À mes parents,

à ma famille,

à mes amis,

à Sylvie.

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Pierre BURQ de m'avoir accueilli dans l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Gérard SMADJA, d'abord de m'avoir accepté dans le groupe ***DELPHI*** *en fin de DEA, puis de m'avoir accordé sa confiance en me proposant cette thèse sur l'asymétrie. Ses compétences et connaissances en Physique, en plus de sa disponibilité, furent indispensables pour l'avancée de mon travail.*

Je remercie Messieurs Daniel ARDOUIN, Jean-Eudes AUGUSTIN, Michel BEAUBILLIER, Peter DORNAN et Mme Clara MATTEUZZI d'avoir accepté de participer au jury.

L'aide et les compétences tant en Physique qu'en Informatique de Monsieur Pierre ANTILOGUS font que cette thèse lui doit aussi beaucoup, je lui exprime toute ma gratitude.

Jean-Damien Durand

Sommaire

Tableaux

Figures

Chapitre 1

Introduction

La Physique des particules étudie les constituants élémentaires de la matière que sont les *fermions* et les *bosons*[1]. La description de ces particules et de leurs interactions repose sur le **Modèle Standard**, dans lequel la matière élémentaire est considérée comme étant composée de fermions, qui interagissent en échangeant des bosons. Les fermions se répartissent en *leptons*[2] et en *quarks*[3]. Notre analyse s'inscrit dans ce cadre théorique, qui sera présenté au Chapitre 2.

Le Modèle Standard dépend d'un certain nombre de paramètres[4] qui ne sont pas fixés théoriquement. Il convient donc de les mesurer au mieux. L'un deux, l'*angle de Weinberg*, noté $\sin^2(\theta_W)$, est relié au mélange entre les forces électromagnétique et faible. Cet angle peut être mesuré en évaluant l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et/ou $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Pour mesurer cette asymétrie nous devons disposer de données, qui, dans notre analyse, proviennent de l'expérience **DELPHI** , au **CERN** , près de Genève. Le détecteur **DELPHI** sera décrit dans le Chapitre 3.

Notre analyse dépend de la qualité de l'identification des leptons, présentée au chapitre 4, dans lequel sera aussi étudiée la probabilité de mauvaise identification des pions en muons.

Nous décrirons ensuite la sélection des candidats, ainsi que la composition des échantillons et les résultats obtenus au chapitre 5.

Une étude détaillée des erreurs systématiques, en utilisant l'algorithme d'étiquetage du *b-tagging* est ensuite présentée dans le chapitre 6.

Enfin nous conclurons sur les contraintes sur les mélanges des quarks d et s, via les valeurs f_d, χ_d, f_s, χ_s, la masse du quark *top*, l'angle de Weinberg $\sin^2(\theta_W)$ et la masse du boson vecteur W dans le chapitre 7.

[1] Les fermions et les bosons sont identifiés par leur *spin*, demi-entier ($\frac{1}{2}$,$\frac{3}{2}$,$\frac{5}{2}$,...) pour les fermions, et entier (0,1,2,...) pour les bosons

[2] Les leptons sont : l'électron e, le muon μ le tau τ et leur neutrinos associés ν_e, ν_μ, et ν_τ

[3] Les quarks sont : u (up), down (d), charm (c), strange (s), top (t) et beauty (b)

[4] Ces paramètres sont au nombre de 18

Chapitre 2

Eléments de théorie

Une poule sur un Mur Rum russe eloup enu
Enu Enu Enuque Equne Une Une Onu Onu Une Un
Mystère des symétries
Ces choses là sont dures (Victor Hugo)
(Ogu Rotciv) En russe dans le texte
Ou encore "Erud ons àl esoch ès"
En qualité assurément.

Pierre Schaeffer - Pierre Henry - Symphonie pour un homme seul

2.1 Introduction

C'est le modèle standard qui décrit les interactions électrofaibles. Ce "modèle" fournit un cadre théorique convaincant, mais inclut un mode de brisure de la symétrie $SU(2)_L$ qui reste à confirmer.

2.2 Les interactions

La nature est régie par quatre interactions fondamentales, dont les caractéristiques [1] sont illustrées dans le tableau 2.1.

La théorie électromagnétique, unification de la magnétostatique et de l'électrostatique, vit le jour grâce aux travaux de J.M. Maxwell à la fin du XIX^{eme} siècle. Ce n'est que dans les années 1970, à l'aide de l'électrodynamique quantique et les groupes de symétries, qu'est élaboré le Modèle Standard sous sa forme actuelle. Il unifie les interactions électromagnétique et faible, et inclut la force forte.

Les particules sont classées en deux grandes catégories : les bosons (tab. 2.2) et les fermions (tab. 2.3).

Le **Modèle Standard** est une description des forces forte (décrite par la

Tableau 2.1 Les quatre interactions fondamentales et leurs propriétés

	Gravitation	**Faible**	**E.M.**[a]	**Forte**
Agit sur	Masse Energie	Saveur	Charge[b]	Couleur
Particule	Toutes	Quarks Leptons	chargées	Quarks Gluons
Vecteur(s)	Graviton[c]	$W^{\pm}Z^0$	γ	Gluons
Portée	∞	10^{-18} m	∞	10^{-15} m
Force[d] $d_{uu} = \begin{cases} 10^{-18} \text{ m} \\ 3.10^{-17} \text{ m} \end{cases}$	10^{-41} 10^{-41}	0.8 10^{-4}	1 1	25 60
Groupe de gauge	?	SU(2)	U(1)	SU(3)
Théorie	RG[e]	faible	QED[f]	QCD[g]
Unification(1)		GSW[h]		
Unification(2)		Modèle Standard		

[a] **E**lectromagnétique
[b] Charge électrique
[c] ou plutôt les ondes gravitationnelles
[d] Relative à la force électromagnétique entre deux quarks séparés d'une distance d_{uu}
[e] **R**elativité **G**énérale
[f] **Q**uantum **E**lectro**d**ynamic
[g] **Q**uantum **C**hromo**d**ynamic
[h] Modèle de **G**lashow-**W**einberg-**S**alam

Tableau 2.2 Les bosons et leurs propriétés fondamentales [2,61]

BOSONS		
Modèle électrofaible (spin=1)	Masse (GeV/c^2)	Charge
γ (photon)	0	0
W^+	80.33	+1
W^-	80.33	-1
Z^0	91.188	0
Chromodynamique Quantique (spin=1)	Masse (GeV/c^2)	Charge
g (gluon)	0	0

Tableau 2.3 Les fermions et leurs propriétés fondamentales

FERMIONS					
Leptons (spin=$\frac{1}{2}$)			**Quarks (spin=$\frac{1}{2}$)**		
Saveur	Masse (GeV/c^2)	Charge	Saveur	"Masse" (GeV/c^2)	Charge
ν_e	$< 5.1.10^{-9}$	0	u (up)	0.005	2/3
e	0.000511	-1	d (down)	0.01	-1/3
ν_μ	< 0.00016	0	c (charm)	1.5	2/3
μ	0.106	-1	s (strange)	0.2	-1/3
ν_τ	< 0.031	0	t (top)	170	2/3
τ	1.777	-1	b (bottom)	4.7	-1/3

QCD[1]), faible (décrite par la **QED**[2]) et électromagnétique, utilisant la théorie quantique des champs. La gravitation n'y pas présente, ses effets étant négligeables au niveau des particules élémentaires comparativement aux trois forces sus-citées. De plus une théorie quantique de la gravitation n'est pas encore correctement formulée. L'unification de la force faible et de l'électromagnétisme, formulée dans les années 1960, constitue le modèle **GSW** (**G**lashow-**W**einberg-**S**alam), aussi dénommé le modèle électro-faible [3]. Le cadre théorique, qui s'avérait être renormalisable [4], a été confirmé par la mise en évidence des bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0 dans les expériences UA1 [9] et UA2 [10], au **CERN** en 1983, avec le collisionneur $p\overline{p}$. Nous allons maintenant résumer les bases de la thérie électrofaible.

2.3 Les symétries de jauge

La dynamique est reliée à une **densité** de Lagrangien, notée $\mathcal{L}$, fonction des champs $\psi(x)$ (x désigne le 4-vecteur de l'espace-temps (ct,x,y,z)) et de leurs dérivées $\partial_\mu(x)$:

$$\begin{cases} \mathcal{L} & = & \mathcal{L}(\psi(x), \partial_\mu(x)) \\ \alpha & = & 1, 2, \ldots, n \end{cases} \tag{2.1}$$

Les avantages de ce formalisme sont notamment :

- une extension naturelle des champs du formalisme classique concernant les systèmes a n degrés de liberté quand $n \to \infty$

[1]**Q**uantum **C**hromo**d**ynamic
[2]**Q**uantum **E**lectro**d**ynamic

- la covariance relativiste qui s'y exprime naturellement (rôle symétrique des coordonnées d'espace-temps)
- les équations du mouvement se déduisent immédiatement de $\mathcal{L}$, via le principe de moindre action (c.f. ci-dessous)
- les lois de conservation découlent des invariances et symétries de $\mathcal{L}$
- la méthode de quantification canonique conduit naturellement d'un formalisme des champs classique à un formalisme semblable des champs quantifiés.

2.3.1 Le principe de moindre action

De la densité de Lagrangien $\mathcal{L}$ se déduit la *fonction de Lagrange*, intégrée sur tout l'espace :

$$L(t) = \int d^3x \mathcal{L}(\psi_\alpha(x), \partial_\mu(x)) \tag{2.2}$$

Par principe les champs physiques sont ceux qui minimisent l'intégrale d'action :

$$S(\psi_\alpha(x)) = \int_{t_1}^{t_2} dt L(t) = \int_{t_1}^{t_2} \int d^3x \mathcal{L}(\psi_\alpha(x), \partial_\mu(x)) \tag{2.3}$$

d'ou se déduisent les **équations de Lagrange** :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_\alpha} = \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \psi_\alpha)} \tag{2.4}$$

Les fermions de spin $\frac{1}{2}$ sont décrits par des bi-spineurs ψ de Dirac qui, libres, satisfont l'équation $(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) = 0$, dont le Lagrangien (par commoditité de language les termes *Lagrangien* et *densité de Lagrangien* sont confondus) associé est :

$$\mathcal{L}_f = \overline{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \tag{2.5}$$

Les bosons de spin 0 satisfont l'équation $(\Box + M^2)\phi(x) = 0$, avec $\Box \stackrel{def}{=} \partial_\mu\partial^\mu$, qui dérive du Lagrangien :

$$\mathcal{L}_b = (\partial_\mu\phi(x))^\dagger(\partial_\mu\phi(x)) - M^2\phi(x)^\dagger\phi(x) \tag{2.6}$$

Le photon est décrit par le 4-potentiel électromagnétique $A_\mu(x)$, qui, en l'absence de source, satisfait l'équation de Maxwell $\Box A^\mu(x) - \partial^\mu(\partial_\nu A^\nu(x)) = J^\mu$ avec $J^\mu = 0$, et qui dérive du Lagrangien[3] :

$$\mathcal{L}_{EM} = \frac{-1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - J^{\mu} A_{\mu} \tag{2.7}$$

Le boson vecteur massif, de spin 1, obéit à l'équation de Proca $\Box W^{\mu} - \partial^{\mu}(\partial_{\nu} A^{\nu}) + M^2 W^{\mu} = 0$, qui dérive de la densité de Lagrangien[4] :

$$\mathcal{L}_{W} = \frac{-1}{4} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} + \frac{1}{2} M^2 W_{\mu} W^{\mu} \tag{2.8}$$

2.3.2 Les invariances de phase et de jauge

Dans le formalisme de la mécanique quantique, le vecteur *ket* (à chaque état $\hat{\psi}$ de l'espace physique est associé un vecteur *ket*, qui est noté $|\psi>$) image d'un état physique est défini, même en étant normé, à une transformation unitaire près $e^{-i\alpha_k T^k}$, définie dans le groupe de symétrie interne G (par exemple $G = SU(N)$), les T^k désignant une base dans G (k varie de 1 à $N^2 - 1$ pour $G = SU(N)$) et les α_k autant de paramètres arbitraires. Deux situations se distinguent alors :

- $\alpha_k = C^{te}$; les α_k sont donc fixes, on parle d'invariance de jauge *globale*
- $\alpha_k = \alpha_k(x)$; les α_k sont des fonctions arbitraires de x, c'est dès lors une invariance de jauge *locale* [5]

La signification de l'invariance peut se faire via le principe de Born [8] : Un système qui se trouve dans l'état σ a une probabilité de se retrouver dans l'état ω[5] (les kets sont supposés normés) de : $\mathcal{P}(\sigma \rightarrow \omega) = | < \omega|\sigma > |^2$. Ainsi, le terme $e^{-i\alpha_k T^k}$ disparait immédiatement dans l'expression de $\mathcal{P}$, qui reste bien invariant. Cependant, dans choix de la base de la représentation, tout vecteur propre image demeure indéterminé à un facteur de phase près, et tous les facteurs sont arbitraires et indépendants. Ainsi, si :

$$|x >' = e^{-i\alpha_k T^k} |x > \tag{2.9}$$

[3]Par convention $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$

[4]Par convention $W_{\mu\nu} = \partial\mu W_{\nu} - \partial\nu W_{\mu}$

[5]σ et ω sont associés aux vecteurs propres $|\sigma>$ et $|\omega>$, de deux **E**nsembles **C**omplets d'**O**bservables qui **C**ommutent (**ECOC**) Σ et Ω

alors pour les fonctions d'ondes $\phi(x)$ et les opérateurs A :

$$\begin{aligned}\phi'(x) &=< x|\phi >= e^{i\alpha_k T^k}\phi(x) \\ A' &= e^{i\alpha_k T^k} A e^{-i\alpha_k T^k}\end{aligned} \tag{2.10}$$

Par exemple pour les dérivées :

$$\partial'_\mu = e^{i\alpha_k T^k}\partial_\mu e^{-i\alpha_k T^k} = \partial_\mu - i\partial_\mu \alpha_k T^k \tag{2.11}$$

En somme le changement de base $|x >' = e^{-i\alpha_k T^k}|x >$ induit un changement de jauge $\phi'(x) = e^{i\alpha_k T^k}\phi(x)$ et la dérivation devient une dérivation *covariante* : $D_\mu = \partial_\mu - i\partial_\mu\alpha_k T^k$. Dans l'expression de la probabilité $\mathcal{P}$ la seule contrainte est que l'intégrale[6] ait un module défini. En conséquence le changement de phase d'une fonction $\phi(x)$ le long d'un parcours fermé doit être le même pour toutes les fonctions $\phi(x)$. L'équation du champ restera toujours la même, en s'arrangeant systématiquement pour faire un changement de jauge correct.

Introduire l'invariance de jauge locale [5] a permis d'étendre aux transformations locales la symétrie d'isospin des interactions fortes. Le groupe d'invariance locale initialement postulé, $SU(2) \otimes U(1)$, représente la première véritable tentative d'unification des interactions faible et électromagnétique. Ce groupe implique la présence de trois bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0. Afin de donner de la masse à ces particules, la seule possibilité paraît d'ajouter artificiellement un terme de masse dans le Lagrangien, au prix de briser la symétrie de jauge locale et de rendre la théorie non renormalisable.

2.3.3 La brisure de symétrie

Certaines symétries de la nature semblent être rigoureusement exactes, comme les symétries d'espace-temps et les lois de conservation qui en résultent (énergie, impulsion, moment angulaire, charge électrique, etc...); le Lagrangien étant lui-même invariant sous ces symétries. Cependant d'autres, telles les symétries **C** (**C**onjugaison de charge), **P** (inversion d'espace) et **T** (renversement du **T**emps), ne le sont que approximativement.

De plus les solutions symétriques n'ont de signification physique que si elles sont stables lorsqu'elles sont légèrement perturbées par des conditions extérieures. En effet, lorsqu'une symétrie est brisée, ce n'est plus chacune des solutions d'énergie

[6] On peut aussi écrire $\mathcal{P}(\sigma \to \omega) = |\int d^3x \phi^*_\omega(x)\phi_\sigma(x)|^2$

minimale qui respecte la symétrie, mais l'ensemble[7] des solutions. La méthode de résolution des équations est souvent approximative et consiste justement à étudier la variation des champs au voisinage d'un état de référence, ce qui constitue la *méthode perturbative.*

Le mécanisme (ou *mécanisme de Higgs*) de *brisure spontanée de la symétrie* [6], associé à la symétrie de jauge locale $SU(2) \otimes U(1)$ et appliqué au champ des leptons, permit d'aboutir au modèle standard d'unification des interactions faible et électromagnétique, et fut ensuite étendu au champs des quarks. La théorie ainsi construite étant, de plus, renormalisable [4].

Nous allons montrer de façon succinte comment se déroule ce mécanisme dans les deux symétries de jauge globale et locale.

Brisure spontanée de la symétrie du vide

Considérons justement le cas de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)$, le groupe de transformation associé étant :

$$\phi'(x) = e^{-i\frac{\alpha^k}{2}\tau_k}\phi(x) \tag{2.12}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \tau_0 & = & 1 \\ \tau_i & = & \sigma_i \quad (i = x, y, z) \end{array} \right. \tag{2.13}$$

où les $\sigma_i (i = x, y, z)$ sont les *matrices de Pauli.* Le Lagrangien, dans leuquel on introduit un potentiel quadratique en $\phi(x)$: $V(\phi(x)) = \lambda(\phi^\dagger(x)\phi(x))^2$, est : $\mathcal{L} = \partial_\mu\phi^\dagger(x)\partial^\mu\phi(x) - \mu^2\phi^\dagger(x)\phi(x) - \lambda(\phi^\dagger(x)\phi(x))^2$. Le champ $\phi(x)$ est un champ fermionique à deux dimensions, construit en doublet (c.f. paragraphe 2.4).

Afin de déterminer le spectre de masse des quantas $\phi(x)$, il suffit de considérer la partie bilinéaire en $\phi(x)$ de $\mathcal{L}$: $\mathcal{L}_0 = \partial_\mu\phi^\dagger(x)\partial^\mu\phi(x) - \mu^2\phi^\dagger(x)\phi(x)$, dont l'équation de Lagrange associée est l'équation de Klein-Gordon $(\Box + \mu^2)\phi(x) = 0$.

Les particules associées sont de spin 0 et de masse $m = \sqrt{\mu^2}$ (si $\mu^2 > 0$).

Notons la valeur moyenne du champ dans le vide (i.e. solution de $\mathcal{L}_0$) :

$$\phi_0 \stackrel{def}{=} <\phi>_0 \neq 0 \tag{2.14}$$

On développera alors $\mathcal{L}$ autour de ϕ_0 en écrivant que $\phi(x) = \phi_0 + \psi(x)$. $\mathcal{L}$ devient une fonction de $\psi(x)$.

[7] Il est plus correct de dire que les symétries sont cachées, car le fait qu'elles n'apparaissent dans les développements au voisinage de l'état de référence ne prouve pas qu'elles soient perdues

En premier lieu il convient d'expliciter ϕ_0 en minimisant la densité d'énergie définie par l'*Hamiltonien* $\mathcal{H} = \sum \frac{\partial \mathcal{L}}{\phi_k} \dot{\phi}_k - \mathcal{L}$:

$$\begin{cases} \mathcal{H} & = & \dot{\phi}^\dagger \dot{\phi} + \vec{\partial}\phi^\dagger \vec{\partial}\phi + V_{\mathcal{H}}(\phi) \\ V_{\mathcal{H}}(\phi) & = & \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \end{cases} \tag{2.15}$$

dont le minimum doit être de plus stable vis-à-vis de $V_{\mathcal{H}}(\phi)$.

Ce minimum n'existe que si $\lambda > 0$, ce qui revient a considérer deux cas (Figure 2.1) :

- $\mu^2 > 0$; on trouve alors $\phi_0 = 0$ et toutes les "masses" des quantas sont égales à $m = \mu$

- $\mu^2 < 0$; le minimum stable est alors atteint pour $\phi^\dagger \phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \stackrel{def}{=} \eta^2 (\eta \in \Re)$ avec une énergie du vide de $E_0 = \frac{1}{2}\eta^2\mu^2$. Un exemple de solution étant $\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}$. Cette valeur de E_0 est dégénérée, ce qui signifie que les états propres de E_0 ne sont pas indépendants. En effet ils se déduisent chacun dans ce cas par une transformation du groupe de symétrie en question. De plus ϕ_0 brise la symétrie du groupe car les quatre générateurs (ou des combinaisons entre eux) τ ne le laissent pas invariants. En l'occurence seul $(1 + \tau_3)/2$ ici laisse ϕ_0 invariant, au contraire de τ_1, τ_2, $(1 - \tau_3)/2$.

Les perturbations autour du vide ϕ_0 peuvent alors s'exprimer :

$$\phi(x) \stackrel{def}{=} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} = e^{i\theta(x)\tau_u} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(x) \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

avec la notation $\tau_u = u^i \tau_i$ ou u_i est un vecteur unitaire ($i = 1, 2, 3$). Cette façon de représenter $\phi(x)$ est toujours possible, en remarquant que $e^{i\theta(x)\tau_i} = \cos(\theta(x))\mathcal{I} + i\tau_u \sin(\theta(x))$ ($\mathcal{I}$ est la matrice unité). Il faut de plus que $\phi_0 \neq 0$. En posant $\frac{\psi(x)}{\sqrt{2}} = \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}}$ (ce qui revient à mettre explicitement en évidence la valeur de ϕ_0) on trouve que la variation du champ autour du vide, en prenant des faibles valeurs de $\theta^i(x) = \theta(x)u^i(x)$ et de $\sigma(x)$, est de :

$$\psi'(x) = \phi(x) - \phi_0 = \begin{pmatrix} \eta(\theta^2(x) + i\theta^1(x)) \\ \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} - i\eta\theta^2(x) \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

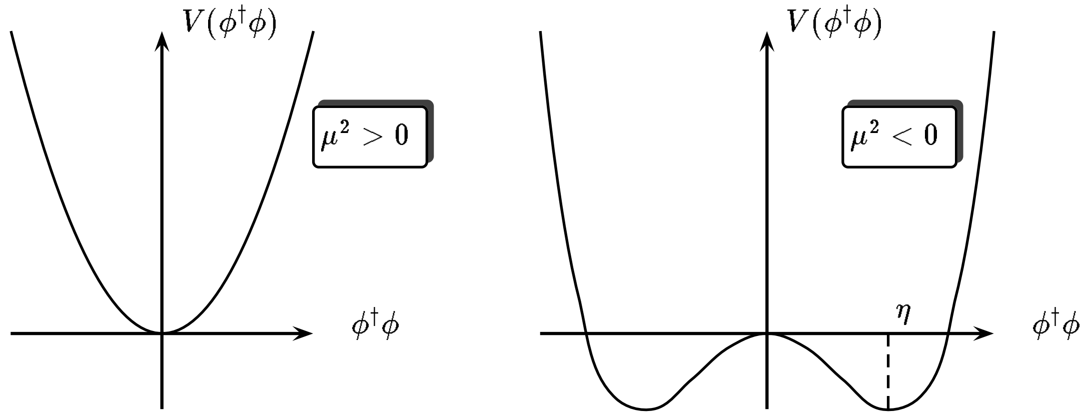

Figure 2.1 Le potentiel $V(\phi)$ et les deux cas : $\mu^2 > 0$ et $\mu^2 < 0$

En remplaçant $\phi(x)$ par son expression en fonction de $\theta^i(x)$ et de $\sigma(x)$ dans le Lagrangien $\mathcal{L}$ on obtient (avec la nouvelle substitution $\tilde{\theta}^i(x) = \sqrt{2}\eta\theta^i(x)$) :

$$\mathcal{L} = \begin{array}{c} \frac{1}{2}(\partial_\mu\tilde{\theta}_i(x)\partial^\mu\tilde{\theta}^i(x)) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma(x)\partial^\mu\sigma(x) + 2\mu^2\sigma(x)^2) \\ -\frac{\mu^2}{\eta\sqrt{2}}(\sum_{i=1}^3 \tilde{\theta}_i(x)^2 + \sigma x^2)\sigma x + \frac{\mu^2}{8\eta^2}(\sum_{i=1}^3 \tilde{\theta}_i(x)^2 + \sigma(x)^2)^4 - \frac{\mu^2\eta^2}{2} \end{array} \tag{2.18}$$

Nous nous retrouvons donc avec **4** types de bosons :

- un boson de masse $m = \sqrt{-2\mu^2}$ associé au champ $\sigma(x)$
- trois bosons de masse nulle (*bosons de Goldstone*) $\tilde{\theta}_i(x)(i = 1, 2, 3)$

Il est important de remarquer que la brisure de symétrie a levé la dégénérescence en masse, mais fait apparaitre des particules de masse nulle et de spin 0 : les bosons de Goldstone. Le champ de jauge du vide étant non nul, dans le cas de la symétrie du groupe $SU(2) \otimes U(1)$, la symétrie est dite *spontanément brisée.*

De façon plus générale on se contentera de retenir les conclusions du *théorème de Goldstone* : dans le cas d'une transformation de jauge globale, dans un groupe qui comprend N générateurs, et si $\phi_0 \neq 0$, alors au voisinage de ϕ_0 le système admet M bosons scalaires de masse $m = 0$, ou M est le nombre de générateurs qui ne laissent pas le vide invariant (au nombre de 3 dans le cas de $SU(2) \otimes U(1)$).

Le mécanisme de Higgs

Alors que la brisure spontanée de la symétrie du vide ne semble pas apporter d'intérêt, puisqu'elle génère des nouveaux bosons de masse nulle, il est montré que dans le cas d'une brisure d'une symétrie de jauge *locale* le théorème de Goldstone ne s'applique pas, et que les nouvelles particules créees acquièrent un degré de polarisation longitudinale et une masse **non nulle**, inhérente au nouvel état de polarisation. L'importance de ce mécanisme est d'autant plus grande que toute théorie de jauge locale spontanément brisée est renormalisable[8].

Ainsi la théorie du modèle standard est en fait une théorie de jauge *locale* brisée.

Brisure d'une symétrie de jauge locale

Les calculs de la section précédente appliqués à une symétrie globale du groupe $SU(2) \otimes U(1)$ sont effectués de la même manière avec les précautions suivantes :

$$\begin{cases} D_\mu = & \partial_\mu & & & \\ & +igW^k_\mu(x)\frac{\tau_k}{2} & (k=1,2,3) & & \\ & +ig'B_\mu(x)\frac{\tau^0}{2} & & & \\ \tau_k & : \text{générateurs de } SU(2) & \text{constante : } g & \text{champs de jauge : } & W^k(x) \\ \tau_0 = \mathcal{I} & : \text{matrice identité} & \text{constante : } g' & \text{champ de jauge : } & B(x). \end{cases} \tag{2.19}$$

Le Lagrangien s'écrit[9] :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - \frac{1}{4}F^k_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_k - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - V(\phi^\dagger\phi) \tag{2.20}$$

Les mêmes calculs que la section précédente conduisent à une perturbation autour du vide $\phi_0 \neq 0$ de la forme :

$$\phi(x) = e^{i\theta^i(x)\tau_i}\begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.21}$$

La différence apparaît alors dans le fait que le Lagrangien est *invariant* dans les transformations de jauge locale, et donc, par rotation, le champ d'excitation peut prendre *partout* la forme :

$$\hat{\phi}(x) = e^{-i\theta^i(x)\tau_i}\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

Le champ $H(x)$ est appelé le quantum du *boson de Higgs*. Ce changement de

[8]i.e. on peut exprimer toutes les amplitudes en fonction d'un nombre **fini** de paramètres

[9]$F(x)_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial\nu W_\mu + ig[W_\mu, W_\mu]$ où $[,]$ est un commutateur, et $B(x)_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial\nu B_\mu$. De plus par abus de notation est sous-entendue l'équivalence $\phi = \phi(x)$

jauge inverse fait aussi disparaitre les champs $\theta^i(x)$. On constate de plus que dans le Lagrangien les champs de jauge W^3_μ et B_μ sont mélangés sous la forme :

$$\begin{cases} Z_\mu = \cos(\theta_W)W^3_\mu - \sin(\theta_W)B_\mu \\ A_\mu = \sin(\theta_W)W^3_\mu + \cos(\theta_W)B_\mu \\ \theta_W \text{ étant défini par } \mathrm{tg}(\theta_W) \stackrel{def}{=} \frac{g}{g'} \end{cases} \tag{2.23}$$

L'angle θ_W est appelé l'*angle de Weinberg*, et fut introduit par S.L.Glashow. Dans l'expression du Lagrangien final :

$$\mathcal{L} = \begin{cases} \frac{1}{2}(\partial_\mu H \partial^\mu H + 2\mu^2 H^2) \\ -\frac{1}{4}W^1_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_1 + \frac{g^2\eta^2}{4}W^1_\mu W^\mu_1 \\ -\frac{1}{4}W^2_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_2 + \frac{g^2\eta^2}{4}W^2_\mu W^\mu_2 \\ -\frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\frac{g^2\eta^2}{2\cos^2(\theta_W)}Z_\mu Z^\mu \\ -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + 0 \end{cases} \tag{2.24}$$

on distingue clairement :

- cinq champs de jauge : H, W^1, W^2, Z et A
- la masse de H est : $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$
- les masses de W^1 et W^2 égales à $m_W = \frac{g\eta}{\sqrt{2}}$
- la masse de Z égale à $m_Z = \frac{g\eta}{\sqrt{2}\cos(\theta_W)} = \frac{m_W}{\cos(\theta_W)}$
- la masse *nulle* $m_A = 0$ du champ A

2.4 Le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS)

Dans ce modèle sont considérés les champ des *quarks* et des *leptons*, décrits par un groupe de jauge $SU(2)_L$. Les observations expérimentales montrent que ces particules s'assemblent en doublets, on construit donc[10] :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \text{ ou } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \text{ ou } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \tag{2.25}$$

[10] De même que les anti-doublets $\overline{\psi}$, qui décrivent le champ des *anti-particules*, et pas le bi-spineur $\psi^\dagger\gamma_0$

pour les leptons, et :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \text{ ou } \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \text{ ou } \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \tag{2.26}$$

pour les quarks. Le groupe de symétrie $SU(2)_L$ est un sous-groupe de $SU(2)$, qui peut en effet s'écrire en un produit direct de deux groupes qui commutent (avec les générateurs $L_k = \frac{1-\gamma_5}{2}\frac{\tau_k}{2}$, et $R_k = \frac{1+\gamma_5}{2}\frac{\tau_k}{2}$) :

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \tag{2.27}$$

La théorie $V - A$ des interactions faibles précisant que seules les composantes $V - A$ des champs de fermions sont sensibles à l'interactions faible[11], il en résulte que $SU(2)_{force\ faible}$ ne concerne que les fermions *gauches*, décrit par $SU(2)_L$, et les anti-fermions *droits*. Le modèle GWS est ainsi construit sur le groupe de symétrie :

$$\mathcal{G}_{GWS} = SU(2)_L \otimes U(1) \tag{2.28}$$

Si, comme dans la section précédente, on associe :

$$\begin{cases} T_a = \frac{\tau_a}{2} & \longleftrightarrow & SU(2)_L & \longleftrightarrow & W^a(x) \\ \tau_o = \mathcal{I} & \longleftrightarrow & U(1) & \longleftrightarrow & B(x) \end{cases} \tag{2.29}$$

et les symétries de jauge locales qui sont valables par rapport aux transformations :

$$\begin{cases} U_2 = e^{-i\frac{\alpha(x)^k}{2}\tau_k} \quad (k = 1, 2, 3) \\ U_1 = e^{-i\frac{\Lambda(x)}{2}Y} \end{cases} \tag{2.30}$$

Par complète analogie avec l'équation (2.19) la dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqW^a_\mu\frac{\tau_a}{2} + ig'B_\mu\frac{Y}{2} \tag{2.31}$$

et la transformation de jauge locale complète s'écrit :

$$U = U_2U_1 = e^{-i\frac{\alpha(x)^k}{2}\tau_k}e^{-i\frac{\Lambda(x)}{2}Y} \in SU(2)_L \otimes U(1) \tag{2.32}$$

[11]Car le courant de transition faible s'écrit $j^\mu(e \to s) = \overline{\psi}_s\gamma^\mu P_L\psi_e$ avec $P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}$

Tableau 2.4 Charge et hypercharge dans le modèle GWS

	Etats gauches				Etats droits		
	ν_e, ν_μ, ν_τ	e, μ, τ	u, c, t	d, s, b	e, μ, τ	u, c, t	d, s, b
T	1/2	1/2	1/2	1/2	0	0	0
T_3	1/2	-1/2	1/2	-1/2	0	0	0
Q	0	-1	2/3	-1/3	-1	2/3	-1/3
Y	-1	-1	1/3	1/3	-2	4/3	-2/3

Le Lagrangien libre, en analogie également avec les équations (2.5) et (2.8) s'exprime ainsi :

$$\mathcal{L}_{GWS} = \underbrace{\sum_{f=e,\mu,\tau,ud,cs,tb} \overline{\psi}_f(x) i\gamma^\mu D_\mu \psi(x)}_{\mathcal{L}_f} + \underbrace{\frac{-1}{4} F^k_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}_k(x) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}(x) B^{\mu\nu}(x)}_{\mathcal{L}_W(W^k,B)} \tag{2.33}$$

Le mécanisme de Higgs est dès lors utilisé pour donner de la masse aux bosons de jauge de la force électrofaible[12]. Le lagrangien final, après brisure de symétrie de jauge locale, est celui de la formule (2.24). En factorisant les termes de couplages de A_μ (c.f. eq. 2.7) dans $\mathcal{L}_{GWS}$ brisé on lit le terme de couplage[13] :

$$e\,Q = g\sin(\theta_W) T_3 + g'\cos(\theta_W)\frac{Y}{2} \tag{2.34}$$

soit, en imposant $e = g\sin(\theta_W) = g'\cos(\theta_W)$:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.35}$$

C'est l'interaction entre les champs des fermions et ce même champ $\phi(x)$ qui va donner de la masse aux fermions. Les nombres quantiques du modèle standard sont résumés dans le tableau 2.4.

[12]En ce qui concerne l'électromagnétisme, une masse nulle pour le champ A_μ du photon est compatible avec les observations expérimentales, au contraire des champs W_μ et B_μ

[13]Q est l'opérateur qui mesure la charge électrique, exprimé en unité de charge e

Les courants leptoniques de transition

La partie $\mathcal{L}_f$ du Lagrangien présente dans l'équation (2.33) peut-être développée (avec $T_k = \tau_k/2$) :

$$\mathcal{L}_f = \overline{\psi} i\gamma^\mu D_\mu \psi = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - g\gamma^\mu W_\mu^k T_k - g'\gamma^\mu B_\mu \frac{Y}{2})\psi \tag{2.36}$$

ce qui fait apparaitre les termes d'interaction du champ ψ avec les quatre champs de jauge, que l'on combine pour avoir les champs de jauge *physique* :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \mathcal{L}_{int} & = & \mathcal{L}_f - \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi = -J_+^\mu W_\mu^+ - J_-^\mu W_\mu^- - J_Z^\mu Z_\mu^0 - J_{em}^\mu A_\mu \\ W_\mu^\pm & = & \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ A_\mu & = & \sin(\theta_W) W_\mu^3 + \cos(\theta_W) B_\mu \\ Z_\mu & = & \cos(\theta_W) W_\mu^3 - \sin(\theta_W) B_\mu \end{array}\right. \tag{2.37}$$

les courants s'exprimant[14] :

$$\left\{\begin{array}{lcl} J_\pm^\mu & = & \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{\psi}_1 T_\pm \psi_1 \\ J_Z^\mu & = & \frac{g}{\cos(\theta_W)}(\overline{\psi}_1 \gamma^\mu (T_3 - Q\sin^2(\theta_W))\psi_1 - \sum_{k=2}^3 \overline{\psi}_k \gamma^\mu Q \sin^2(\theta_W)\psi_k) \\ J_{em}^\mu & = & e\sum_i \overline{\psi}_i \gamma^\mu Q \psi_i \end{array}\right. \tag{2.38}$$

Par exemple, avec la première famille de leptons $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ on trouve :

$$\left\{\begin{array}{lcl} J_+^\mu & = & \frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{\nu_e}^L \gamma^\mu e^L) \\ J_-^\mu & = & \frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{e}^L \gamma^\mu \nu_e^L) \\ J_Z^\mu & = & \frac{g}{2\cos(\theta_W)}(\overline{\nu_e}^L \gamma^\mu \nu_e^L + (2\sin^2(\theta_W) - 1)\overline{e}^L \gamma^\mu e^L + 2\sin^2(\theta_W)\overline{e}^R \gamma^\mu e^R) \\ J_{em}^\mu & = & -e(\overline{e}\gamma^\mu e) \end{array}\right. \tag{2.39}$$

où l'annotation supérieure ^{L} signifie le spineur *gauche*, de même ^{R} fait référence au spineur *droit*, dans $SU(2)$.

Les courants et les constantes de couplages

L'amplitude s'écrit :

$$\mathcal{M}_{fi} = J_f^\mu \Gamma_{\mu\nu} J_F^\nu \tag{2.40}$$

[14] Par analogie avec $W^\pm$ on note: $T_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(T^1 \mp iT^2)$

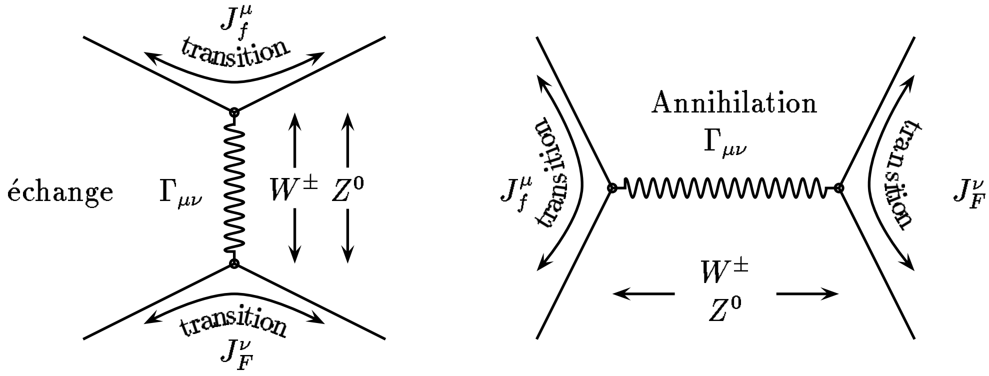

Figure 2.2 Les courants leptoniques d'échange, d'annihilation et de transition : diagrammes du premier ordre

Par exemple, pour le premier diagramme (courant d'échange) de la figure 2.2, avec les leptons ν_e et e on a :

$$\mathcal{M}_{fi}(e\nu_e \to \nu_e + e) = \frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{u}_e\gamma_L^\mu u_{\nu_e})\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_{\nu_e}}{M_W^2}}{q^2 - M^2 + i\epsilon}\frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{u}_\nu\gamma_L^\nu u_e) \tag{2.41}$$

où on note $\gamma_L^\mu = \gamma^\mu\frac{1-\gamma_5}{2}$ et $\gamma_R^\mu = \gamma^\mu\frac{1+\gamma_5}{2}$. M est la masse du boson W qui est le médiateur dans cette réaction, q est l'énergie mise en jeu, tandis que $g_{\mu\nu}$ est une métrique (matrice 4x4). En général $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = diag(1,-1,-1,-1)$. Le nombre i est celui de l'espace des complexes, i.e. caratérisé par $i^2 = -1$.

Un parallèle avec l'expression obtenue dans la théorie $V - A$ (où G est la *constante de Fermi*) :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \mathcal{M}_{fi} & = & \frac{G}{\sqrt{2}}(2\overline{u}_e\gamma_L^\mu u_\nu)g_{\mu\nu}(2\overline{u}_\nu\gamma_L^\nu u_e) \\ G & \approx & 1.16639\ 10^{-5}\ GeV^{-2} \end{array}\right. \tag{2.42}$$

montre que, à basse énergie, i.e. pour $q^2 \ll M^2$:

$$\left\{\begin{array}{l} \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{e^2}{8M_W^2\sin^2(\theta_W)} \\ \Longrightarrow (M_W\sin(\theta_W))^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G} \end{array}\right. \tag{2.43}$$

L'expression du courant neutre J_{em}^μ dans la formule (2.37) peut-être formulée :

$$J_{em}^\mu = \sum_i \frac{1}{2}\overline{\psi}_i\gamma^\mu(g_V^i - g_A^i\gamma_5)\psi_i \tag{2.44}$$

Tableau 2.5 Les constantes g_V et g_A des fermions

Fermion	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
e, μ, τ	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2(\theta_W)$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2(\theta_W)$	$+\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2(\theta_W)$	$-\frac{1}{2}$

ce qui permet là aussi d'établir un parallèle avec la théorie $V - A$ des courants neutres. Dans le tableau 2.5 sont résumées les différentes valeurs de g_V et g_A pour les fermions du modèle GWS.

2.4.1 Aspects de la Chromodynamique Quantique

L'interaction entre les quarks est dite : interaction *forte*, les médiateurs en sont les *gluons* [11]. Afin d'expliquer l'existence de triplets de quarks de spin parallele, comme la particule Δ^{++} composée de trois quarks *uuu*, le nombre quantique de *couleur* fut ajouté aux caractéristiques des quarks [12], que l'on nomme par convention : *red, green, blue*[15]. La couleur est interprétée comme la charge associée aux interactions fortes, les gluons ayant eux mêmes de la "couleur", et pouvant donc interagir entre eux. La notion de *confinement* explique que, par construction, les quarks et les gluons ne sont pas observables seuls, mais que uniquement les particules composites en quarks, et de couleur *neutre* le sont. Le cas extrême étant à très haute énergie où, à la *limite asymptotique*, les quarks peuvent être considérés comme des particules libres. Les quarks assemblés entre eux constituent l'appellation générale de *hadrons*, dans laquelle deux classes sont à distinguer[16] :

- les **mésons**, constitués d'une paire quark-antiquark $q\overline{q}$, les couleurs respectives du quark q et de l'antiquark $\overline{q}$ s'annulant,
- les **baryons**, assemblage de trois quarks $q_1q_2q_3$ (ou $\overline{q}_1\overline{q}_2\overline{q}_3$), chacun ayant une couleur différente

Les interactions des gluons entre eux entrainent une dépendance de la constante de couplage en énergie, différente de celle de la QED (**Q**uantum **E**lectro**D**ynamic). Les calculs perturbatifs de QCD conduisent a l'expression suivante de la constante

[15] Soit en français : rouge, vert, bleu, dont la synthèse additive est *neutre*

[16] les autres combinaisons auront une durée de vie très courte

de couplage (où μ^2 est l'*échelle de renormalisation*, et n_f est le nombre de saveurs de quarks) en fonction de l'énergie transférée q^2 :

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_s(\mu^2)(1 + (11 - \frac{2}{3}n_f)\frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi}\ln(\frac{-q^2}{\mu^2}))^{-1} \tag{2.45}$$

La liberté asymptotique résulte de la décroissance, dans le cas où $n_f \leq 16$, de α_s en fonction de q^2. Les mesures éffectuées au **LEP** ont fourni une mesure de α_s à l'énergie du Z^0 [13] :

$$\alpha_s = 0.123 \pm 0.006. \tag{2.46}$$

Le groupe de jauge associé à l'interaction forte étant $SU(3)_{couleur}$, il en résulte que le **Modèle Standard** est construit sur le groupe :

$$\mathcal{G} = SU(3)_{couleur} \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \tag{2.47}$$

2.4.2 La matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

L'angle de Cabbibo

Les interactions faibles avec échange de W ne conservent pas la saveur. Par exemple, les processus de la figure 2.3 ne conservent pas l'étrangeté s. Cependant ces désintégrations sont plus faibles que celle qui *conservent* l'étrangeté ($\Delta S = 0$), comme $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ et $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+\nu_e$. Cabbibo à proposé les courants de transition suivants [14] :

$$\left\{ \begin{array}{ccc} < \nu_e|J^\mu|e > & = & \frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{\nu}_e\gamma_L^\mu e) \\ < u|J^\mu(\Delta S = 0)|d > & = & \frac{g}{\sqrt{2}}\cos(\theta_C)(\overline{u}\gamma_L^\mu d) \\ < u|J^\mu(|\Delta S| = 1)|s > & = & \frac{g}{\sqrt{2}}\sin(\theta_C)(\overline{u}\gamma_L^\mu s) \end{array} \right. \tag{2.48}$$

A partir des mesures expérimentales, la valeur de l'angle de Cabbibo est estimée à :

$$\cos(\theta_C) \approx 0.97 \tag{2.49}$$

La matrice CKM

De la section précédente nous comprenons que les états observés ne sont pas ceux qui correspondent aux quantas de champ ψ, mais une combinaison. La

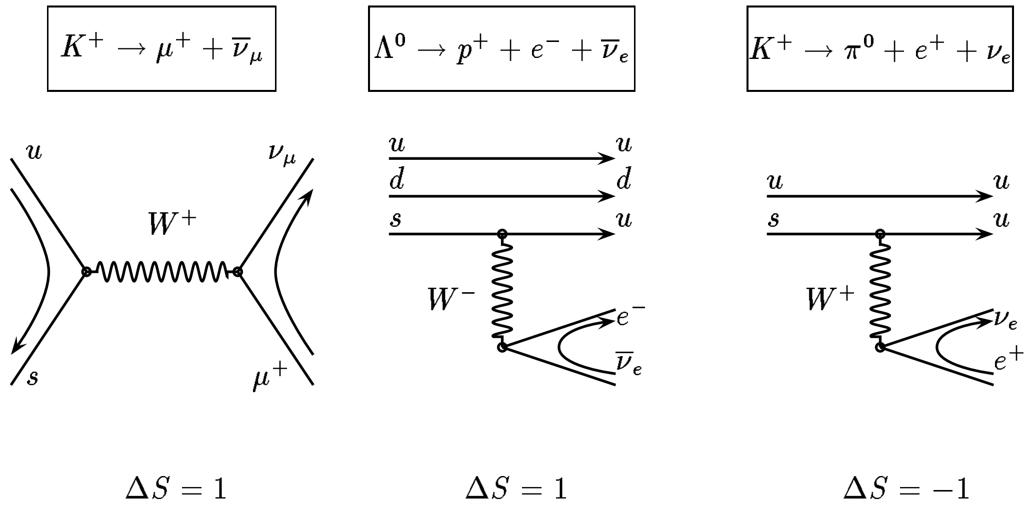

Figure 2.3 La non-conservation de l'étrangeté

généralisation de l'angle de Cabbibo s'écrit sous la forme :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{2.50}$$

et donne l'expression des états d', s', b' en fonction de d, s, b. Les valeurs actuelles des éléments de la matrice CKM sont estimées dans les fenêtres [1] :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} [0.9745 - 0.9757] & [0.219 - 0.224] & [0.002 - 0.005] \\ [0.218 - 0.224] & [0.9736 - 0.9750] & [0.036 - 0.046] \\ [0.004 - 0.014] & [0.034 - 0.046] & [0.9989 - 0.9983] \end{pmatrix}.$$

Les valeurs proches de l'unité sur la diagonale, bien plus élevées que celles en dehors de la diagonale, signifient que les couplages sont beaucoup plus importants entre les quarks d'un même doublet. Les 6 quarks ayant 5 phases relatives, il en résulte que le nombre de paramètres indépendants de la matrice CKM est : 2×3^2 (matrice complexe 3x3) moins 9 (unitarité) moins 5 (phases) $= 4$. Par exemple on peut paramétriser avantageusement la matrice CKM par [17] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & s_2 \\ 0 & -s_2 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix}$$

où, $e^{i\delta}$ étant la *phase de Kobayashi-Maskawa* :

- $c_i \stackrel{def}{=} \cos(\theta_i)$

- $s_i \stackrel{def}{=} \sin(\theta_i)$
- $\det(V_{CKM}) = e^{i\delta}$.

2.4.3 Les paramètres du Modèle Standard

Ce modèle contient un certain nombres de paramètres qui sont laissés libres théoriquement, et ne sont contraints que par les mesures expérimentales. Cependant ils ne sont pas mesurables directement et sont donc avantageusement exprimés en fonctions de quantités qui le sont. Le choix des paramètres constitue le *schéma de renormalisation.* Un choix possible est le schéma *on-shell* [15] relié a la *constante de structure fine* $\alpha = e^2/4\pi$ et aux masses des bosons M_Z, M_W. Leur relation avec les paramètres g et g' (c.f. equ. 2.19) et η (c.f. equ. 2.22) sont :

$$\begin{cases} \alpha & = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2 g'^2}{g^2+g'^2} \\ M_Z & = \frac{1}{2}\eta\sqrt{g^2+g'^2} \\ M_W & = \frac{1}{2}\eta g \end{cases} \tag{2.51}$$

où η est la valeur moyenne non-nulle du quanta du boson de Higgs dans le vide. La masse de M_W étant mesurée avec peu de précision[17], on lui préfère souvent la mesure de la constante de Fermi :

$$G = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}}\frac{1}{M_W^2 \sin^2(\theta_W)} \tag{2.52}$$

De plus, il est aussi souvent commode de mesurer directement $\sin^2(\theta_W)$, qui s'exprime en effet [16] :

$$\sin^2(\theta_W) = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \tag{2.53}$$

Cette relation est une des définitions possibles de $\sin^2(\theta_W)$ lorsqu'on tient compte des ordres supérieurs de l'interaction électrofaible. C'est en fait la plus courante.

Ainsi, dans l'hypothèse où les masses des neutrinos sont nulles[18], le Modèle Standard, renommé Modèle Standard Minimal (**MSM**), dépend de 18 paramètres :

- les six masses des quarks : $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$

[17] A **LEP I**, mais une amélioration très sensible devrait intervenir à l'étape supérieure en énergie, i.e. à **LEP II**

[18] Si elles ne le sont pas alors la matrice CKM peut être étendue aux leptons, puisque dès lors l'interaction ne conserverait plus les charges leptoniques

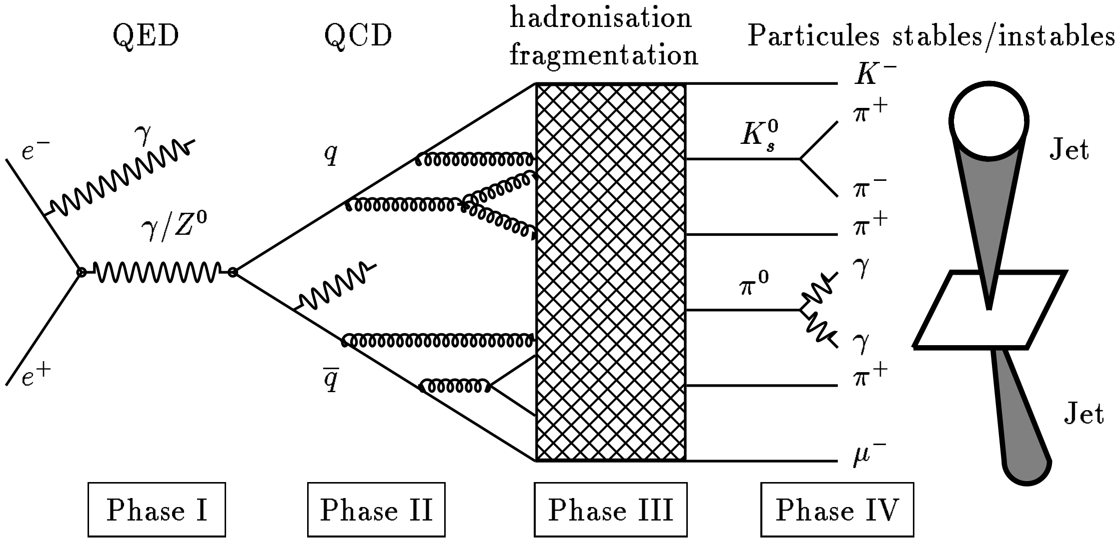

Figure 2.4 Le processus $e^+e^- \to q\overline{q}$

- les trois masses des leptons : m_e, m_μ, m_τ
- la masse du boson de Higgs : M_H
- les trois constantes de couplage : G, α, α_s
- l'angle de Weinberg : $\sin^2(\theta_W)$
- les quatre paramètres qui caractérisent la matrice CKM : $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$.

2.5 L'annihilation e^+e^-

Le processus $e^+e^- \to f\overline{f}$ présente l'avantage d'être moins contaminé qu'une collision *hadron-hadron*, et de ne pas être sensible aux interactions fortes dans la voie d'entrée, puisqu'il ne contient que des leptons.

2.5.1 Processus hadronique $e^+e^- \to q\overline{q}$

Ce processus peut se séparer en quatre phases disctinctes [18], comme schématisé à la figure 2.4.

- (I) Un processus purement électrofaible (décrit par le modèle GWS) : production d'une paire quark-antiquark par échange d'un boson vecteur γ ou Z^0. Un effet de *bremsstrahlung*, décrit par la QED (émission de photons radiatifs dans l'état initial e^+e^-) peut se produire.

- (II) Un processus qui relève de QCD perturbatif : radiation de gluons émis dans l'état final $q\overline{q}$. Il est possible de calculer tous les éléments des matrices mises en jeu jusqu'au second ordre en α_s (méthode ME), ou bien de sommer les termes logarithmiques de tout ordre (modèle Parton Shower).

- (III) Une phase de fragmentation/hadronisation, qui est décrite par des modèles phénoménologiques.

- (IV) La désintégration des particules instables en particules à durée de vie plus longue.

L'ensemble des particules résultantes de ces quatre phases sont regroupées en *jets*.

Le processus $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ se sépare entre $f = e$ (événements *Bhabbha*) et $f \neq e$, cas que nous considérerons dans notre analyse.

L'amplitude de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ $(f \neq e)$ s'exprime, à l'ordre le plus bas des constantes de couplage électrofaibles :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_H \tag{2.54}$$

avec [19] :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \mathcal{M}_\gamma & = & ie^2(\overline{u}_f\gamma^\alpha v_f)\frac{1}{q^2+i\epsilon}(\overline{v}_e\gamma_\alpha u_e) \\ \mathcal{M}_Z & = & \frac{ig^2}{4\cos^2(\theta_W)}(\overline{u}_f\gamma^\alpha(g_V^f - g_A^f\gamma_5)v_f)\frac{1}{q^2-M_Z^2+i\epsilon}(\overline{v}_e\gamma^\alpha(g_V^f - g_A^f\gamma_5)u_e) \\ \mathcal{M}_H & = & \frac{-ig^2}{4\cos^2(\theta_W)}\frac{m_e m_f}{M_Z^2}(\overline{u}_f v_f)\frac{1}{q^2-M_H^2+i\epsilon}(\overline{v}_e u_e) \end{array} \right. \tag{2.55}$$

où $\psi_f^\alpha(x) \stackrel{def}{=} u^\alpha e^{-ip.x}$ et $\psi_f^\alpha(x) \stackrel{def}{=} v^\alpha e^{ip.x}$, où $p.x = p^k x_k (k = 1, 4)$ définissent les *spineurs* u^α et v^α, chacun étant respectivement associé à l'état d'énergie positive et négative.

$\mathcal{M}_H$ est négligeable, en effet $\mathcal{M}_H/\mathcal{M}_Z$ s'écrit :

$$\frac{\mathcal{M}_H}{\mathcal{M}_Z} \propto \frac{m_e m_f}{M_Z^2}\frac{q^2 - M_Z^2}{q^2 - M_H^2} \tag{2.56}$$

qui tend vers 0 (sauf si $q^2 \simeq M_H^2$). L'amplitude devient donc :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z \tag{2.57}$$

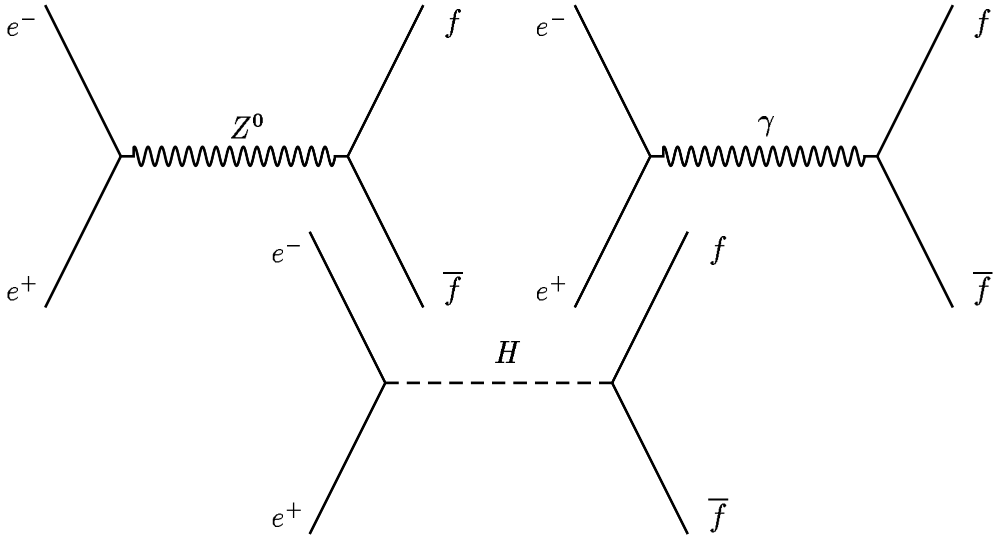

Figure 2.5 Les diagrammes du premier ordre pour $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ ($f \neq e$)

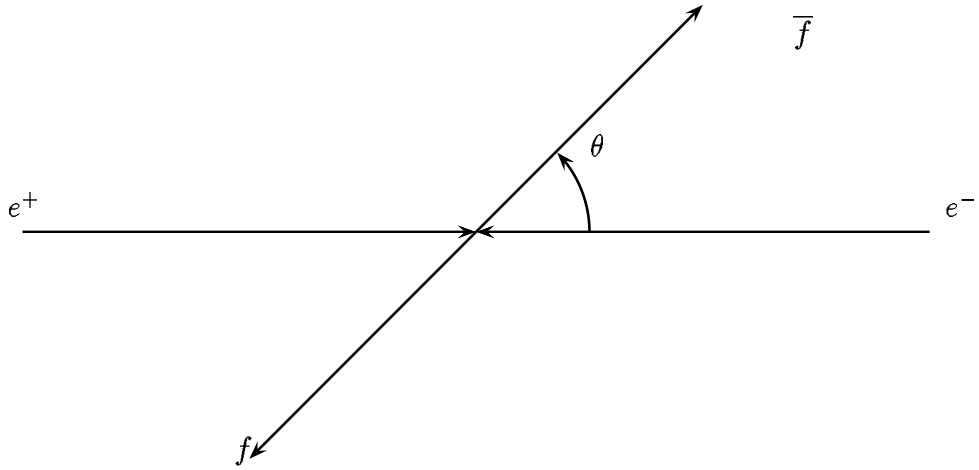

Figure 2.6 Géométrie de $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$

2.5.2 Section efficace

En prenant les définitions géométriques, dans le centre de masse, de la figure 2.6, et en utilisant la *masse réduite* $\mu_f \stackrel{def}{=} m_f^2/q^2$ ainsi que la *vélocité* $\beta_f \stackrel{def}{=} \sqrt{1-4\mu_f}$, la section efficace différentielle s'exprime, avec $d\Omega$ l'angle solide et $s = q^2$ l'énergie dans le centre de masse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_f \beta_f \{G_1(s)(1+\cos^2(\theta)) + 2G_2(s)\beta_f \cos(\theta) + 4\mu_f G_3(s)\sin^2(\theta)\} \quad (2.58)$$

avec :

$$\begin{cases} G_1(s) = Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e Q_f g_V^e g_V^f \Re(F) + [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2][(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2 \beta_f^2]|F|^2 \\ G_2(s) = 2Q_e Q_f g_V^e g_V^f \Re(F) + 4g_V^e g_A^e g_V^f g_A^f |F|^2 \\ G_3(s) = Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e Q_f g_V^e g_V^f \Re(F) + [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2](g_V^f)^2 |F|^2 \end{cases} \quad (2.59)$$

et :

$$\begin{cases} F = \eta\chi_0(s) \\ \eta = [(2\sin(\theta_W)\cos(\theta_W)]^{-2} \\ \chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \end{cases} \quad (2.60)$$

Outre les corrections d'ordre supérieures, qui sont transférées sur g_V et g_A, les termes d'ordre supérieurs font apparaître des moments magnétiques en $\mu_{em}\sigma_{\mu\nu}$, dont la contribution à la section efficace est très faible.

Le paramètre N_f est la contribution de la couleur :

- $N_f = 1$ pour les leptons
- $N_f = 3$ pour les quarks

A l'énergie de **LEP I**, $s = q^2 \approx M_Z^2$, et la valeur de μ_f devient négligeable, ce qui implique $\beta_f \simeq 1$ (bien que la masse du jet final sensiblement plus élevée, c'est la masse du quark qui intervient), la section efficace différentielle se simplifie :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_f G_1(s)\{(1+\cos^2(\theta)) + 2\frac{G_2(s)}{G_1(s)}\cos(\theta)\}. \quad (2.61)$$

C'est la contribution de $\mathcal{M}_Z$ qui brise la symétrie en $\cos(\theta)$ du processus purement électromagnétique $\mathcal{M}_\gamma$, dans lequel $G_1 = Q_e^2 Q_f^2$, $G_2 = 0$ et $d\sigma/d\Omega \propto (1+\cos^2(\theta))$. Cette particularité de $\mathcal{M}_Z$ est reconnaissable au terme $2\frac{G_2(s)}{G_1(s)}\cos(\theta)$.

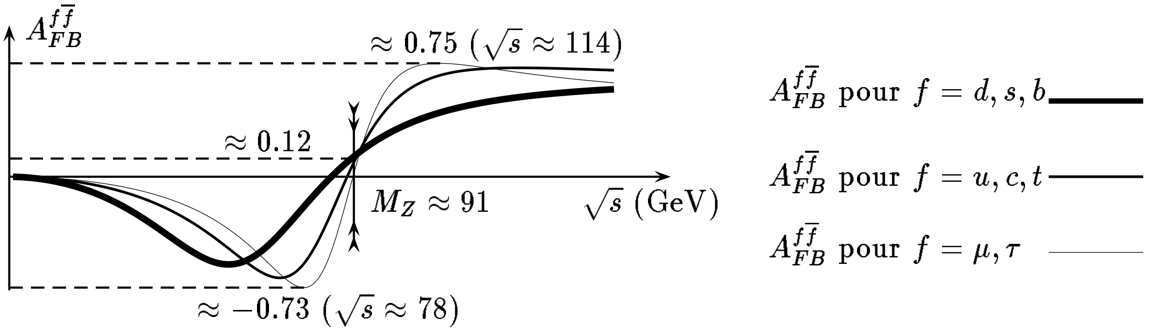

Figure 2.7 Distribution de $A_{FB}^{f\bar{f}}$ pour $f = (\mu, \tau)$, $f = u$-type et $f = d$-type

2.5.3 L'asymétrie avant-arrière $A_{FB}^{f\bar{f}}$

Par définition :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{f\bar{f}} & \stackrel{def}{=} & \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f} \\ \sigma_F^f & = & 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma^f}{d\Omega} d(\cos(\theta)) \\ \sigma_B^f & = & 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma^f}{d\Omega} d(\cos(\theta)). \end{array} \right. \tag{2.62}$$

Les indices $_{FB}$ signifiant *forward* et *backward* (avant et arrière respectivement), et correspondant aux régions $\cos(\theta) > 0$ et $\cos(\theta) < 0$.

En remplacant $d\sigma/d\Omega$ par l'expression (2.58) on obtient :

$$A_{FB}^{f\bar{f}}(s) = \frac{3}{4} \frac{G_2(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_3(s)} \beta_f \approx_{\mu_f \to 0} \frac{3}{4} \frac{G_2(s)}{G_1(s)}. \tag{2.63}$$

L'allure disymétrique de $d\sigma/d\Omega$ caractérise $A_{FB}^{f\bar{f}}$, et la section efficace peut se reformuler :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \theta) = \frac{\alpha^2}{4s} N_f G_1(s) \{(1 + \cos^2(\theta)) + \frac{8}{3} A_{FB}^{f\bar{f}}(s) \cos(\theta)\}. \tag{2.64}$$

La présence de cette asymétrie résulte de la violation de la parité dans la désintégration du Z^0, et elle disparait lorsque g_A^f ou g_V^f s'annulent.

Un cas particulier se situe à la résonance du propagateur associé à $\mathcal{M}_Z$ (c.f. equ. 2.55), où $q^2 = s = M_Z^2$. Ceci a pour effet d'annuler le terme d'interférence entre le γ et le boson vecteur Z^0, pour ne plus donner que la simple expression suivante :

$$A_{FB}^{f\bar{f}}(s = M_Z^2) \stackrel{def}{=} A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \tag{2.65}$$

où, aussi bien pour $\delta = e$ que pour $\delta = f$:

$$\left\{ \begin{array}{lll} A_\delta & = & \frac{2g_V^\delta g_A^\delta}{(g_V^\delta)^2+(g_A^\delta)^2} = \frac{2(\frac{g_V^\delta}{g_A^\delta})}{1+(\frac{g_V^\delta}{g_A^\delta})^2} = \frac{2(1-4|Q_\delta|\sin^2(\theta_W))}{1+(1-4|Q_\delta|\sin^2(\theta_W))^2} \\ \frac{g_V^\delta}{g_A^\delta} & = & 1-4|Q_\delta|\sin^2(\theta_W) \end{array} \right. \tag{2.66}$$

Ainsi la mesure de l'asymétrie au pôle du Z^0 est lié de façon simple à la mesure de l'angle de Weinberg.

Autour de $s = M_Z^2$ l'expression de $A_{FB}^{f\overline{f}}$ s'écrit :

$$A_{FB}^{f\overline{f}} - A_{FB}^{0,f} = \frac{A_{FB}^{0,f}}{\eta}\left(\frac{Q_e Q_f}{g_V^e g_V^f} - \frac{Q_e Q_f}{g_A^e g_A^f}\right)\frac{\sqrt{s}-M_Z}{M_Z} \tag{2.67}$$

ce qui pour commodité se résume à :

$$A_{FB}^{f\overline{f}} - A_{FB}^{0,f} \approx (\sqrt{s}-M_Z) * \left\{ \begin{array}{ll} 8.7\% & leptons \\ 5.1\% & u-type\ quarks \\ 2.0\% & d-type\ quarks \end{array} \right. \tag{2.68}$$

avec s exprimé en GeV et M_Z exprimé en GeV/c^2.

Cette correction varie peu en fonction de $\sin^2(\theta_W)$, au contraire de g_V^e et g_V^f, et des charges mises en jeu.

Les corrections radiatives

Les corrections à la valeur de $A_{FB}^{f\overline{f}}$ sont de quatre ordres [20] [18] :

- QED
- Corrections "faibles"
- QCD (pour les états finaux hadroniques)

La valeur de $A_{FB}^{f\overline{f}}$ devenant $(A_{FB}^{f\overline{f}})_{corr} = A_{FB}^{f\overline{f}}(1+\Delta_{QED}^f)(1+\Delta_{faible}^f)(1+\Delta_{QCD}^f)$.

Et enfin :

- interactions faibles résiduelles (échange de photon, etc...)

Dès lors, $(A_{FB}^{f\overline{f}})_{corr} = A_{FB}^{0,f} + \Delta A_{FB}^{f,res}$.

Corrections QED

Ces corrections [21], qui dépendent fortement des coupures expérimentales sur les échantillons, sont de trois types :

$$\Delta^f_{QED} = \Delta^f_{initial} + \Delta^f_{interaction} + \Delta^f_{final}. \qquad (2.69)$$

Les termes $\Delta^f_{initial}$ et Δ^f_{final} correspondent à un photon radiatif dans les états e^+e^- et $f\overline{f}$, respectivement. L'ensemble quantitatif de Δ^f_{QED} contribue à diminuer la valeur de l'asymétrie, d'environ 0.5% au pôle du Z^0 et plus encore quand l'énergie $\sqrt{s}$ augmente.

Corrections "faibles"

On peut les séparer en :

- "*genuine diagrams*", i.e. corrections radiatives dans le secteur électrofaible, mais qui ne sont pas des purs processus de QED. Elles sont sensibles aux masses du quark t (m_t) et du Higgs (m_H). D'un autre coté, contrairement au cas précédent, elles ne dépendent pas des coupures expérimentales.

- corrections sur les propagateurs, les vertex, et la contribution des diagrammes du second ordre (diagrammes en "*boite*"), qui sont exprimées à l'aide des couplages *effectifs* :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \overline{g}^f_A & \stackrel{def}{=} & I^f_3\sqrt{\rho_f} \\ \overline{g}^f_V & \stackrel{def}{=} & \overline{g}^f_A(1 - 4|Q_f|\sin^2(\theta^f_{eff})) \end{array} \right. \qquad (2.70)$$

avec l'angle de mélange *effectif* :

$$\sin^2(\theta^f_{eff}) \stackrel{def}{=} \kappa_f \sin^2(\theta_W) \qquad (2.71)$$

qui corrige la valeur de l'angle de Weinberg. On définit ainsi un angle *effectif* pour chaque type de particule; cette valeur dépend de la masse du quark *top* et de celle du Higgs, une comparaison entre l'angle effectif pour les leptons, le quark b et l'angle de Weinberg est présentée en figure 2.8.

En ce qui concerne $A_{FB}(b\overline{b})$ une contribution supplémentaire significative est due à l'échange de bosons W et de quarks t dans l'état final, ce qui

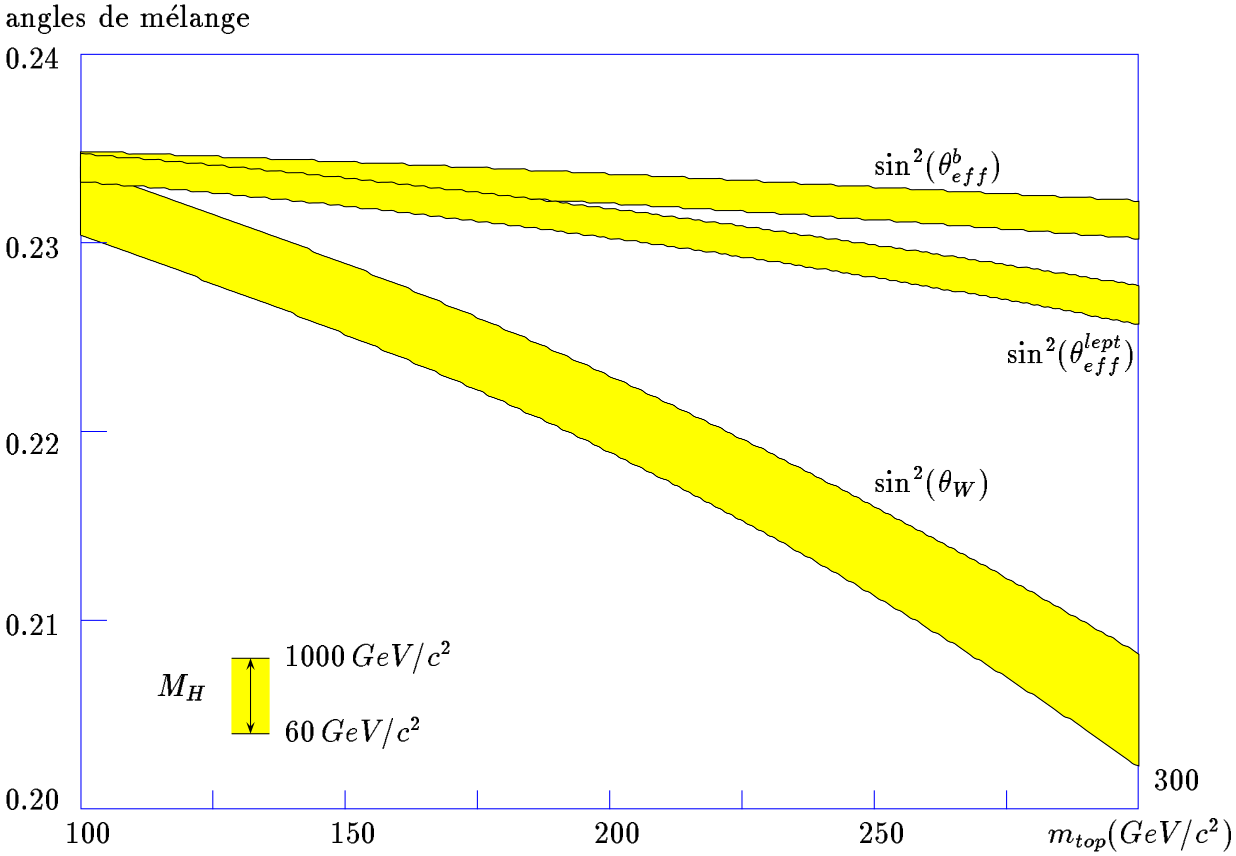

Figure 2.8 Variation de $\sin^2(\theta_W)$ et de $\sin^2(\theta^f_{eff})$ en fonction de m_t et M_H. $\sin^2(\theta_W)$ est défini comme étant égal à $1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$ où $\sin^2(\theta_W)M_W^2 = \frac{\pi\alpha/(\sqrt{2}G_F)}{1-\Delta r}$, selon la convention adoptée dans ZFITTER [24]. La relation entre $\sin^2(\theta_W)$ et $\sin^2(\theta^f_{eff})$ est celle de la formule 2.71.

change les valeurs de ρ_f et κ_f en [22] :

$$\begin{cases} \rho_b \to \rho_b + \Delta\rho_{b,vertex} \\ \kappa_b \to \kappa_b + \Delta\kappa_{b,vertex} \end{cases} \tag{2.72}$$

où, à la limite $m_t \gg M_W$:

$$\begin{cases} \Delta\kappa_{b,vertex} & \approx & \frac{\alpha}{8\pi\sin^2(\theta_W)}|V_{tb}|\{\frac{m_t}{M_W} + (\frac{8}{3} + \frac{1}{6\cos^2(\theta_W)})\ln\frac{m_t}{M_W}\} \\ \Delta\rho_{b,vertex} & = & -2\Delta\kappa_{b,vertex} \end{cases} \tag{2.73}$$

ce qui, en négligeant le terme $\ln\frac{m_t}{M_W}$, amène à :

$$\sin^2(\theta^b_{eff}) \to \sin^2(\theta^b_{eff})(1 + \frac{2}{3}\Delta\rho_t) \tag{2.74}$$

avec :

$$\Delta\rho_t = 3\frac{G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}. \tag{2.75}$$

Corrections QCD

Un calcul perturbatif en fonction de la constante de couplage de la force forte est appliqué à l'état final $q\overline{q}$:

$$\Delta^q_{QCD} = \sum_i c_i(\frac{\alpha_s}{\pi})^i \tag{2.76}$$

Au pôle du Z^0 l'expression de la correction au premier ordre s'écrit en fonction du quark m_q [20] :

$$c_1(m_q) = \begin{cases} -1 + \frac{2\pi}{3}\mu_q + \\ (3 + \frac{\pi^2}{12} + \frac{1}{3}(\ln\frac{\mu_q}{2})^2 - 2\ln\frac{\mu_q}{2} - \frac{5}{3}\ln 2)\mu_q^2 - \\ (3\frac{(g_V^q)^2 + (g_A^q)^2\ln(4/mu_q^2)}{(g_V^q)^2 + (g_A^q)^2})\mu_q^2 + \ldots \end{cases} \tag{2.77}$$

ce qui, pour $\sin^2(\theta_W) = 0.23$ donne, au premier ordre en α_s :

$$\Delta^q_{QCD} \approx c_1\frac{\alpha_s}{\pi} = \begin{cases} -0.040 & u, d, s \\ -0.038 & c \\ -0.032 & b \end{cases} \tag{2.78}$$

Une seconde méthode d'estimation, utilisant le cas où le thrust[19] est utilisé pour calculer la direction du quark, définit alors par $-Q_{quark}\cos(\theta_{thrust})$, donne [23] :

$$\Delta^q_{QCD} \approx -0.87\frac{\alpha_s}{\pi} \tag{2.79}$$

pour le quarks c,

$$\Delta^q_{QCD} \approx -0.79\frac{\alpha_s}{\pi} \tag{2.80}$$

pour le quark b, et

$$\Delta^q_{QCD} \approx -0.89\frac{\alpha_s}{\pi} \tag{2.81}$$

pour les quarks u, d et s.

Interaction faibles résiduelles

Cet effet est essentiellement du à un échange de photon, et dans une moindre mesure à la correction du second ordre sur le propagateur, due à l'interférence entre le photon γ et le boson Z^0, et aux termes résiduels des diagrammes "*en boite*" WW et ZZ. Avec une masse du quark top $m_t = 173$ GeV/c^2 on obtient :

$$\begin{cases} \Delta A^{b,res}_{FB} & = & 0.0003 \\ \Delta A^{c,res}_{FB} & = & 0.0008 \end{cases} \tag{2.82}$$

Les valeurs estimées dans les premier, second et quatrième cas sont calculées en utilisant le programme ZFITTER [24].

Résumé des corrections radiatives

Les constantes de couplages et l'angle de Weinberg sont, en définitive, redéfinis. Au pôle du Z^0 ceci revient à remplacer $A^{0,f}_{FB}(\sin^2(\theta_W))$ par :

$$A^{f\bar{f}}_{FB}(M_Z^2) = (A^{0,f}_{FB}(\sin^2(\theta_{eff})) + \Delta A^{f,res}_{FB})(1+\Delta^f_{QED})(1+\Delta^f_{QCD}) \tag{2.83}$$

Les corrections purement électrofaibles et électromagnétiques sont calculables avec une bonne précision, au contraire des corrections QCD.

---

[19]direction moyenne dans l'événement de l'ensemble des jets

2.5.4 Les modèles de fragmentation des quarks

Les quarks ne pouvant apparaitre isolés, à cause de leur *couleur*, ils connaissent une phase d'*hadronisation* (ou fragmentation) qui est décrite par des modèles empiriques[20], dont :

- le modèle des cordes
- les fonctions de fragmentation

On parle alors de *partons*, au lieu de quarks, antiquarks et de gluons.

Le modèle des cordes

L'énergie d'une paire de partons primaire est supposée être répartie le long d'une *corde* qui relie chacun des deux partons, avec une densité d'énergie constante. L'énergie potentielle de la corde augmentant linéairement avec l'énergie cinétique des partons, une paire $q\overline{q}$ sera créee quand le seuil d'énergie sera atteint. La corde peut aussi se "*casser*", auquel cas le processus recommencera. Le modèle des cordes, décrit dans [25] est mis en œuvre dans le *générateur* JETSET, mis au point par le groupe de LUND [26], utilisé par **DELPHI** pour simuler ses événements.

La fonction de fragmentation

On entend par ce terme la distribution de probabilité de cassure de la corde. En particulier, une fonction souvent employée, dite *Lund symétrique*, s'exprime [27] :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{\frac{-bM_T^2}{z}}, \tag{2.84}$$

qui a des propriétés remarquablement élégantes dans le plan $(E - P_L, E + P_L)$, et où :

- $z = \frac{(E+P_L)_{hadron}}{(E+P_L)_{total}}$ qui est la fraction d'énergie emportée par le hadron final[21]
- a et b sont des paramètres libres, qui varient typiquement entre [0.5,1.0] GeV^{-2} pour a, et [0.7-0.9] GeV^{-2} pour b
- $M_T = M_{hadron} + P_T^2$ est la *masse*[22] du hadron crée

---

[20] car la QCD ne peut-être traitée de façon perturbative à faible énergie, ou sur de longues distances

[21] P_L désigne l'impulsion longitudinale par rapport à la direction du quark

[22] P_T^2 est l'impulsion transverse du hadron

Cette paramétrisation, valable en principe pour les quarks lourds aussi bien que les légers, est cependant remplacée par la *fonction de fragmentation de Peterson* [28] pour les quarks b et c, qui possède l'avantage de ne dépendre que d'un seul paramètre à ajuster (ϵ_q), et de la seule variable z :

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1-\frac{1}{z}-\frac{\epsilon_q}{1-z})^2}. \tag{2.85}$$

Plus le hadron emporte une fraction importante de l'énergie du quark, comme c'est la cas en moyenne pour les quark b comparativement au quark c, plus ϵ_q sera petit et la fonction piquée vers 1. La connaissance de la valeur de z peut-se faire en calculant le rapport $x_E = E_{hadron}/(sqrts)$, qui est la quantité d'énergie emmenée par le hadron à l'énergie du faisceau. L'avantage de cette définition est qu'elle est indépendante du modèle utilisé, en contre-partie l'énergie du faisceau peut différer de façon significative de l'énergie du quark. Les valeurs moyennes de x_E pour les quarks b et c ont été mesurées en utilisant les mésons B [29] et les mésons D^* [30] :

$$\begin{array}{l} < x_E(B) >_b = 0.702 \pm 0.002(stat) \pm 0.008(syst) \\ < x_E(D^*) >_c = 0.492 \pm 0.006(stat) \pm 0.003(syst) \end{array} \tag{2.86}$$

ce qui correspond respectivement à :

$$\begin{array}{lclcl} \epsilon_b & = & 0.00225 & \pm & 0.00075 \\ \epsilon_c & = & 0.0396 & \pm & 0.0058 \end{array} \tag{2.87}$$

2.5.5 La reconstruction des jets

Les particules finales se regroupent en deux jets ou plus [31]. Par exemple la figure 2.9 montre un événement à trois jets. Afin de caractériser l'événement et ses constituants que sont les jets, on définit des variables telles que le *thrust* ou la *sphéricité*, qui doivent permettre de mesurer au mieux sa direction globale (et donc celle des quarks) et sa géométrie. Par exemple, le thrust, défini par :

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{n}.\vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \tag{2.88}$$

est utilisé pour trouver la direction $\vec{n} \stackrel{def}{=} \vec{T}$ qui maximise les projections des impulsions sur cet axe $\vec{n}$. La direction du thrust sera une approximation de la direction des quarks de l'événement. Plus celui-ci est topologiquement proche d'une configuration à deux jets, plus le thrust tend vers l'unité.

La sphéricité, définie par :

$$S = \frac{3}{2} \min_{\vec{n}} \frac{\sum_i p_{i,T}^2}{\sum_i p_{i,T}^2} \tag{2.89}$$

Plus la multiplité de l'événement est grande et la distribution de l'espace de phase isotropique, plus S tend vers 1. Mais la sphéricité décrit mal les cas où le nombre de jets est manifestement supérieur à trois, ce qui est fréquant au **LEP** , à cause du rayonnement de gluons dans l'état final. Il faut en effet pouvoir caractériser au mieux la direction de tous les jets. La technique adoptée est de minimiser la combinaison de toutes les particules deux à deux. Une paire de particules ayant la plus petite masse invariante possible est remplacée par une seule *pseudo-particule*, en additionnant leur 4-impulsion p_μ, le processus recommençant jusquà atteindre une valeur minimale imposée. La qualité de la reconstruction sera donc complètement liée à la valeur minimale en question, de même que le nombre de jets reconstruits. Deux algorithmes [32], basés sur ce principe de minimisation se sont imposés, différant sur la définition de la variable à minimiser qui décidera de la création de la pseudo-particule ou non. L'algorithme JADE propose de minimiser :

$$Y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos(\theta_{ij}))}{E_{vis}^2} \tag{2.90}$$

où E_i et E_j sont les énergies des deux particules traitées, et θ_{ij} l'angle entre leurs deux impulsions, tandis que E_{vis} est l'énergie totale *observée*. Par contre l'algorithme LUCLUS choisit :

$$d_{ij} = 2\frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{|\vec{p}_i|+|\vec{p}_j|} \sin\frac{(\theta_{ij})}{2} \tag{2.91}$$

Ainsi pour JADE et LUCLUS toutes les particules sont examinées deux à deux, et la reconstruction d'un jet est terminée dès que :

- $Y_{ij} > y_{min}$ pour JADE
- $d_{ij} > d_{join}$ pour LUCLUS

Les valeurs standards sont :

- $y_{min} = 0.01$ pour JADE

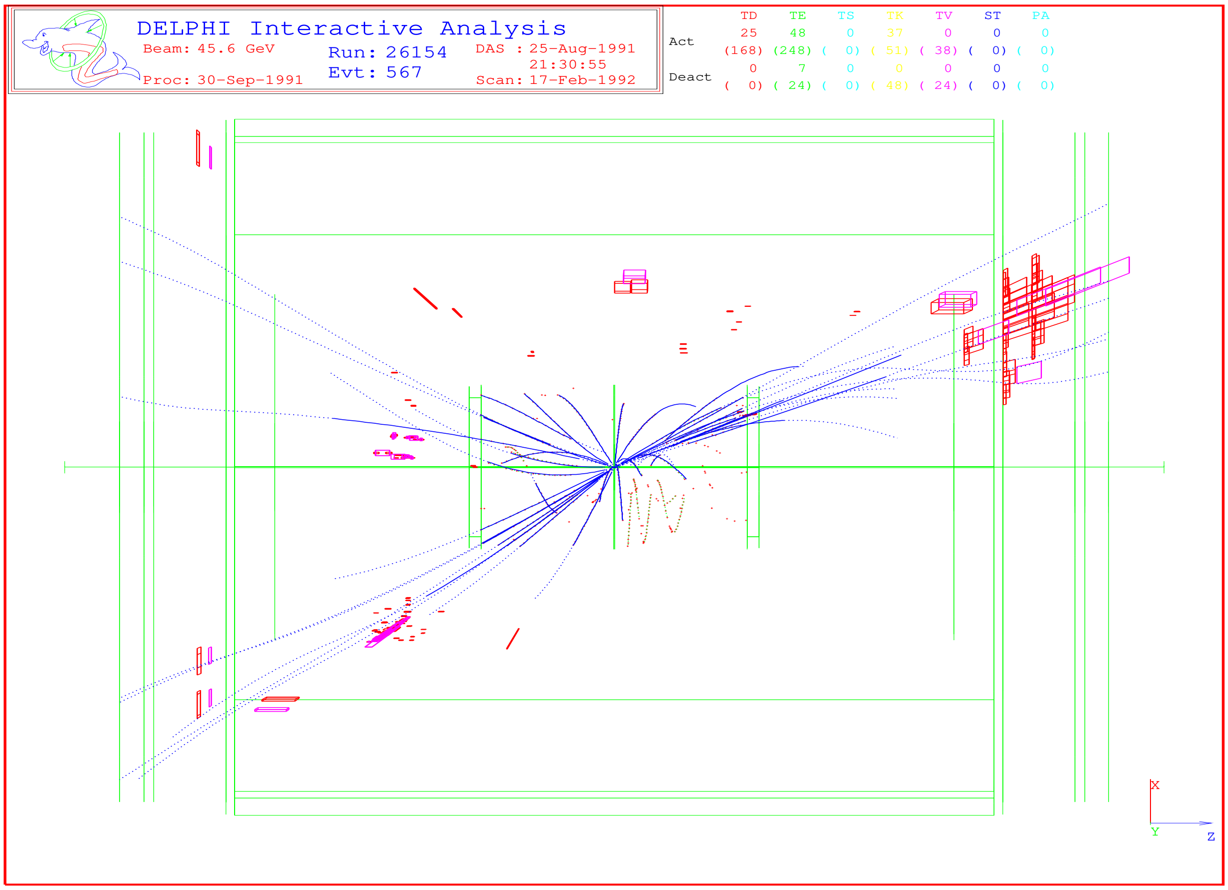

Figure 2.9 Evènement à trois jets dans l'expérience **DELPHI**

- $d_{join} = 2.1$ pour LUCLUS

La différence sur la mesure de l'asymétrie entre les deux algorithmes est très faible [33]. Dans notre analyse c'est JADE qui est choisi.

2.5.6 Les mésons B et D

Les mésons issus de la fragmentation des quarks b et c sont majoritairement le B et le D. Ils vont donner des leptons, que nous utilisons pour mesurer l'asymétrie.

Les désintégrations semileptoniques des mésons B et D

De façon générale, le processus de désintégration s'écrit :

$$B, D \to l\overline{\nu}_l X \tag{2.92}$$

via production d'un boson W qui donne le lepton en voie finale, X étant un hadron. Notre analyse mesurant $A_{FB}^{b\overline{b}}$ avec les leptons[23], il nous faut déterminer si le lepton vient directement du quark b ou non. Tout d'abord un examen de la matrice CKM nous indique que les transitions $b(c) \to u(d)$ sont négligeables comparées aux transitions $b(c) \to c(s)$. La corrélation de signe du lepton avec le quark contenu dans le B (ou D) peut donc se résumer ainsi (la charge du b étant négative, celle de c positive)[24] :

- $b \to (c)W^- \to l^-\overline{\nu}_l$: **signe identique**
- $b \to (c)W^- \to (s)\overline{c} \to (s)W^- \to l^-\overline{\nu}_l$: **signe identique**
- $b \to (s)W^+ \to\to l^+\nu_l$: **signe opposé**
- $b \to (W^-)c \to (s)W^+ \to l^+\nu_l$: **signe opposé.**

Ces processus peuvent aussi s'écrire à partir des antiquarks $\overline{b}(\overline{c})$. Il apparait ainsi que le lepton n'est pas nécéssairement de même signe que le quark initial. En l'occurence croire que le lepton de signe négatif vient systématiquement du b est une erreur. Deux modèles sont utilisés pour décrire ces cascades semileptoniques : ISGW (**I**sgur-**S**cora-**G**rinstein-**W**ise) [34] et ACCMM (**A**ltarelli-**C**abbibo-**C**orbo-**M**aiani-**M**artinelli) [35].

Le modèle ISGW

Basé sur le calcul des facteurs de forme, les fonctions d'onde des couplages spinoriels entre les quarks sont calculées dans l'approximation non-relativiste, et pour les désintégrations $B \to (D, D^*, D^{**})l\nu$. La dépendance en q^2 des facteurs de forme s'exprime :

$$\Phi(q^2) \propto e^{\frac{q^2 - Q^2_{max}}{Constante}} \tag{2.93}$$

---

[23] la mesure de $A_{FB}^{c\overline{c}}$ n'est pas faite seule, mais toujours en corrélation avec celle de $A_{FB}^{b\overline{b}}$

[24] les particules mises en parenthèse sont celles qui n'interviennent pas dans la chaîne de désintégration

où Q^2_{max} est le moment tranféré maximum, i.e. la différence de masse entre les états initial et final. Le modèle ISGW prédit des rapports de branchement de 27%, 62% et 11% pour les états finaux D, D^*, D^{**}, respectivement. Cependant la valeur de 11% pour l'état D^{**} paraissant sous-estimée [36], c'est pourquoi ISGW à été modifié en ISGW**, dans lequel $B \to D^{**} l\nu$ est fixé à la valeur de 32%.

Le modèle ACCMM

Dans cette description des désintégrations semi-leptoniques, les quarks sont considérés comme libres, mais l'émission d'un nombre arbitraire de gluons est sommée à partir de calculs de QCD. Contrairement au modèle ISGW**, dont les paramètres sont fixés, ACCMM est déterminé par la valeur des deux paramètres m_q, masse du quark produit lors de la désintégration faible, et le *moment de Fermi* p_F, laissant aussi une certaine liberté sur l'échelle de α_s.

Dans notre analyse le modèle ACCMM sera utilisé, les variations sur $A^{b\bar{b}}_{FB}$, $A^{c\bar{c}}_{FB}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en utilisant ISGW** seront considérées comme des erreurs systématiques.

Le mélange entre les mésons B^0 et $\overline{B^0}$

Les mésons B^0_q et $\overline{B^0}_q$[25] (avec $q = d, s$) sont des états dégénérés de l'interaction forte, mais ne sont pas des états propres de l'hamiltonien faible. Dans l'étude des leptons produits dans les désintégrations de la particule $\Upsilon(4S)$[26], on observe trois signaux différents, qui, combinés, conduisent, en négligeant pour l'instant la violation de **CP** [37] :

$$r \equiv \frac{P(B^0 \to l^+\nu X^-)}{P(B^0 \to l^-\overline{\nu} X^+)} = r_{BB} \equiv \frac{N(B^0B^0) + N(\overline{B^0B^0})}{N(B^0\overline{B^0})} = 0.21 \pm 0.08 \qquad (2.94)$$

où P est une probabilité et N le nombre de désintégrations observées avec les deux mésons en question. Dans les désintégrations semileptoniques des mésons B^0 la charge du lepton indique normalement si celui-ci provient d'un B^0 ou de son antiparticule[27]. Ainsi l'observation d'événements dileptoniques (l^+l^-), ou de

[25] où B^0_q est constitué d'une paire $\bar{b}q$, et son antiparticule $\overline{B^0}_q$ d'une paire $b\overline{q}$

[26] $\Upsilon(4S)$ est constitué de la paire de quarks $b\bar{b}$

[27] les mésons chargés, comme B^+_u ne peuvent pas se mélanger

même charge peuvent provenir de :

$$\begin{array}{lcl} (l^+l^+),(l^-l^-) & \longleftrightarrow & B^0B^0, \overline{B^0B^0} \\ (l^+l^-) & \longleftrightarrow & B^0\overline{B^0}, B_u^+B_u^-. \end{array} \tag{2.95}$$

Le mélange $B^0\overline{B^0}$ va directement influencer la mesure de l'asymétrie électrofaible à l'aide des leptons.

Les états propres de masses des mésons B_q^0

Tout comme dans le sytème $K^0\overline{K^0}$, les deux états propres n'ont pas la même masse, ce qui entraine une oscillation dépendante du temps de la phase des deux fonctions d'ondes associées.

L'évolution d'une particule instable est décrite par la relation [38] :

$$H\psi = (M - i\Gamma/2)\psi \tag{2.96}$$

dont la solution est $\psi \propto exp(-i(M - i\Gamma/2)t)$ (et $|\psi|^2 \propto exp(\Gamma t) = exp(t/\tau)$). Pour un système tel que $B\overline{B}$, où les transitions sont du type $B \rightleftharpoons \overline{B}$, on a :

$$H \begin{pmatrix} B^0 \\ \overline{B^0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - i\Gamma/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & M - i\Gamma/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ \overline{B^0} \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} B^0 \\ \overline{B^0} \end{pmatrix} \tag{2.97}$$

où :

- H n'est pas hermitien (car le sous-espace considéré n'inclut pas les états finals), donc $B_{1,2}$, les deux états propres de masse, ne sont pas orthogonaux (c.f. relation 2.103)
- les éléments de matrice H_{11} et H_{22} sont identiques, à cause de l'invariance **CPT**
- $H_{12} \neq 0$ et $H_{21} \neq 0$, dû à la non-conservation de la saveur du mélange $B\overline{B}$
- $\Im(M_{12}) \neq 0$ et $\Im(\Gamma_{12}) \neq 0$[28], à cause de la violation de **CP**

La matrice M peut se ré-écrire :

$$\mathcal{M} = (M - i\Gamma/2)\mathcal{I} + \Delta\vec{n}.\vec{\sigma} \tag{2.98}$$

[28] $\Im$ désigne la partie imaginaire

où :

- $\mathcal{I}$ est la matrice unité
- $\Delta = \sqrt{(M_{12} - i\Gamma_{12}/2)(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2)}$
- $\vec{n} = (cos(\theta), sin(\theta))$ est un vecteur unitaire
- l'angle θ est défini par : $\sin(\theta) = (-\Im(M_{12}) + i\Im(\Gamma_{12}/2))/\Delta$
- $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ sont les matrices de Pauli

La matrice de masse est alors facilement diagonalisable, par la transformation $\mathcal{R}\mathcal{M}\mathcal{R}^{-1} = \mathcal{I}$, avec :

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\theta/2} & e^{-i\theta/2} \\ -e^{i\theta/2} & e^{-i\theta/2} \end{pmatrix}. \tag{2.99}$$

Les états *propres de masse* normalisés à 1, sont alors :

$$|B_{1,2}> = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm e^{-i\theta/2}|B^0> + e^{i\theta/2}|\overline{B^0}>)/\sqrt{\cos(\frac{\theta-\theta^*}{2})} \tag{2.100}$$

avec les valeurs propres associées :

$$M_{1,2} - i\Gamma_{1,2}/2 = M - i\Gamma/2 \pm \Delta \tag{2.101}$$

En introduisant la notation

$$\eta \equiv \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} \equiv \sqrt{\frac{M_{1,2}^* - i\Gamma_{1,2}^*/2}{M_{1,2} - i\Gamma_{1,2}/2}} \tag{2.102}$$

et en remarquant que $e^{i\theta/2} = \sqrt{\eta}$, les solutions s'écrivent :

$$|B_{1,2}> = [(1+\epsilon)|B^0> \pm (1-\epsilon)|B^0>]/\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)} \tag{2.103}$$

La violation de l'invariance **CP** est exprimée par la valeur *non-nulle* de ϵ. Cet effet, cependant, est négligeable pour notre analyse.

Le mélange $B_q^0\overline{B_q^0}$

Le modèle standard permet le changement de saveur qui, dans le cas du mélange $B_q^0\overline{B_q^0}$, est essentiellement du à la contribution des diagrammes *en boite* à la matrice de masse, comme indiqué dans la figure 2.10. La contribution majeure est due à l'échange du quark t. Le mélange est décrit par la variable χ_q, définit comme étant la probabilité qu'un méson B_q^0 (ou $\overline{B_q^0}$) devienne, via un des deux processus décrit par les diagrammes en boite, un méson $\overline{B_q^0}$ (ou B_q^0 respectivement). Puisque nous devons tenir compte de la violation de **CP**, la relation $r = r_{BB}$ de l'équation 2.94 n'est plus valable et devient :

$$r_{BB} = \frac{2r}{1+r^2} = \frac{2\chi(1-\chi)}{(1-\chi)^2+\chi^2} \tag{2.104}$$

où on définit :

$$\chi \stackrel{def}{=} \frac{\Gamma(B \to l^+X)}{\Gamma(B \to l^\pm X)} \tag{2.105}$$

Les oscillations provenant à la fois de B_s^0 et B_d^0, la variable χ effectivement mesurée à **LEP** est la moyenne pondéré de χ_d et χ_s :

$$\chi = f_d\chi_d + f_s\chi_s \tag{2.106}$$

où f_d, f_s sont les taux de production des deux mésons B_s^0 et B_d^0 respectivement. Une mesure du mélange χ, est [39] :

$$\chi = 0.121 \pm 0.016(stat) \pm 0.004(sys) \pm 0.004(model) \tag{2.107}$$

Influence du mélange $B^0 - \overline{B^0}$ sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$

Le mélange, puisqu'il change le quark b en $\bar{b}$, contribue à inverser le signe de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ à chaque fois qu'un lepton l^- provient en fait d'un B_q^0. Il en résulte que la valeur de l'asymétrie doit être corrigée. Sachant que :

- un B à une probabilité χ de se transformer en un $\overline{B}$
- par définition, un $\overline{B}$ se transforme donc en un B avec la probabilité $(1-\chi)$
- $\sigma_F^b = \sigma_B^{\bar{b}}$ et $\sigma_B^b = \sigma_F^{\bar{b}}$,

il en résulte que la valeur *mesurée* $A_{FB}^{b\bar{b},exp}$ diffère de la valeur *vraie* $A_{FB}^{b\bar{b}}$, que l'on met en évidence en écrivant que :

$$\begin{aligned} A_{FB}^{b\bar{b},exp} &= \frac{\sigma_F^{b,exp} - \sigma_B^{b,exp}}{\sigma_b^{total}} \\ &= \frac{[\sigma_F^b(1-\chi)+\sigma_F^{\bar{b}}\chi]-[\sigma_B^b(1-\chi)+\sigma_B^{\bar{b}}\chi]}{\sigma_b^{total}} \\ &= \frac{\sigma_F^b(1-2\chi)-\sigma_B^b(1-2\chi)}{\sigma_b^{total}} \\ &= A_{FB}^{b\bar{b}}(1-2\chi) \end{aligned} \tag{2.108}$$

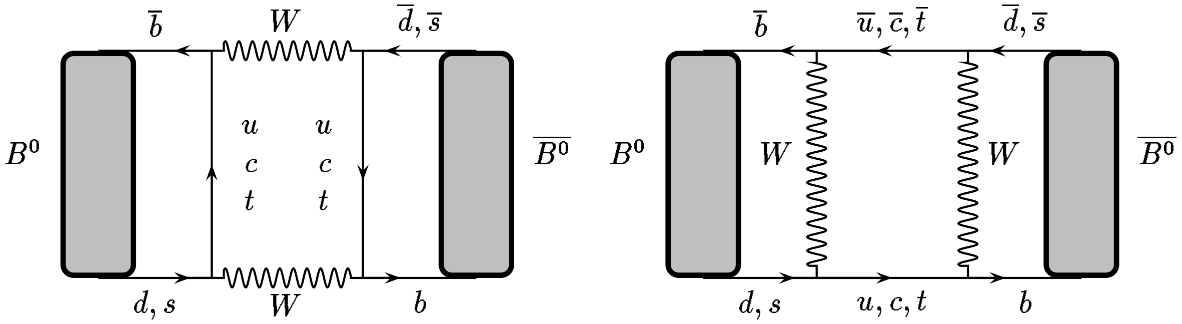

Figure 2.10 Les diagrammes en boite et le mélange $B^0\overline{B^0}$. Le diagramme dominant est celui où le quark t est échangé

soit :

$$\boxed{A_{FB}^{b\bar{b}} = \frac{A_{FB}^{b\bar{b},exp}}{1-2\chi}}$$

ce qui revient à augmenter d'un facteur ≈ 1.32 la valeur mesurée, et une sensibilité diminuée d'autant sur la valeur de $\sin^2(\theta_W)$. L'erreur commise sur la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ contribue a augmenter l'erreur finale sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$.

Chapitre 3

L'expérience DELPHI

Et enfin quand même l'âme raisonnable sera en cette machine, elle y aura son siège principal dans le cerveau, et sera là comme le fontainier, qui doit être dans les regards, où se vont rendre tous les tuyaux de ces machines, quand il veut exciter, ou empêcher, ou changer en quelque façon leurs mouvements.

René Descartes - Traité de l'Homme, AT XI 130

La détection des particules résulte de leurs interactions dans ce qui compose le *détecteur*, les quantités mesurées dépendant du type d'interaction mise en jeu. Sur le site du **LEP** , au **CERN** , est implantée l'expérience **DELPHI** (Fig 3.1). Une description détaillée du détecteur se trouve dans [40].

Dans ce chapitre sont abordés l'environnement dans lequel fonctionne l'expérience **DELPHI** , ainsi qu'une description des principaux éléments du détecteur.

3.1 Le LEP et DELPHI

Le **LEP** (**L**arge **E**lectron-**P**ositron) est un collisionneur e^+e^-. Il est composé de 8 sections droites de 2km chacune, formant approximativement un cercle d'une circonférence de 27km et qui, jusqu'en 1995 a toujours opéré à l'énergie du Z^0, soit environ 91 GeV (**LEP** I). L'énergie de collision du futur **LEP** II sera d'environ 180 GeV[1], grâce à l'adjonction de cavités supraconductrices. Les collisions se produisent en huit points répartis dans l'anneau, dont quatre sont équipés de grands détecteurs (Fig 3.2) :

- **DELPHI** (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification)
- **ALEPH** (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics)

[1]la phase de transition, débutée à l'automne 1995, à permis de collisionner les particules à environ 130 GeV, cette phase d'exploitation étant nommée **LEP** 1.5

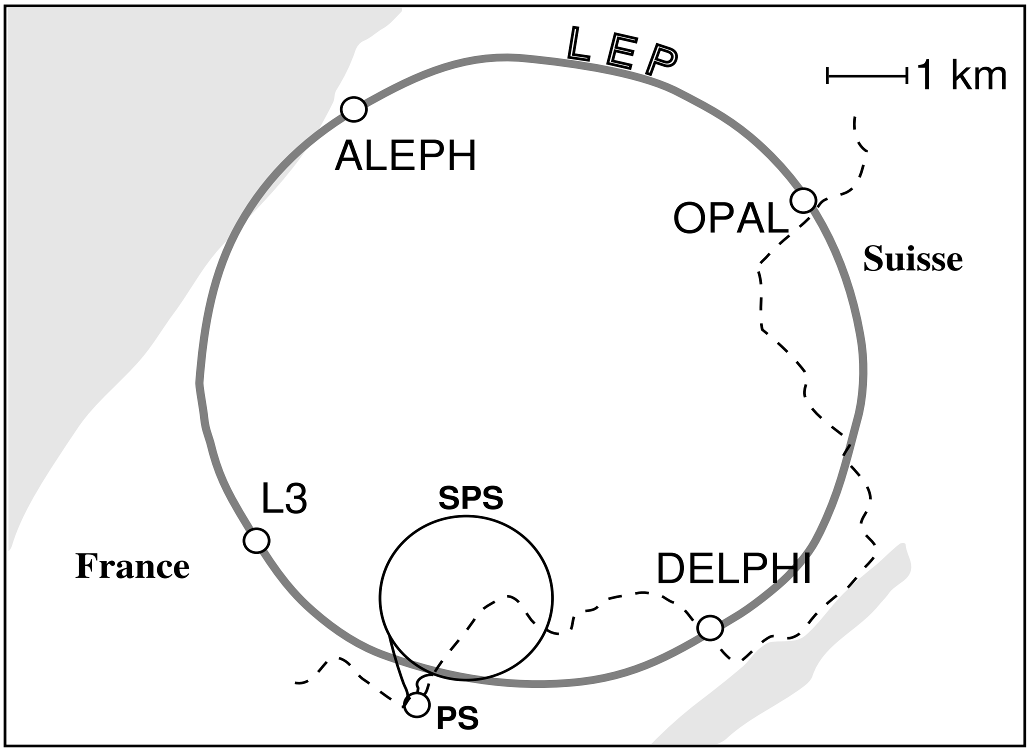

Figure 3.1 Situation géographique du **LEP**

- **L3** (**L**etter of intent **3**)
- **OPAL** (**O**mni **P**urpose **A**pparatus for **L**ep).

Dans l'anneau les particules sont progressivement accélérées jusqu'à l'énergie voulue, avec une luminosité nominale de 1.6 10^{31} cm^{-2}s^{-1}, soit environ 3 millions de Z^0 produits au pic de masse, par année de 1500 heures de fonctionnement. Le nombre de Z^0 effectivement mesuré est cependant plus faible, et varie suivant chaque amélioration technique apportée au **LEP** durant les périodes d'arrêt [41] (Tab. 3.1).

Tableau 3.1 Nombre de Z^0 hadroniques dans **DELPHI** depuis le début d'exploitation du **LEP**

Année	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	Total
Hors pic	4K	30K	52K	-	243K	-	236K	617K
Au pic	13K	125K	275K	751K	755K	1484K	750K	4153K

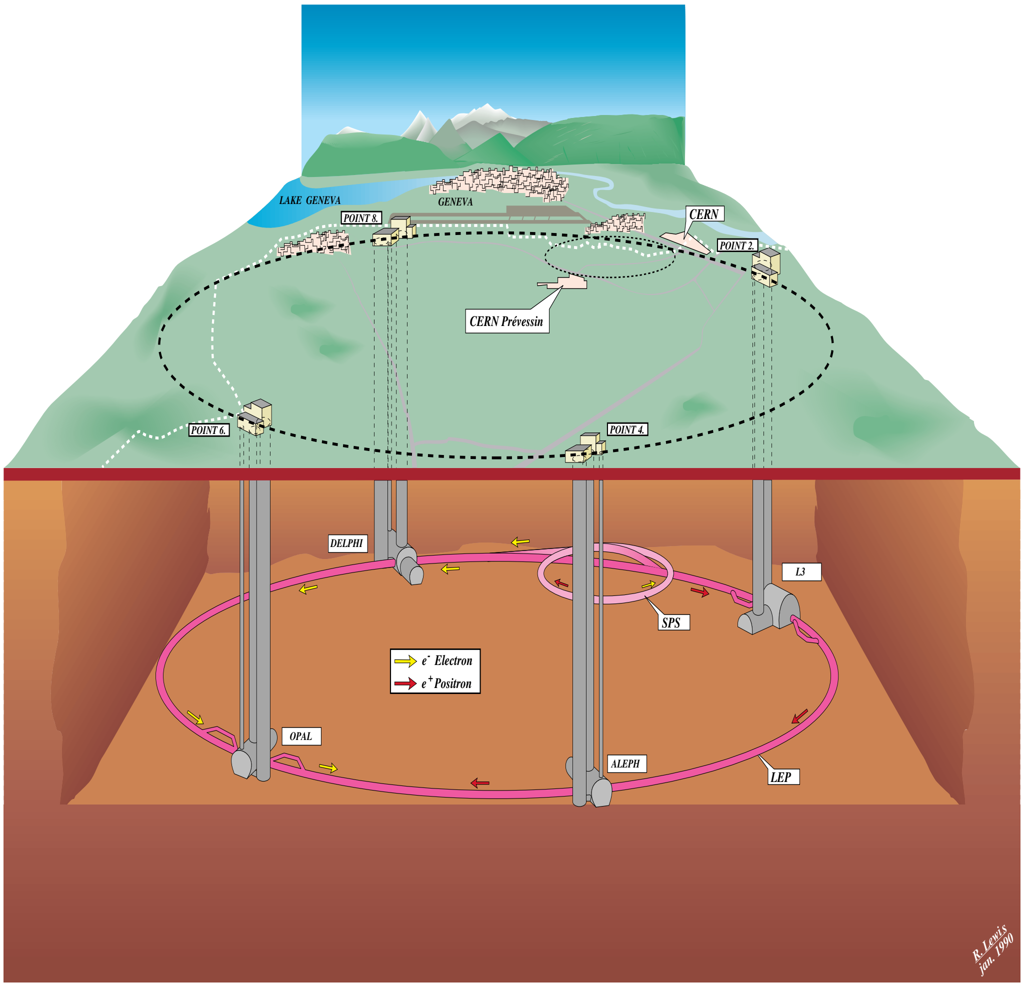

Figure 3.2 Les quatres principaux sites d'exploitation du **LEP**

3.2 Le détecteur DELPHI

Ce détecteur, situé à environ 100 mètres sous terre le long de la frontière franco-suisse, est divisé en trois grands éléments (Fig. 3.3) :

- une partie centrale cylindrique (*barrel*)
- deux éléments à chacune des extrémités (*forward*), amovibles et qui permettent d'accédér à l'intérieur du détecteur.

En choisissant l'axe de référence présenté dans la figure 3.4, ces trois sous-éléments couvrent des angles polaires typiquement de l'ordre de 40 à 140 degrés pour la partie centrale, le reste étant quasiment couvert par les parties *forward*. Un solénoïde conducteur fournit un champ magnétique uniforme de 1.23 Tesla le long de l'axe z dans toute le volume *central* de la partie *barrel*, contenant les détecteurs :

- **VD** (**V**ertex **D**etector)
- **ID** (**I**nner **D**etector)
- **TPC** (**T**ime **P**rojection **C**hamber)
- **OD** (**O**uter **D**etector),

et dans le volume central des parties externes :

- **FCA** (**F**orward **C**hamber **A**)
- **FCB** (**F**orward **C**hamber **B**)

La détection des électrons et des photons γ se fait grâce aux éléments :

- **HPC** (**H**igh density **P**rojection **C**hamber) dans la partie *barrel*
- **FEMC** (**F**orward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter) dans la partie *forward*

Les particules émises à très petit angle, comme dans les événements $\gamma\gamma \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to e^+e^-$, qui permet de mesurer la luminosité, sont détectées grâce au :

- **STIC** (**S**mall **A**ngle **TI**le **C**alorimeter), qui remplaça le **SAT** (**S**mall **A**ngle **T**agger) en avril 1994, et le **VSAT** (**V**ery **S**mall **A**ngle **T**agger).

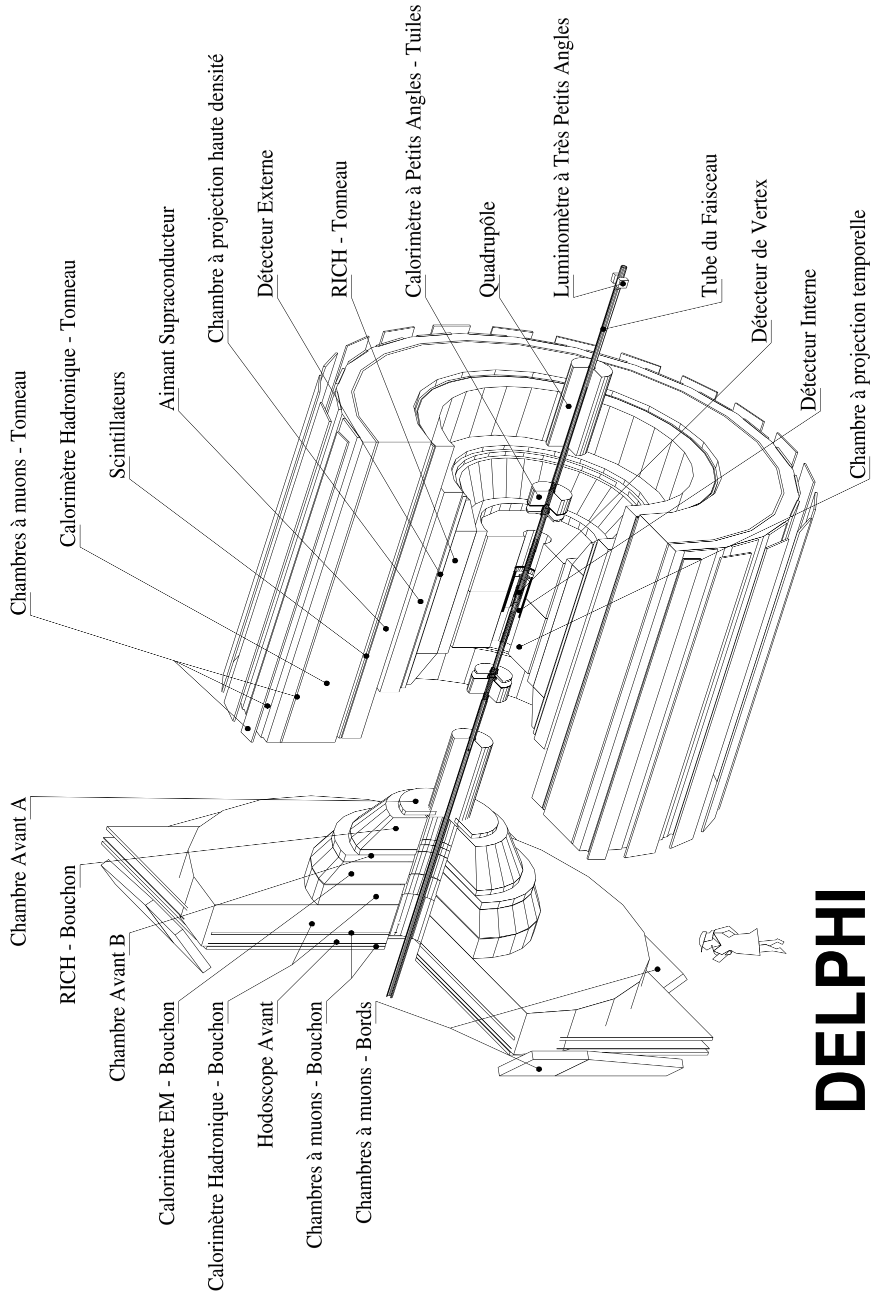

Figure 3.3 Structure du détecteur **DELPHI**

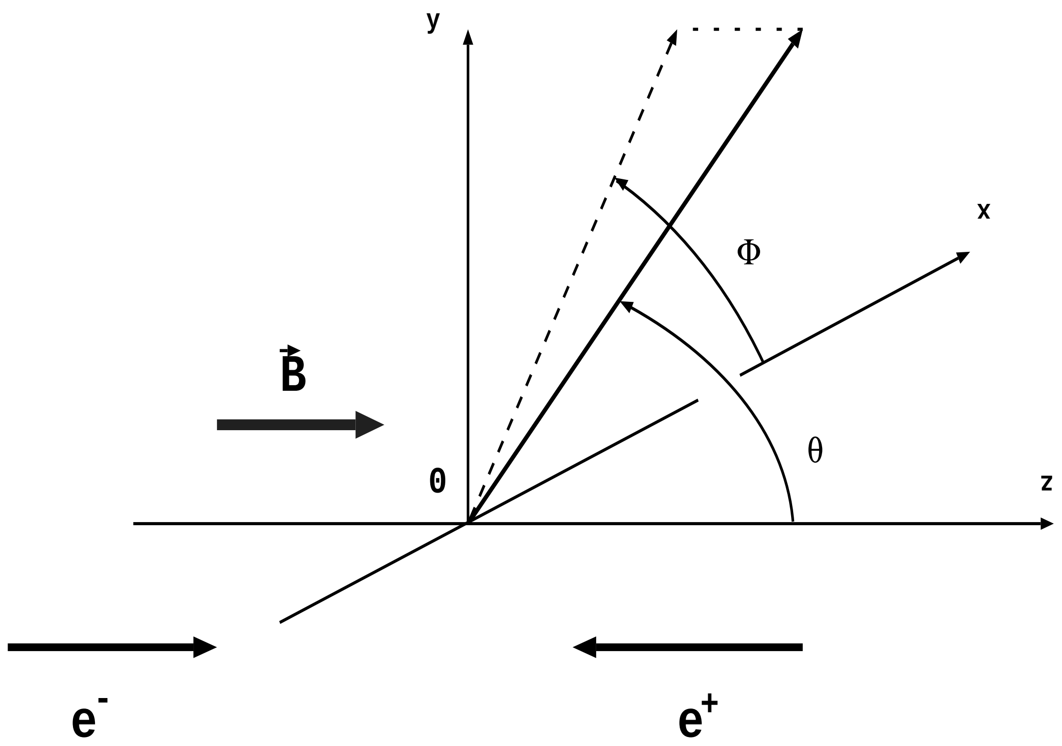

Figure 3.4 Définition du référentiel dans **DELPHI**

En vue de **LEP** II, des scintillateurs sont installés entre le *barrel* et chaque *forward*, et dans les zones angulaires non couvertes entre chaque constituant de la **HPC** ("*cracks*").

La détection des hadrons chargés et neutres se fait avec le **HAC** (**HA**dron **C**alorimeter), dans lequel les hadrons interagissent pour former des gerbes hadroniques. La détection des muons μ se fait à l'aide des chambres à muons dans les parties *barrel*, avec le **MUB** (**MU**on **B**arrel chamber), et *forward* avec le **MUF** (**MU**on **F**orward chamber). L'espace séparant les chambres à muons MUB et MUF est couvert par le **SMC** (**S**urrounding **M**uon **C**hamber).

L'identification des particules chargées p, K et π notamment est assurée par le détecteur **RICH** (**R**ing **I**maging **CH**erenkov), qui se divise en ses parties *barrel* (**BRICH**)[2] et *forward* (**FRICH**)[3]. Ce détecteur, constitué de radiateurs à gaz et à liquide, couvrant la quasi-totalité du spectre d'impulsion des particules crées à **LEP** , est utilisé intensivement avec la **TPC** pour l'ensemble de la signature des particules chargées.

3.2.1 Reconstruction des traces

Le **VD** (**V**ertex **D**etector)

Ce détecteur de vertex est composé de trois couches de silicium de rayons 6.3, 9.0 et 10.9 centimètres, qui constituent respectivement la *couche proche*, la *couche interne* et la *couche externe* (Fig. 3.5). Ces trois éléments, chacun constitué de 24 secteurs qui se recouvrent aux angles adjacents, couvre l'ensemble de la zone angulaire azimuthale. Le long de l'axe z sont disposés 4 secteurs pour chacune des trois *couches*. Afin de traverser les trois couches de silicium, une particule doit avoir un angle polaire θ compris entre 44 et 136 degrés. La couche la plus proche de l'axe des z, la *couche proche*, couvre des angles allant de 25 à 155 degrés. L'objectif principal de ce détecteur est d'obtenir une bonne résolution dans le plan $R-\phi$. Une moyenne sur tous les secteurs du **VD** et toute la zone angulaire donne un spectre gaussien, de largeur 7.6 μm par couche et par impact.

L' **ID** (**I**nner **D**etector)

[2] opérationnel depuis 1992
[3] disponible depuis le début de 1994

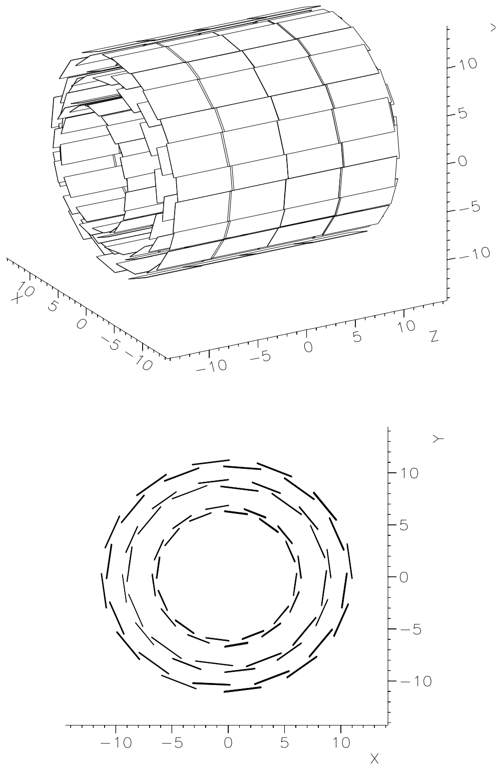

Figure 3.5 Le **VD** (**V**ertex **D**etector) : vue en perspective et projection sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les unités sont en cm.

Ce *détecteur interne*, l'un des premiers traversé par les particules, est d'abord constitué d'une chambre à dérive divisée en 24 secteurs azimuthaux, donnant 24 mesures dans le plan $R - \phi$ par trace de longueur comprise entre 12 et 23 cm. Il couvre des angles θ allant de 23 à 157 degrés, jusqu'en 1994, et est étendu de 15 à 165 degrés depuis 1995. Autour de ce détecteur sont disposés 5 chambres proportionnelles à lecture cathodique (MWPC) qui permettent des mesures dans les plans $R - \phi$ et z, et couvrant un spectre polaire de 30 à 150 degrés. Depuis 1995 les mesures ne se font que dans le plan $R - \phi$, mais de 15 à 165 degrés, comme dans l'**ID**.

La précision en $R - \phi$ de la partie interne varie de 75 à 125 μm par point, celle d'une MWPC variant de 0.5 à 1 mm, selon la valeur de θ.

L'**ID**, utilisé en parallèle avec la **TPC** (c.f. plus bas) permet de contraindre les traces reconstruites dans la direction du μ-vertex (**VD**).

La **TPC** (**T**ime **P**rojection **C**hamber)

C'est une chambre à dérive proportionnelle, dont chaque extrémité est constituée de 6 secteurs disposés en étoile dans le plan $R - \phi$. Chacun de ces secteurs contiennent 192 fils sensitifs et 16 rangées de damiers, et permettent la reconstruction de 16 points tridimensionnels par trace chargée de longueur comprise entre 40 et 110 cm, et d'angle θ compris entre 20 et 160 degrés (Fig. 3.6). Entre 39 et 141 degrés, une particule chargée croisera au moins 3 rangées de damiers. Le principe de fonctionnement de la **TPC** est :

- ionisation du gaz contenu dans la **TPC** par les particules chargées, ce qui libère des électrons qui dérivent sous l'effet d'un champ électrique d'environ 190 V.cm^{-1} vers les extrémités,
- passage par une grille de blocage (Fig. 3.7) qui collecte les ions positifs, afin d'éviter une accumulation des charges dans le volume de dérive,
- les électrons se multiplient au voisinage des fils sensibles, la charge totale étant proportionnelle à l'ionisation primaire.

Les coordonnées en $R - \phi$ sont données par les damiers : R est le numéro de la rangée et ϕ est déterminé par ajustement d'une distribution sur les deux ou trois damiers concernés[4]. La coordonnée z est déduite du temps de dérive des électrons primaires.

[4] c'est la méthode du centroïde

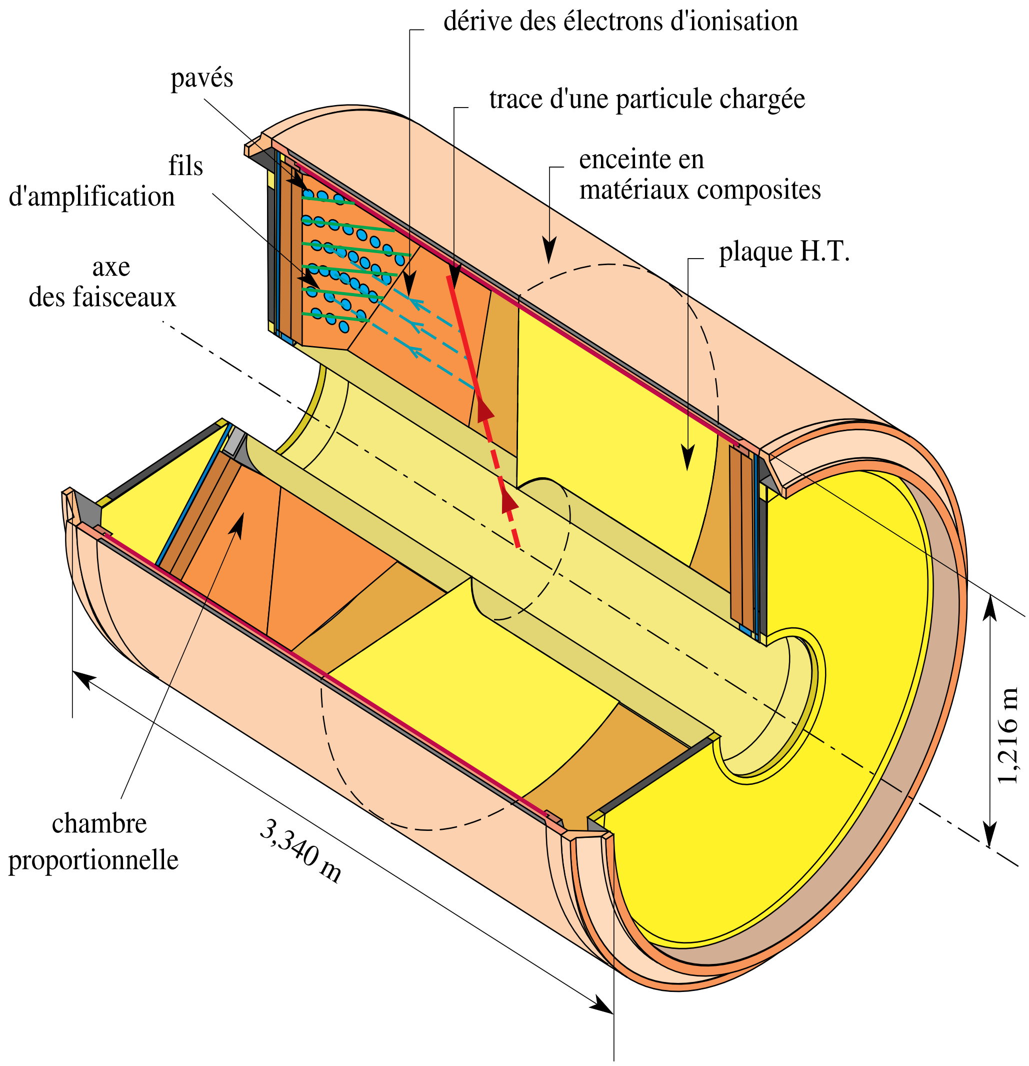

Figure 3.6 Structure générale de la **TPC** (**T**ime **P**rojection **C**hamber)

Les précisions obtenues en chaque point mesuré sont [42] :

- $\sigma(R-\phi) \leq 280\mu m$
- $\sigma(z) \leq 900\mu m$
- $\sigma(dE/dx) = 7.5\%$ pour des pions π de 280 à 400 MeV

Les caractéristiques de fonctionnement de la **TPC** de 1993 à 1995 sont résumées [41] dans le tableau 3.2.

$\boxed{\text{L' **OD** (**O**uter **D**etector)}}$

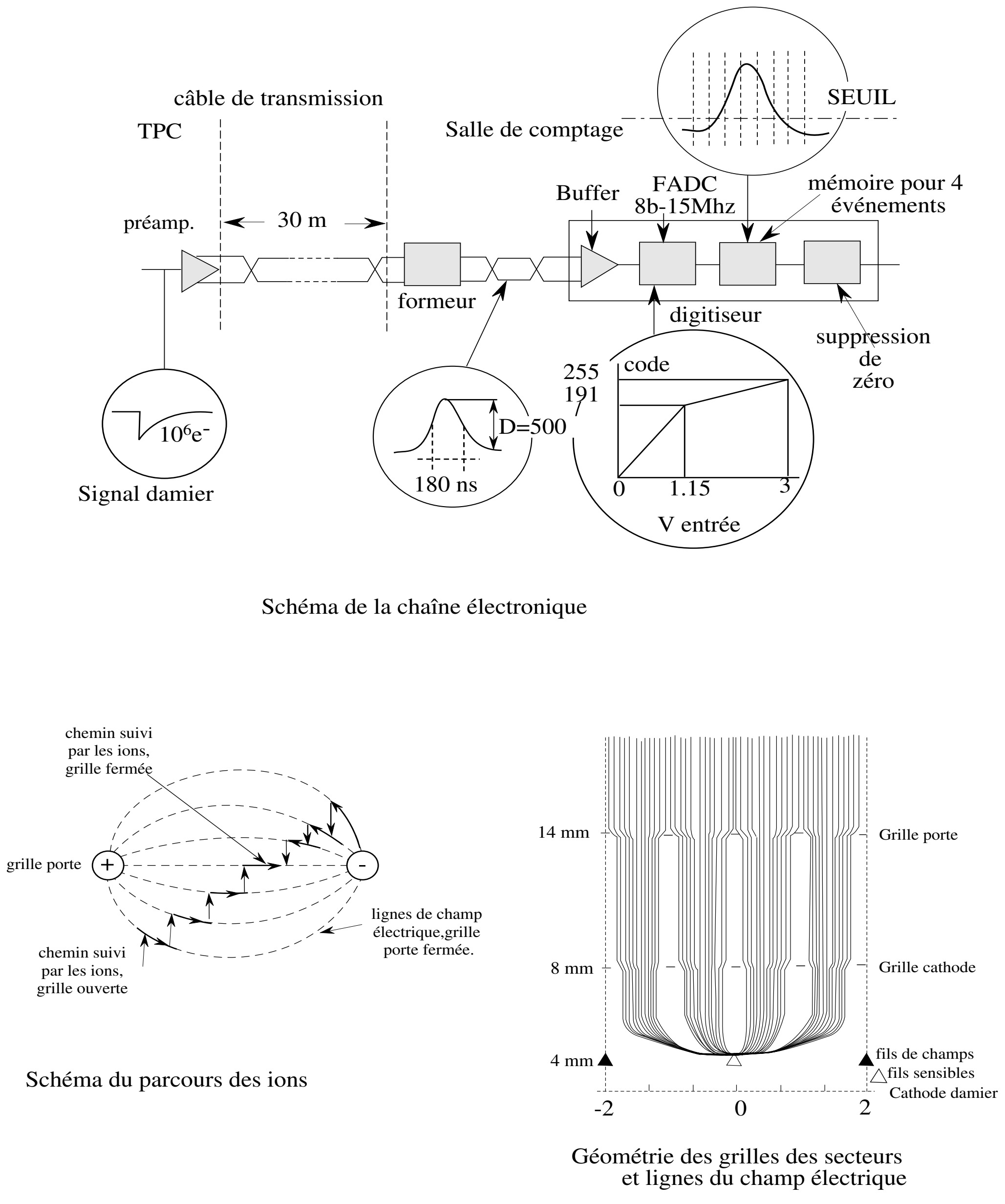

Figure 3.7 Principe de fonctionnement de la **TPC**

Tableau 3.2 Caractéristiques et fonctionnement de la **TPC** de 1994 à 1995

espace entre les fils	4 mm
diamètre des fils	20 μm
tension au bornes des fils	1435 V
longueur maximum de dérive	1.34 m
champ magnétique	1.23 T
champ électrique pour la dérive	187 V.cm^{-1}
vitesse de dérive des électrons primaires	7 cm μs^{-1}
pression du gaz	environ 1 atm.
température du gaz	environ 29°C
composition du gaz	80% Ar 20% CH_4

Ce détecteur est bati avec 5 couches alternées de chambres à dérive, opérant en mode *streamer* limité, entre des rayons de 197 et 206 cm. L'ensemble du plan $R-\phi$ est couvert, et la région angulaire en θ va de 42 à 138 degrés. La précision dans le plan transverse est de $\sigma(R-\phi) = 110\mu m$, celle en z étant de $\sigma(z) = 3.5cm$. L'**OD**, utilisé conjointement avec la **TPC** permet de contraindre géométriquement les traces et d'améliorer la résolution globale sur la détermination de l'impulsion.

La mesure en z est obtenue en comparant les temps d'arrivée du signal aux extrémités des tubes, dans trois des cinq couches. Le peu de précision de cette méthode de mesure en z est compensé par sa rapidité; le signal fourni utilisé avec la réponse de l'**ID** permet le déclenchement du premier niveau de prise de données dans la partie centrale du détecteur.

Les **FCA** et **FCB** (**F**orward **C**hamber **A** et **B**)

La FCA

La **FCA** est monté avec trois doubles couches sur les extrémités de la **TPC**, à une distance du point de collision d'environ $|z| = 160cm$. Chaque double couche est un treillage de fils sensibles, mis dans des tubes parallèles à courte dérive. Entre chaque double couche, l'orientation des fils change de 120 degrés. Les régions polaires couvertes par la **FCA** sont $11° \leq \theta \leq 32°$ et $148° \leq \theta \leq 169°$. Des collisions de test servent à déterminer la relation, non-linéaire, entre le temps de dérive et la distance parcourue. Les précisions obtenues dans des conditions normales de fonctionnement sont $\sigma(x) = 290\mu m$, $\sigma(y) = 240\mu m$, $\sigma(\theta) = 8.5$mrad, et $\sigma(\phi)$ (moyenné sur θ) vaut 24 mrad.

La FCB

Positionnée à environ $|z| = 275cm$ du point d'interaction, la **FCB** est constituée de six doubles couches, apportant quatre triplets de coordonnées supplémentaires. Les angles couverts par la **FCB** sont $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ et $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Les précisions sur les mesures sont alors de $\sigma(x,y) = 150\mu m$, $\sigma(\theta) = 3.5$ mrad, et $\sigma(\phi) = 4.0/\sin(\theta)$ mrad.

3.2.2 Alignement et précision des mesures

L'alignement des détecteurs précédents se fait, à **LEP** I, en utilisant les événements $Z \to \mu^+\mu^-$. Dans la partie centrale (*barrel*), l'**OD**, dont la position des fils est connue à 30 μm près, est choisi comme référence. La stabilité de son fonctionnement est un atout supplémentaire. En considérant que les deux muons forment une seule trace (l'acolinéarité des faisceaux étant prise en compte), le **VD** est positionné en fonction de l'**OD**. L'alignement de l'**ID** et de la **TPC** est alors obtenu en se basant sur les traces de référence obtenues dans l'**OD** et dans le **VD**.

Les chambres à μ, **FCA** et **FCB**, sont ensuite alignées en utilisant l'extrapolation des traces reconstruites dans la **TPC**.

L'ensemble étant correctement positionné les traces sont encore extrapolées jusqu'à la **HPC** (c.f. plus bas), afin d'obtenir le meilleur alignement sur z dans ce détecteur, de même qu'une position précise des miroirs et des tubes dans le **RICH**.

La précision sur la mesure de l'impulsion dans la partie barrel, utilisant les quatres détecteurs **OD**, **ID**, **VD** et **TPC**, approximée sur la somme de deux gaussiennes, est de (Fig. 3.8) $\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$.

Dans la partie *forward*, en utilisant le détecteur **FCB** et au moins une couche du **VD**, la précision obtenue est de $\sigma(1/p) = 1.31 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$.

Tous ces précédents détecteurs sont intensivement utilisés, notamment dans [41] :

- la reconstruction de particules charmées, comme par exemple la désintégration $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, où la masse invariante du système $K^-\pi^+$ est mesurée, et permet d'accéder à la masse du D^0, estimée à 1863 ± 1 MeV/c^2

- la reconstruction des V^0 (i.e. K^0 ou Λ^0) dans les événements hadroniques. Toutes les particules de signes opposés sont considérées par paire, et la position du vertex est choisie en prenant le doublet qui minimise le χ^2 calculé

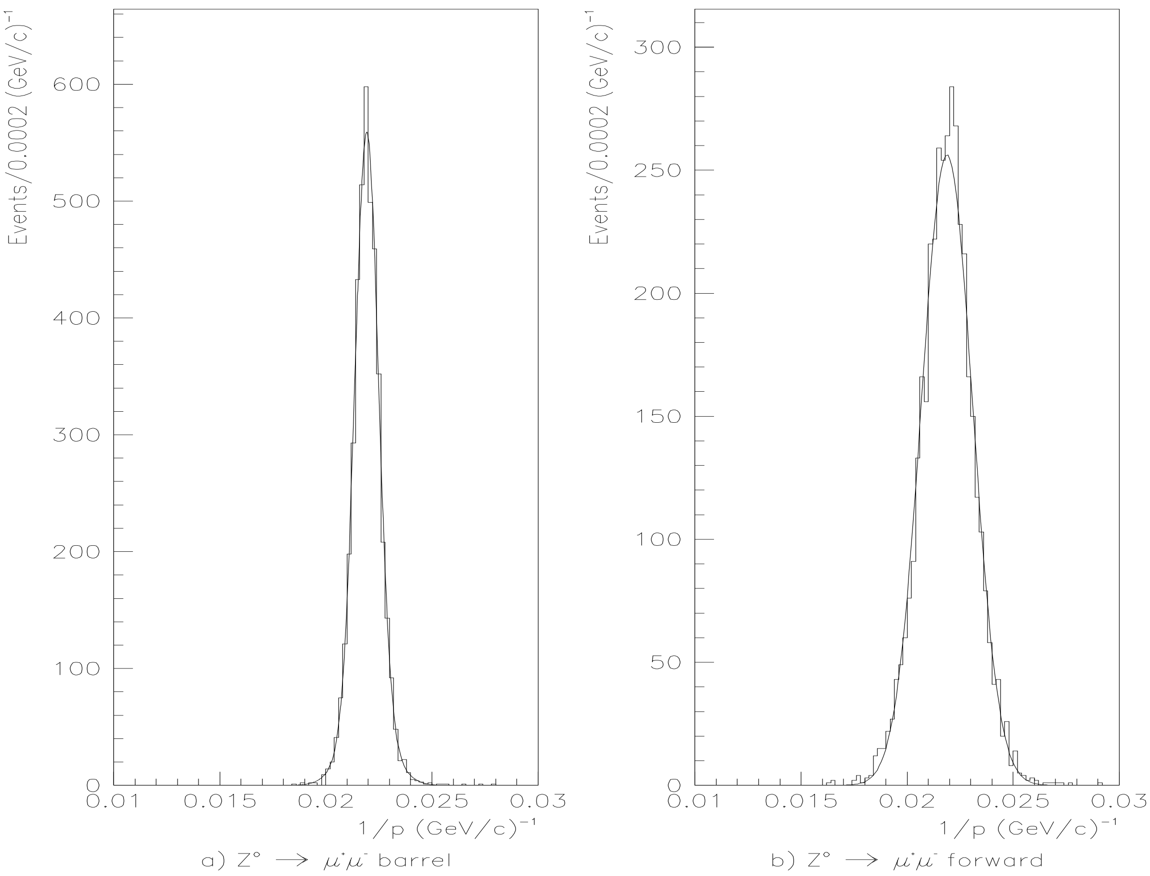

Figure 3.8 Distributions de $1/p$ dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ utilisé pour l'alignement dans la partie centrale du détecteur **DELPHI**

Tableau 3.3 Efficacité sur la reconstruction des traces dans la **TPC**, par événement et avec au moins 30 mesures de dE/dx

	événements $Z \to q\overline{q}$		événements $Z \to ll$
	$0.2 < p < 1$ GeV/c	$p > 1$ GeV/c	p = 45.6 GeV/c
Barrel	82%	61%	97%
Forward	78%	67%	97%

sur les distances entre le vertex et les traces extrapolées. On obtient une résolution sur la masse du V^0 de $\sigma(K^0)$ = 4.3 MeV/c² et $\sigma(\Lambda^0)$ = 1.8 MeV/c²

- la reconstruction des événements contenant des quarks b (b *tagging*), en estimant au mieux la position tridimensionnelle du Z^0 primaire, les paramètres d'impact des traces secondaires par rapport à ce vertex, et en utilisant un algorithme optimisé qui retourne la probabilité que l'événement contienne un quark b ou non.

3.2.3 Identification des particules chargées

Elle repose sur les contributions de la **TPC** (c.f. plus haut), du **RICH** et de l'identification spécifique aux muons μ et aux électrons e.

La TPC

Présenté dans la section précédente pour la reconstruction des traces, ce détecteur permet aussi d'identifier les particules en se basant sur l'énergie perdue par unité de longueur : le dE/dx. En effet, les fils sensitifs des chambres proportionnelles permettent d'obtenir 192 mesures d'ionisation par trace. De nombreuses coupures sont appliquées sur les signaux, comme par exemple une séparation minimum de 2 cm pour les traces orthogonales aux chambres, un plateau sur la valeur de l'énergie, etc...et au moins 30 mesures de dE/dx. Après toutes ces coupures, les efficacités sont celles indiquées dans le tableau 3.3.

Suivant le type de particule l'énergie perdue aura une dépendance vis-à-vis de l'impulsion caractéristique (Fig. 3.9).

Le RICH (Ring Imaging CHerenkov)

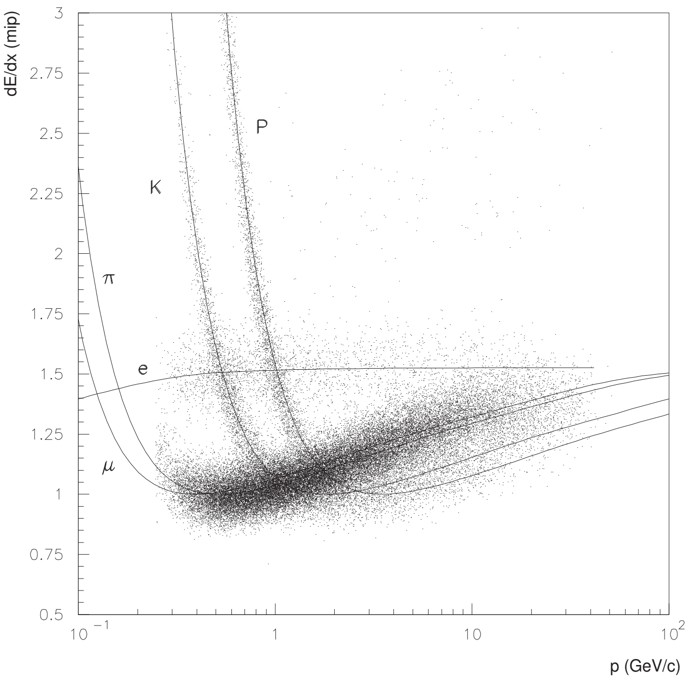

Figure 3.9 Valeur du dE/dx dans la **TPC** en fonction de l'impulsion et pour différentes particules

Tableau 3.4 Nombre de photoélectrons et ouverture des cônes de lumière dans le **RICH** avec des événements $Z \to \mu\mu$

	B. liquide	**B**. gaz	**F** liquide	**F**. gaz
Photoélectrons par trace	14	8	7	8
Angle d'ouverture (mrad)	666	62.3	675	55.0

Le **RICH** sert à identifier les hadrons chargés, grâce à l'effet Cherenkov. Ceci se produit quand une particule possède une vitesse supérieure à celle de la lumière, comme dans certains milieux liquide ou gazeux, où elle émet des photons dans un cône (*cône de Cherenkov*) dont l'axe est celui de la direction de la particule. L'ouverture du cône est reliée à la vitesse v de la particule par la relation de Cherenkov : $cos(\theta) = (nv/c)^{-1}$ où n est l'indice de diffraction du milieu. Le nombre de photons émis par unité de longueur est proportionnel à $\sin^2(\theta)$. C'est le nombre de photons associé à chaque trace, ainsi que l'ouverture du cône de Cherenkov, qui sont utilisés pour déterminer la masse de la particule, et par la sa nature. Des miroirs ont été installés dans le détecteur pour renvoyer les photons dans le tube à dérive et maximiser la longueur parcourue par la trace. (Fig. 3.10).

Le **RICH** contient deux types de radiateur : l'un liquide, pour des impulsions de 0.7 à 8 GeV/c, l'autre gazeux couvrant la gamme $2.5 < p < 25$ GeV/c. Le **RICH** se divise en ses parties centrale (**B**arrel **RICH**) et externes (**F**orward **RICH**). Les parties externes, i.e. avant et arrière, sont situées entre les **FCA** et **FCB**.

La partie **BRICH** à une couverture angulaire de $40° \leq \theta \leq 140°$. Les milieux liquides et gazeux sont tous deux des perfluorocarbones : C_6F_{14} (liquide) et C_4F_{10} (gas) pour la partie **FRICH**, C_6F_{14} (liquide) et C_5F_{12} (gas) pour la partie **BRICH**. Après reconstruction de la position de l'électron converti (photo-électron), l'angle d'émission est estimé. La qualité de l'identification dépendra donc de la qualité de la mesure de cet angle, et du nombre de photo-électrons détectés (Tab. 3.4).

Les signaux observés sont comparés avec ceux des particules attendues (e, μ, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p) en fonction de la valeur de l'impulsion.

Le dE/dx fourni par la **TPC** et les informations du **RICH** permettent une identification des particules chargées sur une grande partie de la gamme d'impulsion de **LEP** I (Fig. 3.11).

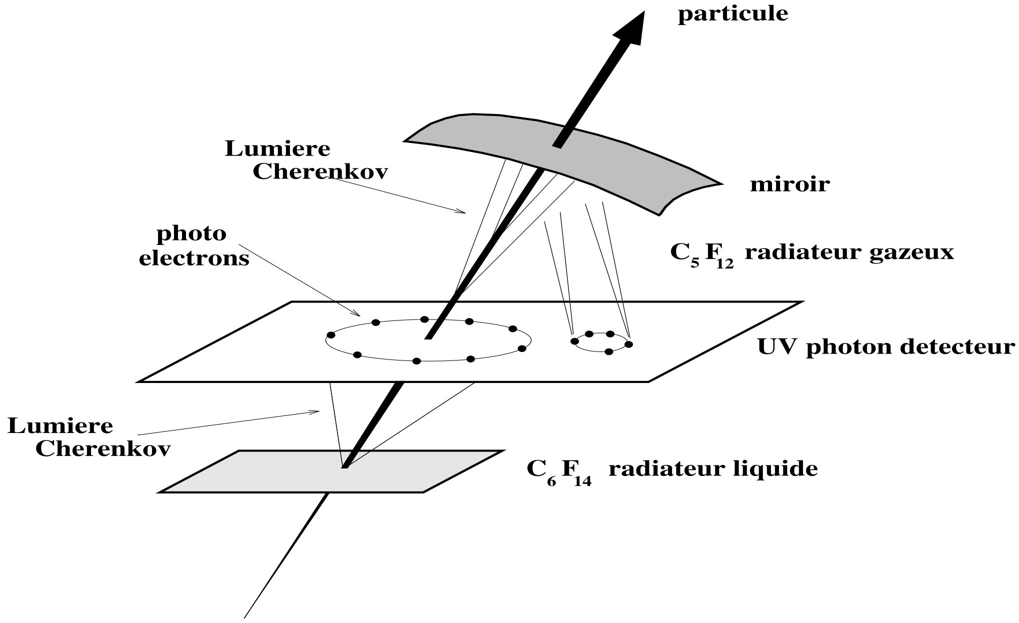

Figure 3.10 Principe de fonctionnement du **RICH** : les photons émis sont renvoyés vers le tube à dérive afin de maximiser la distance parcourue par la trace dans le gaz.

3.2.4 Les calorimètres électromagnétiques

Dans la partie *barrel* il s'agit de la **HPC**, et aux parties avant-arrière se trouvent les **FEMC**, ainsi que, pour les très petits angles, le **STIC** et le **VSAT**.

La **HPC** (**H**igh **D**ensity **P**rojection **C**hamber)

Ce calorimètre, construit avec des chambres de haute densité à échantillonnage temporel et de 18 longueurs de radiation, permet une bonne mesure des développements longitudinal et transversal des gerbes, ainsi qu'une bonne séparation des dépôts proches dans les jets hadroniques.

La **HPC** [43] consiste en 144 modules regroupés en 24 secteurs azimuthaux de 6 modules baignant dans le champ magnétique. Les 24 secteurs sont disposés le long de l'axe du faisceau de $R = 208$ cm à $R = 260$ cm. Chaque module de la **HPC** fonctionne sur le principe de la **TPC** : une chambre à dérive.

Un module à la forme d'un trapézoïde de largeur $52 < l < 64$ cm, de hauteur $h = 47$ cm, et de longueur $L = 90$ cm[5]. Les trapézoïdes sont constitués de 41 rubans de plomb, faits de fils de 1.7 mm de diamètre et dans lesquels se forment les gerbes, baignant dans un volume de gas (20% de méthane et 80% d'argon), qui est ionisé par la particule chargée. Un champ électrique de dérive de 100 V/cm est appliqué le long de l'axe z entre les plans de convertisseur. Les électrons sont ensuite détectés en bout de module par des chambres à fils opérant en mode proportionnel. L'énergie est mesurée à l'anode, et la position de la gerbe via la cathode.

Les résolutions spatiales obtenues pour des électrons de 45 GeV ($e^+e^- \to e^+e^-$) sont $\sigma(z) = 0.13$ cm, aux petits $|z|$, jusqu'a $\sigma(z) = 0.31$ cm aux plus grands $|z|$, et correspond à une résolution angulaire stable en θ d'environ 0.6 mrad. La résolution apparente en ϕ est d'environ 3.1 mrad, et provient principalement de l'incertitude sur l'extrapolation des traces venant de la **TPC** et traversant le **RICH** pour atteindre l'**OD** et la **HPC**. L'énergie sur les électrons de 45 GeV à

[5]excepté pour ceux des premier et dernier regroupement en 6 modules

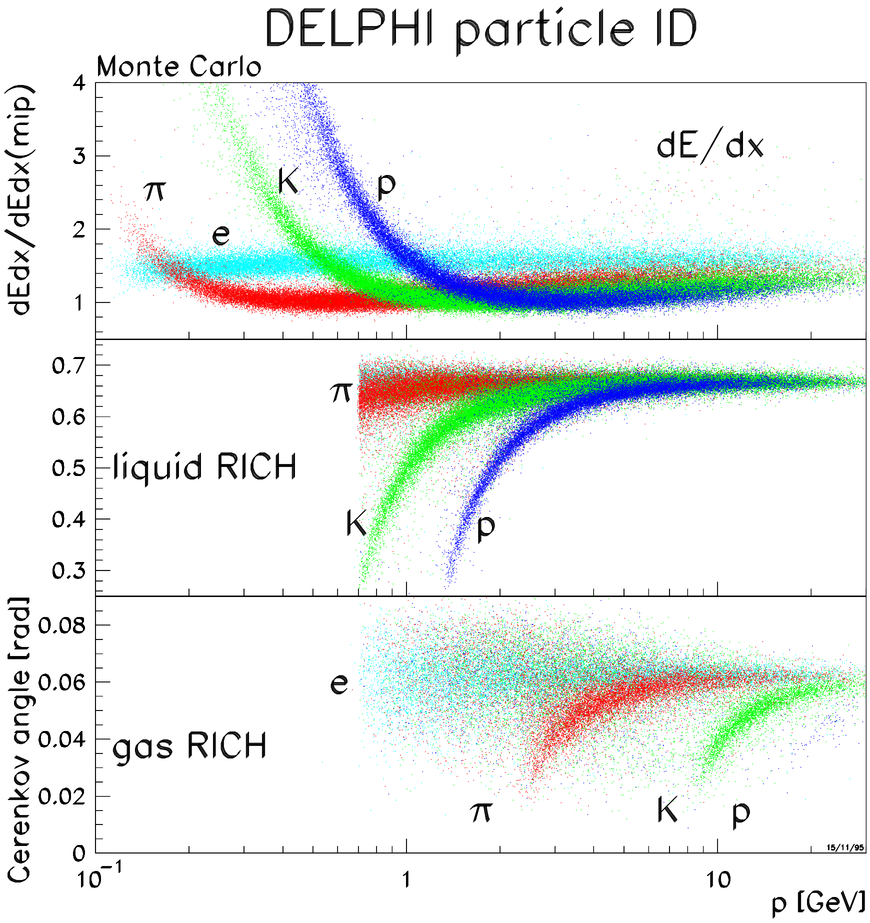

Figure 3.11 Information combinée de la **TPC** et du **RICH** pour des événements Z hadroniques issus de la simulation

une résolution d'environ 6.5%. La linéarité de la réponse en énergie est estimée à partir de pions bien reconstruits, en utilisant un photon converti avant la **TPC** et un photon reconstruit dans la **HPC**. On paramétrise alors la réponse sous la forme : $\sigma(E)/E = 0.043 \otimes 0.32/\sqrt{E}$, où E est en GeV.

$\boxed{\text{Le } \textbf{FEMC} \text{ (}\textbf{F}\text{orward } \textbf{E}\text{lectro}\textbf{M}\text{agnetic } \textbf{C}\text{alorimeter}}$

Il est constitué de 2 rangées de 4532 blocs de verre au plomb, placés à une distance $|z| = 284$ cm, et couvrant les angles $8° < \theta < 35°$, et $145° < \theta < 172°$. Chaque bloc à la forme d'une pyramide tronquée, de dimensions 5.0×5.0 cm^2 et 5.6×5.6 cm^2 à la partie tronquée et à la base, respectivement. Leur longueur est de 40 cm, soit 20 longueurs de radiations. La reconstruction des gerbes électromagnétiques, après amplification, se déroule en deux étapes :

- une recherche itérative des zones de dépôt d'énergie. Dans chaque calorimétre, chaque dépôt d'énergie non-associé est regroupé avec les huit qui lui sont adjacents si leurs énergies dépassent un seuil prédéfini. Cependant si il à déja été associé, alors son énergie est équitablement redistribuée parmi les différentes zones auxquelles il appartient. On en déduit ainsi les énergies de chaque zone en sommant les contributions des dépôts d'énergie. Leur position spatiale est déterminée par le centre de gravité de la zone de dépôt d'énergie.

- un χ^2 construit sur les point d'impact prédits et les positions des zones reconstruites permet de distinguer les dépôts provenant des traces chargées de ceux dus aux traces neutres. La radiation de photons bremsstrahlung contribue à dégrader l'efficacité de cet algorithme.

La résolution en énergie, avec des électrons Bhabha, est de 4.8%, et celle sur l'énergie observée est paramétrisée par $\sigma(E)/E = 0.03 \otimes (0.12/\sqrt{E}) \otimes (0.11/E)$ où E est exprimé en GeV. Pour les gerbes neutres d'énergie $E > 2$ GeV, la précision moyennée sur la reconstruction en x et y, projetée sur $|z| = 284$ cm est d'environ 0.5 cm.

Amélioration prévue pour LEP II

La mesure de l'énergie et de l'impulsion manquantes à **LEP** II necessite un détecteur hermétique. Des scintillateurs en plomb ont été rajoutés aux angles non couverts, soit à environ $\theta \simeq 90°$ et $\theta \simeq 40°$. Une utilisation du **TOF** (**T**ime **O**f **F**light) sera aussi bénéfique, notamment pour les photons.

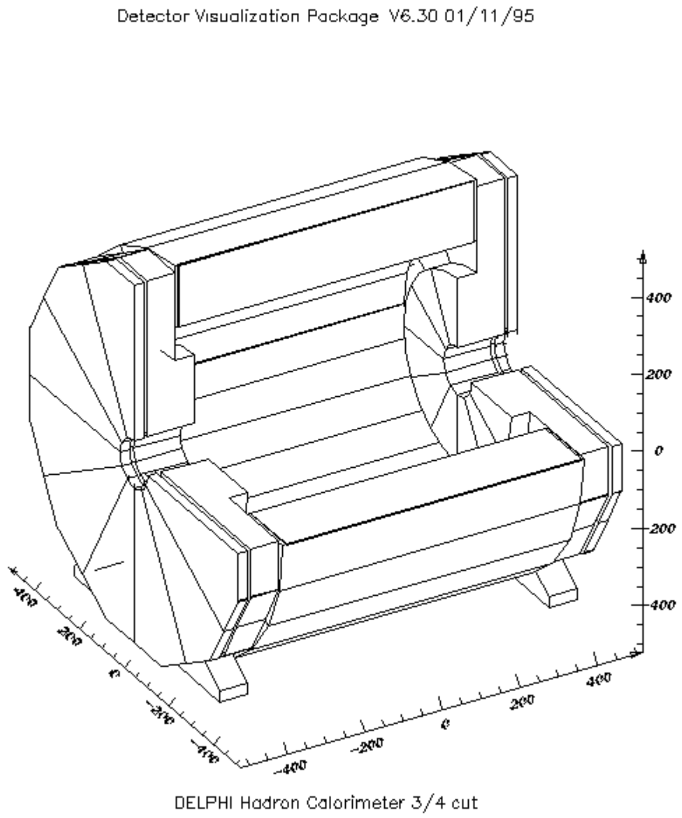

Figure 3.12 Vue au 3/4 du **HAC**

3.2.5 Le calorimètre hadronique

Le HAC (HAdron Calorimeter)

C'est un détecteur à gaz, entouré d'une carcasse métallique, et se divisant en trois parties (Fig. 3.12) :

- une partie tonneau, le **HAB**, couvrant des angles $42.6° \leq \theta \leq 137.4°$,
- deux parties avant-arrière, les **HAF**, couvrant des angles $11.2° \leq \theta \leq 48.5°$ degrés et $131.5° \leq \theta \leq 168.8°$.

Le HAB (HAdron Calorimeter Barrel)

La partie centrale est construite sur 24 modules de forme trapézoïdale, et un empilement de 20 plaques de fer d'épaisseur 5 cm, séparées chacune de 2 cm, espace où sont placés les éléments de détection. Sont ensuite disposés deux plaques de 2.5 cm entre lesquelles se trouve la première chambre à muons, d'épaisseur 8 cm, et enfin une plaque externe de 10 cm d'épaisseur qui complète l'absorption des hadrons avec les chambres à muons externes et périphériques.

Le HAF (HAdron Calorimeter Forward)

Cette partie du détecteur à la même structure que le **HAB**, mais avec 29 plaques de fer, et une géométrie en forme de pétale.

Les éléments de détection du HAC

Ce sont des chambres à fils, dont la cathode est formée de 8 carrés de dimension 0.9×0.9 cm^2, et dont l'anode est un fil en cuivre-béryllium de 80 μm de diamètre. Le **HAC** contient un mélange gazeux composé d'argon Ar, de CO_2 et d'isobutane dans des proportions respectives de 10%, 60% et 30%.

Les électrons primaires sont attirés par les fils d'anode et y produisent des avalanches, tandis que les particules chargées issues des gerbes hadroniques ionisent le gaz. Un damier de cuivre accolé à la surface externe des tubes permet de récupérer les données, grâce à un effet capacitif entre la cathode et ce damier. La position des cases touchées dans le damier renseigne sur la position de la gerbe.

Les damiers sont regroupés électriquement cinq par cinq, et forment des *tours* projectives, dont la couverture angulaire est de $\Delta\theta = 2.96°$ et $\Delta\phi = 3.75°$ pour le **HAB**, et $\Delta\theta = 2.62°$ pour le **HAF**. Une tour à une dimension d'environ $25 \times 25 \times 35$ cm^3.

Une particule chargée rencontrera presque toujours quatres tours. La précision en énergie est estimée à $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$ où E est exprimé en GeV. Le terme 0.21 est du à la matière présente entre le **HAC** et le calorimètre électromagnétique.

3.2.6 Mesure de la lunimosité

Elle est estimée en comptant le nombre d'événements Bhabbha, dont la signature ne laisse pas d'ambiguité, et dont les sections efficaces sont calculées théoriquement avec une grande précision. Les diffusions élastiques $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à petit angle sont dominées par l'échange dans la voie t d'un photon entre l'électron et le positron.

Jusqu'en 1994 le détecteur **SAT** fut utilisé (pour $43 \leq \theta \leq 135$ mrad) ainsi que le **VSAT**. En 1994 le **SAT** fut remplaçé par le **STIC**, constité de deux scintillateurs placés aux extémités du détecteur **DELPHI** , à des distances de $|z| = 2200$ mm, et dont la couverture angulaire en θ va de 29 à 185 mrad, et la rayon R de 65 à 420 mm. Des tests sur le **STIC** effectués en 1993 ont donné une résolution en énergie de $\sigma(E)/E = (0.0152 \pm 0.0002) \oplus (0.135 \pm 0.001)/\sqrt{E}$, où E est exprimé en GeV. A une énergie de 45.6 GeV les mesures ont conclu à une résolution de $\sigma(E)/E = 2.7\%$, en accord avec les tests effectués en 1993.

3.2.7 Le déclenchement et l'acquisition

Le **LEP** émet un signal au niveau de l'accélérateur, le **WBCO** (**W**arning **B**eam **C**ross **O**ver), indiquant l'imminence d'un croisement. L'acquisition se déroule alors en quatres étapes [41] **T1**, **T2**, **T3** et **T4**, et doit conduire à un taux d'enregistrement de moins de un par seconde, alors que le **LEP** fournit environ 45000 événements par secondes (dans le cas de quatre paquets d'électrons par faisceau, et d'un croisement toutes les 22.5 μs).

$\boxed{\text{Niveaux } \mathbf{T1} \text{ et } \mathbf{T2}}$

Ils sont synchronisés avec le **WBCO**.

- Le niveau **T1** utilise les détecteurs rapides que sont l'**ID**, l'**OD**, les **FCA** et **FCB**, la mesure des temps de vol (**TOF** et son équivalent dans la zone avant-arrière **HOF**), et les scintillateurs que sont la **HPC**, le **FEMC** et le **MUB**. la décision de continuer l'acquisition est prise en moins de 3 μs. C'est une suite de combinaisons logiques ET et OU basée sur les informations renvoyées par les détecteur sus-nommés,
- si la phase **T1** est positive, la phase **T2** est enclenchée et agit de même en utilisant, en plus, des informations sur l'impulsion transverse provenant de la **TPC**, et sur la quantité d'énergie déposée provenant de la **HPC**.

Au niveau de **T2** les coupures suivantes sont faites :

- un signal observé dans la **TPC**, les **FCA** et **FCB**, l'**ID**, l'**OD** et le **TOF**. Un coupure sur l'impulsion transerve à $p_t \geq 1$ GeV/c pour $29^\circ \leq \theta \leq 151^\circ$ (**TPC**), et $p_t \geq 1.6$ GeV/c pour les **FCA** et **FCB** ($11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ et $147^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$),

- présence d'un signal dans les chambres à muons,
- déposition d'énergie dans la **HPC** et le **FEMC**, avec des valeurs minimales de 2 et 2.5 GeV respectivement,
- un certain nombre de clusters d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique.

L'efficacité sur les muons et les électrons est égale à 1 avec une précision de 10^{-4}, pour des angles $20° \leq \theta \leq 160°$. L'efficacité sur les *single-tracks* est supérieure à 95% dans les deux régions *barrel* et *forward*.

Niveaux **T3** et **T4**

Ce sont des filtres informatiques. Le niveau **T3**, commencé en 1993, réduit de moitié les événements acceptés à la sortie de **T2**, avec la même logique, mais encore plus d'informations. Le niveau **T4** réduit encore de moitié les événements issus de **T3**.

Chapitre 4

Identification des électrons et des muons

Tout ce qui n'est pas un être n'est pas un être.

Gottfried Wilhelm Leibniz - Monadologie

Notre analyse utilise les désintégrations semi-leptoniques en leptons e et μ. La qualité de nos résultats dépend donc de celle des algorithmes d'identification [41].

4.1 Les électrons

Dans la partie *barrel* l'identification des électrons utilise les informations que sont le dE/dx et l'énergie déposée, respectivement fournies par la **TPC** et la **HPC**.

La valeur de l'énergie E déposée dans la **HPC**, comparée à la mesure de l'impulsion p, permet de construire un algorithme d'identification. Après correction des effets de radiations et des effets de non-linéarité au bord et dans le détecteur respectivement, le rapport E/p est attendu voisin de l'unité. Sa distribution est paramétrisée et la probabilité que la particule soit un électron est calculée.

La séparation des électrons et des pions se fait en comparant la direction et le point de rencontre avec la **HPC** des traces chargées extrapolées depuis la **TPC**, avec la direction et les coordonnées de la gerbe électromagnétique dans la **HPC**. Les variables les plus discriminatoires sont Δz (différence en z) et $\Delta\phi$ (différence en ϕ).

la **HPC** et la **TPC** sont utilisées pour produire deux distribution indépendantes :

- Pour la **HPC** la distribution dE/dt, où t est la longueur de radiation est paramétrisée sous la forme [41]

$$\frac{dE}{dt} = E \cdot \beta \cdot \frac{(\beta t)^{\alpha-1} . \, e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}$$

Tableau 4.1 Les trois types d'électrons identifiés ainsi que l'efficacité et la probabilité de mauvaise identification

Type	Efficacité (%)	Mauvaise identification (%)
Loose	80	$\simeq 1.6$
Standard	55	$\simeq 0.4$
Tight	45	$\simeq 0.2$

où Γ est la fonction d'Euler, α et β sont deux paramètres déterminés avec les données, et qui sont fonction de E. Une minimisation en fonction de (E, α, β) définit un χ^2 qui permet d'évaluer la qualité de la gerbe électromagnétique.

- Pour la **TPC** la valeur du dE/dx mesuré permet de distinguer les électrons des hadrons (c.f. section 3.2.3).

Dans la partie *forward* la distribution de E/p est aussi utilisée, et les traces sont extrapolées jusqu'au **FEMC**. L'information du dE/dx provenant de la **TPC** est également prise en compte.

Trois types d'électrons sont considérés suivant la dureté des coupures, et au dela d'une impulsion de 3 GeV. L'efficacité de ces trois types et la probabilité d'une mauvaise identification sont résumées dans le tableau 4.1.

Dans notre analyse, de nombreux électrons peuvent provenir de photons γ convertis en e^+e^-, les γ pouvant provenir de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Ce type d'électrons est traité par le programme ELEPHANT. Nous utiliserons des électrons de type *standard* et ne provenant pas de γ convertis.

4.2 Les muons

Les muons d'impulsion $p > 2$ GeV/c, après avoir traversé la calorimètre hadronique avec lequel interagissent la plupart des hadrons, interagissent dans les chambres à muons **MUB MUF** et **SMC**. Il reste néanmoins des traces hadroniques. Par exemple les pions $\pi^\pm$ provenant $\tau \rightarrow 3h$ (où h signifie π ou K) laissent une trace dans les **MUC** dans $\sim 5\%$ des cas.

Le principe de l'identification des muons [44] est d'abord basé sur l'extrapolation des traces des détecteurs de la partie centrale jusqu'au calorimètre hadronique, puis jusqu'au chambres à muon. Les erreurs associées aux traces sont propagées

Tableau 4.2 Les quatres types de muons identifiés ainsi que l'efficacité mesurée dans la désintégration $Z \to \mu\mu$

Type	Efficacité (%)
Very Loose	95.9 $\pm$ 0.1
Loose	94.8 $\pm$ 0.1
Standard	86.1 $\pm$ 0.2
Tight	76.0 $\pm$ 0.2

durant l'extrapolation. Pour chaque trace extrapolée, un χ^2 est calculé avec les points d'interaction dans les chambres à muons. L'efficacité de l'identification se mesure à l'aide des canaux :

- $Z \to \mu^+\mu^-$, dont les candidats ont une impulsion d'environ 45 GeV/c,
- $Z \to \tau^+\tau^-$ sont au moins un des τ se désintègre en $\mu\nu_\tau\overline{\nu_\mu}$. Le spectre d'impulsion varie entre 3 et 40 GeV/c,
- $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ donnant des muons de basse impulsion, principalement vers l'avant et l'arrière.

De même qu'avec les électrons on distingue différents types de muons, suivant la qualité du χ^2 et certaines contraintes sur les traces. Les efficacités sont résumées dans le tableau 4.2, dans les acceptances angulaires du **MUB** ($53° \leq \theta \leq 88.5°$ et $91.5° \leq \theta \leq 127°$) ou du **MUF** ($20° \leq \theta \leq 42°$ et $138° \leq \theta \leq 160°$).

Dans notre analyse nous utiliserons des muons de type *standard*.

4.2.1 Mauvaise identification des pions en muons de type *standard*

Les canaux $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$

Afin de disposer d'un échantillon de pions avec une grande statistique, les canaux $\tau \to \pi\pi^0$, $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$ ont été choisis [45]. Le canal $\tau \to \pi\pi^0$, même après une série de contraintes destinées à l'enrichir, est toujours trop contaminé par des vrais muons et donc abandonné, au profit des deux autres canaux, sur lesquels sont appliquées les contraintes suivantes[1] :

[1] la reconstruction en *jet* des événements se fait avec l'algorithme LUCLUS, et le paramètre $djoin = 2.5$, qui reproduit mieux les jets de τ que l'algorithme JADE

- Canal $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$
  - deux jets uniquement,
  - au moins 4 particules, et 10 au maximum,
  - au maximum 6 traces chargées
  - 4 traces chargées d'impulsion $p > 0.5$ GeV, dont trois dans le même hémisphere,
  - les événements dont la particule chargée isolée à une impulsion $p > 20$ GeV/c et est identifiée μ *standard* sont rejetés. Ceci nous protège des événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$,
  - les trois autres particules chargées qui se trouvent dans le même hemisphere doivent satisfaire :
    * une impulsion $3 < p < 30$ GeV
    * au maximum une gerbe dans les calorimètres électromagnétiques et hadronique
    * déposition d'énergie dans au moins un des trois détecteur **FEMC**, **HPC** ou **HAC**,
    * si il y a déposition d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques, elle doit être inférieure à 1 GeV,
    * $\frac{(\text{énergie dans le } \mathbf{HAC}) * (1-\sin^2(\theta_{particule}))}{(\text{nombre de hits dans le } \mathbf{HAC})} > 1$ GeV [46].
- Canal $K^0 \rightarrow \pi\pi$
  - utilisation de K^0 de type *tight* identifiés au niveau des données de **DELPHI** dans les *Short Dst*. Ces particules répondent aux critères généraux de reconstruction de vertex suivants :
    * l'angle $\Delta\phi$ dans le plan xy entre la direction du K^0 et la ligne joignant le vertex primaire au vertex secondaire est inférieure "a 0.1 rad,
    * la distance R dans le plan xy entre les vertex primaire et secondaire est plus grande que deux fois l'erreur sur la distance estimée par un χ^2,
    * la probabilité du χ^2 concernant le second vertex est supérieure à 0.001,

  * le P_t, par rapport à la ligne de vol du K^0, des particules issues du K^0 est supérieure à 0.2 GeV, et la masse invariante dans l'hypothèse e^+e^- est supérieure à 0.16 GeV/c^2,
  * si le point reconstruit du vertex du K^0 est au-delà du **VD**, il ne doit pas y avoir de signal dans le **VD** compatible avec la présence d'un vertex. Les K^0 *standard* satisfont de plus :
    · $\Delta\phi < (0.01 + 0.02/p_t)$ rad, où p_t (GeV/c) est l'impulsion transverse du K^0 par rapport à l'axe du faisceau,
    · $R > 4\sigma$
    · une probabilité de $\chi^2 > 0.01$,

  Les K^0 *tight* satisfont aussi :
    · une masse reconstruite $0.35 < m_{\pi\pi} < 0.65$ GeV/c^2,
    · une probabilité de s'être désintégré dans la distance estimée entre 0.02 et 0.95.

– les π ont des impulsions $3 < p < 30$ GeV

Les données utilisées sont celles de 1992 (92D) et 1993 (93B) pour $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$, 1993 (93B) pour $K^0 \rightarrow \pi\pi$. Le nombre de candidats, la composition des échantillons, ainsi que le pourcentage de pions identifiés comme muons *standard* sont résumés dans le tableau 4.3.

Le rapport des probabilités de mauvaise identification des données réelles sur les données simulées est :

$$\frac{\text{Données réelles (‰)}}{\text{Données simulées (‰)}} = \frac{7.4 \pm 0.3}{7.6 \pm 0.3} = 0.97 \pm 0.06$$

qui sont donc en accord, en tenant compte de l'erreur statistique. Ce résultat est similaire à celui obtenu dans [44]. La comparaison des spectres en $\cos(\theta)$ et en p est indiquée dans les figures 4.1 et 4.2. La distribution des probabilités de mauvaise identification sont montrés aux figures 4.3 et 4.4

Tableau 4.3 Mauvaise identification de π en muon de type *standard* dans les canaux $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$.

	$\tau \to \pi\pi\pi$	$K^0 \to \pi\pi$	$\tau \to \pi\pi\pi + K^0 \to \pi\pi$
Données simulées			
candidats	27793	34591	62384
pions	26987	33615	60602
muons	118	158	276
autres	688	818	1506
Candidats identifiés μ *standard* dans les données simulées			
candidats	231	241	472
pions	150	163	313
muons	80	78	158
autres	1	0	1
Données réelles			
candidats	4365	56141	60506
Candidats identifiés μ *standard* dans les données réelles			
candidats	42	407	449
Probabilité[a] d'identification en μ standard (en ‰)			
données simulées	8.3 ± 0.5	7.0 ± 0.4	7.6 ± 0.3
données réelles	9.6 ± 1.5	7.2 ± 0.4	7.4 ± 0.3

[a] calculée sur l'ensemble des candidats

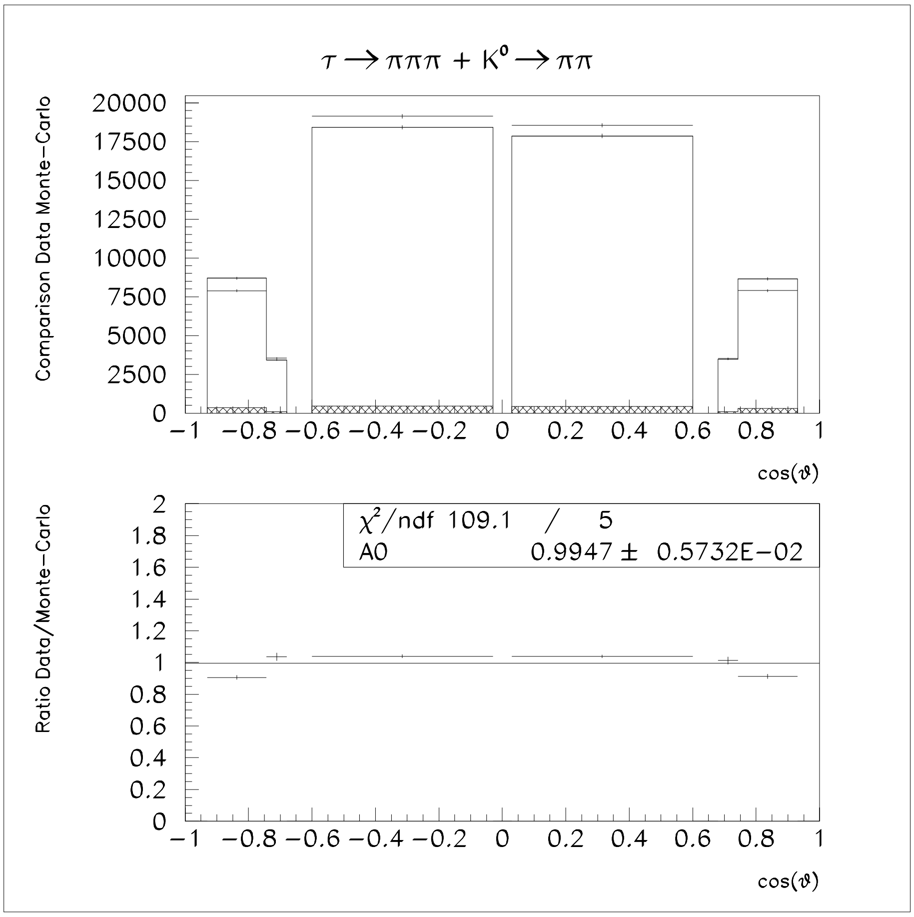

Figure 4.1 Distribution en $\cos(\theta)$ des pions de $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$. Les croix représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées.

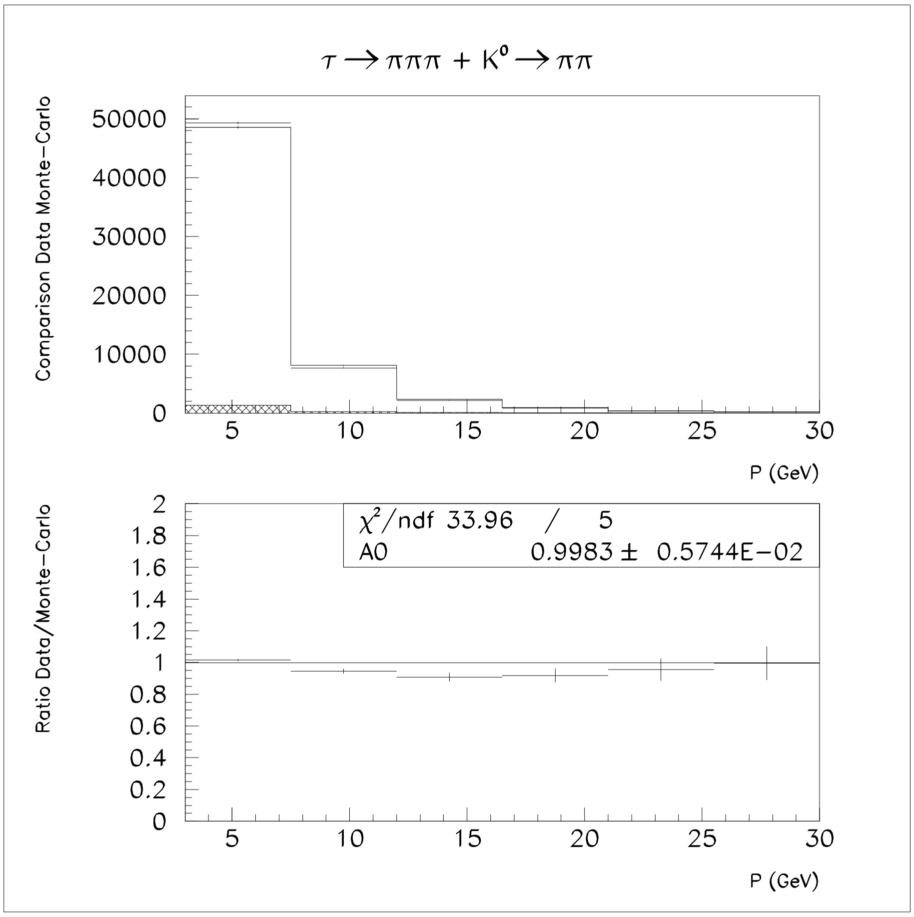

Figure 4.2 Distribution en p des pions de $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$. Les croix représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées.

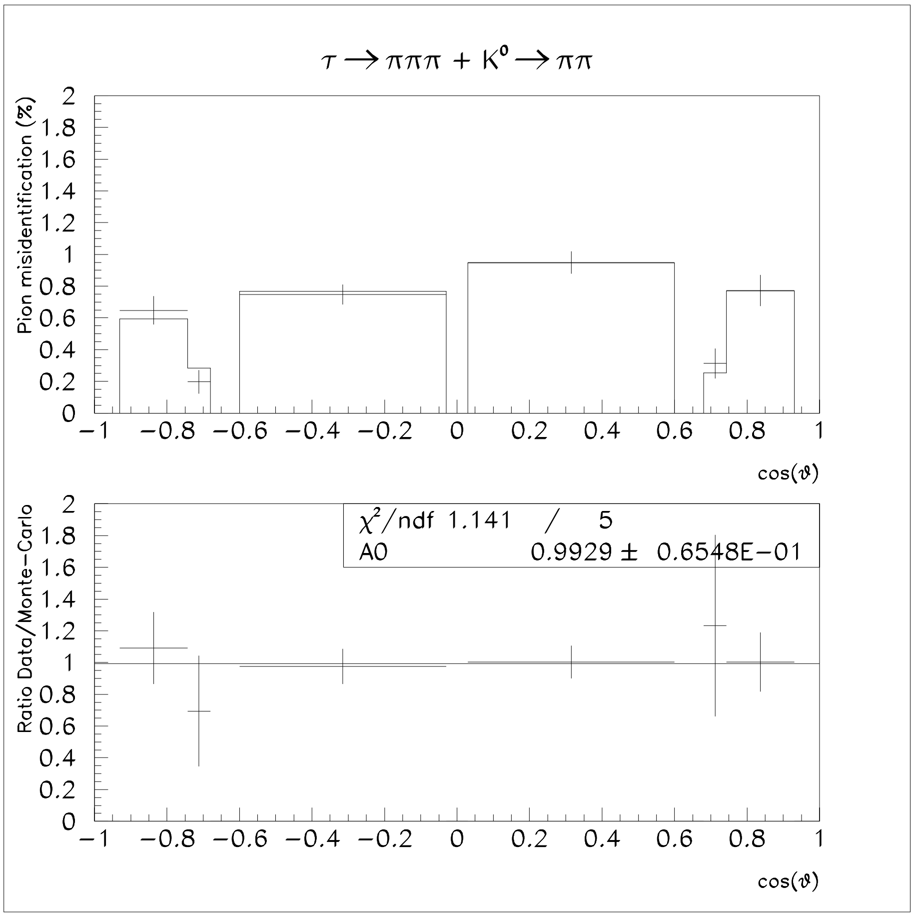

Figure 4.3 Distribution en $\cos(\theta)$ de la probabilité d'identification en μ standard des pions de $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$ et $K^0 \rightarrow \pi\pi$. Les croix représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Nous observons une asymétrie qui est probablement due à la différence de qualité de fonctionnement entre les deux parties *barrel*, et qui pourrait justifier une systématique instrumentale, non évaluée dans ce rapport.

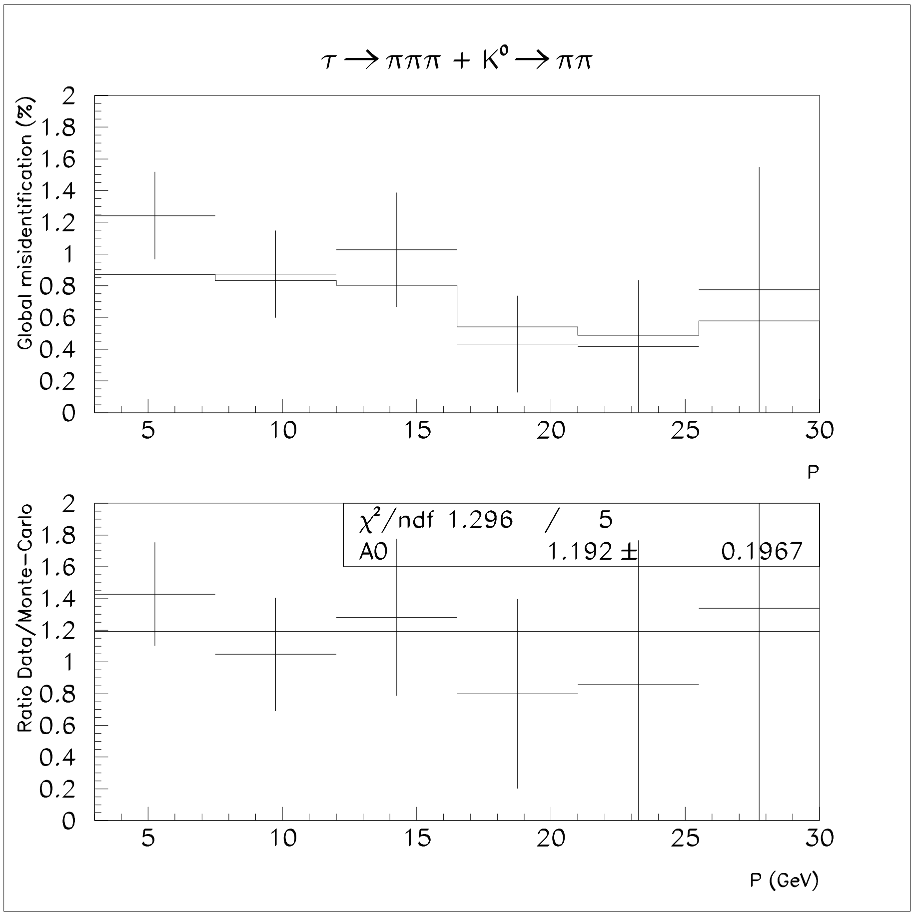

Figure 4.4 Distribution en p de la probabilité d'identification en μ standard des pions de $\tau \to \pi\pi\pi$ et $K^0 \to \pi\pi$. Les croix représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées.

Chapitre 5

Sélection et mesures de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$

Par dimension, nous n'entendons rien d'autre que le monde et le rapport sous lequel un sujet quelconque est considéré comme mesurable [...] Si en effet nous considérons les parties en ordre, en allant vers le tout, on dit alors que nous comptons; si au contraire nous considérons le tout en tant qu'il se divise en parties, nous le mesurons.

René Descartes - Regulae, règle XIV, AT X 448

Les mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ necessitent une sélection d'événements Z^0 hadroniques. Les candidats μ et e proviennent des désintégrations semi-leptoniques des quarks b et c (c.f. Chap 4). Ce chapitre décrit les restrictions appliqués aux échantillons hadroniques, afin de les enrichir en événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, suivi de la mesure du mélange $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ et des asymétries $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$.

5.1 Sélection des échantillons

Les particules subissent les contraintes physiques suivantes :

- pour les particules chargées :
  - Sur l'impulsion :
    - $0.2 \leq p \leq \sqrt{s}/2$ (GeV/c),
    - une erreur sur la mesure $\frac{\Delta p}{p} < 1$,
  - Sur la distance au point d'interaction :
    - distance en z : $d_z \leq 10$ cm,
    - distance dans le plan $R - \phi$: $d_{R-\phi} \leq 5$ cm,
  - Sur l'angle et la longueur de la trace reconstruite :

- $\cos(\theta) \leq 0.93$,
- $L \geq 30$ cm,

- pour les particules neutres :
  - Sur l'angle de la trace reconstruite :
    - $\cos(\theta) \leq 0.98$ dans le **FEMC**,
  - Sur l'énergie mesurée dans les calorimètres électromagnétiques :
    - partie *barrel* : $0.8 \leq E_{HPC} \leq 30$ (GeV)
    - partie *forward* : $0.4 \leq E_{FEMC} \leq 30$ (GeV)

Les traces précédemment séletionnées constitueront un événement hadronique si :

- on dénombre au moins 7 traces chargées
- l'énergie totale mesurée des traces chargées $E \geq 0.15\sqrt{s}$.

Elles seront regroupées en jets en utilisant l'algorithme JADE avec le paramètre $y_{min} = 0.01$. L'impulsion transverse des leptons P_t, est définie par l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet qui le contient, le lepton etant ensuite enleve de la définition du jet, ce qu'on dénote P_t^{out}. Si lepton est inclus dans la reconstruction du jet, cette variable est notée P_t^{in}. Le choix de P_t^{out} permet de séparer plus efficacement les leptons provenant de b et c que celui de P_t^{in}.

5.2 Fonctionnement du détecteur

La qualité de fonctionnement par collision des sous-détecteurs de **DELPHI** est prise en compte avec le code de qualité du lot de données (*run status* code). Ce nombre varie de 0 à 9, et signifie :

- 0 : données non utilisables
- 1 : fonctionnement nominal < 50%
- 2 : fonctionnement nominal 50-65%
- 3 : fonctionnement nominal 65-80%
- 4 : fonctionnement nominal 80-90%

Tableau 5.1 Code de qualité des lots. Ce tableau résume les différentes sélections sur les divers sous-détecteurs importants pour notre analyse.

détecteur	échantillon μ	échantillon e
TPC	$6-7$	$6-7$
FEMC	$5-7$	$0-7$
HPC	$6-7$	$5-7$
MUB [a]	$4-7$	$0-7$
MUB [b]	$5-7$	$0-10$

[a]si la trace se trouve dans la partie *barrel*
[b]si la trace se trouve dans la partie *forward*

- 5 : fonctionnement nominal 90-95%
- 6 : fonctionnement nominal 95-99%
- 7 : fonctionnement nominal $> 99\%$
- 8 : pas d'information disponible
- 9 : variable durant la collision

Les coupures sur la qualité de fonctionnement du détecteur sont résumées dans le tableau 5.1.

5.3 Sélection des candidats

5.3.1 Sélection des muons

Ils doivent être identifiés par les chambres à muons, et être classés comme étant de type *standard*. Afin de respecter les conditions de validité de l'algorithme d'identification, les candidats doivent avoir une impulsion $P > 3$ GeV, et se trouver dans des régions du détecteur de bonne acceptance géométrique. Ceci nous impose de limiter l'angle des candidats à $0.03 < |\cos(\theta_\mu)| < 0.6$ ou $0.68 < |\cos(\theta_\mu)| < 0.93$. Les spectres en $\cos(\theta)$, en P et en P_t^{out} des candidats au pic du Z^0 sont montrés aux figures 5.1, 5.4 et 5.6, respectivement. Chacun de ces spectres est décomposé en fonction des trois années 1992, 1993 et 1994; ceux en $\cos(\theta)$, P et en P_t^{out} sont en figures 5.2, 5.5 et 5.7, respectivement. Nous en concluons que l'accord entre les données réelles et les données simulées est en général satisfaisant, mais certaines zones contribuent à détériorer le χ^2 du rapport des données réelles sur les données simulées. En particulier :

- $\cos(\theta)$: les muons, pour $\cos(\theta) > 0.7$, ne sont pas complètement satisfaisants (c.f. figure 5.1). La figure 5.3 montre le spectre pour $\cos(\theta) > 0.7$, ceux de signe négatifs étant affectés à la partie gauche, les positifs à la partie droite. Les μ de signe positif semblent légèrement mieux décrits que ceux de signe opposé. La différence ne semble pas assez prononcée pour affecter considérablement les mesures d'asymétrie, au premier ordre. En effet une asymétrie instrumentale de α corrigera l'asymétrie mesurée en α^2 au plus. Les spectres pour chaque année, en figure 5.2, montrent que c'est l'année 1992 qui influence le plus le spectre de la figure 5.1.

- P : dans la figure 5.4, on observe une petite fluctuation du rapport des données réelles sur le Monte-Carlo dans la zone $3 < P < 15$ GeV, qui contient presque toute la statistique. Cet effet existe pour chacune des années 1992 à 1994 (c.f. figure 5.5). La valeur du χ^2 est un peu élevée mais acceptable.

- P_t^{out} : aux figures 5.6 et 5.7 un effet similaire aux spectres en P est présent. Il est possible que ce point ainsi que le précédent relève de la description de la fragmentation du quark b, auquel cas l'erreur commise est estimée par la systématique sur le modèle de fragmentation (ACCMM,ISGW**). La description du fond peut aussi jouer un rôle, ainsi que celle du détecteur.

5.3.2 Sélection des électrons

Les électrons, identifiés en combinant les informations sur les gerbes électromagnétiques de la **HPC** et l'ionisation dans la **TPC**, seront de type *standard*. Ceux qui sont identifiés comme provenant de γ convertis sont rejetés. Il en reste une fraction qui sera tenue en compte au niveau des données simulées. Les candidats sont alors sélectionnés à partir d'une impulsion $P > 3$ GeV et, afin d'être dans la zone de bonne acceptance du détecteur et de limiter le niveau de fond, doivent avoir un angle $0.03 < |\cos(\theta)| < 0.70$. La fenêtre $0.37 < |\cos(\theta)| < 0.408$ est aussi excluse dans notre lot d'électrons pour les données de 1992 et 1993. Elle correspond à des zones *mortes* de la **HPC** en 1992, et à défaut d'un traitement plus précis, cette restriction est appliqué sur les données de 1993. Les spectres en $\cos(\theta)$, en P et en P_T^{out} des candidats au pic du Z^0 sont montrés aux figures 5.8,

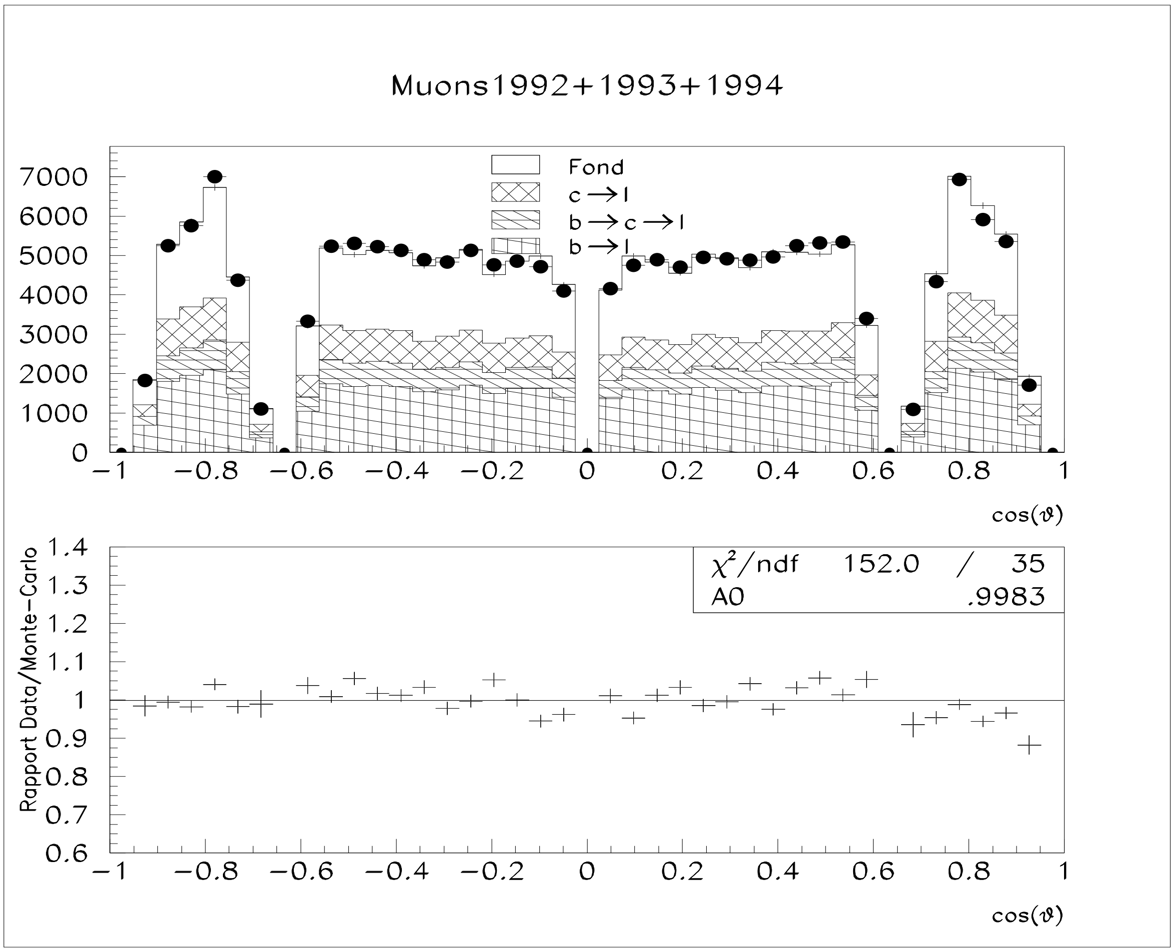

Figure 5.1 Distribution en $\cos(\theta)$ des candidats μ standard au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. La partie $\cos(\theta) > 0.7$, qui semble celle la moins bien décrite, est reprise dans la figure 5.3.

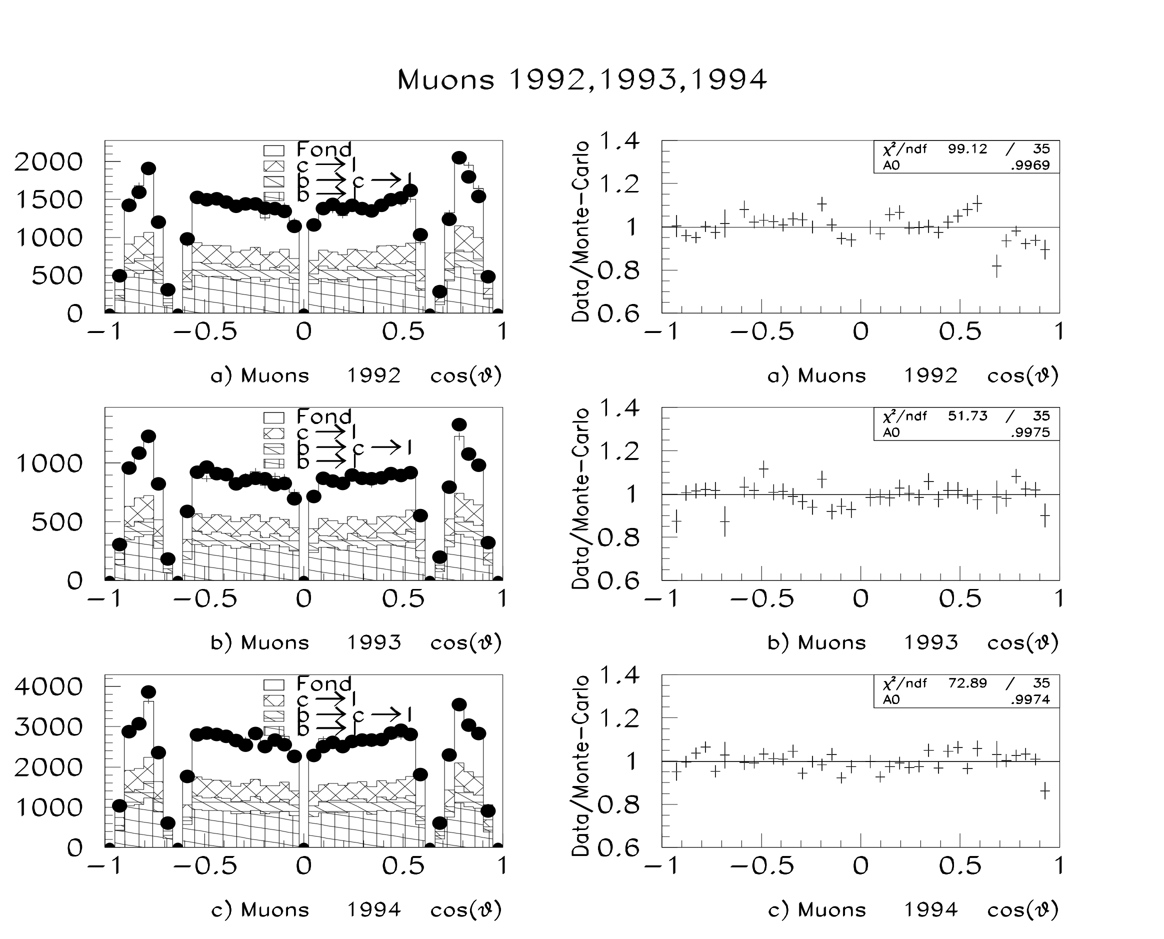

Figure 5.2 Distribution en $\cos(\theta)$ des candidats μ standard au pic du Z^0, pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figures de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. La partie $\cos(\theta) > 0.7$, zone de moins bon accord dans la figure 5.1, se retrouve surtout dans l'année 1992.

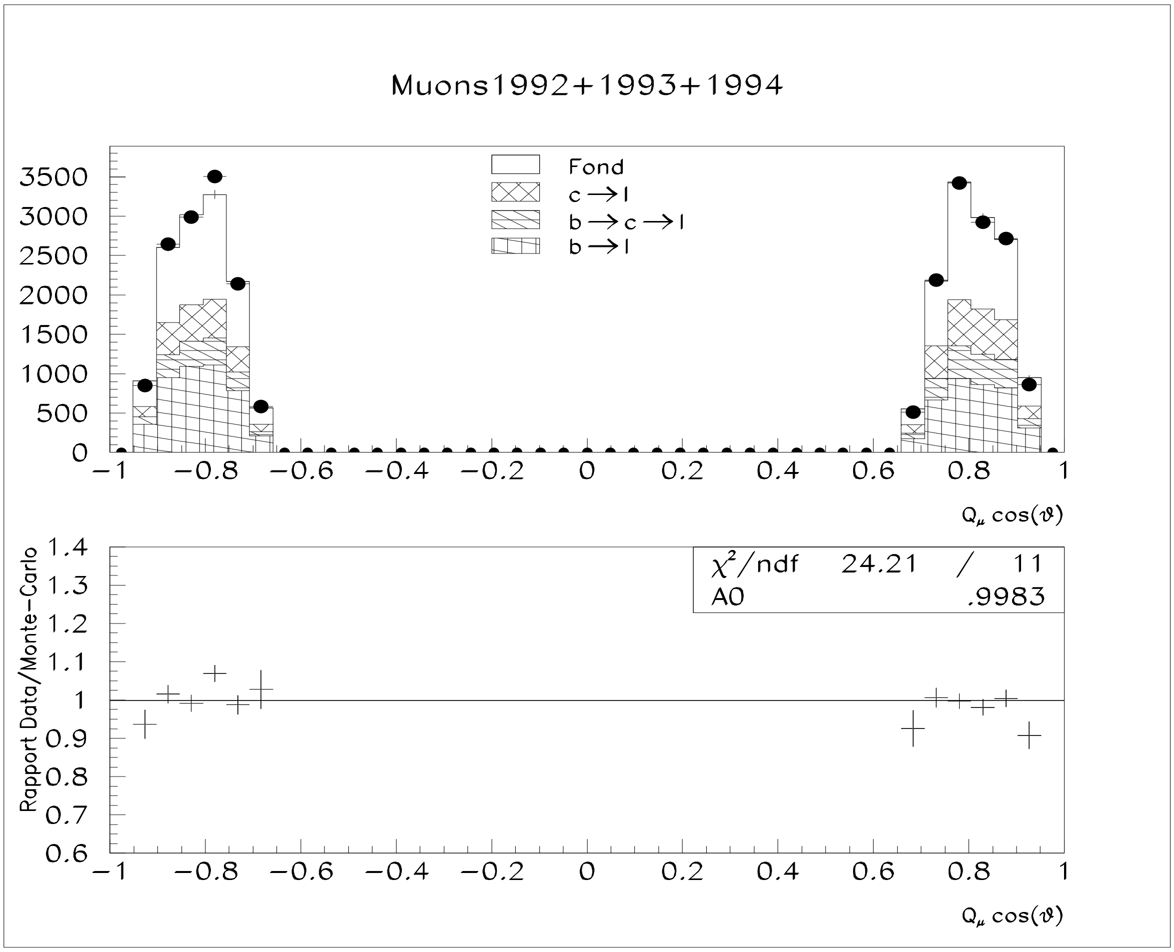

Figure 5.3 Distribution en $\cos(\theta)$ des candidats μ standard au pic du Z^0, , pour $\cos(\theta) > 0.7$, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Nous observons une légère asymétrie du rapport entre les muons de signe négatif (à gauche) et les positifs (à droite). C'est cette partie du spectre qui contribue à dégrader le χ^2 de la figure 5.1. La différence observée entre ces μ^- et μ^+ ne semble pas, cependant, devoir affecter considérablement les mesures d'asymétries, au premier ordre, l'effet étant à peu près le même pour μ^- et μ^+, sauf dans deux bins, un seul étant de statistique considérable.

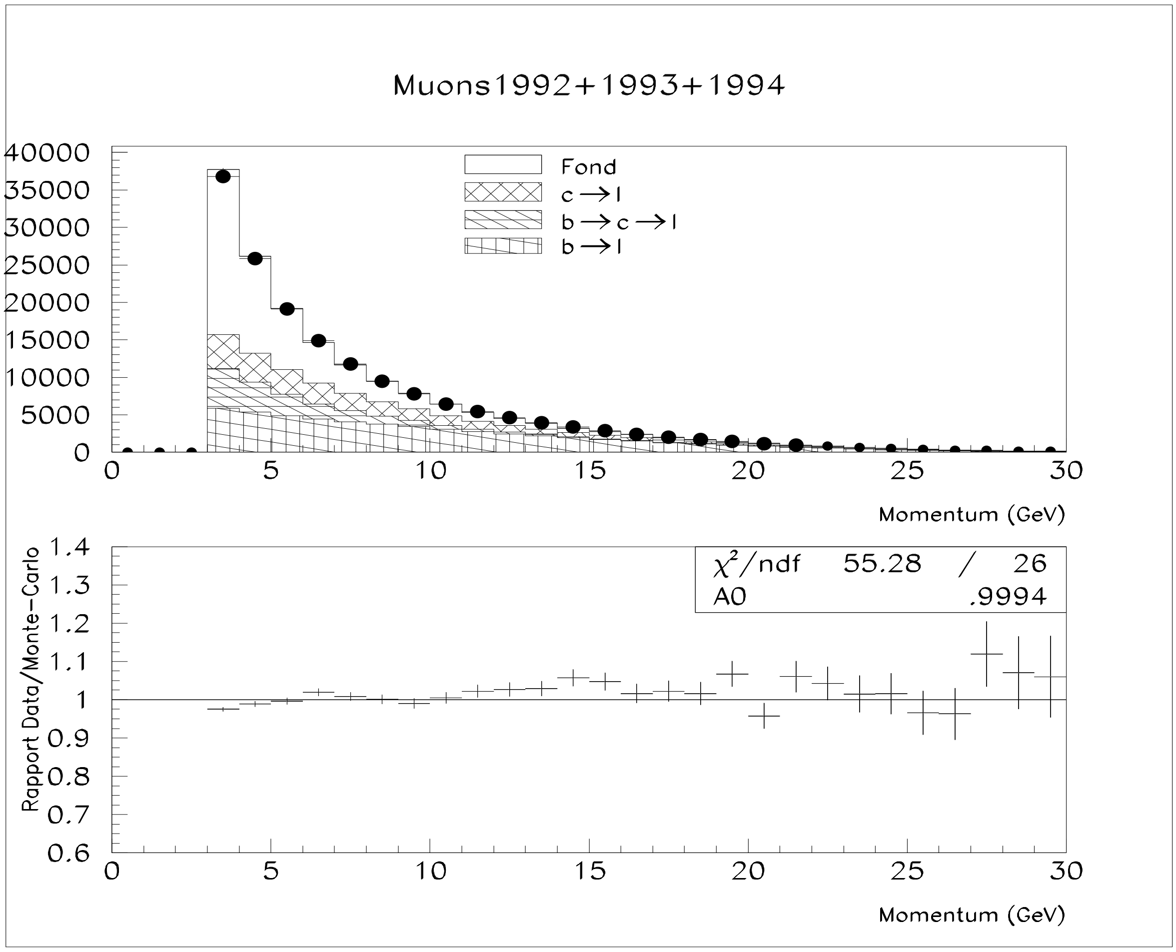

Figure 5.4 Distribution de l'impulsion P des candidats μ standard au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Nous observons une légère fluctuation du rapport Données/Monte-Carlo pour $3 < P < 15$ GeV. Ceci affecte la valeur du χ^2 qui reste néanmoins acceptable.

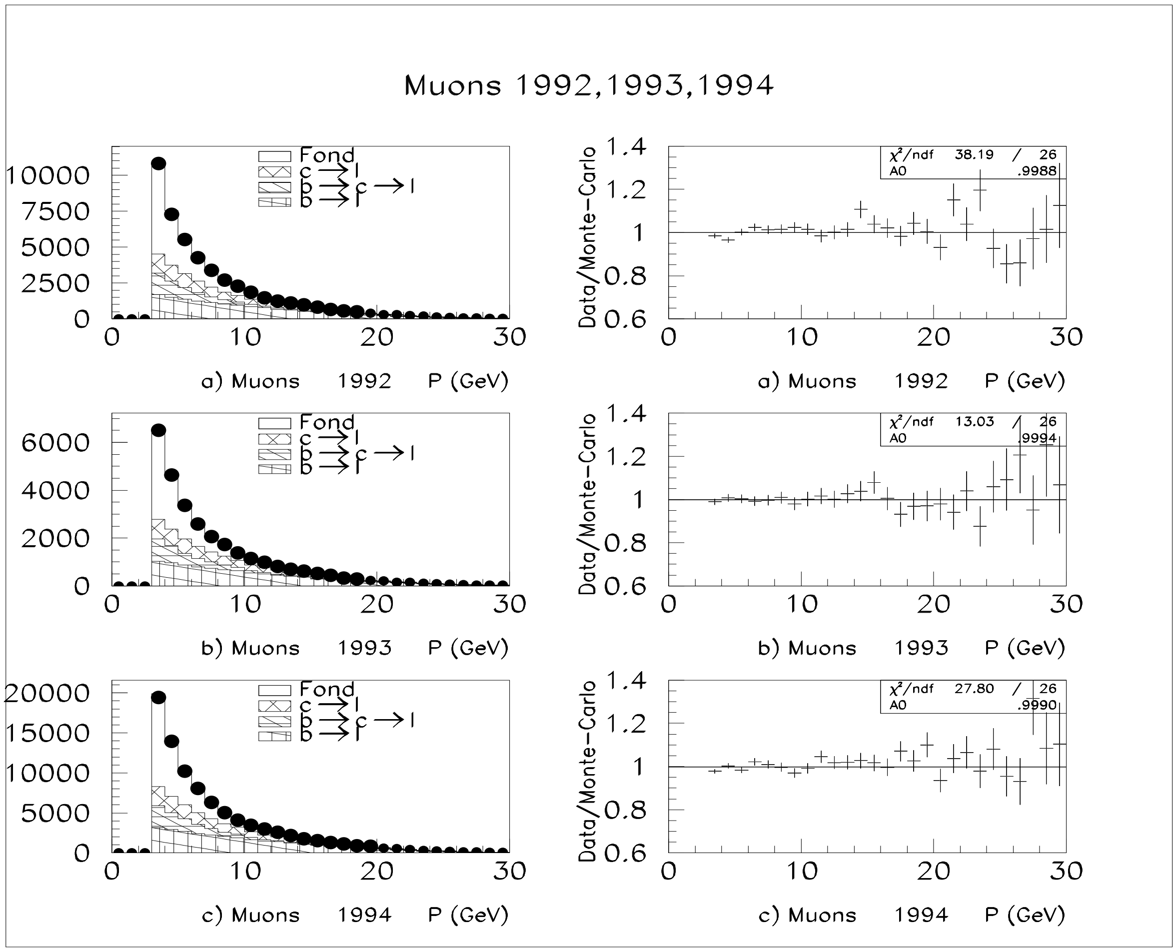

Figure 5.5 Distribution de l'impulsion P des candidats μ standard au pic du Z^0, pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figure de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. Nous observons une légère fluctuation du rapport Données/Monte-Carlo pour $3 < P < 15$ GeV pour chaque année.

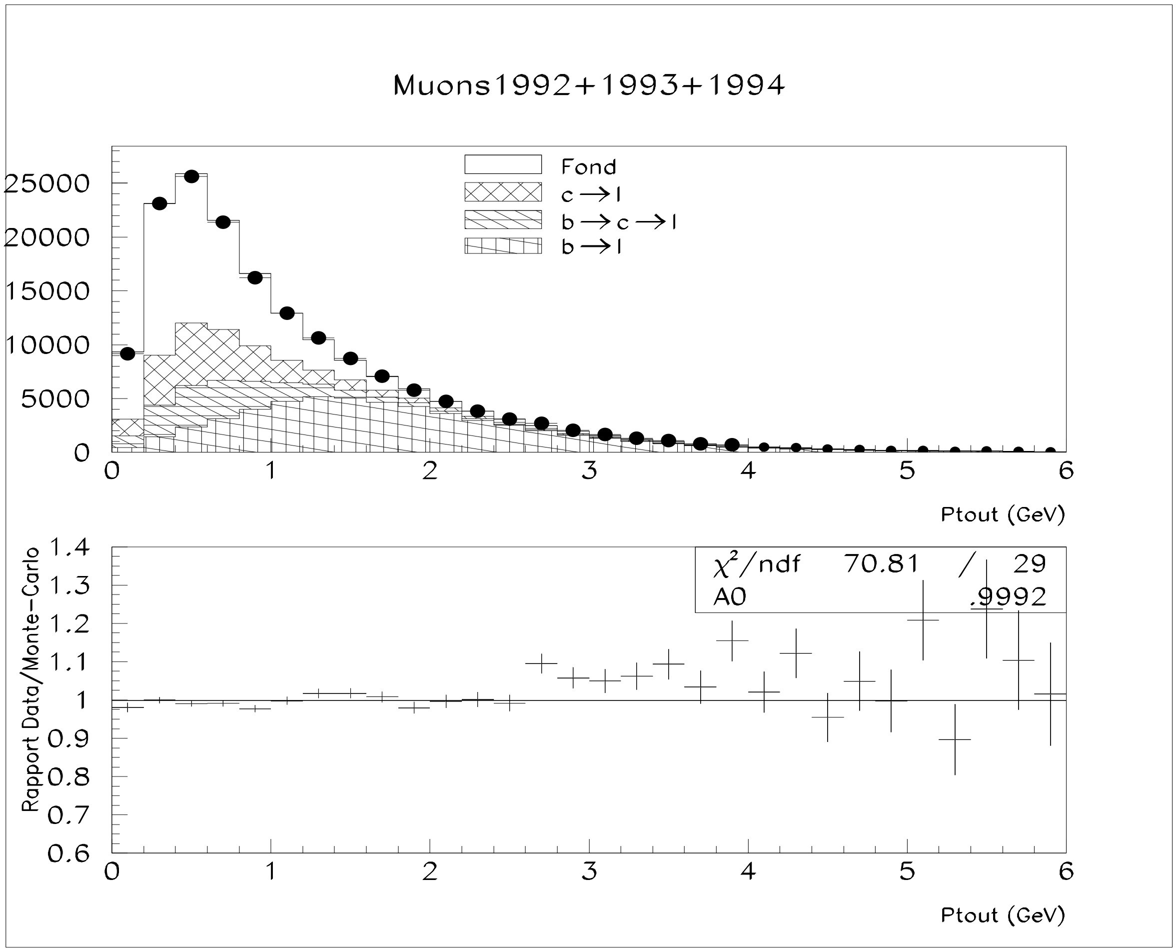

Figure 5.6 Distribution en P_t^{out} des candidats μ standard au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Un effet similaire à la figure 5.4 est observé. Nous imputons ceci à la description du modèle de fragmentation du b ou à la description du fond, et notons un excédent significatif de données réelles aux grands P_t^{out}.

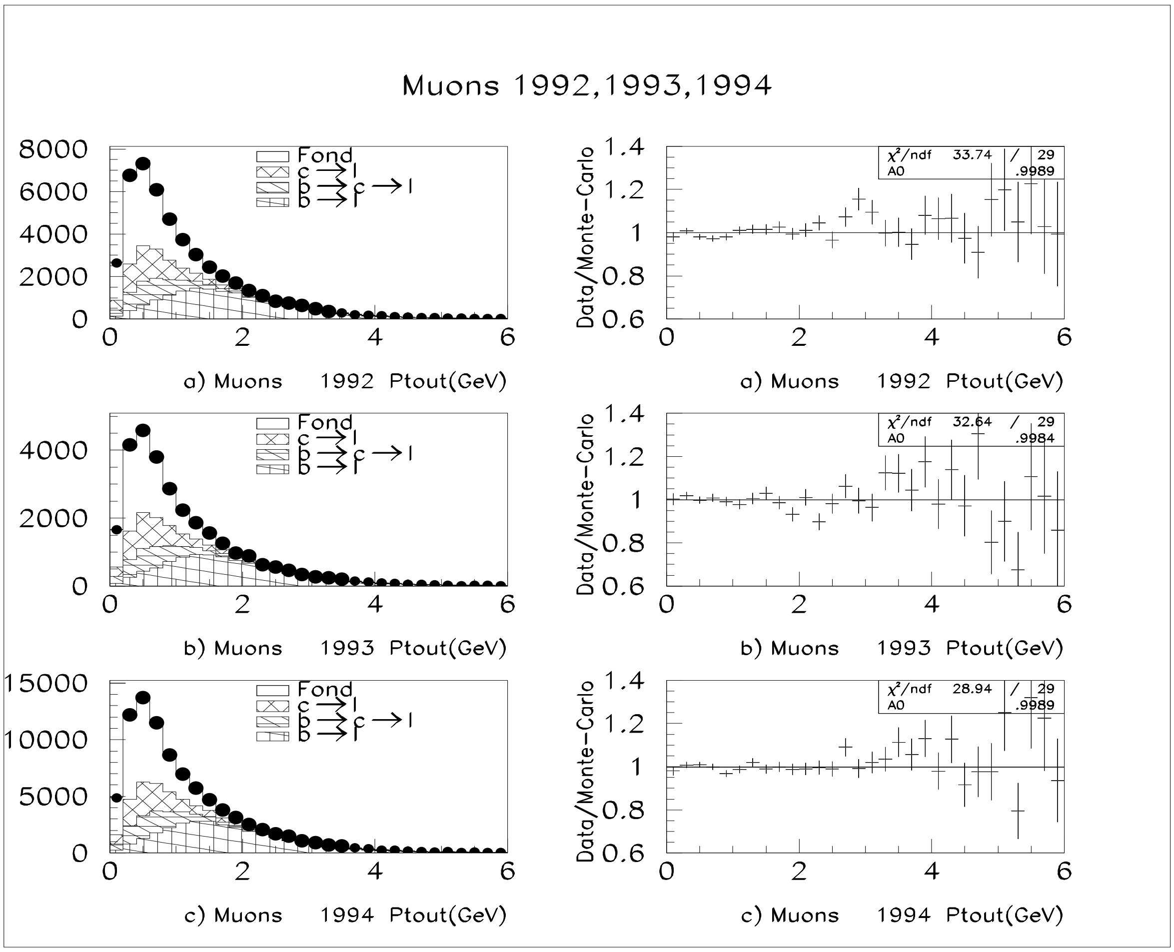

Figure 5.7 Distribution en P_t^{out} des candidats μ standard au pic du Z^0, pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figures de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. De même que pour les spectres en P (c.f. figure 5.5), de légères fluctuations sont remarquées.

5.10 et 5.12, respectivement. Tout comme dans la section des muons, ces spectres sont décomposés en fonction des trois années 1992, 1993 et 1994; ceux en $\cos(\theta)$, P et en P_t^{out} sont en figures 5.9, 5.11 et 5.13, respectivement.De ces trois figures nous observons que :

- $\cos(\theta)$: Le spectre en $\cos(\theta)$ de la figure 5.8 présente un accord moyen, à cause de la zone $0.3 < \cos(\theta) < 0.7$. L'examen année par année (c.f. figure 5.9) montre que les électrons 1992 sont ceux qui dégradent le plus la valeur du χ^2 de la figure 5.8. Les électrons étant situés dans la partie centrale du détecteur, ces effets sont négligeables pour la mesure de l'asymétrie, d'abord sensible aux événements vers l'avant et l'arrière.

- P et P_t^{out} : de même que pour les muons (c.f. figures 5.4 et 5.6) on observe une légère fluctuation (c.f. figure 5.12 pour le spectre en P_t^{out}, surtout). L'effet est plus prononcé pour les faibles P_t^{out} avec les électrons de 1992 et 1993. A haut P et P_t^{out}, zone qui influe peu sur nos mesures à cause de la faible statistique, la description du détecteur peut probablement influer sur l'allure de ces spectres.

5.3.3 Composition des échantillons

Les coupures appliquées aux électrons et aux muons des deux sections précédentes amènent à :

- 1992 : 47393 muons et 25723 électrons
- 1993 : 44570 muons et 25268 électrons
- 1994 : 88937 muons et 54879 électrons

Les événements hors-pic du Z^0 ne concernent que l'année 1993. La composition de chacun des échantillons obtenus est résumée dans le tableau 5.2. Dans ce résumé les dénominations $b \to l$, $b \to c \to l$, $c \to l$ regroupent les canaux suivants :

- $b \to l$, dont l'asymétrie est $+A_{FB}^{b\bar{b},exp}$ (c.f. relation 2.108), sous-entend les canaux

  $b \to l^-$

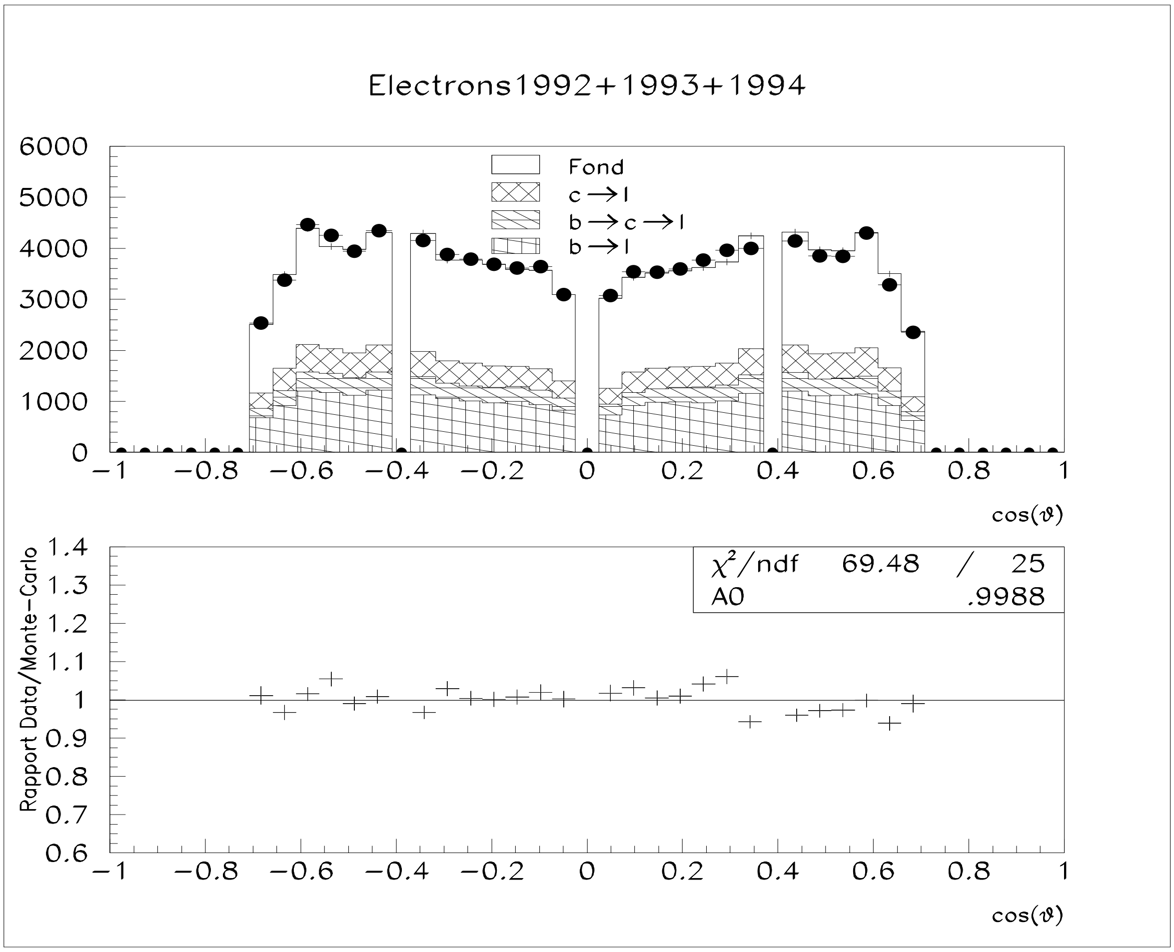

Figure 5.8 Distribution en $\cos(\theta)$ des candidats e standard ne provenant pas de γ converti au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. La fenêtre $0.37 < |\cos(\theta)| < 0.408$, correspondant à une zone *morte* dans la **HPC** pour les données de 1992 et 1993, est exclue de l'ensemble de la figure. En 1994, cette zone représente une faible statistique. La partie $\cos(\theta) > 0.3$ semble détériorer légèrement la valeur du χ^2.

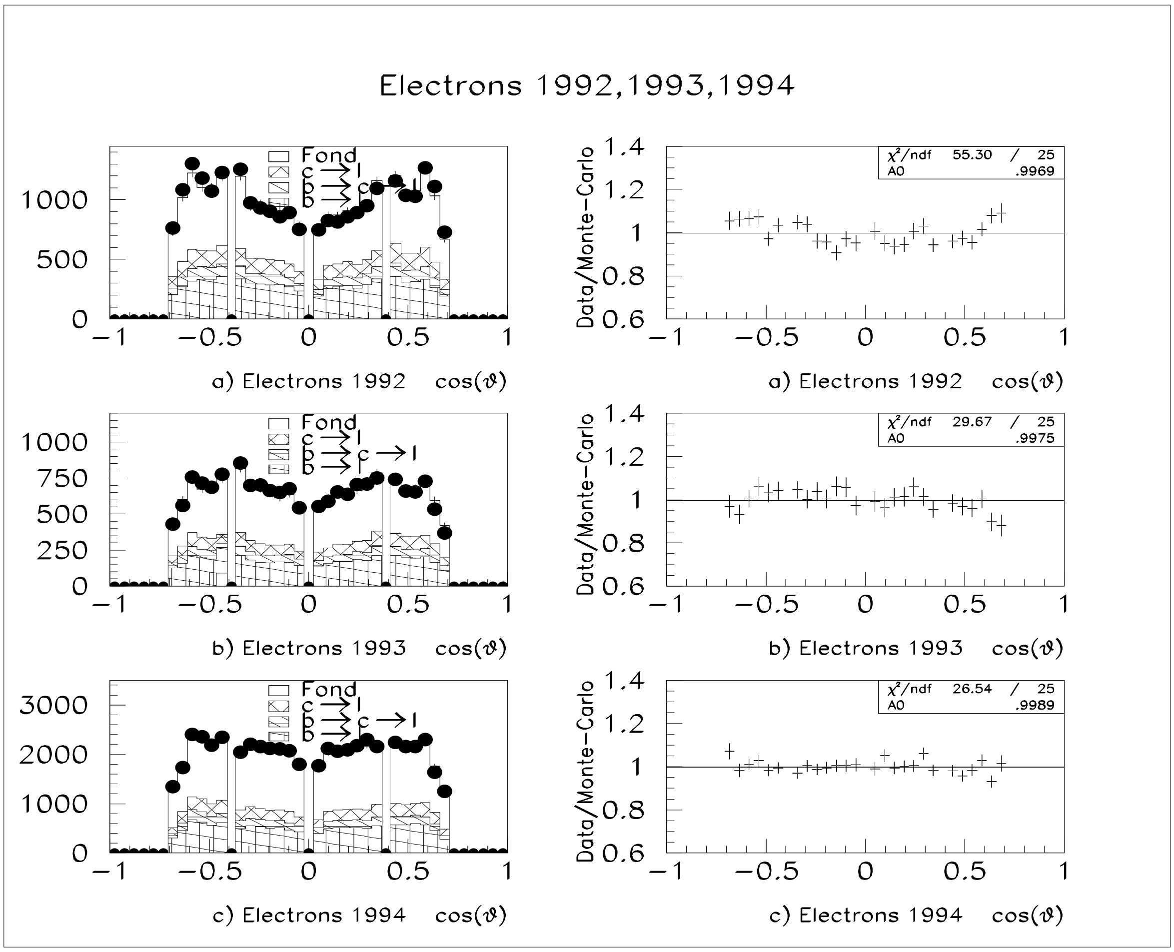

Figure 5.9 Distribution en $\cos(\theta)$ des candidats e standard ne provennant pas de γ converti au pic du Z^0, pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figures de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. Les électrons de 1992 sont ceux qui contribuent le plus à la valeur du χ^2 de la figure 5.8.

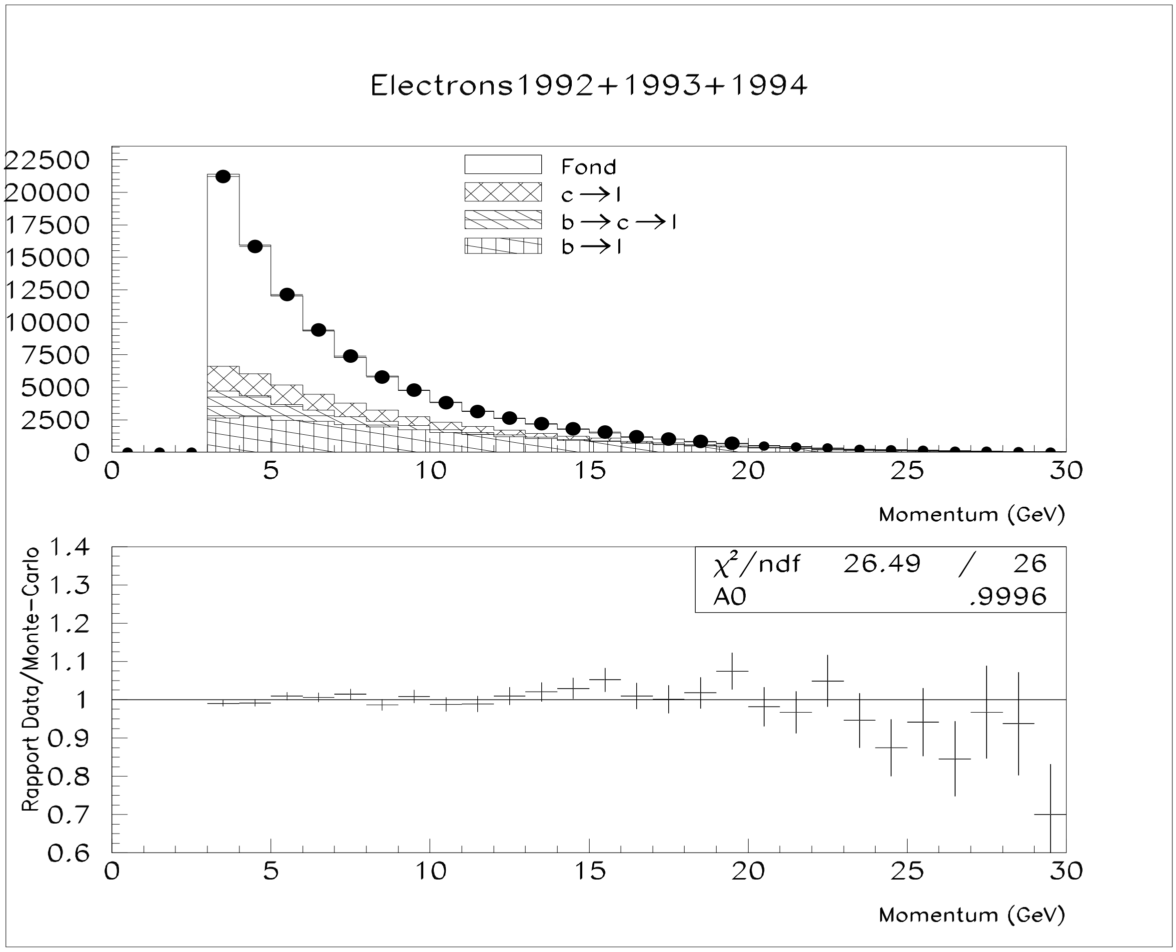

Figure 5.10 Distribution de l'impulsion P des candidats e standard ne provennant pas de γ converti au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Nous observons un effet de fluctuation comparable à celui dans les muons (figure 5.4), mais couvert par la moindre statistique, d'où un χ^2 correct.

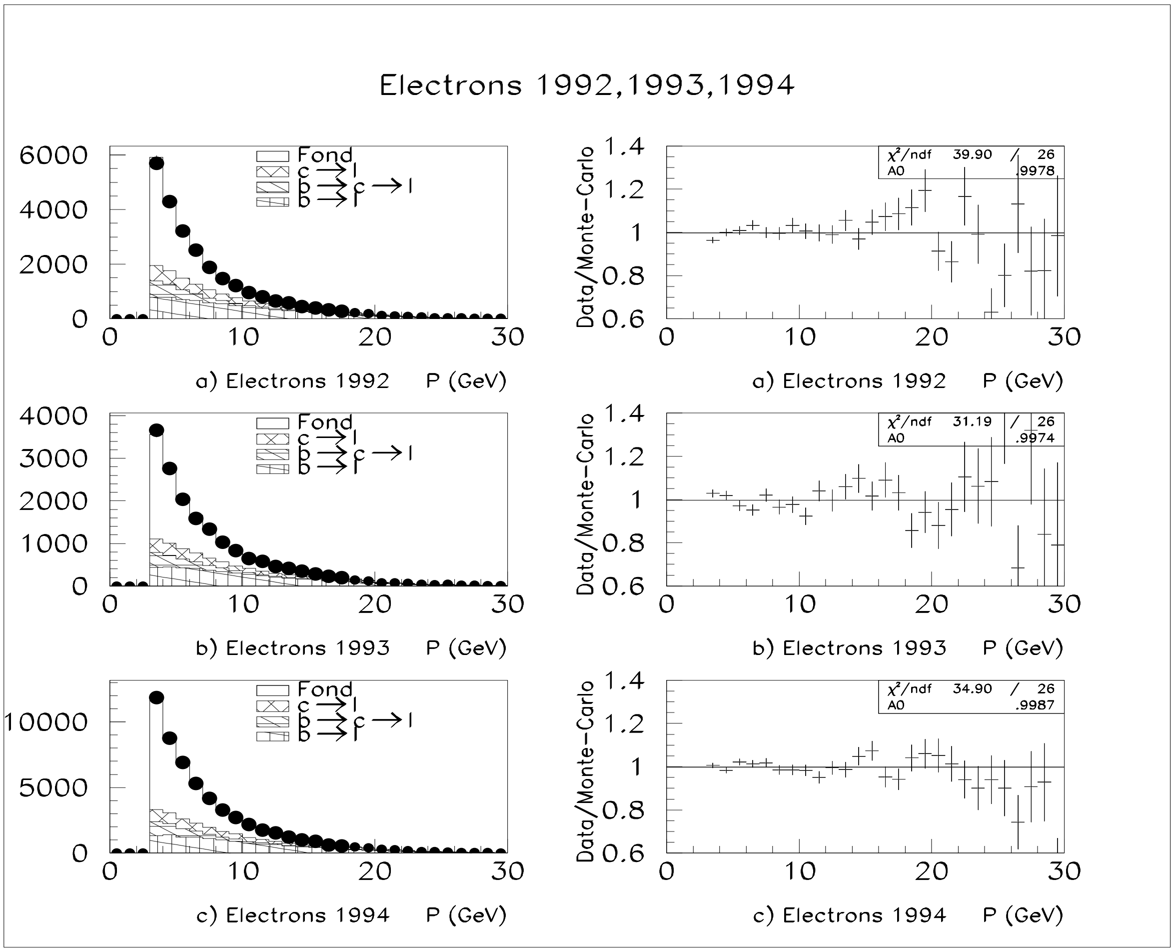

Figure 5.11 Distribution de l'impulsion P des candidats e standard ne provenant pas de γ converti au pic du Z^0, pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figures de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. Les effets de statistique couvrent à peu près les fluctuations observées, comme dans la figure 5.10. Les valeurs des χ^2, plus grandes que dans la figure précédente, tendent à imputer l'effet observé aux grands P à la description de l'appareillage.

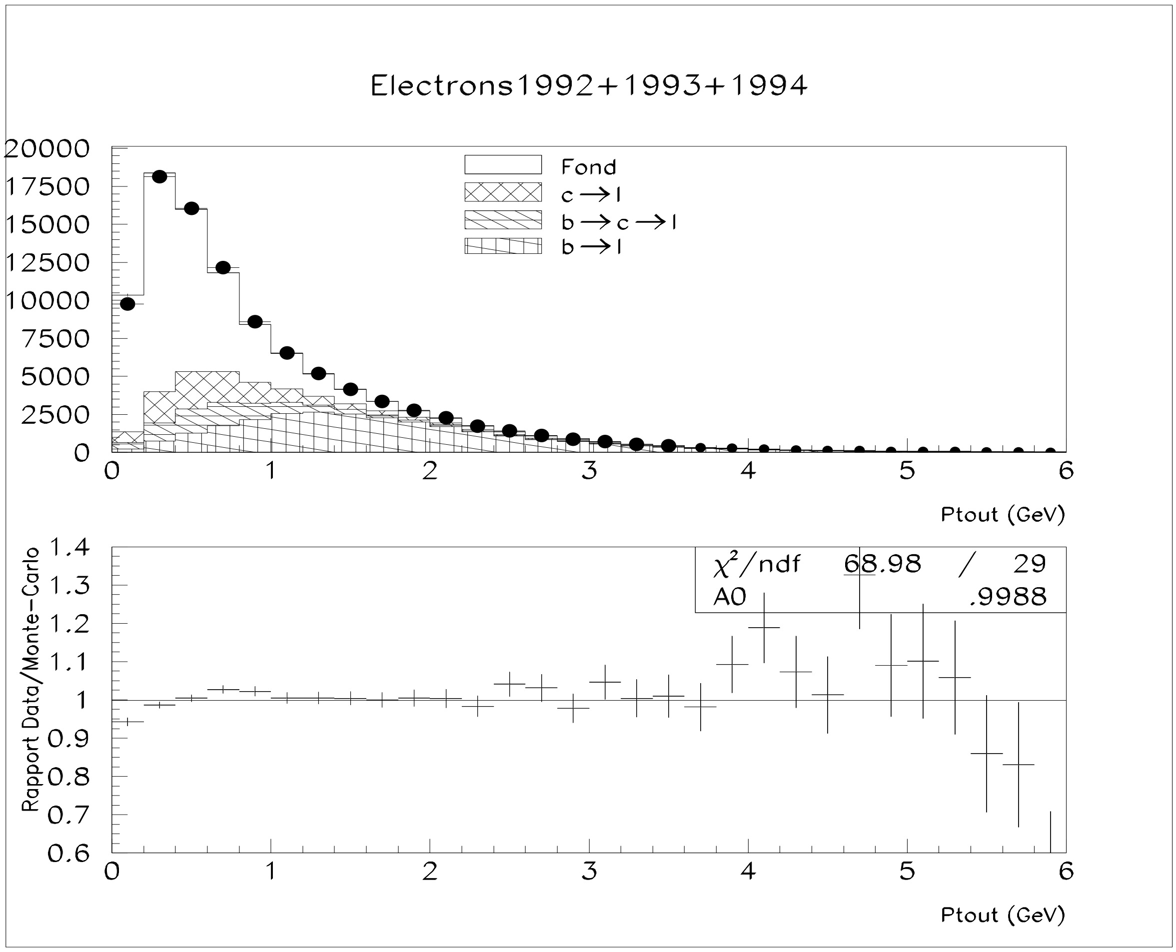

Figure 5.12 Distribution en P_t^{out} des candidats e standard ne provenant pas de γ converti au pic du Z^0, avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. La figure du dessous montre le rapport données réelles/données simulées. Le désaccord à petit P_t^{out} ou a grand P_t^{out} n'affecte pas la mesure de l'asymétrie. A petit P_t^{out} nous trouvons majoritairement du *fond*, tandis qu'à grand P_t^{out} la statistique est faible. Un χ^2 sur $0.5 < P_t^{out} < 3$ GeV donne χ^2/n.d.f $= 15/24$ et un bon accord entre les données réelles et les données simulées.

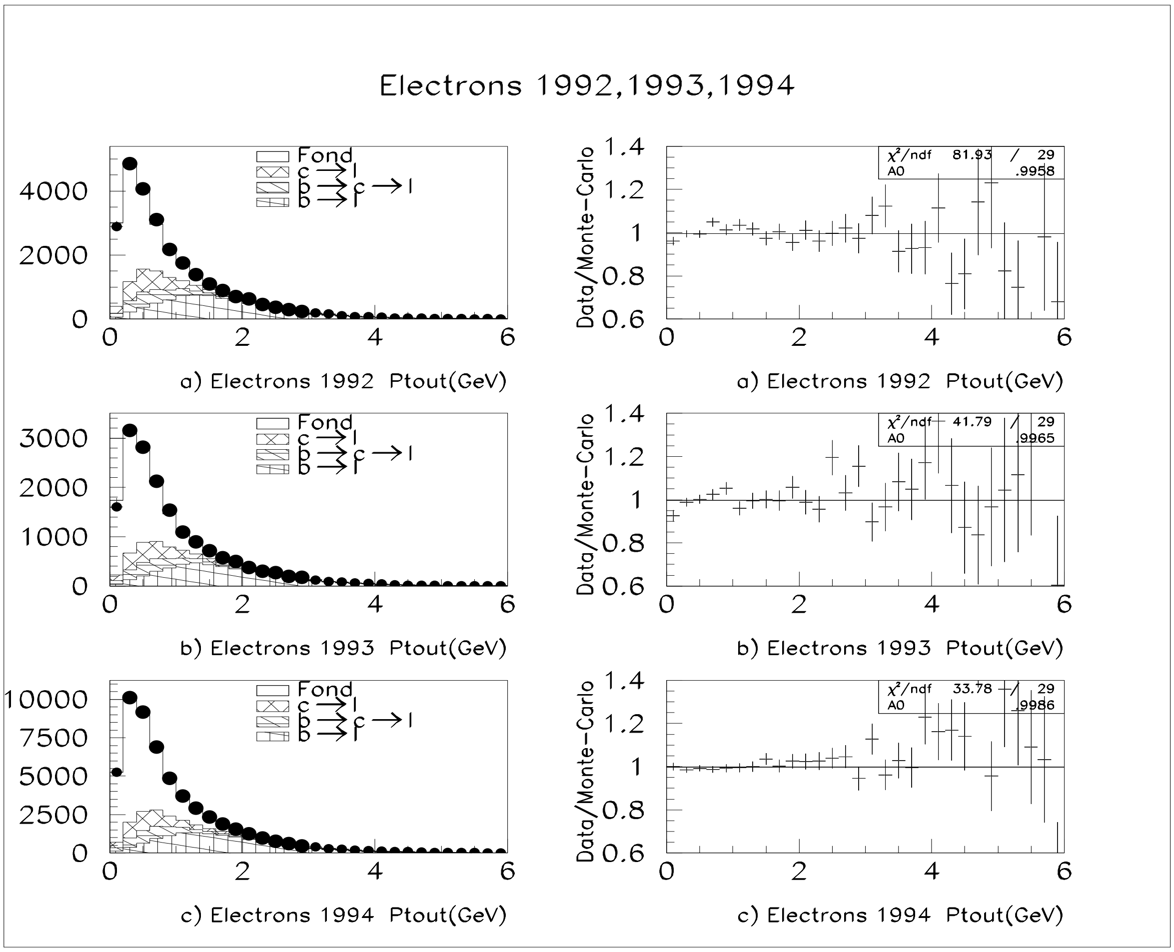

Figure 5.13 Distribution en P_t^{out} des candidats e standard ne provenant pas de γ converti au pic du Z^0, , pour chaque année de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les points représentent les données réelles. L'histogramme représente les données simulées. Les figure de droite montrent le rapport données réelles/données simulées. Les électrons de 1992 sont ceux qui contribuent le plus à la valeur un peu élevée du χ^2 de la figure 5.10.

$$b \to \tau \to l^-$$

$$b \to \bar{c} \to l^-$$

$$b \to \bar{c} \to \tau^- \to l^-$$

- $b \to c \to l$, dont l'asymétrie est $-A_{FB}^{b\bar{b},exp}$ (car le lepton à le signe opposé de celui dans $b \to l$), qui comprend les canaux

$$\bar{b} \to \bar{c} \to l^-$$

$$\bar{b} \to \bar{c} \to \tau^- \to l^-$$

- $c \to l$, dont l'asymétrie est $-A_{FB}^{c\bar{c}}$;

$$\bar{c} \to l^-$$

$$\bar{c} \to \tau^- \to l^-$$

A chaque contribution, les canaux obtenus par conjugaison de charge sont inclus. Les candidats μ provenant de la désintégration $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ sont classés dans le fond, puisque ces événements n'ont pas d'asymétrie.

La contribution du fond à la mesure de l'asymétrie est notée A_{FB}^{Bkg}.

5.4 Mesure du mélange $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

La probabilité qu'un mésons B^0 devienne, via des diagrammes en boite, $\overline{B^0}$ est donné par la relation 2.105 :

$$\chi \stackrel{def}{=} \frac{\Gamma(B \to l^+X)}{\Gamma(B \to l^\pm X)}, \tag{5.1}$$

et est aussi souvent noté $\overline{\chi}$, indiquant qu'il s'agit d'une moyenne pondérée de χ_d et χ_s (c.f. relation 2.106).

Dans chaque événement, aussi bien pour la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ que pour celles de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$, l'orientation du thrust est utilisée pour estimer celle du quark primaire. La direction du thrust doit tenir compte de la charge du lepton étudié, c'est la quantité $y = -Q_l \cos(thrust)$ ($l = e, \mu$) qui permet de l'estimer. Le nombre de candidats vers l'*avant* sont ceux qui ont $y > 0$, ceux vers l'*arrière* ont $y < 0$. Le mélange $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est obtenu en comptant le nombre d'événements dileptoniques de même signe et de signes opposés, où les deux leptons se trouvent chacun dans deux hémisphères opposés, i.e. $y > 0$ pour l'un et $y < 0$ pour l'autre.

Tableau 5.2 Composition des échantillons e et μ avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI**

Composition des candidats μ *standard*									
	pic du Z^0 -2			pic du Z^0			pic du Z^0 + 2		
Nombre total	6216			165269			9415		
Année	92	93	94	92	93	94	92	93	94
Candidats	0	6216	0	47393	28939	88937	0	9415	0
$b \to \mu(\%)$	-	33.8	-	32.3	33.5	33.5	-	33.5	-
$b \to c \to \mu(\%)$	-	11.7	-	11.6	11.8	11.6	-	11.7	-
$c \to \mu(\%)$	-	16.7	-	16.1	16.5	16.1	-	16.6	-
fond (%)	-	37.8	-	40.1	38.2	38.7	-	38.2	-
Composition des candidats e *standard*, non γ converti									
	pic du Z^0 -2			pic du Z^0			pic du Z^0 + 2		
Nombre total	3371			97378			5121		
Année	92	93	94	92	93	94	92	93	94
Candidats	0	3371	0	25723	16776	54879	0	5121	0
$b \to e(\%)$	-	27.8	-	29.1	27.0	24.9	-	27.5	-
$b \to c \to e(\%)$	-	8.1	-	8.8	8.0	7.4	-	8.2	-
$c \to e(\%)$	-	12.1	-	12.8	11.8	10.9	-	12.0	-
fond (%)	-	52.0	-	49.3	53.2	56.8	-	52.3	-

Une méthode de maximum vraisemblance (*maximum likelihood fit*) est utilisée pour évaluer la valeur du mélange.

En adoptant la convention suivante des quatres classes de particules :

- $b \to l$: classe $i = 1$,
- $b \to c \to l$: classe $i = 2$,
- $c \to l$: classe $i = 3$,
- Fond : classe $i = 4$,

on convient de noter f_{ij} la proportion d'événements de classe i et j dans chacun des hémisphères. La fonction que l'on cherche à minimiser est [47] :

$$\mathcal{L}_{\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})} = \frac{(n_{l^\pm l^\pm} + n_{l^\pm l^\mp})!}{n_{l^\pm l^\pm}!\, n_{l^\pm l^\mp}!} R^{n_{l^\pm l^\pm}} (1-R)^{n_{l^\pm l^\mp}}, \tag{5.2}$$

où $n_{l^\pm l^\pm}$ et $n_{l^\pm l^\mp}$ sont respectivement le nombre d'événements de même signe et de signes opposés. Avec la statistique dont nous disposons une minimisation en χ^2 est aussi possible [39]. $n_{l^\pm l^\pm}$ suit une loi binomiale de paramètre R, qui est définie étant la probabilité d'avoir deux leptons de même signe. L'expression de R en fonction de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est :

$$\left\{ \begin{array}{lllllll} R & = & 2f_{11}\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) & + & f_{12}((\overline{\chi})^2 + (1-\overline{\chi})^2) & + & f_{14}/2 \\ & & & + & 2f_{22}\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) & + & f_{24}/2 \\ & & & & & + & (f_{34}+f_{44})/2 \\ \overline{\chi} & \stackrel{def}{=} & \chi(B^0\overline{B^0}) & & & & \end{array} \right. \tag{5.3}$$

pour i=1 ...4 et j=1 ...4. Le mesure du mélange se fait en considérant tous les événements, aussi bien sous le pic du Z^0 que en dehors. Afin de réduire la contribution des désintégrations en cascade du type $b \to c \to l$, les événements dileptoniques doivent avoir un $P_{min} > 3$ GeV, et un $P_{t,min}^{out} > 1$ GeV. Le spectre en P_t^{out} minimum est montŕe dans la figure 5.14. L'accord entre les données réelles et simulées est satisfaisant, et la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, avec les candidats dileptoniques de 1992 à 1994 est :

$$\boxed{\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = 0.1180 \pm 0.0096}$$

Tableau 5.3 Composition des échantillons dileptoniques, enrichis par $P_{min} > 3$ GeV et un $P_{t,min}^{out} > 1$ GeV, pour la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ avec les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI**

classe	$\mu-\mu$	$e-e$	e-μ	Total
Candidats $l^{\pm}l^{\pm}$	528	141	499	1168
Candidats $l^{\pm}l^{\mp}$	1055	321	999	2375
Somme des candidats ll	1583	462	1498	3543
$(b \to l, b \to l)$	69,2 %	71.2 %	68.7 %	69.2 %
$(b \to l, b \to c \to l)$	15.6 %	13.3 %	14.0 %	14.6 %
$(b \to c \to l, b \to c \to l)$	0.6 %	0.7 %	1.0 %	0.8 %
autres	14.6 %	14.8 %	16.3 %	15.3 %

Tableau 5.4 Contribution à $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ des trois canaux $\mu-\mu$, $e-e$ et $e-\mu$ pour les années de 1992 à 1994. La valeur totale est la moyenne pondérée des trois canaux

	$\mu-\mu$	$e-e$	$e-\mu$	Total
1992	0.1145 ± 0.0298	0.1489 ± 0.0607	0.1446 ± 0.0330	0.1268 ± 0.0214
1993	0.1147 ± 0.0277	0.1447 ± 0.0649	0.1444 ± 0.0328	0.1284 ± 0.0204
1994	0.1267 ± 0.0225	0.0589 ± 0.0293	0.1002 ± 0.0202	0.0999 ± 0.0134
Total	0.1197 ± 0.0147	0.0994 ± 0.0238	0.1236 ± 0.0149	0.1180 ± 0.0096

où la valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est la moyenne pondérée des trois contribution $\mu-\mu$, $e-\mu$, $e-e$, et l'erreur indiquée est d'ordre statistique. $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ peut-être aussi vu comme la moyenne pondérée des mélanges $B_d^0\overline{B_d^0}$ et $B_s^0\overline{B_s^0}$ (c.f. relation 2.106).

Les compositions des trois sources de dileptons $\mu-\mu$, $e-e$ et $e-\mu$ sont indiquées dans le tableau 5.3. La source de fond principale est la paire $(b \to l, b \to c \to l)$, dont la contribution est notée f_{12} dans la formule 5.3. Les contributions des différents canaux de chaque année à la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ sont dans le tableau 5.4. Les valeurs mesurées de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, dans le cas ou l'on ne considère qu'un et un seul canal[1] : $e-e$ ou $\mu-mu$, sont résumées dans le tableau 5.5.

[1] En effet, quand on mesure $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ avec les canaux $\mu-\mu$, $e-e$ ou $e-\mu$, il peut arriver que, dans un événement à trois leptons par exemple, les deux particules de plus haut P_t^{out} soient un e et un μ, ce qui classe donc cet événement dans la catégorie $e-\mu$, alors qu'il aurait pu appartenir à $e-e$ ou $\mu-\mu$ si on regarde *séparément* l'un de ces deux canaux. En somme le choix $e-\mu$ à tendance à diminuer très légèrement la statistique dans $e-e$ ou $\mu-\mu$. Cet effet est assez négligeable.

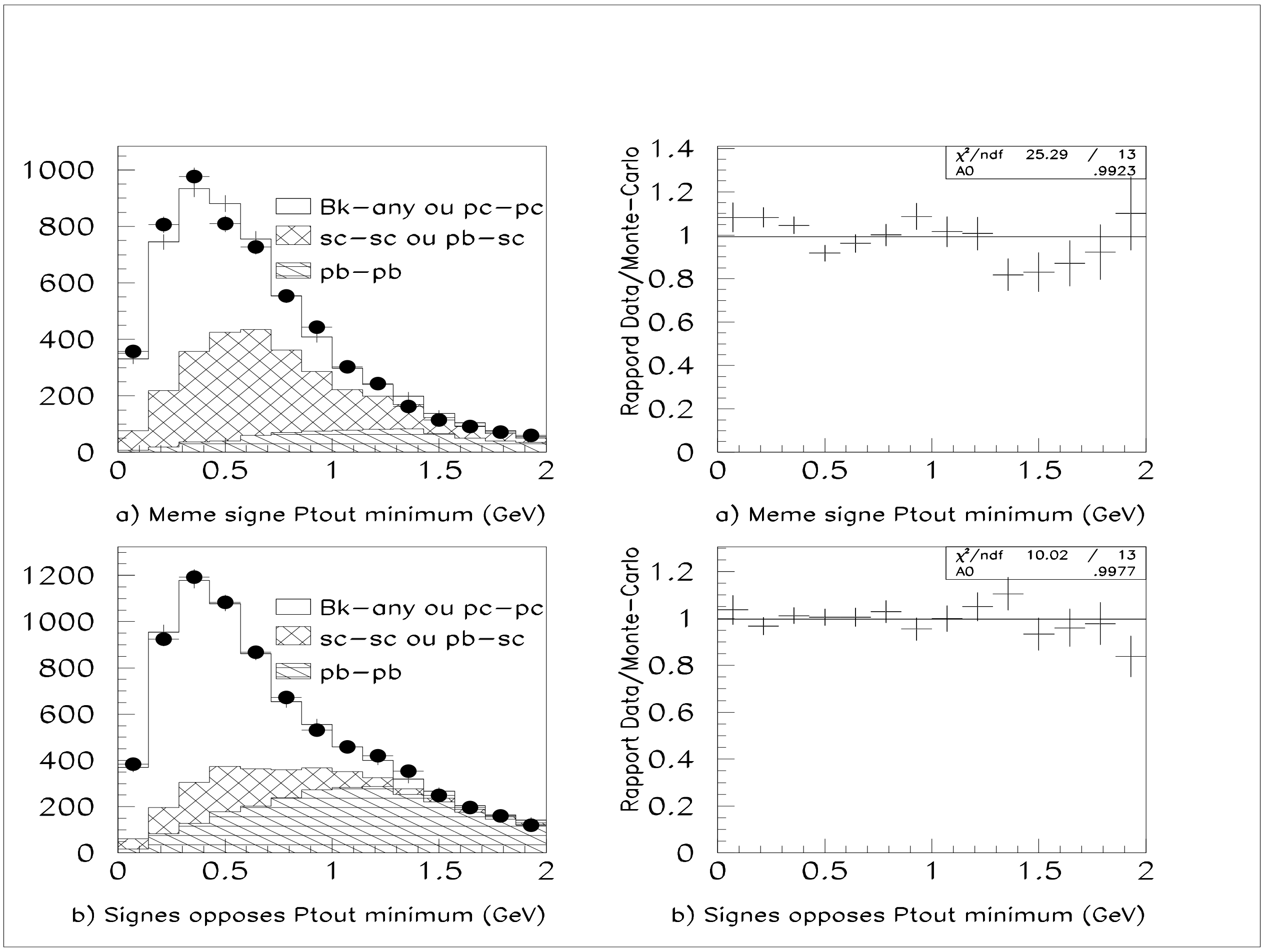

Figure 5.14 Distribution en P_t^{out} des événements dileptons e et μ avec les données de 1992 à 1994 de **DELPHI** . Les données réelles sont représentées par les points, tandis que les données simulées sont représentées par les histogrammes. a) distribution avec les leptons de même signe b) distribution avec les leptons de signes opposés. La partie pb correspond à la désintégration $b \to l$ $(l = e, \mu)$, sc à $b \to c \to l$, Bk est relatif au fond et pc à $c \to l$. La présence de dileptons pb-pb dans la figure a) met explicitement en évidence l'existence du mélange $B^0\overline{B^0}$. De ces distributions nous remarquons que la coupure $P_{t,min}^{out} > 1$ GeV élimine en grand partie la proportion de fond.

Tableau 5.5 Valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ dans les deux canaux $\mu-\mu$ et $e-e$ pris *séparément* pour les années de 1992 à 1994. Nous concluons une stabilité des mesures, sauf pour les électrons de 1994 qui, bien que précis à seulement ± 50%, sous-estiment probablement la valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$.

	$\mu-\mu$	$e-e$
1992	0.1121 ± 0.0298	0.1458 ± 0.0601
1993	0.1145 ± 0.0280	0.1392 ± 0.0637
1994	0.1287 ± 0.0226	0.0564 ± 0.0291
Total	0.1193 ± 0.0149	0.0960 ± 0.0236

5.5 Mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$

L'asymétrie totale observée, A_{FB}^{obs}, est la somme des quatres contributions des classes $i = 1\ldots4$. Ce qui s'écrit :

$$A_{FB}^{obs} = \sum_{i=1\ldots4} f_i A_{FB}^i \tag{5.4}$$

où les f_i sont les contributions de chaque classe. Chacun de ces coefficients dépend de la zone cinématiques considérée, et sont estimés à partir des données simulées. En fonction du type de particule rencontrée dans les données simulées, de nombreux facteurs correctifs sont appliqués sur les f_i, et dépendent de :

- *la fraction de $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produits dans les désintégrations du Z^0.*

  Les valeurs $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = 0.217 \pm 0.003$ et $\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}} = 0.171 \pm 0.014$ sont utilisées. Les erreurs correspondent aux précisions obtenues à **LEP** sur la mesure de ces quantités [48].

- *les rapports de branchement semileptoniques*

  La composition des échantillons en fonctions des coupures cinématiques est sensible aux spectres des leptons dans le référentiel propre du B. Deux modèles sont considérés : ACCMM et ISGW** (c.f. Sec. 2.5.6). Les résulats de **LEP** [49] [50] sont utilisés, et les valeurs prises sont résumées dans le tableau 5.6. Notre modèle de référence sera **ACCMM**, et les variations appliquées ±**ISGW****. La valeur de $< X_E >_{D^*}$ est prise à 0.495 ± 0.010 [50].

- *les contributions relatives des leptons provenant de cascades de désintégration*

Tableau 5.6 Rapports de branchement et paramètres de fragmentation dans les deux modèles utilisés : ACCMM et ISGW**

Modèle	$BR(b \to ql^-\overline{\nu})$ (%)	$BR(b \to c \to sl^+\nu)$ (%)	$< X_E(b) >$	ϵ_b (10^4)
ISGW**	11.5 ± 0.3	7.4 ± 0.5	0.714 ± 0.004	32^{+5}_{-4}
ACCMM	11.0 ± 0.3	7.9 ± 0.5	0.700 ± 0.004	50^{+7}_{-6}

Tableau 5.7 Rapports de branchement semileptoniques

	Valeur	Variation
$BR(b \to l)$	0.11	$\pm$ 0.0034
$BR(b \to c \to l)$	0.079	$\pm$ 0.005
$BR(b \to \overline{c} \to l)$	0.013	$\pm$ 0.005
$BR(c \to l)$	0.098	$\pm$ 0.005

Les valeurs suivantes utilisées sont résumées dans le tableau 5.7 [50].

5.5.1 Le fit en χ^2 de l'asymétrie

Un fit en χ^2 de l'asymétrie observée en fonction de $y = -Q_l.\cos(thrust)$ est évalué. L'espace est divisé en trois dimensions $(y, P_t^{out}, P_l^{out})$ dans lequel sont choisies des boites. Le nombre total de boites est décidé de telle sorte que le nombre d'événements dans chacune d'entre elles soit ≈ 200.

L'asymétrie observée dans chaque boite i est :

$$A_{FB}^{obs,i} = \frac{N^-(i) - N^+(i)}{N^-(i) + N^+(i)} \tag{5.5}$$

où $N^-(i)$ et $N^+(i)$ sont le nombre de candidats de signe positif et négatif respectivement dans la boite i. L'expression du χ^2 est alors :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(((f_1^i - f_2^i)A_{FB}^{b\overline{b},exp} + f_3^i A_{FB}^{c\overline{c}})W_{\theta_{thrust}}^i + f_4^i A_{FB}^{4,i} - A_{FB}^{obs,i})^2}{\sigma^2} \tag{5.6}$$

où :

- les classes 1...4 sont celles mentionnées dans la section 5.3.3 :
  - 1 : $b \to l^-$, $b \to \tau \to l^-$, $b \to \overline{c} \to l^-$, $b \to \overline{c} \to \tau^- \to l^-$,

  - $2 : \bar{b} \to \bar{c} \to l^-$, $\bar{b} \to \bar{c} \to \tau^- \to l^-$,
  - $3 : \bar{c} \to l^-$, $\bar{c} \to \tau^- \to l^-$,
  - 4 : fond

- $W^i_{\theta_{thrust}} = \frac{8}{3}\frac{1}{N(i)}\sum_{j=1}^{N(i)}\frac{\cos(\theta^i_{thrust})}{1+\cos(\theta^i_{thrust})^2}$, qui contient la dépendance en θ de l'asymétrie,
- σ est l'erreur sur le numérateur, et qui tient en compte les erreurs dues aux statistiques dans les données réelles et dans les données simulées,
- les $f^i_{1...4}$ sont les contributions des différentes classes dans chaque boite. Ils sont déterminés à partir des données simulées.
- le terme $A^{4,i}_{FB}$ est l'asymétrie du fond, qui est calculée de la façon suivante :

$$A^{4,i}_{FB} = \sum_q W^i_{\theta_{thrust}} \frac{N^q_4(i)}{N_4(i)} A^{q\bar{q}}_{FB} \frac{N^q_{4,bon\ signe}(i) - N^q_{4,mauvais\ signe}(i)}{N^q_4(i)} \tag{5.7}$$

où :

  - $\sum_q$ est une somme sur tous les types de quarks
  - $N^q_{4,bon\ signe}(i)$ et $N^q_{4,mauvais\ signe}(i)$ sont le nombre de quarks appartenant au fond de même signe ou de signe opposé au quark initial, respectivement.

Les paramètres $A^{b\bar{b},exp}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$ sont laissés libres, et la minimisation de la valeur du χ^2 sous le pic du Z^0 est atteinte pour les valeurs :

$$A^{b\bar{b},exp}_{FB} = 0.0802 \pm 0.0059 \text{ (stat)}$$

pour l'asymétrie du quark b expérimentale, et

$$\boxed{A^{c\bar{c}}_{FB} = 0.0772 \pm 0.0129 \text{ (stat)}}$$

pour celle du quark c. Ce fit à deux paramètres est minimum pour une valeur de $\chi^2/n.d.f = 1.03$, une probabilité de χ^2 de 0.22. La corrélation entre $A^{b\bar{b},exp}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$ est de $\approx 30\%$. La valeur moyenne de l'énergie des événements sous le pic du Z^0 est égale à $\sqrt{s} = 91.23$ GeV.

Après la correction due au mélange $B^0\overline{B^0}$, dont la valeur mesurée est $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = 0.1180$ (c.f. Sec. 5.4), la valeur de l'asymétrie réelle des quarks b est (c.f. relation 2.108) :

$$\boxed{A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.1050 \pm 0.0077 \text{ (stat)}}$$

En dehors du pic, les mesures, faites sur beaucoup moins de statistique (c.f. Tab. 5.2), amènent à :

- $A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.032 \pm 0.041$ et $A_{FB}^{c\bar{c}} = -0.047 \pm 0.067$ en dessous du pic du Z^0, i.e. à une valeur moyenne $\sqrt{s} = 89.44$ GeV et une corrélation de $\approx 30\%$,
- $A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.177 \pm 0.033$ et $A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.219 \pm 0.055$ au dessus du pic du Z^0, i.e. à une valeur moyenne $\sqrt{s} = 93.01$ GeV et une corrélation de $\approx 28.5\%$.

Toutes les erreurs présentées sont jusqu'à maintenant d'ordre statistique.

5.5.2 Erreurs systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

L'ensemble des erreurs proviennent des contributions des différents modèles de fragmentation ACCMM et ISGW**, aux incertitudes sur les rapports de branchement, ainsi que de :

- *l'identification des leptons et leur identification*

  L'efficacité de l'identification des leptons, ainsi que la contribution du fond aux échantillons subissent des variations indépendantes. L'erreur sur l'identification est estimée à partir des événements J/ψ pour les muons, et des événements Compton et $Z \to \tau^+\tau^-$ pour les électrons, amenant à des incertitudes de :

  - $\mp 3\%$ sur l'efficacité des muons et des électrons
  - $\pm 15\%$ et $\pm 20\%$ sur les proportions de fond dans les muons et les électrons, respectivement.

- *l'asymétrie du fond*

  Les candidats du fond dont la charge est corrélée avec le quark initial sont majoritairement situés dans la région intermédiaire en (P, P_t), là où se trouvent la majorité des désintégrations provenant du quark c. L'effet sur la mesure de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ n'est pas négligeable, et une variation de $\pm 50\%$ de l'asymétrie du fond est appliquée pour estimer l'erreur systématique associée.

- *reconstruction de l'axe de l'événement*

  L'erreur commise sur le *thrust* peut-être évaluée en appliquant une *correction d'étalement* [50], effet qui peut-être estimé en remplaçant l'axe calculé du *thrust* par la direction des quarks primaires, cette c'est seconde solution qui est choisie.

- *la méthode de minimisation*

  Un second χ^2 à un seul paramètre, $A_{FB}^{b\bar{b}}$, est réalisé, dans lequel la valeur de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ est supposée suivre exactement la relation suivante, calculée dans le cadre du Modèle Standard :

$$A_{FB}^{c\bar{c}} = \frac{\lambda}{1-2\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})} A_{FB}^{b\bar{b},exp}$$

  où λ, calculé avec ZFITTER [24], vaut -0.651, 0.6515 et 1.043 à respectivement $\sqrt{s}$ =89.43, 91.23 et 93.02 GeV, qui sont les énergies moyennes de nos échantillons à *pic-2*, au *pic* et à *pic+2* du Z^0. Ces valeurs de λ ont été obtenues avec les paramètres M_Z = 91.1884 GeV/c^2 [61], α_s = 0.123 [13], M_H = 300 GeV/c^2 et une masse du quark *top* de 175.7 GeV [65]. L'erreur sur λ, provenant des incertitudes sur ces quatres paramètres est négligeable ($\Delta\lambda \approx 0.01$).

- *Statistique des données simulées*

  Les erreurs relatives à la statistique Monte-Carlo sont prises en compte dans le σ^2 du fit en χ^2 des asymétries $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$, mais, inhérent à la méthode de maximum vraisemblance, ne le sont pas dans la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$. Afin d'estimer l'effet de ces fluctuations statistiques, la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est refaite sur trois sous-échantillons issus des données simulées. La plus grande différence entre la valeur de référence, obtenue avec tout l'échantillon Monte-Carlo, et les trois valeurs mesurées avec les trois sous-échantillons est une estimation de l'erreur systématique liée à la statistique Monte-Carlo [47].

Les erreurs systématiques sur les mesures de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont résumées dans les tableau 5.8, 5.9 et 5.10 au pic du Z^0, en dessous et au dessus, respectivement.

Rappelant que $A_{FB}^{b\bar{b}} = \frac{A_{FB}^{b\bar{b},exp}}{1-2\chi}$, nous déterminons une incertitude sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ liée à celle sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$. Nous concluons sur les valeurs suivantes :

Tableau 5.8 Erreurs systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A^{b\bar{b}}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$ au pic du Z^0

			$A^{b\bar{b}}_{FB}$	$A^{c\bar{c}}_{FB}$	$\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
Valeur de référence			0.1050	0.0772	0.1180
Erreur statistique			0.0077	0.0129	0.0096
Détail des erreurs systématiques					
Paramètre	Valeur centrale	Variation	$\Delta A^{b\bar{b}}_{FB}$	$\Delta A^{c\bar{c}}_{FB}$	$\Delta\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
modèle du b	ACCMM	±ISGW**	±0.0005	±0.0053	±0.0064
modèle du c	$m_s = 1$MeV $p_f = 467$MeV	$m_s =^{1}_{153}$ MeV $p_f =^{353}_{467}$ MeV	±0.0008	∓0.0020	∓0.0047
$< X_E >_B$	0.700	$\pm$ 0.004	∓0.0001	∓0.0002	∓0.0003
$< X_E >_{D^*}$	0.495	$\pm$ 0.010	±0.0005	∓0.0001	±0.0003
Total dû aux modèles			±0.0011	±0.0057	±0.0080
BR($b \to l$)	0.11	$\pm$ 0.0034	∓0.0003	±0.0015	±0.0031
BR($b \to c \to l$)	0.079	$\pm$ 0.005	∓0.0009	∓0.0025	∓0.0050
BR($b \to \bar{c} \to l$)	0.013	$\pm$ 0.005	±0.0004	±0.0034	±0.0004
BR($c \to l$)	0.098	$\pm$ 0.005	±0.0006	∓0.0034	±0.0005
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$	0.217	$\pm$ 0.003	∓0.0004	±0.0004	∓0.0001
$\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$	0.171	$\pm$ 0.014	±0.0013	∓0.0048	±0.0007
Total dû aux BR **et** Γ			±0.0018	±0.0074	±0.0060
Fond et efficacité des muons μ		$\pm15\%$ $\mp3\%$	±0.0009	±0.0037	∓0.0021
Fond et efficacité des électrons e		$\pm20\%$ $\mp3\%$	±0.0003	±0.0008	∓0.0011
Total dû à l'identification			±0.0009	±0.0038	±0.0024
A^{fond}_{FB}			±0.0008	±0.0071	-
P_t et thrust			±0.0005	±0.0013	±0.0002
Méthode de fit[a] Statistique Monte-Carlo[b]			±0.0005	±0.0085	±0.0056
Total autres			±0.0011	±0.0112	±0.0056
Total des systématiques			±0.0026	±0.0150	±0.0116

[a] concerne les mesures de $A^{b\bar{b}}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$

[b] concerne la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

Tableau 5.9 Erreurs systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ en desous du pic du Z^0

			$A_{FB}^{b\bar{b}}$	$A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
Valeur de référence			0.0325	-0.0472	0.1180
Erreur statistique			0.0406	0.0670	0.0096
Détail des erreurs systématiques					
Paramètre	Valeur centrale	Variation	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}}$	$\Delta A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\Delta\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
modèle du b	ACCMM	±ISGW**	±0.0001	±0.0004	±0.0064
modèle du c	$m_s = 1$MeV $p_f = 467$MeV	$m_s =^{1}_{153}$ MeV $p_f =^{353}_{467}$ MeV	±0.0001	∓0.00015	∓0.0047
$< X_E >_B$	0.700	± 0.004	∓0.0002	∓0.0004	∓0.0003
$< X_E >_{D^*}$	0.495	± 0.010	±0.0002	∓0.0007	±0.0003
Total dû aux modèles			±0.0003	±0.0009	±0.0080
BR($b \to l$)	0.11	± 0.0034	∓0.0002	±0.0004	±0.0031
BR($b \to c \to l$)	0.079	± 0.005	∓0.0001	∓0.0015	∓0.0051
BR($b \to \bar{c} \to l$)	0.013	± 0.005	±0.0001	±0.0007	±0.0004
BR($c \to l$)	0.098	± 0.005	±0.0003	∓0.0023	±0.0005
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$	0.217	± 0.003	∓0.0001	±0.0006	∓0.0001
$\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$	0.171	± 0.014	±0.0004	∓0.0030	±0.0007
Total dû aux BR **et** Γ			±0.0006	±0.0042	±0.0060
Fond et efficacité des muons μ		±15% ∓3%	±0.0001	±0.0006	∓0.0021
Fond et efficacité des électrons e		±20% ∓3%	±0.00015	±0.00015	∓0.0011
Total dû à l'identification			±0.0002	±0.0016	±0.0024
A_{FB}^{fond}			±0.0004	±0.0058	-
P_t et thrust			±0.00002	±0.0009	±0.0002
Méthode de fit[a] Statistique Monte-Carlo[b]			±0.0079	±0.0209	±0.0056
Total autres			±0.0079	±0.0217	±0.0056
Total des systématiques			±0.0079	±0.0222	±0.0116

[a] concerne les mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$
[b] concerne la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

Tableau 5.10 Erreurs systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ au dessus du pic du Z^0

			$A_{FB}^{b\bar{b}}$	$A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
Valeur de référence			0.1709	0.2191	0.1180
Erreur statistique			0.0328	0.0546	0.0096
Détail des erreurs systématiques					
Paramètre	Valeur centrale	Variation	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}}$	$\Delta A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\Delta\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$
modèle du b	ACCMM	±ISGW**	±0.0014	±0.0105	±0.0064
modèle du c	$m_s = 1$MeV $p_f = 467$MeV	$m_s =_{153}^{1}$ MeV $p_f =_{467}^{353}$ MeV	±0.0019	∓0.0029	∓0.0047
$< X_E >_B$	0.700	± 0.004	∓0.0002	∓0.0011	∓0.0003
$< X_E >_{D^*}$	0.495	± 0.010	±0.0025	∓0.0025	±0.0003
Total dû aux modèles			±0.0034	±0.0112	±0.0080
BR($b \to l$)	0.11	± 0.0034	∓0.0010	±0.0034	±0.0031
BR($b \to c \to l$)	0.079	± 0.005	∓0.0016	∓0.0041	∓0.0050
BR($b \to \bar{c} \to l$)	0.013	± 0.005	±0.0009	±0.0068	±0.0004
BR($c \to l$)	0.098	± 0.005	±0.0012	∓0.0102	±0.0005
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$	0.217	± 0.003	∓0.0008	±0.0019	∓0.0001
$\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$	0.171	± 0.014	±0.0023	∓0.0137	±0.0007
Total dû aux *BR* et Γ			±0.0034	±0.0192	±0.0060
Fond et efficacité des muons μ		±15% ∓3%	±0.0019	±0.0094	∓0.0021
Fond et efficacité des électrons e		±20% ∓3%	±0.0002	±0.0021	∓0.0011
Total dû à l'identification			±0.0019	±0.0096	±0.0024
A_{FB}^{fond}			±0.0001	±0.0084	-
P_t et thrust			±0.0011	±0.0004	±0.0002
Méthode de fit[a] Statistique Monte-Carlo[b]			±0.0078	±0.0323	±0.0056
Total autres			±0.0079	±0.0334	±0.0056
Total des systématiques			±0.0096	±0.0413	±0.0116

[a] concerne les mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$
[b] concerne la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

$$\boxed{\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = 0.1180 \pm 0.0096 \text{ (stat)} \pm 0.0116 \text{ (sys)}}$$

Et aux trois différentes énergies *pic-2*, *pic*, *pic+2*, qui correspondent respectivement à $\sqrt{s}$ =89.43, 91.23 et 93.02 GeV, les valeurs de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont :

$$\boxed{\begin{cases} A_{FB}^{b\bar{b}}(pic\text{-}2) = 0.0325 \pm 0.0406(\text{stat}) \pm 0.0079(\text{sys}) \pm 0.0013(\text{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}}(pic\text{-}2) = -0.0472 \pm 0.0670(\text{stat}) \pm 0.0222(\text{sys}) \end{cases}}$$

$$\boxed{\begin{cases} A_{FB}^{b\bar{b}}(pic) = 0.1050 \pm 0.0077(\text{stat}) \pm 0.0026(\text{sys}) \pm 0.0043(\text{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}}(pic) = 0.0772 \pm 0.0129(\text{stat}) \pm 0.0150(\text{sys}) \end{cases}}$$

$$\boxed{\begin{cases} A_{FB}^{b\bar{b}}(pic+2) = 0.1709 \pm 0.0328(\text{stat}) \pm 0.0096(\text{sys}) \pm 0.0070(\text{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}}(pic+2) = 0.2191 \pm 0.0546(\text{stat}) \pm 0.0413(\text{sys}) \end{cases}}$$

Avant de conclure sur des contraintes sur les paramètres du Modèle Standard, ce qui sera l'objet du dernier chapitre, nous allons étudier de plus près l'ensemble des erreurs systématiques.

Chapitre 6

Etude des erreurs systématiques

[...] me regardant de plus près, et considérant quelles sont mes erreurs (lesquelles seules témoignent qu'il y a en moi de l'imperfection), je trouve qu'elles dépendent du concours de deux causes, à savoir, de la puissance de connaître qui est en moi, et de la puissance d'élire, ou bien de mon libre-arbitre : c'est-à-dire, de mon entendement, et ensemble de ma volonté.

René Descartes - Méditations métaphysiques, méditation quatrième, AT IX 45

Il est intéressant de chercher à diminuer les erreurs statistiques et systématiques. Pour une étude centrée sur la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, il convient de chercher à augmenter la proportion de quarks b dans les échantillons. La méthode de l'étiquettage du quark b, que nous appellerons selon la dénomination usuelle *b-tagging* par la suite, est présentée, suivie des conséquences sur les erreurs associées aux mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ dans notre analyse.

6.1 L'algorithme du *b-tagging*

L'identification des quarks b utilise le temps de vie des hadrons B. Ceux-ci ont une longue durée de vie, d'environ 1.55 pico-secondes, et sont produits avec une grande impulsion lors des désintégrations du Z^0. Ces deux propriétés, en plus de leur grande masse, contribue à donner une grande valeur de paramètre d'impact aux particules issues de ce type de désintégration [51].

Le signe des paramètres d'impact en $R - \phi$ est défini positif si le vecteur qui relie le vertex primaire au point de la trace reconstruite qui lui est le plus proche a la même direction que le jet contenant la trace. Sinon un signe négatif lui est assigné. La plupart des traces provenant des hadrons B doivent avoir un paramètre d'impact en $R - \phi$ positif.

La reconstruction du vertex primaire, qui repose sur le détecteur **VD**, est de première importance. L'algorithme sera significativement plus efficace dans les zones d'acceptance géométriques du **VD**, notamment pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$, i.e. quand les trois couches du **VD** se recouvrent en θ.

La position du vertex primaire est déterminée en minimisant un fit en χ^2 similaire à [52]. L'identification des hadrons B utilise alors une méthode probabiliste, permettant d'avoir une seule variable pour l'ensemble de l'événement.

Les traces servant à identifier le quark b sont celles qui laissent 2 ou 3 traces dans le **VD**, avec une impulsion $P > 50$ MeV et, afin de rejeter les candidats issus des désintégrations du K^0 et du Λ^0, un paramètre d'impact inférieur à 0.2 cm.

Finalement, l'algorithme utilisé renvoie deux types de probabilité : P_H, P_E selon que l'on souhaite utiliser les traces dans le même hémisphere, ou de l'événement en entier, respectivement. Afin d'augmenter la proportion relative de leptons provenant de b dans l'échantillon, on impose P_H ou $P_E < P_{btag}$. La condition contraire priviligiera un échantillon contenant beaucoup de *fond* et de leptons provenant de c.

Nous utiliserons la probabilité par événement P_E, dont l'efficacité est supérieure à celle par hémisphère [51]. Sa distribution est montrée dans la figure 6.1.

Pour utiliser cet algorithme qui purifie l'échantillon en leptons provenant du quark b, il est nécessaire de mesurer $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ à chaque choix du niveau de pureté. En effet le gain en proportion relative de ces leptons a en contre-partie, en plus d'une statistique de plus en plus faible, une valeur du mélange $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ qui risque de changer pour des raisons physiques, puisque les échantillons sont sujets à des coupures sur le temps de vol, par exemple. Ainsi, pour chaque valeur de la probabilité par événement nous mesurons les trois quantités que sont le mélange et les asymétries des quarks b et c. La réduction du fond doit tendre à diminuer considérablement l'erreur systématique associée aux muons et aux électrons, et au quark c. Nous espérons également une diminution des erreurs statistiques grâce à une meilleure pureté. En revanche l'erreur associée au modèle de fragmentation décrivant les désintégrations semi-leptoniques du quark b risque d'augmenter, puisque la proportion de leptons issus de ce quark augmente au fur et à mesure que l'on contraint l'échantillon à une probabilité de plus en plus petite.

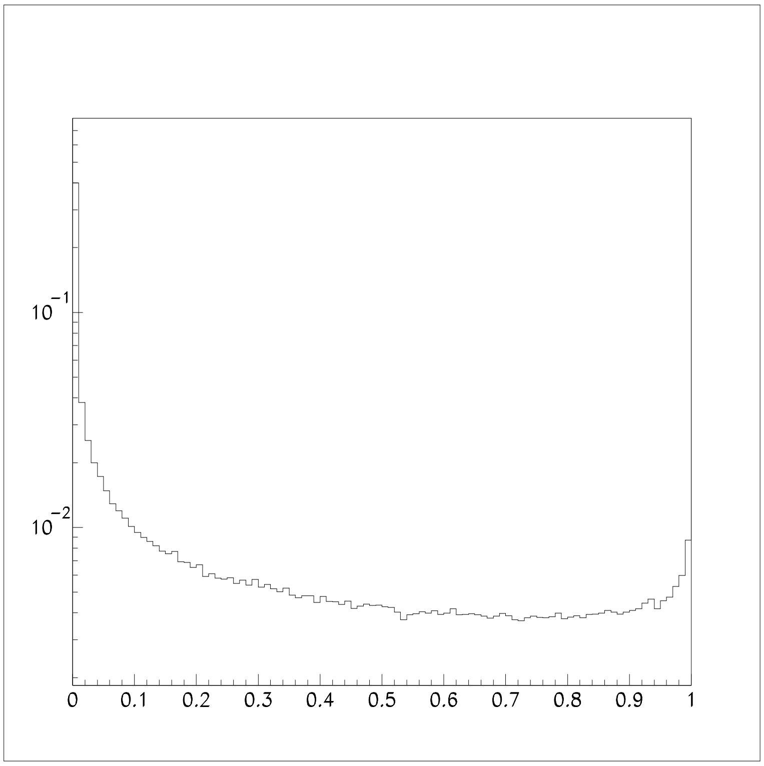

Figure 6.1 Distribution de la Probabilité par événements par *b-tagging* avec les muons dans les données prises de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Le pic pour les plus faibles valeurs de la probabilité contient la majorité des candidats issus d'un hadron B.

Tableau 6.1 Efficacité du b-tagging appliqué sur toute la zone angulaire, au pic du Z^0 et pour l'ensemble des événements hadroniques de notre analyse. La colonne de gauche indique la coupure sur la probabilité par événement. On requiert pour chacune des ces valeurs que la probabilité soit entre 0 et le chiffre indiqué. Les autres colonnes donnent l'efficacité. On observe une chute d'efficacité de plus en plus forte au fur et à mesure que la coupure sur le b-tagging est sévère.

b-tagging	1992		1993		1994		Total	
	μ	e	μ	e	μ	e	μ	e
sans coupure	47393	25723	28939	16776	88937	54879	165269	97378
0.01	19.8%	20.5%	53.5%	53.9%	43.2%	42.2%	38.3%	38.5%
0.05	33.0%	33.2%	60.5%	61.0%	53.6%	51.6%	48.9%	48.4%
0.10	41.0%	41.5%	64.9%	65.0%	59.6%	57.3%	55.2%	54.5%
0.15	46.7%	47.2%	68.0%	68.1%	63.8%	61.4%	59.7%	58.8%
0.20	51.6%	51.6%	70.7%	70.5%	67.3%	64.6%	63.4%	62.2%
0.25	55.6%	55.5%	72.8%	72.6%	70.3%	67.7%	66.5%	65.3%
0.30	59.4%	58.8%	74.9%	74.6%	73.1%	70.5%	69.5%	68.1%
0.35	62.8%	62.2%	76.9%	76.4%	75.5%	73.1%	72.1%	70.8%
0.40	65.9%	65.3%	78.5%	77.9%	77.9%	75.5%	74.6%	73.2%
0.45	68.9%	68.1%	80.2%	79.6%	80.1%	77.7%	76.9%	75.5%
0.50	71.7%	70.9%	81.8%	81.1%	82.2%	79.9%	79.1%	77.7%

6.2 Utilisation du b-*tagging* pour les mesures de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$

6.2.1 Efficacité et composition des échantillons

L'efficacité et la pureté en $b \to l$ et $b \to c \to l$ des échantillons sont dans les tableaux 6.1 et 6.2 respectivement, pour des coupures appliquées à l'ensemble de la zone angulaire ($-1 < \cos(\theta) < 1$). Si on se restreint à la zone d'acceptance angulaire du détecteur **VD** ($-0.7 < \cos(\theta) < 0.7$), l'on obtient les valeurs indiquées dans les tableaux 6.3 et 6.4, pour l'efficacité et la pureté respectivement. L'échantillon des électrons, déja limité à $|\cos(\theta)| < 0.7$, est par conséquent le même que l'on tienne compte de l'acceptance gómétrique du **VD** ou non, au contraire de l'échantillon des muons.

Choisir de restreindre l'application du l'algorithme *b-tagging* à la zone d'acceptance géométrique du détecteur **VD** est justifié par la figure 6.2, qui montre la variation de l'efficacité du *b-tagging* sur les muons en fonction de l'angle θ. Pour

Tableau 6.2 Pureté en $b \to l$ et $b \to c \to l$ en fonction du b-tagging appliqué sur toute la zone angulaire et au pic du Z^0. La colonne de gauche donne la coupure sur la probabilité par événement, on impose qu'elle soit entre 0 et la valeur indiquée. Les colonnes suivantes montrent les proportions obtenues, exprimées en %. Le canal $b \to l$ est noté "1" et le canal $b \to c \to l$ est noté "2". De ces valeurs nous retenons que la proportion de $b \to l$ et $b \to c \to l$ augmente bien avec la sévérité de la coupure en b-tagging. Ce tableau est à considérer en parallèle avec le tableau précédent 6.1, qui donne l'efficacité. Nous notons que la proportion relative de $b \to c \to l$ par rapport à $b \to l$ est supérieure avec le b-tagging à la situation sans coupure, ce qui implique un traitement complémentaire sur le canal $b \to c \to l$ dans le futur.

b-tag	1992				1993				1994			
	μ		e		μ		e		μ		e	
	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"
sans	32.3	11.6	29.1	8.8	33.5	11.8	27.0	8.0	33.5	11.6	24.9	7.4
0.01	54.5	21.4	55.4	17.9	54.4	20.5	51.9	16.6	54.2	19.6	49.4	15.2
0.05	51.4	19.4	51.1	16.1	51.0	18.7	47.4	14.7	50.4	18.0	44.7	13.6
0.10	48.9	18.2	48.0	15.0	48.6	17.5	44.3	13.6	48.0	17.0	41.8	12.7
0.15	46.9	17.3	45.8	14.2	46.8	16.8	42.1	12.8	46.2	16.3	39.7	12.0
0.20	45.4	16.7	43.9	13.5	45.3	16.2	40.4	12.2	44.8	15.8	38.0	11.4
0.25	44.1	16.2	42.4	13.0	44.2	15.7	39.0	11.7	43.6	15.3	36.5	11.0
0.30	42.9	15.7	41.1	12.6	43.1	15.3	37.8	11.3	42.5	14.9	35.2	10.6
0.35	41.9	15.3	39.9	12.2	42.2	15.0	36.7	11.0	41.6	14.6	34.1	10.2
0.40	41.0	14.9	38.9	11.9	41.3	14.6	35.6	10.6	40.7	14.3	33.0	9.9
0.45	40.2	14.6	37.9	11.6	40.5	14.3	34.8	10.4	39.9	14.0	32.1	9.6
0.50	39.3	14.3	37.1	11.3	39.8	14.0	34.0	10.1	39.2	13.7	31.2	9.3

Tableau 6.3 Efficacité du b-tagging appliqué sur la zone d'acceptance angulaire du détecteur **VD** ($-0.7 < \cos(\theta) < 0.7$) et au pic du Z^0. La colonne de gauche indique la coupure sur la probabilité par événement. On requiert pour chacune des ces valeurs que la probabilité soit entre 0 et le chiffre indiqué. Les autres colonnes donnent l'efficacité. Comparé au tableau 6.1, qui montre l'efficacité sur *toute* la zone angulaire, nous concluons que la perte de statistique n'est plus vraiment un problème quand on tient compte de l'acceptance gémoétrique du détecteur **VD**. Les colonnes concernant les électrons sont identiques à celles du tableau 6.1, car ceux-ci sont entièrements restreints à la zone angulaire $\cos(\theta) < 0.7$ (c.f. section 5.3.2).

b-tagging	1992		1993		1994		Total	
	μ	e	μ	e	μ	e	μ	e
sans coupure	47393	25723	28939	16776	88937	54879	165269	97378
0.01	44.3%	20.5%	67.5%	53.9%	62.3%	42.2%	58.0%	38.5%
0.05	54.6%	33.2%	73.0%	61.0%	69.3%	51.6%	65.8%	48.4%
0.10	60.3%	41.5%	76.3%	65.0%	73.3%	57.3%	70.1%	54.5%
0.15	64.3%	47.2%	78.5%	68.1%	76.1%	61.4%	73.1%	58.8%
0.20	67.6%	51.6%	80.4%	70.5%	78.4%	64.6%	75.7%	62.2%
0.25	70.4%	55.5%	81.8%	72.6%	80.3%	67.7%	77.7%	65.3%
0.30	72.9%	58.8%	83.2%	74.6%	82.1%	70.5%	79.7%	68.1%
0.35	75.1%	62.2%	84.5%	76.4%	83.7%	73.1%	81.4%	70.8%
0.40	77.2%	65.3%	85.6%	77.9%	85.3%	75.5%	83.0%	73.2%
0.45	79.2%	68.1%	86.7%	79.6%	86.7%	77.7%	84.6%	75.5%
0.50	81.1%	70.9%	87.7%	81.1%	88.2%	79.9%	86.1%	77.7%

Tableau 6.4 Pureté en $b \to l$ et $b \to c \to l$ en fonction du b-tagging appliqué sur toute la zone d'acceptance angulaire du détecteur **VD** ($-0.7 < \cos(\theta) < 0.7$) et au pic du Z^0. La colonne de gauche donne la coupure sur la probabilité par événement, on impose qu'elle soit entre 0 et la valeur indiquée. Les colonnes suivantes montrent les proportions obtenues, exprimées en %. Le canal $b \to l$ est noté "1" et le canal $b \to c \to l$ est noté "2". La réduction de la chute de l'efficacité (c.f. tableau 6.3) est contre-balancée par une pureté plus faible en $b \to l$ et $b \to c \to l$. Ainsi que dans le tableau précédent, les colonnes concernant les électrons sont identiques à celles du tableau 6.2, car ceux-ci sont entièrements restreints à la zone angulaire $\cos(\theta) < 0.7$ (c.f. section 5.3.2).

b-tag	1992				1993				1994			
	μ		e		μ		e		μ		e	
	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"	"1"	"2"
sans	32.3	11.6	29.1	8.8	33.5	11.8	27.0	8.0	33.5	11.6	24.9	7.4
0.01	40.2	15.4	55.4	17.9	43.5	15.9	51.9	16.6	45.6	16.2	49.4	15.2
0.05	41.4	15.4	51.1	16.1	43.3	15.6	47.4	14.7	44.1	15.5	44.7	13.6
0.10	41.1	15.2	48.0	15.0	42.4	15.2	44.3	13.6	42.9	15.0	41.8	12.7
0.15	40.5	14.9	45.8	14.2	41.7	14.9	42.1	12.8	41.8	14.6	39.7	12.0
0.20	39.9	14.6	43.9	13.5	41.0	14.6	40.4	12.2	41.0	14.3	38.0	11.4
0.25	39.4	14.4	42.4	13.0	40.4	14.3	39.0	11.7	40.3	14.1	36.5	11.0
0.30	38.9	14.2	41.1	12.6	39.9	14.1	37.8	11.3	39.6	13.8	35.2	10.6
0.35	38.4	14.0	39.9	12.2	39.3	13.9	36.7	11.0	39.0	13.6	34.1	10.2
0.40	37.9	13.8	38.9	11.9	38.8	13.7	35.6	10.6	38.5	13.4	33.0	9.9
0.45	37.4	13.6	37.9	11.6	38.3	13.5	34.8	10.4	38.0	13.2	32.1	9.6
0.50	37.0	13.4	37.1	11.3	37.8	13.4	34.0	10.1	37.5	13.0	31.2	9.3

des contraintes fortes (i.e. une coupure à 0.01 par exemple) l'efficacité chute au delà de $\cos(\theta) = 0.7$. Puisque les particules qui influent le plus sur les mesures d'asymétrie sont celles qui sont dans les parties avant-arrière de **DELPHI** , soit pour $\cos(\theta) > 0.7$, nous menons deux études, l'une sur toute la zone angulaire $-1 < |\cos(\theta)| < 1$, où l'efficacité chute dans les parties avant -arrière mais où la proportion de b augmente, et une autre où le b-tagging est limitée à $-0.7 < |\cos(\theta)| < 0.7$. La variation de la composition des échantillons, pour une coupure appliquée sur l'ensemble de la zone angulaire en θ, est montrée dans la figure 6.3.

6.2.2 Comportement des erreurs systématiques

Nous appliquons l'algorithme du *b-tagging* pour des valeurs de 0.01, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45, et 0.50. Les variations des différentes systématiques (c.f. Tab. 5.8) sont mises sous forme graphique.

Le gain en $b \to l$ et en $b \to c \to l$ dans les parties avant-arrières est contre-balançé par la chute de l'efficacité, lorsque l'on applique des coupures jusqu'a $|\cos(\theta)| = 0.9$. Les deux cas suivants sont donc considérés :

- *b-tagging* jusqu'à $|\cos(\theta)| = 0.7$. La composition de l'échantillon reste donc la même dans les parties avant-arrière, celles qui contribuent le plus à la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Le fond, situé en majorité dans la partie centrale, diminue considérablement.

- *b-tagging* jusqu'à $|\cos(\theta)| = 0.9$. L'ensemble de la zone angulaire gagne en $b \to l$ et en $b \to c \to l$, mais les parties avant-arrière ayant une efficacité faible, la mesure de l'asymétrie risque d'être affectée pour une coupure sévère sur le *b-tagging.*

Application du *b-tagging* jusqu'à $|\cos(\theta)| = 0.7$

Les comportements des valeurs mesurées de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ sont montrés à la figure 6.4. Les évolutions des systématiques associées aux rapports de branchements et aux proportions de b et de c sont en figure 6.5, 6.6 et 6.7, pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ respectivement. Les évolutions des systématiques associées aux modèles, à l'efficacité sur l'identification des muons et des électrons, sur l'asymétrie du fond, la reconstruction des *jets* et la méthode de minimisation, sont regroupées dans les figures 6.8, 6.9 et 6.10 pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ respectivement. L'ensemble des systématiques sur les trois mesures est montré en figure 6.11. Nous

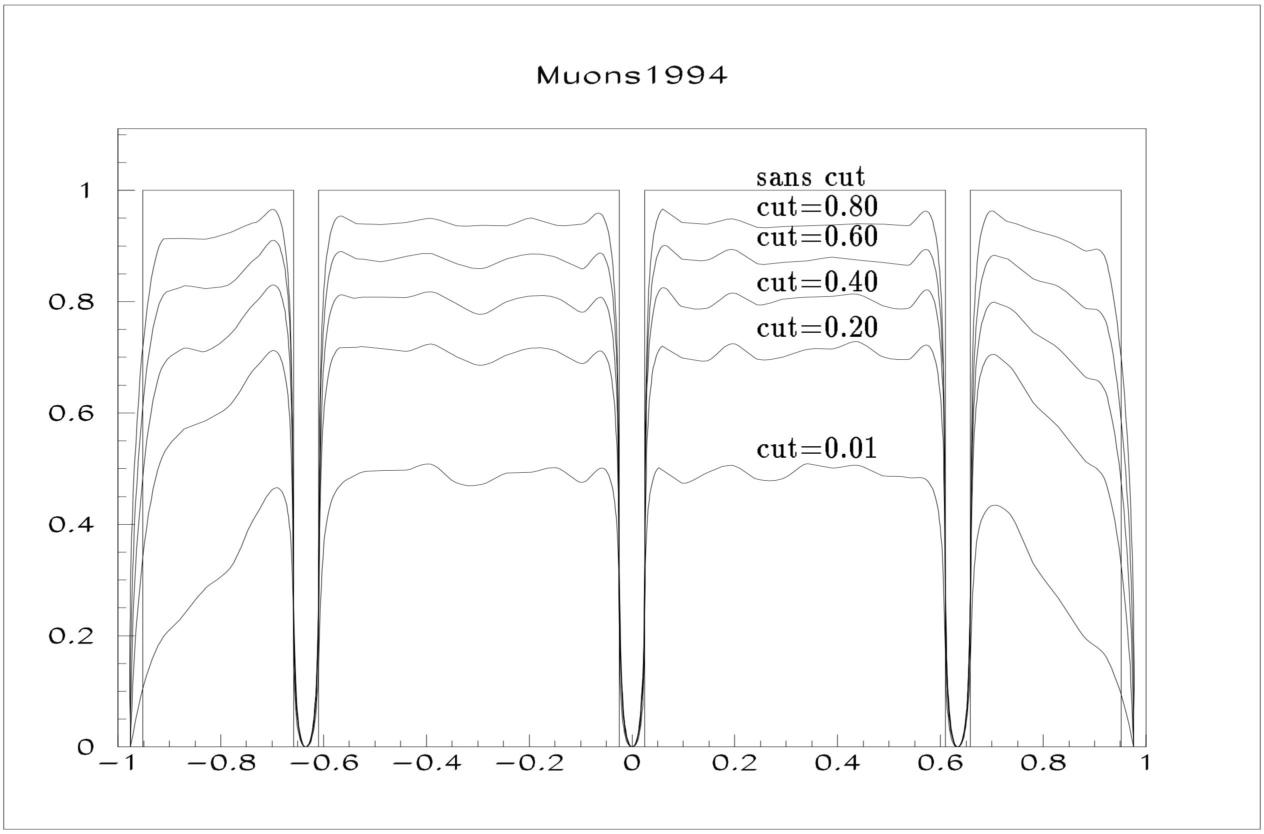

Figure 6.2 Evolution de l'efficacité de la coupure en *b-tagging* en fonction de $\cos(\theta)$ pour les muons en 1994. Un comportement similaire est observé pour les autres années. La perte de statistique est toujours plus significative au-delà de $|\cos(\theta)| = 0.7$, zone de moindre acceptance du détecteur **VD**.

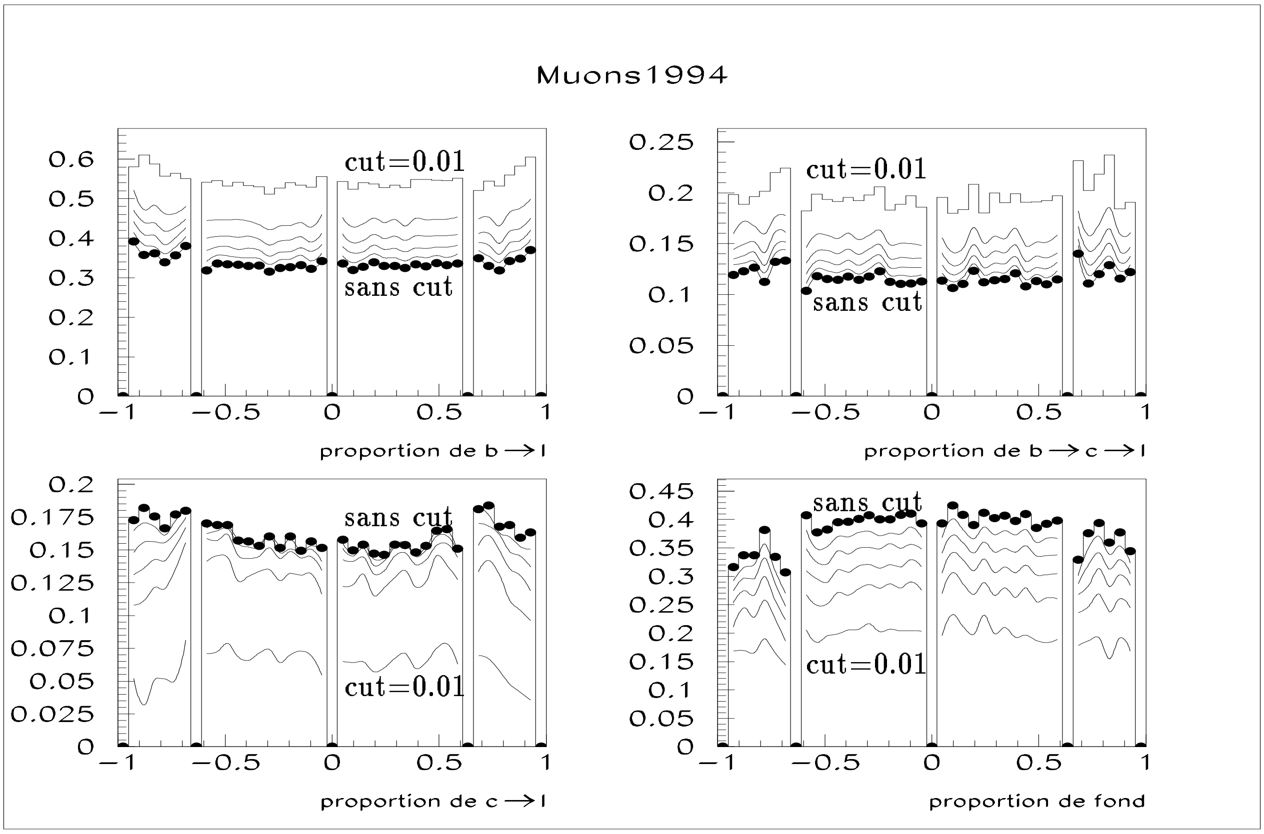

Figure 6.3 Evolution de la composition en $b \to \mu$, $b \to c \to \mu$, $c \to \mu$ et fond avec la coupure en *b-tagging* en fonction de $\cos(\theta)$ pour les muons en 1994. Les points représentent la composition sans coupure *b-tagging*, les différentes strates correspondent à des coupures de 0.80, 0.60, 0.40, 0.20, 0.01. Les autres années 1992 et 1993 ont un comportement similaire.

observons une légère détérioration des mesures à très forte coupure ($P_{btag} = 0.01$), une tendance générale à la baisse sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ (c.f. figure 6.11, page 129). Certaines systématiques ont des comportements mal compris (comme $< X_E >_{D^*}$). Les systématiques globales sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ varient peu. Un bon compromis se situe vers $P_{btag} = 0.05$.

Application du *b-tagging* jusqu'à $|\cos(\theta)| = 0.9$

Les comportements des valeurs mesurées de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ sont montrés à la figure 6.12. Les évolutions des systématiques associées aux rapports de branchements et aux proportions de b et de c sont en figure 6.13, 6.14 et 6.15, pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ respectivement. Les évolutions des systématiques associées aux modèles, à l'efficacité sur l'identification des muons et des électrons, sur l'asymétrie du fond, la reconstruction des *jets* et la méthode de minimisation, sont regroupées dans les figures 6.16, 6.17 et 6.18 pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ respectivement. L'ensemble des systématiques sur les trois mesures est montré en figure 6.19. L'effet du manque de statistique à forte coupure est beaucoup plus prononcé que dans le cas précédent, et bien que les systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ diminuent considérablement, celles sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$, par contre, augmentent sensiblement (c.f. figure 6.19, page 137). Une valeur de $P_{btag} = 0.25$ semble être un choix raisonnable dans ce cas de figure.

Conclusion sur l'influence du *b-tagging* sur les erreurs systématique

Nous remarquons que l'erreur statistique sur la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ ne change presque pas. Ceci est imputé aux diminutions relatives de $b \to l$ et $b \to c \to l$ en fonction du *b-tagging*, qui sont pratiquement dans les mêmes proportions. Les leptons provenant de $b \to l$ agissant en sens opposé à ceux provenant de $b \to c \to l$, l'effet sur la minimisation du χ^2 est faible. L'erreur relative issue de la minimisation reste donc assez stable.

Les erreurs liées à la statistique Monte-Carlo varient peu en fonction de la coupure sur le *b-tagging*, et valent environ ± 0.006.

Comme attendu, les variations des erreurs systématiques liées aux proportions de c (i.e. $b \to c \to l$, $c \to l$. $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$) diminue pour la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$. On notera que la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ ne dépend aucunement de l'asymétrie du fond, ni de la méthode de minimisation des asymétries, ce qui explique les valeurs nulles des erreurs systématiques associées.

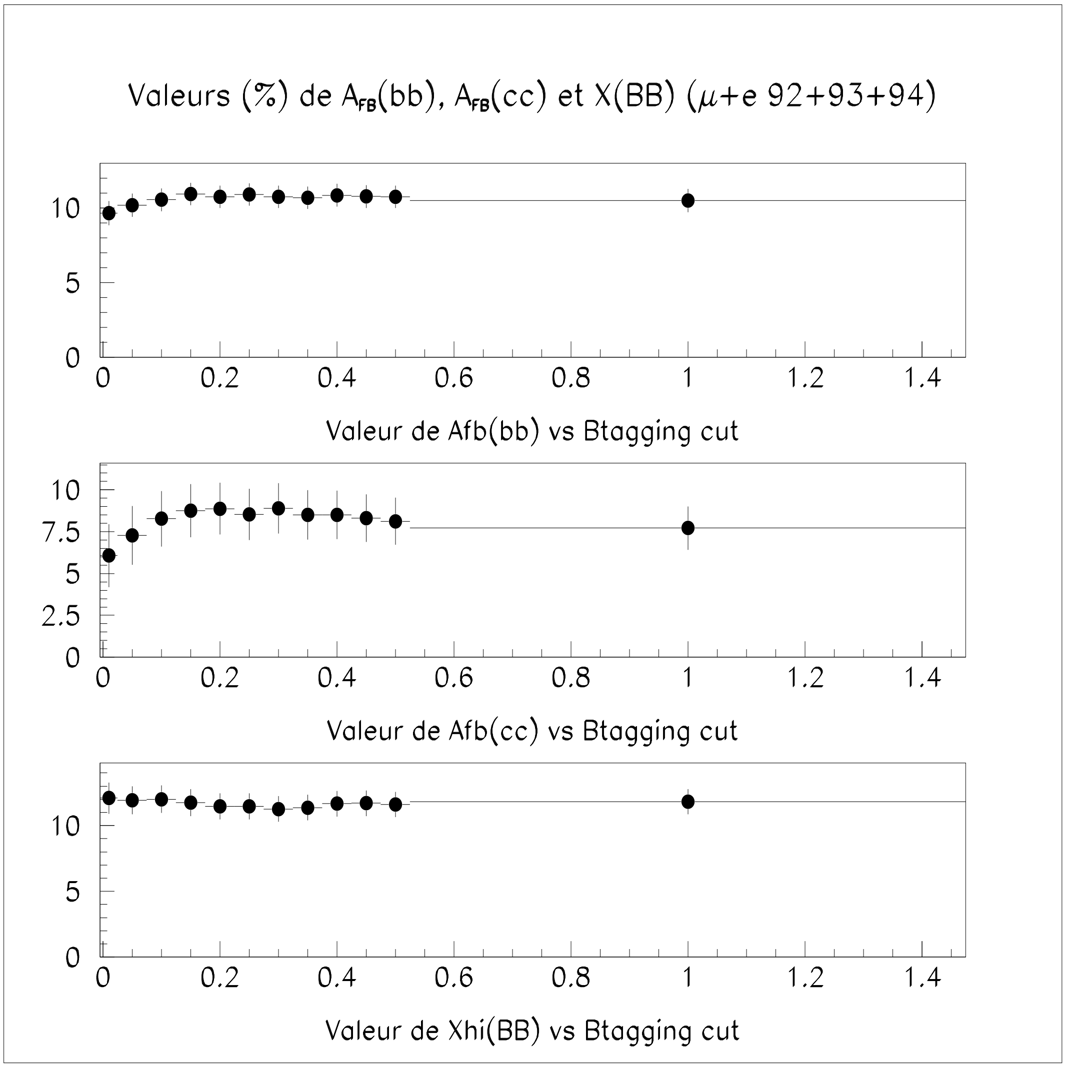

Figure 6.4 Comportement de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Pour une coupure sévère sur le b-tagging à 0.01 (le point le plus à gauche) la statistique faible contribue à la détérioration des mesures, dans un effet moindre que si on appliquait cette coupure sur l'ensemble de la zone angulaire (c.f. figure 6.12, page 130).

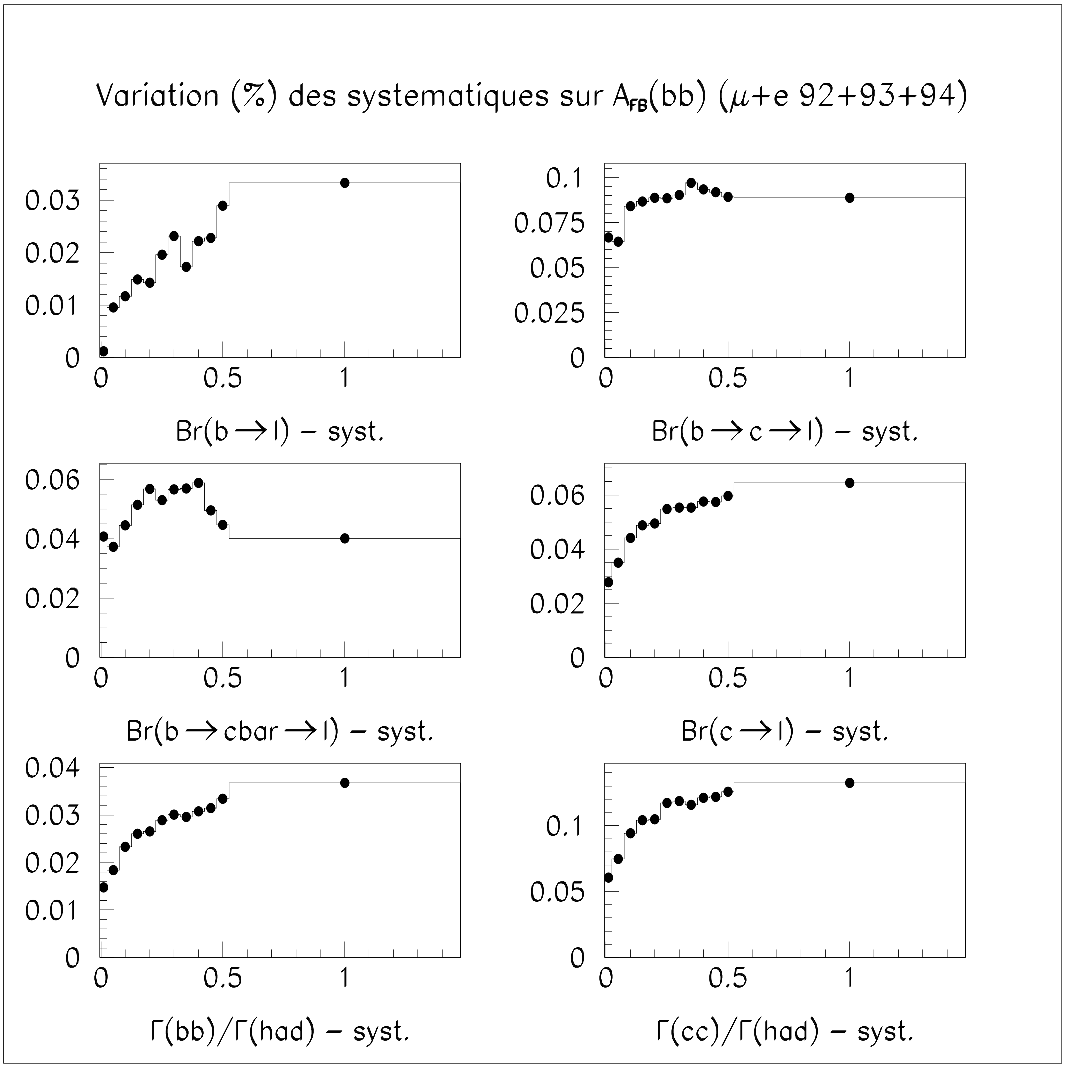

Figure 6.5 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . L'ensemble des systématique diminue, en remarquant cependant un effet en "cloche" pour celle associée à $BR(b \to \bar{c} \to l)$.

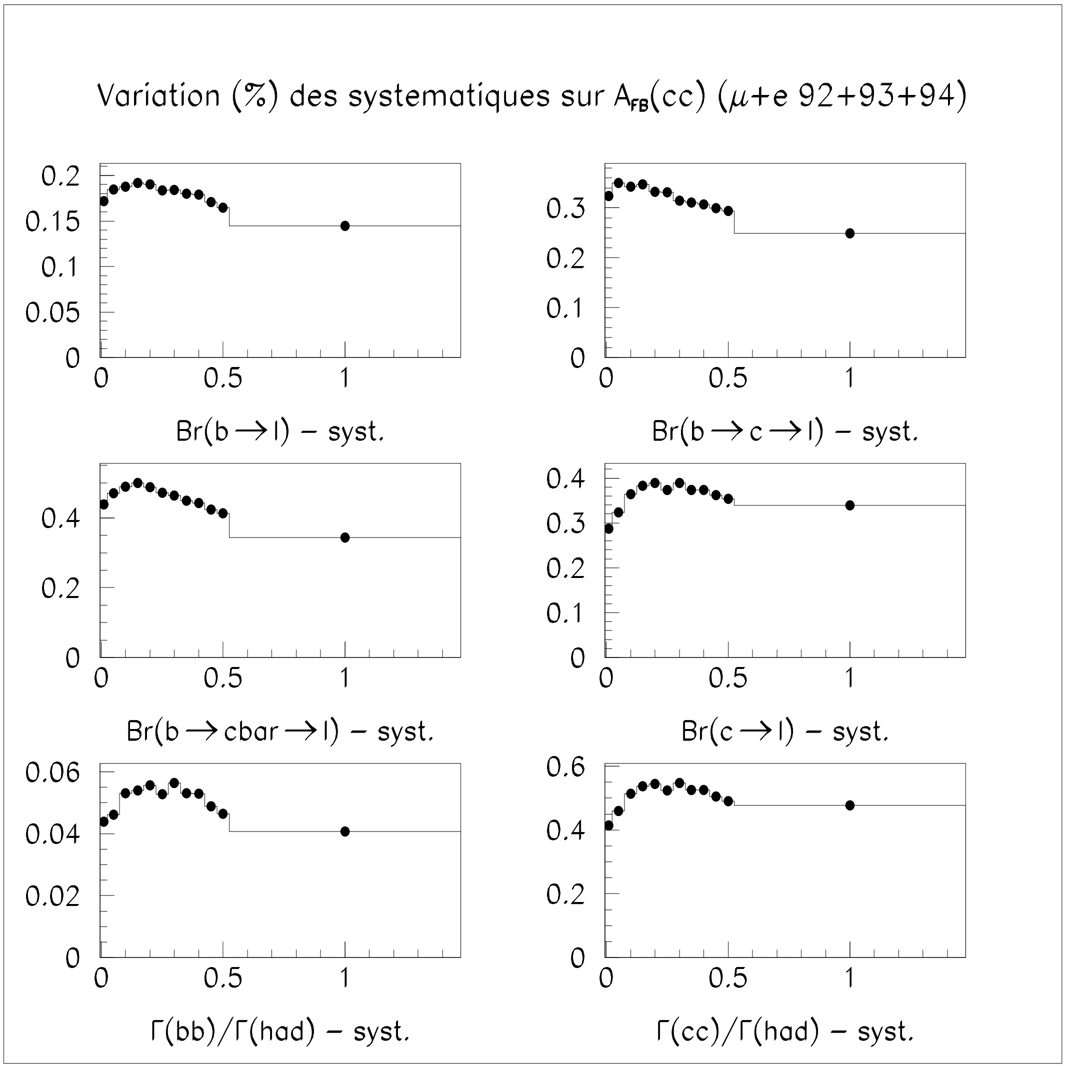

Figure 6.6 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Toutes ces systématiques varient de façon identique.

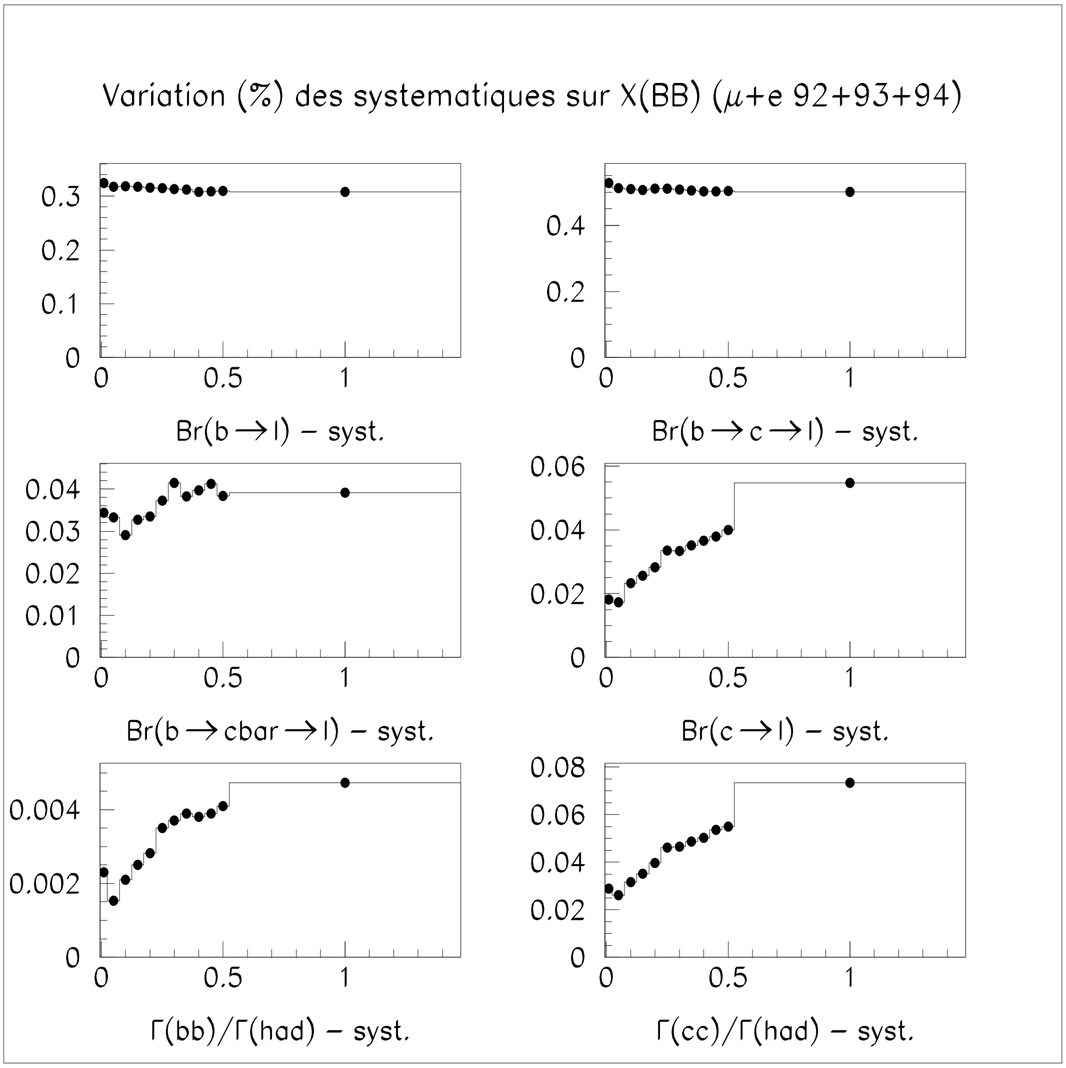

Figure 6.7 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du b-*tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous remarquons l'apparente stabilité des systématiques associées à $BR(b \to l)$ et $BR(b \to c \to l)$.

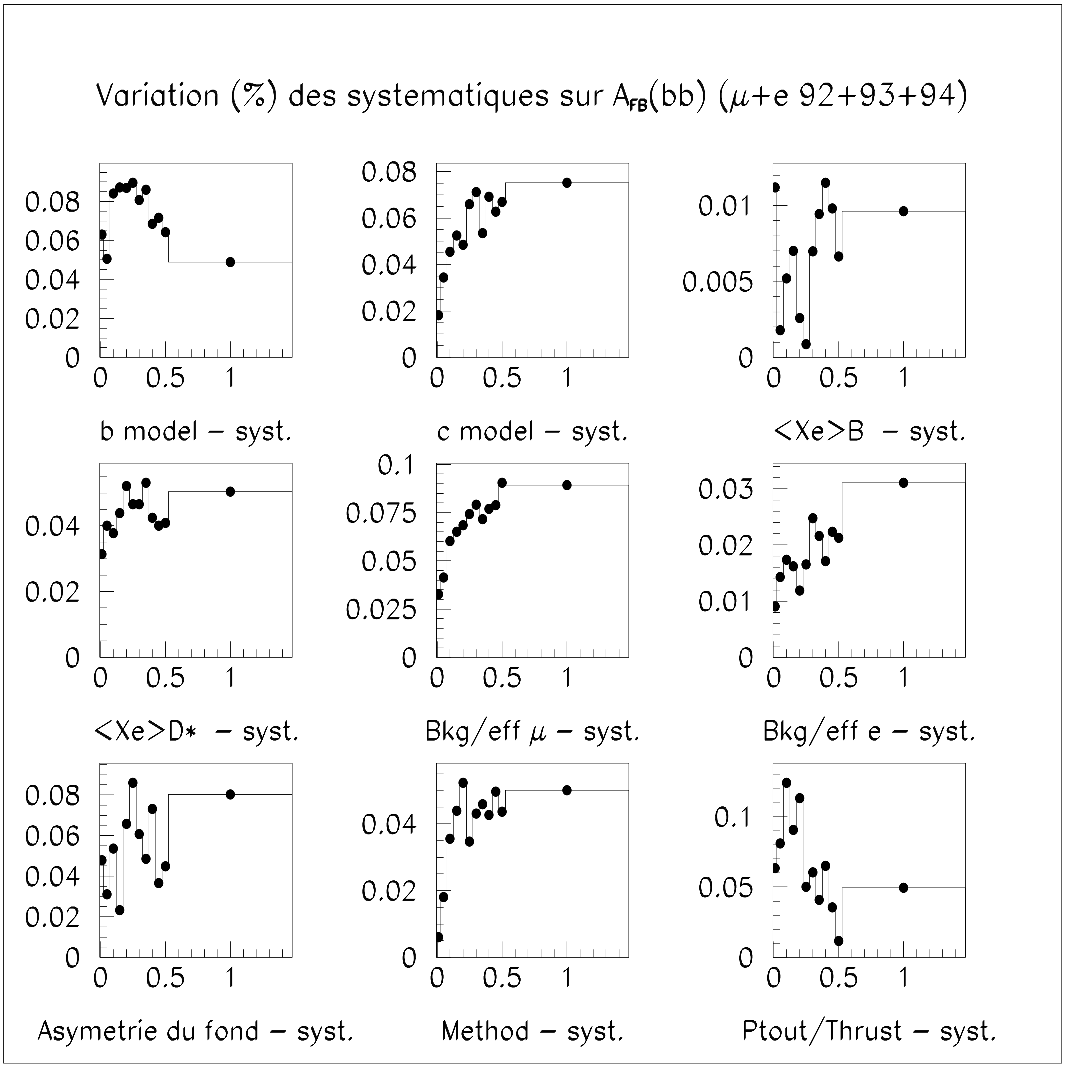

Figure 6.8 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . L'allure étrange de la systématique sur $< X_E >_B$ est imputable à la précision dans le remplissage de l'histogramme. En effet les valeurs sont faibles, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5}. Le fond en μ et en e voit sa contribution diminuer, ce qui est un effet attendu. La tendance générale de la systématique sur le modèle du b est à la hausse, au contraire de celle sur le modèle du c, ce sont là encore des effets attendus.

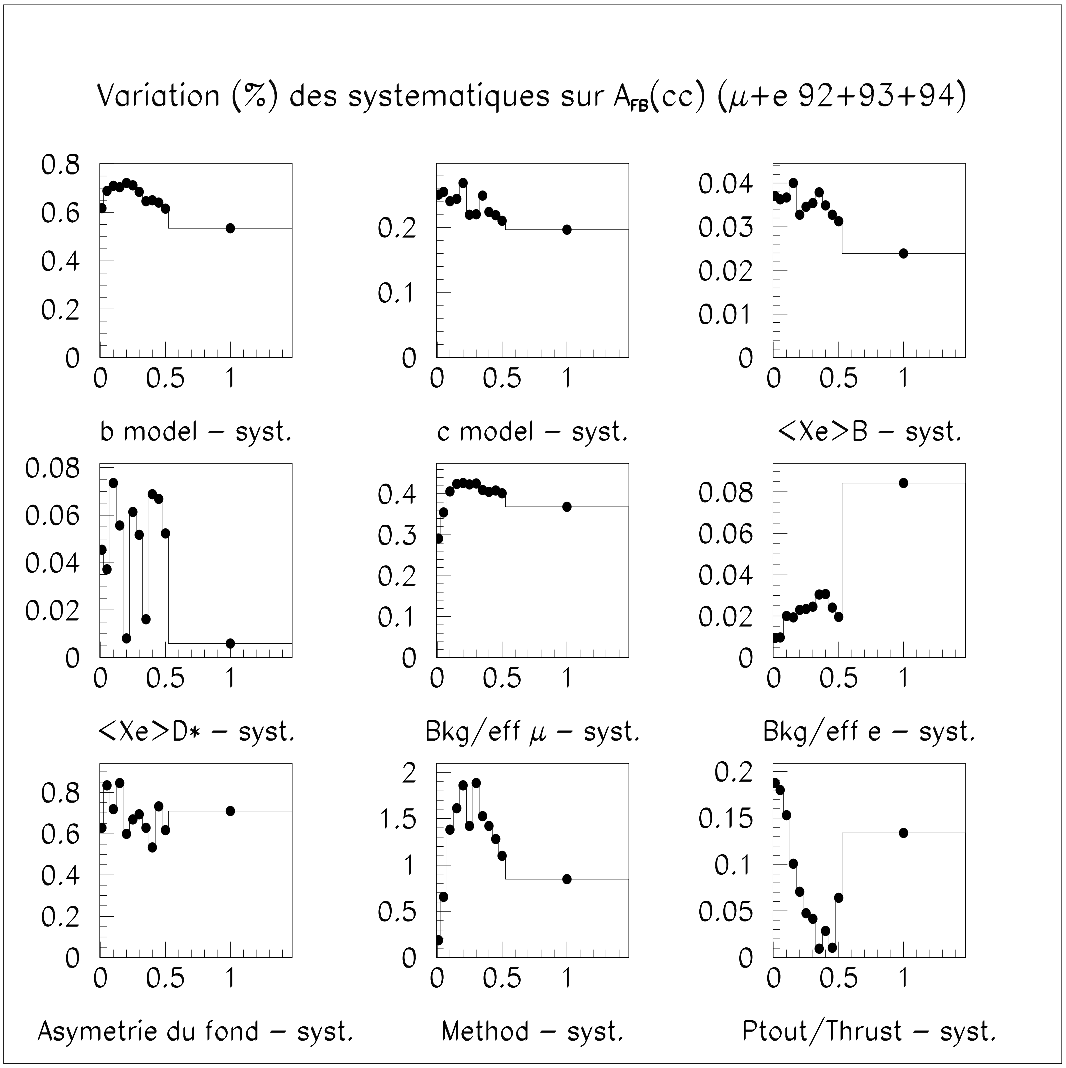

Figure 6.9 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . On notera l'allure discontinue de la systématique liée à $< X_E >_{D^*}$, mal comprise.

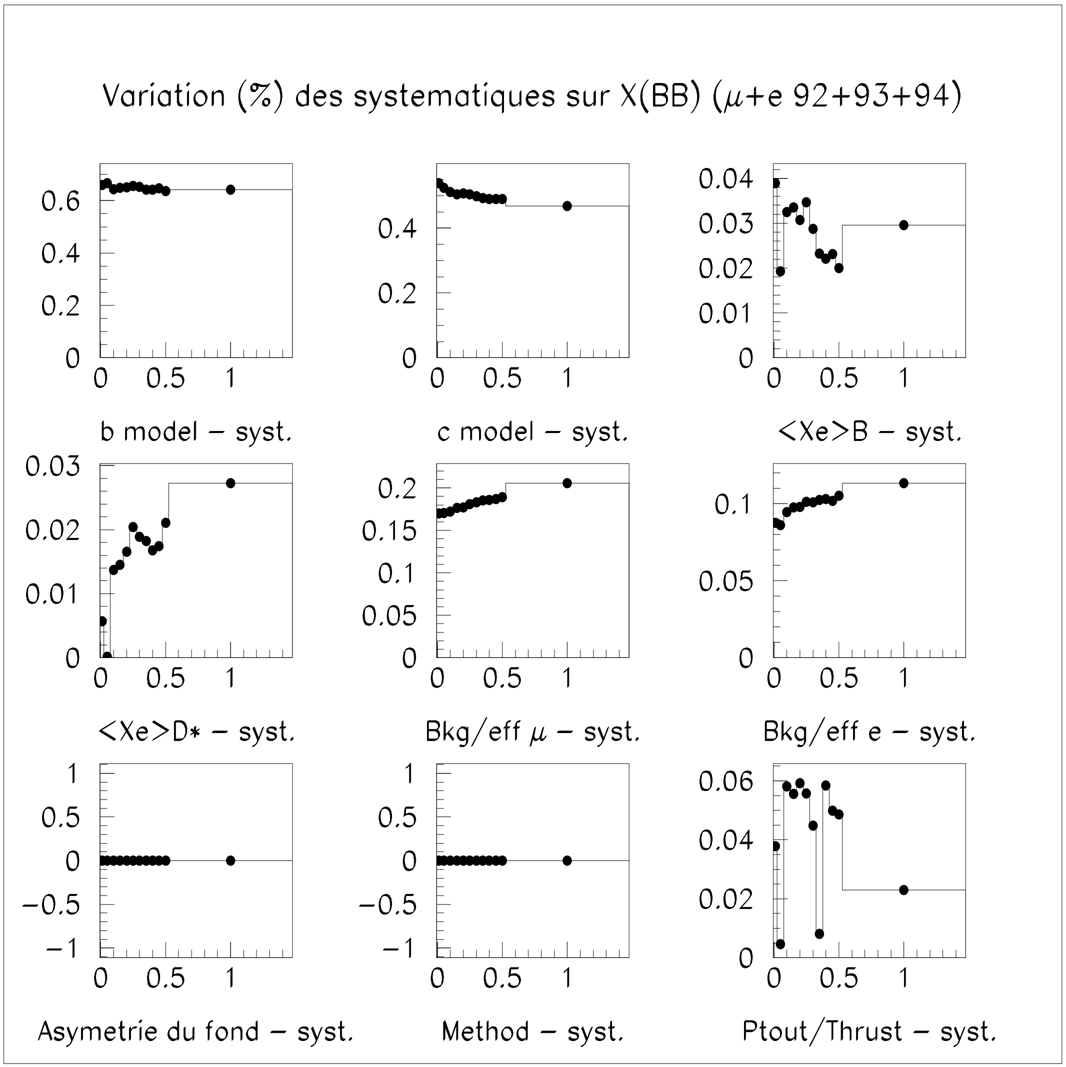

Figure 6.10 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . L'asymétrie du fond ainsi que la méthode de minimisation dans les mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ ne jouent aucun rôle dans la mesure de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, ce qui explique que les systématiques associées soient nulles. Celles sur les modèles du b et c sont relativement stables, avec une légère tendance à augmenter, cependant non significative.

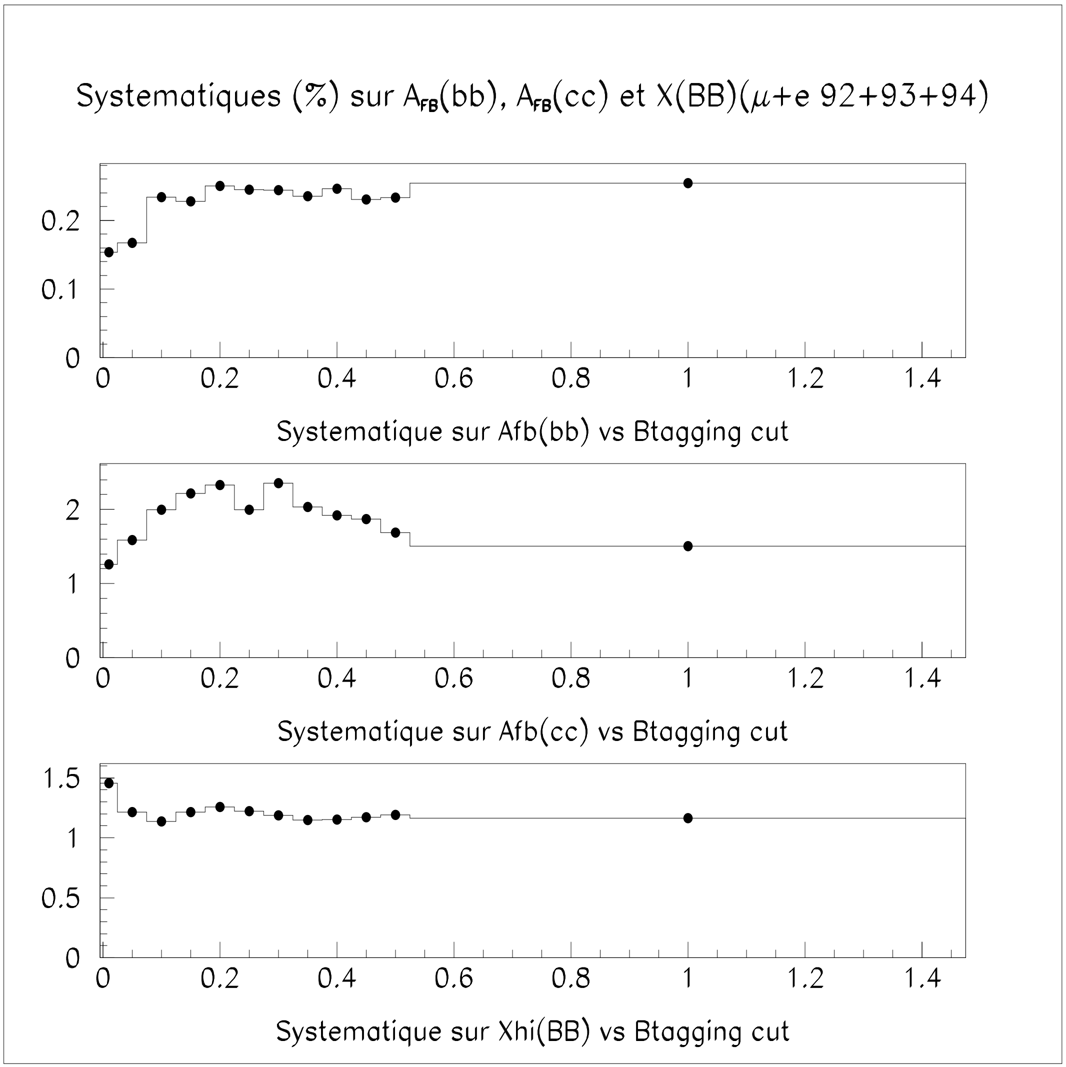

Figure 6.11 Comportement global des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.7$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous concluons sur une allure attendue de la variation des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, à savoir une tendance à diminuer, ainsi que sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ à forte coupure mais avec un effet en "cloche". Celles sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ sont assez stables, sauf à une coupure très forte. Cette figure, en parallèle avec les valeurs absolues montrées en figure 6.4, page 122, nous indique qu'une valeur raisonnable de la coupure sur le b-tagging peut se situer à 0.05.

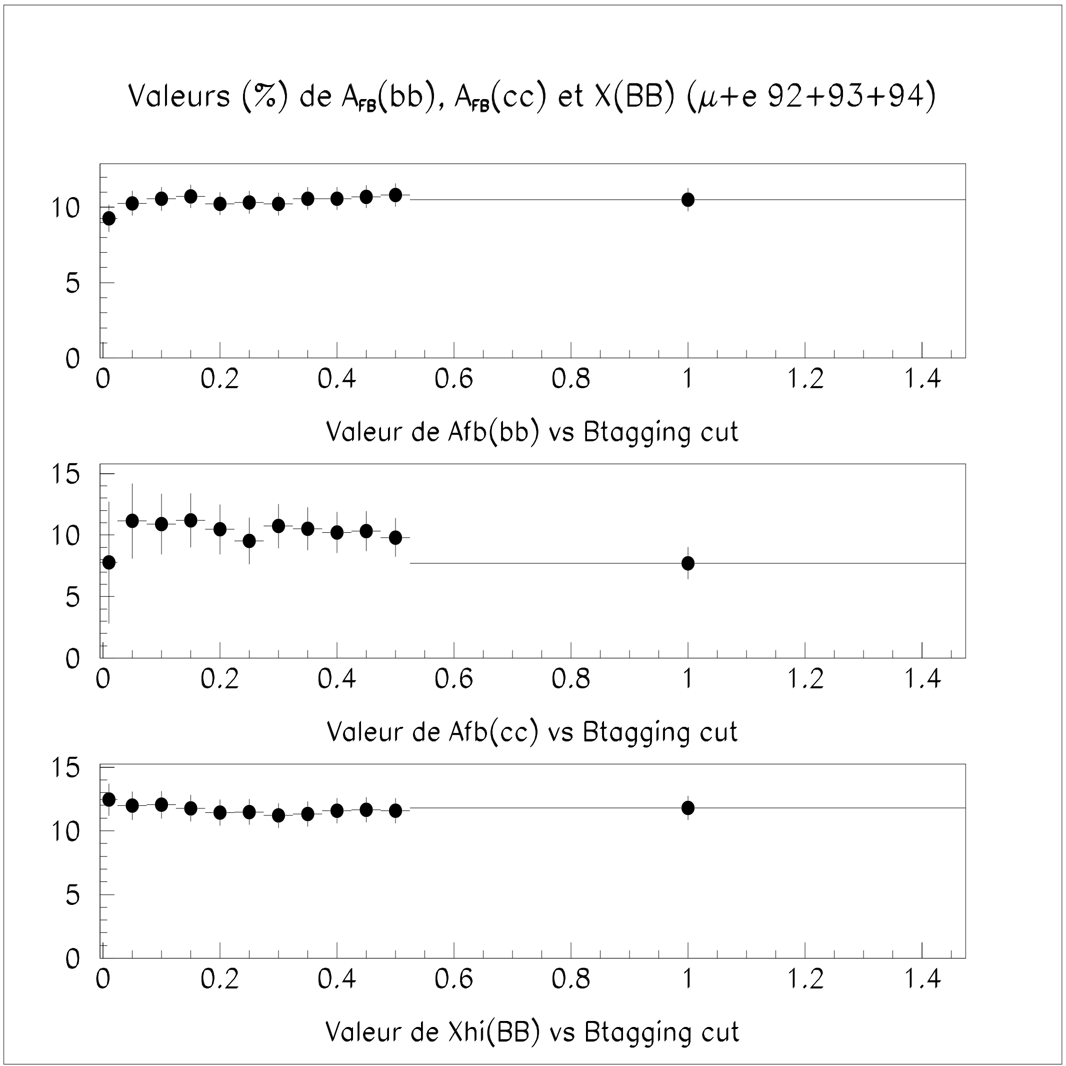

Figure 6.12 Comportement de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . La perte de statistique est significative (c.f. tableau 6.3, page 116) pour une coupure sévère sur le b-tagging, et influence le point le plus à gauche, i.e. pour une coupure à 0.01.

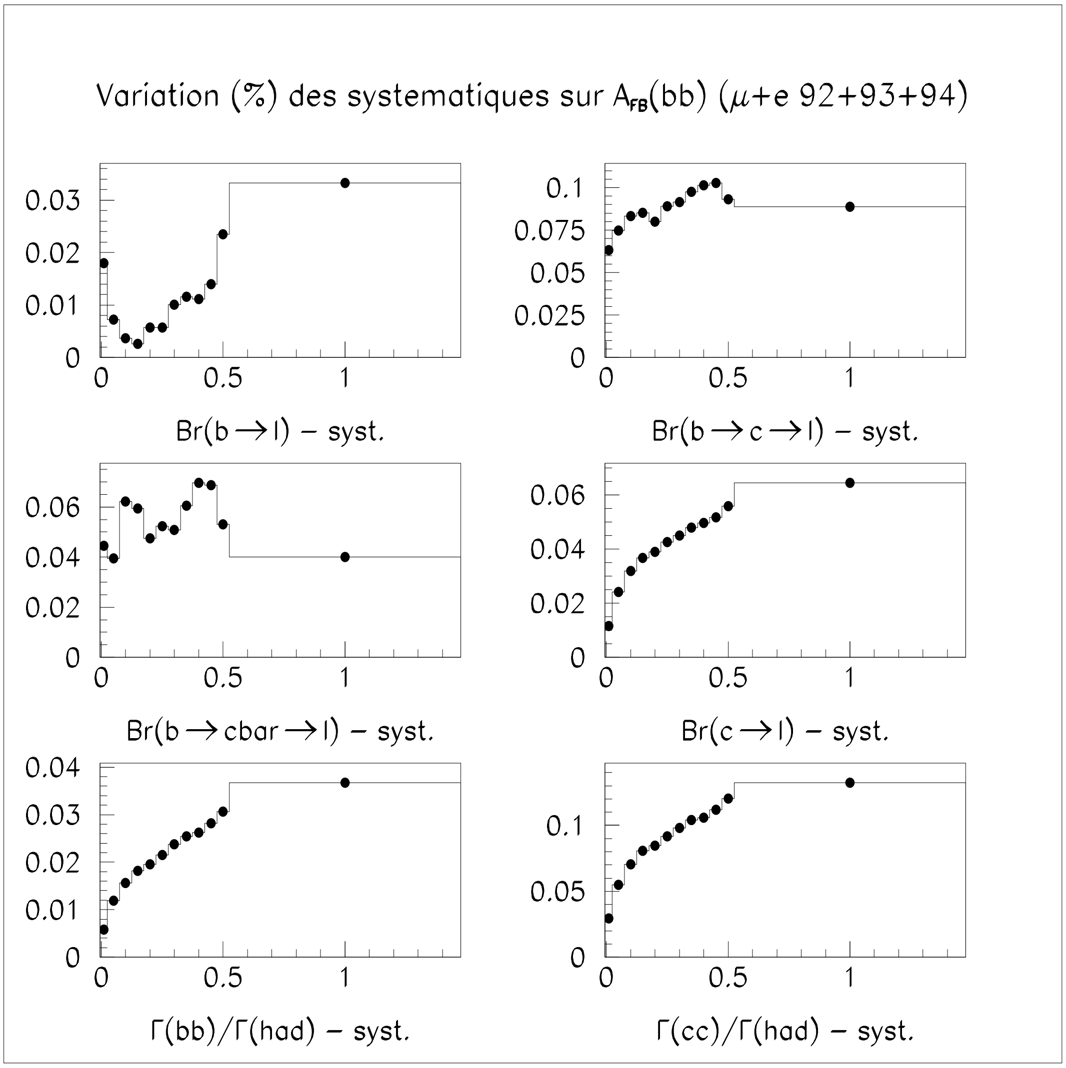

Figure 6.13 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . La plupart de ces systématiques ont une tendance attendue à la baisse, excepté celle sur $BR(b \to \bar{c} \to l)$, comme dans la figure 6.5 (page 123), et $BR(b \to l)$ pour une forte coupure à 0.01.

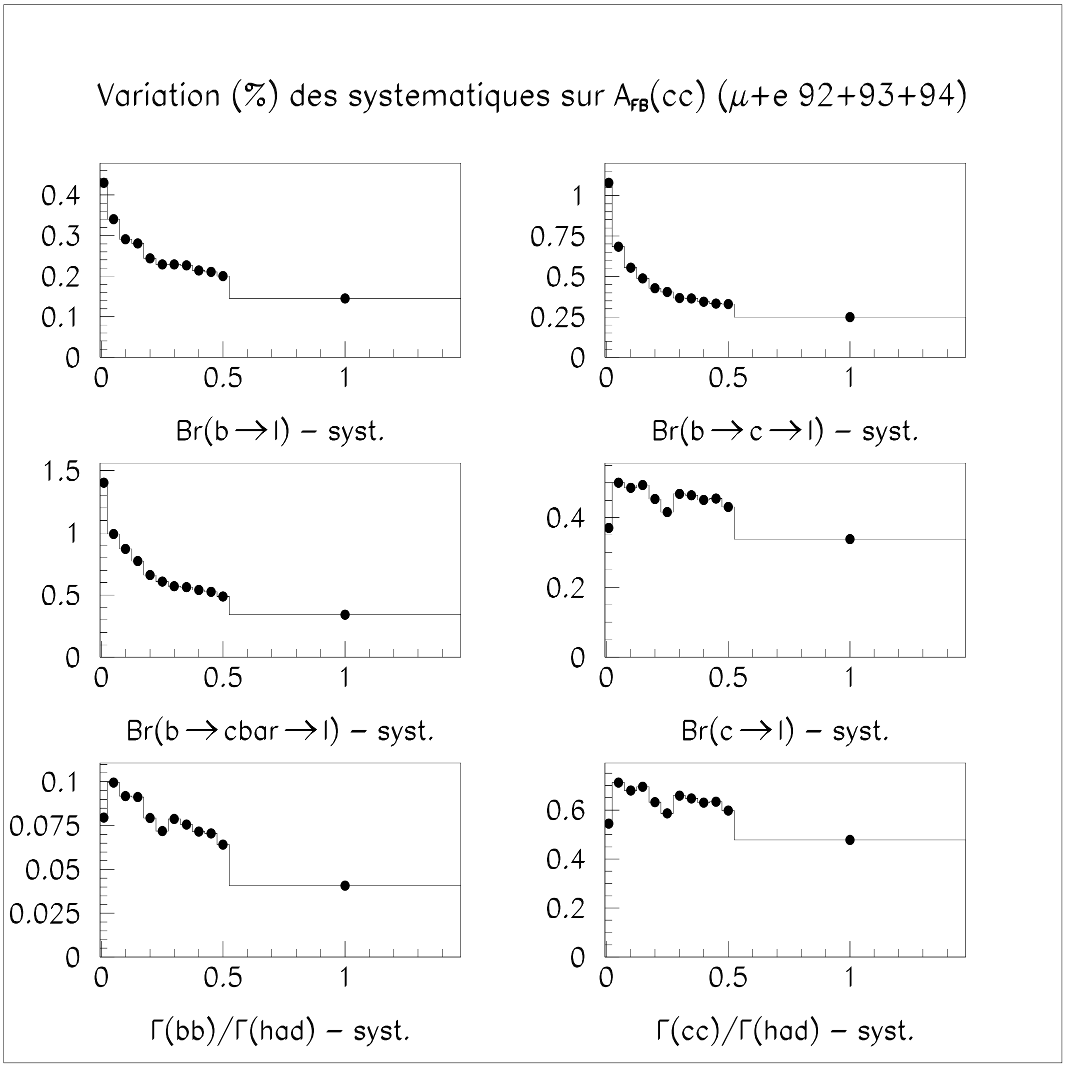

Figure 6.14 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Contrairement à la figure 6.6, page 124, où on se restreignait à $|\cos(\theta)| < 0.7$, l'ensemble de ces systématiques se dégrade en fonction du b-tagging, ce qui confirme qu'il est préférable de tenir compte de la zone d'acceptance géométrique du détecteur **VD**.

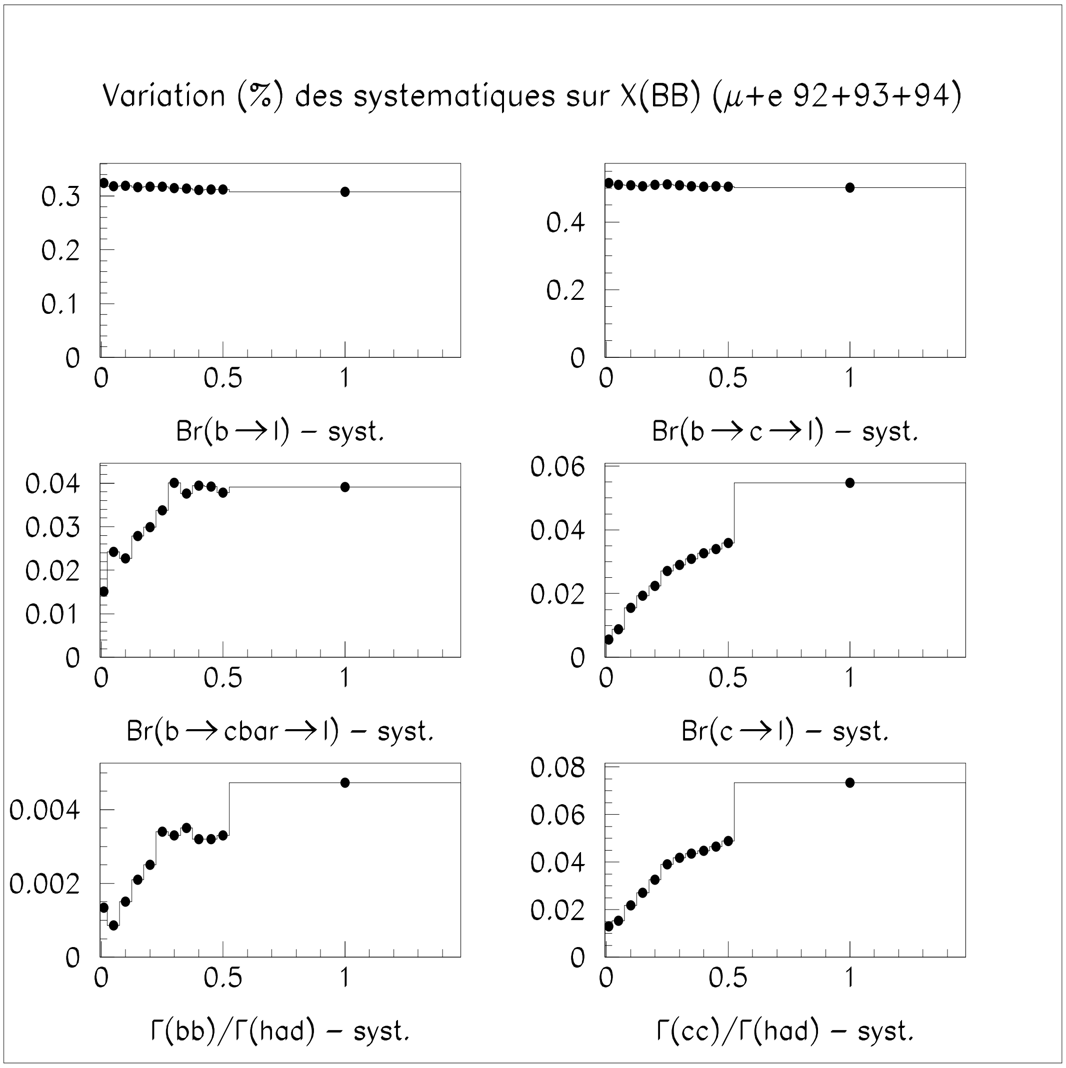

Figure 6.15 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous observons une tendance globale identique à la figure 6.7, page 125, à savoir une stabilité pour $BR(b \to l)$ et $BR(b \to c \to l)$, et une tendance à décroitre pour les autres.

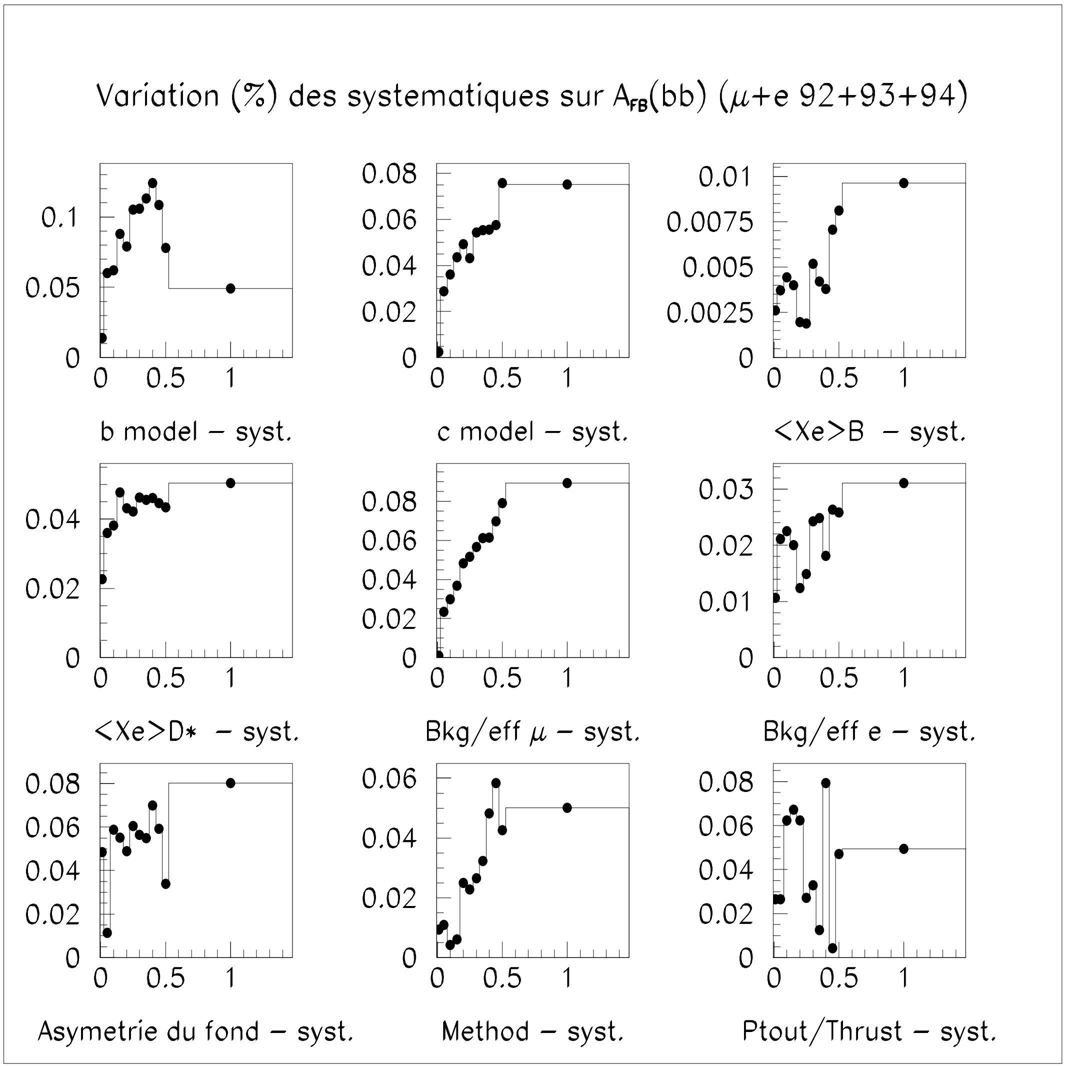

Figure 6.16 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les systématique faibles sont sujettes à des arrondis dans le remplissage des histogrammes. Dans l'ensemble les comportements sont similaires à la figure 6.8, page 126.

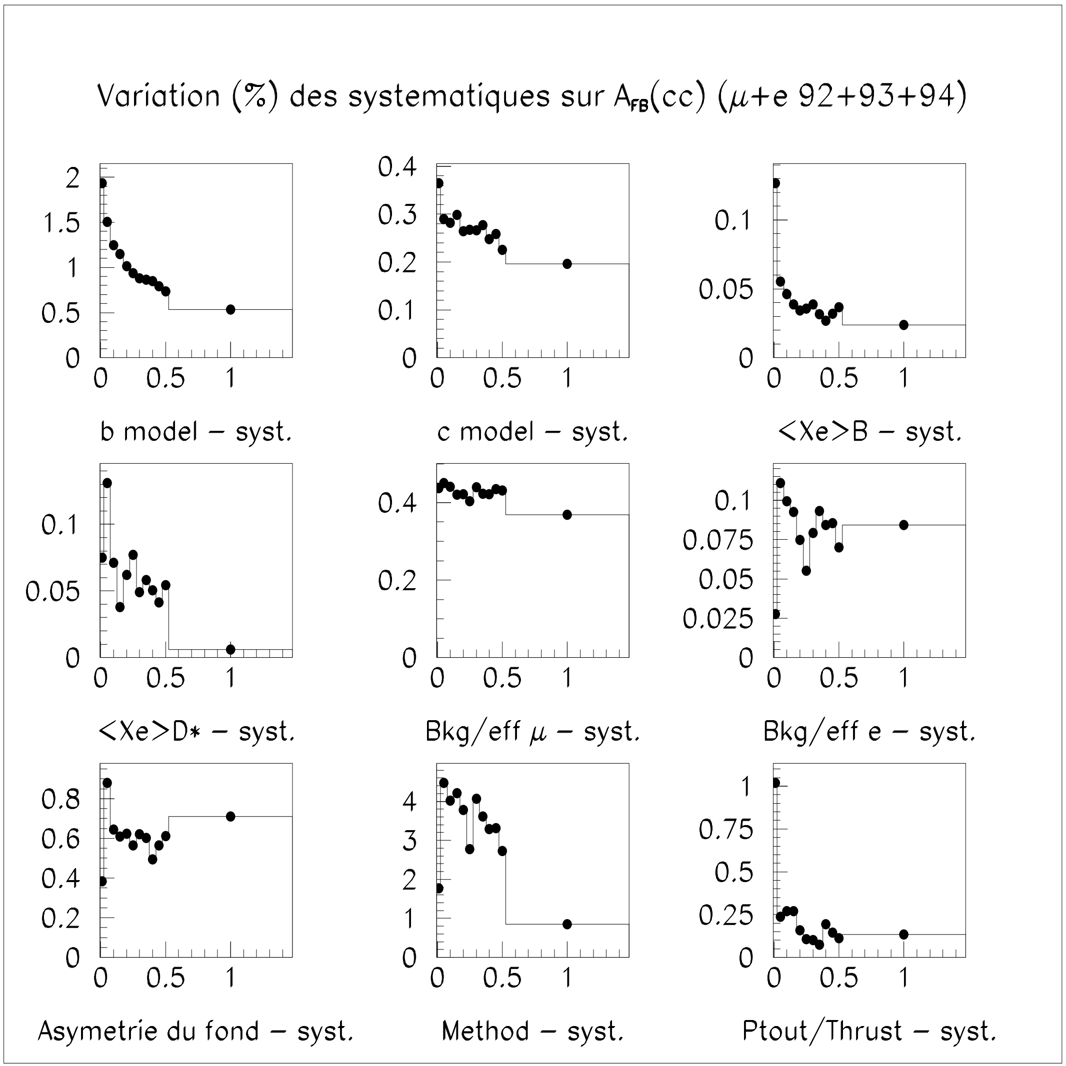

Figure 6.17 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Pour une coupure sévère à 0.01 des effets considérables se produisent. Certaines systématiques ne sont pas bien comprises.

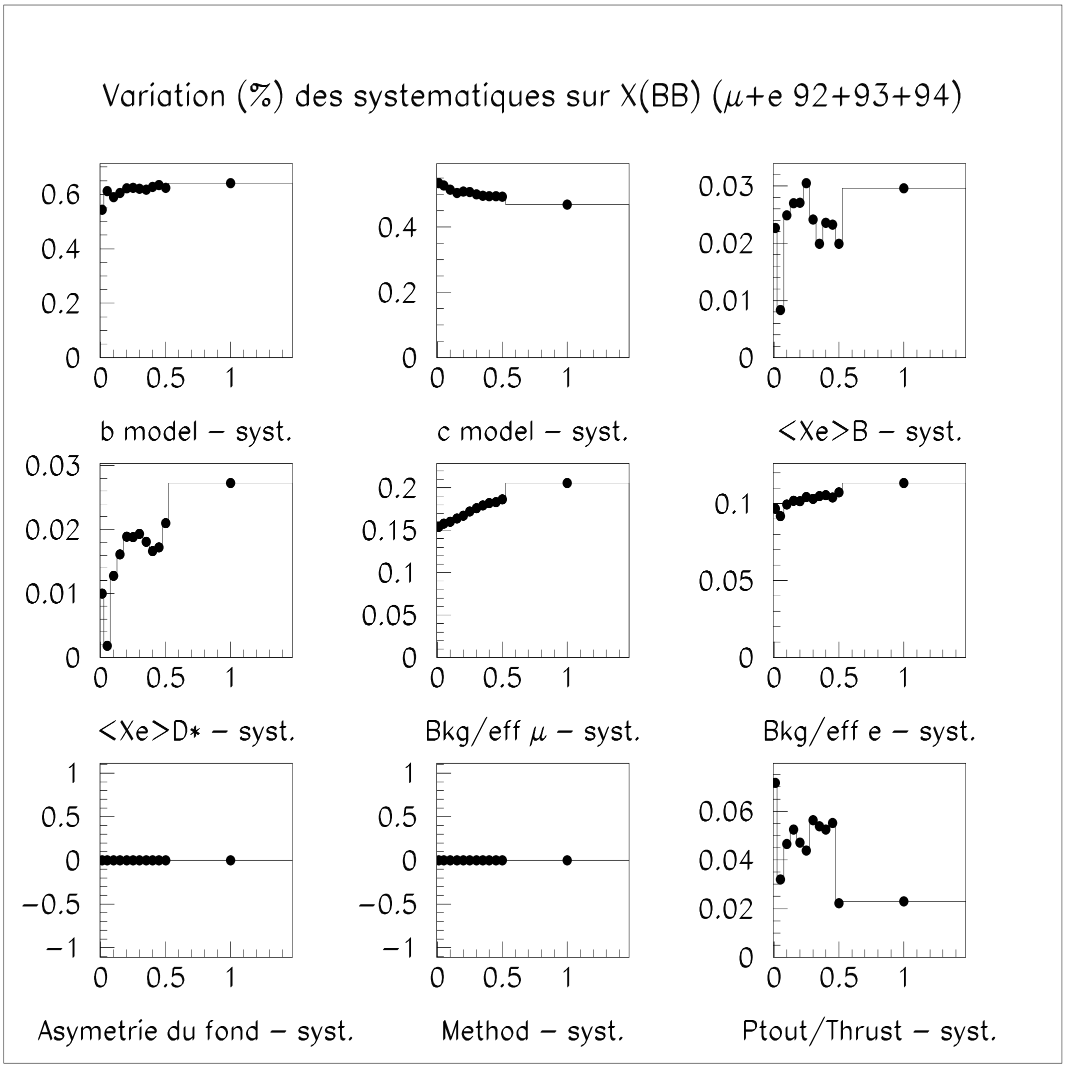

Figure 6.18 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Dans l'ensemble les effets sont similaires à la figure 6.10, page 128.

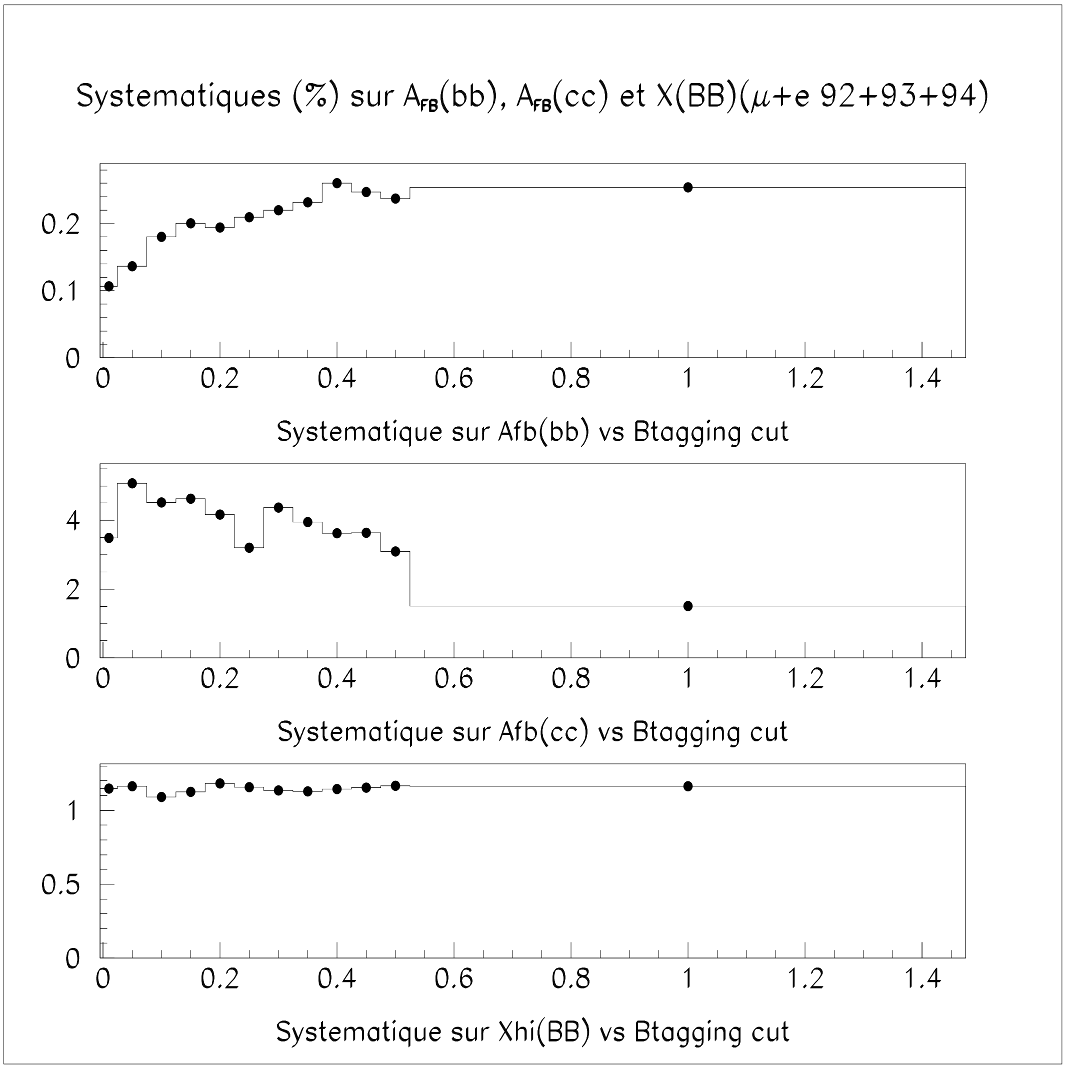

Figure 6.19 Comportement global des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *b-tagging* appliqué pour $|\cos(\theta)| \leq 0.9$. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Tout comme dans la figure 6.19 (page 137), où le b-tagging était appliqué dans la zone d'acceptance du **VD** uniquement, les systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ ont tendance à diminuer, celles sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ sont assez stables, par contre celles sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ augmentent globalement. C'est pourquoi nous considérons que, quand est applique le b-tagging sur toute la zone angulaire, une coupure sévère dégrade manifestement la minimisation en $A_{FB}^{b\bar{b}}$ *et* $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Ceci peut s'expliquer par le manque de statistique dans les zones les plus importantes dans notre analyse : les parties avant-arrière. Ainsi le choix d'une coupure à 0.25 semble un des plus raisonnables. Si on choisis une valeur de 0.01, alors les erreurs statistiques sont considérables sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ (c.f. figure 6.12, page 130).

Pour une contrainte forte sur le *b-tagging* à $P_{btag} = 0.01$, la valeur de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ semble diminuer considérablement. La statistique de l'échantillon est dans ce cas trop faible pour la minimisation en χ^2, qui requiert un nombre d'événement ≈ 200 par boites, et un nombre minimum de boites (4 en P_t^{out}, 2 en P_l^{out}, 5 en $\cos(\theta)$) presque incompatible avec la statistique disponible.

La distribution de la probabilité par événement étant très piquée aux faibles valeurs de b-tagging (c.f. Fig. 6.1, page 113), cet effet de statistique ne semble plus perceptible pour $P_{btag} = 0.05$. En choisissant des coupures à 0.05 et 0.25 quand on applique l'algorithme du b-tagging sur $|\cos(\theta)| < 0.7$ (c.f. figure 6.11, page 129) et $|\cos(\theta)| < 0.9$ (c.f. figure 6.19, page 137), respectivement, les valeurs d'asymétrie et de mélange sont :

- Pour une coupure de 0.05 restreinte à l'acceptance géométrique du **VD**, à une énergie $\sqrt{s} = 91.22$ GeV et une corrélation entre $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ de 23% :

$$\left\{\begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1018 \pm 0.0077(\mathrm{stat}) \pm 0.0017(\mathrm{sys}) \pm 0.0045(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0728 \pm 0.0175(\mathrm{stat}) \pm 0.0159(\mathrm{sys}) \\ \overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) & = & 0.1192 \pm 0.0108(\mathrm{stat}) \pm 0.0121(\mathrm{sys}) \end{array}\right. \tag{6.1}$$

- Pour une coupure de 0.25 appliquée à toute la zone angulaire en θ, à une énergie $\sqrt{s} = 91.23$ GeV et une corrélation entre $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ de 24.3% :

$$\left\{\begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1033 \pm 0.0076(\mathrm{stat}) \pm 0.0021(\mathrm{sys}) \pm 0.0043(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0951 \pm 0.0189(\mathrm{stat}) \pm 0.0320(\mathrm{sys}) \\ \overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) & = & 0.1148 \pm 0.0101(\mathrm{stat}) \pm 0.0116(\mathrm{sys}) \end{array}\right. \tag{6.2}$$

Cette dernière coupure à 0.25, sur tout la zone angulaire en θ, augmente manifestement les erreurs sur la mesure de $A_{FB}^{c\bar{c}}$, tant statistique que systématique.

Nous remarquons de plus la dominance de l'erreur statistique sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, quelque soit le cas de figure.

Nous concluons qu'en général la mesure de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ est manifestement dégradée quand on applique une coupure sévère de 0.01 en *b-tagging* sur tout le spectre angulaire. La statistique en $c \rightarrow l$ devient en effet trop faible pour espérer une valeur de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ avec une erreur statistique acceptable. Or c'est à cette coupure de 0.01 que nos échantillons sont les plus purs en b. Il convient donc d'utiliser autrement le *b-tagging*.

6.3 Utilisation du *b-tagging* et de l'*anti b-tagging*

En effet, puisque nous savons purifier l'échantillon en quarks b par application du *b-tagging*, il va de soi qu'une contrainte *opposée* : $P_E > P_{btag}$ augmente la proportion de fond et de quarks c. Ainsi, sur tous les événements sont distingués deux sous-échantillons, indépendants puisque à chaque événement correspond une seule valeur de *b-tagging*, répondant chacun aux critères :

- $P_E < P_{btag}$ pour le premier lot, purifié en quarks b
- $P_E > P_{btag}$ pour le second lot, purifié en fond et quarks c

Sur chacun de ces sous-échantillons sont construites des boites en $\cos(\theta_{thrust})$, P_t^{out} et P_l^{out}. Dans chaque cas une valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est mesurée, et le remplissage des *boites* dépend de la coupure choisie, selon que l'on soit dans le cadre du *b-tagging* ou bien de l'*anti b-tagging*. La valeur totale de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est prise comme la moyenne pondérée des deux mesures. La minimisation est ensuite appliquée sur toutes les boites des *deux* lots. On s'attend à ne pas avoir de dégradation de la valeur de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ en agissant ainsi.

Le choix de restreindre la coupure en *b-tagging* à la zone d'acceptance angulaire du détecteur **VD**, soit $|\cos(\theta_{thrust})| < 0.7$, est ici caduque. En effet , l'on prend tous les événements qui possèdent une information de probabilité *b-tagging*. Dès lors, pour n'importe quel choix de fenêtre sur $|\cos(\theta_{thrust})|$, un événement sera *toujours* pris en compte, que ce soit dans les boites pour le *b-tagging* ou pour l'*anti b-tagging*. La statistique totale est donc constante, de même que la statistique pour chaque type d'échantillon, par rapport à la coupure sur $|\cos(\theta_{thrust})|$. Ce qui change réellement est la population allouée aux boites qui relèvent du b-tagging ou de l'*anti-btagging*, et ceci uniquement en fonction de la coupure $btag_{cut}$. Il s'en suit que, puisque la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ est faite à partir de *toutes* les boites, le poids global de l'événement dans le fit en χ^2 est le même, que ce soit pour $|\cos(\theta_{thrust})| < 0.7$ ou $|\cos(\theta_{thrust})| < 0.9$.

C'est pourquoi nous occultons la coupure sur $|\cos(\theta_{thrust})|$ dans la suite de cette section.

De même que dans les cas précédents :

- Les variations du mélange et des asymétries sont en figure 6.20, celle des systématiques aux figures 6.21, 6.22, 6.23, 6.24, 6.25, 6.26. L'ensemble des systématiques est résumé en figure 6.27.

6.3.1 Conclusion sur le *b-tagging* et l'*anti b-tagging*

Comme supposé précedemment, la valeur de $A_{FB}^{c\bar{c}}$ n'est pas altérée par un quelconque manque de statistique lié à une coupure sévère sur l'*(anti) b-tagging*, notamment à 0.01. Pour cette valeur de 0.01 nous retenons les valeurs mesurées suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1006 \pm 0.0072(\text{stat}) \pm 0.0019(\text{sys}) \pm 0.0042(\text{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0775 \pm 0.0124(\text{stat}) \pm 0.0160(\text{sys}) \\ \overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) & = & 0.1159 \pm 0.0096(\text{stat}) \pm 0.0120(\text{sys}) \end{array} \right. \quad (6.3)$$

où la valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est une moyenne pondérée des deux valeurs indépendantes mesurées dans le lot qui satisfait le *b-tagging*, soit $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ (*b-tagging*) = 0.1245 ± 0.0127, et l'*anti b-tagging*, i.e. $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ (*anti b-tagging*) = 0.1044 ± 0.0148. L'énergie moyenne est de $\sqrt{s} = 91.23$ GeV, et la corrélation entre $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ est de 23.1%.

Nous remarquons que, par rapport aux mesures précédentes, où l'on appliquait *que* le *b*-tagging, les erreurs statistiques sont légèrement meilleures, au contraire des erreurs systématiques (c.f. page 138). L'excellente stabilité des résultats (c.f. figure 6.20, page 143) renforce cependant la confiance que l'on peut avoir dans cette méthode.

6.4 Conclusion sur les erreurs systématiques

Les valeurs de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ mesurées dans chacun des trois cas :

- *b-tagging* pour $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.7$,
- *b-tagging* pour $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.9$,
- *(anti) b-tagging*,

ne sont là que pour assurer la consistance de la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, corrigé, justement, par le mélange. Les mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ (corrigé) et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont elles, par contre, directement comparables aux valeurs publiées de par le monde. Nous remarquons cependant que $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, avec *b-tagging* ou non, est relativement stable.

Nous résumons les valeurs de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ obtenues dans les trois cas:

- *b-tagging* à 0.05 pour $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.7$

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1018 \pm 0.0077(\mathrm{stat}) \pm 0.0017(\mathrm{sys}) \pm 0.0045(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0728 \pm 0.0175(\mathrm{stat}) \pm 0.0159(\mathrm{sys}) \end{array} \right. \tag{6.4}$$

- *b-tagging* à 0.25 pour $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.9$

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1033 \pm 0.0076(\mathrm{stat}) \pm 0.0021(\mathrm{sys}) \pm 0.0043(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0951 \pm 0.0189(\mathrm{stat}) \pm 0.0320(\mathrm{sys}) \end{array} \right. \tag{6.5}$$

- *b-tagging* et *anti b-tagging* à 0.01

$$\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1006 \pm 0.0072(\mathrm{stat}) \pm 0.0019(\mathrm{sys}) \pm 0.0042(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0775 \pm 0.0124(\mathrm{stat}) \pm 0.0160(\mathrm{sys}) \end{array} \right. \tag{6.6}$$

Au vu des erreurs tant statistiques que systématiques, c'est la troisième méthode qui est la plus prometteuse, ce sont donc ces valeurs que nous retenons:

$$\boxed{\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{b\bar{b}} & = & 0.1006 \pm 0.0072(\mathrm{stat}) \pm 0.0019(\mathrm{sys}) \pm 0.0042(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} & = & 0.0775 \pm 0.0124(\mathrm{stat}) \pm 0.0160(\mathrm{sys}) \end{array} \right.}$$

Nous rappelons, pour mémoire, les valeurs obtenues au pic du Z^0 lorsque aucune coupure sur l'étiquetage sur le quark b n'est effectuée (c.f. page 110):

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{FB}^{b\bar{b}}(pic) = 0.1050 \pm 0.0077(\mathrm{stat}) \pm 0.0026(\mathrm{sys}) \pm 0.0043(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}}(pic) = 0.0772 \pm 0.0150(\mathrm{stat}) \pm 0.0193(\mathrm{sys}), \end{array} \right.$$

et concluons que réduire les erreurs systématiques est une tâche qui s'avère difficile, le gain étant finalement faible. Les erreurs relatives sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont en effet:

- dans le traitement avec *(anti) b-tagging*:
  - $\Delta_{tot}(A_{FB}^{b\bar{b}}) = 8.5\%$,
  - $\Delta_{tot}(A_{FB}^{b\bar{b}}) = 26.1\%$,

- dans le traitement *sans* b-tagging:
  - $\Delta_{tot}(A_{FB}^{b\bar{b}}) = 8.8\%$,
  - $\Delta_{tot}(A_{FB}^{c\bar{c}}) = 29.5\%$.

La possibilité de réduire les erreurs statistiques par un traitement plus fin de $b \to c \to l$ reste ouverte.

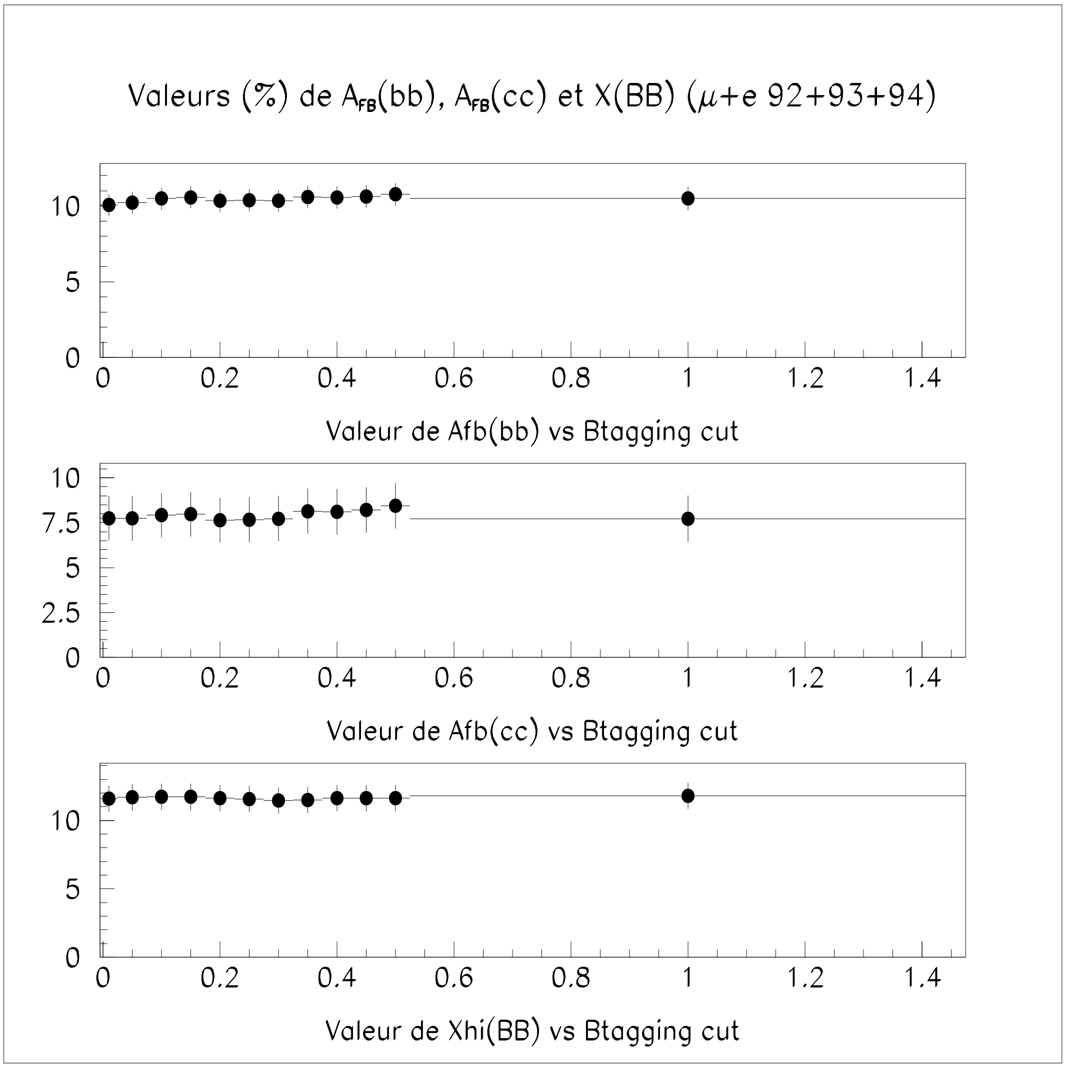

Figure 6.20 Comportement de $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *(anti) b-tagging.* Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous observons une stabilité remarquable des trois valeurs $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, et remarquons, comme attendu, qu'en aucun cas les erreurs statistiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont dégradées, contrairement au figures 6.11 (page 129) et 6.19 (page 137).

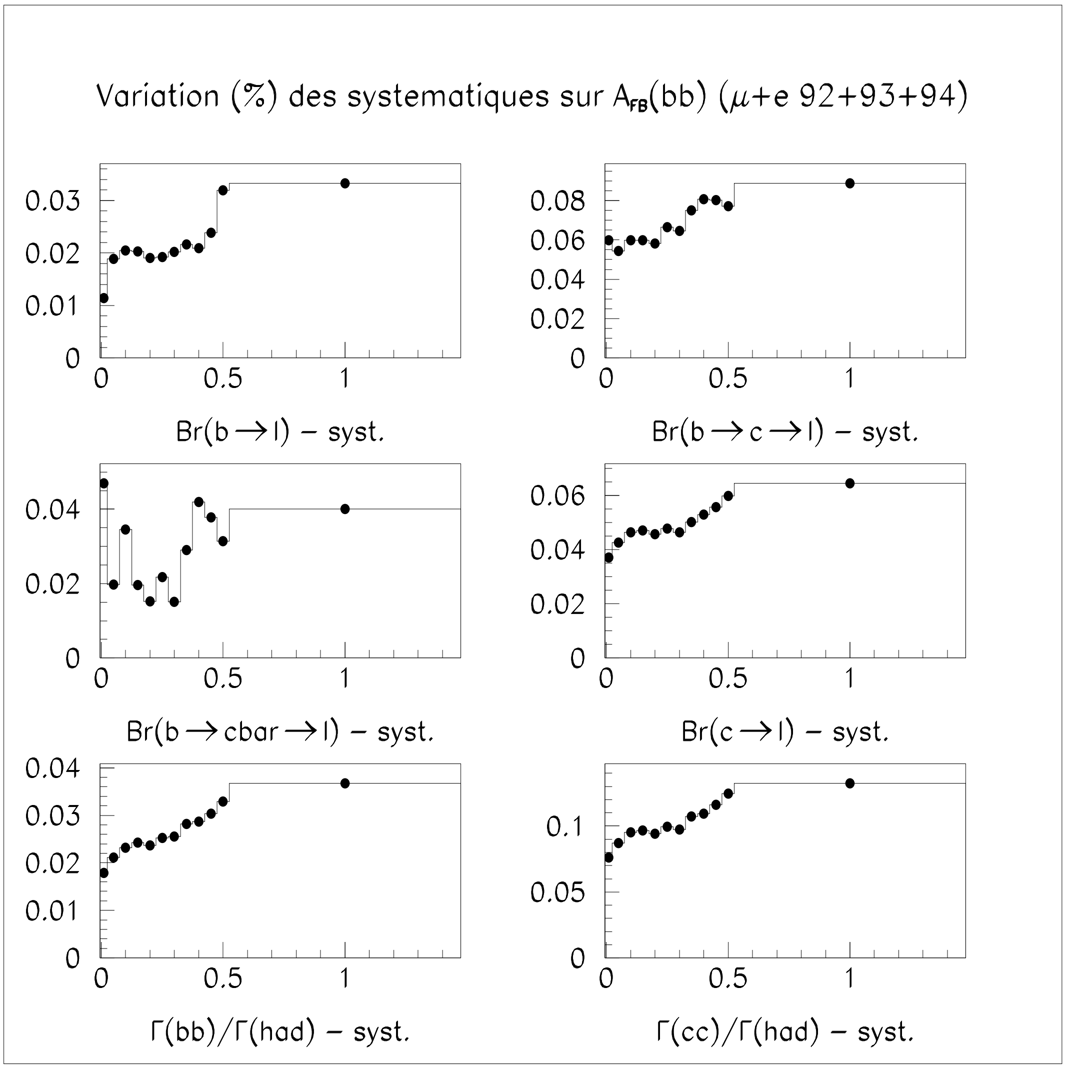

Figure 6.21 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *(anti) b-tagging.* Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Dans l'ensemble ces systématiques diminuent, sauf $BR(b \to \bar{c} \to l)$ à une coupure de 0.01.

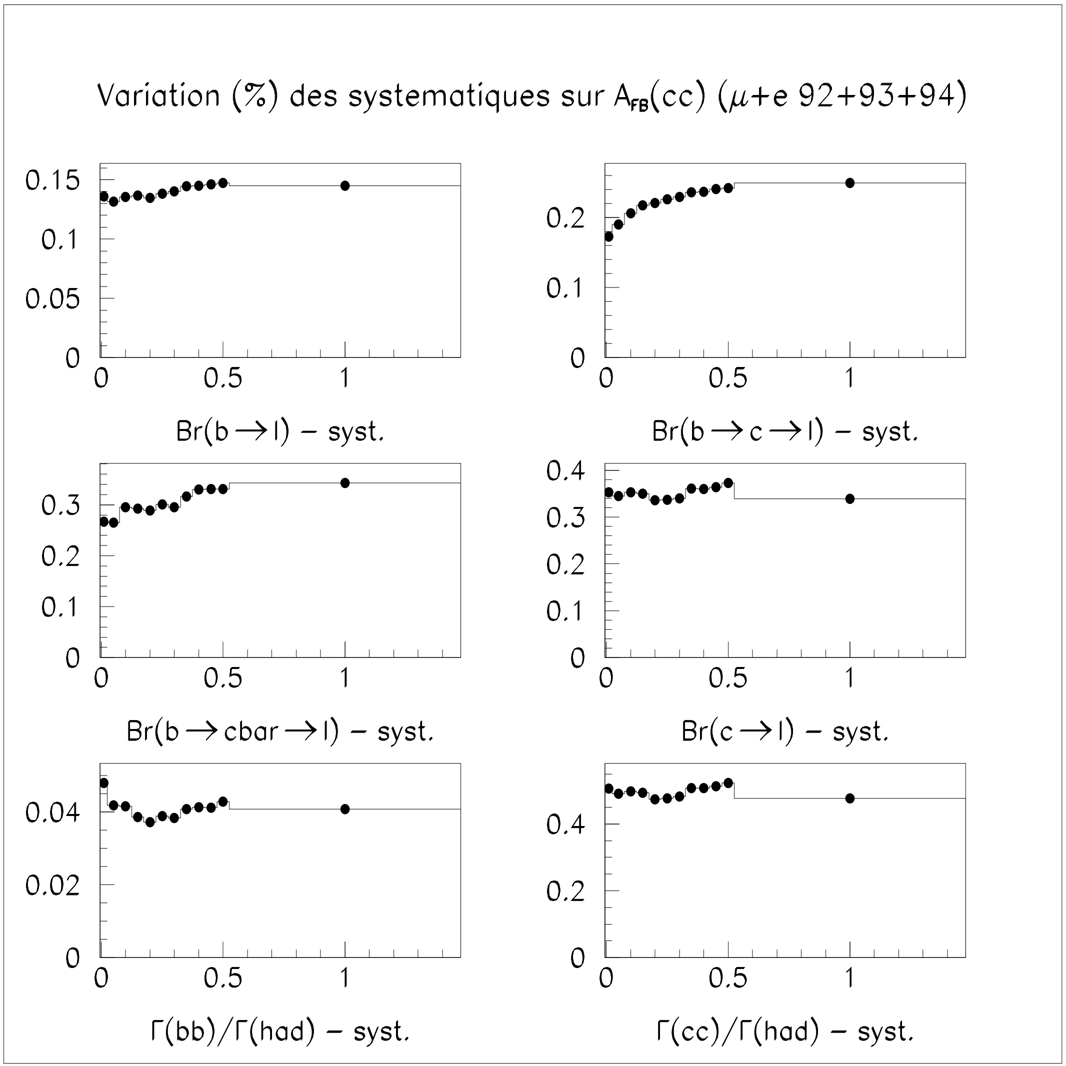

Figure 6.22 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *(anti) b-tagging.* Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous observons une certaine stabilité de ces systématiques.

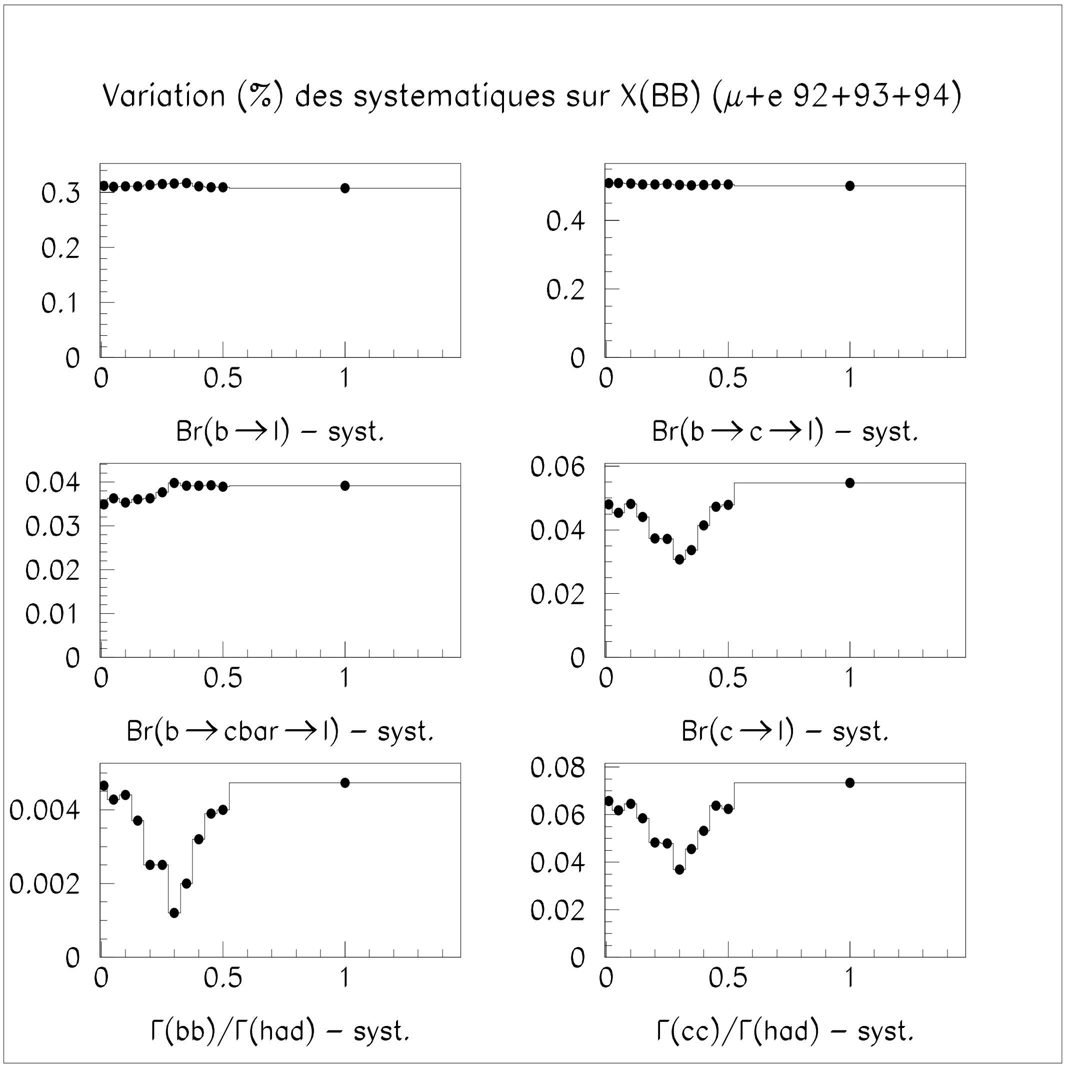

Figure 6.23 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux rapports de branchements et aux fraction de b et c en fonction du *(anti) b-tagging*. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** .

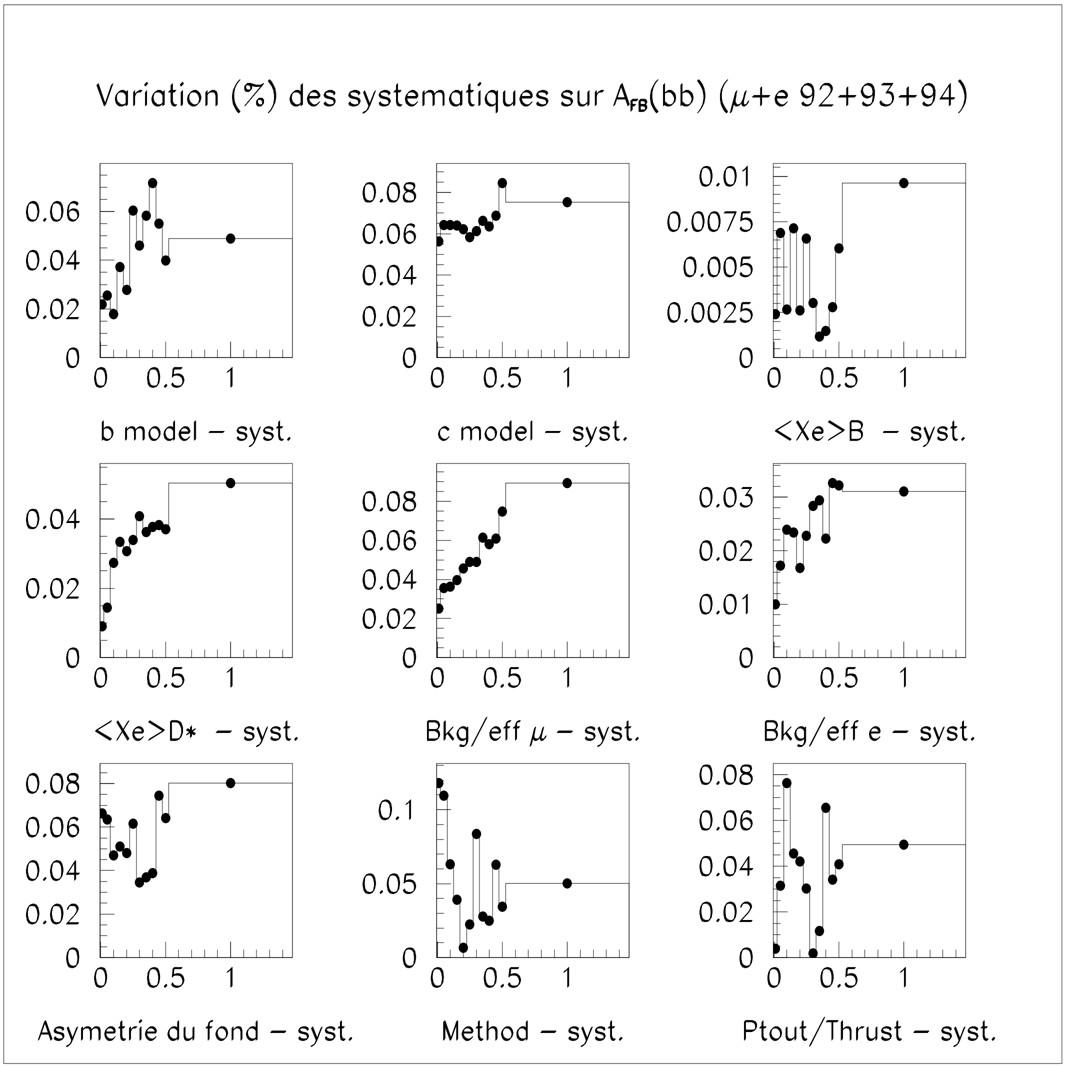

Figure 6.24 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *(anti) b-tagging*. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Les limitations en précision dans le remplissage de l'histogramme qui concerne $< X_E >_B$ sont responsables de son allure discontinue, mais à des faibles valeurs de systématique.

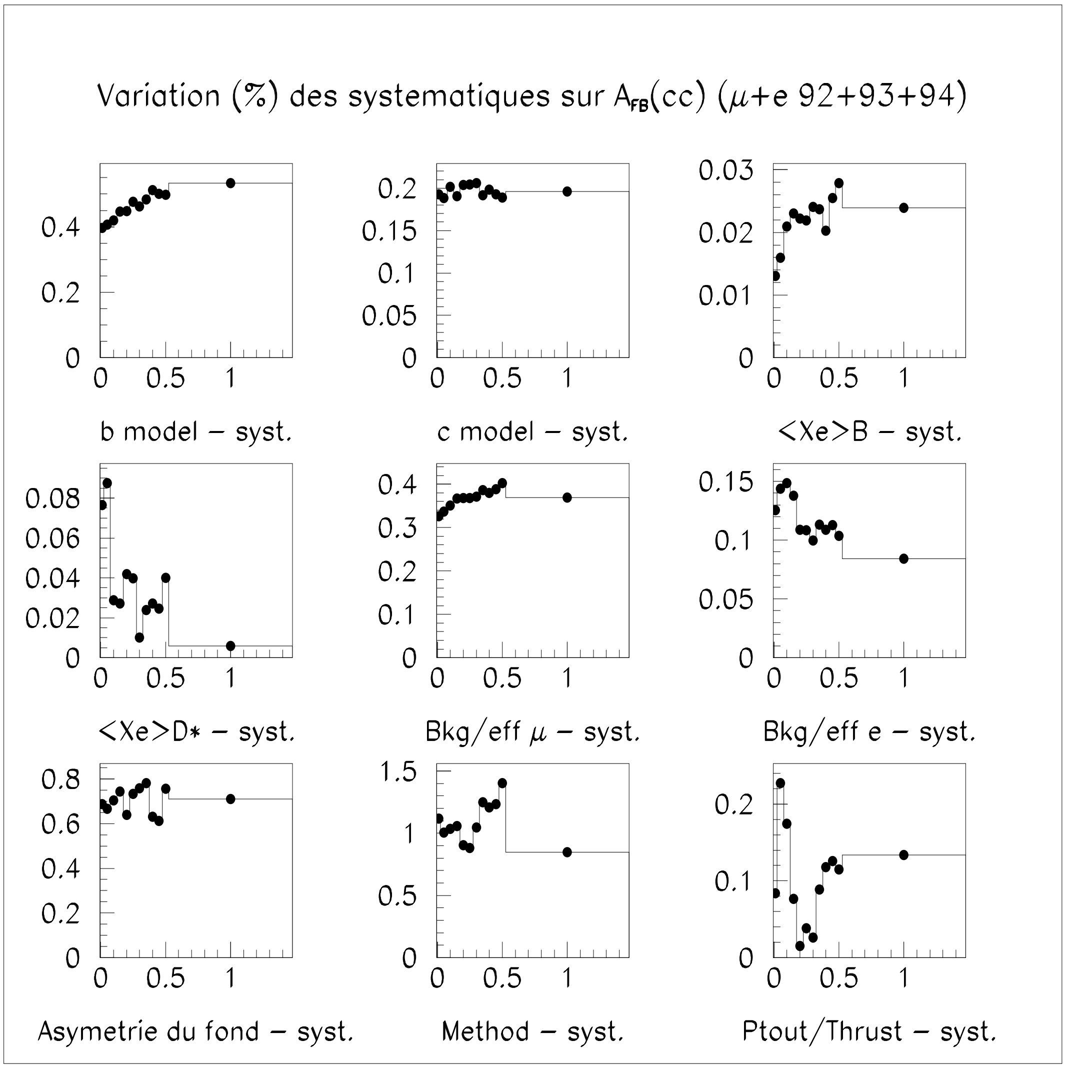

Figure 6.25 Comportement des systématiques sur $A_{FB}^{c\bar{c}}$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *(anti) b-tagging*. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Nous remarquons le comportement à la hausse des systématiques sur $< X_E >_{D^*}$ et sur $P_t^{out}/Thrust$.

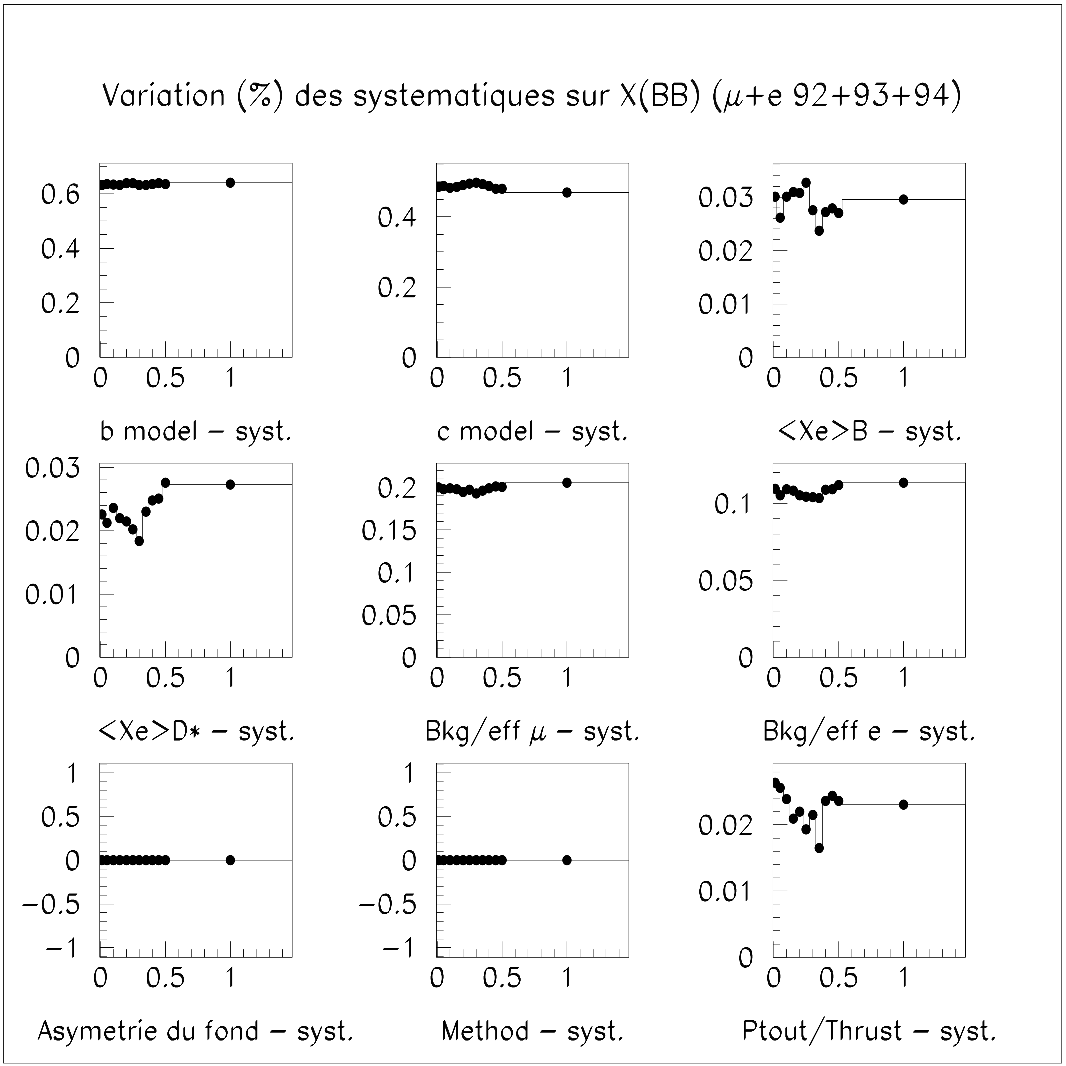

Figure 6.26 Comportement des systématiques sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ associées aux modèles, l'identification, la méthode de minimisation et la reconstruction des *jets*, en fonction du *(anti) b-tagging*. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . Ces systématiques sont dans l'ensemble stables.

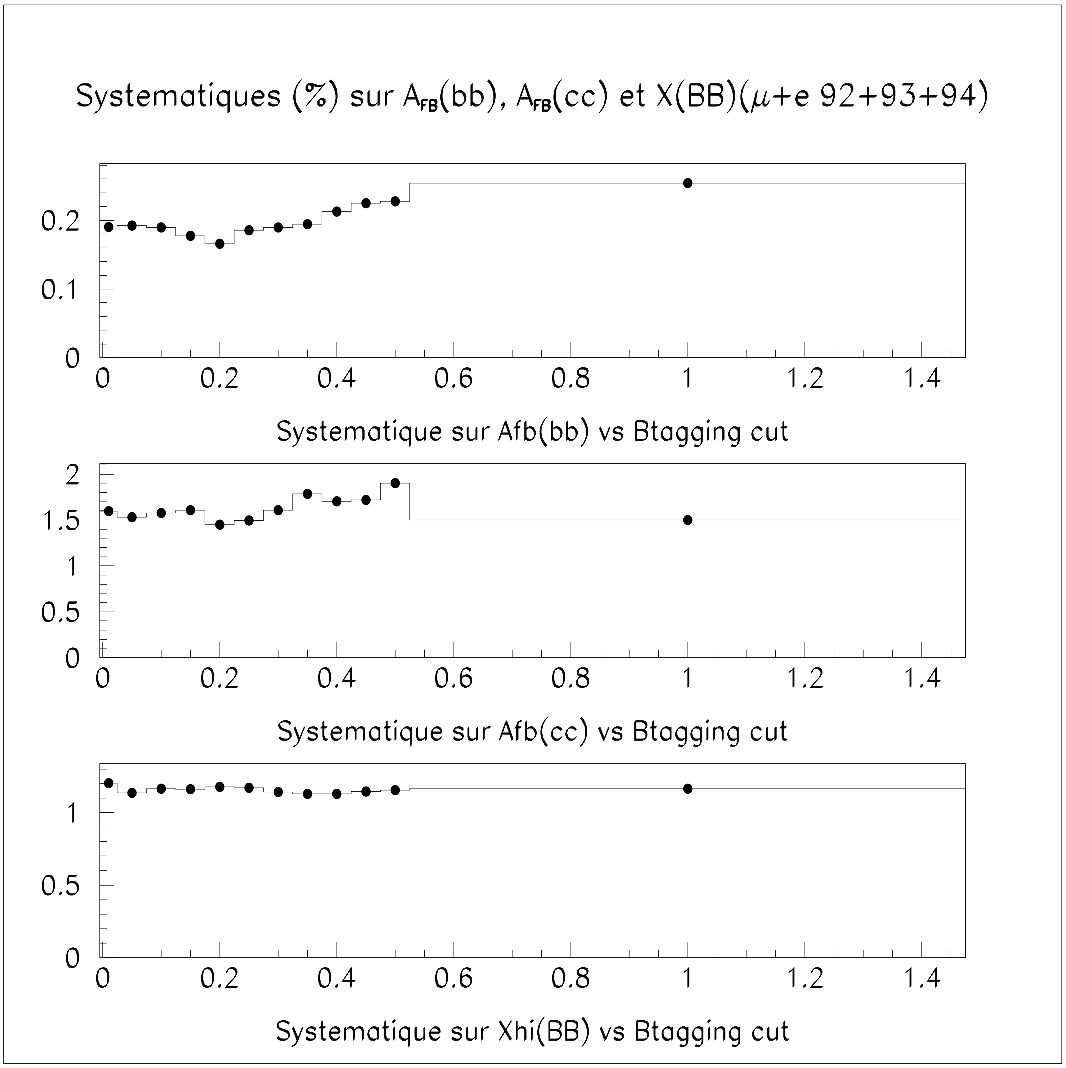

Figure 6.27 Comportement global des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ et $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ en fontion du *(anti) b-tagging*. Ces valeurs sont mesurées avec l'ensemble de l'échantillon e et μ de 1992 à 1994 dans **DELPHI** . La tendance générale est à la baisse des systématiques sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, mais de façon moins prononcée que dans les études précédentes. On peut estimer que la méthode de l'*(anti) b-tagging* nous à préservé de la perte de statistique, mais en contre-partie allège le gain sur les erreurs systématiques. Cependant cette méthode, quand on tient compte des erreurs statistiques visibles dans la figure 6.20 (page 143) est la plus prometteuse.

Chapitre 7

Conclusion

Il y a des représentations, non seulement de ce qui arrive, mais encore de tout ce qui est possible [...] Je n'ai qu'à parler, et nous allons voir tout un monde que Jupiter pouvait produire, où se trouvera représenté tout ce qu'on peut demander; et par ce moyen on peut savoir encore ce qui arriverait, si telle ou telle possibilité devait exister. Et quand les conditions ne seront pas assez déterminées, il y aura autant qu'on voudra de tels mondes différents entre eux, qui répondront différemment à la même question en autant de manières qu'il est possible.

Gottfried Wilhelm Leibniz - Essais de théodicée, partie troisième

7.1 Le mélange $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

Sur toutes les données prises de 1992 à 1994 dans l'expérience **DELPHI** , en utilisant les désintégrations semileptoniques en électrons e et en muons μ, nous mesurons la valeur suivante du mélange effectif non dépendant du temps (c.f. tableau 5.8, page 107) :

$$\boxed{\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = 0.1180 \pm 0.0096(\mathrm{stat}) \pm 0.0116(\mathrm{sys})}$$

Cette valeur est comparée à celles d'autres collaborations et deux différentes mesures de **DELPHI** (Λl^- et l^+l^-) dans la figure 7.1. Selon les collaborations la valeur de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ est mesurée avec toute la statistique disponible de 1990 à 1995, comme pour la valeur de **ALEPH**, ou moins, ce qui explique les différences au niveau des erreurs statistiques. Notre valeur est compétitive avec les autres mesures.

Une perspective interessante de contrainte sur le modèle standard est d'estimer les valeurs permises dans le plan (χ_s, χ_d). En effet nous savons que $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = f_d\chi_d + f_s\chi_s$, et si l'on estime que les fractions de production valent $f_d = 0.39 \pm 0.03$ et $f_s = 0.12 \pm 0.04$ [53], alors on obtient les contraintes qui sont schématisées dans la figure 7.2 sous la forme d'une zone limitée par deux droites de pente négative.

De plus la valeur de $\chi_d = 0.203 \pm 0.016 \pm 0.013$ [53] du **LEP** permet de tracer la zone horizontale dans le plan (χ_s, χ_d).

Pour les valeurs prédites par le modèle standard on utilise la contrainte $|V_{td}/V_{ts}| < 0.37$ [1][1], et les relations [38] :

$$\begin{cases} \chi_q = \frac{1}{2}\frac{x_q^2}{1+x_q^2} \\ x_d/x_s = |V_{td}/V_{ts}|^2 \end{cases} \tag{7.1}$$

pour $q = s$ ou d. Par définition, $x_q = \frac{\Delta m}{\Gamma}$ où Δm et Γ sont respectivement les différences de masse et de largeur entre les deux états propres sous CP, i.e. $B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 \pm \overline{B^0})$. Les valeurs permises par le modèle standard sont représentées par la surface de forme *hyperbolique*. Pour tracer cette dernière contrainte, à chaque valeur de x_s on détermine le maximum de x_d, i.e. $x_d = x_s|V_{td}/V_{ts}|^2$, le point (x_s, x_d) est alors projeté dans le plan (χ_s, χ_d).

Enfin, en reprenant les valeurs $\chi_d = 0.203 \pm 0.016 \pm 0.013$ et $f_d = 0.39$, on peut tracer les contraintes dans le plan (f_s, χ_s) (c.f. Fig. 7.3).

Nous concluons que χ_s est très proche de la valeur maximale, i.e. $0.485 \leq \chi_s \leq 0.5$, ce qui entraine $0.047 \leq f_s \leq 0.111$, qui est en accord avec la valeur prise précédemment : $f_s = 0.12 \pm 0.04$. On peut aussi, en approximant χ_s à 0.5, déduire de la seule relation $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = f_d\chi_d + f_s\chi_s$ une valeur de f_s : $f_s = (7.8 \pm 3.6)\%$. La même relation, utilisée avec la valeur moyenne de **LEP** , $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0}) = 0.1149 \pm 0.0062$, conduit à : $f_s = (7.1 \pm 2.4)\%$.

Une seconde façon d'utiliser f_s est de tenir compte de la composition d'un lot initial de quarks b, qui, à haute énergie, s'hadronisent en mésons B_d, B_u, B_s, B_c, ou en baryons contenant le quark b. Posant que les proportions $f_{B_u} = f_{B_d}$, nous écrivons la relation $f_{B_u} + f_{B_d} + f_{B_s} + f_{\Lambda_b} = 2f_{B_d} + f_{B_s} + f_{\Lambda_b} = 1$. Avec $f_d = 0.39 \pm 0.03$ et notre valeur $f_s = 0.078 \pm 0.036$, nous estimons $f_{\Lambda_b} = (14 \pm 7)\%$, tandis qu'avec la valeur $f_s = 0.071 \pm 0.024$, obtenue par la valeur moyenne de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$ au **LEP** , nous trouvons $f_{\Lambda_b} = (14.9 \pm 6.5)\%$. Nous pouvons conparer ces valeurs avec une estimation de f_{Λ_b}, obtenue en utilisant les corrélations Λ_c-lepton et Λ-lepton au **LEP** qui donnent une mesure de $f_{\Lambda_b} \cdot \mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c X l \nu) = (1.67 \pm 0.30)\%$ [67]. Suivant la méthode de **ALEPH** pour estimer $\mathrm{Br}(\Lambda_b \to \Lambda_c X l \nu)$ [68], on en déduit la valeur $f_{\Lambda_b} = (12.8 \pm 3.9)\%$ [67], en accord avec nos estimations.

[1]Cette valeur est obtenue en utilisant l'unitarité de la matrice **CKM**

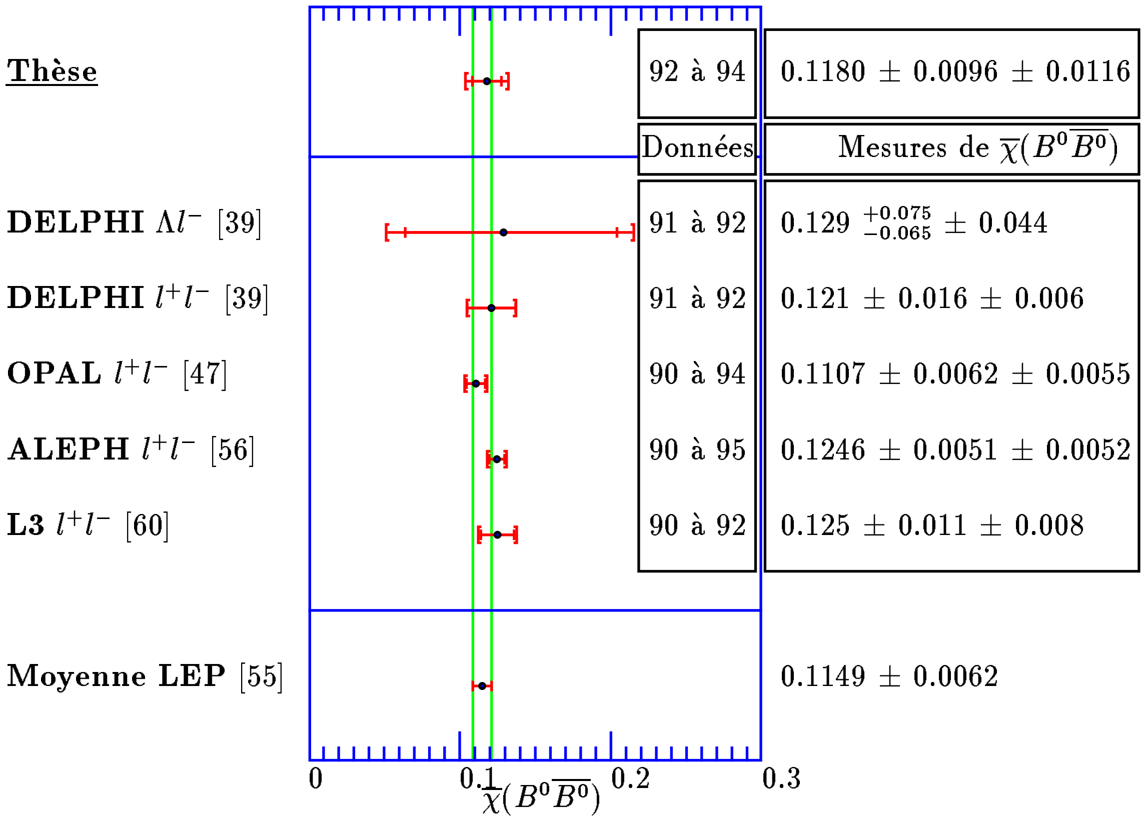

Figure 7.1 Les différentes mesures de $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$

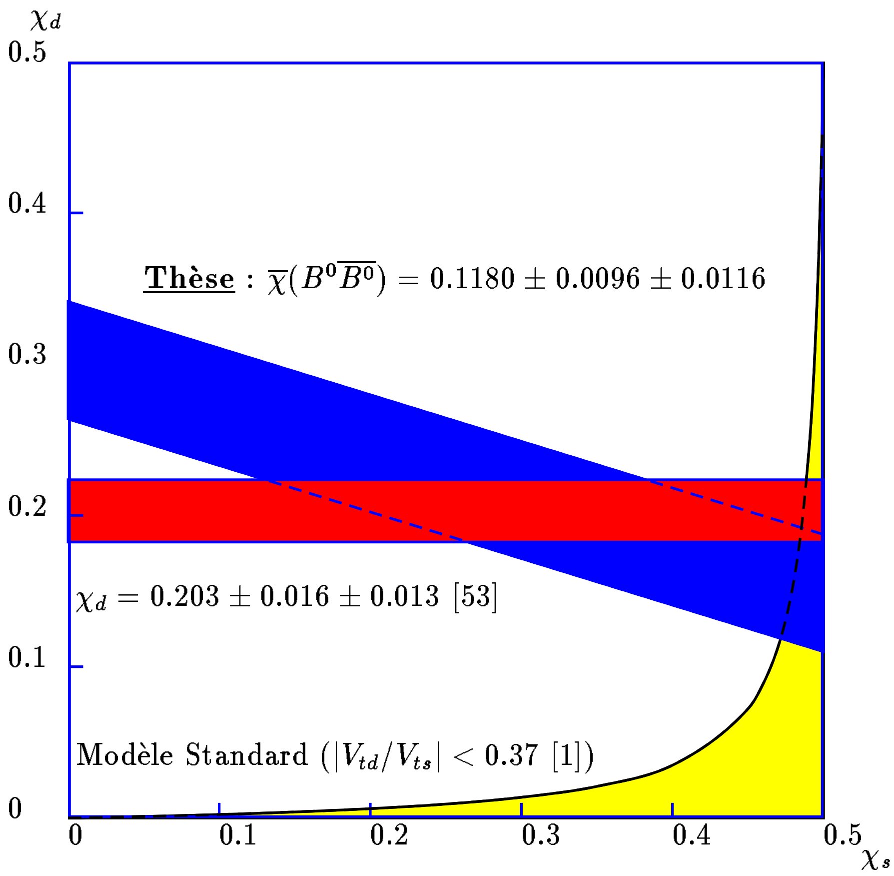

Figure 7.2 Contraintes dans le plan (χ_s, χ_d). Nous en déduisons la contrainte approximative : $0.485 \leq \chi_s \leq 0.5$.

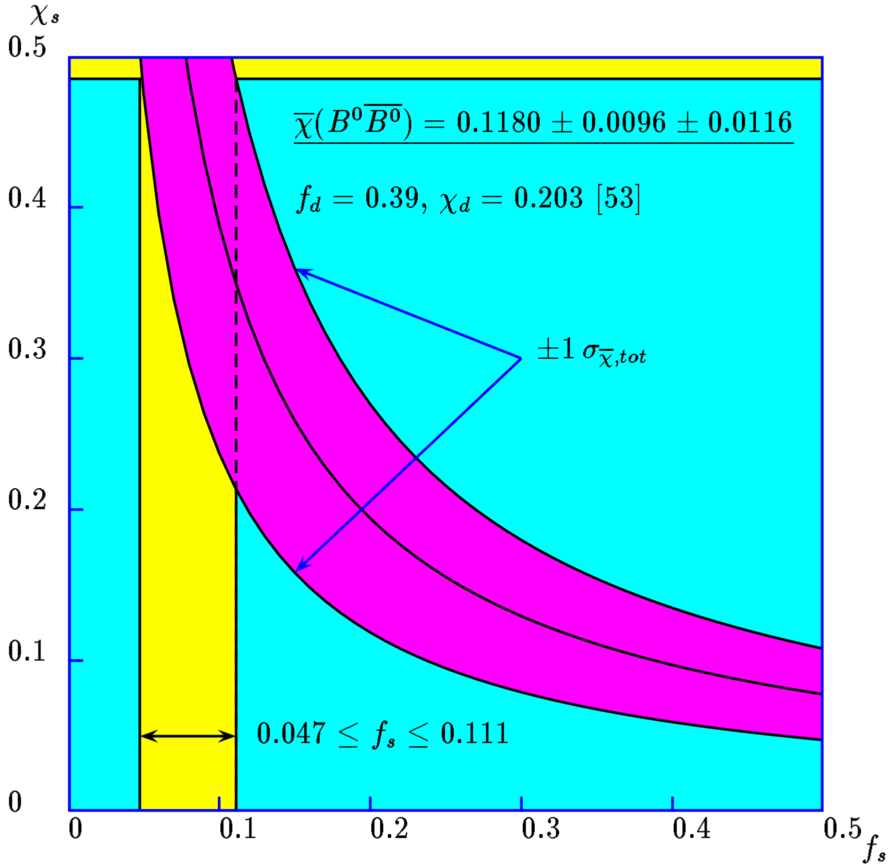

Figure 7.3 Contraintes dans le plan (f_s, χ_s). La conclusion de la figure 7.2, $0.485 \leq \chi_s \leq 0.5$, conduit ici à $0.047 \leq f_s \leq 0.111$, en ne considérant, en première approximation, que l'erreur sur $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$.

Tableau 7.1 Les différentes mesures de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ au pic du Z^0. Les résultats marqués † sont préliminaires.

Expérience	Données	$\sqrt{s}$ (GeV)	A_{FB}^{bb}	ΔA_{FB}^{bb} (stat)	ΔA_{FB}^{bb} (sys)
<u>Thèse</u>	92-94	91.23	0.1006	0.0072	0.0019
DELPHI † [50]	91-94	91.23	0.1049	0.0076	0.0031
DELPHI † (D^*) [50]	91-94	91.23	0.0713	0.0250	0.0136
DELPHI † (jet) [50]	91-94	91.23	0.0990	0.0072	0.0038
ALEPH† [56]	90-95	91.21	0.0965	0.0044	0.0026
ALEPH (jet) [57]	91-93	91.19	0.0992	0.0084	0.0038
OPAL [47]	90-94	91.24	0.0906	0.0051	0.0023
OPAL† (D^*) [58]	90-94	91.20	0.112	0.035	0.020
OPAL† (jet) [59]	91-94	91.25	0.0973	0.0067	0.0039
L3 † [64]	90-93	91.27	0.103	0.010	0.004
Moyenne† **LEP -SLD** [61]	-	91.26	0.0947	0.0027 (total)	

7.2 Les asymétries $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$

Les valeurs mesurées avec le *b-tagging* et l'*anti b-tagging* au pic du Z^0 sont (c.f. page 141), à une énergie de $\sqrt{s} = 91.23$ GeV et avec une corrélation entre $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ de 23.1% :

$$\boxed{\begin{cases} A_{FB}^{b\bar{b}} \overset{(P_{btag}=0.01)}{=} 0.1006 \pm 0.0072(\mathrm{stat}) \pm 0.0019(\mathrm{sys}) \pm 0.0042(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{c\bar{c}} \overset{(P_{btag}=0.01)}{=} 0.0775 \pm 0.0124(\mathrm{stat}) \pm 0.0160(\mathrm{sys}) \end{cases}}$$

La comparaison avec d'autres mesures est indiquée dans les tableaux 7.1 et 7.2 pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ respectivement.

7.2.1 La masse du quark *top*

Nous pouvons estimer la masse du quark *top* à partir de ces valeurs, pour les deux asymétries séparément et les deux ensemble, sachant que la corrélation entre $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ est de 23.1%. Pour cela nous utilisons le programme ZFITTER [24].

Partant des valeurs mesurées (c.f. ci-dessus), les asymétries sont calculées à $\sqrt{s} = 91.23$ GeV et une minimisation en fonction de m_t est mise en œuvre.

Les valeurs utilisées dans ZFITTER sont : $M_Z = 91.1884$ GeV/c^2 [61], $\alpha_s = 0.123$ [13], $M_H = 300$ GeV/c^2.

Tableau 7.2 Les différentes mesures de $A^{c\bar{c}}_{FB}$ au pic du Z^0. Les résultats marqués † sont préliminaires.

Expérience	Données	$\sqrt{s}$ (GeV)	$A^{c\bar{c}}_{FB}$	$\Delta A^{c\bar{c}}_{FB}$ (stat)	$\Delta A^{c\bar{c}}_{FB}$ (sys)
<u>Thèse</u>	92-94	91.23	0.0775	0.0124	0.0160
DELPHI † [50]	91-94	91.23	0.0837	0.0139	0.0118
DELPHI † (D^*) [50]	91-94	91.23	0.075	0.012	0.006
ALEPH [62]	90-91	91.26	0.091	0.020	0.019
ALEPH (*jet*) [63]	91-94	91.2	0.064	0.013	0.003
OPAL [47]	90-94	91.24	0.0600	0.0067	0.0051
OPAL† (D^*) [58]	90-94	91.20	0.068	0.014	0.007
L3 [64]	90-91	91.24	0.078	0.037	0.025
Moyenne† **LEP -SLD** [61]	-	91.26	0.0688	0.0053 (total)	

Avec la seule valeur de $A^{b\bar{b}}_{FB}$, nous déterminons :

$$m_t = [210\,^{+33}_{-38}\,(\text{stat})\,^{+9}_{-9}\,(\text{sys})\,^{+18}_{-18}\,(\text{mélange})\,^{+19}_{-24}\,(\text{Higgs})]\text{GeV/c}^2, \tag{7.2}$$

avec $A^{c\bar{c}}_{FB}$ seulement :

$$m_t = [272\,^{+58}_{-70}\,(\text{stat})\,^{+84}_{-86}\,(\text{sys})\,^{+19}_{-21}\,(\text{Higgs})]\text{GeV/c}^2, \tag{7.3}$$

et avec $A^{b\bar{b}}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$:

$$\boxed{m_t = [225\,^{+26}_{-39}\,(\text{stat})\,^{+18}_{-18.5}\,(\text{sys})\,^{+14}_{-14}\,(\text{mélange})\,^{+18}_{-23}(\text{Higgs})]\ \text{GeV/c}^2}$$

où l'incertitude associée à la masse du Higgs correspond à $60 \leq M_H[\text{GeV/c}^2] \leq 1000$.

Cette valeur est compatible, en prenant compte de notre erreur totale qui est $\Delta m_t =^{+39}_{-51}$, avec :

$$\begin{cases} m_t = (175.7 \pm 9.3)\ \text{GeV/c}^2 & (\textbf{CDF}\ [65]) \\ m_t = (170 \pm 18)\ \text{GeV/c}^2 & (\textbf{D}\emptyset\ [66]) \end{cases} \tag{7.4}$$

La figure 7.4 montre le résultat de la minimisation du χ^2 pour la masse du quark *top* dans le plan ($A^{b\bar{b}}_{FB}$,$A^{c\bar{c}}_{FB}$). Dans cette figure se trouve aussi le contour à 1σ de $A^{b\bar{b}}_{FB}$ et $A^{c\bar{c}}_{FB}$, dont l'allure caractérise la corrélation entre ces deux valeurs.

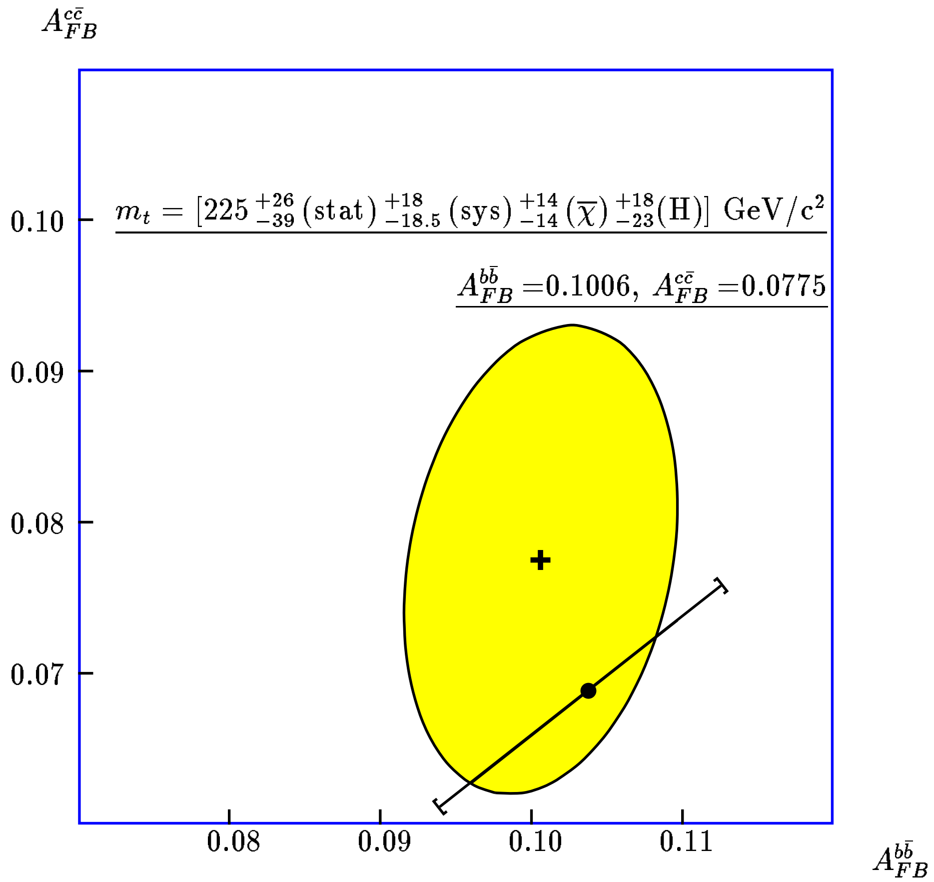

Figure 7.4 Ellipse à 1σ dans le plan ($A_{FB}^{b\bar{b}}$,$A_{FB}^{c\bar{c}}$). Le trait à l'intérieur de l'ellipse montre la variation de m_t dans ses erreurs statistiques : $\Delta m_t(stat) =^{+26}_{-39}$, et est étendu à l'extérieur de l'ellipse jusqu'à l'erreur *totale* sur m_t : $\Delta m_t(total) =^{+39}_{-51}$. Ces valeurs sont calculées en utilisant ZFITTER [24] et une masse du boson de Higgs de 300 GeV, $\alpha_s = 0.123$ et $M_Z = 91.1884$.

Tableau 7.3 Corrections appliquées sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ pour obtenir les asymétries au pôle. Les valeurs indiquées sont à appliquer selon la relation $A_{FB}^{0,q} = A_{FB}^{q\bar{q}} + \sum_i (\delta A_{FB}^{q\bar{q}})_i$. Elles ont été calculées avec ZFITTER et les paramètres $M_Z = 91.1884$ GeV/c² [61], $\alpha_s = 0.123$ [13], $M_H = 300$ GeV/c², $m_t = 175.7$ GeV/c² [65]. La contribution des boites WW et ZZ dans la dernière ligne est très faible.

Type de correction	$\delta A_{FB}^{b\bar{b}}$	$\delta A_{FB}^{c\bar{c}}$
Energie	-0.0007	-0.0019
Correction **QED**	$+0.0041$	$+0.0104$
Correction **QCD**	$+0.0031 \pm 0.0010$	$+0.0025 \pm 0.0007$
$\gamma, \gamma Z, WW, ZZ$	-0.0003	-0.0007
Total	$+0.0062 \pm 0.0010$	$+0.0103 \pm 0.0007$

7.2.2 Les asymétries au pôle

Les valeurs $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ subissent les modifications suivantes (c.f. section 2.5.3) :

- la correction pour passer de l'énergie moyenne $\sqrt{s} = 91.23$ au pôle, soit $\sqrt{s} = M_Z = 91.1884$ GeV/c² [61],
- les corrections **QED**, “faibles” et résiduelles,
- un calcul **QCD**, qui évalue les corrections aux valeurs de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ lorque la direction du *thrust* est utilisée pour déterminer la direction du quark b [54]. Au premier ordre elles s'expriment $A_{FB}^{q\bar{q}} = A_{FB}^{q\bar{q},\text{sans } QCD}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} C_q)$, avec $C_b = 0.79 \pm 0.02$ et $C_c = 0.87 \pm 0.01$. Elles valent donc $\text{Cor}_{QCD} = (1 - \frac{\alpha_s}{\pi} C_q) = 0.969$ et 0.966 pour b et c, respectivement. Ce type de correction dépend des coupures expérimentales qui modifient les proportions relatives des nombres d'événements contenant 2 et 3 *jets*, ainsi que des coupures sur l'impulsion des leptons. L'erreur sur ces corrections est alors élevé jusqu'à ± 0.010 pour b et c : $\text{Cor}_{QCD} = (1 - \frac{\alpha_s}{\pi} C_q) = 0.969 \pm 0.010$ pour le quark b, et 0.966 ± 0.010 pour le quark c [61].

Les valeurs numériques de ces corrections sont résumées dans le tableau 7.3. Elles sont appliquées de cette manière :

$$A_{FB}^{0,q} = A_{FB}^{q\bar{q}} + \sum_i (\delta A_{FB}^{q\bar{q}})_i \tag{7.5}$$

Nous concluons aux valeurs valeurs suivantes de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ au pôle :

Tableau 7.4 Couplages A_b et A_c en supposant l'universalité des couplages leptoniques, i.e. $A_e = A_l$.

LEP	$A_e = A_l = 0.1463 \pm 0.0036$
A_b	0.973 ± 0.081
A_c	0.800 ± 0.185
LEP + SLD	$A_e = A_l = 0.1502 \pm 0.0027$
A_b	0.948 ± 0.077
A_c	0.779 ± 0.185

$$\boxed{\left\{ \begin{array}{lcl} A_{FB}^{0,b} & = & 0.1068 \pm 0.0072(\mathrm{stat}) \pm 0.0019(\mathrm{sys}) \pm 0.0042(\mathrm{mélange}) \\ A_{FB}^{0,c} & = & 0.0878 \pm 0.0124(\mathrm{stat}) \pm 0.0160(\mathrm{sys}) \end{array} \right.}$$

7.2.3 Les couplages A_q

Les valeurs des asymétries au pôle s'expriment (c.f. relation 2.65, page 26) :

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \tag{7.6}$$

où:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_f = \frac{2 g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} \\ A_e = \frac{2 g_V^e g_A^e}{(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2} \end{array} \right. \tag{7.7}$$

Si l'universalité des couplages leptoniques est admise, la valeur de A_e est $A_e = A_l = 0.1463 \pm 0.0036$ au **LEP** . Les résultats combinés de **LEP** et **SLD** donnent: $A_e = A_l = 0.1502 \pm 0.0027$ [61]. Nous en déduisons les valeurs de A_b et A_c montrées dans le tableau 7.4. Pour comparaison, les valeurs prédites par le modèle standard sont $A_b = 0.9343 \pm 0.0001$ (top) $^{+0.0005}_{-0.0004}$ (Higgs) et $A_c = 0.6661 \pm 0.0011$(top) $^{+0.0029}_{-0.0023}$(Higgs) avec les valeurs $m_t = (175.7 \pm 9.3)$ GeV/c^2 [65] et $M_H = 300^{+700}_{-240}$.

Avec la valeur de $A_b = 0.948 \pm 0.077$, et posant que $g_A = 0.497$, valeur calculée avec ZFITTER [24], nous déduisons la valeur $g_V = 0.360 \pm 0.092$. Ensuite, en utilisant la relation théorique [1] :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \Gamma(Z \to b\bar{b}) & = & \frac{C G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} [g_V^2 + g_A^2] \\ C & = & 3(1 + \alpha_s/\pi + 1.409\alpha_s^2/\pi^2 - 12.77\alpha_s^3/\pi^3), \end{array} \right. \tag{7.8}$$

où G_F est la constante de Fermi, nous obtenons, avec $\alpha_s = 0.123 \pm 0.006$, $M_Z =$

Tableau 7.5 Les mesures de $A_{FB}^{0,b}$ au pôle et de R_b depuis 1995

	1995 (Bruxelles [61])	1996 (Varsovie [69])
$A_{FB}^{0,b} = \frac{3}{4}A_e A_b$	0.1002 $\pm$ 0.0028	0.0979 $\pm$ 0.0023
A_b	0.878 $\pm$ 0.026	0.867 $\pm$ 0.022
A_e [a]	0.1502 $\pm$ 0.0027	0.1500 $\pm$ 0.0025
R_b	0.2215 $\pm$ 0.0017	0.2178 $\pm$ 0.0011

[a] En supposant l'universalité des couplages leptoniques, i.e. $A_e = A_l$

(91.1884 ± 0.0022) GeV, $G_F = 1.16639\ 10^{-5}$ GeV^{-2}, une estimation de $\Gamma_Z = (388.1 \pm 67.5)$ MeV. La valeur $\Gamma(Z \to had) = \Gamma_{had} = (1745.0 \pm 3.0) MeV$ [61] nous permet alors d'estimer $R_b = \Gamma(Z \to b\bar{b})/\Gamma(Z \to had) = (22.2 \pm 3.9)\%$.

A partir des valeurs d'asymétrie au pôle du **LEPEWWG'96** [61], qui conduisent à $A_b = 0.878 \pm 0.026$, nous calculons de même $\Gamma(Z \to b\bar{b}) = (346.0 \pm 11.2)$ MeV et $R_b = (19.8 \pm 0.6)\%$.

Cette procédure, appliquée au résultat de la conférence de Varsovie **ICHEP'96** [69], $A_b = 0.867 \pm 0.022$, conduit à $\Gamma(Z \to b\bar{b}) = (341.5 \pm 8.7)$ MeV et $R_b = (19.6 \pm 0.5)\%$.

Nous rappelons que la valeur prédite par le Modèle Standard est de $(21.58 \pm 0.03)\%$, en utilisant $m_t = (175 \pm 6)$ GeV [69], soit un écart d'environ 2σ avec les deux dernières estimations de R_b (c.f. plus haut) obtenues à partir des seules valeurs de A_b, tandis que les valeurs expérimentales, montrées dans le tableau 7.5, sont plus élevées. Nous ajoutons qu'il est probable que les valeurs de R_b présentées jusqu'en 1995 (à la conférence de Bruxelles où R_b était mesuré à $(22.15 \pm 0.17)\%$, la valeur calculée étant alors de 21.55, soit un écart d'environ 3σ) auraient peut-être méritées une analyse supplémentaire, ce qui est le cas pour la valeur présentée à Varsovie. Toutefois ces présomptions n'excluent en rien la possibilité d'une *nouvelle physique* [70].

L'écart constaté entre les valeurs mesurées de R_b et celles prédites par le Modèle Standard, se retrouve généralement entre les valeurs estimées de A_b $(0.878 \pm 0.026$ pour **LEP+SLD** à **LEPEWWG'96** [61], 0.867 ± 0.022 pour **LEP+SLD** à **Varsovie** [69]) et la valeur calculée : 0.934 (i.e. environ 2σ et 3σ, respectivement).

7.2.4 Les angles de mélange et la masse du boson W

Une minimisation au pôle, semblable à celle qui à conduit à la masse du quark *top*, nous permet d'obtenir les valeurs suivantes, en utilisant $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$:

$$\boxed{\left\{\begin{array}{lllllll} \sin^2(\theta_W) & = & 0.2178 & ^{+0.0051}_{-0.0038}(\mathrm{stat}) & ^{+0.0026}_{-0.0025}(\mathrm{sys}) & ^{+0.0019}_{-0.0020}(\overline{\chi}) & ^{+0.0011}_{-0.0005}(\mathrm{Higgs}) \\ \sin^2(\theta_{eff}^{lept}) & = & 0.2303 & ^{+0.0014}_{-0.0011}(\mathrm{stat}) & ^{+0.0007}_{-0.0007}(\mathrm{sys}) & ^{+0.0005}_{-0.0006}(\overline{\chi}) & \pm 0(10^{-4})(\mathrm{Higgs}) \\ \sin^2(\theta_{eff}^{b}) & = & 0.2326 & ^{+0.0006}_{-0.0004}(\mathrm{stat}) & ^{+0.0003}_{-0.0003}(\mathrm{sys}) & ^{+0.0002}_{-0.0002}(\overline{\chi}) & ^{+0.0005}_{-0.0005}(\mathrm{Higgs}) \\ \sin^2(\theta_{eff}^{c}) & = & 0.2302 & ^{+0.0014}_{-0.0011}(\mathrm{stat}) & ^{+0.0007}_{-0.0007}(\mathrm{sys}) & ^{+0.0005}_{-0.0006}(\overline{\chi}) & \pm 0(10^{-4})(\mathrm{Higgs}) \end{array}\right.}$$

En utilisant la relation 2.53 (page 21) nous déduisons de $\sin^2(\theta_W) = 0.2178^{+0.0061}_{-0.0050}$ et $M_Z = 91.1884 \pm 0.0022$ GeV/c^2 [61] une estimation de la masse du boson vecteur W:

$$\boxed{M_W = (80.65^{+0.30}_{-0.24})(\mathrm{GeV/c^2})}$$

qui peut-être comparé avec la moyenne **LEP** + **SLD** [61] : $M_W = (80.357 \pm 0.046^{+0.017}_{-0.029})(\mathrm{GeV/c^2})$, où la masse du quark top est de $180^{+8}_{-9}\,^{+18}_{-21}$ GeV et les deux erreurs sont respectivement pour $M_H = 300$ GeV, et $60 \leq M_H[\mathrm{GeV}] \leq 1000$.

Références

[1] L'ensemble des particules et leurs caractéristiques sont regroupées dans :
L. Montanet et al., *Phys. Rev.* **D50**, 1173 (1994) and 1995 off-year partial update for the 1996 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)

[2] Les version les plus récentes des masses, modes de deśintégration des particules sont à :
R.M.Barnett et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D54** 1 (1996)

[3] Le modèle **GWS** est du aux travaux de :
S.L. Glashow, *Nucl. Physics*, **22** (1961) 579
A. Salam, *Proc of the 8th Nobel Symp.*, p. 367, Mai 1968, ed. N.Svartholm, Almqvist & Wiksell, Stockholm.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19** (1967) 1264

[4] La renormalisibilité du modèle GWS est démontrée dans :
G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.*, **B 44** (1972) 189
G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.*, **B 50** (1972) 318

[5] Les bases de la théorie de l'invariance de jauge locale furent initiées par :
C.N. Yang, R.L. Mills, *Phys. Rev.*, **96** (1954) 191-195

[6] La brisure spontanée de symétrie est attribuée aux travaux de :
P.W. Higgs, *Phys. Lett.*, **13** (1964) 508-509
P.W. Higgs, *Phys. Lett.*, **19** (1967) 1264-1266

[7] L'extension du modèle d'unification des interactions électofaibles est du aux travaux de :
S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev*, **D 2** (1970) 1285-1292

[8] Des explications plus détaillées dans :
Lambert, Symétries, Champs de jauge, Interaction électrofaibles, Notes de cours

[9] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., *Phys. Lett.*, **B 122** (1983) 103
UA1 Collaboration, G. Arnison et al., *Phys. Lett.*, **B 126** (1983) 398

[10] UA2 Collaboration, M. Banner et al., *Phys. Lett.*, **B 122** (1983) 476
UA2 Collaboration, P. Bagnaia et al., *Phys. Lett.*, **B 129** (1983) 130

[11] La théorie des quarks doivent leur nom et leur formalisme mathématique grâce aux travaux de :
M. Gell-Mann, *Phys. Lett.*, **8** (1964) 214
G. Zweig, **CERN TH-401** et **CERN TH-412** (1964)

[12] La couleur des quarks, afin de résoudre le probème de l'existence de triplets de quarks de spin paralleles fut introduite par :
O.W. Grennberg, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 598

[13] Une mesure de α_s dans :
S.Bethke, *Proceedings of the QCD'94 conference*, Montpellier, France, *Nucl. Phys.* **B** (Proc. Supp.) **39B,C** (1995) 198

[14] N Cabbibo, *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963) 531

[15] Un schéma de renormalisation possible pour exprimer les paramètres du Modèle Standard en fonction de nouveaux paramètres plus facilement mesurables :
D.A. Ross, J.C. Taylor, *Nucl. Phys.*, **B 51** (1973) 125

[16] L'angle de Weinberg, dans la renormalisation *on-shell* s'exprime naturellement en fonction de M_W et M_Z :
A. Sirling, *Phys. Rev.*, **D 22** (1980) 971

[17] Des exemples de paramétrisation de la matrice CKM sont :
M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.*, **49**, 652
L.L. Chau, W.-Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984) 1802
L. Maiani, *Phys. Lett.*, **62 B** (1976) 183
L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983) 1945

[18] Thèse sur A_{FB}, utilisant un tagging multi-variables :
K. Woschnagg, *Acta Universitatis Upsaliensis* (1994) 22-47

[19] L'ensemble des règles de Feynmann, c'est-a-dire les couplages et les propagateurs :
F. Mandl, G. Shaw, *Quantum Field Theory*, ed. John Wiley & Sons, 1984

[20] Les corrections radiatives sur $A_{FB}^{f\bar{f}}$ sont détaillées dans :
A. Djouadi, J.H. Kühn, P.N. Zerwas, *Z. Phys.* **C 46** (1990) 411
M. Böhm, W. Hollik, *Z. Physics a LEP I*, ed. G.Altarelli et al., vol. 1, p. 203, **CERN 89-08**, Genève, 1989

[21] Les corrections QED uniquement sur $A_{FB}^{f\bar{f}}$ sont détaillées dans :
F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, *Nucl. Phys.* **B 202** (1982) 63

[22] Les contributions de W et t virtuels sur les valeurs de ρ_b et κ_b sont exprimées dans :
A. Akhundov, D. Bardin, T.Riemann, *Nucl. Phys.* **B 276** (1986) 1

[23] Une estimation de Δ_{QCD}^{q} en utilisant le thrust pour la direction du quark :
B. Lampe, *A note on QCD corrections to $A_{FB}^{b\bar{b}}$ using thrust to determine the b-quark direction*, **MPI-Ph/93-74**

[24] Les corrections a l'asymétrie QED,QCD sont calculées avec :
D. Bardin et al., *Z. Phys.*, **C 44** (1989) 493
D. Bardin et al., *ZFITTER - An analytical program for fermion pair production in e^+e^- annihilation*, **CERN-TH 6443/92**

[25] La théorie des cordes est due aux travaux de :
X. Artru, G. Mennessier, *Nucl. Phys.*, **B 70** (1974) 93

[26] Un exemple d'utilisation du modèle des cordes se trouve dans le *générateur* JETSET, mis au point par le groupe de LUND :
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.*, **39** (1986) 346
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.*, **43** (1987) 367

[27] La fonction de fragmentation dite de *Lund symétrique* :
B. Andersson et al., *Z. Phys.*, **C 20** (1983) 317

[28] La fonction de fragmentation dite de *Peterson*, pour les quarks b et c est préférée à [27] :
C. Peterson et al. *Phys. Rev*, **D 27** (1983) 105

[29] Une mesure de $< x_E >_b$ en utilisant les mésons B :
V. Gibson, *XXVII International Conference on High-Energy Physics, Parallel Session Pa-2*, Glasgow, UK, 20-27 Juin 1994

[30] Une mesure de $< x_E >_c$ en utilisant les mésons D^* :
DELPHI Collaboration, D.Bloch et al., *DELPHI 95-101 PHYS 536* (1995)

[31] L'évidence de la structure en jet et la définition des variables telles que le thrust et la sphéricité sont résumées dans :
G. Hanson et al. *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1609

[32] L'algorithme JADE de reconstruction en jets d'un évènement, qui est utilisé en parallèle avec [26] :
JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Z Phys.*, **C 33** (1986) 23

[33] Une thèse qui traite la comparaison des deux algorithmes JADE et LUCLUS, concluant sur une différence minime sur la mesure de A_{FB} :
E. Lieb, *Messung der ladungasymmetrie von b-quarks auf der Z^0-Resonanz*, BUGH Wuppertal, Novembre 1992, **WUP-DIS 92-15**

[34] Le modèle ISGW de désintégration semileptonique des mésons :
N. Isgur et al., *Phys. Rev.*, **D 39** (1989) 799

[35] Le modèle ACCMM de désintégration semileptonique des mésons :
G. Altarelli et al., *Nucl. Phys.*, **B 208** (1982) 365

[36] Une mesure de $B \to D^{**} l \nu$ qui remet en cause la prédiction de 11% du modèle IGSW, en mesurant le taux de production à 32% :
CLEO Collaboration, S. Henderson et al., *Phys. Rev*, **D 45** (1992) 2212

[37] Mise en évidence du mixing $B^0\overline{B}^0$ par la collaboration ARGUS, à DESY :
ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.*, **B 192** (1987) 245
Et par l'expérience UA1 :
UA1 Collaboration, C. Albajar et al., *Phys. Lett.*, **B 186** (1987) 247

[38] Une explication détaillée du mélange $B^0\overline{B}^0$:
Paula J. Franzini, *Phys. Reports*, **173** (1989) 1

[39] La valeur du mixing χ mesurée dans **DELPHI** :
DELPHI Collaboration, *measurement of the $B^0 - \overline{B^0}$ mixing parameter in DELPHI*, **CERN-PPE/94-67** (1994)

[40] Les principaux éléments présents dans le détecteur **DELPHI** sont décrits dans :

P.Aarnio et al. (**DELPHI** Collaboration), *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 303** (1991) 233

[41] Les performances du détecteur, de même qu'une présentation de ses éléments, sont dans :
P.Abreu et al., *Performance of the **DELPHI** detector* (**DELPHI** Collaboration), **CERN-PPE/95-194**

[42] Une introduction au détecteur **DELPHI** , ainsi que des mesures de rapports de branchements :
P.Vincent, Thèse sur la *mesure des rapports d'embranchements semi-leptoniques et de la contribution baryonique dans les désintégrations du quark b*, **LYCEN T 9416** (29 avril 1994 - IPN Lyon)

[43] Le fonctionnement de la **HPC** est résumé dans :
A.Algeri et al., *Performance of the **HPC** Calorimeter in **DELPHI*** , **CERN-PPE/95-04** (1995)

[44] L'algorithme d'identification des muons ainsi que ses performances sont dans :
G.R.Wilkinson, P.Collins, *MUCFIX - Refining the Muon Chamber Information on the DST*, **DELPHI 93-13/PHYS 262** (1993)
F.Stichelbaut, G.R.Wilkinson, *Performance of muon identification in DELPHI for the 93 and 94 data*, **DELPHI 95-140/PHYS 565** (1995)

[45] Une étude de la mauvaise identification des pions en muons de type *standard* :
J.-D.Durand, *Study of standard muon tag in a pion sample*, **DELPHI 95-65/PHYS 500** (1995)

[46] P.Abreu et al., *A study of the decays ot tau leptons produced on the Z resonance at **LEP*** , *Z.Phys.C*, **Part. and Fields 55, 555-567** (1992)

[47] Une analyse très proche de la notre, où $\overline{\chi}(B^0\overline{B^0})$, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $A_{FB}^{c\bar{c}}$ sont mesurés avec une méthode de vraisemblance maximum sur ces trois paramètres :
Measurement of Heavy Quark Forward-Backward Asymmetries and Average B Mixing Using Leptons in Multihadronic Events, **OPAL** Collaboration, **CERN-PPE/95-179** (1995)

[48] M.Swartz, *High Energy tests of the electroweak Standard Model*, *Proceedings of the XVI International Symposium on Lepton-Photon Interaction, Cornell, Ithaca*, (1993)

[49] Les rapports de branchements et les paramètres de fragmentation sont tirés de :
ALEPH Collaboration, D.Buskulic et al., *Z Phys.*, **C 62** (1994) 179
W.Venus, *b Weak Interaction Physics in High Energy Experiments*, *Proceedings of the XVI International Symposium on Lepton-Photon Interaction, Cornell, Ithaca*, (1993)
DELPHI Collaboration, P.Abreu et al, Determination of the $\Gamma_{b\bar{b}}$ and $BR(b \to l)$ using semi-leptonic decays, Contribution to the *29th rencontres de Moriond*, Meribel, France, Mars 1994
OPAL Collaboration, R.Akers et al., *Z Phys.*, **C 58** (1993) 523

[50] *Measurement of the Forward-Backward Asymmetries of* $e^+e^- \to Z \to b\bar{b}$ *and* $e^+e^- \to Z \to c\bar{c}$, **DELPHI** Collaboration, **DELPHI 95-87 PHYS 522**, EPS-HEP 95 Bruxelles Conference, 27 Juillet - 2 Aôut 1995

[51] Une introduction à l'algorithme du b-tagging se trouve à :
D.Brown, M.Franck, Tagging B Hadrons Using Track Impact Parameters, **ALEPH** Note **92-135**
L'utilisation dans **DELPHI** à conduit aux articles :
Introduction to b-Tagging
(http://delwww.cern.ch:8010/physics/btagging/www/btag_int.html),
B Confidence tagging
(http://hepwww.rl.ac.uk/Delphi/Murray/btag/btag.html)
G.V.Borisov, *Lifetime Tag of events* $Z^0 \to b\bar{b}$ *with the **DELPHI** detector. AABTAG program*, **DELPHI 94-125 PROG 208**, 11 Aout 1994

[52] La position du vertex primaire est déterminée en minimisant un fit en χ^2 similaire a :
D.Brown *QFNDIP, a primary vertex finder*, **ALEPH** Note **92-47**

[53] R.Forty, *CP violation and* $B - B$ *mixing*, **CERN-PPE/94-154**

[54] Les corrections sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ quand la direction du *thrust* est utilisée pour évaluer la direction du quark b est décrite dans :

A.Djouadi, B.Lampe, P.M.Zerwas, *A note on the QCD corrections to forward-backward asymmetries of heavy-quark jets in Z decays*, *Z.Phys*, **C 67** (1995) 123-127

[55] Les valeurs moyennes au **LEP** ainsi que la plupart des mesures des différentes collaborations :
*Combined **LEP** and **SLD** Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1995 Conferences*, **LEPHF/95-02, ALEPH Note 95-091 PHYSIC 95-084, DELPHI 95-115 PHYS 550, L3 Note 1813, OPAL Tech. Note TN313, SLD Physics Note 39**

[56] *Measurement of the b forward-backward asymmetry and mixing using high-$p_\perp$ leptons*, **ALEPH** Collaboration, **CERN-PPE/96-72**

[57] D.Buskulic et al., **ALEPH** Collaboration, *Phys. Lett.* **B335** (1994) 99

[58] *A Measurement of the Charm and Bottom Forward-Backward Asymmetry using D mesons with the OPAL Detector at LEP*, Contribution à la conférence de Bruxelles EPS-HEP-95, **OPAL** Collaboration, **eps0290** Physics Note PN183

[59] R.Akers et al., **OPAL** Collaboration, *Z Phys.* **C67** (1995) 365

[60] *Measurement of the $B^0 - \overline{B^0}$ Mixing Parameter and the $Z \to b\bar{b}$ Forward-Backward Asymmetry*, **L3** Collaboration, **CERN-PPE/94-89**

[61] *A Combination of Preliminary **LEP** and **SLD** Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, **LEPEWWG/96-01, ALEPH 96-043 PHYSIC 96-039, DELPHI 96-36 PHYS 609, L3 Note 1927, OPAL Technical Note TN 360, SLD Physics Note 47** (Mars 1996)

[62] *Heavy Flavour Contribution for Summer 1994 Conferences*, **ALEPH 94-123 PHYSIC 94-107**

[63] *The Forward-Backward Asymmetry for Charm Quarks at the Z pole : an update*, **ALEPH** Collaboration, Contribution à la conférence de Bruxelles EPS-HEP-95, **eps0634**

[64] *L3 Results on $A_{FB}^{b\bar{b}}$, $A_{FB}^{c\bar{c}}$ and χ for the Glasgow Conference*, **L3 Note 1624**

[65] La mesure de la masse du quark *top* par **CDF** :
A.Caner, **CDF** Collaboration, présentation à *Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste*, La Thuile, Mars 1996

[66] La mesure de la masse du quark *top* par **D∅** :
M.Narain, **D∅** Collaboration, présentation à *Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste*, La Thuile, Mars 1996

[67] Sau Lan Wu, *Recent Rresults on B Meson Oscillations*, **WISC-EX-96-343**, *Invited talk at the XVII International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Beijing, Chine, Aout 1995*

[68] D.Buskulic et al., **ALEPH** Collaboration, *A Measurement of* $|V_{cb}|$ *from* $\overline{B^0} \rightarrow D^{*+} l^- \overline{\nu_l}$, **CERN-PPE/95-94**, 1995

[69] A.Blondel, *Experimental Status Of Electroweak Interactions*, **ICHEP 1996**, *Invited talk at the ICHEP'96 (Warsaw) International Conference*

[70] G.Altarelli, *Experimental tests of the Standard Model and hints of new physics*, **CERN-TH/96-137**, présentation aux *Rencontres de la Vallée D'Aoste, La Thuile*, Mars 1996