de la limite suivante :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 13.2 \times 10^{-4} \quad \text{à } 90 \% \text{ CL}$$

Cette limite ne tient pas compte des erreurs systématiques.

Bien entendu, nous pouvons améliorer ce résultat en rejetant de manière plus performante, les  $\pi^0$  et les  $\eta$  qui constituent 75% du bruit de fond résiduel.

C'est ce que nous avons effectué en utilisant l'algorithme défini au chapitre 4, utilisant la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$ .

## 5.8 Application de l'algorithme de discrimination $\pi^0/\gamma$ : $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$

### 5.8.1 Paramètre d'analyse de la forme de la gerbe

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, section 4.5.2, les études en faisceaux tests ainsi que celles des lots différents de données L3 ont montré qu'une fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  doit être appliquée à la distribution de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour des particules simulées qui déposent une gerbe dans le calorimètre électromagnétique. Rappelons que la fonction s'écrit alors :

$$f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2) = 1.29 \times \chi_{\pi^0/\gamma}^2 - 0.3 \quad (5.9)$$

Cette correction a été montrée comme étant celle à appliquer pour que les distributions de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  données et Monte Carlo soient en accord sur des électrons et des photons.

La figure 5.17 montre la distribution de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour nos candidats "photon" (sélection dure citée au paragraphe 5.4), qui proviennent d'événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  (sélection à l'aide de  $F_C$  et  $P_E$ ). Rappelons que la correction de renormalisation du taux de  $\pi^0$  et de  $\eta$  mentionnée au paragraphe 5.4.1 a été appliquée mais que son effet lorsque l'on sélectionne des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  est négligeable.

Nous observons que la fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  a été appliquée mais que cela induit un net désaccord entre les formes des distributions des candidats "photon" observés dans les données et simulés par Monte Carlo.

La fonction de correction de cet algorithme a été déterminée sur des électrons et des photons, car l'algorithme de GEANT, qui simule le passage des particules à travers les matériaux du détecteur, ne reproduit pas correctement l'expansion transversale des gerbes électromagnétiques.

A la lumière de ces informations, nous avons tenu compte du fait que nos candidats "photon" ne sont ni des électrons, ni des photons uniques, mais finalement dans 75% des cas, des  $\pi^0$ . Même si ceux-ci se désintègrent dans 98% des cas en deux photons très proches, il n'en demeure pas moins que la gerbe électromagnétique qui en résulte peut être différente de celle d'un électron ou d'un photon unique. Dans ce cas, la fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  peut ne plus être adaptée.

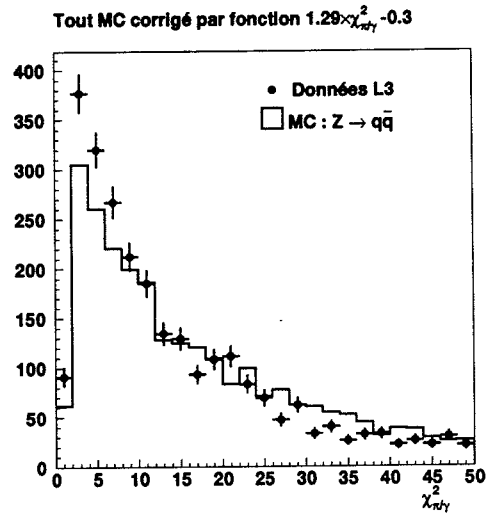


Figure 5.17: Distribution de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour des candidats "photon" obtenus dans les données et la simulation Monte Carlo après la sélection dure du photon, lorsque la fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  est appliquée pour tous les candidats "photon" simulés.

### Vérification du comportement de la variable $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$ sur des $\pi^0$

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons essayé d'obtenir des  $\pi^0$  énergétiques dans les données et dans des événements simulés afin de comparer les distributions de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  que l'on obtient sur de telles particules. C'est la raison pour laquelle nous avons sélectionné les événements  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ : nous savons en effet que dans 25.2 % des cas ([8]), le  $\tau$  se désintègre de la manière suivante :

$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \nu_\tau \quad (5.10)$$

Ce qui nous donne l'opportunité d'obtenir un lot de  $\pi^0$  relativement pur provenant des données. Les événements simulés  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  par Monte Carlo ont été générés par le générateur KORALZ.

L'algorithme de sélection de ces événements a été le suivant. Nous avons recherché parmi les événements de la présélection  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  de L3, ceux qui passent les critères suivants :

- $5 \leq S_9^c \leq 32 \text{ GeV}$
- $S_9^c/S_{25}^c \geq 0.90$
- $\chi_{BGO}^2 \leq 5$
- $100 \text{ mrad} \leq \Delta\Phi \leq 500 \text{ mrad}$

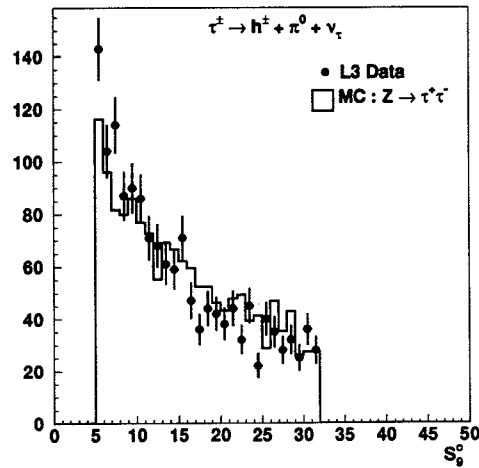


Figure 5.18: Spectre en énergie des  $\pi^0$  provenant des désintégrations des  $\tau$

- $3 \leq N_{amas} \leq 10$

Cette sélection est très proche de celle que nous avons utilisée pour la recherche du candidat "photon" de l'analyse  $b \rightarrow s\gamma$ . Deux conditions ont été ajoutées :

– La coupure en  $\Delta\Phi$  de 100 mrad est nécessaire pour isoler le  $\pi^0$  de la trace laissée par le  $\pi$  chargé qui l'accompagne.

– La coupure supérieure sur l'énergie ainsi que celle sur le nombre d'amas rejette les événements de type  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

D'après KORALZ, la pureté en  $\pi^0$  obtenue est de  $(98.2 \pm 0.2)\%$ .

La figure 5.18 montre le spectre en énergie des  $\pi^0$  ainsi sélectionnés. Précisons que la variable  $S_9^0$  est la même que celle utilisée pour déterminer l'énergie d'un amas calorimétrique laissé par un photon ou un électron et que celle-ci n'est peut être pas tout à fait adaptée à la gerbe laissée par un  $\pi^0$  énergétique. Ceci peut expliquer le léger désaccord que l'on observe entre la forme du spectre dans les données et les événements simulés par le Monte Carlo KORALZ.

Nous appliquons l'algorithme de discrimination  $\pi^0/\gamma$ , sur ces candidats  $\pi^0$ , afin de tester l'accord obtenu entre les données et le Monte Carlo. Nous observons alors la figure 5.19 sur laquelle sont dessinées, en blanc la courbe représentant la distribution du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  non corrigée pour les candidats  $\pi^0$  du Monte Carlo KORALZ, en gris, la même distribution mais corrigée par la fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$ , et en ronds noirs, la distribution du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour les candidats  $\pi^0$  des données. La normalisation est effectuée par rapport au nombre d'entrées dans les histogrammes.

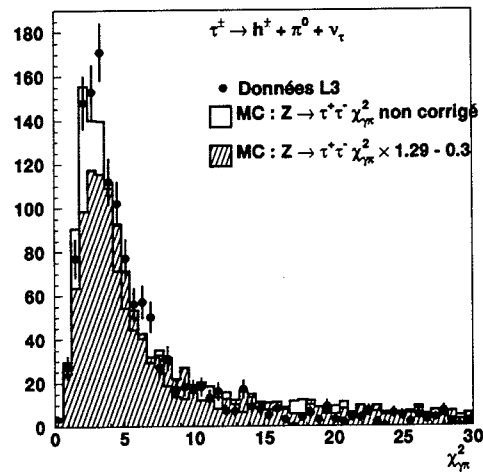


Figure 5.19: Variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  pour des candidats  $\pi^0$  provenant des désintégrations des  $\tau$ . La fonction de correction du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  déterminée sur des échantillons de photons et d'électrons ne semble pas devoir être appliquée dans le cas de  $\pi^0$  pour obtenir un bon accord données/Monte Carlo.

## 5.8.2 Conclusion

Nous pouvons observer que la fonction de correction appliquée à la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  dans le cas d'électrons ou de photons n'est pas appropriée à nos candidats  $\pi^0$  et qu'en première approximation, aucune correction n'est nécessaire pour que les distributions données et Monte Carlo soient en accord dans le cas de  $\pi^0$ .

L'explication de ce phénomène qui jusqu'à présent n'avait pas été observé est la suivante : Comme nous l'avons signalé précédemment, le programme GEANT, qui simule le passage des particules dans le détecteur, reproduit mal la périphérie des gerbes électromagnétiques produites dans les cristaux BGO. Des algorithmes comme celui que nous utilisons qui se basent sur les matrices de 25 cristaux autour du cristal le plus énergétique de l'amas considéré sont très sensibles à cette erreur lorsque la gerbe provient d'un photon unique. Par contre, lorsque la gerbe est constituée par les deux gerbes des deux photons très proches provenant de  $\pi^0$  ou de  $\eta$  énergétiques, l'erreur sur l'étalement transversal de la gerbe est, en première approximation, absorbée par cette somme.

La fonction de correction ne semble donc plus nécessaire dès lors que la particule étudiée est un  $\pi^0$  ou un  $\eta$ .

Dans ce cas, précisons que l'efficacité de réjection de cet algorithme cité au chapitre précédent est légèrement diminuée. En effet, la correction a pour effet secondaire de déplacer le spectre du  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  des  $\pi^0$  et des  $\eta$  vers les grandes valeurs de  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$ .

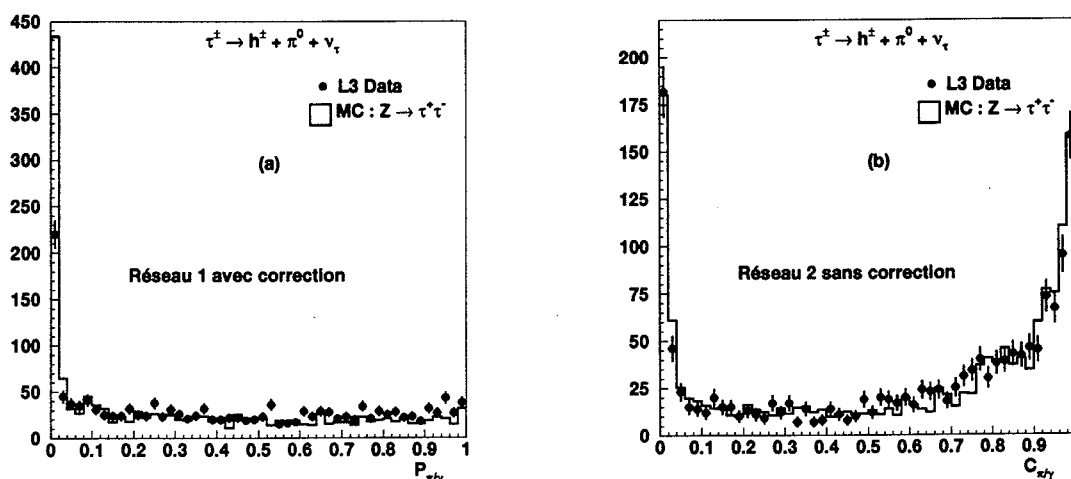


Figure 5.20: Application de deux réseaux de neurones sur le lots de  $\pi^0$  provenant des désintégrations des  $\tau$ . (a) une correction est apportée intrinsèquement pour corriger l'étalement transversal de la gerbe électromagnétique, le désaccord de forme données/Monte Carlo est apparent. (b), aucune correction n'est apportée, on peut voir un bon accord données/Monte Carlo.

### Comportement de deux autres algorithmes de réjection $\pi^0/\gamma$ sur des $\pi^0$

Deux autres algorithmes de discrimination  $\pi^0/\gamma$  ont été cités dans le chapitre précédent ; tous les deux basés sur une analyse multidimensionnelle. Ils diffèrent entre autre par le fait que le premier (variable  $P_{\pi^0/\gamma}$ ) applique de manière interne une correction équivalente à la fonction de correction du  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  qui tient compte du problème de développement transversal de la gerbe, mal reproduit par GEANT, alors que le deuxième (variable  $C_{\pi^0/\gamma}$ ) n'applique aucune correction.

Nous les avons utilisés sur nos lots de  $\pi^0$  réels et simulés. La figure 5.20 (a) montre le spectre de  $P_{\pi^0/\gamma}$ , où un désaccord est visible entre données et Monte Carlo. Par contre la figure 5.20 (b) montre un accord convenable, alors qu'aucune correction n'est appliquée. Ceci justifie notre précédente conclusion.

## 5.9 Résultat final

### 5.9.1 Efficacité de sélection du signal et réjection du bruit de fond

Nous décidons donc d'utiliser l'algorithme  $\chi^2_{\pi^0/\gamma}$  afin de réduire le bruit de fond dû aux  $\pi^0$ . Après avoir sélectionné le lot de candidats "photon" provenant d'événements  $b\bar{b}$  nous

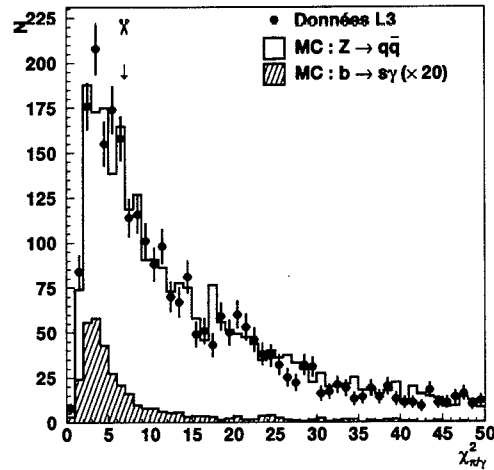


Figure 5.21: Distribution de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  sur des candidats "photon" ayant subi les coupures de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ . Les coupures cinématiques n'ont pas encore été appliquées. La fonction de correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  n'est pas appliquée pour les candidats "photon" simulés qui proviennent des désintégrations des  $\pi^0$  et des  $\eta$ .

obtenons le spectre de la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  de la figure 5.21 lorsque la correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  n'est pas appliquée pour les candidats "photon" des événements simulés par Monte Carlo qui proviennent d'un  $\pi^0$  ou d'un  $\eta$ . L'accord entre les données et le Monte Carlo est très satisfaisant. Cette figure est à comparer directement avec la figure 5.17, où la correction  $f(\chi_{\pi^0/\gamma}^2)$  était appliquée à tous les candidats "photon" des événements simulés par Monte Carlo.

La coupure  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2 \leq 7$  est alors appliquée par la suite.

Après application des coupures cinématiques, la figure 5.22 montre la distribution finale que l'on obtient pour la variable  $E_\gamma^*$ . L'accord données/Monte Carlo est toujours très bon, et aucun signal n'est apparent.

Les nombres d'événements observés dans les données et prédits par JETSET, ainsi que l'efficacité de sélection du signal ( $\epsilon_{signal}$ ) et la pureté en événements *signal* ( $\pi_{signal}$ ), apparaissent dans le tableau ci-dessous.

données	309
MC $Z \rightarrow q\bar{q}$	$316 \pm 12$
$\epsilon_{signal}$	$(6.03 \pm 0.24)\%$
$\pi_{signal}$	$(98.5 \pm 0.5)\%$

Dans le lot d'événements ainsi sélectionnés, la pureté en photon est de 90 %, parmi lesquels, les contaminations en  $\pi^0$ ,  $\eta$ , photons directs, sont indiquées ci dessous :



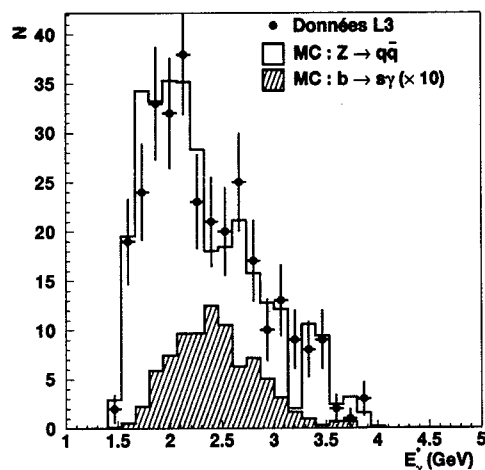


Figure 5.22: Spectre de l'énergie du candidat "photon" dans le référentiel du méson B au repos après que toutes les coupures aient été appliquées.

$\pi^0$	59 %
$\eta$	14 %
photons directs	26 %
Autres	1 %

Bien que très diminuée, la contamination en  $\pi^0$  est encore très importante et reste indiscernable.

### 5.9.2 Nouvelle extraction de la limite

Afin d'extraire notre limite, nous calculons tout d'abord la limite supérieure sur le nombre d'événements *signal* attendus,  $N_{signal}^{LS}$ , au vue du nombre d'événements qui ont passé les coupures.

On utilise pour cela la formule de Poisson suivante :

$$1 - \alpha = 1 - \frac{e^{-(\mu_B + N_{signal}^{LS})} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B + N_{signal}^{LS})^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B)^n}{n!}} \quad (5.11)$$

où :

- $n_0$  est le nombre d'événements observés ;
- $\mu_B$  est le nombre d'événements bruit de fond attendus ;

- $\alpha$  représente le degré de confiance recherché. Pour un choix de limite à 90 % de niveau de confiance (CL),  $\alpha = 0.1$ .

Afin de rester conservatif, puisque JETSET prédit légèrement plus d'événements que ce que nous observons, nous utilisons pour  $\mu_b$  et  $n_0$  la valeur prédite par JETSET qui est de 316 événements.

La valeur de la limite supérieure sur le nombre d'événements *signal* attendus est donnée par la statistique de Poisson comme étant la solution de l'équation 5.11 :

$$N_{signal}^{LS} = 31 \quad \text{à 90\% CL}$$

Grâce à ce nombre maximum d'événements *signal* observés, nous obtenons une limite sur le rapport de branchement recherché qui est (sans tenir compte des erreurs systématiques) :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 7.7 \times 10^{-4} \quad \text{à 90 \% CL} \quad (5.12)$$

### 5.9.3 Etude des erreurs systématiques

Dans le cadre de l'étude des erreurs systématiques, nous avons évalué la variation  $\Delta Br$  sur la limite du rapport de branchement lorsque les valeurs des coupures sont décalées par rapport à celles utilisées dans l'analyse. Les variables sont prises comme étant indépendantes entre elles et aucune corrélation n'est tenue en compte.

Différentes classes de variables ont été définies et les erreurs systématiques qui leur correspondent sont détaillées maintenant.

#### Sélection du photon

Le tableau 5.6, regroupe les résultats obtenus lorsque les coupures sur l'énergie,  $S_9^c$ , et les critères d'électromagnéticité,  $S_9^c/S_{25}^c$ ,  $\chi_{BGO}^2$   $\Delta\Phi$  et  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  sont appliquées. On remarque que la valeur de la limite n'est pas du tout sensible aux variations sur les coupures  $S_9^c/S_{25}^c$  et  $\chi_{BGO}^2$ , tout simplement parce qu'en fin d'analyse ces coupures sont obsolètes. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la coupure sur la variable  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$ , est plus efficace que les deux autres coupures "plus grossières" qui ne sont utilisées que dans le cadre de la présélection.

Les résultats obtenus sur  $\Delta Br$  pour les coupures  $S_9^c$  et  $\chi_{\pi^0/\gamma}^2$  montrent que si l'on s'éloigne de la valeur des coupures choisies, la variation sur le rapport de branchement n'est pas importante.

L'erreur systématique associée à l'isolation du dépôt électromagnétique par rapport à la trace la plus proche dans le plan  $R - \Phi$  est liée d'une part à la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique soit environ 2mrad pour des électrons et des photons de

Sélection du photon					
Coupure Analyse	Nouvelle Valeur	$n_0$	$\mu_B$	$\epsilon_{signal}$	$\Delta Br (\times 10^{-4})$
$S_9^c \geq 7.5 GeV$	7 GeV	325	329	6.21%	- 0.08
$S_9^c \geq 7.5 GeV$	8 GeV	295	304	5.86%	+ 0.08
$S_9^c/S_{25}^c \geq 0.95$	0.9	309	314	6.04%	+ 0.04
$S_9^c/S_{25}^c \geq 0.95$	0.98	305	312	6.02%	+ 0.05
$\Delta\Phi \leq 10$ mrad	8 mrad	327	333	6.15%	+ 0.04
$\Delta\Phi \leq 10$ mrad	12 mrad	294	302	5.83%	+ 0.09
$\chi_{BGO}^2 \leq 1.5$	5	322	330	6.16%	+ 0.00
$\chi_{\pi^0/\gamma}^2 \leq 7$	6	267	269	5.56%	+ 0.03
$\chi_{\pi^0/\gamma}^2 \leq 7$	8	361	369	6.53%	- 0.04

Tableau 5.6: Etude des erreurs systématiques due à la méthode de sélection du photon.

plus de 10 GeV, et d'autre par à la résolution angulaire de la TEC, qui est de 1.5 mrad pour ce même type de particules. Nous appliquons donc des variations de  $\pm 2$  mrad autour de la valeur de la coupure  $\Delta\Phi$  qui est de 10 mrad dans l'analyse. Finalement nous pouvons calculer l'erreur systématique totale sur la sélection du photon en sommant quadratiquement les différentes erreurs calculées, et on obtient :

$$\Delta Br_{sys}^{photon} = 0.17 \times 10^{-4}$$

### Sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$

Comme on le voit sur la figure 5.11, le spectre de la variable  $P_E$  montre un excès important d'événements dans les données par rapport à la simulation Monte Carlo, dans la région que nous sélectionnons ( $P_E \leq 0.2$ ).

Faire varier les coupures autour de celles que nous avons choisies fait apparaître plus nettement l'excès d'événements dans les données, ce qui a pour effet direct d'augmenter considérablement la valeur de la limite, comme nous le voyons dans le tableau 5.7.

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 4, les deux algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  sont utilisés dans le cadre de cette analyse afin d'obtenir une bonne pureté pour une efficacité correcte. Malgré cela, nous avons, à titre indicatif, effectué l'exercice qui consiste à observer le  $\Delta Br$  obtenu avec l'un ou l'autre des algorithmes seul. Celui-ci ne sera pas utilisé dans le calcul de l'erreur systématique globale.

Comme on le voit dans le tableau 5.5, la pureté obtenue à l'aide des deux algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  est  $\pi_b \simeq 77\%$ , pour une efficacité  $\epsilon_b \simeq 52\%$ .

D'après les figures 5.6, et 5.8, de telles puretés et efficacités nécessitent les coupures sur

Sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$					
Coupure Analyse	Nouvelle Valeur	$n_0$	$\mu_B$	$\epsilon_{signal}$	$\Delta Br (\times 10^{-4})$
Pas de $P_E, F_C \geq 0.45$	0.65	437	432	6.67%	+ 1.16
Pas de $P_E, F_C \geq 0.45$	0.72	236	248	4.50%	+ 1.48
Pas de $F_C, P_E \leq 0.2$	0.12	321	298	5.84%	+ 5.84
$F_C \geq 0.45$	0.5	270	280	5.66%	+ 0.04
$F_C \geq 0.45$	0.4	337	339	6.33%	- 0.11
$P_E \leq 0.2$	0.18	288	287	5.72%	+ 0.28
$P_E \leq 0.2$	0.22	346	337	6.34%	+ 1.43

Tableau 5.7: Etude des erreurs systématiques dues à la méthode de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ .

$F_C$  ou  $P_E$  suivantes lorsque les algorithmes sont utilisés séparément :

$$\begin{aligned}
 \epsilon_b \simeq 52\% \rightarrow \pi_b \simeq 68\% \rightarrow F_C \geq 0.65 & \quad (5.13) \\
 \pi_b \simeq 77\% \rightarrow \epsilon_b \simeq 34\% \rightarrow F_C \geq 0.72 & \\
 \epsilon_b \simeq 52\% \rightarrow \pi_b \simeq 62\% \rightarrow P_E \leq 0.12 & \\
 \pi_b \simeq 77\% \rightarrow \epsilon_b \simeq 20\% \rightarrow P_E \leq 0.05 &
 \end{aligned}$$

Une pureté de 77% n'est obtenue qu'avec une efficacité de 20 % sur les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  lorsque seule une coupure en  $P_E$  est appliquée ce qui est nettement insuffisant. Pour cette raison les coupures ainsi déterminées, sauf la dernière, sont appliquées successivement, et nous observons le  $\Delta Br$  qui est indiqué dans les trois premières lignes du tableau 5.7.

**Lorsque les deux algorithmes sont utilisés**, on observe à nouveau qu'à  $F_C$  fixée, de faibles variations des valeurs de la coupure  $P_E$  ont pour résultat d'augmenter le nombre d'événements dans les données. La valeur de la limite sur le rapport de branchement subit alors une variation importante. Au contraire, de petites variations autour de la variable  $F_C$  lorsque  $P_E$  est fixée n'induit pas de différence trop notable sur la valeur de  $Br$ .

Les valeurs des paramètres de fragmentation des quarks lourds  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_c$  qui représentent la dureté de fragmentation des quarks  $b$  et  $c$  (voir au chapitre 1 paragraphe 1.5.2) ont été modifiées dans la dernière version de JETSET utilisée par L3 pour simuler les événements correspondant à la statistique collectée en 1994 et 1995. La fragmentation du quark  $b$  a été rendue plus dure:  $\epsilon_b = 0.0035$  au lieu de  $\epsilon_b = 0.008$ . Afin d'estimer l'erreur systématique associée à l'efficacité de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  à l'aide de notre réseau de neurones, nous effectuons un test sur un lot de 100 000 événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$  simulés par Monte Carlo avec les nouveaux paramètres  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_c$ .

Ce changement devrait rendre les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  plus facilement identifiables par le réseau de neurones, puisque les produits de fragmentation seront plus énergétiques. Néanmoins, notre réseau a été entraîné pour l'ancienne valeur de  $\epsilon_b$  ( $\epsilon_b = 0.008$ ), et pour cette raison, il montre une efficacité de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  diminuée de 5% par rapport à celle que l'on obtient sur les événements simulés par Monte Carlo utilisés

dans cette analyse, indiquée au paragraphe 5.5.2. L'erreur systématique sur l'efficacité de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  est donc estimée de manière tout à fait conservatrice comme étant de 5%.

L'erreur systématique associée à l'efficacité de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  par la méthode du paramètre d'impact est estimée égale à 2% par les auteurs de l'algorithme [9].

Les variations des valeurs des coupures sur  $F_C$  et  $P_E$  visibles dans les quatre dernières lignes du tableau 5.7 sont choisies en fonction des courbes de la figure 5.9, de manière à ce que l'efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$  ainsi que la pureté en événements  $b\bar{b}$  varient de  $\pm 5\%$ , ou  $\pm 2\%$  dans chacun des deux cas respectivement.

L'erreur systématique totale due à la sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  est calculée en sommant quadratiquement les valeurs de  $\Delta Br$  obtenues en faisant varier l'une des coupures ( $F_C$  ou  $P_E$ ) et en gardant l'autre fixe. Cela correspond aux quatre dernières lignes du tableau 5.7. On obtient :

$$\Delta Br_{sys}^{Z \rightarrow b\bar{b}} = 1.46 \times 10^{-4}$$

### Utilisation des coupures cinématiques

Le tableau 5.8 donne les variations sur le rapport de branchement obtenues lorsque l'on fait varier les coupures sur les variables cinématiques.

Compte tenu de la résolution en énergie et en angle que nous procure notre méthode de reconstruction cinématique, (indiquée dans le paragraphe 5.6.3), une variation de 3 GeV est appliquée sur l'énergie du méson B,  $E_B$ , et de 0.2 GeV sur la valeur de l'énergie transversale du photon par rapport à la direction de vol du méson B,  $E_{T\gamma/B}$ .

La coupure sur  $\cos\theta^*$  a pour effet de rejeter systématiquement un quart des événements *signal* puisque ceux-ci sont également distribués autour du méson B, et que l'on rejette les candidats situés dans un cône de  $45^\circ$  en  $\theta$ , dans la direction du B.

Pour étudier l'erreur systématique associée à cette coupure, on fait varier l'ouverture du cône d'environ  $\pm 6$  degrés qui correspondent à peu près à la couverture angulaire de 3 cristaux contigus dans le calorimètre électromagnétique (soit à la matrice de  $3 \times 3$  cristaux définissant sur laquelle on se base pour déterminer l'énergie d'une particule électromagnétique,  $S_9^c$ ). La variation sur  $\cos\theta^*$  est de  $\pm 0.07$ .

Finalement l'erreur systématique totale associée à la sélection d'une topologie particulière reste très faible :

$$\Delta Br_{sys}^{topologie} = 0.44 \times 10^{-4}$$

### Correction apportée au taux de production de hadrons neutres de JETSET

Comme nous l'avons vu également sur la figure 5.11, le fait de sélectionner les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , nous place dans une région où nous sommes relativement peu affectés par la variation du taux de production des  $\pi^0$  et des  $\eta$  de plus de 25 GeV. Nous faisons varier ces

Variables cinématiques					
Coupure Analyse	Nouvelle Valeur	$n_0$	$\mu_B$	$\epsilon_{signal}$	$\Delta Br (\times 10^{-4})$
$\cos\theta^* \leq 0.7$	0.63	290	305	5.77%	+ 0.21
$\cos\theta^* \leq 0.7$	0.77	320	333	6.25%	- 0.09
$E_{T_{\gamma/B}} \geq 1.5$ GeV	1.3 GeV	361	365	6.23%	+ 0.3
$E_{T_{\gamma/B}} \geq 1.5$ GeV	1.7 GeV	253	252	5.56%	- 0.02
$E_{T_{\gamma/B}} \leq 3.5$ GeV	3.3 GeV	300	303	6.02%	- 0.14
$E_{T_{\gamma/B}} \leq 3.5$ GeV	3.7 GeV	313	321	6.08%	+ 0.01
$E_B \geq 20$ GeV	17 GeV	347	353	6.22%	+ 0.17
$E_B \geq 20$ GeV	23 GeV	268	275	5.68%	- 0.05

Tableau 5.8: Etude des erreurs systématiques dues à la méthode de reconstruction cinématique.

Correction des taux de production de hadrons neutres de JETSET					
Corr. Analyse	Nouvelle Corr.	$n_0$	$\mu_B$	$\epsilon_{signal}$	$\Delta Br (\times 10^{-4})$
Corr. $\pi^0$ et des $\eta \geq 25$ GeV: 27 %	44 %	309	319	6.03%	+ 0.03
Corr. $\pi^0$ et des $\eta \geq 25$ GeV: 27 %	10 %	309	314	6.03%	- 0.02
Corr. $\pi^0$ et des $\eta$ entre 12 et 25 GeV: 4 %	14 %	309	326	6.03%	+ 0.10
Corr. $\pi^0$ et des $\eta$ entre 12 et 25 GeV: 4 %	0 %	309	318	6.03%	+ 0.02
Corr. $\gamma$ directs: 20 %	25 %	309	320	6.03%	+ 0.05
Corr. $\gamma$ directs: 20 %	15 %	309	313	6.03%	- 0.03

Tableau 5.9: Etude des erreurs systématiques dues à la correction du taux de production des  $\pi^0$  des  $\eta$  et des photons directs.

taux en tenant compte de l'erreur sur les facteurs de correction qui apparaissent dans les équations 5.1 et 5.2. Pour cela le taux de production des  $\pi^0$  et des  $\eta$  de plus de 25 GeV est pris égal à 1.1 où 1.34, et nous faisons varier celui des  $\pi^0$  et des  $\eta$  dont l'énergie est située dans la région 12-25 GeV de 1.0 à 1.14 au lieu de 1.04

Le facteur de correction du taux de production de photons directs est déterminé à  $\pm 5$  % près [2], nous calculons donc  $\Delta Br$  obtenu avec les valeurs de 15% ou 25% au lieu des 20% utilisés dans l'analyse.

Le tableau 5.9 confirme le faible impact de ces variations sur notre résultat, et l'erreur systématique totale liée à ces corrections est la suivante :

$$\Delta Br_{sys}^{JETSET} = 0.12 \times 10^{-4}$$

### Constantes utilisées dans le calcul du rapport de branchement

Nous nous plaçons dans le cas le plus défavorable afin d'évaluer l'erreur systématique due à l'utilisation de la constante  $R_b$  et au calcul du nombre de hadrons. Compte tenu

Constantes					
Const. Analyse	Nouvelle Const.	$n_0$	$\mu_B$	$\epsilon_{signal}$	$\Delta Br (\times 10^{-4})$
Rb = $0.2205 \pm 0.0016$	0.2189	309	316	6.03%	+ 0.07
N hadrons = $1\ 500\ 395 \pm 3311$	1 503 706	309	316	6.03%	+ 0.02

Tableau 5.10: Etude des erreurs systématiques dues aux constantes utilisées dans le calcul du rapport de branchement.

de l'erreur commise sur la valeur de la luminosité (0.2%) et sur la valeur de la section efficace de production de  $Z$  en hadrons, (0.1 nb), nous estimons que le nombre de hadrons analysés est connu à  $\pm 3311$  événements près. On peut voir dans le tableau 5.10 que l'erreur systématique reliée aux variations des constantes est très faible :

$$\Delta Br_{sys}^{const} = 0.07 \times 10^{-4}$$

### Efficacité de sélection du signal

Il faut également tenir compte de l'erreur obtenue sur l'efficacité de sélection du signal,  $6.03 \pm 0.24\%$ . En utilisant la valeur de  $(6.03 - 0.24 = 5.79)\%$ , nous obtenons :

$$\Delta Br_{sys}^{eff} = 0.31 \times 10^{-4}$$

### Erreur systématique globale

La figure 5.23 résume les tableaux précédents puisque l'on peut y voir la valeur de la différence entre le nombre d'événements observés et attendus divisé par l'erreur statistique que nous avons sur  $\mu_B$  :  $(n_0 - \mu_B)/\sigma$ . Les différents ensembles de points correspondent aux différents résultats obtenus en faisant varier les coupures comme indiqué précédemment. Une grande stabilité est obtenue puisque  $(n_0 - \mu_B)/\sigma$  reste toujours inférieur à 1. Notons que même la valeur de  $(n_0 - \mu_B)/\sigma$  obtenue en utilisant  $P_E \leq 0.22$  reste compatible avec l'erreur statistique que nous avons sur le nombre d'événements prédits par le Monte Carlo.

Finalement l'erreur systématique globale, dominée par l'utilisation de l'algorithme de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  avec la méthode du paramètre d'impact, est donnée par :

$$\Delta Br_{sys} = 1.57 \times 10^{-4}$$

La limite sur le rapport de branchement du processus  $b \rightarrow s\gamma$  avec les données enregistrées en 1991, 1992 et 1993 est donc, en tenant compte des erreurs systématiques :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 9.2 \times 10^{-4} \quad \text{à } 90 \% \text{ CL} \quad (5.14)$$

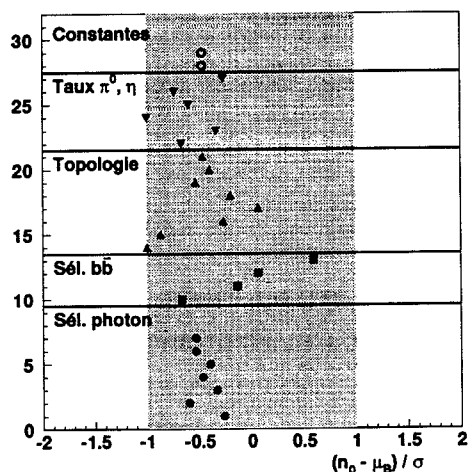


Figure 5.23: Différences entre le nombre d'événements observés  $n_0$  et attendus  $\mu_B$ , pondérées par l'erreur statistique sur  $\mu_B$ , obtenues en faisant varier les coupures de sélection comme indiqué précédemment.

## 5.10 Conclusion

Dans le cadre de cette analyse, nous avons développé une méthode performante de reconstruction cinématique de l'événement recherché dans les désintégrations hadroniques du  $Z$ , qui donne de bonnes résolutions en énergie et en angle.

Nous avons également pu quantifier la correction à apporter aux taux de production des hadrons neutres  $\pi^0$  et  $\eta$  du programme JETSET, pour des angles d'isolation qui n'avaient pas encore été étudiés dans L3. Enfin, nous avons pu mettre en évidence le fait que la correction apportée à GEANT pour compenser sa simulation imparfaite de l'étalement transversal des gerbes électromagnétiques ne doit pas être appliquée dans le cas de deux photons très proches comme ceux qui proviennent des hadrons neutres  $\pi^0$  et  $\eta$ .

L'analyse des données enregistrées à LEP 1 par le détecteur L3 de 1991 à 1993 a permis d'extraire une limite sur le rapport de branchement du processus rare  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  compatible, bien que supérieure, avec la valeur prédite par le Modèle Standard.



# Bibliographie

- [1] D. P. Kirkby, L3 Internal Note, 24 July 1995 ;  
A study of final-state Radiation in Hadronic  $Z$  Decays, Ph. D. Thesis California Institute of Technology (1995).
- [2] L3 Coll., O. Adriani et al., Phys. Lett. B 292 (1992) 472.
- [3] L3 Coll., M. Acciarri et al., Phys. Lett. B 328 (1994) 223.
- [4] D. Boutigny, I. Dorne, L. Ludovici, et M. Rescigno, L3 note # (1910).
- [5] A. Ali et C. Greub, Phys. Lett. B 259 (1991) 188.
- [6] JADE Coll., W. Bartel et al., Z. Phys., C33 (1986) 23, ;  
JADE Coll., S. Betke et al., Phys. Lett., B213 (1988) 235.
- [7] The LEP Coll., ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, "A Combination of preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model" CERN-PPE/95-172.
- [8] Particle Data Group, "Review of Particles Properties" 1994.
- [9] L. Ludovici et M. Rescigno Groupe L3 Rome, communication privée.

# Chapitre 6

## Discussion et Conclusion

A l'issue de cette analyse nous avons déterminé une limite supérieure sur le rapport de branchement du processus rare  $b \rightarrow s\gamma$  avec les données collectées au LEP par détecteur L3 lors de collisions  $e^+e^-$  à  $\sqrt{s} \simeq M_Z, M_Z \pm 2$  GeV de 1991 à 1993.

La valeur de cette limite est consistante avec la valeur prédite par le Modèle Standard, puisque, compte tenu des erreurs systématiques, nous obtenons :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 9.2 \times 10^{-4} \quad \text{à 90 \% CL} \quad (6.1)$$

Cette étude a permis d'une part, d'étudier le comportement de deux nouveaux algorithmes de sélection des événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  contenant un photon énergétique.

D'autre part, nous avons pu, dans cet environnement nouveau, corriger les taux de production de hadrons neutres en fonction de leur domaine d'énergie dans des événements où le  $\pi^0$  ou le  $\eta$  n'est que partiellement isolé d'un jet hadronique.

Enfin, la présence du bruit de fond composé en majorité de  $\pi^0$  et de  $\eta$ , nous a permis de montrer que pour ce type de particules, la simulation imparfaite de l'étalement transversal des gerbes électromagnétiques effectuée par GEANT ne doit pas être corrigée de la même manière que dans le cas d'électrons ou de photons uniques. Même si le manque de statistique rend difficile l'évaluation d'une correction différente de celle appliquée jusqu'à présent nous avons montré qu'en première approximation, aucune correction ne doit être appliquée dans la simulation concernant l'étalement transversal des gerbes de hadrons neutres se désintégrant en deux photons non séparés dans le calorimètre électromagnétique.

La limite que nous avons déterminée est en accord avec le résultat préliminaire rapporté par l'expérience DELPHI du LEP :  $Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 9.0 \times 10^{-4}$  à 90 % CL où seules les données prises en 1994 ont été utilisées et où les erreurs systématiques n'ont pas été tenues en compte [1].

Dans ce chapitre, nous présentons les domaines d'exclusion que nous déduisons de notre limite dans le cadre du modèle à deux doublets de Higgs de type II.

L'expérience CLEO ayant récemment publié une valeur du rapport de branchement recherché, nous insisterons également sur les implications déduites de leur résultat.

Enfin, nous verrons dans le dernier paragraphe quelles seraient les possibilités d'améliorer notre analyse en particulier en utilisant le détecteur de microvertex.

## 6.1 Implications de la valeur de la limite obtenue lors de cette analyse

Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 2 au paragraphe 2.6, il est possible de calculer la valeur attendue du rapport de branchement recherché pour différents points du plan  $M_{H^\pm} - \tan\beta$  dans le cadre du Modèle Standard à deux Doublets de Higgs (2HDM) de type II. Les valeurs numériques des constantes utilisées dans le calcul du rapport de branchement sont celles du tableau 2.1.

### 6.1.1 Restriction à la valeur de $\tan\beta$

Il n'existe aucune restriction théorique sur les paramètres de ce modèle, néanmoins il est possible de placer des contraintes en demandant que le couplage  $\bar{t}bH$  reste perturbatif. Une méthode possible pour conserver la perturbativité d'un tel couplage est de demander que le rapport de la largeur  $\Gamma_{H^\pm}$  sur la masse  $m_{H^\pm}$  soit supérieur à une certaine valeur ( $\sim \frac{1}{2}$ ). [2].

Ainsi, si  $m_{H^\pm} \geq m_t + m_b$  on demande

$$\frac{\Gamma_{H^\pm}}{m_{H^\pm}} \sim \frac{3G_F m_t^2}{4\sqrt{2}\pi \tan^2\beta} \leq \frac{1}{2}$$

La condition de perturbativité s'écrit alors :

$$\tan\beta \geq \frac{m_t}{500\text{GeV}} \rightarrow \tan\beta \geq 0.35$$

D'autre part, si  $m_t \geq m_b + m_{H^\pm}$ , la désintégration  $t \rightarrow bH$  est cinématiquement permise et on demande alors que :

$$\frac{\Gamma_{m_t}}{m_t} \sim \frac{G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi \tan^2\beta} \leq \frac{1}{2}$$

ce qui ne change rien au résultat précédent.

Nous pouvons également demander que le couplage  $\bar{t}bH$  ne soit pas supérieur au couplage de QCD  $g'' = 4\pi\alpha_s(M^2) \simeq 1.5$ , ce qui donne à peu près la même limite. De plus dans le modèle de type II qui nous intéresse, nous pouvons aussi poser une limite supérieure sur la valeur de  $\tan\beta$  à partir du couplage  $\bar{t}bH$  proportionnel à  $m_b V_{tb} \tan\beta$ , en remplaçant  $m_t$  par  $m_b$  et  $\tan\beta$  par  $\cot\beta$  dans les équations précédentes, ce qui donne :

$$\tan\beta \leq 100$$

### 6.1.2 Restriction par la recherche directe sur la valeur de $M_{H^\pm}$

La recherche directe de production de Higgs chargé par le processus  $Z \rightarrow H^+H^-$  est restée infructueuse à LEP I. En considérant que les seuls canaux possibles de désintégration du Higgs chargé dans le modèle à deux doublets de Higgs sont :

- $H^+H^- \rightarrow c\bar{s}\tau\nu_\tau$ ,
- $H^+H^- \rightarrow c\bar{s}\bar{c}s$ ,
- $H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu\tau^-\bar{\nu}$ .

La collaboration L3 avait obtenu en 1992, la limite inférieure sur la masse du Higgs chargé  $M_{H_{iggs^\pm}} \geq 41$  GeV, indépendamment du mode de désintégration, en accord avec les limites obtenues par les autres expériences au LEP [3]. Dernièrement, la collaboration OPAL a publié une nouvelle limite [4] de  $M_{H^\pm} \geq 44.1$  GeV, en accord avec un résultat préliminaire obtenu par L3 avec l'ensemble des données disponibles.

### 6.1.3 Implication de notre mesure

Sur la figure 6.1 sont indiquées les différentes valeurs du rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$  pour certaines masses du boson de Higgs chargé, en fonction de  $\tan\beta$ , dans le cadre du 2HDM type II. Les lignes verticales représentent la valeur de notre limite, ainsi que celle prédite par le Modèle Standard.

Nous observons que les valeurs de  $M_{H^\pm}$  inférieures à 70 GeV sont exclues par notre limite quelque soit la valeur de  $\tan\beta$ .

De plus, comme il est indiqué dans le chapitre 2, pour de faibles valeurs de  $\tan\beta$  ( $\tan\beta \leq 1$ ), nous pouvons exclure des  $M_{H^\pm} \leq 100$  GeV.

La figure 6.2 montre la zone d'exclusion dans le plan  $M_H - \tan\beta$ , déduite de notre limite, où nous indiquons également les domaines exclus si l'on prend la limite  $Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 7.7 \times 10^{-4}$  que l'on obtient lorsque l'on ne tient pas compte des erreurs systématiques. La zone  $\tan\beta \leq .35$  qui a été hachurée en traits verticaux montre la zone interdite pour maintenir la "perturbativité". La zone exclue par les recherches directes délimitée par  $m_{H^\pm}$  est hachurée en traits horizontaux.

Quelque soit la valeur de  $\tan\beta$ , notre limite exclut les valeurs  $m_{H^\pm} \leq 70$  GeV.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il est beaucoup plus difficile de conclure sur les domaines d'exclusion de paramètres du modèle MSSM, et ce, à cause des contributions positives et négatives des charginos dans la boucle.

## 6.2 Implications de la mesure de CLEO

Le détecteur CLEO II est situé auprès du collisionneur CESR qui produit des collisions symétriques  $e^+e^-$  à la résonance de l' $\Upsilon(4S)$ , état lié  $b\bar{b}$  dont la masse est approximativement de 10 GeV.

La détection des événements  $b \rightarrow s\gamma$  est effectuée à partir de la comparaison des données prises hors de la résonance (continuum) à une énergie de 10.52 GeV et de celles prises au pic de l' $\Upsilon$ , 10.58 GeV. On recherche un photon de 2.2 à 2.7 GeV. Le principal bruit de fond est composé d'une part d'événements  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$  où 83 % des candidats

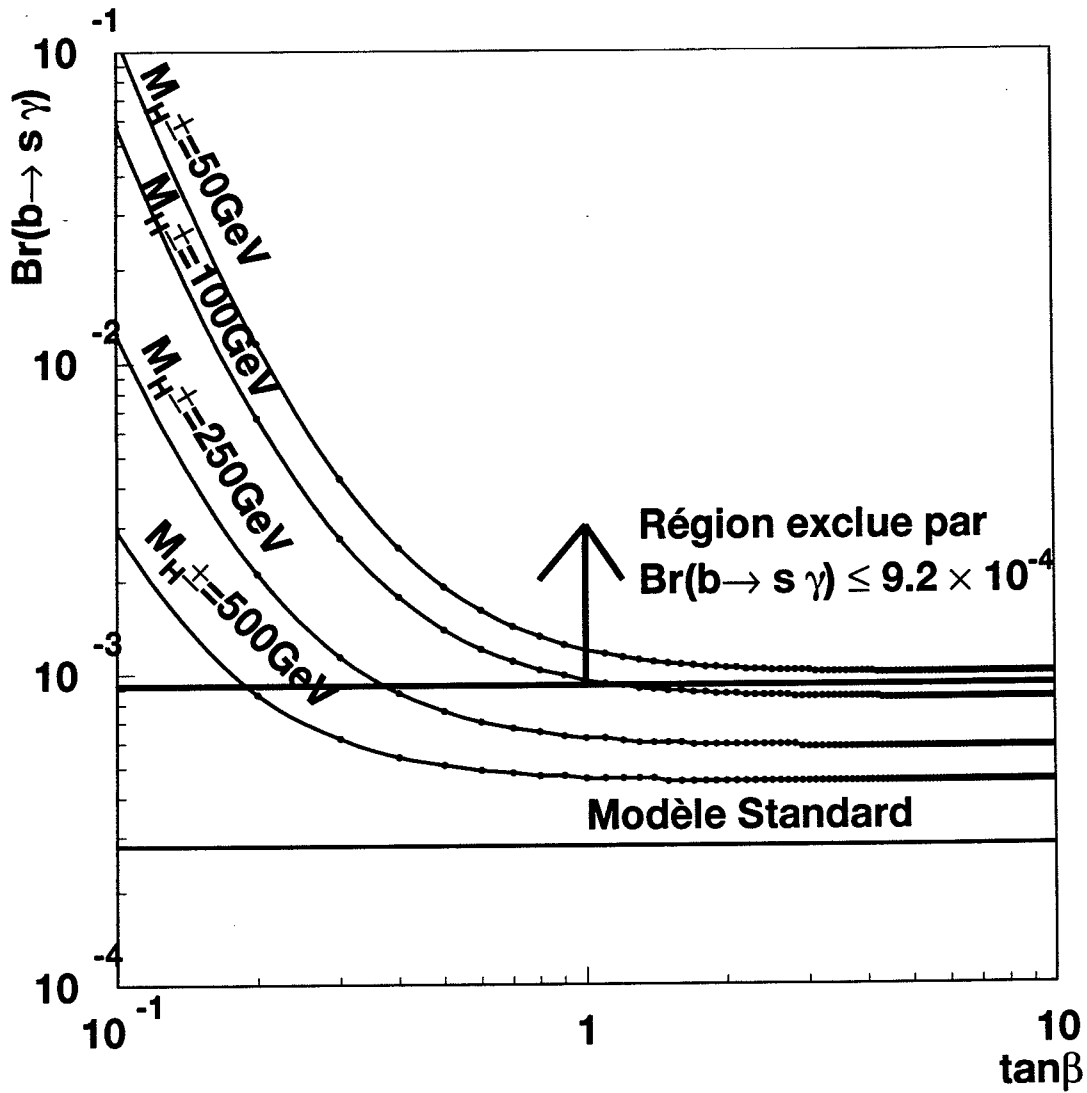


Figure 6.1: Différentes valeurs du rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s \gamma)$ , en fonction de  $\tan \beta$ , pour les masses du boson de Higgs chargé qui sont indiqués et dans le cadre du 2HDM type II. Les lignes horizontales montrent, de haut en bas, la limite que nous avons déterminée lors de cette analyse à 90 % de niveau de confiance, et la valeur prédite par le Modèle Standard. L'incertitude existant sur cette dernière n'est pas apparente pour ne pas surcharger la figure.

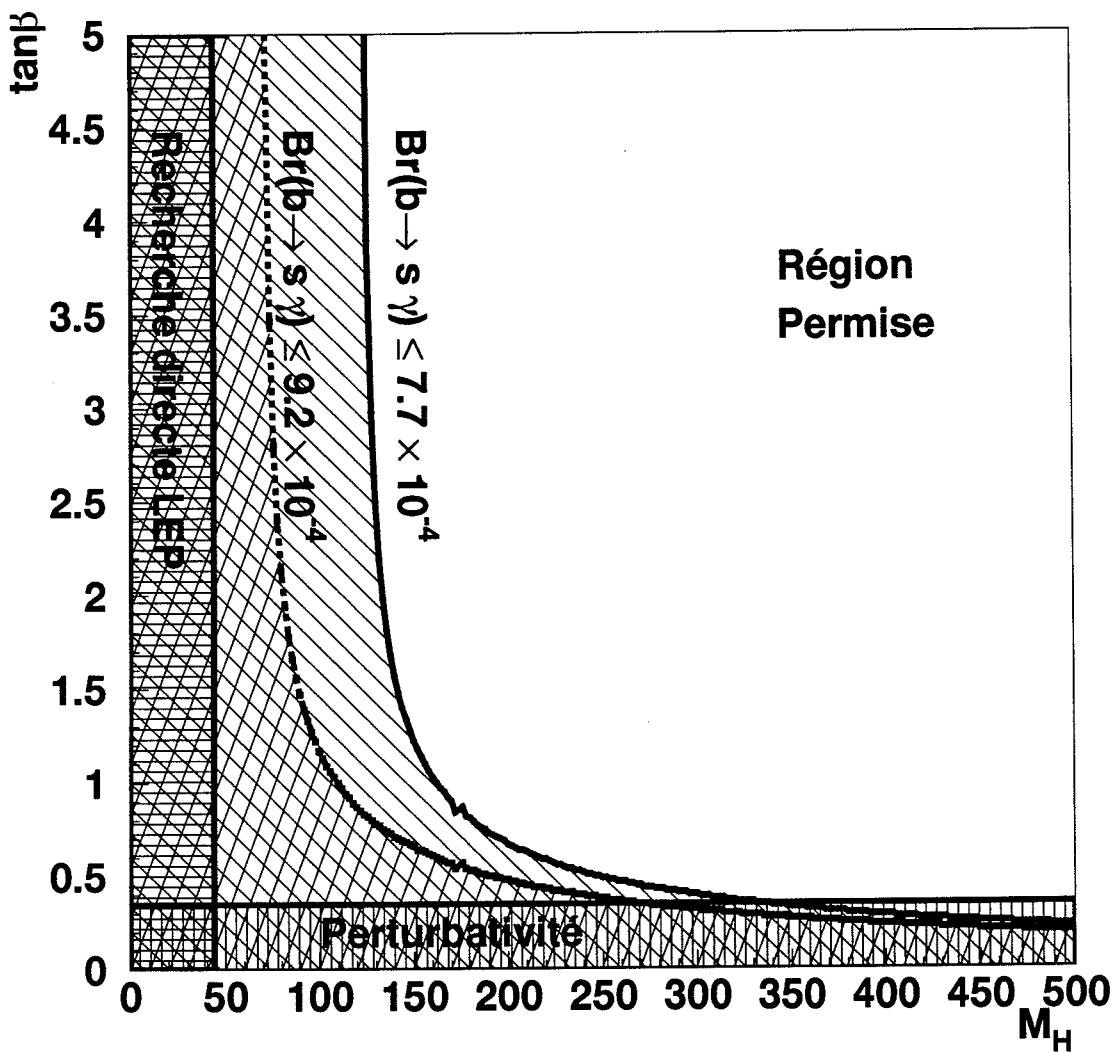


Figure 6.2: Zone d'exclusion dans le plan  $M_{H^\pm} - \tan\beta$ , correspondant aux limites supérieures  $Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 9.2 \times 10^{-4}$  et  $Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 7.7 \times 10^{-4}$ , dans le cadre du modèle 2HDM type II. Le domaine  $M_{H^\pm}$  exclu par les recherches directes au LEP ainsi que la limite de perturbativité  $\tan\beta \geq 0.35$  sont indiquées en zone hachurées horizontalement et verticalement resp.

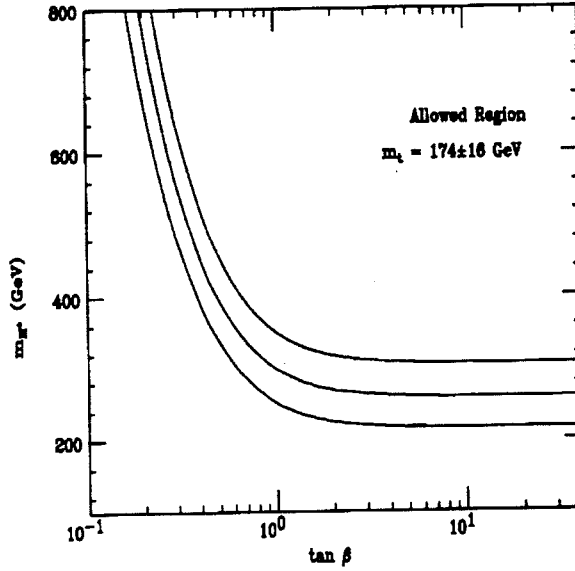


Figure 6.3: Zone d'exclusion dans le plan  $M_{H^\pm} - \tan\beta$ , correspondant à la limite supérieure donnée par CLEO, dans le cadre du modèle 2HDM type II, pour différentes valeurs de la masse du quark  $t$ .

photons proviennent de  $\pi^0$  et de  $\eta$ ; et d'autre part d'événements avec émission de photon dans l'état initial  $e^+e^-\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . L'analyse a été effectuée à l'aide de deux méthodes indépendantes qui sont : l'utilisation d'une analyse multidimensionnelle de la forme et des distributions en énergie de l'événement et une méthode de reconstruction cinématique. Le résultat des deux mesures combinées donne [5] :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) = (2.32 \pm 0.51 \pm 0.29 \pm 0.32) \times 10^{-4} \quad (6.2)$$

La première erreur est statistique, la deuxième correspond à l'addition des erreurs systématiques provenant de l'incertitude sur la production de mésons B et la troisième est l'erreur systématique attribuée à l'incertitude sur l'efficacité, qui inclut la dépendance du résultat en fonction du modèle théorique utilisé. Cela donne une limite à 95% de confiance de :

$$1 \times 10^{-4} \leq Br(b \rightarrow s\gamma) \leq 4 \times 10^{-4} \quad (6.3)$$

L'implication de cette mesure sur les points d'exclusion dans le plan  $M_{H^\pm} - \tan\beta$  du modèle 2HDM type II est représentée sur la figure 6.3. Cette limite exclut les valeurs de  $M_{H^\pm} \leq 250$  GeV quelque soit la valeur de  $\tan\beta$  et pour  $\tan\beta \leq 1$  les valeurs  $M_{H^\pm} \leq 300$  GeV sont exclues.

### 6.3 Perspectives futures pour l'amélioration de cette limite

L'analyse présentée ici ne contient pas les données prises en 1994 et 1995.

Au cours de notre étude nous nous sommes investis dans la compréhension des différents outils disponibles en essayant d'améliorer notre résultat en particulier en éliminant le plus possible de bruit de fond ( $\pi^0$  et  $\eta$ ).

Actuellement, il semble difficile d'améliorer la réjection des hadrons neutres. En revanche, une partie de la collaboration L3 travaille en ce moment à la réalisation d'un algorithme à trois dimensions de recherche de vertex secondaires utilisant les données du détecteur de microvertex réellement en opération depuis 1994.

Les résultats préliminaires sont prometteurs et on attend une pureté en événements  $b\bar{b}$  de 70% pour une efficacité de sélection des événements  $b\bar{b}$  de 65%, grâce à ce nouvel outil.

Dès que celui-ci sera disponible, il sera alors intéressant d'analyser les données 1994 et 1995, contenant l'information du SMD, dans le cadre de la détermination d'une limite sur le rapport de branchement  $Br(b \rightarrow s\gamma)$ . En effet, une meilleure pureté en événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  permettra d'éliminer une partie importante du bruit de fond dû aux  $\pi^0$  provenant des quarks légers. D'autre part, lors de la reconstruction du jet du système étrange, la vérification que les traces utilisées proviennent effectivement de la désintégration d'un hadron beau devrait également permettre une meilleure réjection du bruit de fond.

Enfin l'erreur systématique qui entache actuellement notre limite devrait être réduite de manière significative.

Toutefois, avec la statistique accumulée à LEP I, soit environ 3.5 millions de désintégrations hadroniques du  $Z$ , équivalant à quelques 750 000 événements  $b\bar{b}$ , il semble difficile de pouvoir atteindre une mesure de ce rapport de branchement au niveau prévu par le Modèle Standard, et par conséquent d'améliorer la mesure publiée par la collaboration CLEO (obtenue avec 2.2 millions de  $B\bar{B}$ ).



# Bibliographie

- [1] D. Liko, DELPHI Coll., Proceedings 95 Electroweak interactions and unified theories, XVIII th rencontres de Moriond, March 1995, p. 133.
- [2] V. Barger, J. Hewett et R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D 41 (1990) 3421.
- [3] O. Adriani et al., L3 Coll., Phys. Lett. B294 (1992) 457.  
M. Z. Akrawy et al., OPAL Coll., Phys. Lett. B313 (1990) 299.  
P. Abreu et al., DELPHI Coll., Z. Phys. C64 (1994) 183.  
D. Decamp et al., ALEPH Coll., Prog. Phys. Lett., 216 (1992) 253.
- [4] G. Alexander, OPAL Coll., "Search for Charged Higgs Bosons Using the OPAL Detector at LEP" Preprint CERN-PPE/95-180 (1995). A paraître dans Phys. Lett. B.
- [5] M. S. Alam et al., CLEO Coll., Phys. Rev. Lett., 74 (1995) 2885.

# Annexe A

## Les fichiers de contrôle de la TEC

Les fichiers de contrôle de la TEC comportent un certain nombre d'informations qui sont détaillées ci dessous :

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M
41766	924	369701	18	85	FFF	FFF	FFF	FFFFFF	FFFFFF	FFFFFF	FFF	FFF
41767	924	369701	25	85	FFF	FFF	FFF	FFFFFF	FFFFFF	FFFFFF	FFF	FFF
41768	924	369701	31	85	FFF	FFF	FFF	FFFFFF	FFFFFF	FFFFFF	FFF	FFF

Le temps écoulé depuis le 1<sup>er</sup> janvier 1991 a été divisé en intervalles de 4 minutes.

Chaque ligne de ce fichier décrit l'état de la TEC pendant un intervalle de 4 minutes donné. Le numéro de celui-ci apparaît en colonne *A*.

Le numéro de *fill*<sup>0</sup> et le numéro de *run* apparaissent en colonne *B* et *C* alors que la colonne *D* donnent la fraction de hadrons détectés pendant l'intervalle. Le nombre total de hadrons pendant ce *run* est indiqué en colonne *E*.

Les colonnes *F*, *G* et *H* donnent l'information en hexadécimal, sur les traces détectées par le secteur interne et les deux secteurs externes de la TEC.

Les colonnes *I*, *J* et *K* donnent l'information relative à ces mêmes secteurs enregistrée dans la base de donnée.

Et enfin, les deux dernières colonnes *L* et *M* donne l'information du déclenchement de niveau 2.

---

<sup>0</sup>Chaque remplissage d'électrons et de positons du LEP est référencé par un numéro de *fill*.



# Annexe B

## Modélisation d'un réseau de neurones

### B.1 Du neurone biologique au neurone artificiel

Biologiquement, quatre éléments sont essentiels au fonctionnement d'un neurone : les dendrites par lesquelles les signaux sont propagés, les synapses qui font la jonction entre les différentes dendrites, le corps cellulaire qui gère les informations reçues par les dendrites et enfin les axones vers lesquels sont dirigées les sorties des neurones. Alors que certaines synapses sont de très bonnes jonctions et font passer un très large signal, d'autres sont très pauvres et permettent à un faible flux de passer. On peut représenter schématiquement un neurone par la figure B.1

Les cellules du cerveau sont certainement capables d'effectuer des calculs plus compliqués que de simples additions, cependant lors de leur modélisation, nous considérons que la fonction de base d'un neurone biologique est d'additionner les informations qu'il reçoit en entrée. En comparant la somme calculée à une certaine valeur-seuil, le neurone produit une réponse qui est une valeur comprise entre 0 et 1, suivant que la somme calculée est proche ou éloignée de la valeur attendue.

L'efficacité variable des synapses à faire passer plus ou moins largement le signal, est modélisée par l'application d'un facteur multiplicatif plus ou moins important (poids) à chacune des entrées du neurone. La figure B.2 montre un neurone modélisé.

### B.2 Modélisation d'un neurone

Le modèle d'un neurone effectue une somme pondérée de chacune de ses entrées. La sortie  $y$  du neurone est donnée par la fonction B.1 :

$$y = f\left(\sum_{i=1}^n w_i x_i - \theta\right) \quad (\text{B.1})$$

où  $f$  est, en première approximation, la fonction de Heavyside :

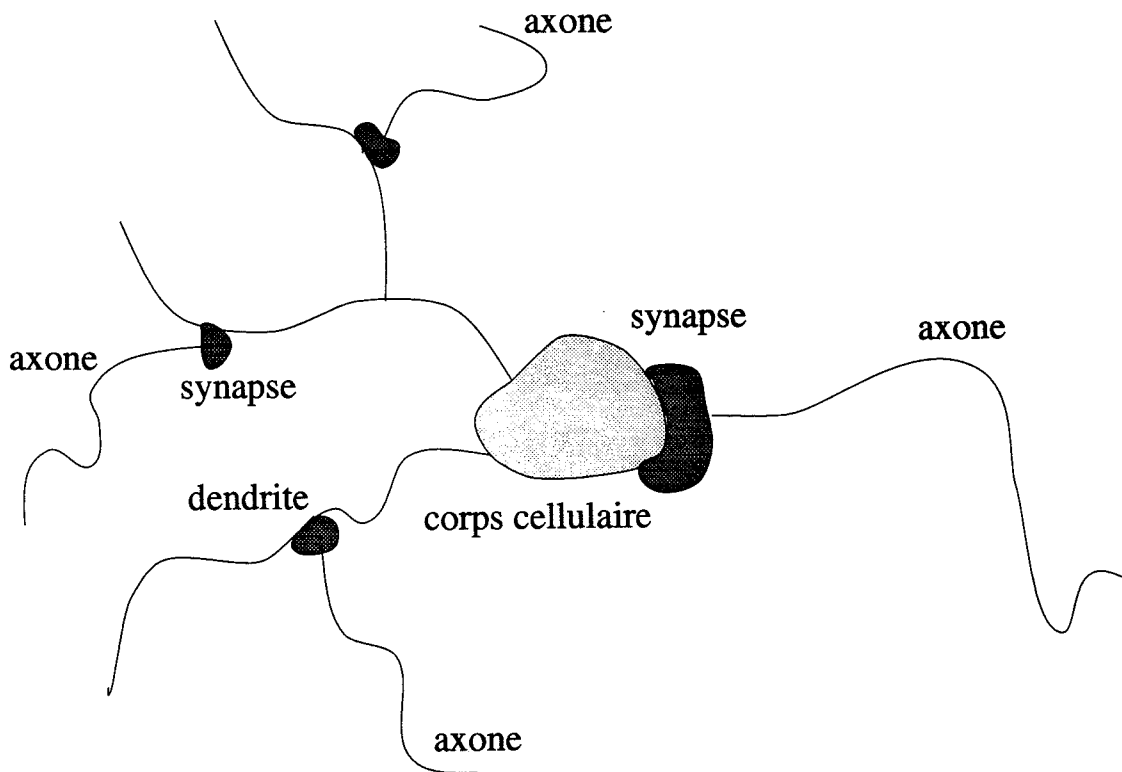


Figure B.1: Schématisation d'un neurone biologique

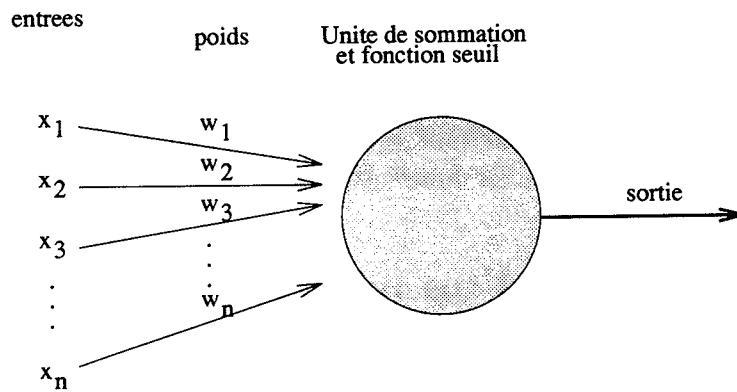


Figure B.2: Modélisation d'un neurone

$$\begin{aligned} f(x) &= 0 & \text{si } x \leq 0 \\ f(x) &= 1 & \text{si } x > 0 \end{aligned}$$

$n$  est le nombre d'entrées,  $x_i$  les valeurs des entrées,  $w_i$  sont les poids correspondant et  $\theta$  la valeur du seuil.

Une connexion de tels neurones entre eux reçoit le nom de **réseau de neurones de type perceptron** [1]

Evidemment, alors que dans le cerveau au moins  $10^{10}$  neurones sont connectés à environ  $10^4$  autres, les modèles ne concernent au plus que quelques centaines de neurones avec au plus quelques milliers d'entrées. En ce qui concerne l'application à la physique des hautes énergie, nous verrons plus loin que les nombres utilisés sont beaucoup plus modestes.

### B.3 Apprentissage du réseau de neurones

Coupler ces neurones entre eux peut produire un réseau performant si on est susceptible, comme c'est le cas pour le cerveau, de lui apprendre à fonctionner. C'est bien leur capacité à apprendre qui rend ces réseaux si utiles. La méthode d'apprentissage utilisée est encore une fois copiée sur le système nerveux réel. De même qu'une personne ou un animal en "apprentissage" voit son comportement encouragé ou réprimandé suivant que ce comportement est considéré comme bon ou mauvais, il faut que le neurone modélisé, lui aussi, apprenne grâce à ses propres erreurs.

Prenons le cas deux ensembles. Ils contiennent tous les deux plusieurs écritures différentes, l'un de la lettre A, l'autre de la lettre B. Le réseau doit répondre la valeur 1 quand on lui présente un A et la valeur 0 dans le cas du B. Lors de la première itération, les poids ont des valeurs aléatoires, et le réseau a 50% de chances de se tromper lorsqu'il donne sa réponse. Dans le cas où il répond 0 au lieu de 1, cela signifie que la somme pondérée des entrées n'a pas dépassé la valeur du seuil, il doit donc augmenter la valeur des poids de manière à ce que la prochaine fois, il réponde 1 au lieu de 0. Dans le cas inverse il doit au contraire diminuer la valeur des poids. S'il ne s'est pas trompé, les poids doivent rester inchangés.

On remarque que lors de cette phase d'apprentissage on doit avoir connaissance de la bonne réponse, c'est pour cela que cette méthode est connue sous le nom d'*apprentissage supervisé/supervised learning*.

Comme nous l'avons vu précédemment, la sortie du neurone est comparée à une valeur, dite valeur attendue. Lorsque la différence entre la valeur obtenue et celle attendue est importante le réseau recommence l'opération de sommation en modifiant la valeur des poids. De cette manière il peut corriger sa propre erreur.

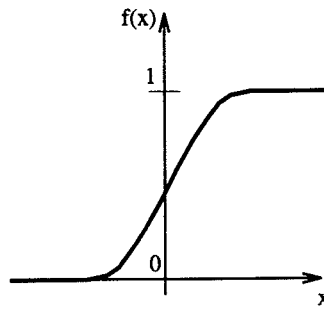


Figure B.3: Fonction seuil de type sigmoïde

## B.4 Limitation du réseau perceptron à une couche

Il y a une limitation rapidement atteinte au perceptron tel que nous l'avons décrit. Le réseau cherche en effet à séparer deux classes par une ligne droite, mais il y a beaucoup de situations dans lesquelles la division en deux classes est bien plus complexes ; dès lors qu'un simple ligne droite ne peut plus les séparer, on dit que les configurations ne sont pas linéairement séparables. Le perceptron qui cherche à tracer une ligne dans l'espace des configuration de peut pas résoudre le problème. En fait aucun perceptron à une couche n'est capable de résoudre des problèmes linéairement inséparables.

Comment passer outre ce problème? La réponse fut apportée en 1986 quand Rumelhart et McClelland apportèrent leur version améliorée appelée **perceptron multicouches**[2].

## B.5 Le perceptron multicouches

Nous allons décrire dans cette section les améliorations apportées au réseau perceptron à une couche afin de le rendre capable de résoudre des problèmes plus complexes.

La première amélioration que l'on peut faire au modèle précédent est de remplacer la fonction de Heavyside par une fonction seuil de type sigmoïde. Voir fig B.3 Chaque neurone calculant toujours la somme pondérée de ses entrées, la sortie du neurone est maintenant :

$$y = f\left(\sum_{i=1}^n w_i x_i\right) \quad (\text{B.2})$$

avec cette fois-ci

$$f(x) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{1 + e^{-kx}} \right) \quad (\text{B.3})$$

où  $k$  est une constante positive qui contrôle la dureté de la fonction.

Lorsque  $k \rightarrow \infty$ ,  $f(x) \rightarrow$  la fonction de Heavyside. On obtient aussi un contrôle de gain puisque pour de petites valeurs de signal d'entrée, la pente est relativement raide et la fonction change relativement vite, produisant un grand gain. Pour de grandes valeurs

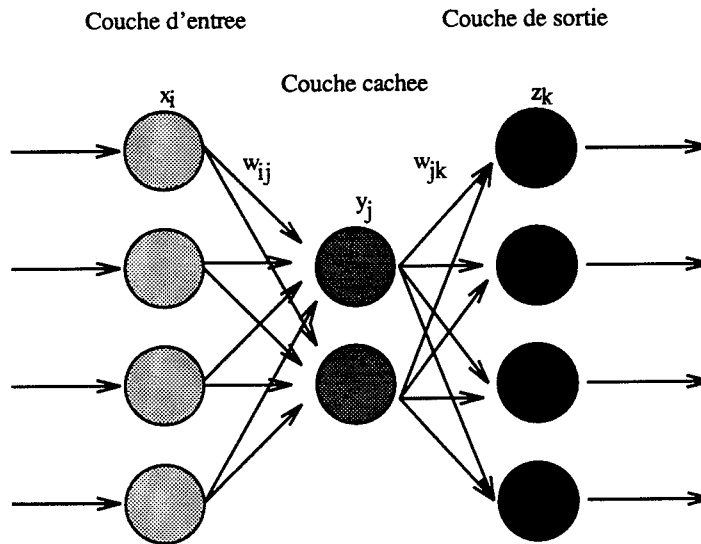


Figure B.4: Modèle de réseau de neurone de type perceptron

d'entrée la pente et donc le gain sont plus faibles. Cela signifie que le réseau est capable d'accepter de grandes valeurs d'entrées tout en demeurant sensible aux faibles variations.

La sortie du neurone est toujours très proche de 1 si la valeur de seuil est grandement dépassée par la somme et devient presque nulle dans le cas inverse, mais dans le cas où la somme obtenue est presque égale au seuil, la sortie du neurone aura une valeur comprise entre les deux valeurs extrêmes ; elle peut donc être reliée aux entrées du neurone de manière beaucoup plus utile.

L'utilisation de plusieurs couches signifie que les sorties de certains neurones servent d'entrées à d'autres neurones. Le cas le plus simple et qui est couramment utilisé est constitué de trois couches, une couche d'entrée une couche de sortie, et une couche entre les deux qui n'est en contact ni avec les entrées ni avec les sorties du réseau, appelée couche cachée. Voir figure B.4.

Les neurones de la première couche servent à distribuer les valeurs des entrées à la couche cachée et donc n'accomplissent pas de somme pondérée ou de comparaison avec une valeur seuil.

La méthode d'apprentissage est un peu différente de celle décrite au paragraphe B.3. Elle est connue sous le nom de loi d'apprentissage à rétropropagation des erreurs *back propagation* [2].

## B.6 Nouvelle loi d'apprentissage - rétropropagation des erreurs

Lorsque l'on montre une configuration d'entrées à un réseau non entraîné il produit une sortie aléatoire. On a besoin de définir une fonction d'erreur qui représente la différence



entre la sortie actuelle du réseau et la réponse correcte que l'on veut qu'il produise. Il s'agit toujours là d'*apprentissage supervisé/supervised learning*. Il faut obtenir une réponse qui s'approche le plus possible de celle désirée, donc minimiser la fonction d'erreur, et pour cela en ajuster les poids sur les liens entre les neurones. Cela est rendu possible car la fonction d'erreur est **rétropropagée** d'une couche vers la précédente.

Il est facile d'ajuster les poids de la dernière couche puisqu'on compare sa sortie directement à la sortie attendue. Par contre ajuster les poids de la couche cachée n'est pas si évident. En fait, on montre que les poids pour un noeud particulier doivent être ajustés en proportion directe avec l'erreur dans l'unité dans laquelle il est connecté. C'est pourquoi la rétropropagation des erreurs à travers le réseau permet aux poids entre les couches d'être correctement ajustés.

En effet, si on note :

- $E_p$ , la fonction d'erreur pour la configuration  $p$ ,
- $t_{ij}$  la sortie attendue pour la configuration  $p$  sur le noeud  $j$ ,
- $o_{pj}$  la sortie obtenue à ce noeud,
- et  $w_{ij}$  le poids du noeud  $i$  au noeud  $j$ ,

on définit la fonction d'erreur comme étant proportionnelle au carré de la différence entre la sortie attendue et la sortie obtenue pour toutes les configurations à apprendre :

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_j (t_{pj} - o_{pj})^2 \quad (\text{B.4})$$

La réponse de chaque unité  $j$  pour la configuration  $p$  peut être écrite comme la somme pondérée :

$$net_{pj} = \sum_i w_{ij} o_{pi} \quad (\text{B.5})$$

La sortie de chaque unité  $j$  est la fonction de seuil sigmoïde  $f_j$ , définie par l'équation B.3, agissant sur la réponse de chaque unité :

$$o_{pj} = f_j(net_{pj}) \quad (\text{B.6})$$

On peut définir la variation de la fonction d'erreur d'une configuration  $p$  en fonction du poids entre le noeud  $i$  et le noeud  $j$  par la formule :

$$-\frac{\partial E_p}{\partial w_{ij}} = \delta_{pj} o_{pi} \quad (\text{B.7})$$

avec

$$\delta_{pj} = f'_j(net_{pj})(t_{pj} - o_{pj}) \quad (\text{B.8})$$

La formule B.7 est utilisable avec B.8 uniquement si les unités  $j$  sont sur la couche de sortie puisque les sorties attendues et obtenues doivent être connues.

Lorsque les unités  $j$  sont sur la couche cachée, (où les sorties attendues ne sont pas connues), on utilise la formule :

$$\delta_{pj} = f'_j(\text{net}_{pj}) \sum_k \delta_{pk} w_{jk} \quad (\text{B.9})$$

L'équation B.7 représente la variation de l'erreur en fonction des poids du réseau. Cela procure une méthode pour faire varier les poids en étant sûr de réduire l'erreur.

On doit donc calculer d'abord l'erreur dans les unités de sortie donnée par B.7 et ensuite la rétropropager à travers le réseau aux unités précédentes pour leur permettre de modifier les poids appliqués entre les connections. C'est la raison pour laquelle on appelle cette méthode, **la méthode de rétropropagation des erreurs**.

## B.7 Utilisation en physiques des hautes énergies

Un ensemble de programmes écrits en Fortran 77 est disponible dans les bibliothèques du CERN.[3]

# Bibliographie

- [1] Principles of Neurodynamics, Rosenblatt F. (1962)
- [2] Parallel Distributed Processing, Volume 1. J. L. McClelland & D. E. Rumelhart. MIT Bradford Press, (1986).
- [3] L.Lonnald et al., Comput. Phys. Commun., 70(1992)167-182.