



HAL
open science

Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard

Elsa Merle

► **To cite this version:**

Elsa Merle. Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 1999. Français. NNT : . tel-00001205

HAL Id: tel-00001205

<https://theses.hal.science/tel-00001205>

Submitted on 11 Mar 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Laboratoire d'Annecy-le-vieux
de Physique des Particules

Thèse

présentée à

L'université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

Spécialité: Sciences Physiques (Physique des particules)

par

Elsa MERLE

Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard

Soutenue le 22 avril 1999 devant la commission d'examen:

Président: D. DECAMP
Rapporteurs: B. ILLE
W.D. SCHLATTER
Examineurs: M.C. COUSINOU
M.N. MINARD (Directeur de thèse)
Z. WĄS

Abstract

During the second phase of LEP, e^+e^- collisions were recorded at center-of mass energies ranging between 130 GeV and 189 GeV. The complete statistics accumulated at these points allows us to perform precise tests of the Standard Model structure, beyond the Z-mass. It also provides a large scope for direct and indirect searches of new physics phenomena.

The present work is based on the selection of $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ events taken with the Aleph detector from 1995 to 1998, for an integrated luminosity of 500 pb^{-1} . In a first part we present the selection of dimuon, di-tau, di-electron events that have been developed for this study. The hadronic selection used in Aleph is also detailed in a devoted part. In each case, the estimation of systematic uncertainties is described. They are on the same level of accuracy than the statistical errors, found to range between 0.6% (di-electron) and 3.5% (dimuon).

From these selections we derive the di-fermionic cross-sections as well as the asymmetries computed for the di-lepton channels. Measurements are found to be in reasonable agreement with the Standard Model expectations.

Cross-sections and asymmetries are sensitive to the presence of possible new physics. In particular, any deviations may be interpreted either as the presence of new interactions via contact-terms, or as the presence of extra particles interacting with matter. On contrary, if no significant deviation is actually seen in our data, we then can set lower bounds to the scale of new physics, or to the mass of such extra-particles.

In this document we use the context of the 4-fermion contact interactions to set limits on the energy scale of new physics. Such limits are found to range between 7 and 15 GeV depending on the modelisation used. We also put lower limits on the mass of leptoquarks, $590 \text{ GeV}/c^2$ for vector leptoquarks and $710 \text{ GeV}/c^2$ for scalar leptoquarks. Eventually, we also present the limits derived in the context of R-parity violated supersymmetry, putting constraint on the s-neutrino mass. Our study excludes such particles below a few hundred GeV/c^2 mass for high values of their Yukawa couplings assumptions.

Keywords: Difermions, cross sections, asymmetries, 4-fermion contact interactions, sneutrinos, leptoquarks, LEP2, ALEPH.

*A Denise, Jean-Jacques,
et G eraldine*

Un grand merci

Je remercie tout d'abord chaleureusement Marie-Noelle Minard sans qui cette thèse n'aurait jamais vu le jour. Je lui suis reconnaissante d'avoir guidé mon travail tout au long de ces années, de m'avoir appris à comprendre et à dompter mon sujet. Merci pour ses conseils, son soutien et son aide, et sa grande disponibilité, même les soirs et les week-end.

Mes sincères remerciements vont à monsieur Daniel Decamp qui a accepté de présider mon jury. Je tiens aussi à exprimer toute ma reconnaissance à messieurs Bernard Ille et Dieter Schlatter pour avoir pris le temps d'être les rapporteurs de ce travail. Madame Marie-Claude Cousinou et monsieur Zbigniew Wąs ont accepté de faire partie de mon jury : qu'ils en soient ici vivement remerciés.

Je remercie aussi Monsieur Michel Yvert de m'avoir accueillie au sein du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.

Merci aux membres du groupe ALEPH Lapp où j'ai passé ces trois années enrichissantes, particulièrement à Philippe qui le dirige, à Franck et à Benjamin, à Corinne qui a accepté de relire mon travail, à Denise et Stéphane pour leur aide, et à Bolek pour toute la chance qu'il m'a souhaitée! Un merci particulier à Robert Barate qui m'a aidée dès la fin de ma maîtrise à entrer dans ce monde de physique des particules, ainsi qu'à Patrice Siegrist qui m'a initiée pour la première fois aux mystères d'un détecteur.

Je remercie tout le groupe BEW d'ALEPH pour les suggestions et les discussions intéressantes de ces trois ans, ainsi que tous les membres de la collaboration ALEPH rencontrés au CERN et qui se sont intéressés à mon travail.

Nathalie, Xavier et Garance m'ont soutenue par leur amitié : merci !

Je tiens à remercier également les membres des services informatique et administratif du LAPP, dont l'aide m'a été précieuse en de nombreuses occasions.

Un grand merci du fond du coeur à ma famille toujours présente, au "nid merle" où j'ai passé de merveilleux et indispensables week-end. Enfin je remercie Arnaud pour son soutien, son aide et sa relecture de ma thèse, et pour son attention de chaque jour.

Introduction

Le pouvoir prédictif du secteur électro-faible du Modèle Standard a été abondamment testé avec succès ces trente dernières années ; cela a conduit à la découverte des bosons chargés W et neutre Z par les expériences UA1 et UA2, à des contraintes précises par les expériences de diffusion de neutrinos et les collisionneurs e^+e^- de basse énergie, à la découverte du quark top à Tevatron. Au collisionneur LEP qui a fonctionné de 1989 à 1995 autour de $\sqrt{s} = 91$ GeV, énergie de résonance à laquelle est produit le boson Z , la haute statistique accumulée a permis une détermination précise des caractéristiques du Z (couplages leptoniques, masse du Z mesurée avec la même précision que G_μ) et un test précis du Modèle Standard à cette énergie (nombre de neutrinos légers, spectroscopie du B). Jusque là, aucune trace de déviations au Modèle Standard n'a été décelée.

Dès la fin de l'année 1995, la machine LEP est passée à une deuxième phase LEP2 et a produit des collisions à une énergie dans le centre de masse de 130-136 GeV, jusqu'à 189 GeV en 1998. Il est prévu une montée en énergie jusqu'à 200 GeV peut-être en 1999. Si l'étude des bosons chargés W^+/W^- , produits dans le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dès $\sqrt{s} = 161$ GeV, ainsi que la recherche directe de nouvelles particules prédites par des modèles étendus (Higgs, Susy) sont des motivations importantes de la montée en énergie du LEP, celle-ci permet également de tester le Modèle Standard à des énergies non encore explorées à ce jour. Des mesures de précision basées sur l'étude des productions de paires de fermions $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ permettent l'établissement de contraintes indirectes sur les modélisations standard et non-standard. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail.

Le sujet de ce mémoire a été l'étude des processus $e^+e^- \rightarrow Z^*, \gamma \rightarrow f\bar{f}$ à LEP2, pour des énergies dans le centre de masse allant de 130 à 189 GeV et une luminosité intégrée totale de 250 pb^{-1} , dans un cadre standard et non-standard.

La première partie traite du Modèle Standard et des observables utilisées par la suite pour mesurer les productions de paires de fermions dans l'annihilation e^+e^- à haute énergie (chapitre 1), ainsi que des processus à quatre fermions (chapitre 2) qui constituent des fonds aux signaux étudiés.

Les conditions expérimentales dans lesquelles cette analyse est menée sont ensuite décrites dans une deuxième partie : l'anneau de collision LEP et le détecteur ALEPH (chapitre 3), et des outils d'analyse (chapitre 4) comme les capacités d'identification de particules d'ALEPH et la production d'événements simulés servant à estimer les efficacités et les fonds des sélections.

La troisième partie est développée autour de trois axes principaux: la mise au point de sélections des paires de fermions, la détermination précise des sections efficaces et asymétries correspondantes et la comparaison des résultats aux prédictions du Modèle Standard.

Les chapitres 6 à 8 exposent les sélections des trois canaux de désintégrations dileptoniques, la production de paires de muons, de taus et d'électrons. Le chapitre 9 présente la production de paires de quarks et de quarks beaux à LEP2.

L'accumulation de données permet d'atteindre une erreur statistique sur les résultats de l'ordre de 3 % sur les sections efficaces et de 2 % sur les asymétries leptoniques. L'étude des erreurs systématiques entâchant ces sélections est à présent capitale pour l'obtention de résultats précis, utilisables par suite pour poser des contraintes fines au Modèle Standard.

Dans le chapitre 10, l'interprétation dans le cadre standard des résultats est réalisée en comparant les mesures de sections efficaces et d'asymétries aux prédictions du Modèle Standard.

Ces sections efficaces et asymétries peuvent aussi être sensibles à l'interférence avec de nouveaux canaux, par exemple à l'existence de nouvelle physique intervenant à des énergies supérieures à celles étudiées. Dans la dernière partie de ce travail, des limites indirectes sur ces phénomènes au-delà du Modèle Standard sont ainsi obtenues, en testant de possibles déviations des mesures difermioniques avec les prédictions, dans le cadre des termes de contact à quatre fermions (chapitre 11), ou de l'échange de nouvelles particules comme des leptiquarks (chapitre 12) et des sneutrinos avec violation de la R-parité (chapitre 13).

Enfin en conclusion, la prospective pour les résultats à la fin de LEP2 sur la sensibilité des mesures et les limites attendues sur de nouveaux phénomènes est donnée, après un bilan des résultats obtenus.

Table des matières

I	Le cadre théorique	1
1	Etude des processus à deux fermions à LEP2	3
1.1	Structure du Modèle Standard	3
1.2	Les interactions électrofaibles : le modèle GWS	5
1.2.1	Le Modèle Standard massif	5
1.2.2	Couplages des fermions aux champs de jauge	8
1.3	Observables à LEP2	10
1.3.1	Amplitudes et sections efficaces dans la voie s	10
1.3.2	Distribution angulaire	12
1.4	Corrections radiatives	13
1.4.1	Les corrections non-photoniques	14
1.4.2	Les corrections photoniques	16
1.5	Les mesures des processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ avant LEP2	21
1.5.1	Les mesures effectuées à $\sqrt{s} \ll M_Z$	21
1.5.2	Les mesures au pic du Z: LEP et SLC	22
2	Les processus à 4-fermions	25
2.1	Les processus $\gamma\gamma$	25
2.2	La production de paires de W	28
2.3	La production de bosons Z seuls ou en paire: processus Zee et ZZ^*	30
II	Situation expérimentale	35
3	Le dispositif de prises de données	37
3.1	L'accélérateur LEP	37
3.1.1	L'énergie du LEP	37
3.1.2	La luminosité du LEP	40

3.2	Le détecteur ALEPH	41
3.2.1	Détecteurs de particules chargées	42
3.2.2	La mesure de l'énergie	47
3.2.3	Les chambres à muons	49
3.2.4	Mesure de la luminosité	49
3.2.5	Déclenchement et acquisition	50
3.2.6	Acquisition de données	51
4	Outils d'analyse	53
4.1	Reconstruction des événements	53
4.1.1	Principe de reconstruction des traces chargées	53
4.1.2	Correction des distortions selon θ et φ de l'impulsion des données	55
4.1.3	Algorithme de reconstruction de jets: QJMMCL	59
4.2	Algorithme de flux d'énergie	60
4.3	Identification des électrons	61
4.3.1	Estimateurs R_I , R_T et R_L	61
4.3.2	Corrections des estimateurs	64
4.4	Identification des photons et reconstruction des π^0	65
4.4.1	Identification des photons	65
4.4.2	Reconstruction des pions neutres π^0	66
4.5	Production d'événements simulés dans Aleph	66
III	Analyse des événements di-fermioniques à LEP2	73
5	La mesure des sections efficaces et des asymétries des paires de fermions: introduction	75
5.1	Définition de l'échelle d'énergie	75
5.2	Le calcul de l'asymétrie	77
5.2.1	Définition du $\cos\theta^*$	78
5.2.2	Méthode de calcul	78
5.3	Présélections et luminosité	79
5.3.1	Luminosité des données	79
5.3.2	Présélection des traces chargées	80
5.3.3	Acceptance des sélections	80

6	Les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	83
6.1	Sélection et efficacité de détection des muons	83
6.1.1	Identification des candidats muons	83
6.1.2	Efficacité d'identification des muons	84
6.1.3	Détermination de ε_μ à partir des événements au pic du Z	87
6.2	Sélection des événements $\mu^+\mu^-$	89
6.3	Acceptance de la sélection et efficacité	90
6.3.1	Calcul de l'efficacité à partir de Monte-Carlo	90
6.3.2	Acceptance de la sélection et efficacité	91
6.3.3	Erreurs systématiques sur l'efficacité	93
6.4	Estimation des fonds	94
6.4.1	Les rayons cosmiques et les collisions faisceaux-gaz	96
6.4.2	Les processus $\gamma\gamma$	97
6.4.3	Les fonds $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, WW, ZZ et Zee	99
6.4.4	Les événements dimuons radiatifs	99
6.5	Résultats et incertitudes systématiques	101
6.5.1	Sections efficaces	101
6.5.2	Mesure des asymétries	101
6.5.3	Conclusion	109
7	Les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	111
7.1	La sélection des $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	111
7.1.1	La sélection des jets de taus	111
7.1.2	La sélection des ditaus	112
7.2	Efficacité de la sélection des paires de taus	120
7.2.1	Efficacité de sélection pour chaque canal de désintégration de tau	120
7.2.2	Efficacité de sélection des événements $\tau^+\tau^-$	122
7.3	Estimation des fonds	123
7.3.1	Les processus $\gamma\gamma$	124
7.3.2	Les fonds $f\bar{f}$, WW, et Zee	127
7.3.3	Les événements ditaus radiatifs	128
7.4	Résultats et incertitudes systématiques	129
7.4.1	Sections efficaces	129
7.4.2	Mesure des asymétries	131
7.4.3	Conclusion	137

8	La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	139
8.1	Critères de sélection	139
8.2	Efficacité de la sélection des di-électrons	143
8.3	Estimation des fonds	145
8.3.1	Les événements di-électrons radiatifs	145
8.3.2	Les fonds $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et WW	148
8.4	Résultats et incertitudes systématiques	148
8.4.1	Sections efficaces	148
8.4.2	Sections efficaces différentielles	152
8.4.3	Conclusion	152
9	Présentation des désintégrations hadroniques	157
9.1	Etude des événements $e^+e^- \rightarrow$ hadrons	157
9.1.1	Critères de sélection	157
9.1.2	Efficacité de la sélection et erreurs systématiques	159
9.1.3	Estimation des fonds	162
9.1.4	Sections efficaces	163
9.2	Mesure de la fraction de production de $b\bar{b}$: R_b	165
9.2.1	Critères de sélection	165
9.2.2	Efficacité et contamination de la sélection	165
9.2.3	Evaluation de l'erreur systématique et résultats	165
9.3	Détermination de A_{FB}^q avec la charge des jets	166
9.4	Conclusion	170
10	Comparaisons aux prédictions du Modèle Standard	171
10.1	Bilans des mesures di-fermioniques	171
10.2	Erreur théorique: interférence entre ISR et FSR	176
IV	Déviations aux sections efficaces attendues: interprétations en termes de nouvelle physique	181
11	Termes de contact à quatre fermions	185
11.1	Phénoménologie	185
11.1.1	Les fermions composites	185
11.1.2	Les termes de contact à quatre fermions	186

11.2	Limites sur les échelles d'énergie Λ dans ALEPH	189
11.3	Autres limites actuelles sur Λ	195
12	Les leptoquarks	201
12.1	Classification des leptoquarks	201
12.2	Recherche indirecte de leptoquarks dans Aleph	202
12.2.1	Echange de leptoquarks à LEP	202
12.2.2	Limites indirectes sur les masses des leptoquarks	208
12.3	Autres limites actuelles	209
13	Sneutrinos avec violation de la R-parité	211
13.1	Phénoménologie	211
13.1.1	Le Modèle SuperSymétrique Minimal ou MSSM	211
13.1.2	Les sneutrinos	212
13.2	Recherche indirecte de sneutrinos dans ALEPH	212
13.2.1	Echange de sneutrinos à LEP2	212
13.2.2	Limites sur les sneutrinos	215
13.3	Autres limites sur les sneutrinos	222
14	Bosons Z' et autres couplages	223
14.1	Différents modèles de bosons additionnels	224
14.1.1	Dans le cadre de grande unification	224
14.1.2	Dans le cadre standard	225
14.2	Limites actuelles sur les bosons Z'	225
A	Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	235
B	Corrections aux estimateurs	237

Partie I

Le cadre théorique

Chapitre 1

Etude des processus à deux fermions à LEP2

1.1 Structure du Modèle Standard

Le modèle de Fermi décrivant les interactions faibles dans les années 50 ne comprenait que des courants chargés. En tant que théorie quantique des champs, il posait des problèmes car il n'était pas renormalisable. De plus, la mise au point d'une théorie de jauge des interactions faibles sur le modèle de QED n'était possible que pour des bosons vecteurs de masse nulle (théories de Yang-Mills), ce qui semblait contradictoire avec la courte portée de l'interaction. En 1967-1968, Glashow, Weinberg et Salam (GWS) construisent indépendamment un modèle qui permet d'unifier les théories électromagnétique et faible. Ce modèle des interactions électro-faibles est basé sur une symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$. $SU(2)_L$ est le groupe de l'isospin et $U(1)_Y$ celui de l'hypercharge Y .

Dans le modèle GWS, les fermions sont groupés en doublets de $SU(2)_L$ de fermions gauches (left-handed) et en singlets de fermions droits (right-handed). Les singlets de fermions droits sont des représentations triviales de $SU(2)_L$ avec $I_{3f} = 0$ et les neutrinos ne possèdent pas de composante droite. Quatre bosons apparaissent comme vecteurs des interactions électro-faibles: le photon γ , ainsi que les bosons massifs W^\pm (courants chargés) et Z^0 (courant neutre).

Le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique, basé sur la symétrie de jauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ est une généralisation du modèle GWS qui tient également compte des interactions des quarks. La symétrie de jauge $SU(3)_C$ du modèle de la Chromodynamique Quantique (QCD) décrit l'interaction de couleur des quarks et des gluons, les bosons vecteurs de la force forte. Les interactions forte et électro-faible ne sont cependant pas unifiées.

Les constituants du Modèle Standard sont donc :

- **les champs de matières, fermions de spin 1/2 répartis en trois générations.**

Cela comprend :

- les leptons

Doublets d'isospin et singlets de couleur (L_L^i , $i=1,2,3$) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{2}} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{2}} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{2}}$$

Singlets d'isospin et singlets de couleur (l_R^i , $i=1,2,3$) :

$$\begin{pmatrix} e_R \end{pmatrix}_{Y=-1} \quad \begin{pmatrix} \mu_R \end{pmatrix}_{Y=-1} \quad \begin{pmatrix} \tau_R \end{pmatrix}_{Y=-1}$$

- les quarks

Doublets d'isospin et triplets de couleur (Q_L^i , $i=1,2,3$) :

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}_{Y=\frac{1}{6}} \quad \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}_{Y=\frac{1}{6}} \quad \begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}_{Y=\frac{1}{6}}$$

Singlets d'isospin et triplets de couleur (u_R^i et d_R^i , $i=1,2,3$) :

$$\begin{pmatrix} u_R \end{pmatrix}_{Y=\frac{2}{3}} \quad \begin{pmatrix} c_R \end{pmatrix}_{Y=\frac{2}{3}} \quad \begin{pmatrix} t_R \end{pmatrix}_{Y=\frac{2}{3}}$$

$$\begin{pmatrix} d'_R \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{3}} \quad \begin{pmatrix} s'_R \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{3}} \quad \begin{pmatrix} b'_R \end{pmatrix}_{Y=-\frac{1}{3}}$$

d' , s' et b' sont des combinaisons linéaires des états propres de masse d , s et b . La matrice unitaire permettant de passer de la base $\{d,s,b\}$ à la base $\{d',s',b'\}$ est la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui peut être paramétrisée en fonction de trois angles et d'une phase.

Le nombre de générations n'est pas imposé par la théorie mais le nombre de neutrinos légers a été déterminé à partir des mesures électro-faibles effectuées à LEP1 [2].

- **les champs de jauge médiateurs des interactions.**

- le photon γ vecteur de l'interaction électromagnétique ;
- les bosons W^\pm et Z^0 vecteurs de l'interaction faible ;
- les huit gluons g_{xy} vecteurs de l'interaction forte.

- les champs de Higgs, responsables de la masse des bosons et des fermions.

1.2 Les interactions électrofaibles : le modèle GWS

1.2.1 Le Modèle Standard massif

Le lagrangien effectif L_{EF} du secteur électro-faible du Modèle Standard, invariant sous les transformations de jauge locales $SU(2)_L \times U(1)_Y$, est composé d'une part de jauge, de fermions, et du couplage du Higgs aux bosons et aux fermions :

$$L_{EF} = L_G + L_F + L_{Higgs} + L_{Yukawa}$$

- Le terme de Yang-Mills L_G contient les termes cinétiques des champs de jauge, ainsi que les termes d'interaction entre les champs de jauge, responsables des couplages à plusieurs bosons. $SU(2) \times U(1)$ est un groupe non-abélien généré par les opérateurs d'isospin I_1, I_2, I_3 , et l'hypercharge Y . Un triplet de champs $W_\mu^{1,2,3}$ est associé aux charges $I_{1,2,3}$ et le champ B_μ à l'hypercharge. Les champs associés aux bosons de jauge électrofaibles γ, Z et W^\pm sont des combinaisons linéaires des champs W_μ^i et B_μ , présentées dans la partie Higgs du Lagrangien.
- La partie L_F du lagrangien décrit la cinématique et le couplage des fermions aux champs de jauge. Soit D_μ la dérivée covariante :

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

où le triplet des matrices de Pauli $\vec{\tau}$ et Y sont respectivement les générateurs, et g et g' les constantes de couplages, des transformations $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Avec γ^μ les matrices de Dirac, le lagrangien des fermions s'écrit alors :

$$L_F = \sum_\psi \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi$$

La somme s'effectue sur tous les doublets et singulets de $SU(2)_L$ ($\psi = L_L^i, l_R^i, Q_L^i, u_R^i, d_R^i$) présentés en fin de paragraphe précédent.

Pour le moment, la somme des deux lagrangiens L_G et L_F décrit bien la cinématique et les interactions du secteur électro-faible du Modèle Standard. Cependant un problème demeure : ainsi que cela a été dit au tout début de ce chapitre, les théories de Yang-Mills permettant d'obtenir une théorie de jauge des interactions faibles sur le modèle de QED ne sont possibles que pour des bosons de masse nulle. Plus généralement, tous les fermions et les bosons ont une masse nulle dans la formulation actuelle, ce qui est en contradiction avec l'expérience. Il est de plus impossible d'ajouter dans le lagrangien des termes de masse car cela brise l'invariance de jauge de $SU(2)$. Afin de résoudre ce

problème, Weinberg et Salam introduisent en 1969 la notion de brisure spontanée de symétrie faisant intervenir un champ scalaire extérieur, le champ de Higgs, pas observé expérimentalement à ce jour.

Le mécanisme de Higgs permet de donner une masse tout d'abord aux bosons de la théorie électro-faible (L_{Higgs}), puis aux fermions (L_{Yukawa}).

- Les masses des bosons de jauge et le mécanisme de Higgs : le terme L_{Higgs} du lagrangien électrofaible traduit l'interaction du champ de Higgs aux champs de jauge.

Le constat suivant permet d'évaluer le nombre minimal de champs supplémentaires à ajouter au modèle :

- les médiateurs théoriques, $W_\mu^{1,2,3}$ (états propres de $SU(2)_L$) et B_μ (état propre de $U(1)_Y$), sont quatre champs vectoriels non-massifs, soit 8 degrés de liberté ;
- les médiateurs expérimentaux, W^\pm , Z^0 et γ sont trois champs vectoriels massifs et un champ vectoriel non-massif, soit 11 degrés de liberté.

Il faut donc ajouter au moins 3 degrés de liberté ; afin de respecter la symétrie d'isospin faible, la solution minimale consiste alors à introduire quatre champs scalaires (4 degrés de liberté) au sein d'un doublet ϕ de $SU(2)_L$, d'hypercharge $Y = 1$: le champ de Higgs, composé de deux champs scalaires complexes notés ϕ^+ et ϕ^0

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} ; \phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \text{ et } \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}}$$

D_μ étant la dérivée covariante, le lagrangien exprimant le couplage du champ de Higgs aux bosons s'écrit :

$$L_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi)$$

où le potentiel est, avec $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$:

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

Le potentiel $V(\phi)$ a un minimum sur l'anneau défini par $\phi^\dagger \phi = \frac{v^2}{2}$, où $v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$. Dans l'état fondamental, le vide en théorie des champs, le champ de Higgs peut avoir une valeur moyenne non-nulle :

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

La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est ainsi spontanément brisée dans le premier terme du lagrangien de Higgs et laisse une symétrie résiduelle $U(1)_{em}$; le photon étant de masse nulle, il doit y avoir en effet conservation de la symétrie de jauge électromagnétique. Le générateur de $U(1)_{em}$ est la charge électromagnétique Q donnée par :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

Cette relation relie la charge électrique Q à l'hypercharge Y , valeur propre du générateur de $U(1)_Y$ et à la troisième composante de l'isospin I_3 , valeur propre du troisième générateur de $SU(2)_L$.

Les champs physiques, vecteurs propres de masse, sont alors donnés par :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$$

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

Les masses acquises par les bosons s'expriment comme :

$$M_W = \frac{v}{2} g$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}$$

θ_W , l'angle de mélange faible, est donné par :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{M_W}{M_Z}$$

et relie les masses des bosons W et Z . La masse du boson Z a été déterminée très précisément à LEP1 et vaut [6] $M_Z = 91.1867 \pm 0.0020$ GeV. Pour la masse du W , la valeur prenant en compte les mesures de LEP2 et de Tevatron en mars 1999 est de [7] $M_W = 80.448 \pm 0.062$ GeV.

A_μ est identifié au champ du photon qui se couple à l'électron via la charge électrique $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, où α est la constante de structure fine. e peut être exprimée en termes des couplages de jauge comme suit :

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \text{ ou } \left[g = \frac{e}{\sin \theta_W} \text{ et } g' = e \cos \theta_W \right]$$

Le doublet de Higgs introduit donc quatre degrés de liberté supplémentaires : trois ont été absorbés pour générer la masse des bosons W^\pm et Z , le quatrième a donné naissance à un champ scalaire réel physique, le boson de Higgs H de masse $M_H = \mu\sqrt{2}$.

Deux grandeurs vont être utilisées par la suite : la constante de Fermi G_F et le rapport ρ , définis comme

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{v^2\sqrt{2}} \text{ et } \rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

La constante de Fermi a été évaluée à partir de la durée de vie du muon [3] à 1.16639×10^{-5} GeV⁻².

Le paramètre ρ vaut 1 à l'ordre le plus bas dans le Modèle Standard Minimal. Cette valeur reflète la structure des champs de Higgs. De manière générale, si chaque champ de Higgs ϕ_i avec un isospin faible (I_i, I_{3i}) a une valeur moyenne dans le vide $\langle \phi_i \rangle = v_i$, on a [4] :

$$\rho = \frac{\sum_i v_i^2 [I_i(I_i + 1) - I_{3i}^2]}{2 \sum_i v_i^2 I_{3i}^2}$$

Ceci entraîne des valeurs remarquables pour ρ :

- 1 doublet (modèle standard minimal considéré ci-avant) $\rho = 1$
- 2 doublets (supersymétrie minimale) $\rho = 1$
- nombre quelconque de doublets $\rho = 1$
- triplet $\rho = \frac{1}{2}$

Actuellement, en incluant les résultats de LEP et du Tevatron, ρ est estimé à [1] $1.0012 \pm 0.0013 \pm 0.0018$. Cette valeur est compatible avec 1 et favorise donc les doublets de Higgs.

- Les masses des fermions : elles sont générées par les couplages de Yukawa aux fermions. Les termes de Yukawa du lagrangien, contenant les termes d'interaction entre les champs de Higgs et les champs de fermions, sont :

$$L_{Yukawa} = - \left(g_l \bar{L}_L \phi l_R + g_u \bar{Q}_L \phi_c u_R + g_d \bar{Q}_L \phi d_R + h.c. \right)$$

ϕ_c est le conjugué de charge de ϕ . g_l , g_u , g_d sont des matrices 3×3 . Dans la limite où les termes non-diagonaux de ces matrices sont négligeables, le lagrangien peut être ré-écrit sous la forme :

$$L_{Yukawa} = \sum_{f=l,u,d} m_f \bar{f} f + g_f \bar{f} f H$$

Les g_f sont les constantes de couplage de Yukawa, et la masse des fermions vaut alors

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \frac{g_f}{g} M_W$$

Les constantes g_f ne sont pas données dans le cadre du Modèle Standard, faisant des masses fermioniques des paramètres libres du modèle, fixées par leur valeur expérimentale.

1.2.2 Couplages des fermions aux champs de jauge

Les champs de jauge massifs W_μ^\pm et Z_μ et non-massif A_μ remplacent à présent les champs de jauge non-massifs $W_\mu^{1,2,3}$ et B_μ introduits en début de section. Les processus standard étudiés expérimentalement, à quatre fermions, sont alors décrits par les interactions des fermions avec les bosons vecteurs. Pour les processus de collisions de fermions légers, l'échange de bosons de Higgs est négligé ; leurs couplages de Yukawa aux fermions connus sont en

effet faibles.

Pour rendre compte des couplages aux champs de jauge à l'ordre le plus bas, des règles de Feynman sont déduites, présentées ci-après pour les interactions électromagnétique et faible.

The image contains three Feynman diagrams, each with an associated mathematical expression:

- Top diagram:** A wavy line labeled γ enters from the left and splits into two straight lines labeled f (top-right) and f (bottom-right). To the right of the diagram is the equation $= -ieQ_f\gamma_\mu$.
- Middle diagram:** A wavy line labeled Z^0 enters from the left and splits into two straight lines labeled f (top-right) and f (bottom-right). To the right of the diagram is the equation $= i\frac{e}{2\sin\theta_w\cos\theta_w}\gamma_\mu(g_{V_f} - g_{A_f}\gamma_5)$.
- Bottom diagram:** A wavy line labeled W^\pm enters from the left and splits into two straight lines labeled ν_l, q (top-right) and l, q' (bottom-right). To the right of the diagram is the equation $= i\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)$.

Les constantes de couplage vecteur et axial-vecteur du courant neutre sont :

$$\begin{aligned} g_{V_f} &= I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \\ g_{A_f} &= I_3^f \end{aligned} \quad (1.1)$$

où I_3^f est la troisième composante de l'isospin et Q_f la charge électrique d'une famille de fermions f .

1.3 Observables à LEP2

Dans ce paragraphe, nous présentons deux observables qui peuvent être mesurées à LEP2 : les sections efficaces et les asymétries des processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. Les valeurs mesurées expérimentalement comprennent évidemment tous les ordres de la théorie de perturbations. Leur expression est donnée ici à l'ordre le plus bas du Modèle Standard, la prise en compte des ordres supérieurs étant exposée dans la section 1.4. La contribution des courants faible et électromagnétique ainsi que leur interférence, à des énergies au-delà du pic du boson Z, est discutée.

1.3.1 Amplitudes et sections efficaces dans la voie s

La réaction de production de paires de fermions dans la voie s à LEP est décrite à l'ordre le plus bas par les diagrammes de Feynman de la figure 1.1, en négligeant le diagramme d'échange d'un Higgs : il y a possibilité d'échange d'un boson Z ou d'un photon, et l'amplitude totale de production de paires de fermions est donnée par :

$$\begin{aligned} A &= A_\gamma + A_Z \\ &= Q_e Q_f \frac{e^2}{s} J_\gamma^e J_\gamma^f + \sqrt{2} \rho G_F M_Z^2 \frac{1}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z} J_Z^e J_Z^f \end{aligned}$$

Les courants sont de la forme

$$\begin{aligned} J_\gamma^f &= \bar{f} \gamma_\mu f \\ J_Z^f &= \bar{f} \gamma_\mu (g_{V_f} - \gamma_5 g_{A_f}) \end{aligned}$$

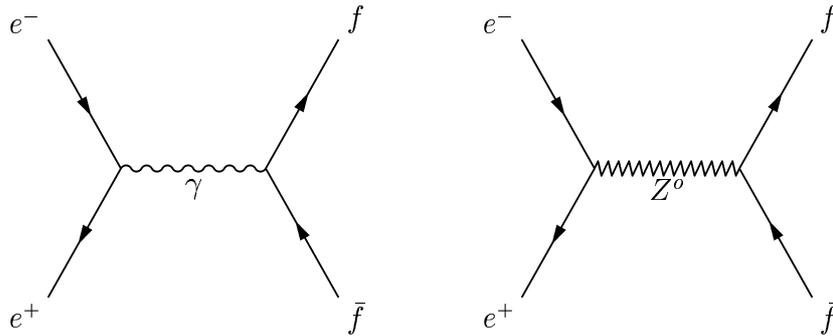


Figure 1.1: Les diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas au processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ dans la voie s.

Notons N_c^f le nombre de couleurs, qui vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks, Q_f la charge électrique du fermion f , θ^* l'angle polaire dans le référentiel de centre de masse entre l'électron entrant et le fermion sortant, et g_{V_f} et g_{A_f} les couplages vecteur et axial du

fermion f . Dans le cas de faisceaux non-polarisés, et en négligeant la masse des fermions, les différentes contributions s'expriment, pour une énergie dans le centre de masse égale à \sqrt{s} :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma^o(s)}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_s\gamma_s} &= N_c^f \frac{\pi\alpha^2}{2s} Q_f^2 (1 + \cos^2\theta^*) \\
\left(\frac{d\sigma^o(s)}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_s Z_s} &= N_c^f \frac{\pi\alpha^2}{2s} Q_f \operatorname{Re}(Z(s)) \left[(1 + \cos^2\theta^*) 2g_{V_e}g_{V_l} + 4g_{A_e}g_{A_l} \cos\theta^* \right] \\
\left(\frac{d\sigma^o(s)}{d\cos\theta^*}\right)_{Z_s Z_s} &= N_c^f \frac{\pi\alpha^2}{2s} |Z(s)|^2 \left[(1 + \cos^2\theta^*) (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) (g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2) + \right. \\
&\quad \left. 8g_{V_e}g_{V_l}g_{A_e}g_{A_l} \cos\theta^* \right]
\end{aligned}$$

Approximé par une Breit-Wigner, le propagateur du boson Z s'écrit :

$$Z(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^o}$$

avec la largeur du Z

$$\Gamma_Z^o = \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} M_Z (g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2)$$

La section efficace totale a donc pour expression dans l'approximation de Born :

$$\begin{aligned}
\sigma_{tot}^o(s) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c^f \left\{ Q_f^2 + (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) (g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2) \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \right. \\
&\quad \left. + 2Q_e Q_f g_{V_e} g_{V_f} \frac{(s - M_Z^2)^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \right\} \quad (1.2)
\end{aligned}$$

L'expression de la section efficace différentielle du processus Bhabha dans l'approximation de Born, qui comprend également l'échange de γ, Z dans la voie t , est détaillée dans l'annexe A.

Aux énergies très inférieures à 50 GeV, le courant électromagnétique contribue principalement à la section efficace de production de paires de fermions. Puis à LEP1, où les valeurs de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} étaient proches de la masse du Z, l'échange d'un boson Z dominait la réaction et la section efficace avait un comportement résonant. Le terme d'interférence $\gamma - Z$ s'annule pour $\sqrt{s} = M_Z$; dans les analyses faites à LEP1, ce terme était fixé à la valeur calculée d'après le Modèle Standard. Par c ontre, à LEP2 où les énergies dans le centre de masse varient de 130 GeV à 190 GeV, l'échange d'un photon redevient important, ainsi que le terme d'interférence qui devient mesurable. L'importance des contributions du photon, du Z et de l'interférence $\gamma - Z$ à la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ est indiquée sur la figure 1.2 dans l'approximation de Born en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La résonance à $\sqrt{s} = M_Z$ et la prédominance de l'échange d'un Z dans cette région apparaissent clairement, de même que l'importance de l'échange d'un γ hors du pic.

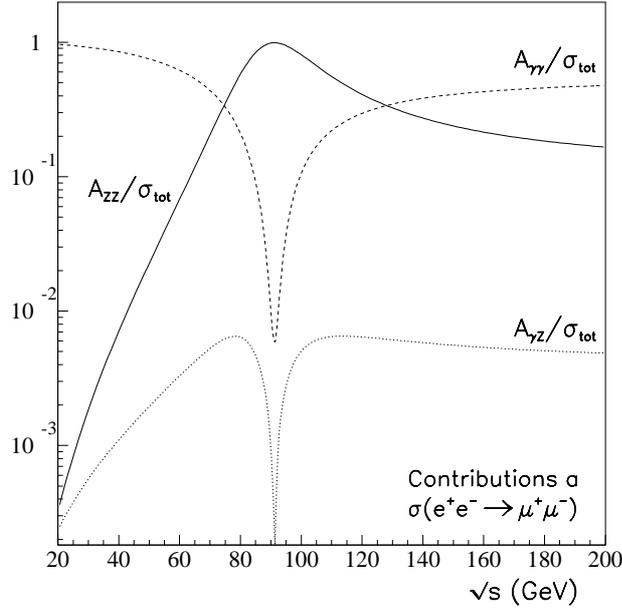


Figure 1.2: Les contributions relatives à la section efficace totale $\sigma_{f\bar{f}}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} à l'ordre le plus bas. La valeur absolue du terme d'interférence $\gamma - Z$, négatif en-dessous du pôle du Z , est ici représentée, à l'ordre de Born.

1.3.2 Distribution angulaire

A LEP2 le terme proportionnel à $\cos \theta^*$ dans la section efficace différentielle rend la distribution angulaire asymétrique. Une asymétrie avant-arrière est alors définie :

$$A_f(\cos \theta^*) = \frac{d\sigma_f(\cos \theta^*) - d\sigma_f(-\cos \theta^*)}{d\sigma_f(\cos \theta^*) + d\sigma_f(-\cos \theta^*)}$$

En intégrant sur tout le domaine angulaire, l'asymétrie totale est égale à l'ordre le plus bas, pour une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} :

$$A_{FB}^o(s) = \frac{\sigma_f^o - \sigma_b^o}{\sigma_f^o + \sigma_b^o} \quad (1.3)$$

avec

$$\sigma_f^o = \int_0^1 \frac{d\sigma^o(s)}{d\cos \theta^*} d\cos \theta^* \quad \text{et} \quad \sigma_b^o = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma^o(s)}{d\cos \theta^*} d\cos \theta^*$$

Avec cette définition, la section efficace différentielle à l'ordre le plus bas peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma^o(s)}{d\cos \theta^*} = \frac{3}{8} \sigma_{tot}^o(s) \left[1 + \cos^2 \theta^* + \frac{8}{3} A_{FB}^o(s) \cos \theta^* \right] \quad (1.4)$$

A partir des valeurs mesurées de M_W et de M_Z , présentées dans la section précédente, nous obtenons $\sin^2 \theta_W = 0.231$. Ainsi, par exemple pour la production de paires de muons,

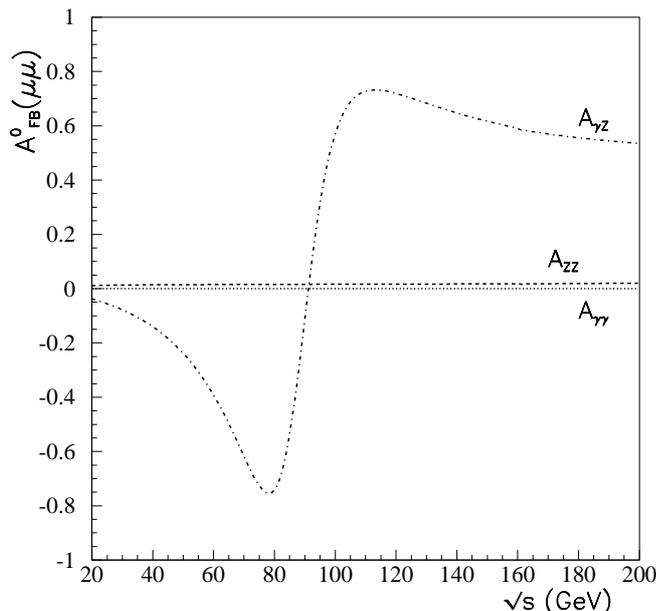


Figure 1.3: Les contributions à l'asymétrie du processus $e^+ e^- \rightarrow f\bar{f}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} à l'ordre le plus bas.

l'équation 1.1 donne $\frac{g_{V\mu}}{g_{A\mu}} \sim 0.1$. Cela implique que le couplage du boson Z aux muons est essentiellement axial, tandis que celui du photon est vectoriel; l'interférence entre les deux couplages génère donc l'asymétrie avant-arrière présentée précédemment, alors que les contributions individuelles du γ et du Z sont symétriques. Cela est bien représenté sur la figure 1.3 où il est possible de voir que la dépendance en énergie de l'asymétrie avant-arrière loin du pôle du Z provient complètement de l'interférence $\gamma - Z$.

1.4 Corrections radiatives

Toutes les formules présentées précédemment ont été mises au point à l'ordre le plus bas de la théorie électro-faible. Cela n'est pas suffisant car :

- la radiation de photons durs est importante. Au-delà d'une énergie dans le centre de masse de 100 GeV environ, la correction due à la radiation de photons dans l'état initial (ISR) fait plus que doubler la section efficace de Born des dimuons ;
- l'erreur théorique doit être inférieure à l'incertitude expérimentale attendue à LEP2. En tenant compte des mesures d'Aleph pour une luminosité totale intégrée de 500 pb^{-1} , la précision escomptée sur la mesure de section efficace de production des dimuons par exemple à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ est de 2.0 %, tandis qu'elle est de 0.7 % sur la section efficace hadronique. L'erreur correspondante sur l'asymétrie avant-arrière des dimuons

est $\Delta A_{FB}^\mu \simeq 0.01$. L'incertitude théorique maximale doit être moitié moindre que ces valeurs.

Il est ainsi indispensable d'effectuer des calculs plus complets, incluant des corrections d'ordre supérieur. Les corrections radiatives du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ peuvent être classées en deux groupes : les corrections non-photoniques et photoniques. Cette séparation prend tout son sens du fait que les corrections QED forment un sous-groupe invariant de jauge.

Les théories quantiques des champs ont cependant un problème en commun lorsque l'on désire calculer des corrections à un processus au-delà de l'ordre le plus bas en perturbation : des contributions infinies apparaissent à travers certains diagrammes d'ordre supérieur. Certaines théories, comme QED, sont renormalisables : les divergences peuvent être absorbées. Il est nécessaire pour cela de choisir les paramètres du Lagrangien “nus” à renormaliser ainsi que les équations de renormalisation correspondantes. Dans le schéma de renormalisation utilisé ici, dit “On-Shell mass”, ces paramètres sont la constante de couplage électromagnétique, les masses des particules et les angles de mélange fermionique de la matrice CKM.

1.4.1 Les corrections non-photoniques

Ce sont les corrections électrofaibles incluant les diagrammes de polarisation du vide (figure 1.6), les corrections aux vertex (figure 1.5), ainsi que les graphes en boîte comprenant des W et des Z virtuels (figure 1.4). Ces corrections, sauf les diagrammes en boîte, ne dépendent pas des coupures expérimentales. Ces corrections électrofaibles présentent un intérêt particulier : elles sont sensibles à de nouvelles interactions. En effet, les effets indirects de nouvelle physique les miment. L'équation de la section efficace différentielle peut alors être modélisée à l'ordre d'une boucle par :

$$\frac{d\hat{\sigma}(s)}{d\cos\theta^*} = \frac{d\sigma^o(s)}{d\cos\theta^*} [1 + \Delta_{boite}(s, \cos\theta^*) + \Delta_{vertex}(s) + \Delta_{vide}(s)] \quad (1.5)$$

A LEP1, ces corrections faibles étaient absorbées par une redéfinition des paramètres ρ , α , $\sin^2\theta_W$, et des constantes de couplage. Ce “formalisme des couplages effectifs” permettait de ré-écrire les observables sous la même forme qu'à l'ordre 0. Malheureusement, ce langage n'est valable que dans la région de la résonance du Z.

- Les corrections en boîte : elles correspondent aux diagrammes où plus d'un boson est échangé entre la paire e^+e^- initiale et la paire de fermions finale (figure 1.4). Les diagrammes en boîte QED sont pris en compte à part, car ils doivent être combinés à des corrections photoniques pour donner un résultat fini. Ces corrections sont fonction de $\cos\theta^*$ et dépendent donc des observables étudiées. A LEP1, il s'agissait de diagrammes non-résonants et leur contribution était par conséquent négligeable. Aux énergies de LEP2, les corrections même non-résonantes

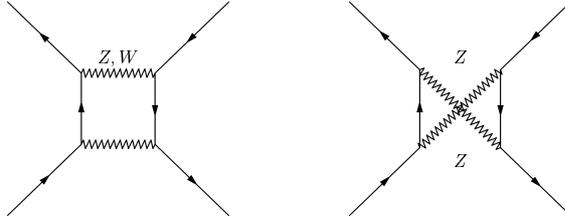


Figure 1.4: *Les diagrammes en boîte faibles.*

prennent de l'importance, celles résonantes au pic du Z devenant plus faibles. De plus, certains graphes en boîte commencent à être résonants dès que le seuil de création de paires de W (et de manière moindre de Z) est atteint. Cette correction, inférieure à 0.02 % au pic du Z, dans le cas de la section efficace des dimuons ou des hadrons, est de l'ordre du pour cent au seuil de production de WW. Elle doit donc être prise en compte à LEP2.

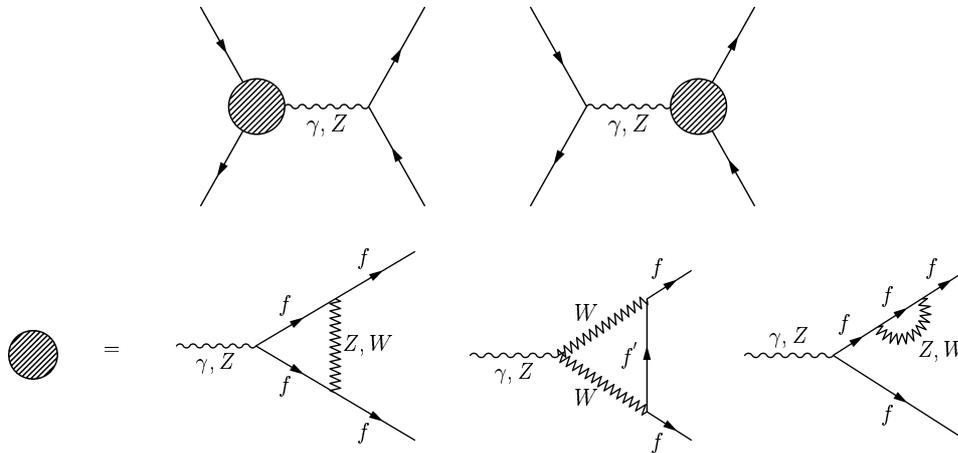


Figure 1.5: *Les corrections aux vertex.*

- Les corrections aux vertex : elles sont constituées des corrections en boucle aux vertex, ainsi que des contributions en énergie propre sur les branches externes (figure 1.5). Les contributions d'un photon virtuel doivent être ajoutées aux émissions de photons réels pour avoir un sens physique, elles ont donc été omises ici. Les corrections aux vertex ne sont pas universelles et dépendent du type de fermions en interaction. De plus, le quark b est à part, du fait des contributions de quarks t virtuels au vertex. L'ordre de grandeur de ces corrections est du pour cent, et contrairement aux diagrammes en boîte, leur ajout ne modifie pas la dépendance en $\cos \theta^*$.
- La polarisation des propagateurs : la correction des propagateurs du γ et du Z , aussi nommée polarisation du vide ou self-énergie, correspond à l'insertion de boucles de fermions ou de W dans le propagateur du boson (figure 1.6). Une caractéristique importante de ces corrections est qu'elles sont universelles. Elles représentent la part la

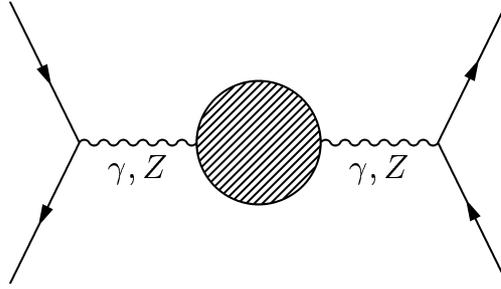


Figure 1.6: *Le diagramme de polarisation du vide.*

plus importante des corrections faibles puisque Δ_{vide} est de l'ordre de 10 %.

1.4.2 Les corrections photoniques

Les corrections radiatives QED sont dues à la radiation de photons dans l'état initial, dans l'état final, à leur interférence, ainsi qu'à l'échange de photons virtuels. Les diagrammes correspondant sont du type de ceux montrés en figure 1.7. L'adjonction d'un photon virtuel de toutes les manières possibles est invariante de jauge et peut donc être traitée séparément des autres corrections radiatives.

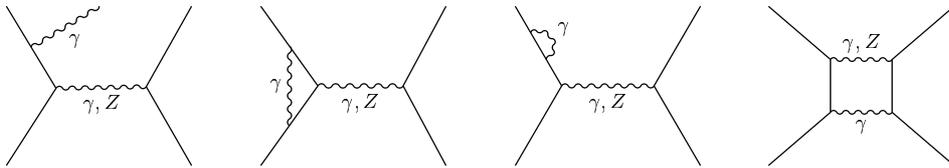


Figure 1.7: *Les types de diagrammes intervenant dans les corrections radiatives photoniques : corrections de Bremsstrahlung, aux vertex, aux branches externes et en boîte. Les trois premiers diagrammes représentés correspondent aux corrections de l'état initial.*

Il est à noter que l'inclusion de lignes de photons, purement QED, n'ajoute pas de nouvelle physique, et l'intérêt de cette part des corrections est par conséquent limité. Cependant ces corrections sont les plus importantes quantitativement. Par ailleurs, la possibilité de radier des photons réels rend ces contributions fortement dépendantes des coupures expérimentales appliquées lors des sélections.

Les corrections photoniques, pour les processus dans la voie s , peuvent être classées en quatre groupes :

- **Corrections de l'état initial (ISR).**

La correction due à la radiation dans l'état initial est très importante. Au-delà d'une énergie dans le centre de masse d'environ 100 GeV, elle fait plus que doubler la section

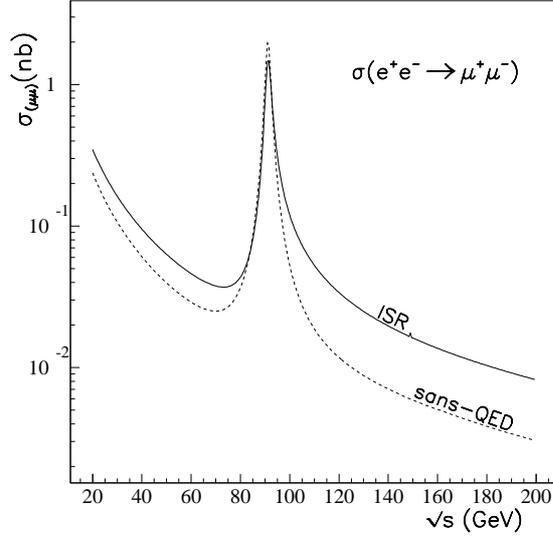


Figure 1.8: La section efficace $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ avant (niveau de Born) et après la prise en compte de la radiation dans l'état initial (ISR).

efficace de Born des dimuons, comme le montre la figure 1.8. A LEP1, sa contribution était déjà forte, réduisant la section efficace au pic d'environ 74 %. Elle était principalement causée par l'émission de photons mous, tandis que la radiation de photons durs, énergétiques et acolinéaires, était inhibée. La largeur du Z empêche en effet cette radiation dure autour de la résonance. Par contre, loin du pic du Z, la décroissance rapide de la section efficace favorise l'émission de photons durs. Cela ramène l'énergie effective dans le centre de masse des deux fermions, $\sqrt{s'}$, à la masse du Z. C'est ce qui est appelé le "retour au Z".

L'expression "radiation dans l'état initial" est la somme des diagrammes présentés sur la figure 1.9. Des divergences infra-rouges apparaissent dans le calcul de ces deux termes; ces divergences sont de signes opposés, et s'annulent dans le résultat final.

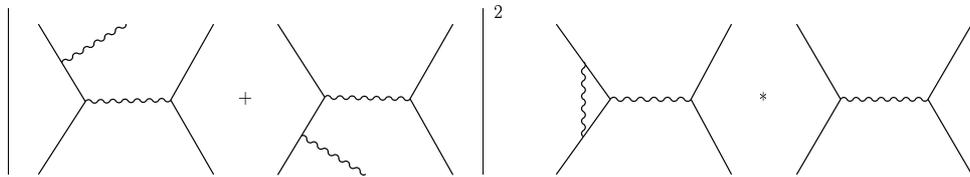


Figure 1.9: Les termes intervenant dans les corrections de l'état initial.

Le rayonnement "mou" ou colinéaire est plus aisé à traiter, l'effet des photons sur la cinématique des leptons peut être négligé [25]. Notons x la fraction d'énergie emportée par les photons radiés dans l'état initial, et $\hat{\sigma}(s)$ la section efficace après les corrections faibles (voir l'équation 1.5). La section efficace d'émission de photons mous s'exprime

alors comme :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx}(s) &= \beta_e \frac{1}{x} \hat{\sigma}(s), & x \leq x_o \ll 1 \\ \beta_e &= \frac{2\alpha}{\pi} (L - 1), & L = \ln \frac{s}{m_e^2}\end{aligned}\tag{1.6}$$

β_e est une sorte de constante de couplage effective du rayonnement ; c'est un facteur associé à chaque vertex de rayonnement d'un électron.

Pour la partie de radiation dure, il faut tenir compte de la perte d'énergie due à l'émission du photon :

$$\frac{d\sigma}{dx}(s) = \beta_e \frac{1 + (1-x)^2}{2x} \hat{\sigma}(s'), \quad s' = s(1-x)\tag{1.7}$$

Finalement, à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, l'effet de la radiation dans l'état initial peut s'écrire :

$$\begin{aligned}\sigma(s) &= \int_{x_o}^1 \beta_e \left[\frac{1}{x} \hat{\sigma}(s) + \frac{1 + (1-x)^2}{2x} \hat{\sigma}(s') \right] dx \\ &= \hat{\sigma}(s) (1 + \delta_{mv} + \beta_e \ln x_o) + \int_{x_o}^1 \beta_e \frac{1 + (1-x)^2}{2x} \hat{\sigma}(s') dx\end{aligned}\tag{1.8}$$

La fonction située devant $\hat{\sigma}(s')$ est appelée fonction radiateur.

x_o est la valeur de séparation entre radiation molle et dure ; son choix est arbitraire car le résultat final n'en dépend pas. δ_{mv} est la part des corrections radiatives molles indépendantes de x , sa valeur est :

$$\delta_{mv} = \frac{3}{4} \beta_e + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right)$$

Etant donnée l'importance de ces corrections QED au premier ordre, il faut s'attendre à des corrections non-négligeables des ordres supérieurs. Il est nécessaire d'en tenir compte pour l'obtention d'une précision inférieure au pour-cent.

En commençant comme au premier ordre par le cas des photons mous, la procédure utilisée pour sommer les effets des ordres supérieurs se nomme exponentiation. Une idée de cette technique peut être donnée à partir de la formule 1.8 ; la partie de la section efficace ne comprenant que les photons virtuels est au premier ordre :

$$\sigma^{mv} = \hat{\sigma} (1 + \beta_e \ln x_o + \dots)$$

Les termes finis qui ne dépendent pas des logarithmes β_e ne sont pas écrits explicitement. En ne tenant compte aux ordres supérieurs que des logarithmes dominants ou *Leading Logarithms*, un développement en série est obtenu, pouvant se ramener à un niveau simplifié à une section efficace exponentiée σ^∞ sommée à tous les ordres :

$$\sigma^\infty = \hat{\sigma} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} (\beta_e \ln x_o)^n = \hat{\sigma} e^{\beta_e \ln x_o} = \hat{\sigma} x_o^{\beta_e}$$

Le traitement rigoureux est plus compliqué puisqu'il faut également prendre en compte les effets cinématiques de la radiation dure. Selon le schéma vu au premier ordre, l'effet des corrections ISR à tous les ordres est inclus en convoluant la section efficace après corrections faibles par une fonction radiateur \mathcal{H} :

$$\sigma(s) = \int_{x_0}^1 \mathcal{H}(x, s) \hat{\sigma}(s') dx$$

Plusieurs fonctions radiateurs existent. Une paramétrisation typique pour $\mathcal{H}(x, s)$ après resommation des photons mous est :

$$\mathcal{H}(s, x) = \beta_e x^{\beta_e - 1} \delta_{MV} + \delta_D(x) \quad (1.9)$$

δ_{MV} est associée aux corrections virtuelles et molles, et δ_D est due à la radiation de photons durs. Elles peuvent s'écrire :

$$\delta_{MV} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \sum_{i=0}^n S_{ni} L^i \quad \text{et} \quad \delta_D(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \sum_{i=0}^n D_{ni}(x) L^i$$

Différentes approches ont été mises au point pour sommer ces logarithmes dominants (S_{nn} et D_{nn}) jusqu'à l'ordre n , par exemple celle des fonctions de structure QED. Dans cette approche, les électrons et positrons sont considérés comme des objets complexes, les électrons allant collisionner étant habillés de photons avec lesquels ils partagent l'impulsion du faisceau. Les diverses approches donnent des résultats en bon accord à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$, suffisant pour LEP2.

- **Corrections de l'état final (FSR).**

Les termes à considérer sont du même type que ceux de la figure 1.9 mais sur les fermions de l'état final. Les divergences infrarouges sont là aussi annulées par celle présente dans l'interférence entre l'amplitude de Born et celle de correction au vertex.

Les corrections dans l'état final ont une importance moindre par rapport à celles de l'état initial : elles représentent environ 0.2 % de la section efficace et augmentent de quelques pour-cents à partir du moment où des coupures expérimentales sont appliquées (angles, acolinéarité...). Le calcul au premier ordre est suffisant ; si aucune coupure sur l'espace de phase du photon dans l'état final n'est utilisée, la correction à apporter à la section efficace totale $\hat{\sigma}$ et à l'asymétrie est un facteur

$$\left(1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2\right)$$

Une coupure sur l'énergie du photon final par exemple fait apparaître, dans le cas de photons mous, des termes en [21] $\ln \frac{s}{m_f^2}$. Les termes d'ordres supérieurs, bien que très petits, peuvent être pris en compte par convolution, de la même manière que pour l'état initial, comme c'est le cas dans le programme ZFITTER [22].

Ces photons FSR sont facilement identifiables dans la production de paires de muons ; ce n'est plus le cas dans les productions des autres paires de fermions.

- **Interférence état initial - état final.**

Cette correction est due à l'interférence entre les diagrammes de radiation d'un photon réel dans les états initial et final. Les divergences infrarouges sont annulées par celles présentes dans l'interférence entre l'amplitude de Born et les diagrammes en boîte dans lesquels un photon au moins est échangé (voir la figure 1.10).

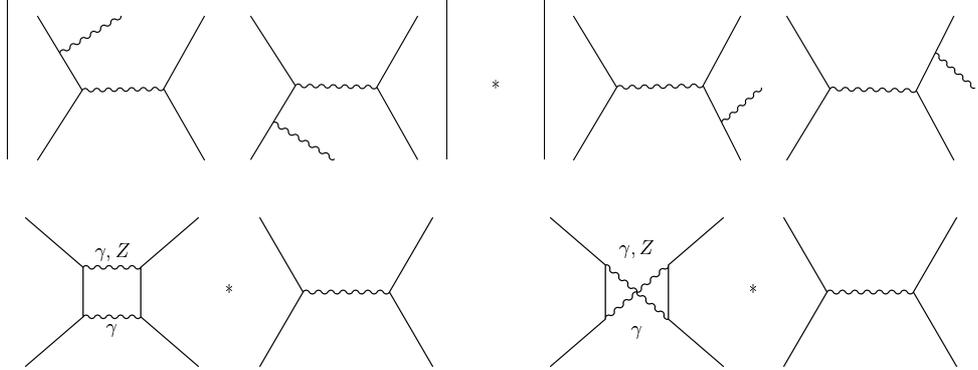


Figure 1.10: *Les diagrammes de l'interférence entre les radiations de l'état initial et final.*

Cette contribution, contrairement à celles présentées précédemment, est dépendante de $\cos\theta$. Quand aucune coupure n'est appliquée sur l'espace de phase du photon initial, cette correction est très petite pour la section efficace inclusive $\hat{\sigma}_{incl}$. Mais, à LEP2, nous sommes amenés à nous intéresser également à la section efficace différentielle $\left(\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta dx}\right)$, où $s'_{min} = s(1-x)$ est le carré de l'énergie effective dans le centre de masse, introduit lors de la discussion sur les corrections ISR. Plus la coupure sur s' est basse, donc plus les calculs sont inclusifs et le retour au pic du Z pris en compte, plus l'effet de l'interférence ISR-FSR est négligeable. Cela s'explique comme suit : près du pic, le temps de vie fini du Z sépare en quelque sorte les fonctions d'onde des états initial et final. Par contre, une coupure sur l'énergie radiée fait augmenter la longueur d'onde du photon ; la radiation déborde alors les fonctions d'onde des états initial et final, et instaure d'autant plus l'interférence initial-final que la coupure est forte.

Les générateurs utilisés pour obtenir les signaux ne contiennent pas l'interférence ISR/FSR, le programme de prédictions Zfitter [22] n'inclut cette contribution qu'au premier ordre. L'importance de cet effet est étudié en détail dans le chapitre 10.

Il convient par ailleurs de remarquer que la définition de $\sqrt{s'}$, énergie du système e^+e^- dans le centre de masse après radiation dans l'état initial, peut être ambiguë dès que l'interférence entre la radiation dans l'état initial et la radiation dans l'état final est importante, et ce si s' est défini comme la masse du propagateur du boson échangé.

- **Production de paires de fermions dans l'état initial.**

Certains états finaux à quatre fermions doivent être compris dans la section efficace $e^+e^- \rightarrow ff(n\gamma)$. Un traitement complet de la radiation dans l'état initial doit en effet inclure le cas où les photons radiés se convertissent en paires de fermions. Cela

apparaît comme une correction virtuelle au deuxième ordre. La radiation de paires peu énergétiques, provenant d'un photon mou quasi-réel, est seule prise en compte généralement. Cela se traduit expérimentalement par le fait que ces paires ne sont pas vues dans l'appareillage et ces graphes contribuent à la section efficace expérimentale $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. De plus, avec l'importance croissante des processus à quatre fermions à LEP2 (voir chapitre suivant), il devient délicat d'établir une distinction claire entre les événements à quatre fermions réels, et les corrections aux processus à deux fermions venant de la radiation de paires. Il est prudent dans ce cas de n'inclure dans les corrections des processus di-fermions que les paires de leptons et de quarks très molles.

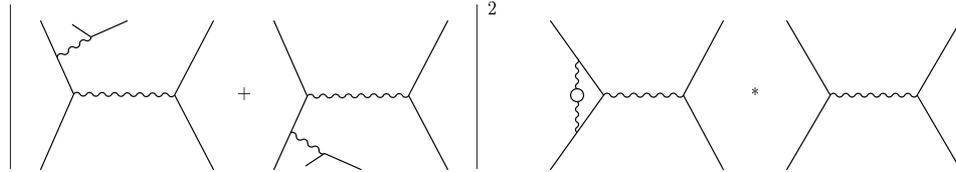


Figure 1.11: *Les termes intervenant dans les corrections due à la radiation de paires de fermions dans l'état initial.*

Lors du calcul de cette correction, des divergences en la masse de l'électron m_e apparaissent. En effet, la contribution devient infinie quand l'énergie de la paire tend vers 0. Comme le montre la figure 1.11, ces diagrammes doivent être combinés à l'interférence de corrections aux vertex du deuxième ordre et de l'amplitude de Born pour annuler ces divergences. Les termes restants sont assez faibles mais non-négligeables [8] : à $\sqrt{s} = 161$ GeV, par exemple, la correction sur la section efficace inclusive des dimuons est de -0.36 %. La correction venant de l'émission de paires dans l'état final est, elle, négligeable et n'est pas prise en compte dans les calculs théoriques.

1.5 Les mesures des processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ avant LEP2

1.5.1 Les mesures effectuées à $\sqrt{s} \ll M_Z$

Les premières expériences effectuées auprès de collisionneurs e^+e^- ont eu lieu pour des énergies $20 < \sqrt{s} < 65$ GeV auprès des machines PETRA, PEP et TRISTAN; la table ci-dessous présente les expériences installées sur ces collisionneurs, ainsi que les énergies de prises de données :

Collisionneur	PETRA (DESY)	PEP (SLAC)	TRISTAN (KEK)
Energie \sqrt{s}	12 à 46.8 GeV	29 GeV	50 à 61.4 GeV
Expériences	Cello [9] Jade [10] Mark J [11] Pluto [12] Tasso [13]	Hrs [14] Mac [15] Mark II [16]	Amy [17] Topaz [18] Venus [19]

Dans le domaine d'énergie couvert, le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ est dominé par l'échange d'un photon. Les mesures de sections efficaces pour les processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, effectuées aux énergies inférieures à LEP2, y compris à LEP1, sont répertoriées sur la figure 1.12.

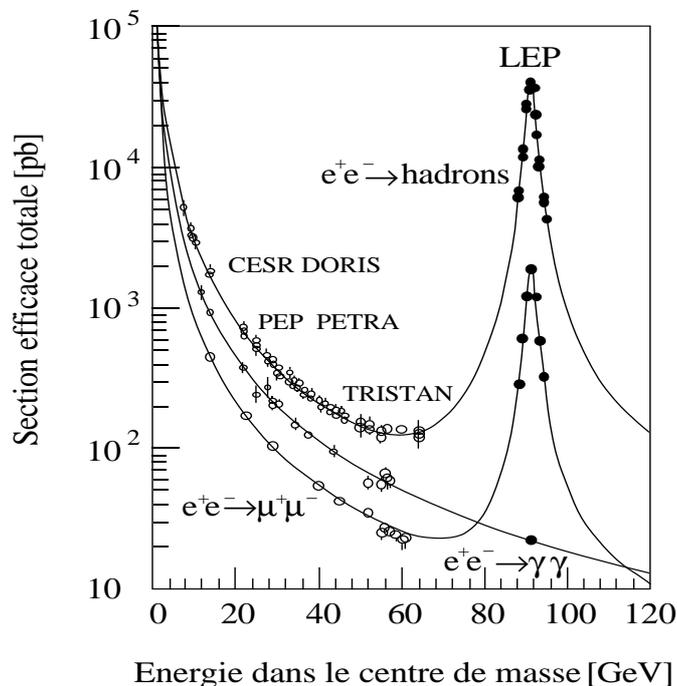


Figure 1.12: Mesures des sections efficaces $\sigma_{f\bar{f}}$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse avant LEP2.

1.5.2 Les mesures au pic du Z: LEP et SLC

LEP1 et SLC ont été conçus pour l'étude du boson Z dans le domaine d'énergie où celui-ci domine la phénoménologie de l'annihilation e^+e^- .

Pendant la première phase, de 1989 à 1995, le collisionneur e^+e^- LEP a ainsi fonctionné au seuil de production du boson Z et à des énergies proches du pôle du Z. Cela a permis de déterminer la masse du Z à $91.1865 \text{ GeV}/c^2$ avec une erreur de $2.0 \text{ MeV}/c^2$ seulement. Les autres résultats significatifs obtenus à LEP1 sont résumés ci-dessous [24] et [7].

- $N_\nu = 2.989 \pm 0.012$, compatible avec 3.
- Le τ est un lepton standard; l'universalité $e-\mu-\tau$ est alors vérifiée à 3 pour mille.
- Les couplages dans les courants neutres sont connus avec une précision cent fois meilleure qu'avant LEP1; l'universalité $e-\mu-\tau$ est vérifiée à 2 pour mille.
- LEP fournit les mesures les plus précises de α_s à partir des largeurs hadroniques du Z et du τ .

- La théorie standard et les mesures électro-faibles sont en bon accord si $m_{top} = (161.1 \pm 10_{-8.9}^{+12.3}) \text{ GeV}/c^2$. La mesure de FNAL $m_{top} = (174.3 \pm 5.1) \text{ GeV}/c^2$ confirme cette détermination indirecte; la théorie standard est donc vérifiée au niveau des boucles.
- Les données sont sensibles à M_H et donnent $M_H = (61 \pm 69_{-35}^{+124}) \text{ GeV}/c^2$.

Le SLC est un collisionneur linéaire e^+e^- utilisant l'accélérateur SLAC, dans lequel le boson Z est produit au pic à l'aide de faisceaux polarisés. Cette polarisation des électrons permet une détermination des asymétries droite-gauche qui fournit la mesure la plus précise de $\sin^2\theta_W$, $\sin^2\theta_W = 0.23130 \pm 0.00039 \pm 0.00022$ [20].

Chapitre 2

Les processus à 4-fermions

Un certain nombre de processus physiques conduisant à des états finaux à quatre fermions sont produits dans les collisions e^+e^- (voir la figure 2.1). Il s'agit principalement des processus $\gamma\gamma$, de paires de W au-dessus du seuil cinématique autour de $\sqrt{s} = 161$ GeV, de paires ZZ^* , ainsi que des événements Zee. Ces processus constituent des fonds aux sélections des états finaux à deux fermions et vont par conséquent être décrits dans ce chapitre.

Processus 4-fermions	σ (pb)				
	133 GeV	161 GeV	172 GeV	183 GeV	189 GeV
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	1590	3649	3700	3760	3800
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	1457	1571	1810	3420	3550
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	345	400	411	421	431
Zee	5.4	6.3	6.5	6.7	6.9
ZZ^*	5.8	3.5	3.1	2.9	2.8
WW		3.6	3.1	15.7	16.6

Tableau 2.1: Les sections efficaces théoriques (en pb) des différents processus à quatre fermions dans l'état final pour les divers points à haute énergie de LEP2. Les sections efficaces $\gamma\gamma$ ont été calculées avec une coupure en masse invariante de 3.5 GeV/ c^2 à 133 GeV et de 2.5 GeV/ c^2 aux autres énergies. Pour les processus ZZ^* et Zee, une coupure en masse a été appliquée, à 0.2 GeV/ c^2 et à 12 GeV/ c^2 respectivement.

2.1 Les processus $\gamma\gamma$

A LEP2, les états finaux à quatre fermions, ou $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{f}\bar{f}$, résultent de plusieurs mécanismes de production de quatre fermions, parmi lesquels les diagrammes multipériphériques sont dominants. Ils consistent en un échange de deux photons quasi-réels dans la voie t (figure 2.2), donnant dans l'état final une paire électron/positron vers l'avant, plus une paire $f\bar{f}$ additionnelle; ces événements à la structure non-résonnante sont appelés "processus deux-photons"

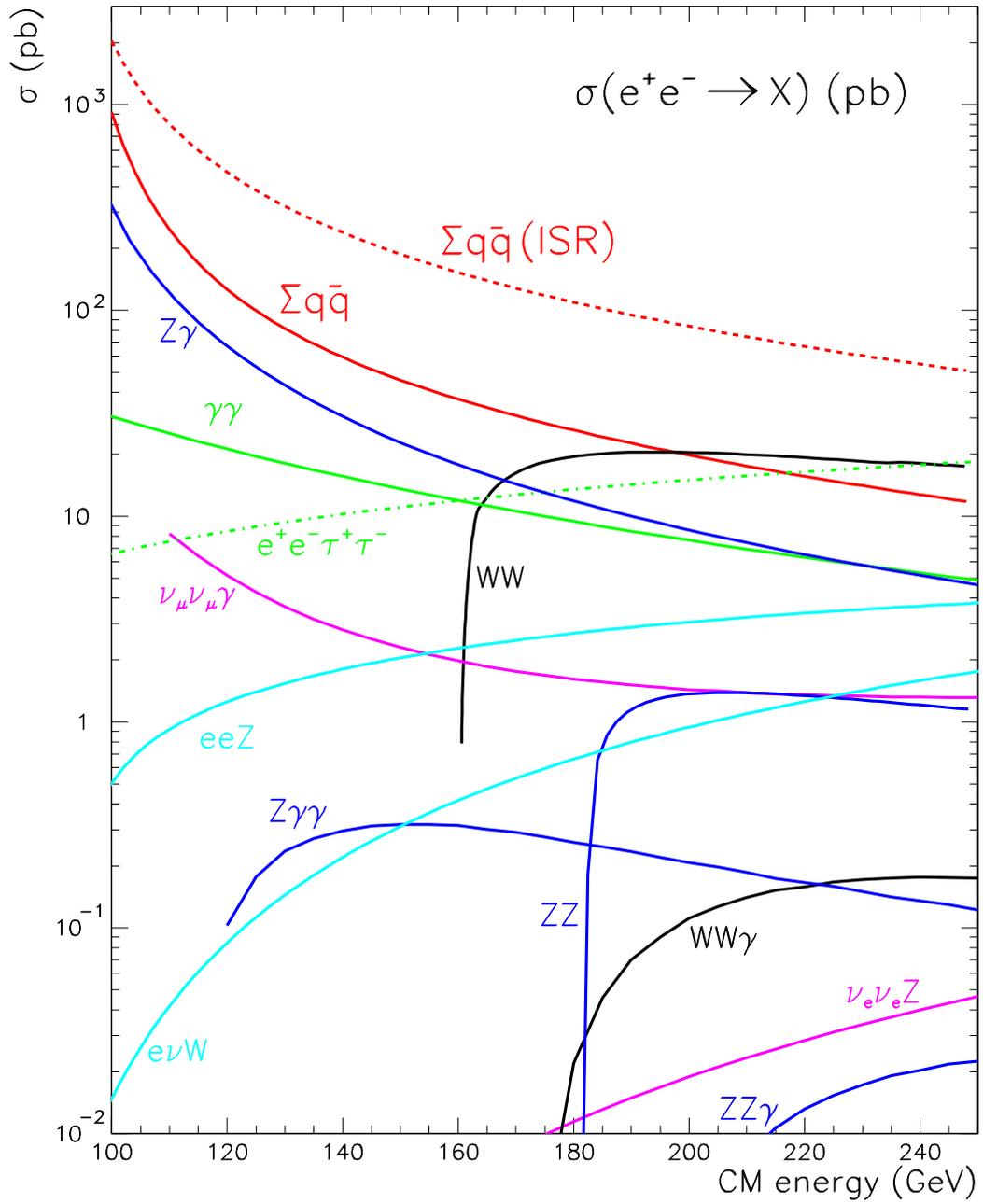


Figure 2.1: Les sections efficaces des processus standards à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

ou “processus $\gamma\gamma$ ”. Dans la plupart des événements, la paire électron/positron est hors de l’acceptance de l’appareillage, dans le tube à vide, donc non-détectée (“un-tagged”). Sinon l’événement est dit “taggé”.

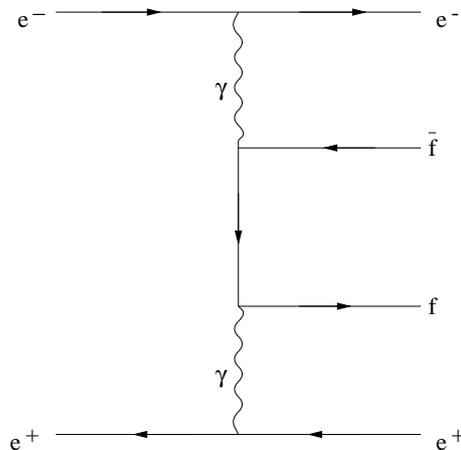


Figure 2.2: Le diagramme de production du processus $\gamma\gamma$.

Pour ces diagrammes deux-photons, la physique résultante est liée aux caractéristiques des photons du système. En notant p_{\pm} et q_{\pm} les quadrimoments des électrons et positrons entrants et sortants, et $q_{1/2} = p_{\pm} - q_{\pm}$ le moment de transfert de chaque photon, on définit :

$$Q_i = -q_i^2 = 4p_{\pm}^o q_{\pm}^o \sin\left(\frac{\theta_{\pm}}{2}\right)$$

où θ_{\pm} est l’angle entre p_{\pm} et q_{\pm} . Cette quantité Q_i représente le carré du quadrimoment de transfert, soit l’opposé du carré de la masse de photon qui apparaît hors couche de masse (virtuel). Les autres variables cinématiques importantes sont le carré de la masse invariante du système deux-photons :

$$W^2 = (q_1 + q_2)^2$$

et les états de polarisation (transverses t ou longitudinaux l) des photons.

La section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ s’écrit alors comme une combinaison de facteurs cinématiques $K(p_{\pm}, q_{\pm}, W)$ et de facteurs de collisions transverses et longitudinaux [25] :

$$\sigma(ee \rightarrow eeX) = K_{tt}\sigma_{tt} + K_{tl}\sigma_{tl} + K_{lt}\sigma_{lt} + K_{ll}\sigma_{ll} + \text{termes d'interférence.}$$

Bien que, une fois le processus $\gamma\gamma \rightarrow X$ fixé, le calcul complet du diagramme $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ soit une application directe des règles de Feynman pour QED, la tâche est très complexe. L’expression analytique complète compliquée peut alors être simplifiée en considérant des photons proches de leur couche de masse (i.e. $q_1^2, q_2^2 \rightarrow 0$). Cela correspond expérimentalement à une très faible diffusion des électrons initiaux, qui restent non-détectés dans le tube du faisceau.

Cette approximation EPA (Equivalent Photon Approximation) conduit à [25]:

$$\sigma_{ee \rightarrow eeX} = \int L_{\gamma\gamma} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\omega) d\omega$$

$$\text{où } \omega = \frac{W^2}{s}$$

et $L_{\gamma\gamma}$ = facteur de luminosité

$$= \left(\frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{s}{4m_e^2} \right)^2 \frac{1}{\omega} \left[(2 + \omega)^2 \ln \frac{1}{\omega} - 2(1 - \omega)(3 + \omega) \right]$$

$$\approx \frac{4}{\omega} \ln \frac{1}{\omega} \text{ quand } \omega \rightarrow 0$$

La section efficace augmente donc en fonction de l'énergie dans le centre de masse, contrairement aux processus de production de deux fermions. Cependant, la masse invariante de la paire ff finale est moins élevée que dans le cas de production directe de deux fermions, une part de l'impulsion étant emportée par l'électron et le positron finaux. Ainsi, ce fond peut être éliminé assez aisément dans nos sélections, hormis dans deux cas :

- dans les lots inclusifs d'événements, la radiation d'un photon dur dans l'état initial diminue l'énergie dans le centre de masse de la collision et donc la masse invariante de la paire de fermions finale ;
- pour le processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, une partie de l'impulsion est portée par les neutrinos lors de la désintégration des taus et la masse invariante des particules finales est moins élevée.

2.2 La production de paires de W

La production de paires de W à l'ordre le plus bas peut être représentée par les trois diagrammes de la figure 2.3. Ces trois graphes sont souvent nommés graphes CC03 (pour *Charged Current*). Le diagramme éventuel d'échange d'un Higgs, supprimé par un facteur m_e/M_W , est négligeable et n'est donc pas pris en compte ici. La production de paires de W dans la voie t impliquant l'échange d'un ν_e ne contribue que pour les électrons gauches, alors que la production dans la voie s contribue pour les deux hélicités de l'électron.

Notons $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E^2}$ la vélocité des bosons W ; la section efficace totale de production de paires W^+W^- pour des faisceaux non-polarisés s'écrit au seuil, soit pour $\beta \ll 1$ [8]:

$$\sigma_{Born} \approx \frac{\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{4s_w^4} 4\beta + \mathcal{O}(\beta^3),$$

avec s_w le sinus de l'angle de mélange faible. Le terme dominant en β provient de la voie t seulement et est indépendant de $\cos\theta$, les contributions de la voie s et de l'interférence $s-t$

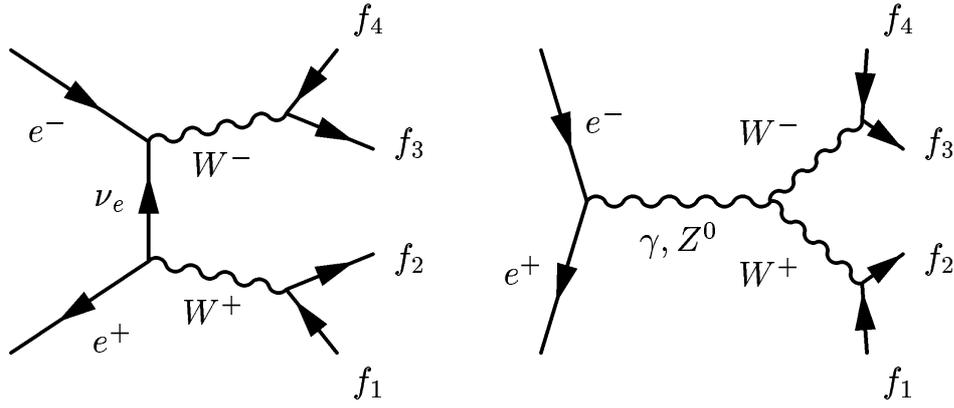


Figure 2.3: Diagrammes de production de paire de W , dans les voies t et s . Les deux W se désintègrent pour donner quatre fermions dans l'état final.

sont proportionnelles à β^3 . Ainsi, au seuil de production de paires de W , le graphe de la voie t est dominant et les W sont produits de manière isotropique, tandis que la contribution de la voie s disparaît. Lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente, le terme en $\cos\theta$ devient plus important et les bosons W^\pm vont être produits plus fréquemment vers l'avant par rapport à la direction du e^\pm .

	Largeur (GeV) Born	Rapport de branchement
$W \rightarrow e\nu_e$	0.2262	0.1083
$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	0.2262	0.1083
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	0.2261	0.1082
$W \rightarrow ud$	0.6455	0.3211
$W \rightarrow cs$	0.6441	0.3205
$W \rightarrow \text{had.}$	1.3569	0.6751
$W \rightarrow \text{tout}$	2.0354	

Tableau 2.2: Largeurs partielles au niveau de Born et pour $m_f \neq 0$, et rapports de branchement du boson W^\pm .

Le boson W se désintègre en paire de fermion/anti-fermion associés au même doublet de $SU(2)$. Sa largeur est au premier ordre la somme des largeurs partielles pour les désintégrations hadroniques et leptoniques, telles que la masse des produits finaux ne dépassent pas M_W ; cela exclut toutes les désintégrations comprenant le quark top. Les rapports de branchement du W sont résumés dans le tableau 2.2, avec les largeurs partielles de désintégrations au niveau de Born. Comme les W sont produits en paire au LEP, trois états finaux peuvent être distingués: l'état final hadronique (45.6%) quand les deux W se désintègrent en paires $q\bar{q}'$, l'état final semi-leptonique (43.8%) quand un W se désintègre en $q\bar{q}$ et l'autre en lepton-antineutrino, et enfin l'état final purement leptonique (10.6%) où les deux bosons se désintègrent en lepton-antineutrino.

2.3 La production de bosons Z seuls ou en paire : processus Zee et ZZ*

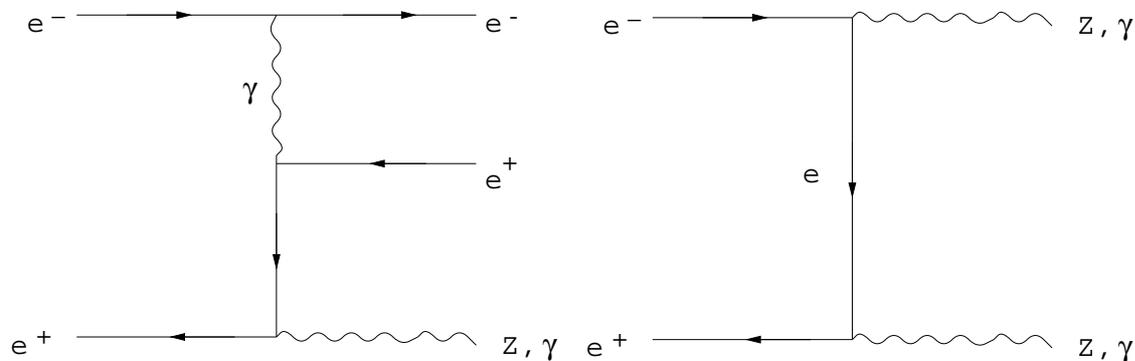


Figure 2.4: Diagrammes de production de Zee (à gauche) et du processus ZZ^(*) (à droite).

Le processus Zee est représenté sur la figure 2.4 (à gauche), où les produits de désintégration du Z ont été omis.

Le comportement de la section efficace Zee en fonction de l'énergie dans le centre de masse est exposé sur la figure 2.5. La section efficace, non-nulle à partir du seuil de production de bosons Z sur couche de masse, augmente ensuite doucement. Cette figure a été obtenue avec le générateur PYTHIA [28], aussi utilisé pour l'estimation des sections efficaces Zee de la table 2.1

Le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (figure 2.4 à droite) a lieu à travers l'échange d'un électron dans la voie t . Contrairement à la production de paires WW, aucun diagramme d'échange dans la voie s ne contribue à la production de paires ZZ, étant donné que les couplages à trois bosons vecteurs neutres n'existent pas au sein du Modèle Standard. Le processus ZZ^(*) a deux composantes.

- Pour des énergies dans le centre de masse supérieures à environ $2m_Z$, deux bosons Z sur couche de masse sont produits. Le changement de comportement de la section efficace à partir de ce seuil est clairement visible sur la figure 2.5.
- En-dessous du seuil de production de paires de Z, l'un des bosons Z (Z^{*}) est hors couche de masse et le processus est similaire à la production de deux fermions avec radiation dans l'état initial. La section efficace croît jusqu'au pic du Z puis décroît lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente. La région de faibles masses de Z^{*} est difficile à générer à cause des résonances à basse masse comme le ρ .

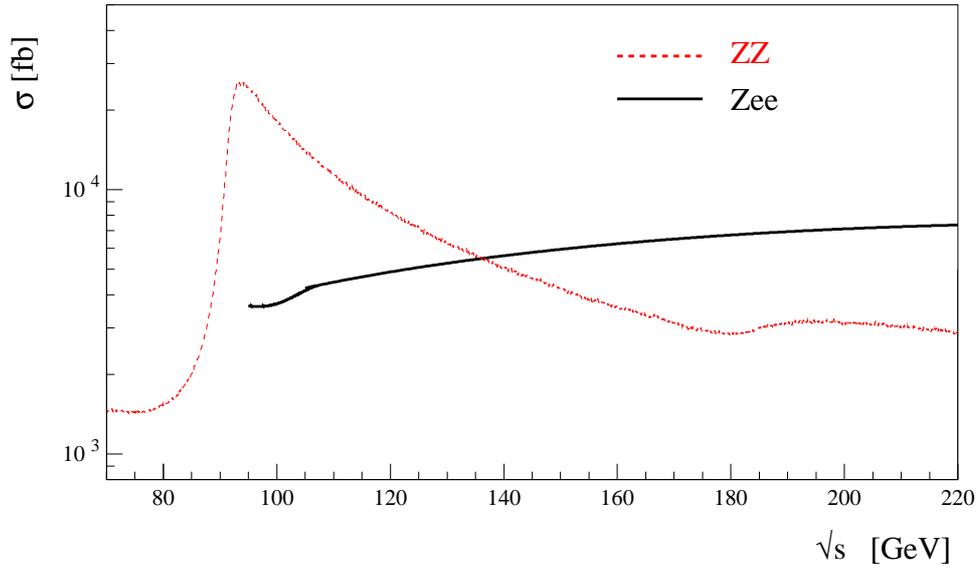


Figure 2.5: Les sections efficaces en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les processus ZZ^* (courbe pointillée) et Zee (courbe pleine) [29].

Les sections efficaces de la table 2.1 ont été calculées avec PYTHIA pour une masse minimale du Z^* de $0.2 \text{ GeV}/c^2$ afin de séparer ce processus de la production de deux fermions avec création de paire dans l'état initial.

Bibliographie

- [1] “*Review of Particle Physics*”, Phys. Rev. D54(1996).
- [2] D. DECAMP et al. (Aleph Collaboration), “*Determination of the number of light neutrino species*”, Phys. Lett. B231 (1990), 519 ;
O. ADRIANI et al. (L3 Collaboration), “*Determination of the number of light neutrino species*”, Phys. Lett. B292 (1992), 463.
- [3] “*Reports of the Working Group on Precise Calculations for the Z Resonance*”, rapport jaune, CERN/95-03.
- [4] P. TAXIL, “*Bosons de Higgs au-delà du Modèle Standard Minimal*”, Ecole de Gif 1990, 101.
- [5] D. KARLEN, “*Experimental Status of the Standard Model*”, ICHEP’98, July 98, Vancouver.
- [6] THE LEP COLLABORATION, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, LEPEWWG/98-01.
- [7] THE LEP COLLABORATION, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, LEPEWWG/99-?? .
- [8] “*Physics at LEP2 (Vol. 1)*”, rapport jaune, CERN/96-01.
- [9] H.J. BEHREND et al., Phys. Lett. B183(1987), 400.
- [10] B. NAROSKA, “ *e^+e^- Physics with Jade*”, Phys. Rep. 148(1987), 67.
- [11] B. ADEVA et al., Phys. Rev. D34(1986), 681.
- [12] L. CRIDGEE et al., Phys. Rep. 83(1983), 153.
- [13] W. BRAUNSCHWEIG et al., Z. Phys. C47(1990), 187.
- [14] S. ABACHI et al., Phys. Rev. D40 (902),1989
- [15] E. FERNANDEZ et al., Phys. Rev. D31(1985), 1537.
- [16] C. VON ZANTHIER et al., Phys. Rev. D43(1990), 34.
- [17] T. KUMITA et al., Phys. Rev D42(1990), 1339 ;
T. KUMITA et al., Phys. Lett. B218(1989), 112.

- [18] I. ADACHI et al., Phys. Lett. B234(1990), 525.
- [19] K. ABE et al., Z. Phys. C48(1990), 13;
K. ABE et al., Phys. Lett. B246(1990), 297.
- [20] M. WOODS, “*Electroweak Results from SLD*”, Lake Louise Winter Institute (february 1999).
- [21] “*Z Physics at LEP1 (Vol. 1)*”, rapport jaune, CERN/89-08.
- [22] D. BARDIN ET AL., CERN-TH 6443/92; Phys. Lett. B255 (1991) 290; Nucl. Phys. B351 (1991) 1; Z. Phys. C44 (1989) 493.
- [23] THE OPAL COLLABORATION, “*Tests of the Standard Model and Constraints on New Physics from Measurements of Fermion-pair Production at 130-172 GeV at LEP*”, CERN-PPE/97-101.
- [24] THE LEP COLLABORATIONS, THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP AND THE SLD HEAVY FLAVOUR GROUP, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN-PPE/97-154.
- [25] F.M. RENARD, “*Electron Positron Collisions*”, Eds. Frontières (1981).
- [26] J.A.M. VERRNASEREN, in “*Proceedings of the IVth International Workshop on Gamma Gamma Interactions*”, Eds. G. Cochard and P. Kessler (Springer Verlag, 1980).
- [27] N.J. KJÆR, “*Measurement of the W boson mass at LEP*”, Moriond 1998. Les Arcs (mars 1998).
- [28] T. SJOSTRAND, Comput. Phys. Commun. 82(1994), 74.
- [29] D. ZERWAS, thèse “*Energie manquante à LEP2: boson W et physique nouvelle*”, Université de Paris-Sud Orsay (avril 1998).
- [30] M. SKRZYPEK et al., Comput. Phys. Commun. 94(1996), 216.
- [31] “*Review of Particle Physics*”, Europ. Phys. Journal C3 (1998).

Partie II

Situation expérimentale

Chapitre 3

Le dispositif de prises de données

3.1 L'accélérateur LEP

Le LEP (*Large Electron Positron collider*), collisionneur e^+e^- du CERN est le plus grand accélérateur circulaire d'électrons du monde, avec ses 27 km de circonférence.

3.1.1 L'énergie du LEP

Dans une première phase, nommée LEP 1, qui a fonctionné de 1989 au mois de septembre 1995, l'accélérateur LEP a atteint une énergie maximale dans le centre de masse de 91.2 GeV ; cela a permis la production par collision du boson de jauge Z^0 au repos. Dans une seconde phase, nommée LEP 2, qui a commencé en octobre 1995, cette énergie maximale a augmenté grâce à l'adjonction de cavités supraconductrices ; elle est passée à 130 GeV puis 136 GeV fin 1995, de 161 GeV à 172 GeV durant l'année suivante, elle est montée à 183 GeV en 1997, et jusqu'à 189 GeV en 1998, avec un espoir d'approcher les 200 GeV dès 1999.

L'injection des particules dans l'anneau du LEP

Le dispositif d'accélération se déroule comme suit (figure 3.1) : les électrons sont d'abord accélérés jusqu'à 200 MeV dans un premier accélérateur linéaire LIL1 (Linac Injector of LEP) ; ils ont alors une énergie suffisante pour créer des positrons en étant projetés sur une cible en tungstène. A l'aide d'un deuxième accélérateur linéaire LIL2, les électrons et les positrons atteignent une énergie de 600 MeV. Ils sont ensuite collectés dans un anneau d'accumulation, l'EPA, qui les maintient à une énergie de 600 MeV tout en réduisant la taille des faisceaux, avant d'être transférés au PS (*Proton Synchrotron*) où ils sont accélérés à 3.5 GeV, puis au SPS (*Super Proton Synchrotron*) où ils atteignent 20 GeV. Quatre ou huit paquets ou *bunches* de ces électrons et positrons peuvent alors être injectés dans l'anneau du LEP où ils sont portés à l'énergie voulue, avant d'entrer en collision aux points d'interaction. Les courants d'électrons/positrons sont de l'ordre de plusieurs centaines de μA .

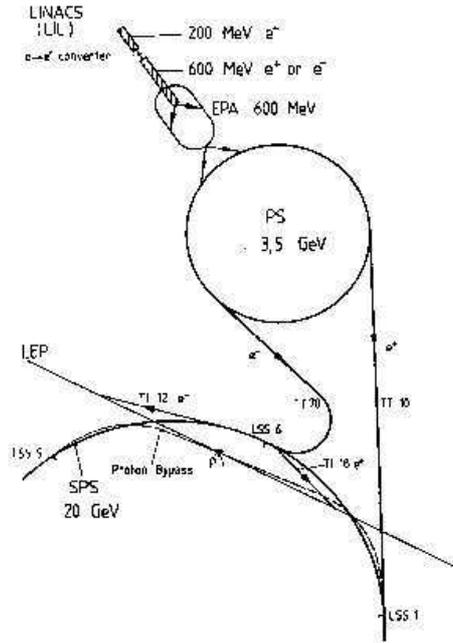


Figure 3.1: Dispositif d'injection du collisionneur LEP: dans l'ordre croissant d'énergie des faisceaux, la chaîne comprend les accélérateurs linéaires LIL1 et LIL2, puis les accélérateurs circulaires EPA, PS et SPS, avant le LEP.

Le LEP est composé de huit arcs de cercle alternés avec huit sections droites. Les collisions ont lieu dans des sections droites où sont installées quatre expériences: ALEPH (voir section suivante), DELPHI (**DE**tecteur with **LE**pton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification), L3 (**L**etter of **i**ntent **3**) et OPAL (**OM**ni **P**urpose **A**pparatus for **LEP**). Les faisceaux sont focalisés à l'entrée des expériences par des quadrupôles supraconducteurs. Un croisement se produit en chacun des quatre points de collision toutes les 23 μ s.

Le rayonnement synchrotron

Un inconvénient inhérent aux collisionneurs circulaires est l'émission de photons tangentiellement à la trajectoire par les particules chargées accélérées dans un champ magnétique; ceci est appelé *rayonnement synchrotron*. La formule de Larmor donne, pour un modèle synchrotron simple, une puissance totale rayonnée :

$$P = \frac{2}{3} e^2 c \frac{\beta^4 \gamma^4}{R^2}.$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse des particules, $\gamma = v/c$ et R est le rayon du collisionneur. Sachant que le temps mis pour faire un tour est $\Delta t = \frac{2\pi R}{\beta c}$, l'énergie ainsi perdue par tour, E_{sync} est, pour une particule circulant dans un anneau de rayon R :

$$E_{sync} = P \Delta t = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \left(\frac{E}{mc} \right)^4$$

où E est l'énergie de la particule de masse m . Pour les électrons et les positrons du LEP,

avec $\beta \simeq 1$:

$$E_{sync} = 0.0885[\text{MeV}] \times \frac{(E[\text{GeV}])^4}{R[\text{m}]}, \text{ en MeV.}$$

Dans les conditions de la première phase de LEP, cette perte d'énergie était :

$$E_{sync} = 0.0885[\text{MeV}] \times \frac{45.6^4}{2932} = 130 \text{ MeV.}$$

Cette perte était compensée en moyenne par une accélération appliquée lors de la traversée d'un ensemble de 128 cavités radio-fréquences en cuivre.

A LEP2, E_{sync} est amplifiée. Pour $E = 161 \text{ GeV}$, elle passe à :

$$E_{sync} = 0.0885[\text{MeV}] \times \frac{80.5^4}{2932} = 1270 \text{ MeV};$$

l'utilisation de cavités supraconductrices, à la place des cavités radio-fréquences, devient alors indispensable pour compenser cette perte. Au total, les 256 cavités nécessaires sont installées depuis fin 1997.

La mesure de l'énergie

Durant la première phase de LEP, de 1990 à 1995, l'énergie des faisceaux a été mesurée de façon très précise, par une mesure de dépolarisation résonante [1][2]. Le spin des électrons a tendance à s'aligner avec la direction du champ magnétique des aimants du LEP et à tourner dans un mouvement de précession autour de l'axe vertical. Le nombre de précessions par tour, $\nu_{prec.}$, est proportionnel au moment magnétique anormal a et à l'énergie du faisceau [3] :

$$\nu_{prec.} \simeq \frac{a \times E[\text{MeV}]}{440.6486[\text{MeV}]}$$

La mesure du nombre de précessions accomplies par tour par l'électron donne ainsi accès à la valeur de son énergie. Elle est effectuée à l'aide d'un champ exciteur radial appliqué au faisceau une fois par révolution : lorsque la fréquence de ce champ est en phase avec la fréquence de précession $f_{prec.}$, on observe une dépolarisation résonante du faisceau. La polarisation du faisceau est mesurée par un laser dont le faisceau est diffusé par effet Compton avec un angle lié à la polarisation transverse des électrons. La polarisation est malheureusement trop faible à partir d'une énergie dans le centre de masse de 55 GeV environ ; en 1997, une mesure de la polarisation à 60.6 GeV a donné une valeur inférieure à 2%, insuffisante pour la calibration. Il n'est donc pas possible d'utiliser cette méthode directement à LEP2.

La technique employée à LEP2 est la suivante :

- A basse énergie, une mesure du champ magnétique dans les dipôles est effectuée toutes les 30s par 16 sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) ; elle est calibrée avec une mesure de l'énergie par la méthode de dépolarisation résonante.
- La mesure à haute énergie du champ magnétique dans les dipôles permet, par extrapolation linéaire des mesures à basse énergie, de déterminer l'énergie des faisceaux.
- Cette mesure du champ est précise (10^{-6}) mais locale ; la sonde NMR ne mesure qu'une fraction du champ des dipôles de l'accélérateur. Des boucles de câbles fournissent une estimation du flux du champ magnétique total des dipôles (96.5% du champ total) avec une précision de 10^{-4} . Cette mesure est comparée à celle des sondes NMR.

En 1996, à 172 GeV, l'erreur sur l'énergie des faisceaux est de 30 MeV. Cette incertitude est due à l'extrapolation aux hautes énergies de l'erreur sur la mesure à basse énergie. De plus, aucune étude de non-linéarité n'a été possible : seuls deux points de mesure à 45 GeV et 50 GeV ont servi à la calibration des sondes [4].

En 1997, des mesures de dépolarisation résonante ont été effectuées en quatre points, 41.2, 44.7, 50.0 et jusqu'à 55.3 GeV. L'extrapolation vers des énergies plus élevées augmente les erreurs sur l'énergie mais l'analyse des non-linéarités les réduit. Ces erreurs s'élèvent à 27 MeV.

Finalement, l'énergie extrapolée est corrigée de certains facteurs mis en évidence et étudiés à LEP1 ; ce sont la température (1°C correspond à une variation de 4.8 ± 1.4 MeV [5]), le niveau du lac Léman (jusqu'à 20 MeV) et les effets des marées terrestres qui distordent l'anneau du LEP (moins de 15 MeV), ainsi que les courants induits dans le LEP par les trains TGV.

3.1.2 La luminosité du LEP

Dans les collisions faisceau-faisceau, la luminosité fournie au point de collision par le recouvrement des deux paquets d'électrons et de positrons est donnée par :

$$\mathcal{L} = k_b f_{rev} \frac{N_e N_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

k_b est le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, N_e (N_p) est le nombre d'électrons (positrons) par paquet, σ_x et σ_y sont les dimensions transverses du faisceau, horizontalement et verticalement, en supposant que les faisceaux suivent une distribution gaussienne.

Un paquet au point de collision peut être représenté comme un ensemble de quatre "wagons" (ou *trains*) dans le plan de l'anneau, ensemble de 300 μm de largeur, 12 μm d'épaisseur et 1.5 cm de longueur ; chaque paquet contient de l'ordre de 10^{11} particules. Pour augmenter la luminosité, plusieurs méthodes sont possibles :

- réduire la taille du faisceau ;
- augmenter le nombre d'électrons/positrons par paquet. Ceci est limité par une interaction non-voulue faisceau-faisceau résultant de l'instabilité des faisceaux ;
- augmenter le nombre de paquets. Le nombre de collisions des paquets étant égal à la somme des paquets en circulation dans l'anneau ($N_{e^-} + N_{e^+}$), ce procédé est limité par de possibles interactions non-voulues entre paquets voisins ; le passage de quatre à huit paquets d'électrons/positrons a été cependant possible dès 1993. Auparavant, dans la configuration 4×4 paquets d'électrons/positrons, des séparateurs électrostatiques éloignaient les paquets de charges opposées en appliquant un champ électrique dans la direction verticale aux 8 points de collision durant l'accélération. Le passage à l'injection de 8 paquets d'électrons et 8 paquets de positrons a été rendu possible grâce au schéma de séparation Pretzel utilisé à Cornell au CESR [6], aux 8 autres points de croisement. La méthode consiste à appliquer des impulsions électromagnétiques dans le plan horizontal, provoquant l'oscillation des paquets autour de l'orbite de référence conduisant à une séparation de plus de 40 divisions standards aux points de collision non-voulus.

Durant la deuxième phase de LEP, qui a fourni les données utilisées dans ce travail, l'accélérateur a donné une luminosité nominale de $1.8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.2 Le détecteur ALEPH

La désintégration du Z^0 s'effectuant dans tout l'espace, le détecteur ALEPH ou "*Apparatus for LEP Physics*" doit couvrir un angle solide le plus proche possible de 4π , soit 97% de cet angle en pratique. De plus, les collisions électron-positron à petit angle (diffusion Bhabha) doivent être étudiées précisément afin, entre autre, de fournir une mesure de la luminosité instantanée.

ALEPH se décompose en deux ensembles de sous-détecteurs, d'une part la partie centrale à symétrie cylindrique ou *barrel* de 10 m de long, de 9 m de diamètre et centrée sur le point d'interaction, d'autre part deux régions "bouchon" ou *end-cap* de chaque côté de la partie centrale.

Comme tous les détecteurs du LEP, l'appareillage remplit les fonctions suivantes : déclenchement de l'acquisition, reconstruction tridimensionnelle des traces chargées, mesure de l'impulsion des particules, mesure de l'énergie des particules, identification des particules, mesure précise de la luminosité des faisceaux. Pour cela, ALEPH comprend trois ensembles de détecteurs (voir la figure 3.2) [7] :

- un premier ensemble permettant la reconstruction des traces de particules chargées se situe proche du tube à vide où passent les faisceaux. Il se compose du VDET, de l'ITC

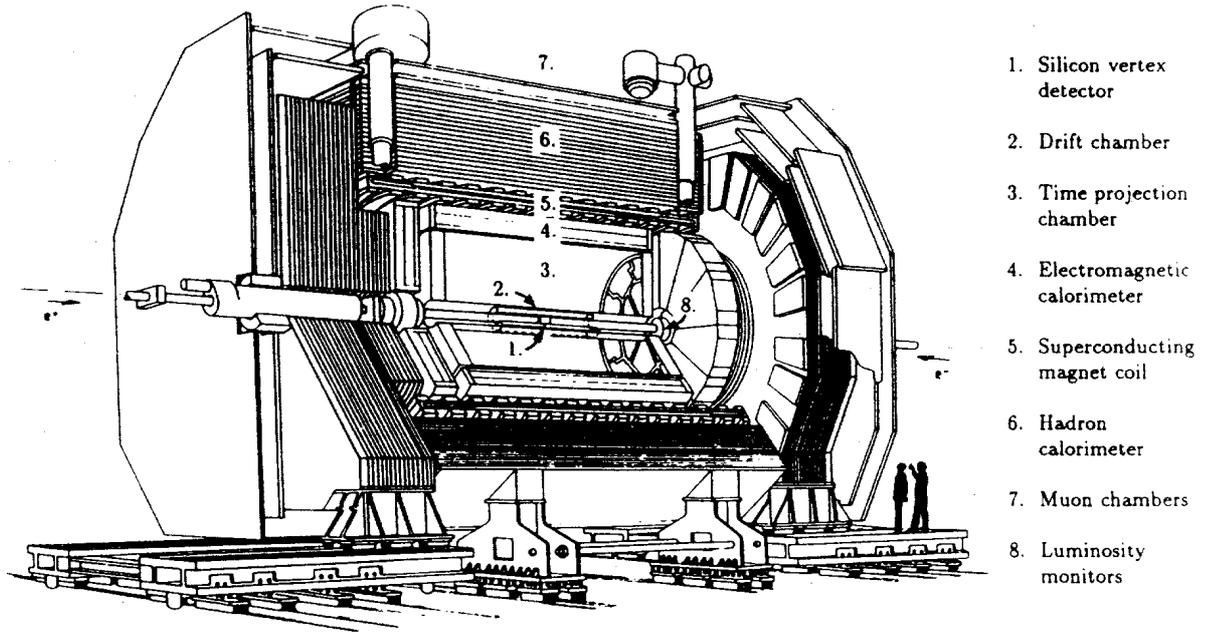


Figure 3.2: Vue générale du détecteur ALEPH: (1) détecteur de vertex (VDET), (2) chambre à dérive (ITC), (3) chambre à projection temporelle (TPC), (4) calorimètre électromagnétique (ECAL), (5) aimant, (6) calorimètre hadronique (HCAL), (7) chambres à muons, (8) moniteurs de luminosité.

et de la TPC;

- le deuxième ensemble se compose de deux calorimètres, l'un électromagnétique (ECAL) et l'autre hadronique (HCAL), entourant les détecteurs de traces. Une bobine supraconductrice est placée entre le ECAL et le HCAL;
- le détecteur complet est enveloppé de chambres à muons pour la détection des particules chargées traversant tous les autres sous-détecteurs.

De plus, ALEPH est équipé de moniteurs de luminosité à petit angle (LCAL, SICAL, BCAL) et d'un moniteur de fonds (SAMBA).

Le système de coordonnées d'Aleph se compose d'un axe z le long du tube à vide, dans le sens de circulation des électrons, ainsi que des axes x (horizontal pointant vers le centre de LEP) et y (vertical) définissant le plan perpendiculaire au détecteur. Nous allons aussi utiliser les coordonnées cylindriques (r, θ, φ) données par les relations:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta$$

3.2.1 Détecteurs de particules chargées

La reconstruction tridimensionnelle des traces des particules chargées est réalisée par le Micro-Vertex (ou VDET), par une chambre à trace interne (ou ITC) et par une chambre à

dérive temporelle (ou TPC). Ces détecteurs sont détaillés ci-dessous, dans l'ordre de leur utilisation pour la reconstruction des traces. Ils sont de plus plongés dans un champ magnétique de 1.5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau, créé par un solénoïde supraconducteur, permettant ainsi une détermination précise de l'impulsion des particules chargées.

La chambre à projection temporelle (TPC)

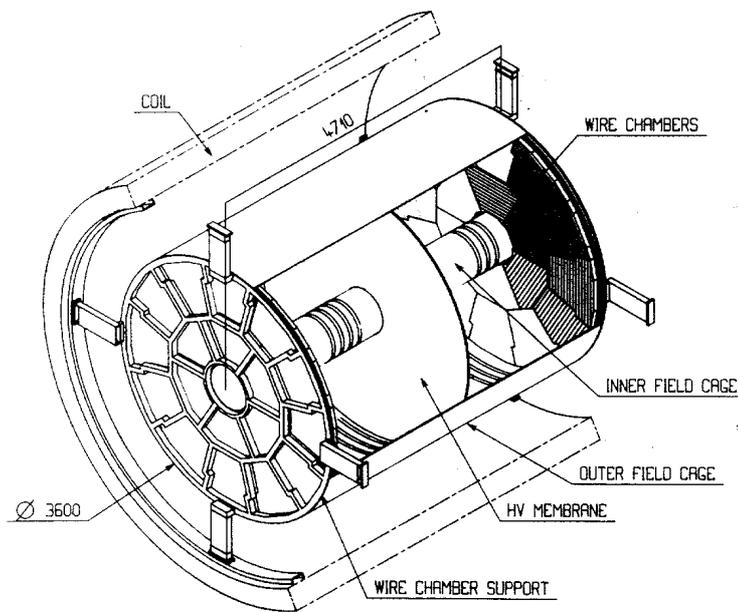


Figure 3.3: *La Chambre à Projection Temporelle (TPC)*

Cette chambre est l'élément principal de détection des traces chargées; elle est également utilisée dans le niveau 2 du système de déclenchement d'Aleph (voir la section 3.2.5). C'est une enceinte de dérive coupée en deux par une plaque haute-tension en Mylar portée à un potentiel de -27 kV, et terminée à chaque extrémité par des chambres proportionnelles (figure 3.3). Chaque chambre est divisée en 18 secteurs; sur chaque secteur se trouvent :

- 3 plans de fils: une grille, un plan de fils de cathode reliés à la masse, et un plan constitué d'une alternance de fils sensibles à un potentiel de 1.5 kV et de fils de champ reliés à la masse;
- un plan de cathodes constitué d'une alternance de damiers de lecture et de damiers utilisés pour le déclenchement.

L'ensemble est situé entre 31 cm et 1.8 m de l'axe des faisceaux, fait 4.7 m de long, et est rempli d'un mélange d'argon (91%) et de méthane (9%).

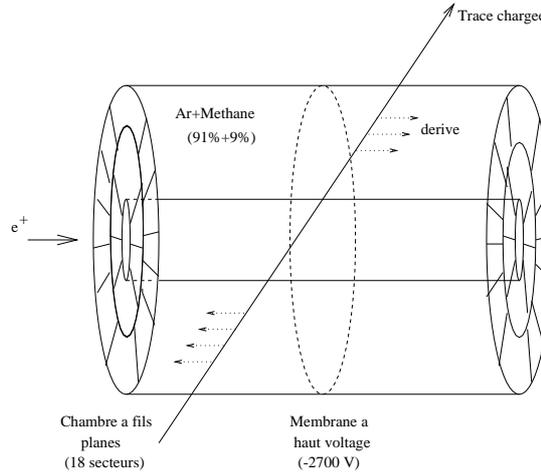


Figure 3.4: *Principe de dérive des électrons dans la TPC.*

Le fonctionnement de la TPC, schématisé sur la figure 3.4, est le suivant : les électrons d’ionisation, créés par le passage d’une particule chargée dans la chambre, dérivent jusqu’aux extrémités du cylindre sous l’effet d’un champ électrique parallèle à la direction du faisceau et d’intensité 115 V/cm. La présence du champ magnétique a notamment pour effet de restreindre la diffusion transverse des paquets d’électrons lors de la dérive, celle-ci pouvant ainsi s’effectuer sur plusieurs mètres. Lorsqu’ils atteignent les chambres proportionnelles, les électrons créent des avalanches sous l’effet du fort champ électrique présent autour des fils sensibles. Cela induit un signal non seulement sur les fils, mais également sur les damiers qui constituent le système de cathodes, par influence capacitive. A la fin de l’enregistrement de l’événement, soit après environ 45 μs (temps de dérive maximal des électrons), les fils de grille sont portés à un potentiel de 40 V empêchant les ions positifs créés lors de l’avalanche de dériver dans le volume de la TPC et permettant ainsi d’éviter la création de charges d’espace qui perturberaient le champ électrique. La fermeture et l’ouverture de la grille sont contrôlées par le système de déclenchement de niveau 1.

Le signal récolté sur les damiers, amplifié, sert à la mesure des coordonnées tridimensionnelles, en donnant jusqu’à 21 points par trace.

Les coordonnées dans le plan $r \times \varphi$ sont obtenues par la position radiale des damiers touchés, avec une résolution d’environ 173 μm . La coordonnée suivant la direction z est donnée par le temps de dérive des électrons. Grâce à un système de calibration laser, la vitesse de dérive est connue très précisément et la résolution en z , pour une trace traversant tout le détecteur, est d’environ 740 μm . Les précisions obtenues dans la TPC sur l’angle polaire θ et sur l’angle azimutal φ d’une trajectoire sont respectivement :

$$\Delta(\tan\theta) = 6 \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad \Delta\varphi = 4 \cdot 10^{-4} + \frac{2.8 \cdot 10^{-3}}{P} \text{ rad.}$$

Par ailleurs, la TPC permet également une mesure de la perte d’énergie par ionisation dans le gaz (dE/dx) grâce aux signaux récoltés sur les fils sensibles. Cette information permet, si l’on connaît par ailleurs l’impulsion de la trace, d’identifier la nature de la particule chargée associée (voir la section 4.3 de la partie “Analyse”). La résolution sur le dE/dx dépend du

nombre de signaux disponibles par trace ; pour deux cents mesures, elle est de 5.9%.

La chambre à trace interne (ITC)

Située entre le microvertex et la TPC, soit entre 16 et 26 cm de l'axe du faisceau, l'ITC est une chambre à dérive multifils cylindrique de deux mètres de long, de rayons interne 13 cm et externe 29 cm.

Elle est constituée de 8 couches concentriques de cellules hexagonales, plongées dans un mélange gazeux composé de 50% d'argon et de 50% d'éthane. Chaque cellule contient un fil sensible parallèle à l'axe du faisceau et entouré de six fils de champ. Tandis que le fil sensible est porté à un potentiel de 1.8 à 2.5 kV, 5 des 6 fils de champ sont reliés à la masse, permettant d'isoler électriquement le fil sensible alors considéré comme une cellule de détection indépendante (voir la figure 3.5). Le sixième fil de champ sert à la calibration de l'ITC.

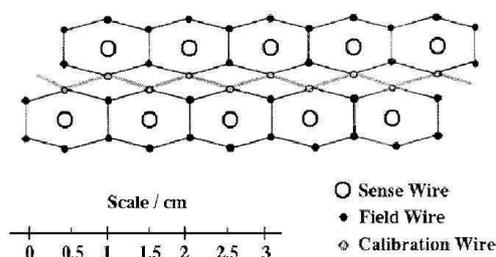


Figure 3.5: Schéma d'une cellule de l'ITC.

La position dans le plan $r \times \varphi$ de chaque point est donnée par le temps de dérive le long du fil, et la position en z par la différence des temps d'arrivée des signaux aux extrémités de chaque fil sensible.

La précision sur la mesure de la coordonnée $r \times \varphi$, qui dépend de la longueur de dérive, est en moyenne de 150 μm , et celle selon l'axe z est de 3 cm.

Une trace peut posséder jusqu'à huit points de détection dans l'ITC, utilisés pour la reconstruction de la position et de la direction de cette trace. Les coordonnées en deux dimensions sont disponibles en 1 μs et les coordonnées en trois dimensions en 2-3 μs après la collision ; cette rapidité des signaux permet à l'ITC de fournir également des indications au système de déclenchement d'ALEPH (voir la section 3.2.5) dès le niveau 1.

Le détecteur de microvertex (VDET)

C'est l'élément d'ALEPH le plus proche du faisceau. Il a été installé avant la prise de données de 1991, et remplacé en 1995 pour couvrir un plus grand angle solide.

Le VDET est constitué de deux couches cylindriques de détecteurs au silicium, placées à des rayons de 6.3 et 11 cm, à double face coaxiale et entourant le tube à vide sur une longueur

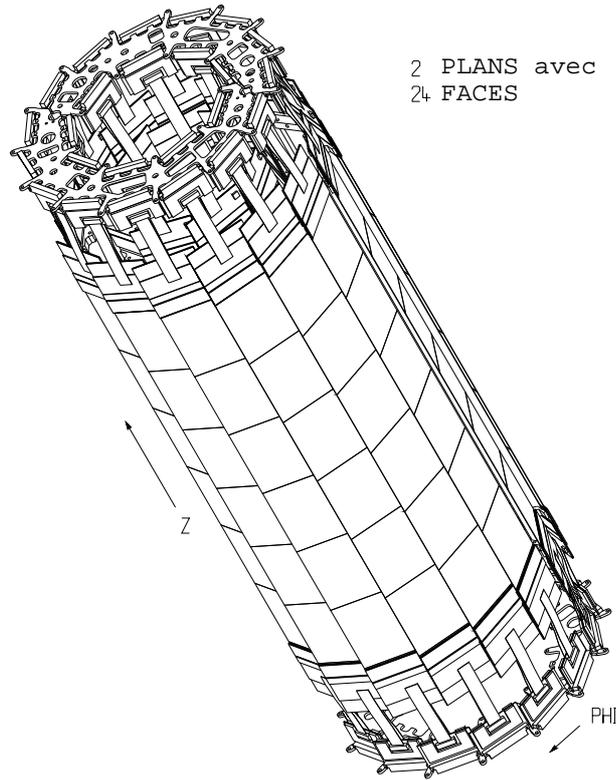


Figure 3.6: *Vue du détecteur de Vertex après montage des faces sur le support.*

de ± 20 cm en z (figure 3.6). Son acceptation spatiale est $|\cos\theta| \leq 0.95$ pour la couche interne, et $|\cos\theta| \leq 0.87$ pour la couche externe. Chaque couche est segmentée selon φ en 24 secteurs, chacun divisé selon z en 8 cellules de détection de $(5.26\text{cm}) \times (6.54\text{cm}) \times (300\mu\text{m})$. Ces cellules reposent sur un support en céramique et sont parcourues sur chaque face par des pistes de silicium placées perpendiculairement d'une face à l'autre. Ceci permet de donner des mesures en $r \times \varphi$ sur une face et dans la direction z sur l'autre face. Une trace typique donne deux couches de points spatiaux. Les résolutions sont de $12 \mu\text{m}$ en $r * \varphi$, et de 12 à $22 \mu\text{m}$ en z selon l'angle polaire de la trace.

Les points de mesure donnés par le VDET permettent d'améliorer la précision pour les traces déjà reconstruites avec la TPC et l'ITC (voir la section 4.1.1).

L'aimant

L'aimant est constitué d'une bobine supraconductrice et d'une culasse en fer qui assure l'uniformité et le retour du champ magnétique, et qui forme aussi le radiateur du calorimètre hadronique. La bobine a été placée entre les calorimètres électromagnétique et hadronique afin de réduire les longueurs de radiation entre le point d'interaction et le calorimètre électromagnétique. Le champ magnétique de $B = 1.5$ T dans lequel baignent la TPC et les autres détecteurs de trace permet une mesure de l'impulsion des particules chargées (voir section 4.1.1), courbées par le champ selon la loi :

$$P \text{ [MeV/c]} = 300 \times B[\text{T}] \times R[\text{m}].$$

Comme le détecteur central est une TPC, le champ magnétique doit être aussi uniforme que possible pour éviter des distortions dans la trajectoire de dérive des électrons d'ionisation. L'inhomogénéité du champ est exprimée par la quantité $D = \int_0^{2200} B_r/B_z dz$, où 2200 mm est la longueur maximale de dérive des électrons, B_r la composante radiale du champ magnétique et B_z la composante le long du faisceau. Cette quantité est directement reliée au déplacement des électrons de dérive dans un plan orthogonal à l'axe z du faisceau. La bobine est alors constituée d'un solénoïde principal de 6.35 m de long, et de deux bobines compensatrices de 40 cm de long à chaque extrémité du solénoïde, afin d'augmenter l'uniformité du champ magnétique. D reste ainsi inférieure à ± 0.5 mm dans tout le volume du détecteur central, ce qui est satisfaisant. Des distortions sont cependant possibles vers l'avant.

3.2.2 La mesure de l'énergie

La mesure de l'énergie des particules est effectuée par les calorimètres électromagnétique et hadronique.

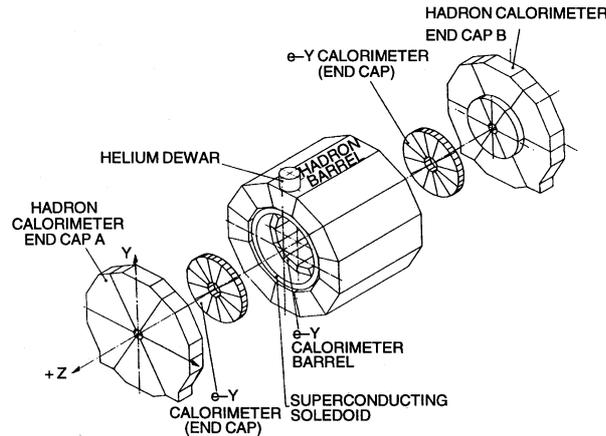


Figure 3.7: Géométrie globale du calorimètre hadronique (HCAL) entourant l'aimant supraconducteur et le calorimètre électromagnétique (ECAL).

Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Ce calorimètre se compose de deux parties (figure 3.7). La partie centrale, longue de 4.77 m, s'étend sur une région située entre 1.85 m et 2.25 m de l'axe des faisceaux. Elle est complétée par deux bouchons de 56 cm d'épaisseur, chacun couvrant la région comprise entre 0.54 m et 2.34 m de l'axe. L'acceptance du calorimètre est $|\cos\theta| \leq 0.97$.

Le détecteur est formé d'un empilement de 45 couches composées de plaques de plomb (radiateur) et de plans de détection, eux-mêmes constitués de tubes fonctionnant en mode proportionnel ainsi que de plans de damiers. Les particules électromagnétiques, e^+ , e^- et γ , traversant le matériau radiateur, y induisent une gerbe électromagnétique. La gerbe se développe par création de paires ou rayonnement de freinage ; elle s'achève lorsque les particules produites atteignent le seuil énergétique au-dessous duquel les phénomènes d'ionisation deviennent prédominants. L'épaisseur totale est de 22 longueurs de radiation. Les électrons d'ionisation provoquent une avalanche au voisinage des chambres à fils. Comme pour la TPC, deux types de signaux sont recueillis ; le signal délivré par les damiers permet la reconstruction de l'énergie de la particule initiale, et celui lu sur les fils sert pour le déclenchement d'ALEPH.

Dans la partie centrale et les bouchons, les damiers sont dessinés et groupés électriquement pour former des tours, de forme pyramidale tronquée, dirigées vers le point d'interaction. Chaque tour est elle-même subdivisée en trois étages succesifs, le premier de quatre longueurs de radiation ($4 X_0$) et les deux autres de $9 X_0$, sous incidence normale.

L'unité élémentaire de lecture du calorimètre correspond à la somme des signaux obtenus dans un étage. Sa dimension angulaire $\Delta\theta \times \Delta\varphi$ est d'environ $0.8^\circ \times 0.8^\circ$. Cette structure confère au détecteur une granularité très fine permettant une mesure précise de la forme de la gerbe et une identification des e^- , π^0 et γ produits dans les jets (voir la section 4.3).

La résolution en énergie de ce calorimètre est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E[GeV]}} + 0.9\%.$$

Le calorimètre hadronique (HCAL)

Il permet de mesurer l'énergie des particules de type hadronique et participe également à l'identification des muons.

Sa structure est très similaire à celle du calorimètre électromagnétique. Il est constitué d'une partie centrale de rayons interne 3 m et externe 4.68 m, ainsi que de deux bouchons, chacun ayant un rayon interne de 0.45 m et un rayon externe de 4.55 m (figure 3.7). A la différence du ECAL, les plaques de radiateur sont en fer et les tubes à fils ne fonctionnent plus en mode proportionnel mais en régime saturé.

Les damiers sont connectés pour former des unités de lecture de section angulaire $3.8^\circ \times 3.7^\circ$ et permettent la mesure de l'énergie déposée. La résolution en énergie est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E[GeV]}}.$$

3.2.3 Les chambres à muons

Du fait de leur comportement électromagnétique et de leur masse élevée, les muons interagissent faiblement avec la matière et ne perdent de l'énergie dans les calorimètres que par rayonnement de freinage. Pour des énergies supérieures aux pertes par ionisation, ce qui est le cas de muons d'impulsions supérieures à 3 GeV/c, ils traversent généralement l'ensemble du détecteur sans être stoppés. Les chambres à muons constituent donc la couche la plus externe d'ALEPH.

Elles se divisent en cinq parties : une partie centrale, deux bouchons et deux parties assurant la liaison entre le centre et les bouchons. L'ensemble est composé de deux plans de tubes fonctionnant en mode saturé et distants l'un de l'autre de 50 cm. Chaque plan se subdivise en deux couches : l'une en $r * \varphi$ et l'autre selon z . Ces chambres permettent de mesurer la position et la direction des muons à la sortie du calorimètre hadronique. Cette mesure, associée à celle obtenue dans la TPC, permet d'améliorer la résolution sur l'impulsion des muons.

3.2.4 Mesure de la luminosité

La détermination de la luminosité est essentielle pour normaliser les résultats concernant les rapports de branchement et les sections efficaces. La mesure de cette luminosité est fondée sur la diffusion Bhabha. En effet, on a pour la luminosité instantanée L la relation : $L = \frac{N_x}{\sigma_x}$, avec σ_x section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow X$. Le générateur utilisé ici est Bhlumi ; ce processus est bien connu théoriquement, l'incertitude théorique s'élève à $\pm 0.5 \%$.

La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (ou diffusion Bhabha) permet ainsi une mesure précise de L , sa section efficace étant bien déterminée, et assez grande aux petits angles pour qu'un grand nombre d'événements puisse être observé. Cela explique que les détecteurs de luminosité soient placés proches de l'axe des faisceaux et loin du point d'interaction. Quatre détecteurs d'événements Bhabha à petits angles sont ainsi installés autour du tube à vide :

- Le *Luminosity CALorimeter* ou LCAL est le principal calorimètre pour la luminosité. De conception similaire à celle du ECAL, il est composé de deux modules semi-circulaires placés très proches du tube à vide, de part et d'autre du détecteur, et couvre les angles polaires de 45 à 190 mrad. Il est utilisé pour la mesure de la luminosité intégrée accumulée par ALEPH.
- Devant le LCAL est installé le *Small Angle Monitor of the BACKground* ou SAMBA ; c'est un ensemble de deux chambres proportionnelles mutli-fils, placées comme le LCAL à chaque extrémité du détecteur. Elles mesurent la position des traces chargées entre 40 et 90 mrad. SAMBA est utilisé pour vérifier l'alignement du LCAL et comme moniteur du bruit de fond pendant l'acquisition.
- Depuis l'automne 1992, le *Silicon luminosity CALorimeter* ou SICAL, a été ajouté de chaque côté de la zone d'interaction. Douze plans silicium/tungstène collectent les

gerbes produites par des Bhabhas à petits angles. Il permet d'améliorer la précision statistique sur la mesure de la luminosité en couvrant des angles plus petits que le LCAL, de 24 à 48 mrad. L'erreur systématique sur la luminosité est également réduite grâce à la grande précision interne de ses composants.

- Enfin, quatre petits calorimètres supplémentaires en tungstène et scintillateurs, les *very small Background Calorimeters* ou BCAL, sont groupés par paire et placés derrière les quadrupôles supraconducteurs à $z = \pm 7.7$ m du point d'interaction; ils couvrent un angle de 5 à 12 mrad et assurent la mesure de la luminosité instantanée pendant les prises de données. En effet, vingt fois plus rapides que le LCAL, ils délivrent une valeur toutes les 1.3 mn avec une précision de 5%. Ils sont également utilisés comme moniteurs de bruit de fond.

3.2.5 Déclenchement et acquisition

Les faisceaux du LEP se croisent avec une fréquence de 45 kHz. Le déclenchement de l'acquisition des données est synchronisé sur le croisement des faisceaux par l'envoi d'un signal toutes les 23 μ s (respectivement 11 μ s) pour 4 paquets (respectivement 8 paquets). L'objet du système de déclenchement est de produire un signal qui initialise la lecture des événements. Le but est de conserver toutes les collisions électron/positron et de réduire autant que possible le taux d'événements de fond comme les rayons cosmiques et les interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel dans le tube à vide. Pour cela, il existe trois niveaux de déclenchement dans ALEPH, de plus en plus complexes et donc de plus en plus longs :

- Le niveau 1 décide de la lecture ou non de tous les sous-détecteurs. Il permet surtout d'obtenir une fréquence compatible avec le fonctionnement de la TPC. Ce niveau utilise les informations provenant des damiers et des fils des calorimètres ECAL et HCAL, des fils du LCAL, ainsi que des plans touchés de l'ITC. Le temps de décision est de 5 μ s, après quoi le système d'enregistrement de l'événement est déclenché ou non. L'application du niveau 1 permet de réduire le taux de déclenchement pouvant aller jusqu'à quelques centaines de Herz.
- Dans le niveau 2, les mêmes conditions qu'au niveau 1 sont imposées en tenant compte des informations de la TPC en plus, ce qui nécessite environ 50 μ s, dues au temps de dérive des électrons d'ionisation dans le détecteur de traces. Une décision défavorable de ce niveau bloque puis ré-initialise la prise de données et le système d'enregistrement de l'événement. Le taux de déclenchement passe alors à environ 10 Hz.
- Le niveau trois est un filtre basé sur une reconstruction partielle de l'événement. Il tient compte de l'information récoltée auprès des sous-détecteurs, permettant ainsi la

reconstruction des amas dans les calorimètres et l'association de ces amas avec des traces. Après le niveau 3, le taux de déclenchement est abaissé à 1 à 2 Hz, fréquence raisonnable pour l'enregistrement des données.

Ce schéma de déclenchement doit rester flexible afin de rejeter le fond tout en conservant d'éventuels signaux de nouvelle physique. Pour cela, les signaux électroniques disponibles depuis les différents sous-détecteurs permettent toute une gamme de déclenchements qui couvrent tous les types d'événements.

3.2.6 Acquisition de données

ALEPH comporte plus de 700 000 canaux de mesure pouvant engendrer jusqu'à 500 Mo de données brutes par seconde. L'acquisition des données s'effectue dans un premier temps sous-détecteur par sous-détecteur ; cette partition du travail rend chaque partie indépendante des autres. Le système d'acquisition de données, ou DAQ, a ensuite pour principale tâche de lire les données provenant des différents sous-détecteurs de l'expérience, suite à une décision positive du niveau 2 de déclenchement. Cela réduit le flux de données à une valeur de l'ordre de 100 ko/s, compatible avec l'enregistrement sur disque. Les composants du DAQ sont brièvement décrits ci-dessous :

- Le superviseur de temps et de déclenchement (TS) synchronise la lecture de l'électronique au niveau du détecteur, et informe les contrôleurs de lecture ou *ReadOut Controllers* (ROCs) de la disponibilité des données.
- Les ROCs initialisent les modules en bout de chaîne électronique, les lisent et donnent un format correct aux données.
- Les constructeurs d'événements ou *Event Builders* (EBs) reconstruisent un sous-événement au niveau de chaque sous-détecteur.
- Le constructeur d'événements principal ou *Main Event Builder* (MEB) collecte les parties de l'événement auprès des EBs, assure la synchronisation et la totalité de ce qui est recueilli, et construit l'événement dans sa totalité.
- Le niveau 3 de déclenchement ou processeur de l'événement effectue une reconstruction partielle de l'événement, comme vu à la section précédente.
- Pour la partie informatique enfin : la machine principale, un cluster VAX, initialise le système complet, récolte toutes les données en vue du stockage et assure les services

communs. Les ordinateurs des sous-détecteurs s'occupent de la surveillance et de la maintenance des grands sous-détecteurs (TPC, ECAL, HCAL).

Les événements acceptés par le niveau 3 de déclenchement sont envoyés en parallèle pour la reconstruction dans un ensemble de processeurs FALCON (*Facility for ALEPH COmputing and Networking*). Les données brutes sont réduites par le programme de reconstruction d'ALEPH, nommé Job to Understand LEP events In ALEPH (JULIA) [9] qui combine les informations provenant des divers sous-détecteurs, associant des coordonnées dans les chambres à traces à des dépôts dans les calorimètres.

Après leur reconstruction, les événements sont alors écrits sur des cartouches magnétiques ou *Production Output Tapes* (POTs) et transmis au centre de calcul du CERN. Les données peuvent ainsi être analysées quelques heures seulement après avoir été prises.

Chapitre 4

Outils d'analyse

Les sélections difermioniques, exposées aux chapitres 6 à 9, étant basées sur l'étude des traces chargées des événements et leur identification (production de dimuons et processus bhabha) et sur l'étude du contenu des jets (production de ditaus et de hadrons), ce chapitre présente des principes de reconstruction de traces et d'identification de particules basés sur les données brutes du détecteur Aleph. Egalement, la production d'événements simulés dans Aleph et les générateurs utilisés pour cela y sont détaillés.

4.1 Reconstruction des événements

L'accent est mis tout d'abord sur la reconstruction des traces dans Aleph, indispensable pour identifier les productions de paires de fermions.

4.1.1 Principe de reconstruction des traces chargées

La procédure pour la reconstruction des traces chargées se décompose en plusieurs étapes. Dans un premier temps, les coordonnées des points et les erreurs sur ces coordonnées sont déterminées pour chaque détecteur, TPC, ITC et VDET. Ensuite, ces coordonnées sont progressivement assemblées pour former une hélice, en partant des informations de la TPC, puis en ajoutant celles de l'ITC puis du VDET. Cette dernière étape est détaillée ci-dessous. La figure 4.1 présente deux paramètres d'une trace chargée obtenus à partir de l'hélice, d_o et z_o , utilisés lors des sélections.

- **Reconstruction de la trace à l'aide de la TPC.**

La TPC donne un grand nombre de points de mesure grâce à un grand volume et un bras de levier important. La reconstruction d'une trace commence donc par trois coordonnées de la TPC, compatibles avec une hélice pointant vers l'origine et située au maximum vers l'extérieur de la TPC. La trajectoire initiale formée par ces trois

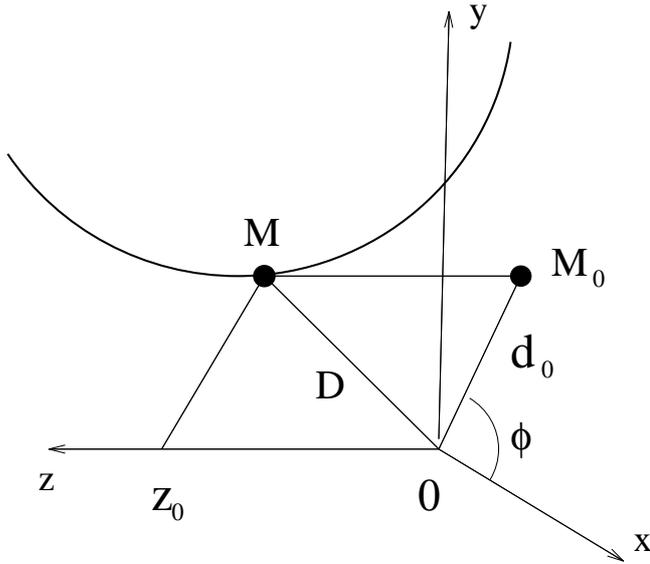


Figure 4.1: Trace chargée reconstruite sous forme d'hélice. Soit (M) le point où l'hélice est la plus proche de l'axe z du faisceau et D la distance séparant le point (M) du point d'interaction; d_o est alors la projection de D sur le plan $r * \varphi$, et z_o est la projection de D sur l'axe z .

points est extrapolée de façon à associer d'autres points situés plus à l'intérieur du sous-détecteur. Les points reliés à plusieurs traces ne sont pas utilisés. L'impulsion et l'erreur sur l'impulsion de chaque particule sont déterminées à partir des paramètres de l'hélice. La résolution sur l'impulsion transverse P_T est la meilleure quand les 21 points tri-dimensionnels de la TPC sont disponibles, et est de :

$$\left[\frac{\sigma(P_T)}{P_T^2} \right]_{TPC} = 1.2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}.$$

- **Reconstruction de la trace avec la TPC et l'ITC.**

Chaque trajectoire reconstruite dans la TPC est extrapolée dans l'ITC en suivant un chemin défini, selon z et $r\varphi$, par la résolution de l'ITC, la précision de l'extrapolation et la possibilité de collisions multiples au niveau de la séparation TPC-ITC. Les coordonnées de l'ITC sont alors associées les unes aux autres le long de ce chemin; cela est rendu difficile d'une part car, la distance au point d'interaction étant plus faible, la densité de points augmente, d'autre part car chaque point de l'ITC correspond à deux coordonnées possibles pour une trajectoire (situées à chaque extrémité d'un fil sensible). De plus, deux traces traversant la même cellule ne donnent qu'un seul signal, d'où beaucoup de fond dû aux traces de faible impulsion ($< 0.4 \text{ GeV}/c$) qui spiralissent. Un grand nombre de combinaisons sont ainsi possibles. Chacune produit un objet après ajustement par un filtre de Kalman; ce filtre tient compte des erreurs sur chaque coordonnée de la TPC et de l'ITC, ainsi que de la possibilité de collisions multiples. La reconstruction finalement retenue possède au moins trois points ITC pour lesquelles le χ^2 de l'ajustement est minimal. La résolution de l'impulsion pour les traces ayant au moins trois points ITC est de :

$$\left[\frac{\sigma(P_T)}{P_T^2} \right]_{TPC+ITC} = 0.8 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}.$$

- **Reconstruction de la trace avec la TPC, l’ITC et le VDET.**

Les trajectoires reconstruites dans la TPC et l’ITC sont extrapolées dans le VDET, les coordonnées selon $r\varphi$ et z étant associées indépendamment. Si plusieurs combinaisons sont possibles, celle ayant le meilleur χ^2 est choisie de façon à favoriser l’association du plus grand nombre de points possible pour chaque trace. La probabilité de mauvaise association d’un point à une trace donnée est de 10% pour les traces ayant seulement un point dans le VDET, et de 2% pour celles ayant les deux points du VDET. L’ajout des informations du VDET permet d’atteindre une précision finale sur l’impulsion transverse de :

$$\left[\frac{\sigma(P_T)}{P_T^2} \right]_{TPC+ITC+VDET} = 0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}.$$

4.1.2 Correction des distortions selon θ et φ de l’impulsion des données

Les sélections dileptoniques, dont sont dérivées les mesures de sections efficaces différentielles utilisées ensuite dans la partie “Interprétations”, nécessitent une mesure précise de l’impulsion des traces chargées en fonction des angles θ et φ . Ainsi chaque année, même lorsque l’alignement final du détecteur est réalisé, les éventuelles distortions résiduelles sont estimées en étudiant l’impulsion des particules par rapport à l’énergie du faisceau pour des événements de type e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. Cet effet dépend de l’angle polaire θ et une procédure de correction a été établie et utilisée dans la présente analyse.

Cela est illustré sur la figure 4.2 pour les di-électrons à haute énergie sélectionnés à 183 GeV, comme décrit dans le chapitre 8. Les deux histogrammes du haut montrent la distribution de $E_{faisc.}$ sur l’impulsion de l’électron (à gauche) et du positron (à droite) finaux. On peut noter d’après cette figure que le biais de l’impulsion décale la distribution vers une valeur plus basse pour les traces positives, émises vers l’avant, et vers une valeur plus haute pour les traces négatives, émises vers l’arrière. Par ailleurs, cet effet est important pour les traces à bas angle, ayant $|\cos\theta| > 0.9$, et il est proportionnel à la valeur de l’impulsion. Il n’est donc pas négligeable pour les traces très énergétiques que l’on va considérer dans l’analyse.

Les distortions résiduelles du champ de la TPC, dues à de nombreux effets dont l’inhomogénéité du champ magnétique et l’accumulation de charge d’espace, sont le facteur principal de ce biais. Elles sont présentes car la paramétrisation du champ électromagnétique de la TPC est imparfaite. Dans la région avant, $|\cos\theta| > 0.9$, l’alignement effectué en incluant le détecteur de vertex, non-présent dans toute la région, peut introduire un biais supplémentaire. Etant donnée l’importance de la reconstruction de l’impulsion des traces dans les analyses dileptoniques à haute énergie, les distortions éventuelles ont été également étudiées en fonction de l’angle azimutal φ .

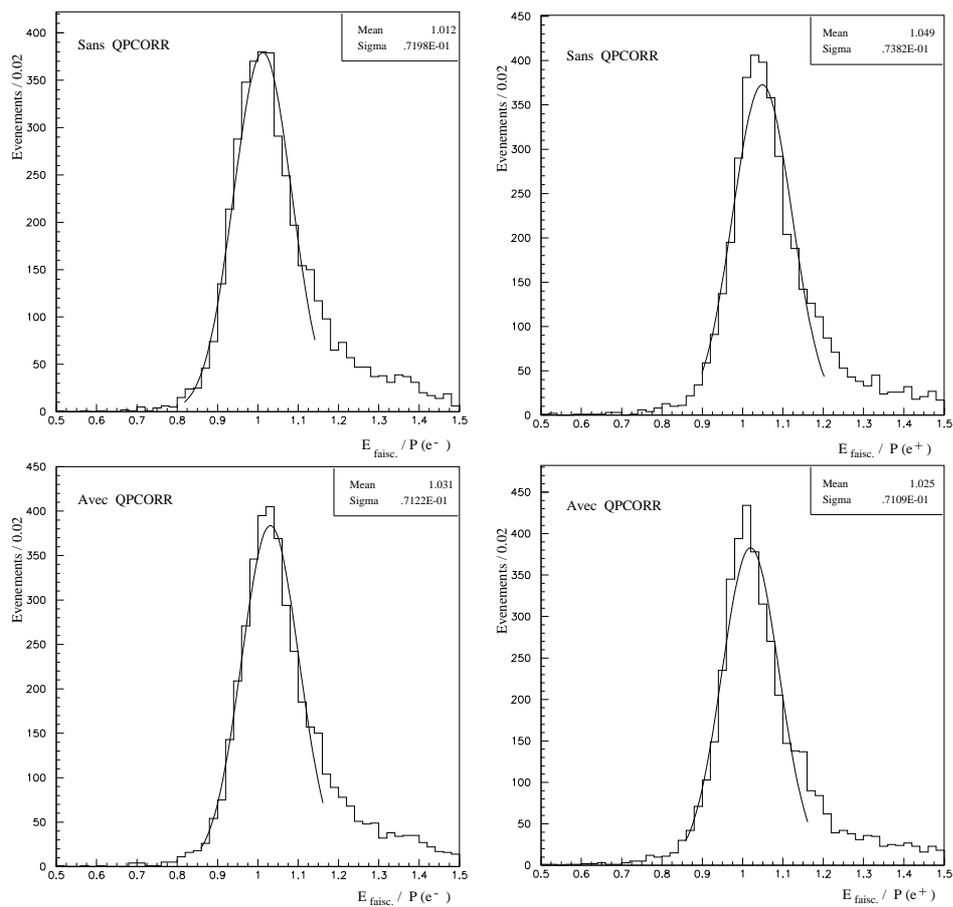


Figure 4.2: *Energie du faisceau divisée par l'impulsion de l'électron/positron final sans QPCORR (en haut) et avec (en bas), pour des événements données di-électrons à 183 GeV.*

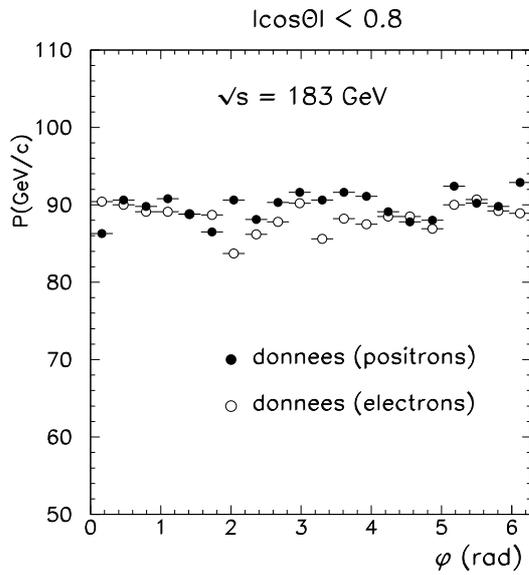
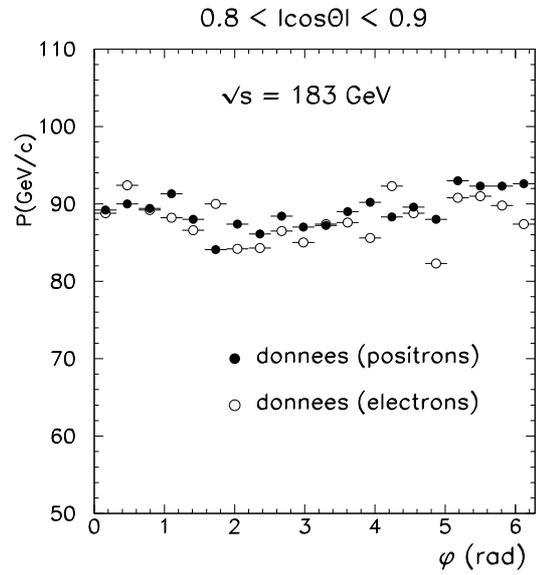
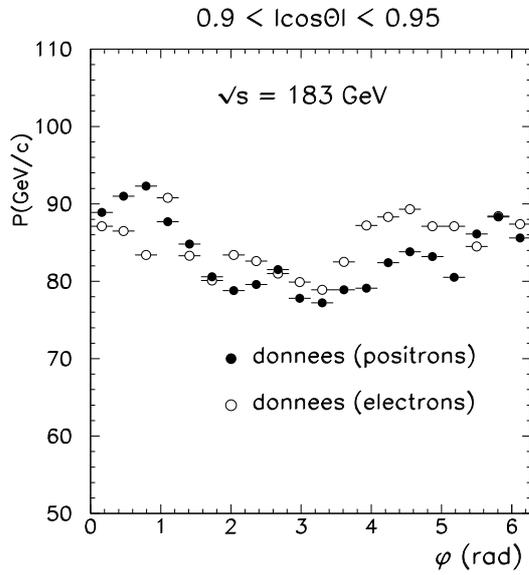


Figure 4.3: *Distribution des impulsions en fonction de l'angle φ à partir des événements e^+e^- sélectionnés à haute énergie à 183 GeV, pour trois intervalles angulaires différents en θ .*

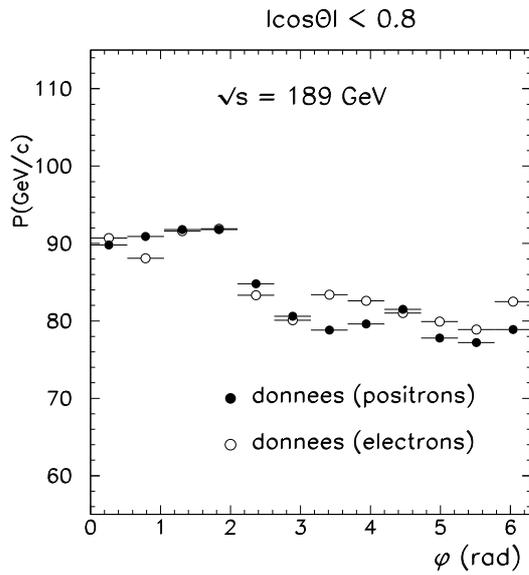
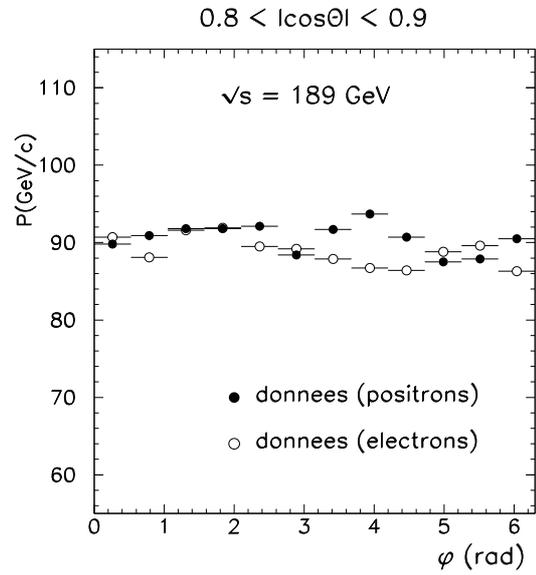
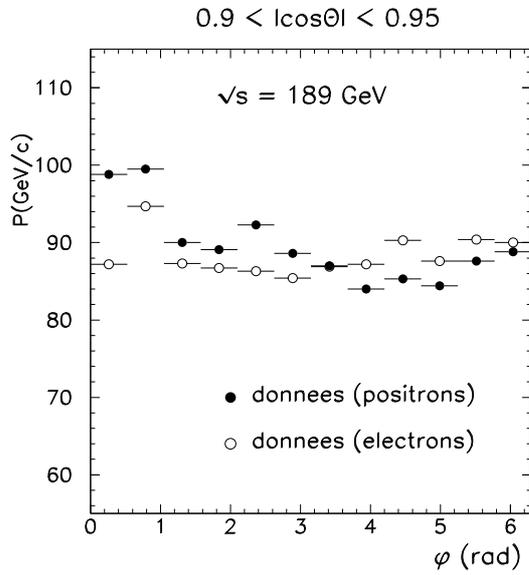


Figure 4.4: *Distribution des impulsions en fonction de l'angle φ à partir des événements e^+e^- sélectionnés à haute énergie à 189 GeV, pour trois intervalles angulaires différents en θ .*

Ceci est illustré sur les figures 4.3 et 4.4 où les impulsions des e^+e^- à 183 et 189 GeV respectivement sont représentées en fonction de l'angle azimutal φ pour différents intervalles de l'angle polaire. Sont indiquées les réponses des électrons et des positrons qui correspondent à des régions polaires opposées. D'après cette étude, cet effet est important sur les traces à bas angle polaire ($0.95 > |\cos \theta| > 0.9$).

L'ensemble des distortions précédentes est corrigé pour chaque trace en fonction de son impulsion et de ses angles polaire θ et azimutal φ .

La correction des impulsions mesurées pour tout problème conduisant à une distortion selon l'angle θ est basée sur les mesures de $E_{faisc.}/P$ d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ [13], en supposant que le biais pour les traces positives/négatives est de même taille et de signe opposé. Cela est bien observé, hormis un décalage constant reproduit dans la simulation. Les distributions après correction des impulsions des traces sont représentées sur la figure 4.2, en bas; le décalage constant résiduel est visible.

Les distortions azimutales visibles sur les figures 4.3 et 4.4 sont corrigées en utilisant une méthode d'interpolation basée sur l'observation précédente.

L'effet de ces corrections sur les mesures est évalué pour chaque canal leptonique en appliquant les sélections avec et sans, et cela est pris en compte dans l'erreur systématique.

4.1.3 Algorithme de reconstruction de jets : QJMMCL

L'algorithme choisi, QJMMCL, est basé sur le CLuster de Masse Minimale mis au point par l'expérience Jade. La reconstruction des jets se fait de la manière suivante :

- dans un premier temps, l'algorithme choisit deux particules i et j parmi les n de l'état final, de telle sorte que leur masse invariante, donnée par la relation suivante, soit minimale :

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

Ces deux particules forment alors un "proto-jet".

- dans un deuxième temps, toutes les $(n-2)$ autres particules de l'état final sont associées aux deux particules précédentes tant que la valeur de Y , défini ci-dessous, est inférieure à une valeur Y_{cut} spécifiée par l'utilisateur. Elle est fixée dans l'analyse dit-taus à une faible valeur, 0.0008, afin de former des jets très collimés caractéristiques des désintégrations des taus.

$$Y = M_{lk}^2 / E_{vis}^2,$$

où M_{lk}^2 est le carré de la masse invariante du système "proto-jet (l)" - particule (k), et E_{vis}^2 est le carré de l'énergie visible dans l'événement.

Dès que toutes les autres associations d'une particule quelconque au proto-jet donnent des valeurs de Y supérieures à Y_{cut} , le processus itératif s'arrête : un jet est défini.

- l'algorithme reprend ensuite avec les particules restantes.

4.2 Algorithme de flux d'énergie

Une façon simple de déterminer le flux d'énergie dans un événement, c'est-à-dire l'énergie visible par le détecteur, serait de sommer toutes les dépôts d'énergies trouvés dans l'ensemble des cellules des calorimètres. La résolution en énergie pour des événements hadroniques serait alors [14] :

$$\sigma(E)/E = 1.2/\sqrt{E}$$

soit environ 11 GeV pour une énergie mesurée de 91 GeV.

Pour améliorer cette résolution, l'algorithme de reconstruction du flux d'énergie (ENFLW) allie la bonne mesure de l'impulsion des traces chargées par les détecteurs de traces d'Aleph aux dépôts d'énergie mesurés par les calorimètres ; la mesure de l'impulsion des traces chargées est en effet plus précise que celle de leur énergie. Pour bénéficier de cela tout en évitant les doubles comptages des énergies des particules chargées, l'algorithme effectue une identification de particules et décompose chaque objet calorimétrique en plusieurs objets de flux d'énergie (γ , e , μ , hadrons chargés ou neutres). Chaque objet du flux d'énergie possède un quadri-vecteur.

L'algorithme rejette toutes les mauvaises traces chargées, ainsi que les mauvais amas calorimétriques dûs à des bruits électroniques, à des problèmes dans l'acquisition de données ou dans la chaîne de reconstruction. Le flux d'énergie est alors la somme des contributions suivantes :

- les impulsions des bonnes traces chargées, venant du point d'interaction ou de vertex V^o secondaires reconnus ;
- les énergies des amas neutres du ECAL venant d'un ou plusieurs photons identifiés ;
- les amas neutres restants des calorimètres, formant les "hadrons neutres".

Après un lissage gaussien de la distribution en énergie visible de l'événement, la résolution est alors voisine de 6 GeV pour une énergie moyenne piquée à 90.5 GeV [14].

4.3 Identification des électrons

L'identification des électrons est basée sur deux mesures indépendantes et complémentaires : celle de dE/dx à partir de la TPC, qui évalue la perte d'énergie par ionisation, et celle du dépôt d'énergie dans l'ECAL, qui donne des indications sur la forme de la gerbe (profils longitudinal et transversal). Les mesures brutes, comme l'ionisation dans la TPC ou la palette de déposition d'énergie dans le ECAL, sont exprimées en terme de trois estimateurs distribués de manière normalisée sur lesquels des coupures sont appliquées pour sélectionner les électrons. La redondance des informations de la TPC et du ECAL permet de mesurer la performance de chaque estimateur directement sur les données sur une grande partie de l'acceptance. La TPC est plus efficace pour les électrons de faibles impulsions (figure 4.5), et le ECAL pour ceux d'impulsions élevées.

4.3.1 Estimateurs R_I , R_T et R_L

Les estimateurs utilisés sont définis comme suit.

- **Perte d'énergie par ionisation : dE/dx .**

Le pouvoir d'identification dans la TPC repose sur la mesure de la perte d'énergie par ionisation de la particule lors de la traversée de la TPC. La valeur la plus probable de la perte d'énergie d'une particule chargée par unité de longueur parcourue dE/dx est une fonction du produit $\eta = \beta\gamma$, où $\beta = v/c$ et $\gamma = E/m$. Une mesure simultanée du dE/dx et de l'impulsion de la particule permet donc une estimation de sa masse, l'identification pouvant cependant être ambiguë.

Le comportement de la valeur moyenne du dE/dx en fonction de β est bien décrit par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\mathcal{N}_A m_e c^2 \frac{Z_t Z_i^2}{A \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

où $4\pi\mathcal{N}_A m_e c^2 = 0.306 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, r_e étant le rayon classique de l'électron ($2.817 \cdot 10^{-15} \text{ m}$), Z_t et A les nombre et poids atomiques du milieu traversé ; et I , le potentiel d'ionisation effectif, vaut $I = 16 \times Z^{0.9} \text{ [eV]}$. Le terme δ indispensable pour rendre compte des effets d'écran du milieu traversé doit être ajusté en fonction de ce milieu.

Cette formule de Bethe-Bloch montre que la perte d'énergie d'une particule est caractéristique de celle-ci à une vitesse donnée (voir la figure 4.5).

Dans la TPC, tout se passe comme si on disposait d'un empilement de détecteurs gazeux minces d'épaisseur 4 mm, l'espacement entre deux fils sensibles. L'échantillonnage des points est donc effectué par les 338 fils sensibles par secteur utilisables pour une mesure de dE/dx . L'énergie déposée sur chaque fil suit une distribution de probabilité de Landau. Dans la partie autour de la valeur la plus probable, la forme est approximativement une gaussienne ; elle correspond aux faibles transferts d'énergie (excitation,

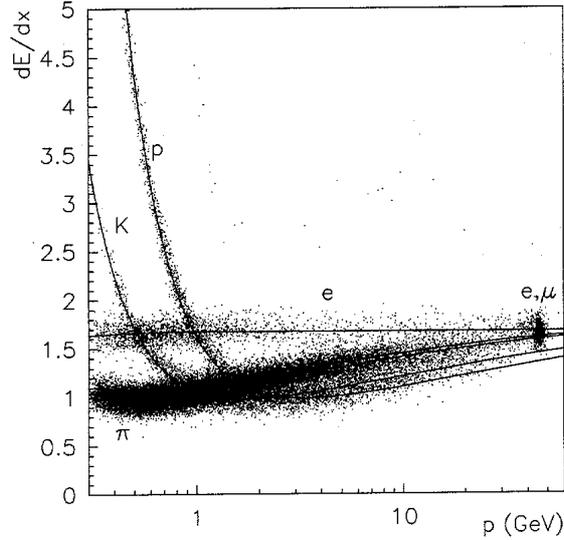


Figure 4.5: Perte d'énergie par ionisation en fonction de l'impulsion de la trace. Les courbes correspondent à une paramétrisation de la formule de Bethe-Bloch pour les différents types de particules.

ionisation). Les collisions avec les électrons du matériau, appelées rayons δ , sont responsables de la queue aux hautes valeurs de la distribution de Landau. On choisit, comme estimation de la perte d'énergie la plus probable, la valeur moyenne de cette distribution calculée avec les amplitudes les plus basses à raison de 60% du total des amplitudes. Cette moyenne tronquée est moins sensible aux fluctuations de Landau, et ainsi mieux adaptée à la mesure du dE/dx .

Pour des désintégrations hadroniques du Z^0 , la résolution est de 4.6% pour des traces ayant le nombre maximal de points échantillonnés; la mesure de la perte d'énergie est considérée comme valable si le nombre de mesures utilisables est supérieur à 50.

Au cours de la sélection du processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ présentée dans la partie "Analyse", l'identification des hadrons et des électrons est ainsi réalisée à l'aide d'un estimateur d'ionisation, défini, pour chaque type de particule, par :

$$RI_i = \frac{1}{\sigma} \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{mes} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{BB}^i \right], \quad i = \pi, K,$$

où $(dE/dx)_{mes}$ est la perte d'énergie mesurée dans la TPC, σ l'erreur sur cette mesure et $(dE/dx)_{BB}^i$ la perte d'énergie prédite par la formule de Bethe-Bloch pour la particule i (π ou K) d'impulsion donnée.

- **Forme de la gerbe électromagnétique: estimateurs R_T et R_L .**

Les électrons sont les seules particules chargées à déposer la totalité de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Pour atteindre le ECAL, ils doivent avoir une

impulsion supérieure à 1 GeV/c.

Le profil de la gerbe provenant de l'interaction dans le ECAL d'un électron étant plus fin que celui d'une gerbe provenant d'un hadron, cela a amené à construire deux estimateurs : R_T caractérisant le développement transverse de la gerbe, et R_L caractérisant son développement longitudinal.

L'estimateur transversal, R_T , traduit la compacité de la gerbe électromagnétique. Chaque trace chargée reconstruite (voir précédemment) est extrapolée dans le ECAL par une ligne droite. L'estimateur transversal de la gerbe est alors défini à partir du rapport de l'énergie dans les 4 tours adjacentes au point d'impact de la trace dans le ECAL, notée E_4 , et de l'impulsion p de cette trace :

$$R_T = \frac{(E_4/p)_{\text{mesuré}} - (E_4/p)_{\text{attendu}}}{\sigma(E_4/p)}$$

où $(E_4/p)_{\text{attendu}}$ est la valeur attendue de E_4/p pour des électrons. Elle ne dépend pas de l'impulsion au premier ordre. $\sigma(E_4/p)$ représente la résolution attendue sur le rapport E_4/p .

L'estimateur longitudinal, R_L , permet de mesurer la profondeur de développement de la gerbe électromagnétique.

En notant $f(t)$ la distribution de l'énergie déposée longitudinalement en fonction de t , profondeur de déposition en unité de longueur de radiation [15] :

$$f(t) = \frac{1}{E_o} \frac{dE}{dt} = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} t^{\alpha-1} e^{-\beta t}$$

avec E_o l'énergie totale de la particule, et α et β des paramètres caractéristiques du développement de la gerbe. $\Gamma(\alpha)$, fonction d'Euler, permet de normaliser $f(t)$. D'après la formule précédente, $\langle t \rangle = \langle \alpha/\beta \rangle$ représente le maximum de développement de la gerbe électromagnétique. $\langle t \rangle$ est estimé en utilisant l'énergie déposée par la particule dans les 3 étages du ECAL : avec E_4^i , $i = 1,2,3$ l'énergie déposée dans les 4 tours les plus proches de l'extrapolation de la trace dans les 3 niveaux de profondeur du ECAL i , et S^i la position moyenne de la gerbe dans chaque niveau de profondeur, alors

$$t = \frac{\sum_{i=1}^3 E_4^i S^i}{E_4}$$

L'estimateur R_L est alors défini par la formule suivante :

$$R_L = \frac{\beta/\alpha - \langle \beta/\alpha \rangle}{\sigma(\beta/\alpha)}$$

La dépendance en énergie de β et de α a été paramétrée en utilisant des électrons provenant d'événements hadroniques, de $\tau^+\tau^-$ et d'électrons isolés.

4.3.2 Corrections des estimateurs

Ces trois estimateurs sont construits de manière à ce que leur distribution suive un profil gaussien de valeur moyenne nulle et d'écart-type égal à 1, pour les électrons. Or, durant les années 1996 et surtout 1997, des biais de reconstruction ont élargi la distribution et décalé la valeur moyenne, et ce différemment pour les données réelles ou simulées. Cela est représenté sur les figures 4.6 et 4.7, où les électrons proviennent d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à haute énergie pour les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV (voir la sélection dans la partie "Analyse"). Un décalage, de signe opposé entre données réelles et simulées est visible. Un bon accord entre données réelles et simulation étant indispensable pour la validité de l'analyse, des corrections ont été apportées aux trois estimateurs.

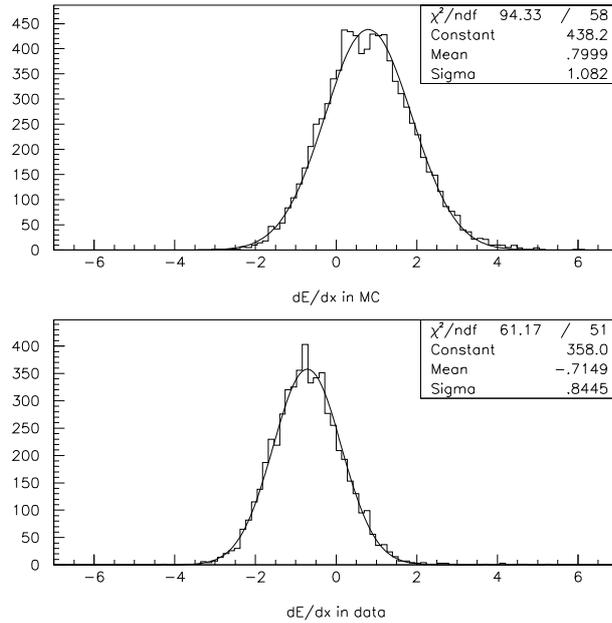


Figure 4.6: *Estimateur R_I pour les électrons provenant d'événements e^+e^- à 183 GeV, pour les données simulées (en haut) et réelles (en bas).*

Pour l'année 1996, soit $\sqrt{s} = 161$ et 172 GeV, seul l'estimateur R_L avait un biais important ; une fonction a été mise au point [16] pour le corriger.

Pour $\sqrt{s} = 183$ GeV, nous avons utilisé des électrons sélectionnés dans les données réelles prises cette année-là au pic du Z, ainsi que des événements di-électrons simulés, pour recentrer et normaliser correctement les estimateurs. Les biais des estimateurs sont fonction de plusieurs paramètres : l'impulsion de la trace chargée ; son signe ; ainsi que l'angle de la trace, située dans le VDET donc mieux mesurée ($|\cos\theta| < 0.87$) ou non ($|\cos\theta| \geq 0.87$). En notant R_{moy} et σ_R respectivement la valeur moyenne et l'écart-type de la gaussienne décalée et élargie de l'estimateur R (R_I , R_T , R_L), la normalisation de l'estimateur se fait sous la forme :

$$R_{norm} = \frac{R_{mes} - R_{moy}}{\sigma_R}$$

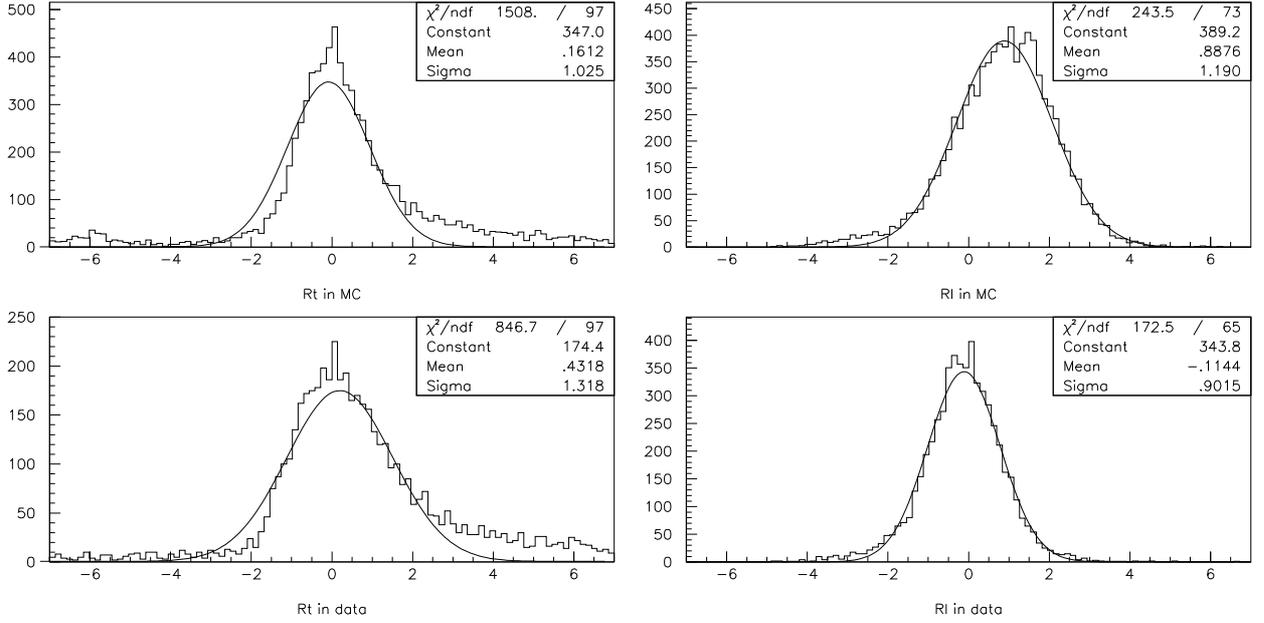


Figure 4.7: Estimateurs R_T (à gauche) et R_L (à droite) pour les électrons provenant d'événements e^+e^- à 183 GeV, pour les données simulées (en haut) et réelles (en bas).

Les valeurs de R_{moy} et de σ_R utilisées à 183 GeV sont récapitulées dans l'annexe A, pour les R_I , R_T et R_L des données réelles et simulées.

4.4 Identification des photons et reconstruction des π^0

4.4.1 Identification des photons

Les photons ne laissent pas de trace dans le VDET, l'ITC et la TPC ; ils perdent leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Les gerbes de photons commencent généralement dès le premier étage de l'ECAL et sont très compactes. La plupart des cellules touchées sont adjacentes.

Les cellules de la première couche sont classées par ordre décroissant en énergie et celles qui n'ont pas de cellule adjacente d'énergie plus élevée définissent un nouvel agrégat. Cette opération se répète dans les couches suivantes, en ajoutant les cellules adjacentes à celles de la couche inférieure. En fin de compte, un nouvel agrégat est un candidat photon si son énergie est supérieure à 0.25 GeV et s'il n'y a pas de trace chargée à moins de 2 cm du barycentre de l'agrégat.

L'énergie attribuée au photon est calculée à partir de l'énergie déposée dans les quatre tours centrales de l'agrégat, ainsi que de la fraction d'énergie attendue dans les quatre tours, F_4 . Cette fraction est obtenue en paramétrisant la forme d'une gerbe pour un photon isolé dans le ECAL. Cette précaution tend à s'affranchir du bruit de fond hadronique π^0 et des effets d'agrégation.

La résolution spatiale obtenue est [14] $\sigma_{\theta\varphi} = (0.25/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.25)$ mrad. Comme seules

les quatre tours centrales de l'amas sont utilisées, la résolution en énergie est plus faible que celle de l'ECAL (section 3.2.2) : $\sigma_E/E = 0.25/\sqrt{E}$.

4.4.2 Reconstruction des pions neutres π^0

Lorsque la masse invariante de deux photons identifiés selon la procédure décrite ci-avant est compatible avec celle d'un π^0 , soit 135 MeV, on calcule le quadri-vecteur énergie-impulsion du pion en additionnant ceux des deux photons. La résolution en énergie sur le π^0 est limitée par la résolution de l'ECAL et peut être améliorée en utilisant la contrainte cinématique de la masse du pion.

En-dessous de 10 GeV, les deux photons sont bien séparés dans le calorimètre et l'erreur sur leur angle d'ouverture est faible devant l'erreur sur leur énergie. On ajuste l'énergie en imposant un angle constant et $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$. Par contre au-dessus de 10 GeV, les deux agrégats d'énergie déposés par les photons sont adjacents et l'attribution de l'énergie à chaque photon est biaisée par l'algorithme de formation des agrégats. Pour contrer cet effet, on effectue le même ajustement sans fixer l'angle des photons.

La résolution finale $\sigma(m_{\pi^0})/m_{\pi^0} \approx 6.5\%$ [14] est pratiquement indépendante de l'énergie. L'efficacité de sélection des pions décroît avec l'énergie car l'angle d'ouverture entre les deux photons diminue ; elle baisse de 50% autour de 10 GeV à environ 10% autour de 30 GeV.

4.5 Production d'événements simulés dans Aleph

Les diverses analyses physiques utilisent des données simulées par méthode Monte-Carlo en plus des données réelles. Ces données simulées servent à évaluer la contamination attendue de la plupart des fonds, à calculer les acceptances et efficacités, et, de manière générale, à comparer les modèles théoriques aux résultats expérimentaux.

Etapes de la simulation

Les étapes à suivre pour obtenir des données Monte-Carlo sont d'abord la simulation au niveau cinématique, puis la simulation des événements dans le détecteur avec GALEPH [10], enfin la simulation du déclenchement :

- Génération des événements au niveau cinématique. Les quadri-vecteurs des différentes particules sont générés en accord avec les divers processus physiques. Sont rappelés ci-dessous les types d'états finaux produits, ainsi que les programmes utilisés pour cela entre parenthèses. Ils sont présentés en détail dans la section suivante.
 - $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (KORALZ).
 - $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (KORALZ).
 - $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (BHWIDE).

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (PYTHIA).
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (KORALW).
- $e^+e^- \rightarrow Z^+Z^-$ (PYTHIA).
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(l^+l^-)$ (PHOT02).

Dans Aleph, tous ces programmes ont été unifiés sous un interface commun KIN-GAL [8].

- Description du détecteur: ceci est fait en utilisant GEANT [11]. A l'aide d'appels à divers sous-programmes, le programme est informé de la géométrie et du matériel impliqués dans la configuration expérimentale.
- Les interactions des particules avec le détecteur sont simulées en tenant compte des performances d'Aleph. GEANT est utilisé pour simuler la progression des particules dans la géométrie du détecteur et reproduire le rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung*, l'effet Compton et les diffusions multiples. Les dépôts des particules e^\pm et γ dans les calorimètres sont paramétrisés en prenant en compte les performances atteintes en faisceau-test. GHEISHA [12] est utilisé pour simuler les interactions hadroniques.
- Digitisation ou simulation du comportement de l'électronique du détecteur: les dépôts d'énergie sont convertis en signaux d'ADC. La complexité de la TPC a nécessité la mise au point d'un dispositif spécial (TPCSIM) pour la reconstruction des traces et la digitisation.
- Simulation du système de déclenchement: les mêmes conditions que pour les données réelles sont appliquées.

Le résultat final de ce programme de simulation a le même format que les données réelles, de telle façon que le programme de reconstruction puisse être utilisé de la même manière.

Générateurs Monte-Carlo

- **KoralZ**

Le générateur KoralZ de S. Jadach, B.F.L. Ward et Z. Was [17] est utilisé pour la production de paires de taus, de muons et de $q\bar{q}$ à partir des désintégrations e^+e^- . Pour la production de paires de taus, une vingtaine de modes de désintégration du tau peuvent être générés, grâce à un interface avec la librairie TAUOLA [20].

Sont incluses dans le générateur les radiations de photons multiples dans les états initial et final jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ (avec exponentiation exclusive). Les corrections

radiatives non-photoniques sont prises en compte au premier ordre, avec resommation des dépendances du quark top.

La principale limitation physique est que l'interférence entre radiation dans les états initial et final n'est pas incluse dans le cas du rayonnement de photons multiples.

- **Bhwide**

Le programme BHWIDE de S. Jadach, W. Placzek et B.F.L. Ward [8] permet de générer des événements Bhabha à grand angle à LEP2. Il inclut toutes les corrections radiatives électro-faibles à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. La formulation théorique est basée sur l'exponentiation YFS au premier ordre. L'interférence entre la radiation dans les états initial et final n'est pas comprise. Des coupures expérimentales peuvent être appliquées sur l'acolinéarité et les angles des fermions finaux ; les électrons et positrons finaux sont ainsi générés avec une acolinéarité variant jusqu'à 180 degrés, et des angles allant de 10 à 170 degrés. Leur énergie minimale est de 0.18 GeV. L'incertitude théorique s'élève à 2-3 %.

La voie t est dominante à LEP2, mais d'autres contributions et en particulier l'interférence $t - s$ ne sont pas négligeables. Cela explique que le générateur UNIBAB, utilisé dans un premier temps pour simuler le processus de production de e^+e^- à LEP2, n'ait pas été retenu. Il a été conçu dans le cadre de LEP1, où des critères rejetaient la voie t des mesures Bhabhas et où la voie s était supposée dominante. L'échange dans la voie t est donc simplement ajouté en parallèle à la voie s et l'interférence $t - s$ n'est pas simulée.

- **KoralW**

Le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ a été simulé avec le générateur KoralW [22]. Les simulations ont été effectuées par calcul des processus CC03 et quatre-fermions compatibles avec les états finaux W^+W^- , pour une masse du boson W valant $M_w = 80.35 \text{ GeV}/c^2$. Cette valeur est celle donnée, avant LEP2, par les collisionneurs hadroniques. Actuellement, la masse du W obtenue en combinant les mesures directes est de $80.45 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$ (Morioud 1999).

Ce générateur permet de simuler l'émission de plusieurs photons dans l'état initial, avec un moment transverse fini. Dans les désintégrations leptoniques du boson W , l'émission de photons est possible, et les effets de polarisation sont simulés dans le canal $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, grâce à un interface avec la librairie TAUOLA [20]. Enfin, la fragmentation est assurée selon le modèle de LUND, grâce à une interface avec JETSET [19].

- **Phot02**

Pour les processus $\gamma\gamma$ leptoniques et hadroniques, le générateur PHOT02 [18] a été utilisé. Une masse invariante minimale de $3.5 \text{ GeV}/c^2$ à 133 GeV et de $2.5 \text{ GeV}/c^2$ aux autres énergies est imposée pour la paire de fermions finale au niveau du générateur. Comme l'indique la figure 4.8 avec $f\bar{f} = e^+e^-$ à 183 GeV , la section efficace augmente rapidement lorsque la masse de la paire $f\bar{f}$ décroît. Comme la production d'événements simulés est limitée par le temps CPU disponible, la coupure au niveau du générateur

est indispensable, d'autant que les signaux qui pourraient être contaminés ont une large masse invariante. Par ailleurs, la coupure à $3.5 \text{ GeV}/c^2$ et donc a fortiori à $2.5 \text{ GeV}/c^2$ n'a aucun effet lorsque le système $f\bar{f}$ est une paire de taus, la masse invariante de la paire est alors automatiquement supérieure à $2m_\tau \approx 3.55 \text{ GeV}/c^2$. La section efficace après coupure est de quelques nanobarns (cf. table 2.1 du chapitre 2).

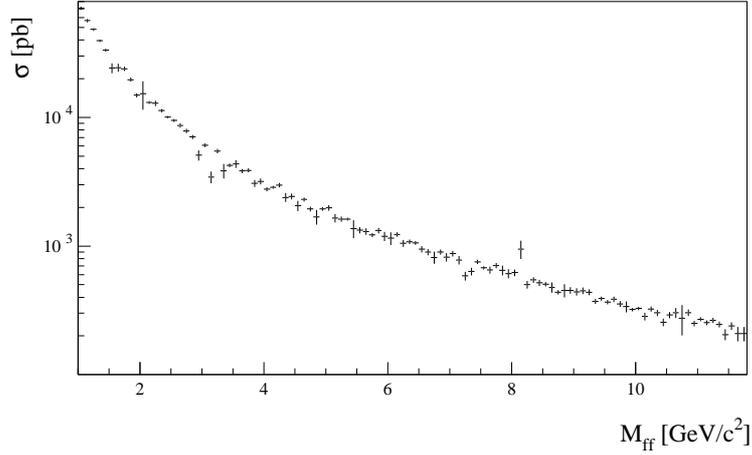


Figure 4.8: La section efficace de production du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$ à 183 GeV en fonction de la coupure sur la masse invariante de la paire de fermions finale (échelle logarithmique) [21].

- **Pythia**

Le générateur Pythia [19] permet de produire des états finaux à quatre fermions. Il est utilisé pour simuler le signal $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, ainsi que les fonds ZZ et Zee (par le biais $e\gamma \rightarrow eZ$). L'hadronisation est là aussi assurée par JETSET.

Une coupure sur la masse minimale est appliquée, de $0.2 \text{ GeV}/c^2$ sur le Z^* dans la production de paires de Z , de $12 \text{ GeV}/c^2$ pour le processus Zee .

Bibliographie

- [1] M. PLACIDI AND R. ROSSMANITH, “ e^+e^- polarimetry at LEP”, Nucl. Instr. Meth. A274(1989), 79.
- [2] L. KNUDSEN *et al.*, Phys. Lett. B270(1991), 97.
- [3] “Polarized Beams in high energy storage rings”, Phys. Rep. 113(1984), 1-96.
- [4] ECAL GROUP, “LEP Energy Calibration in 1996”, LEP Energy Group /97-01.
- [5] A. LUCOTTE, thèse “Contraintes du Modèle Standard par les mesures de sections efficaces et des asymétries $Z \rightarrow f\bar{f}$ avec le détecteur Aleph au LEP”, Université de Lyon-1 (mai 1996).
- [6] R. LITTAUER, “Multibunch operation of CESR”, Colliding Beam Notes CBN85-7 (1985).
- [7] COLLABORATION ALEPH, “Performance of the ALEPH Detector at LEP”, CERN-PPE/94-170 (Novembre 1994).
- [8] B. BLOCH-DEVAUX, “KINGAL User’s Guide”, ALEPH note 91-82.
- [9] J. KNOBLOCH, “JULIA Users and Programmers Guide. (Version 2.41)”, ALEPH note 90-115/SOFTWR 90-011.
- [10] F. RANJARD, “GALEPH”, ALEPH note /86-119.
- [11] P. DRAGOVITSCH, S.L. LINN AND M. BURBANK, “Status and future trends of the GEANT System”, International Conference on Monte-Carlo Simulation in High-energy and Nuclear Physics, Tallahassee, USA (1993). Proceedings (1994), 192.
- [12] R. ALBRIZIO *et al.*, “Monte-Carlo simulation of the ALEPH hadron prototype”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.(1987).
- [13] H. VIDEAU, “TPC Sagitta Calibration for 1992 Data”, ALEPH note 94-087.
- [14] COLLABORATION ALEPH, “Performance of the Aleph detector at LEP”, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A360 (1995), 481.
- [15] COLLABORATION ALEPH, Nucl. Instr. and Meth. A346(1994), 461.
- [16] P. PERRET, “Update of the R_L Electron Estimator”, ALEPH note 97-017.

- [17] S. JADACH et al., *Comput. Phys. Commun.* 79(1994), 503.
- [18] J.A.M. VERRNASEREN, in “*Proceedings of the IVth International Workshop on Gamma Gamma Interactions*”, Eds. G. Cochard and P. Kessler (Springer Verlag, 1980).
- [19] T. SJOSTRAND, *Comput. Phys. Commun.* 82(1994), 74.
- [20] S. JADACH AND Z. WAŚ, R. DECKER AND J.H. KÜHN, “*The τ decay library TAUOLA*”, CERN-TH.6793/93.
- [21] D. ZERWAS, thèse “*Energie manquante à LEP2: boson W et physique nouvelle*”, Université de Paris-Sud Orsay (avril 1998).
- [22] M. SKRZYPEK et al., *Comput. Phys. Commun.* 94(1996), 216.

Partie III

Analyse des événements di-fermioniques à LEP2

Les prises de données auprès du LEP, de fin 1995 à 1998, ont eu lieu pour six points en énergie dans le centre de masse allant de 130 GeV à 189 GeV. Cela a permis de mesurer les sections efficaces et les asymétries des processus de création de paires de fermions sur une large gamme en énergie, au-delà du pic du boson Z.

En introduction, un chapitre contient les définitions et variables utilisées dans l'analyse, ainsi que les outils de sélection communs aux différents canaux.

Les trois chapitres suivants sont consacrés aux sélections des désintégrations dileptoniques à LEP2. Les analyses développées pour chaque saveur de leptons sont exposées en détail; les efficacités de sélection et la réjection des fonds sont étudiées, de même que les sources d'erreurs systématiques liées aux analyses.

La sélection hadronique utilisée dans Aleph est ensuite brièvement présentée.

Un dernier chapitre enfin résume les résultats de sections efficaces fermioniques et d'asymétries leptoniques, et offre une comparaison avec les prédictions du Modèle Standard.

Chapitre 5

La mesure des sections efficaces et des asymétries des paires de fermions: introduction

5.1 Définition de l'échelle d'énergie

La motivation physique des analyses présentées dans la suite de cette partie est la mesure des sections efficaces de production de difermions à haute énergie, et de la distribution angulaire des paires produites.

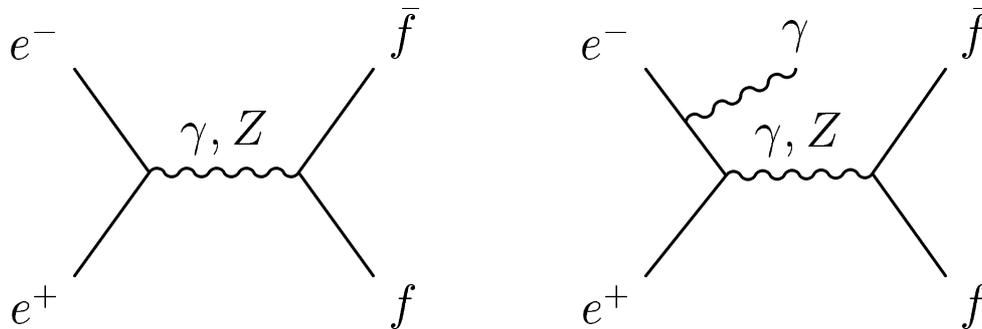


Figure 5.1: Production de paires de fermions à LEP2: a/ à gauche à haute énergie, b/ à droite avec radiation d'un photon par un électron initial.

Deux types de processus sont à discerner: la production de paires de fermions à haute énergie (figure 5.1 a/) et la production de fermions avec émission de photons durs par l'un (ou les deux) des électrons initiaux (figure 5.1 b/). Ce deuxième processus est important aux énergies de LEP2. Comme la section efficace de production de paires de fermions est environ 1000 fois celle du processus de la figure 5.1 a/, un nombre important d'événements enregistrés sont en fait de type 5.1 b/. Cette radiation de photons dans l'état initial (ISR) ramène l'énergie effective dans le centre de masse des deux fermions à la masse du boson Z: cela est appelé *retour au Z*. Ces événements radiatifs de retour au Z peuvent être éliminés en ne conservant que les événements ayant une grande échelle d'énergie pour les processus

$\bar{f}f$. Elle est évaluée par la variable s' , carré de l'énergie dans le centre de masse au moment de la collision, après émission des photons ISR.

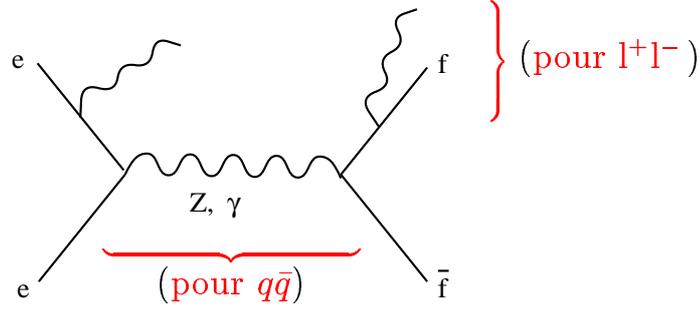


Figure 5.2: Définition de s' pour les processus dileptoniques et hadronique.

Comme indiqué sur la figure 5.2, cette échelle d'énergie s' est définie, pour la production de paires $q\bar{q}$, comme le carré de la masse du propagateur, incluant donc les photons émis dans l'état final, tandis qu'elle est définie pour la production de paires de leptons comme le carré de la masse invariante des deux fermions finaux, cette définition n'incluant pas ici les photons émis dans l'état final.

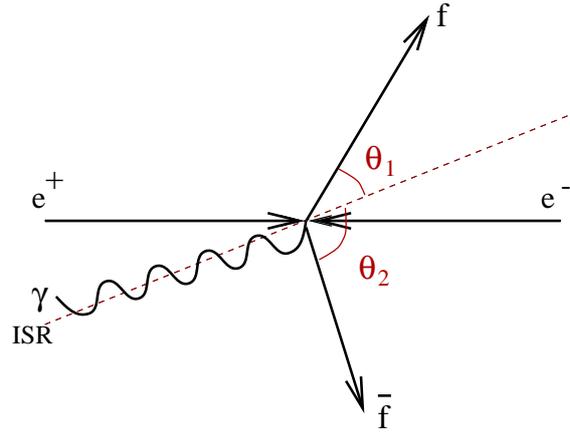


Figure 5.3: Définition des angles θ_1 et θ_2 utilisés pour le calcul de s' .

En considérant que l'effet prédominant de la radiation de photons dans l'état initial est de pousser le système de centre de masse, l'énergie radiée peut être déterminée expérimentalement à partir des directions des particules dans l'état final. Ainsi, dans le cas de l'émission d'un seul photon ISR ou de plusieurs photons colinéaires, on définit s' pratiquement à l'aide de la formule suivante :

$$s' = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 - |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|} \times s \quad (5.1)$$

Ici θ_1 et θ_2 (cf. figure 5.3) sont les angles des deux fermions f et \bar{f} dans l'état final, angles mesurés par rapport à la direction de l'électron entrant, ou par rapport à la direction reconstruite du photon radié dans l'état initial si celui-ci est dans l'appareillage. Dans le cas

des désintégrations du boson Z en deux taus, les angles utilisés sont ceux des directions des jets reconstruits à partir des produits de désintégration de chaque tau. Pour les événements à haute énergie, où les deux fermions de l'état final partent dans directions opposées, s' est alors égal à s .

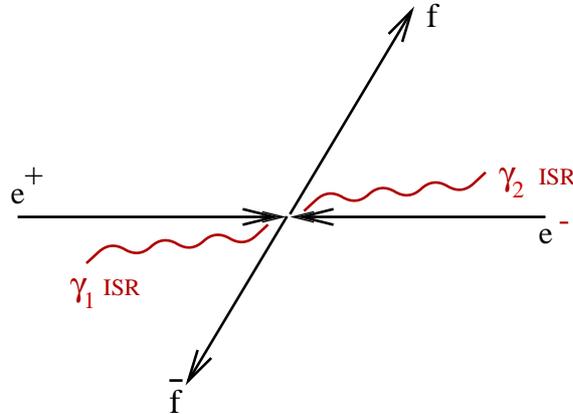


Figure 5.4: *Topologie d'un événement di-fermionique doublement radiatif.*

Cette détermination expérimentale n'est exacte que lorsqu'un seul photon est émis, et ce dans l'état initial. Ainsi dans le cas d'événements où l'électron et le positron ont radié un photon ISR, dits événements doublement radiatifs et illustrés sur la figure 5.4, la topologie est identique à celle d'un événement à haute énergie et s' est déterminé égal à s alors que la masse invariante des fermions finaux est faible. Ce fond aux sélections sera étudié en détail dans le cas de chaque saveur fermionique dans les chapitres suivants.

Par la suite, les sections efficaces sont mesurées pour deux coupures sur s' , définissant pour $\sqrt{s'/s} > 0.1$ un échantillon dit inclusif, incluant les événements de retour au Z, et pour $\sqrt{s'/s} > 0.9$ un échantillon dit exclusif et composé uniquement d'événements à haute énergie dans le centre de masse.

5.2 Le calcul de l'asymétrie

La production de paires de fermions comprend trois contributions : l'échange d'un photon ou d'un boson Z, ou encore l'interférence γ/Z entre les deux amplitudes. Cette dernière part, importante à LEP2 pour les processus à haute énergie, influe l'asymétrie de la distribution angulaire des fermions produits. Celle-ci est donc mesurée pour les lots exclusifs de dileptons et comparée aux prédictions du Modèle Standard.

5.2.1 Définition du $\cos \theta^*$

Selon l'équation 1.4 obtenue dans le chapitre 1 (page 12), la section efficace différentielle de production de paires de leptons suit une loi en :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} = C \left(1 + \cos^2 \theta^* + \frac{8}{3} A_{FB} \cos \theta^* \right) \quad (5.2)$$

où θ^* est l'angle de collision, entre l'électron incident et le lepton négatif l^- sortant, dans le repère de la paire de leptons finale. En prenant θ_1 et θ_2 comme sur la figure 5.3, cet angle θ^* est défini selon :

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 + \pi - \theta_2)}{\cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \pi + \theta_2)}. \quad (5.3)$$

5.2.2 Méthode de calcul

Deux méthodes ont été testées pour calculer les asymétries à LEP2.

Méthode d'ajustement

La méthode de calcul de l'asymétrie à LEP1, au pôle du Z, utilisait un ajustement de la distribution en $\cos \theta^*$ par un polynôme du second degré de la forme :

$$P(2) \times \left(1 + \frac{8}{3} \times P(1) \times X + X^2 \right) \quad \text{où } X \in [-1; 1]$$

L'ajustement est réalisé par la méthode dite de "maximum de vraisemblance". Les paramètres de l'ajustement sont l'asymétrie, le paramètre P(1), et la normalisation, le paramètre P(2). Cette méthode a été utilisée pour évaluer les asymétries aux énergies de LEP2. Malheureusement, dès que l'asymétrie approche 75%, les fluctuations peuvent donner une mesure de l'asymétrie supérieure à 75 %; l'équation 5.2 donne alors une section efficace inférieure à zéro pour certaines valeurs de X et n'a donc plus de sens physique. L'ajustement, basé sur cette équation, n'est alors plus valable. Les asymétries des dimuons et des ditau à LEP2 étant proches de ces 75%, cette méthode n'a pu être utilisée pour chaque mesure.

Méthode de comptage

La méthode utilisée ici détermine les asymétries à partir des sections efficaces avant et arrière :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

Ici, σ_F et σ_B sont les sections efficaces des événements produits avec le lepton négatif dans les hémisphères avant ($\theta_1 < 90^\circ$) ou arrière ($\theta_1 > 90^\circ$) respectivement, sections efficaces définies dans la même acceptation angulaire que pour les sections efficaces totales. En pratique,

les asymétries sont calculées avec les échantillons à haute énergie définis dans la section précédente, la méthode de comptage donnant :

$$A_{\text{FB}} = \frac{N_{\text{F}} - N_{\text{B}}}{N_{\text{F}} + N_{\text{B}}}$$

où N_{F} et N_{B} sont respectivement les nombres d'événements avec $\cos \theta^* > 0$ ($\cos \theta^* < 0$).

5.3 Présélections et luminosité

Les événements étudiés, à haute énergie, se présentent sous la forme de deux traces chargées (deux électrons pour les bhabhas ou deux muons pour la production de dimuons) ou de deux jets (produits de désintégration des deux taus ou jets hadroniques pour la production de $q\bar{q}$). Ces deux traces ou jets sont émis colinéairement, dans des directions opposées. Pour les événements radiatifs, les deux traces ou jets chargés ne sont plus colinéaires ; le(s) photon(s) ISR est vers l'avant et très souvent hors de l'acceptance de l'appareillage.

5.3.1 Luminosité des données

Une première présélection est appliquée sur toutes les données prises à haute énergie par Aleph. Elles doivent vérifier un ensemble de critères assurant le bon fonctionnement du détecteur au moment de la prise de données :

- Pour l'identification des électrons et des photons, aucun module ou part de module du calorimètre électromagnétique ne doit être mort. Les réponses des damiers et des fils de la TPC, utilisée pour estimer la perte d'énergie par ionisation dE/dx (section 4.3), doivent être cohérentes.
- Les chambres à muons et le calorimètre hadronique doivent fonctionner sans zones mortes ou bruyantes.
- Les données ne sont pas conservées si le détecteur de trace interne ITC présente des problèmes de lecture de temps de dérive, des problèmes avec les processeurs de déclenchement, ou encore si son électronique ne fonctionne pas.

La luminosité des données utilisées, vérifiant ces conditions de fonctionnement du détecteur Aleph, est résumée dans le tableau 5.1 pour tous les points en énergie de 130.2 à 188.6 GeV. L'erreur systématique indiquée provient de deux sources : une part est liée à l'appareillage et à la statistique du Monte-Carlo utilisé pour la détermination de la luminosité, une autre part est l'incertitude théorique sur le processus Bhabhas dans le programme de prédictions Bhlumi.

Energie (GeV)	Luminosité (pb ⁻¹)	Erreur stat. (pb ⁻¹)	Erreur syst. (pb ⁻¹)
130.2	6.03	± 0.03	± 0.05
136.2	6.10	± 0.03	± 0.05
161.3	11.08	± 0.04	± 0.05
172.1	10.65	± 0.04	± 0.05
182.7	56.78	± 0.11	± 0.24
188.6	173.59	± 0.20	± 1.20

Tableau 5.1: *Energies dans le centre de masse et luminosités intégrées pour les prises de données à haute énergie, de fin 1995 à 1998.*

5.3.2 Présélection des traces chargées

L'analyse est ensuite basée sur l'étude des traces chargées et du contenu des jets des événements. Les outils d'identification des électrons, des photons, ainsi que des pions neutres, ont été exposés au chapitre 4.

Une présélection des traces chargées, commune aux quatre canaux difermioniques, est appliquée. La qualité de reconstruction des traces est contrôlée en demandant au moins quatre coordonnées reconstruites dans la TPC. Une coupure sur l'angle polaire :

$$|\cos \theta_{trace}| < 0.95$$

correspondant à un angle limite de 18.2° assure que six rangs de damiers de la TPC au moins sont traversés. Enfin les traces doivent avoir une impulsion supérieure à 0.1 GeV/c.

Une première réjection des fonds provoqués par les collisions faisceaux-gaz et par le passage de rayons cosmiques impose des conditions sur le vertex primaire (cf. figure 5.5) :

$$|d_o| < 2 \text{ cm} \text{ et } |z_o| < 10 \text{ cm}$$

5.3.3 Acceptance des sélections

Comme cela a été vu dans la partie théorique en page 20, l'interférence entre les photons radiés dans les états initial et final affecte les sections efficaces exclusives de production de $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ et $q\bar{q}$ de l'ordre de quelques pour-cent, et n'est pas décrit dans les générateurs Monte-Carlo utilisés. Cet effet est particulièrement important lorsque les fermions sortants sont à des angles proches des faisceaux entrants (figure 10.3 du chapitre 10). Pour réduire les incertitudes théoriques provenant de cela, les sections efficaces exclusives et les asymétries ne sont calculées que dans la région angulaire polaire $|\cos \theta| < 0.95$, où θ est l'angle polaire du fermion sortant. Il n'est pas nécessaire de faire de même pour les sections efficaces inclusives qui sont presque insensibles aux photons radiés ; les résultats inclusifs sont donc donnés sur toute l'acceptance angulaire.

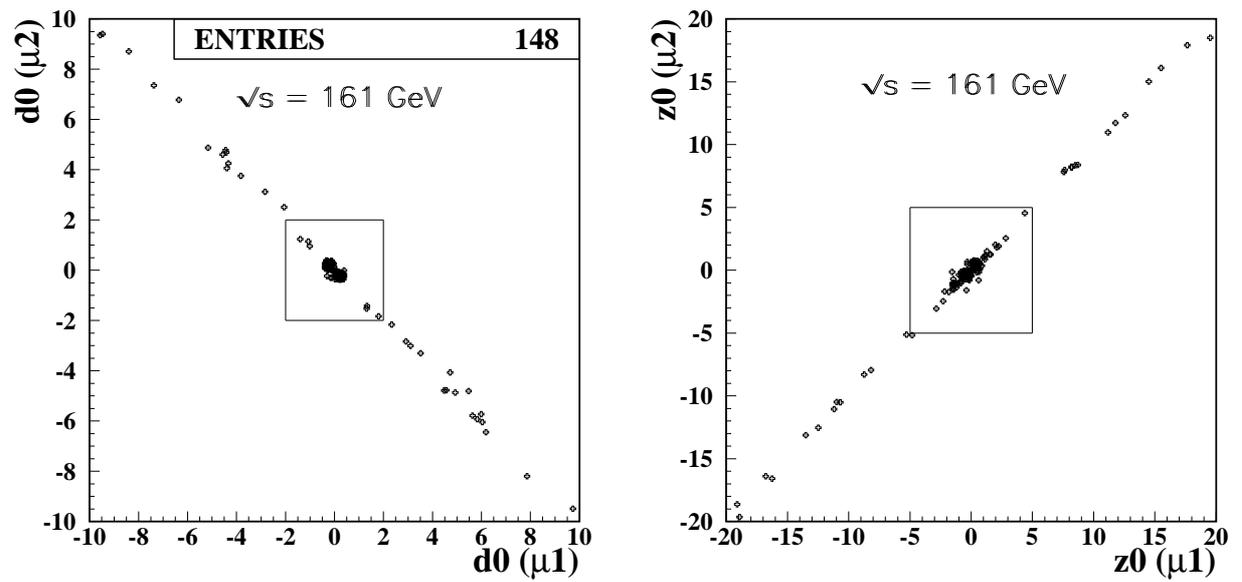


Figure 5.5: La distance minimale d'approche au tube à vide d_o (à gauche) et la coordonnée selon l'axe z , z_o , du point de la trace auquel d_o est mesurée (à droite) pour les dimuons sélectionnés à 161 GeV, avec des coupures élargies $|d_o| < 10 \text{ cm}$ et $|z_o| < 20 \text{ cm}$ sélectionnant des événements cosmiques. Le cadre indique les événements dimuons sélectionnés (chapitre 6).

Chapitre 6

Les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ consiste tout d'abord en une identification de deux muons, particules chargées traversant le détecteur en déposant une énergie au minimum d'ionisation. Des critères cinématiques appliqués sur les candidats muons permettent ensuite de réduire les fonds contaminant la sélection.

6.1 Sélection et efficacité de détection des muons

6.1.1 Identification des candidats muons

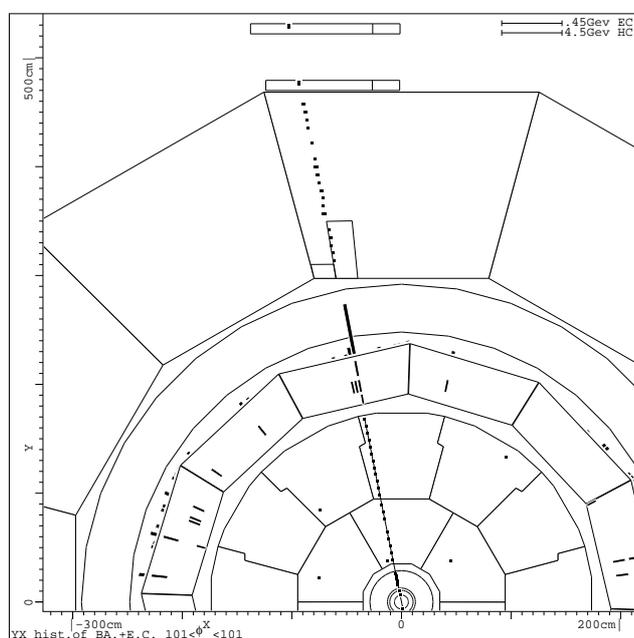


Figure 6.1: *Candidat muon détecté dans le détecteur Aleph. L'énergie déposée dans les calorimètres est faible et la particule traverse tout l'appareillage jusqu'aux chambres à muons.*

Les muons étant des particules de grande impulsion à LEP2, chaque trace chargée présélectionnée (voir la section 5.3) n'est conservée que si son impulsion dépasse 6 GeV/c.

Les événements cosmiques contiennent des muons de grande énergie similaires à ceux du processus dimuons. Ils ne sont cependant pas cohérents en temps avec le croisement des faisceaux, et ce décalage entre le passage des traces cosmiques dans le détecteur et le déclenchement de l'acquisition a deux effets : il diminue le nombre de points ITC pour chaque trace de ce fond et fausse la détermination sur la position du vertex primaire. Une meilleure réjection des rayons cosmiques est ainsi obtenue en demandant au moins quatre plans de l'ITC touchés sur les huit, et les conditions suivantes plus contraignantes sur le vertex primaire des deux muons $|d_o^1| + |d_o^2| < 1$ cm et $|z_o^1| - |z_o^2| < 5$ cm.

L'identification des muons s'effectue de deux manières : l'une dite **digitale** basée sur les dépôts laissés dans le HCAL ou dans les chambres à muons, l'autre dite **calorimétrique** composée de coupures sur l'énergie déposée dans le ECAL et le HCAL. Toutes deux identifient un muon comme une particule qui traverse tout le détecteur au minimum d'ionisation, comme cela est illustré sur la figure 6.1.

Dans la méthode digitale, la trajectoire de la trace candidate est extrapolée jusqu'aux plans de fils du HCAL. La trace est alors considérée comme muon si plus de dix plans de fils ont été traversés comme représenté sur la figure 6.2 b/, et si plus de 50% des plans actifs situés dans le prolongement de la trace sont effectivement touchés, parmi lesquels 30% parmi les dix derniers plans (figures 6.2 c/ et d/). La trace candidate est également identifiée comme muon si au moins une coordonnée est reconstruite dans les chambres à muons (figure 6.2 a/).

La méthode calorimétrique d'identification comprend deux coupures limitant les dépôts d'énergie de la trace chargée, un muon étant une trace au minimum d'ionisation ; la somme des énergies mesurées dans le ECAL et dans le HCAL doit ainsi être inférieure à 60% de l'impulsion de la trace comme indiqué sur la figure 6.3 en haut, et la somme de l'énergie électromagnétique et de l'impulsion ne doit pas dépasser 60% de l'énergie délivrée par le LEP (figure 6.3 en bas). Une condition supplémentaire est imposée : la trajectoire de la trace extrapolée dans le HCAL doit toucher au moins un plan parmi les dix plans arrière. Cela permet de rejeter les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Une trace doit vérifier les critères digitaux ou calorimétriques présentés ci-dessus pour être identifiée comme muon.

6.1.2 Efficacité d'identification des muons

Les efficacités d'identification des muons sont évaluées à l'aide d'événements dimuons simulés dans l'acceptance du détecteur, pour la méthode digitale, ε_μ^{digi} , et pour la méthode calorimétrique, ε_μ^{calo} . Les résultats sont regroupés dans le tableau 6.1 pour les six points en énergie, 130-136 GeV, 161 GeV, 172 GeV, 183 GeV et 189 GeV. L'efficacité de détection des muons par un "ou" des deux méthodes, ε_μ^{detect} , est calculée, c'est celle-ci qui sera utilisée par la suite. Par ailleurs, le pourcentage de muons sélectionnés par un "et" des deux méthodes

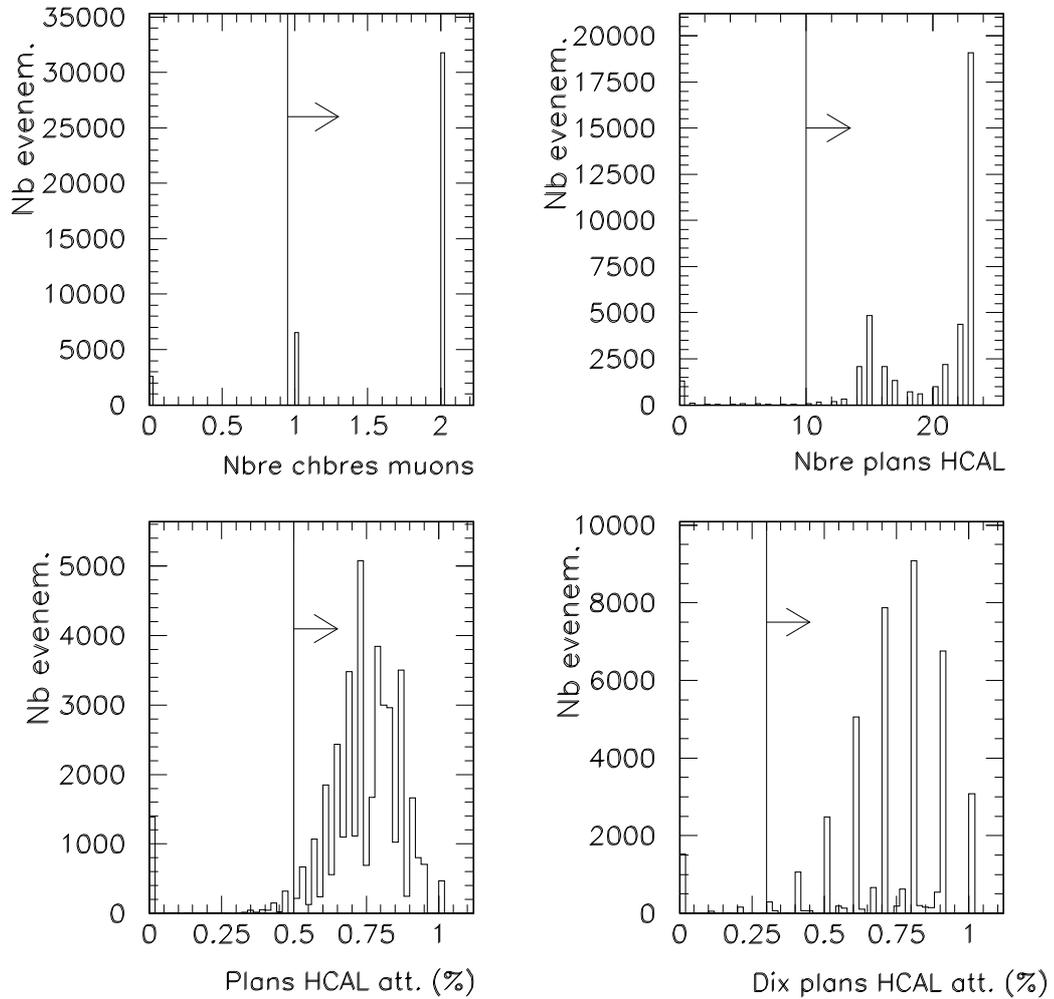


Figure 6.2: Coupures utilisées dans la sélection digitale des muons, appliquées sur du Monte-Carlo dimuons généré à 189 GeV. D'en haut à gauche à en bas à droite : a/ nombre de coordonnées reconstruites dans les chambres à muons, b/ nombre de plans touchés du HCAL, c/ pourcentage de plans du HCAL touchés effectivement, et d/ pourcentage de plans effectivement touchés parmi les dix derniers plans. Les flèches indiquent les zones sélectionnées.

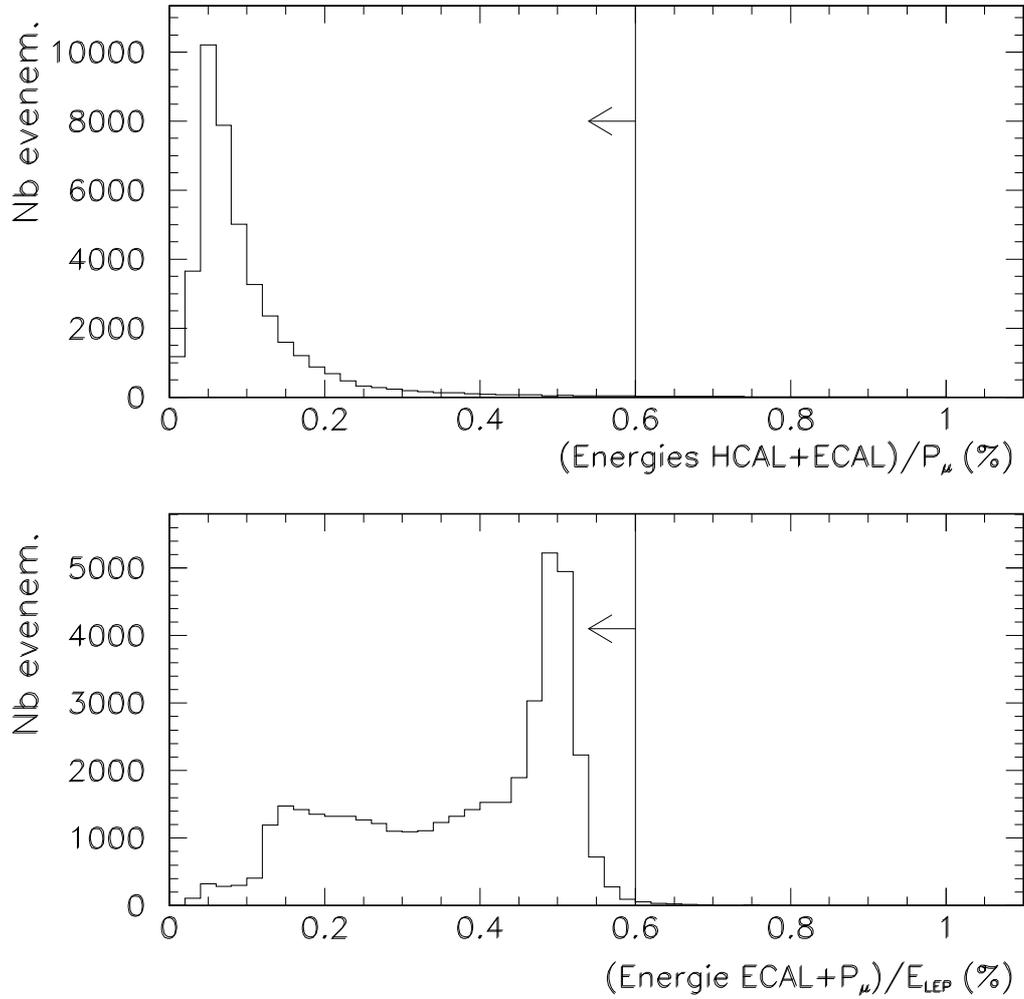


Figure 6.3: Variables utilisées dans la sélection calorimétrique de muons, ici sur du Monte-Carlo dimuons généré à 189 GeV. De haut en bas : somme des énergies mesurées dans le ECAL et le HCAL sur l'impulsion de la trace, et somme de l'énergie électromagnétique et de l'impulsion comparée à l'énergie du LEP. Les flèches indiquent les zones sélectionnées.

	ε_{μ}^{digi}	ε_{μ}^{calo}	ε_{μ}^{et}	$\varepsilon_{\mu}^{detect}$
$\sqrt{s} = 130-136$ GeV	97.74 ± 0.11 %	95.37 ± 0.16 %	94.63 ± 0.17 %	98.48 ± 0.09 %
$\sqrt{s} = 161$ GeV	97.83 ± 0.11 %	95.28 ± 0.16 %	94.49 ± 0.18 %	98.62 ± 0.09 %
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	98.07 ± 0.11 %	95.33 ± 0.16 %	94.72 ± 0.17 %	98.68 ± 0.09 %
$\sqrt{s} = 181$ to 184 GeV	97.86 ± 0.11 %	95.25 ± 0.17 %	94.45 ± 0.18 %	98.66 ± 0.09 %
$\sqrt{s} = 189$ GeV	97.83 ± 0.08 %	95.08 ± 0.12 %	94.30 ± 0.13 %	98.61 ± 0.06 %

Tableau 6.1: *Efficacités d'identification des muons : par la méthode digitale, par la méthode calorimétrique, par le "et" des deux méthodes et par le "ou" des deux méthodes (de gauche à droite).*

ε_{μ}^{et} est également indiqué; il est proche de $\varepsilon_{\mu}^{digi} \times \varepsilon_{\mu}^{calo}$, et la corrélation des deux sélections ne dépasse pas 1.5 %.

6.1.3 Détermination de ε_{μ} à partir des événements au pic du Z

Pour obtenir l'efficacité réelle d'identification des muons, l'efficacité estimée précédemment sur du Monte-Carlo est comparée pour des événements réels et pour des événements simulés. Un échantillon de données prises au pic du Z chaque année avec la même configuration du détecteur que pour l'échantillon à haute énergie est utilisé.

Un échantillon de candidats $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $Z \rightarrow e^+ e^-$ et $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$, représenté sur la figure 6.4 pour l'année 1996, a été construit à partir d'événements ayant moins de quatre traces chargées et vérifiant :

$$P1 + P2 + \min(E1, E2) > 60 \text{ GeV}$$

Dans cette relation, P1 (P2) et E1 (E2) sont respectivement les impulsions et les énergies électromagnétiques des deux traces les plus énergétiques de l'événement.

Pour obtenir une meilleure pureté des événements en muons, une première condition basée sur la géométrie de ces événements est ajoutée : l'acolinéarité entre les deux traces chargées les plus énergétiques de charges opposées doit être inférieure à 11.5° . De plus, les impulsions P1 et P2 doivent être supérieures à 15 GeV/c.

Si N_1 est le nombre d'événements de cet échantillon contenant au moins un muon identifié de manière digitale ou calorimétrique, et N_2 est le nombre d'événements dans lesquels deux

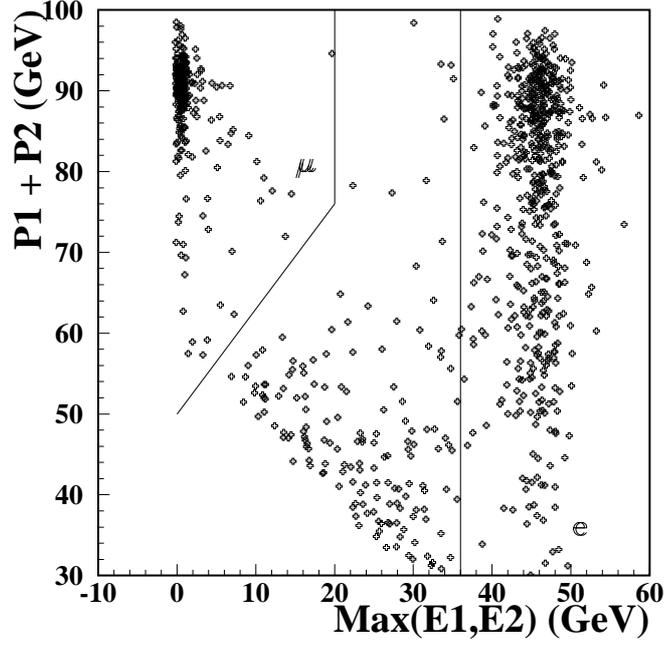


Figure 6.4: Sélection d'événements dileptoniques au pic du Z pour les prises de données de 1996.

traces exactement sont identifiées comme muons, l'efficacité est alors évaluée à :

$$\varepsilon_{\mu}^{\text{donnees}} = \frac{2 \times N_2}{N_1 + N_2}$$

Les résultats obtenus aux diverses énergies, accompagnés de l'erreur statistique, sont résumés dans le tableau 6.2. La même sélection, appliquée sur des événements dimuons simulés au pic du boson Z chaque année, avec la même géométrie du détecteur que pour les données, donne une efficacité d'identification des muons également indiquée dans le tableau 6.2.

Année	$\varepsilon_{\mu(Z)}^{\text{donnees}}$	$\varepsilon_{\mu(Z)}^{MC}$	$\varepsilon_{\mu}^{\text{donnees}} / \varepsilon_{\mu}^{MC}$
1995	$98.09 \pm 0.13 \%$	$98.58 \pm 0.09 \%$	$99.5 \pm 0.2 \%$
1996	$97.65 \pm 0.23 \%$	$98.42 \pm 0.08 \%$	$99.2 \pm 0.3 \%$
1997	$98.14 \pm 0.16 \%$	$98.46 \pm 0.07 \%$	$99.7 \pm 0.2 \%$
1998	$98.18 \pm 0.16 \%$	$98.50 \pm 0.08 \%$	$99.7 \pm 0.2 \%$

Tableau 6.2: Efficacité d'identification des muons au pic du Z, pour les événements réels et simulés, et rapport des deux.

Finalement, l'efficacité de détection des muons doit être corrigée du rapport $\varepsilon_{\mu}^{\text{donnees}} / \varepsilon_{\mu}^{MC}$, ce qui donne pour chaque année le facteur de correction exposé dans la dernière colonne du tableau 6.2.

Les efficacités de la colonne de droite de la table 6.1 deviennent alors

$$\Rightarrow \varepsilon_{\mu}^{detect} = \begin{cases} 97.99 \pm 0.2 \% & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 97.83 \pm 0.3 \% & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 97.89 \pm 0.2 \% & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 98.36 \pm 0.2 \% & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 98.31 \pm 0.2 \% & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

Par ailleurs, cette différence d'efficacité de détection des muons observée entre les données et la simulation sera prise comme incertitude liée à l'efficacité des événements dimuons et comprise dans l'erreur systématique (voir la section 6.3.3).

6.2 Sélection des événements $\mu^+\mu^-$

La sélection des dimuons nécessite des événements contenant au moins deux traces de charges opposées, chacune identifiée comme muon par une des deux méthodes décrites précédemment. La possibilité de mauvaise identification de signe est faible pour les muons, comme cela est représenté sur la figure 6.5 : la distribution de l'inverse de l'impulsion des muons pique loin du zéro (changement de signe), à 17 largeurs du pic, ce qui garantit une mesure précise de la charge des muons. La condition sur les charges opposées des deux traces rejette alors de l'ordre de 0.5 % des événements dimuons, d'après une étude sur la simulation. Si plus de deux traces répondent à ces conditions, les deux traces de plus grande impulsion et de charge opposée sont conservées.

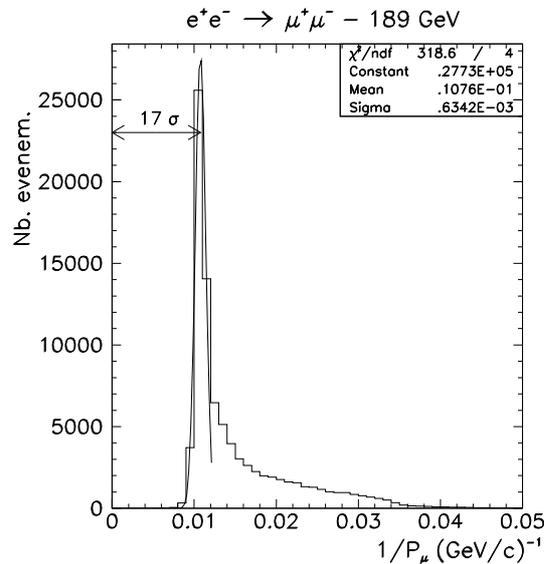


Figure 6.5: Distribution de l'inverse de l'impulsion reconstruite des traces pour des événements dimuons simulés à 189 GeV.

Deux conditions cinématiques sont alors imposées à de tels événements. La masse invariante des deux muons produits doit dépasser $60 \text{ GeV}/c^2$ pour l'échantillon inclusif, pour réduire le fond de processus $\gamma\gamma$. Cela apparaît sur les distributions de la masse invariante des dimuons à 189 GeV des figures 6.9 page 98. Pour les événements à haute énergie, la masse invariante des deux muons de l'état final doit être supérieure à $110 \text{ GeV}/c^2$ pour réduire la contamination des dimuons radiatifs, événements où les deux électrons entrants ont radiés un photon colinéairement (voir la figure 6.10 dans la section des fonds).

6.3 Acceptance de la sélection et efficacité

Dans cette partie, deux méthodes vont être développées pour le calcul de l'efficacité de sélection des dimuons. La première méthode, basée sur l'effet des coupures de sélection sur des événements dimuons simulés, donne les chiffres d'efficacité utilisés par la suite. La deuxième, qui allie l'acceptance de l'appareillage aux traces chargées et l'efficacité de détection des candidats muons, est utilisée comme vérification de la première estimation de l'efficacité. La différence observée entre les deux méthodes est incluse comme erreur systématique sur l'efficacité.

6.3.1 Calcul de l'efficacité à partir de Monte-Carlo

L'efficacité de sélection $\varepsilon_{2\mu}$ des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ est ici évaluée sur de la simulation. Elle est définie comme le nombre d'événements simulés reconstruits passant la présélection, l'identification de muons, les coupures cinématiques et sur l'énergie effective dans le centre de masse $(\sqrt{s'/s})_{rec}$, sur le nombre total d'événements générés vérifiant $(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.1$ (échantillon inclusif), ou $(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.9$ et $|\cos\theta_\mu| < 0.95$ (échantillon exclusif) :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{2\mu}^{incl.}(\sqrt{s'}) &= N_{sel}(\sqrt{s'/s} > 0.1) / N_{gen} \left[(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.1 \right] \\ \varepsilon_{2\mu}^{excl.}(\sqrt{s'}) &= N_{sel} \left[\sqrt{s'/s} > 0.9 + |\cos\theta_\mu| < 0.95 \right] / N_{gen} \left[(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.9 + |\cos\theta_\mu^{gen}| < 0.95 \right]\end{aligned}$$

Au dénominateur, $(\sqrt{s'})_{gen}$ est défini comme la **masse invariante vraie** de la paire de muons générée, et est donc lié au propagateur de la paire de fermions de l'état final. L'efficacité suit une loi binomiale. L'erreur statistique sur l'efficacité est donc calculée à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta\varepsilon_{2\mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{2\mu} \times (1 - \varepsilon_{2\mu})}{N_{gen.}}}$$

Les valeurs de l'efficacité de sélection ainsi évaluées sont indiquées dans le tableau 6.3, avec les erreurs statistique et systématique. L'efficacité est stable aux divers points en énergie.

	$\sqrt{s'/s} > 0.1$	$\sqrt{s'/s} > 0.9$
$\sqrt{s} = 130-136$ GeV	$78.8 \pm 0.4 \pm 1.6$ %	$95.1 \pm 0.4 \pm 1.8$ %
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$76.5 \pm 0.4 \pm 1.5$ %	$96.0 \pm 0.4 \pm 1.8$ %
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	$75.6 \pm 0.5 \pm 1.5$ %	$96.8 \pm 0.3 \pm 1.8$ %
$\sqrt{s} = 181$ to 184 GeV	$75.6 \pm 0.5 \pm 1.5$ %	$95.9 \pm 0.4 \pm 1.8$ %
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$74.3 \pm 0.2 \pm 1.6$ %	$95.9 \pm 0.2 \pm 1.7$ %

Tableau 6.3: *Efficacités de sélection des dimuons calculées à partir d'événements simulés, pour les événements inclusifs (colonne de gauche) et exclusifs (colonne de droite), avec les erreurs statistique et systématique.*

L'efficacité en fonction de la masse invariante des deux muons produits est représentée sur la figure 6.6 pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV; l'acceptance est proche de zéro pour les masses invariantes inférieures à 30 GeV. Les distributions en $\cos\theta^*$ des dimuons simulés à 189 GeV aux niveaux généré et reconstruit sont comparées sur les figures 6.7 pour des événements au pic du Z et à haute énergie. La figure de gauche, pour les événements au pic du Z, montre la forme caractéristique en $(1 + \cos\theta^{*2})$ pour les muons finaux, tandis que sur la figure de droite, pour les événements à haute énergie, l'asymétrie apparaît. Comme l'illustrent ces figures, l'efficacité est très bonne dans la région centrale et la majeure partie des événements perdus sont des événements de retour au Z à bas angles (limitation d'acceptance).

6.3.2 Acceptance de la sélection et efficacité

L'efficacité de sélection peut également être calculée à partir de l'efficacité d'identification ε_μ estimée précédemment et de l'acceptance du détecteur aux dimuons.

Cette acceptance est évaluée à partir d'événements simulés, au niveau généré; elle est égale au nombre d'événements générés vérifiant la coupure en $(\sqrt{s'/s})_{gen}$, la coupure d'acceptance $|\cos\theta_\mu| < 0.95$, ainsi que les deux coupures cinématiques sur la somme des énergies et la masse invariante des deux muons, divisé par le nombre d'événements générés vérifiant la coupure en $(\sqrt{s'/s})_{gen}$. Les valeurs prises par l'acceptance sont indiquées ci-dessous pour le

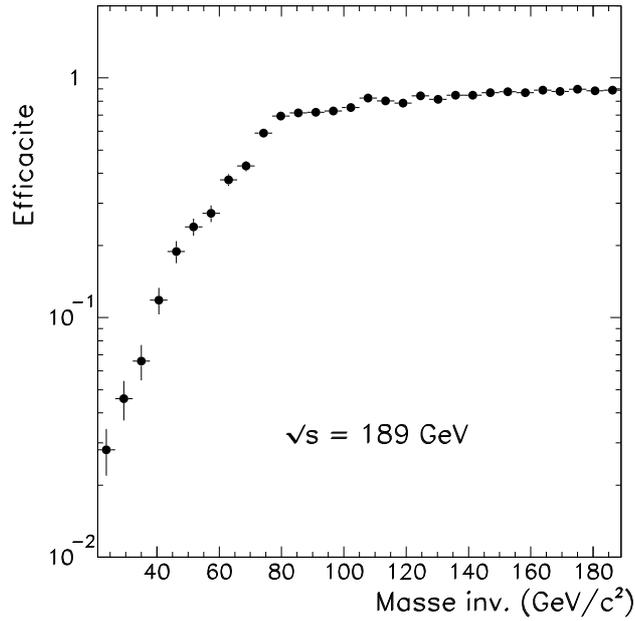


Figure 6.6: *Efficacité de sélection des dimuons en fonction de la masse invariante de la paire de candidats muons pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV*

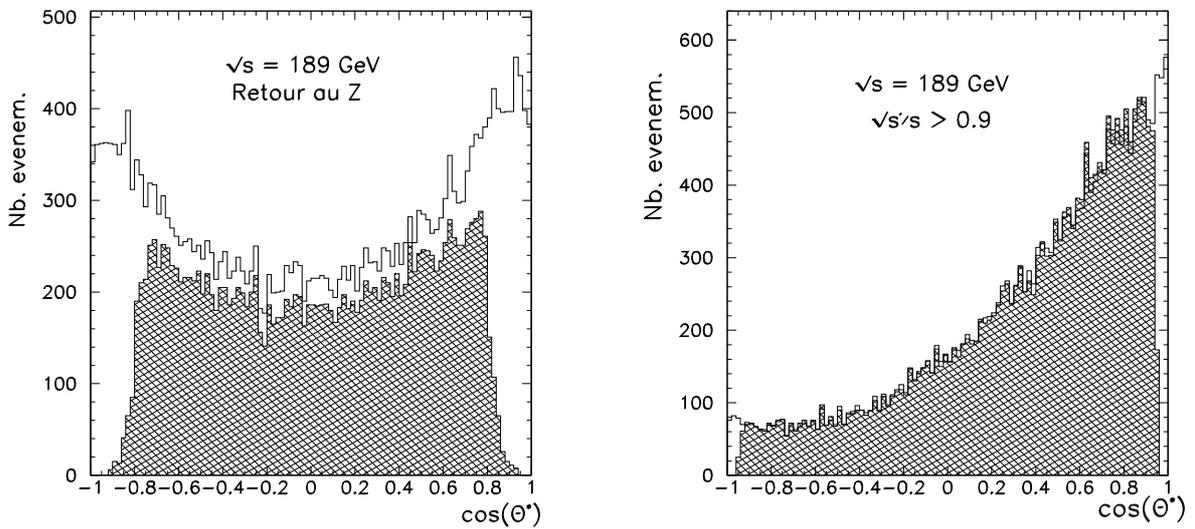


Figure 6.7: *Cos(θ^*) à 189 GeV des événements dimuons simulés au niveau généré (histogrammes blancs) et au niveau accepté (histogrammes hachurés), pour les événements de retour au Z et pour les événements à haute énergie (à gauche/droite).*

lot inclusif:

$$(accept)_{2\mu}^{incl} = \begin{cases} 82.6 \pm 0.4 \% & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 79.9 \pm 0.4 \% & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 78.7 \pm 0.4 \% & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 79.2 \pm 0.4 \% & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 78.5 \pm 0.2 \% & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

Les sections efficaces à haute énergie n'étant pas calculées pour toute l'acceptance angulaire, les événements au dénominateur doivent également vérifier la coupure d'acceptance $|\cos\theta_\mu| < 0.95$. L'acceptance pour le lot exclusif est alors égale à 100 % à tous les points en énergie.

L'efficacité de sélection des dimuons peut être calculée à partir de l'efficacité de sélection des muons (page 89) et de l'acceptance grâce à la formule suivante :

$$\varepsilon_{2\mu} = accept_{2\mu} \times (\varepsilon_{detect}^\mu)^2.$$

Les valeurs d'efficacité obtenues par ce procédé sont rassemblées dans le tableau 6.4, pour les événements inclusifs et exclusifs, aux divers points en énergie étudiés. Elles sont à comparer aux valeurs du tableau 6.3 obtenues par l'autre méthode. Par la suite seront utilisées les valeurs du tableau 6.3, en accord avec celles du tableau 6.4.

	$\sqrt{s'/s} > 0.1$	$\sqrt{s'/s} > 0.9$
$\sqrt{s} = 130-136 \text{ GeV}$	$79.3 \pm 0.7 \%$	$96.0 \pm 0.8 \%$
$\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$	$76.5 \pm 0.8 \%$	$95.7 \pm 1.0 \%$
$\sqrt{s} = 170-172 \text{ GeV}$	$75.4 \pm 0.7 \%$	$95.8 \pm 0.8 \%$
$\sqrt{s} = 181 \text{ to } 184 \text{ GeV}$	$76.6 \pm 0.7 \%$	$96.8 \pm 0.9 \%$
$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$75.9 \pm 0.5 \%$	$96.6 \pm 0.6 \%$

Tableau 6.4: *Efficacités de sélection des dimuons calculées à partir des acceptances, pour les événements inclusifs (colonne de gauche) et exclusifs (colonne de droite).*

6.3.3 Erreurs systématiques sur l'efficacité

L'erreur systématique sur l'efficacité provient de trois sources distinctes.

- Deux méthodes ont été développées pour le calcul de l'efficacité de sélection de dimuons. Comme précisé au début de la section précédente, les efficacités de sélection utilisées par la suite sont celles obtenues par la première méthode. Le résultat donné par la seconde méthode d'évaluation est comparé à celui par la première méthode et l'écart, inférieur au %, est interprété comme incertitude systématique sur l'efficacité.
- La différence d'efficacité de sélection entre des données simulées et les données réelles est à prendre en compte. C'est le cas lors du calcul de l'efficacité par la seconde méthode présentée précédemment, l'efficacité de sélection des muons seuls étant corrigée selon la procédure détaillée en page 87. Mais la méthode de détermination de l'efficacité retenue est exempte de cette correction ; une incertitude systématique sur l'efficacité est alors ajoutée. Elle est évaluée à partir du rapport $\varepsilon_{\mu}^{\text{donnees}} / \varepsilon_{\mu}^{\text{MC}}$, estimation de la correction entre efficacité sur le Monte-Carlo et efficacité sur les données pour la détection de muons seuls. Les résultats obtenus sur ce rapport sont résumés dans la dernière colonne du tableau 6.2 pour chaque année de prise de données. Deux muons sont identifiés ici, ce rapport élevé au carré donne donc une incertitude de 0.6 % à 1.5 % sur l'efficacité de sélection.
- L'incertitude sur la réponse du détecteur entre également comme erreur systématique sur l'efficacité. Elle est évaluée premièrement en testant les effets sur la mesure des impulsions : la sélection est appliquée avec et sans les corrections des impulsions pour les distortions (voir la section 4.1.2). Les variations correspondantes sur l'efficacité sont mesurées : le nombre d'événements simulés sélectionnés est décalé de seulement quelques pour mille. Cet effet est alors considéré comme négligeable.
Une autre coupure peut impliquer un biais à la sélection : les deux traces retenues doivent être de signes opposés. En comparant les événements simulés au niveau généré et reconstruit après les coupures d'acceptance, la mauvaise identification de charge se révèle être d'un niveau de 3.10^{-4} et donc là encore négligeable.

L'erreur systématique totale, somme quadratique des incertitudes détaillées ci-dessus, est présentée pour chaque énergie dans le tableau 6.3.

6.4 Estimation des fonds

Six types principaux d'événements constituent des fonds au signal $\mu^+\mu^-$:

- les événements dus aux passages de rayons cosmiques dans le détecteur, ainsi que les collisions des électrons et positrons des faisceaux avec des particules de gaz du tube à vide. Ne provenant pas de la désintégration d'un boson Z, les traces chargées qu'ils laissent n'ont généralement pas leur origine au point de collision. Leur contamination est estimée à partir des données (paragraphe 6.4.1 ci-après).

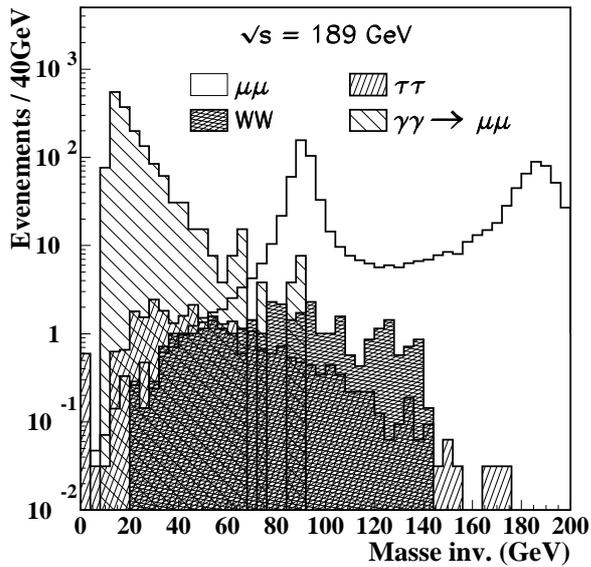
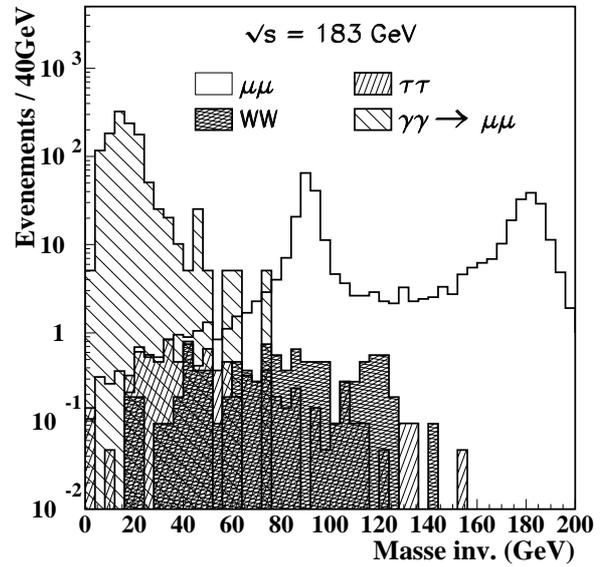
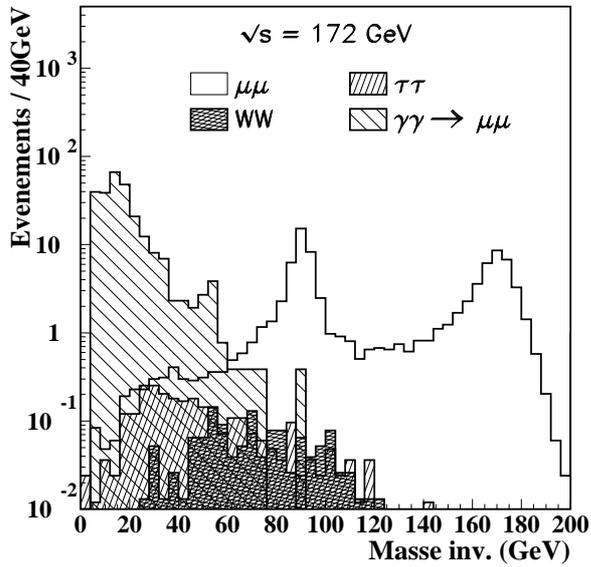
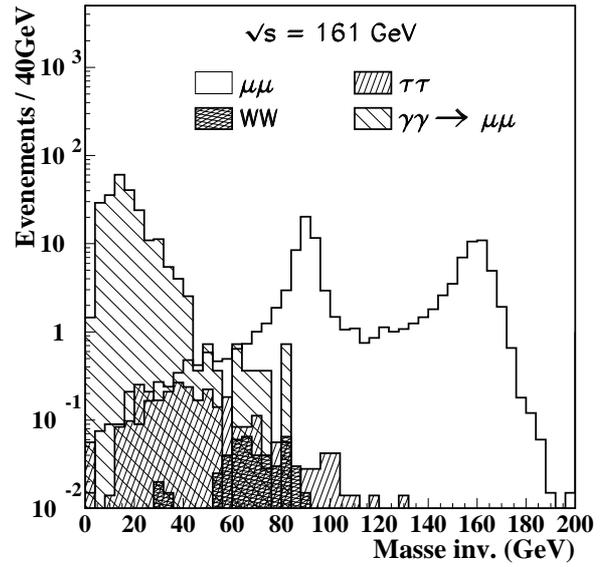
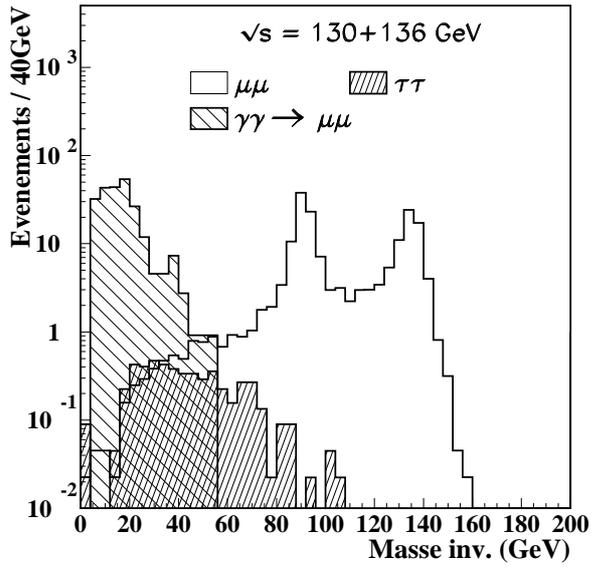


Figure 6.8: Masse invariante des deux muons pour les différents fonds (Monte-Carlo) normalisés à la luminosité des données, aux différents points en énergie (échelle log.). Le signal Monte-Carlo est aussi indiqué à titre de comparaison.

- les événements $\gamma\gamma$. Ce fond est dominant pour les énergies dans le centre de masse de 130 et 136 GeV, comme cela apparaît sur les figures 6.8. Ils résultent de l'échange de photons quasi-réels entre les deux électrons initiaux, photons qui produisent à leur tour une paire $f\bar{f}$. Seuls les cas $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ et $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ constituent un fond à la présente sélection. La contamination de ces fonds est estimée à partir de simulations. Cependant, ces processus étant dominants pour des masses invariantes des deux muons candidats peu élevées, les données sont utilisées pour normaliser les simulations.
- la sélection à haute énergie peut être également contaminée par des événements dimuons radiatifs. Ce sont des événements où les deux électrons entrants ont radié des photons colinéaires dans des directions opposées, le $\sqrt{s'}/s$ étant alors reconstruit à une grande valeur alors que l'événement est radiatif.
- les événements provenant de la désintégration de e^+e^- en autres saveurs de leptons, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$ et $e^+e^- \rightarrow ee$ (cf. figure 6.8). Leur contamination est évaluée à partir de simulations.
- les processus de production de paires de W, chaque boson W se désintégrant en $\mu\bar{\nu}_\mu$ (cf. figure 6.8). Ce fond apparaît dès que l'énergie dans le centre de masse dépasse ou est égale au seuil de production des W, soit 161 GeV. Des événements simulés sont là encore utilisés pour connaître la contribution de ce fond.
- les processus de production de paires de bosons Z, l'un se désintégrant selon $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, ou de bosons Z seuls dans la réaction Zee. Des événements simulés sont utilisés pour estimer leur contamination.

La contribution de chaque fond à la masse invariante des deux muons finaux est représentée sur les figures 6.8 à toutes les énergies. Ces distributions ont été obtenues en appliquant aux diverses simulations des fonds la sélection dimuonique, sans les critères cinématiques.

Dans la suite, pour chacun de ces processus, exceptés les événements cosmiques et les collisions faisceaux-gaz qui ne font intervenir aucune simulation, deux types d'erreur dans la contribution des fonds sont prises en compte : une incertitude statistique due au nombre d'événements simulés utilisés, ainsi que des erreurs systématiques provenant de l'incertitude sur la section efficace du processus de fond considéré, des variations liées à l'alignement et de la calibration du détecteur.

6.4.1 Les rayons cosmiques et les collisions faisceaux-gaz

Ce fond est déjà fortement réduit par l'exigence de quatre points dans l'ITC pour chaque trace muon puisqu'il n'est pas en temps avec les collisions. Ce décalage est aussi utilisé dans la sélection des traces chargées reconstruites dans la TPC, par une condition sur l'origine de la trace ; une coupure sur la distance de l'origine de la trace au point de collision assure que l'événement résulte bien de la désintégration d'un boson Z. Dans le cas de deux muons cosmiques, leur d_o sont anti-corrélés et leur z_o corrélés comme le montrent les figures 5.5, le

temps initial étant pris au déclenchement du détecteur et non au passage des traces. Certains événements provenant de la collision d'un électron ou d'un positron des faisceaux avec une particule résiduelle de gaz du tube à vide, ou du passage de rayons cosmiques à travers le détecteur, passent cependant suffisamment près du point de collision pour ne pas être rejetés. Leur distribution est alors attendue uniforme dans l'espace. Elle est alors estimée en élargissant le cylindre d'origine des traces chargées (figure 5.5). Le nombre de cosmiques et de collisions faisceaux-gaz va croître proportionnellement au volume du cylindre, tandis que le nombre d'événements du signal va rester constant. Les limites sur les paramètres d'impact $|d_o|$ et $|z_o|$ sont ainsi repoussées respectivement à 10 cm et 20 cm, et celles sur la somme des valeurs absolues des d_o et z_o des deux muons à 5 cm et 10 cm, augmentant le volume du cylindre d'un facteur 50. A 189 GeV par exemple, 5 événements supplémentaires sont comptabilisés par cette relâche des coupures, ce qui porte à 0.1 ± 0.04 le nombre de fond cosmique attendu dans la sélection dimuons. Les résultats aux six énergies étudiées sont résumés ci-dessous :

$$N_{\text{cosmiques}} = \begin{cases} 0.1 \pm 0.04 & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.08 \pm 0.04 & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.08 \pm 0.04 & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.1 \pm 0.04 & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.08 \pm 0.04 & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

6.4.2 Les processus $\gamma\gamma$

A LEP2, les états finaux à quatre fermions, ou $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{f}f$, dominés par les diagrammes multipériphériques sont produits avec une section efficace importante, comme cela a été vu page 25.

Le processus $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ représente le fond principal à la sélection inclusive des événements dimuons. Il est par contre rejeté de manière très efficace du lot exclusif par la coupure à 110 GeV/c² sur la masse invariante des deux fermions finaux, étant dominant à basse masse invariante comme l'indiquent les figures 6.9.

La contamination par ce processus est estimée à partir d'événements simulés; elle est résumée dans les tableaux 6.5 et 6.6 pour les lots inclusif et exclusif. De plus, le fond deux-photons étant dominant dans une région de masse invariante faible, il est possible de comparer directement la contribution obtenue par le Monte-Carlo aux données réelles, afin d'évaluer un éventuel biais dans la simulation et de le corriger. Cela a été réalisé ici en comparant le nombre d'événements sélectionnés dans une fenêtre en masse [17-50] GeV/c² dans les données et dans le Monte-Carlo normalisé à la même luminosité que les données, comme représenté sur la figure 6.9. Il ressort de cette étude un accord entre les données et le Monte-Carlo, comme cela est visible dans les rapports $N_{\text{données}}/N_{MC}$, indiqués ci-dessous pour les divers points en énergie; l'erreur statistique de ce rapport est utilisée pour estimer

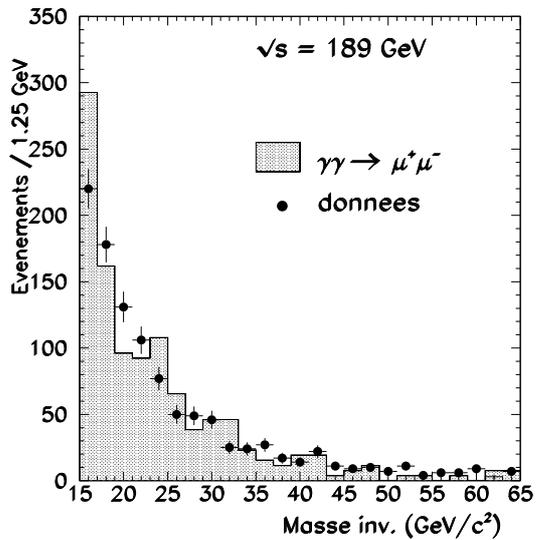
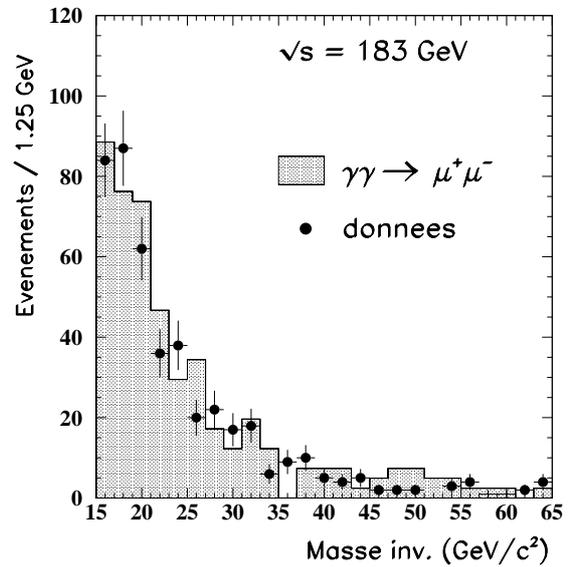
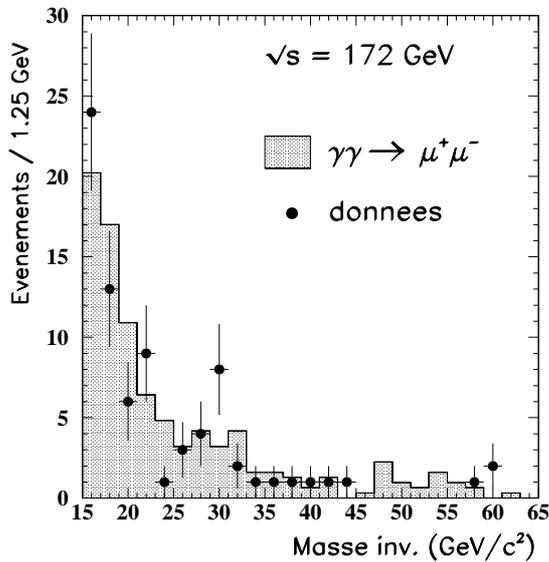
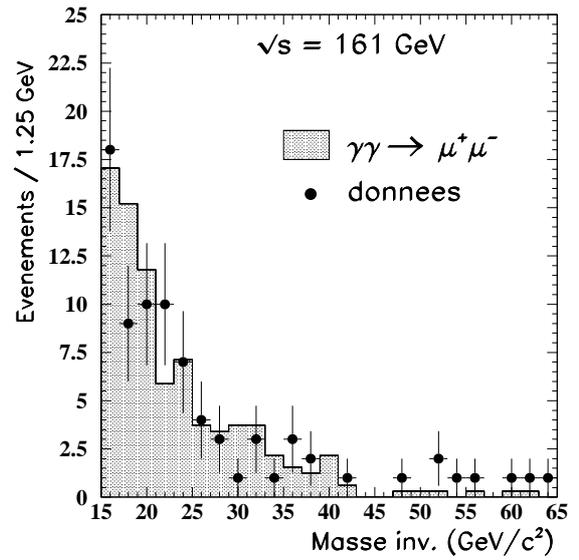
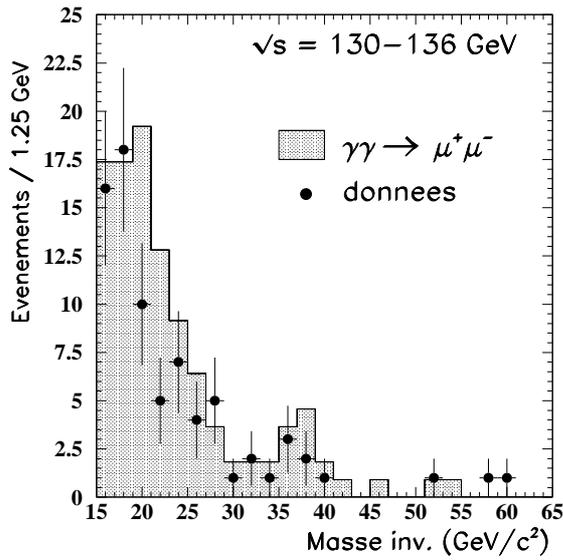


Figure 6.9: Masse invariante des dimuons pour le Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ (histogramme hachuré) et pour les données (points) représentée dans la région où les processus $\gamma\gamma$ sont dominants.

l'erreur systématique sur ce fond :

$$N_{MC}/N_{données} = \begin{cases} 0.718 \pm 0.078 & \text{à } 130 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.784 \pm 0.081 & \text{à } 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.854 \pm 0.097 & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.794 \pm 0.141 & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.863 \pm 0.054 & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.856 \pm 0.021 & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

6.4.3 Les fonds $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, WW , ZZ et Zee

Les autres productions dileptoniques constituent un autre fond. Plus précisément, les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sont entièrement rejetés par la demande de plans arrières du HCAL touchés. Reste le fond $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, quand les deux τ se désintégrant en $\mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ ce qui représente $(17.35\%)^2$ soit environ 3% des désintégrations des ditaus. La contamination de ce fond est étudiée à l'aide de simulation. L'incertitude sur la section efficace de ce processus est calculée pour chaque point en énergie à partir des mesures du processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ détaillées au chapitre suivant.

En ce qui concerne la production de paires de W, à prendre en compte à partir d'une énergie dans le centre de masse de 161 GeV, cette contribution est également évaluée en appliquant la sélection sur des événements simulés. L'erreur systématique est dérivée des prédictions théoriques de la section efficace attendue des W et est due à l'incertitude sur la mesure de la masse du W. La prédiction théorique de la section efficace au seuil de production est calculée avec le programme GENTLE [13] pour une masse du W de $80.375 \pm 0.064 \text{ GeV}/c^2$ [15]. De 172 à 183 GeV, la section efficace du processus utilisée est la moyenne mesurée par les quatre expériences LEP [15]. A 189 GeV, la section efficace est donnée par le programme GENTLE assortie d'une erreur de $\pm 3 \%$.

Enfin, les productions de paire de bosons Z (ZZ) et de boson Z seul (Zee) contribuent de manière significative au fond, surtout au-dessus de 183 GeV dans le centre de masse. Comme pour la production de paires de W, la contamination de ces fonds est évaluée à partir d'événements simulés, et l'erreur systématique est dérivée de l'incertitude sur les prédictions théoriques des sections efficaces pour ces processus, prédictions indiquées dans le tableau 2.1 au chapitre 2.

Les contributions relatives de ces fonds sont résumées dans les tableaux 6.5 et 6.6 pour les lots inclusif et exclusif.

6.4.4 Les événements dimuons radiatifs

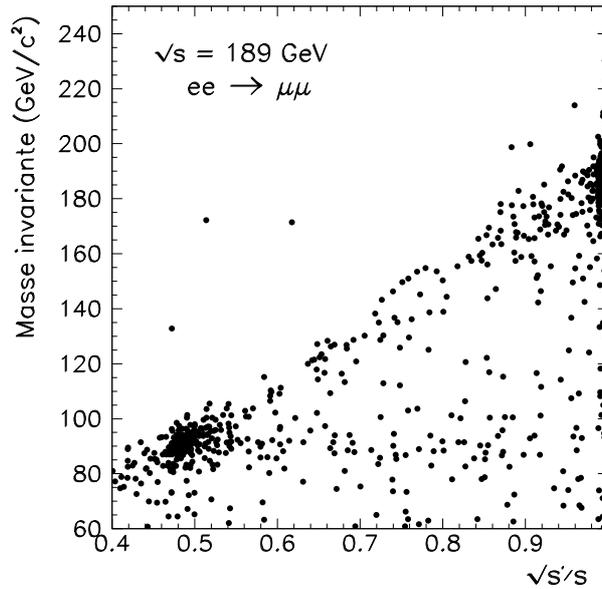


Figure 6.10: *Masse invariante des deux muons en fonction de $\sqrt{s'/s}$ pour les événements dimuons sélectionnés à 189 GeV.*

Les événements inclusifs sélectionnés dans les données prises à 189 GeV sont représentés sur la figure 6.10 dans le plan $\sqrt{s'/s}$ versus la masse invariante des deux muons. Sur cet histogramme, trois zones sont discernables :

- les événements à haute énergie ont une masse invariante élevée, autour de 189 GeV/c² et $\sqrt{s'/s}$ supérieur à 0.9 ;
- les événements radiatifs de retour au boson Z ont une masse invariante proche de 90 GeV/c² et $\sqrt{s'/s}$ faible ;
- enfin, les événements situés près de la bande de masse invariante de 90 GeV/c² mais avec $\sqrt{s'/s}$ assez élevé sont des événements doublement radiatifs.

La coupure en masse invariante supérieure à 110 GeV/c² réduit ainsi clairement ce fond radiatif pour la sélection exclusive, en éliminant efficacement les événements de retour au Z, radiant des photons durs. Restent des événements avec une faible radiation. Leur contamination est estimée à partir de Monte-Carlo dimuons, en comptant le nombre d'événements ayant un $\sqrt{s'/s}$ généré en-dessous de 0.9 et reconstruit au-dessus. Ces événements doublement radiatifs constituent le fond principal du lot de dimuons sélectionnés à haute énergie, et ce à tous les points en énergie.

Les contributions des différents fonds sont résumées dans le tableau 6.5, pour les événements inclusifs, et dans le tableau 6.6 pour les événements à haute énergie.

6.5 Résultats et incertitudes systématiques

6.5.1 Sections efficaces

Les erreurs indiquées avec les sections efficaces des dimuons, dans le tableau 6.8, sont respectivement les erreurs statistique et systématique. Cette dernière provient de plusieurs sources, détaillées dans la table 6.7 aux diverses énergies :

- l'erreur statistique sur l'efficacité est due à la statistique limitée d'événements $\mu^+\mu^-$ simulés utilisés pour le calcul de l'efficacité de sélection. Cette erreur n'est pas corrélée entre les années ;
- l'erreur systématique sur l'efficacité est dominée par la prise en compte de la différence d'efficacité de sélection entre des données simulées et les données réelles. Elle comprend aussi les incertitudes liées à l'alignement du détecteur. Elle n'est pas corrélée entre les années et est réévaluée chaque année ;
- les incertitudes statistiques et systématiques sur les fonds ont été explicitées dans la section précédente. L'erreur provenant des prédictions théoriques sur les processus de fonds est corrélée entre les années, les autres parts de ces incertitudes liées aux calibrations et à l'alignement du détecteur ne le sont pas ;
- enfin, l'incertitude sur la mesure de la luminosité (section 3.2.4). L'erreur statistique n'est pas corrélée entre les années, l'erreur systématique provenant de la mesure de la luminosité est corrélée pour la partie théorique et la partie expérimentale, hors l'erreur provenant de la statistique sur le Monte-Carlo.

Le tableau 6.8 contient le nombre d'événements dimuons sélectionnés à chaque énergie, pour le lot inclusif et exclusif, ainsi que les sections efficaces correspondantes. Les prédictions du Modèle Standard indiquées dans la colonne de droite ont été estimées à l'aide du programme Zfitter. L'erreur théorique provient de l'incertitude sur le spectre de photons émis pour les sections efficaces inclusives, et de l'incertitude sur l'interférence ISR/FSR et la contribution des ordres supérieurs pour les sections efficaces exclusives. La prise en compte de cette dernière est discutée dans le dernier chapitre de cette partie, en section 10.2.

6.5.2 Mesure des asymétries

Les sections efficaces différentielles exclusives, bases de l'estimation des asymétries, sont reportées dans les tableaux 6.9 et 6.10. Elles sont calculées pour l'acceptance $|\cos\theta_\mu| < 0.95$;

Energie	Type de fond	Nombre attendu (%)	Erreur stat. et syst. (%)
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\tau\tau$	0.5	± 0.1
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\tau\tau$	0.6	± 0.1
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	2.5	± 1.0
	$\tau\tau$	0.5	± 0.1
	WW	0.3	± 0.1
	ZZ	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	Zee	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	2.2	± 1.0
	$\tau\tau$	0.9	± 0.1
	WW	1.0	± 0.2
	ZZ	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	Zee	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 181 \text{ à } 184$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	1.8	± 0.7
	$\tau\tau$	0.7	± 0.1
	WW	1.8	± 0.3
	ZZ	1.1	± 0.1
	Zee	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	3.7	± 1.1
	$\tau\tau$	0.9	± 0.1
	WW	2.4	± 0.3
	ZZ	1.0	± 0.1
	Zee	1.3	± 0.2

Tableau 6.5: Contributions relatives des différents fonds au processus $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$, évaluées à partir de simulation, pour des échantillons inclusifs, soit avec $\sqrt{s'}/s > 0.1$. Sont indiqués pour chaque point en énergie: le type de fond considéré, le nombre d'événements de fond attendus normalisé à la luminosité des données et exprimé en pourcentage des événements sélectionnés dans les données, ainsi que l'erreur statistique et systématique du nombre de fond attendu, toujours en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés dans les données.

Energie	Type de fond	Nombre attendu (%)	Erreur stat. et syst. (%)
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$\mu\mu$ radiatifs	3.3	± 0.7
	$\tau\tau$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$\mu\mu$ radiatifs	3.1	± 0.7
	$\tau\tau$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$\mu\mu$ radiatifs	4.4	± 0.9
	$\tau\tau$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	WW	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 172$ GeV	$\mu\mu$ radiatifs	6.0	± 1.3
	$\tau\tau$	0.2	± 0.1
	WW	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 181$ à 184 GeV	$\mu\mu$ radiatifs	6.2	± 1.3
	$\tau\tau$	0.2	± 0.1
	WW	0.6	± 0.2
	ZZ	0.2	± 0.1
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$\mu\mu$ radiatifs	6.2	± 1.3
	$\tau\tau$	0.2	± 0.1
	WW	0.6	± 0.2
	ZZ	0.2	± 0.1
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>

Tableau 6.6: Contributions relatives des différents fonds au processus $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$, évaluées à partir de simulation, pour des échantillons exclusifs, soit avec $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Sont indiqués pour chaque point en énergie: le type de fond considéré, le nombre d'événements de fond attendus normalisé à la luminosité des données et exprimé en pourcentage des événements sélectionnés dans les données, ainsi que l'erreur statistique et systématique du nombre de fond attendu, toujours en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés dans les données.

$\sqrt{s'/s}$ Coupure	Description	E_{cms} (GeV)					
		130	136	161	172	183	189
0.1	Statistiques MC	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3
	Identification μ	2.0	2.0	1.9	2.0	1.9	2.1
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.0	0.0	1.0	1.0	0.7	1.1
	$\tau^+\tau^-$	0.04	0.05	0.1	0.1	0.1	0.1
	W^+W^-	—	—	0.05	0.2	0.3	0.3
	Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6
0.9	Statistiques MC	0.4	0.4	0.4	0.3	0.4	0.1
	Identification μ	1.9	1.9	1.8	1.8	1.9	1.8
	$\tau^+\tau^-$	0.00	0.00	0.02	0.1	0.1	0.01
	W^+W^-	—	—	0.0	0.03	0.2	0.0
	Fond radiatif	0.5	0.5	0.6	0.8	0.6	0.4
	Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6

Tableau 6.7: *Détail des contributions aux erreurs systématiques des sections efficaces dimuoniques, à tous les points en énergie, pour les processus inclusifs et exclusifs. Toutes les valeurs indiquées sont en pour-cent.*

Coupure $\sqrt{s'/s}$	E_{cms} (GeV)	Nbre. évén.	$\sigma_{2\mu}$ (pb)	Prédiction M.S. (pb)
0.1	130	110	$22.5 \pm 2.2 \pm 0.5$	21.9 ± 0.10
	136	103	$20.4 \pm 2.1 \pm 0.5$	18.7 ± 0.13
	161	107	$12.2 \pm 1.2 \pm 0.3$	11.2 ± 0.08
	172	74	$8.8 \pm 1.1 \pm 0.2$	9.5 ± 0.08
	183	406	$8.84 \pm 0.47 \pm 0.19$	8.22 ± 0.07
	189	1080	$7.62 \pm 0.24 \pm 0.19$	7.64 ± 0.07
0.9	130	48	$7.9 \pm 1.2 \pm 0.2$	7.0 ± 0.2
	136	43	$6.9 \pm 1.1 \pm 0.2$	6.1 ± 0.2
	161	50	$4.49 \pm 0.69 \pm 0.09$	3.88 ± 0.1
	172	29	$2.64 \pm 0.53 \pm 0.06$	3.32 ± 0.1
	183	175	$2.98 \pm 0.24 \pm 0.06$	2.89 ± 0.08
	189	460	$2.66 \pm 0.13 \pm 0.06$	2.69 ± 0.08

Tableau 6.8: *Sections efficaces mesurées, avec les erreurs statistique et systématique aux énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est également indiqué (avant soustraction des fonds). Les sections efficaces exclusives correspondent à l'intervalle angulaire réduit $|\cos\theta| < 0.95$. La dernière colonne indique les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec Zfitter, avec inclusion des diagrammes en boîte et de l'interférence ISR/FSR.*

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Prédictions MS (pb)
130 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.01
-0.9, -0.7	0.00 ± 0.00	0.07
-0.7, -0.5	0.16 ± 0.16	0.12
-0.5, -0.3	0.16 ± 0.16	0.23
-0.3, -0.1	0.33 ± 0.24	0.38
-0.1, 0.1	0.49 ± 0.29	0.57
0.1, 0.3	0.82 ± 0.37	0.81
0.3, 0.5	1.28 ± 0.46	1.10
0.5, 0.7	1.92 ± 0.56	1.43
0.7, 0.9	2.01 ± 0.57	1.81
0.9, 0.95	0.60 ± 0.35	0.52
136 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.02
-0.9, -0.7	0.34 ± 0.24	0.08
-0.7, -0.5	0.33 ± 0.24	0.12
-0.5, -0.3	0.17 ± 0.17	0.21
-0.3, -0.1	0.16 ± 0.16	0.33
-0.1, 0.1	0.67 ± 0.34	0.49
0.1, 0.3	0.67 ± 0.34	0.70
0.3, 0.5	0.47 ± 0.29	0.94
0.5, 0.7	1.13 ± 0.43	1.22
0.7, 0.9	2.10 ± 0.59	1.55
0.9, 0.95	1.20 ± 0.50	0.44
161 GeV		
-0.95, -0.9	0.09 ± 0.09	0.02
-0.9, -0.7	0.00 ± 0.00	0.10
-0.7, -0.5	0.08 ± 0.08	0.11
-0.5, -0.3	0.28 ± 0.16	0.16
-0.3, -0.1	0.28 ± 0.16	0.22
-0.1, 0.1	0.65 ± 0.25	0.31
0.1, 0.3	0.83 ± 0.28	0.43
0.3, 0.5	0.35 ± 0.18	0.58
0.5, 0.7	0.69 ± 0.25	0.74
0.7, 0.9	1.04 ± 0.31	0.94
0.9, 0.95	0.19 ± 0.14	0.27

Tableau 6.9: Sections efficaces différentielles de production de dimuons, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ et $\cos \theta_{\mu} < 0.95$, de 130 à 161 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Prédictions MS (pb)
172 GeV		
-0.95, -0.9	0.10 ± 0.10	0.02
-0.9, -0.7	0.00 ± 0.00	0.09
-0.7, -0.5	0.09 ± 0.09	0.10
-0.5, -0.3	0.00 ± 0.00	0.14
-0.3, -0.1	0.19 ± 0.14	0.19
-0.1, 0.1	0.28 ± 0.17	0.27
0.1, 0.3	0.38 ± 0.20	0.37
0.3, 0.5	0.45 ± 0.21	0.49
0.5, 0.7	0.54 ± 0.23	0.63
0.7, 0.9	0.33 ± 0.18	0.79
0.9, 0.95	0.29 ± 0.17	0.23
183 GeV		
-0.95, -0.9	0.02 ± 0.02	0.02
-0.9, -0.7	0.12 ± 0.05	0.09
-0.7, -0.5	0.09 ± 0.04	0.10
-0.5, -0.3	0.05 ± 0.03	0.12
-0.3, -0.1	0.23 ± 0.06	0.17
-0.1, 0.1	0.27 ± 0.07	0.23
0.1, 0.3	0.32 ± 0.08	0.32
0.3, 0.5	0.50 ± 0.10	0.42
0.5, 0.7	0.38 ± 0.08	0.54
0.7, 0.9	0.89 ± 0.13	0.68
0.9, 0.95	0.14 ± 0.05	0.19
189 GeV		
-0.95, -0.9	0.02 ± 0.01	0.02
-0.9, -0.7	0.11 ± 0.02	0.08
-0.7, -0.5	0.07 ± 0.02	0.09
-0.5, -0.3	0.11 ± 0.03	0.12
-0.3, -0.1	0.14 ± 0.03	0.16
-0.1, 0.1	0.19 ± 0.03	0.22
0.1, 0.3	0.30 ± 0.04	0.29
0.3, 0.5	0.39 ± 0.05	0.39
0.5, 0.7	0.45 ± 0.05	0.50
0.7, 0.9	0.66 ± 0.06	0.63
0.9, 0.95	0.21 ± 0.04	0.18

Tableau 6.10: *Sections efficaces différentielles de production de dimuons, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ et $\cos \theta_{\mu} < 0.95$, de 172 à 189 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.*

les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec le programme Zfitter, contiennent l'interférence ISR/FSR. Les distributions angulaires correspondantes, pour le lot exclusif des muons produits, sont représentées sur les figures 6.11 pour les énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV ; les événements dimuons simulés, normalisés à la luminosité des données, sont figurés par les histogrammes en trait plein, le fond par les parties hachurées, et les événements dimuons exclusifs réels par les points.

Les asymétries sont calculées par la méthode de comptage exposée en section 5.2, basée sur ces distributions angulaires.

Les événements devant contenir deux candidats muons de signe opposé, un biais systématique est induit. Cependant, la misidentification de charge a été évaluée (page 89) à un niveau de 3.10^{-4} et est donc négligeable.

E_{cms} (GeV)	A_{FB}^{GEN} M.C. généré	A_{FB}^{REC} M.C. reconstruit	Facteur de correction
130-136	0.661 ± 0.013	0.664 ± 0.014	0.995 ± 0.040
161	0.582 ± 0.015	0.589 ± 0.015	0.988 ± 0.051
172	0.557 ± 0.015	0.564 ± 0.015	0.987 ± 0.053
183	0.550 ± 0.014	0.555 ± 0.014	0.991 ± 0.050
189	0.551 ± 0.06	0.554 ± 0.006	0.994 ± 0.021

Tableau 6.11: *Asymétries avant-arrière du processus dimuons évaluées sur des événements simulés vérifiant $\sqrt{st}/s > 0.9$ et $|\cos\theta_\mu| < 0.95$, au niveau généré (colonne de gauche) et au niveau reconstruit (colonne du milieu), avec l'erreur statistique. Le facteur obtenu pour corriger les asymétries mesurées des effets de sélection est reporté avec l'erreur statistique (colonne de droite).*

Afin de corriger d'éventuels effets de la sélection, les asymétries sont calculées en chaque point en énergie pour des événements simulés aux niveaux généré et reconstruit. Les résultats obtenus sont résumés dans la table 6.11. Un facteur de correction, estimé en comparant les asymétries entre le niveau généré et le niveau reconstruit, est ensuite appliqué aux événements réels. Il est calculé comme $A_{FB}^{GEN} / A_{FB}^{REC}$; les résultats obtenus sont présentés dans la colonne de droite du tableau 6.11.

L'incertitude sur le facteur de correction évalué à partir du Monte-Carlo, dominée par l'erreur statistique, est prise en compte dans l'évaluation de l'erreur systématique sur l'asymétrie.

Le fond principal contaminant les lots exclusifs utilisés pour évaluer les asymétries consiste

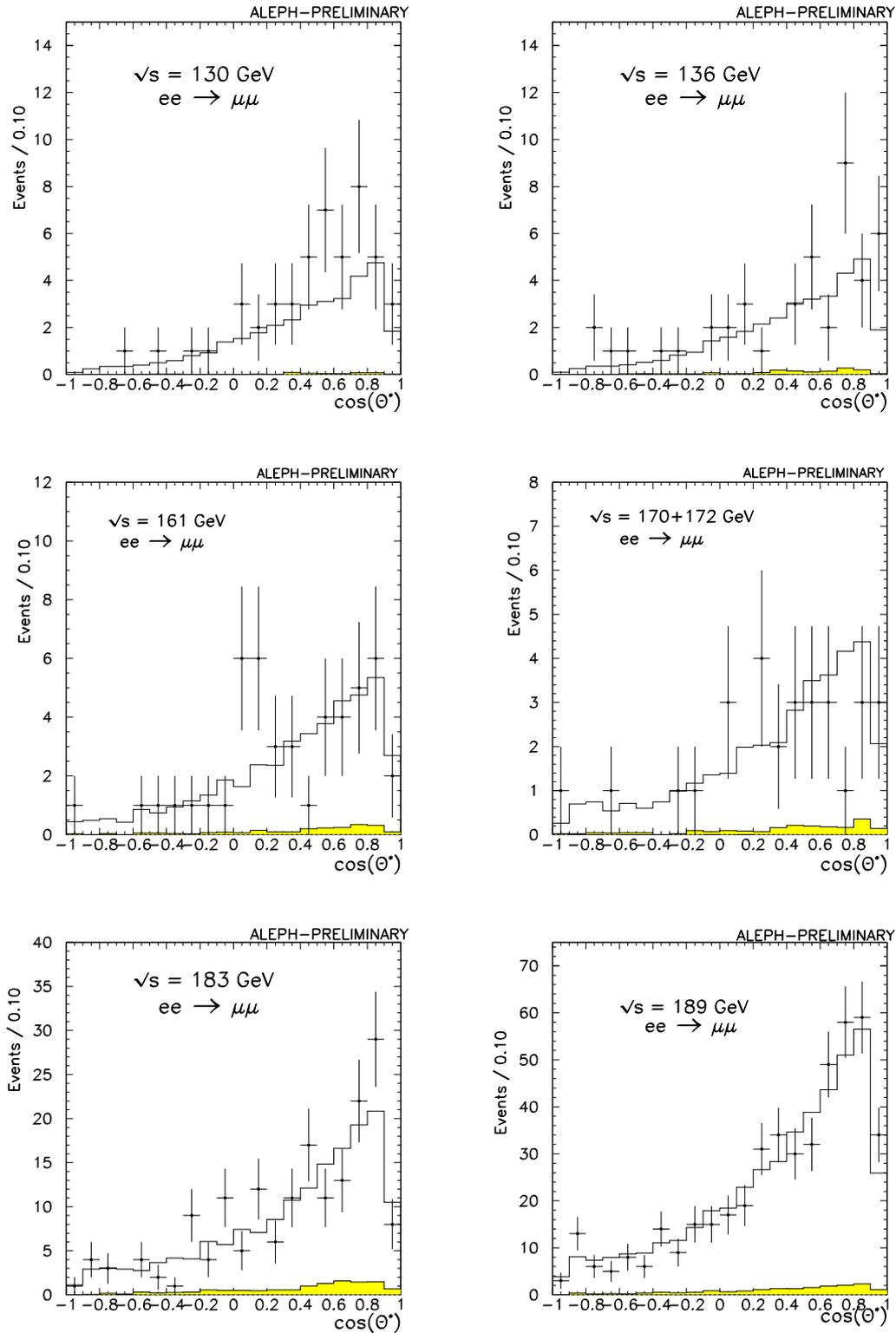


Figure 6.11: *Distribution de $\cos \theta^*$ des événements dimuons de 130 à 189 GeV, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Les données sont représentées par les points, tandis que les événements simulés sont indiqués par l'histogramme en trait plein. La partie hachurée correspond au fond attendu.*

en événements dimuons radiatifs, comme cela a été vu dans la section 6.4. Il est peu important et est simplement soustrait dans chaque intervalle en $\cos\theta^*$. L'erreur sur le fond est incluse dans l'erreur systématique des asymétries.

E_{cms} (GeV)	A_{FB} (2μ)	Prédiction Modèle Standard
130	$0.83 \pm 0.08 \pm 0.03$	0.696 ± 0.013
136	$0.63 \pm 0.12 \pm 0.03$	0.676 ± 0.014
161	$0.63 \pm 0.11 \pm 0.03$	0.607 ± 0.018
172	$0.72 \pm 0.13 \pm 0.04$	0.591 ± 0.019
183	$0.54 \pm 0.06 \pm 0.03$	0.577 ± 0.019
189	$0.58 \pm 0.04 \pm 0.01$	0.571 ± 0.020

Tableau 6.12: *Asymétries avant-arrière des dimuons avec les erreurs statistique et systématique, calculées pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ dans l'intervalle angulaire $|\cos\theta| < 0.95$. Les prédictions du Modèle standard sont obtenues avec le programme Zfitter, avec inclusion de l'interférence ISR/FSR.*

Les erreurs indiquées avec les asymétries avant-arrière des dimuons, dans le tableau 6.12, sont respectivement les erreurs statistique et systématique. Les prédictions du Modèle Standard indiquées ont été estimées à l'aide du programme Zfitter. L'erreur théorique indiquée provient de l'incertitude sur l'interférence ISR/FSR.

6.5.3 Conclusion

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre seront utilisés au chapitre 10 pour leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard, et dans les chapitres 11 à 14 pour leur interprétation au-delà du Modèle Standard.

Chapitre 7

Les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Une première section présente l'analyse détaillée des événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$; la sélection est basée sur l'étude des modes de désintégration principaux du lepton tau. La sélection de chaque canal de désintégration du tau est décrite individuellement, de même que les effets des coupures sur chaque contribution de fond. Les efficacités de sélection sont ensuite exposées, ainsi que l'estimation de la contamination des fonds. Une dernière section enfin regroupe les résultats de sections efficaces et d'asymétries obtenus, avec le détail des erreurs systématiques.

7.1 La sélection des $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Le lepton tau a une durée de vie mesurée à LEP de $(290.0 \pm 1.2) \times 10^{-15}$ s [8]. Il se désintègre par interaction faible, leptoniquement et hadroniquement, et ses produits de désintégration sont détectés dans Aleph, visibles sous forme de jets fins dont la direction correspond à la direction du lepton tau d'origine. Cela est illustré sur la figure 7.1 qui représente la différence entre l'angle du tau généré et l'angle du jet reconstruit. Cette distribution présente un pic étroit centré en zéro et de largeur 0.015 rad seulement. Les modes principaux de désintégration du tau, pris comme base de la sélection des ditaus, sont donnés ci-dessous avec les rapports de branchement correspondants [8] :

$\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.83 %
$\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.35 %
$\tau \rightarrow (\text{hadrons}) \nu_\tau 0 \pi^0$	22.31 %
$\tau \rightarrow (\text{hadrons}) \nu_\tau \geq 1 \pi^0$	42.05 %

7.1.1 La sélection des jets de taus

Dans un premier temps, des jets collimés sont formés à partir de toutes les traces reconstruites par l'algorithme de flux d'énergie (section 4.2). Ces jets sont construits à l'aide de

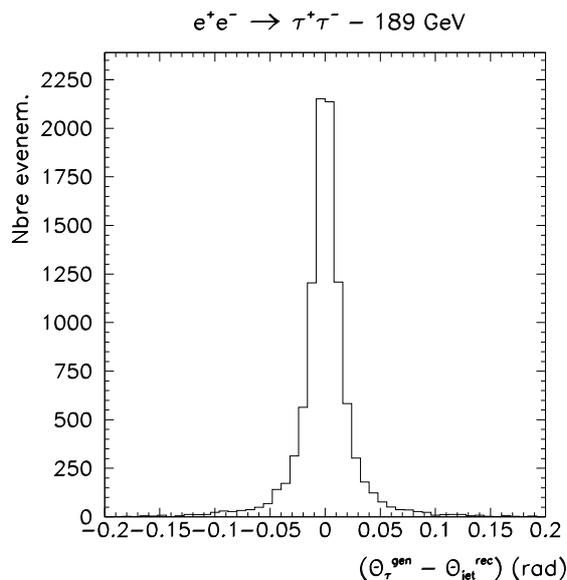


Figure 7.1: *Différence entre les angles du tau généré et du jet de tau reconstruit, à partir d'événements ditau simulés à 189 GeV.*

l'algorithme JADE (section 4.1.3), avec un YCUT fixé à 0.0008. Seuls deux critères sont imposés alors: le nombre d'objets doit être compris entre 1 et 8 par jet (voir la figure 7.2, et le nombre de jets contenant au moins une trace chargée présélectionnée doit être égal à 2 exactement. Ces conditions rejettent une large part du fond hadronique, 97 % à 189 GeV.

7.1.2 La sélection des ditau

La sélection des événements $\tau^+\tau^-$ est basée sur l'identification des désintégrations de chacun des deux taus, selon les quatre modes principaux présentés en introduction.

Un événement est un candidat ditau si l'un de ses hémisphères est compatible avec la désintégration d'un tau dans l'un de ces trois modes: $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ ou $\tau \rightarrow (\text{hadrons})$ ou $\tau \rightarrow (\text{hadrons}) + N \pi^0$.

Le fond est estimé séparément pour chaque canal de désintégration du tau et non globalement; cette méthode permet de ne rejeter que les événements de fonds spécifiques au mode de désintégration considéré.

Dans la suite, la désintégration $\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau$ n'est pas utilisée, ceci afin de réduire la contamination du fond principal, le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dont la section efficace est environ 30 fois supérieure à la section efficace de production de ditau à haute énergie. Les événements dont les deux taus se désintègrent en $e\nu\nu$, donc non-sélectionnés, représentent 3 % du canal étudié.

Les critères de sélection correspondant à chacun des trois modes de désintégration du tau considérés sont détaillés ci-dessous. Auparavant, des coupures globales sont appliquées aux données afin de rejeter des fonds communs aux trois modes.

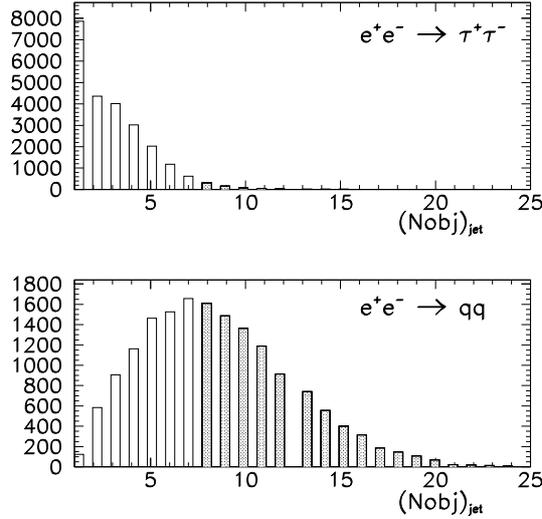


Figure 7.2: Nombre d'objets (neutres et chargés) attendus dans les jets de taus (en haut) et dans les jets de $q\bar{q}$, à partir d'événements simulés à 189 GeV.

Coupures générales

Des coupures sont appliquées quelque soit le mode de désintégration des taus, afin de rejeter des événements de fonds contaminant le lot de ditaus candidats.

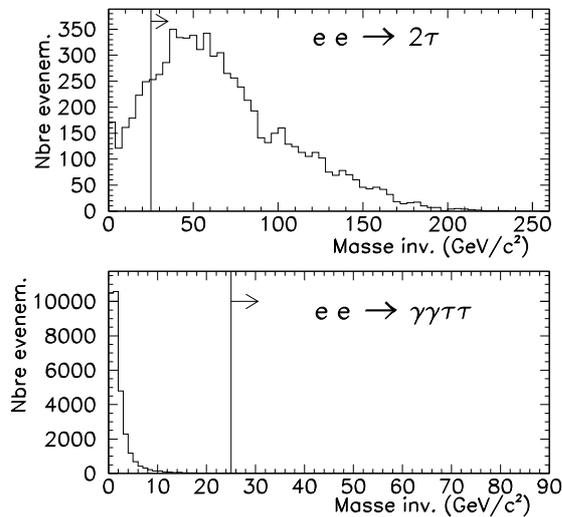


Figure 7.3: Distributions de la masse invariante des deux taus sortants pour du MC-ditaus et pour du MC- $\gamma\gamma\tau\tau$ (fond), à 183 GeV. Pour la sélection ditaus, cette masse invariante doit être supérieure à 25 GeV/c² comme indiqué sur les distributions.

- Les événements $\gamma\gamma$ représentent l'un des fonds principaux, et principalement le processus $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$. Afin de réduire sa contamination, la masse invariante reconstruite à partir des deux taus doit être supérieure à 25 GeV/c²; la figure 7.3 compare la distribution de cette masse invariante pour des événements simulés ditaus et $\gamma\gamma - \tau\tau$. La

coupure appliquée est indiquée par une flèche ; cela rejette 99.5 % du fond $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ attendu et 12 % des événements ditauts, pour $\sqrt{s'/s} > 0.1$.

- La production de paires de W constitue également un fond important pour la sélection des ditauts, quelque soit le canal de désintégrations des taus. Cette contamination est réduite comme suit. Les deux jets provenant de la désintégration des deux W ne sont pas dos-à-dos dans le plan transverse ; par exemple, si les deux W se désintègrent en $\tau\nu_\tau$, le τ et le ν_τ du même hémisphère sont émis dans des directions opposées, mais pas nécessairement les τ des deux hémisphères. D'autre part, pour les paires de taus à haute énergie, les deux jets provenant des deux taus sont bien émis avant-arrière dans ce plan xy . Cela est illustré sur la figure 7.4. Ainsi, demander que l'angle transverse entre les deux taus vérifie :

$$\cos\theta_T < -0.96 \text{ ou } \theta_T > 2.9 \text{ rad}$$

permet de rejeter 76 % du fond WW , en perdant seulement 10 % du signal.

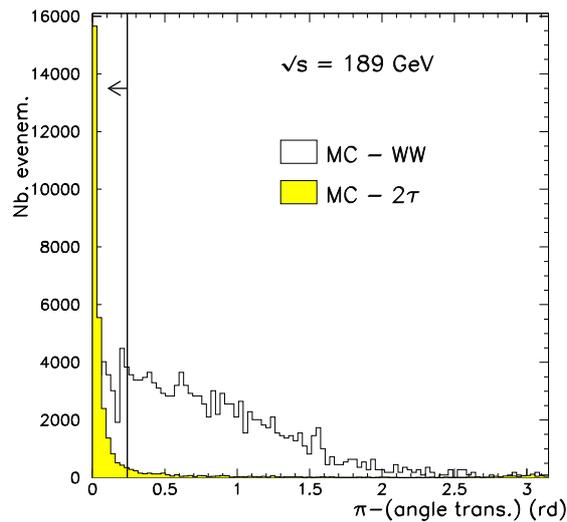


Figure 7.4: *Distribution de l'angle transverse entre les deux jets de l'événement pour des paires de W et des paires de taus, simulées à 189 GeV. La flèche indique la partie sélectionnée.*

- La contamination des rayons cosmiques est réduite en excluant les événements dont les jets contiennent une seule trace chargée dans la TPC vérifiant $|d_o| > 1 \text{ cm}$ ou $|z_o| > 5 \text{ cm}$.

Sélection des ditaus avec un $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$

L'identification d'un tau se désintégrant en $\mu \nu_\mu \nu_\tau$ requiert que la trace principale du jet soit un candidat muon. La trace principale est définie comme la trace chargée la plus énergétique du jet. L'identification des muons présentée en section 6.1.1 est utilisée ici. A 183 GeV, cela permet d'identifier 86.2 % des événements dans lesquels l'un des taus au moins se désintègre en muon et neutrinos.

Lorsque l'un des taus donne un muon, deux fonds spécifiques sont attendus :

- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$,
- $e^+e^- \rightarrow WW$, l'un des W se désintégrant en $\tau \bar{\nu}_\tau$ ou en $\mu \bar{\nu}_\mu$.

La production de paires de W est déjà rejeté par un critère global, sur l'angle transverse entre les deux jets. La contamination des événements dimuons est réduite à l'aide de trois coupures :

- La somme des impulsions des traces principales des deux jets ne doit pas dépasser $(0.5 \times \sqrt{s'/s} + 0.2) \times 2 \times E_{beam}$. Cette coupure est illustrée sur les figures 7.5, où la distribution des impulsions est représentée en fonction de $\sqrt{s'/s}$ pour des événements simulés ditaus et dimuons à 183 GeV.
- Les événements où les traces principales des deux jets sont identifiées comme muons, de type $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, sont rejetés. Cette condition rejette également les événements ditaus dont les deux taus donnent des muons ; le rapport de branchement du tau en $\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ étant de 17.35 %, cela enlève alors $(17.35 \%)^2 = 3.0 \%$ du signal.
- La somme des énergies des deux jets doit être inférieure à 75 % de l'énergie du LEP, E_{LEP} . En effet, les muons provenant de la désintégration des taus sont moins énergétiques que ceux de paires de μ , à cause de l'énergie manquante emportée par les neutrinos. Ceci est visible sur les figures 7.6, pour des événements simulés ditaus et dimuons à 183 GeV.

Sélection des ditaus avec un $\tau \rightarrow (\text{hadrons}) \nu_\tau$ ou un $\tau \rightarrow (\text{hadrons}) \nu_\tau + \pi^0$

Un tau est identifié dans le premier mode lorsque la trace principale du jet est un hadron et quand aucun candidat π^0 n'est trouvé dans le jet. Le second mode est défini avec un candidat hadron en trace principale et un π^0 est identifié (voir la section 4.4.2). La sélection et la rejection des fonds des événements ditaus comprenant un tau dans un de ces deux

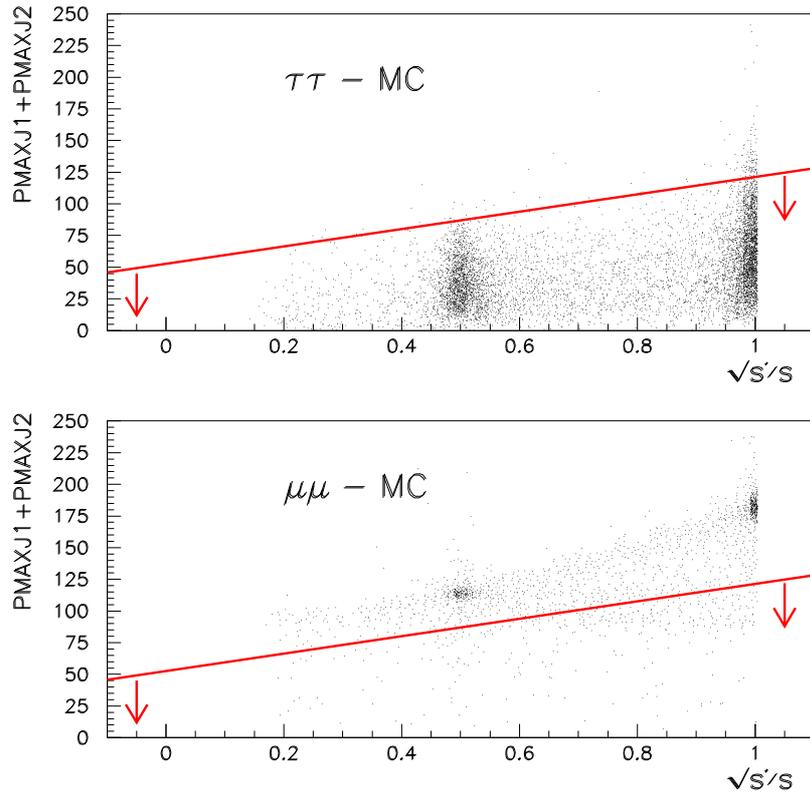


Figure 7.5: Somme des moments des deux traces principales des jets en fonction de $\sqrt{st/s}$, pour le MC-ditau et pour le MC-dimuons à 183 GeV. Cette somme doit être inférieure à $(0.5 \times \sqrt{st/s} + 0.2) \times 2 \times E_{beam}$, comme indiqué sur la figure.

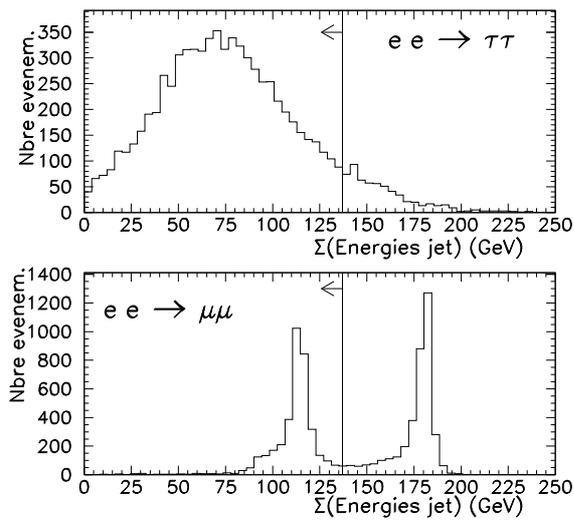


Figure 7.6: Distributions de la somme des énergies des deux jets provenant des taus, pour le Monte-Carlo ditau et pour le Monte-Carlo dimuons, à 183 GeV. La sélection des ditau nécessite que cette somme des énergies soit supérieure à $75\% \times E_{LEP}$ comme indiqué par la flèche.

modes sont presque similaires et sont traités ici en même temps. La présence d'un candidat π^0 permet de relâcher certains critères, comme précisé par la suite. 75 % des événements ditaus où un des taus se désintègre en hadrons sans π^0 sont sélectionnés, 90.1 % de ceux contenant un π^0 .

Les trois estimateurs R_T , R_L du calorimètre électromagnétique et R_I de la mesure du dE/dx , présentés dans le chapitre 4 (section 4.3), sont utilisés pour signer ce mode de désintégration du tau; une trace est un candidat hadron si deux des critères suivants sont satisfaits:

- $R_T < -2$.
- $R_L < -2$.
- $R_I < -2$. avec un nombre suffisant de fils touchés exigé, $NS > 50$, pour calculer l'estimateur.

L'estimateur R_I est discriminant dans le cas de traces peu énergétiques, d'impulsion inférieure à 15 GeV/c, avec R_T , tandis que l'identification de traces plus énergétiques est réalisée avec les estimateurs R_L et R_T .

L'ensemble de critères exposés dans la suite de cette section permettent de rejeter les fonds principaux entâchant ces modes de désintégration du tau. Ces fonds sont les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ principalement, également $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et quelques $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Par ailleurs, les coupures globales exposées à la section 7.1.2 sont efficaces pour rejeter le fond WW mais pas les événements $\gamma\gamma$ qui contaminent encore le lot sélectionné.

- Afin d'éliminer le fond $\gamma\gamma$ restant, l'énergie du jet le plus énergétique de l'événement est utilisée: cette énergie est piquée pour des valeurs basses dans le cas des $\gamma\gamma$, tandis qu'elle est distribuée plus largement pour les événements $\tau\tau$, comme cela est visible sur la figure 7.7. La coupure est fixée à 30 GeV, ce qui permet d'éliminer 99.7 % des événements $\gamma\gamma$ tout en ne perdant que 11.7 % d'efficacité sur le signal.
- Afin de réduire le fond dimuons, les événements dont la trace principale d'un des jets est identifiée comme muon sont rejetés (voir la section précédente pour la sélection de tels événements).
- Deux coupures ont déjà été appliquées pour réduire le fond hadronique, dans la section 7.1.1. Les événements hadroniques restants sont rejetés grâce à deux critères:
 - Une coupure est basée sur la somme des angles d'ouverture des jets; en effet, les jets provenant d'hadrons sont moins collimés que ceux provenant de la désintégration d'un tau. L'angle d'ouverture d'un jet est défini ici comme l'angle le plus large entre deux traces "flux d'énergie" (section 4.2) d'un même jet. Comme le montre la figure 7.8 pour des événements simulés de signal ditaus et de fond $q\bar{q}$ à 183 GeV, la somme des angles d'ouverture doit être inférieure à 1 mrad afin de

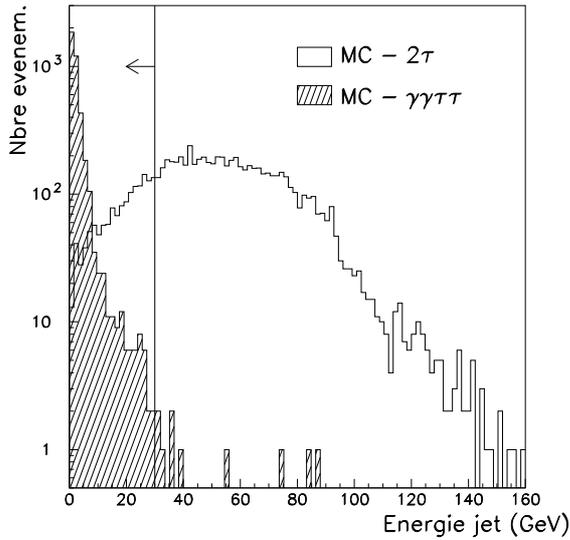


Figure 7.7: *Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique de l'événement pour des événements simulés ditaus (signal) et $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ (fond) à 183 GeV, en échelle logarithmique. La part rejetée par la sélection ditaus est indiquée par la flèche.*

rejeter la majeure partie du fond hadronique.

- Enfin, une nouvelle condition plus dure est imposée quant à la multiplicité en traces chargées de l'événement. Chaque événement doit satisfaire :

$$1 < \text{Nombre (traces chargées)} < 13$$

- Finalement, un ensemble de critères pour réduire le fond principal, les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, a été développé et est exposé en détail ci-après.

Rejection du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Une première discrimination est basée sur l'identification d'électron. Un électron est défini par :

si les estimateurs électromagnétiques sont définis pour la trace

- $-2. \leq R_T$
- $-3. \leq R_L \leq 3.$

et pour toutes les traces chargées

- $-2.5 \leq R_I \leq 2.5$, où le dE/dx est estimé avec un nombre minimal de fils utilisés, $NS > 50$.

Au moins deux de ces trois conditions sur les estimateurs R_T , R_L et R_I doivent être remplies par la trace chargée pour être identifiée comme électron. Notamment, l'estimateur R_I n'est

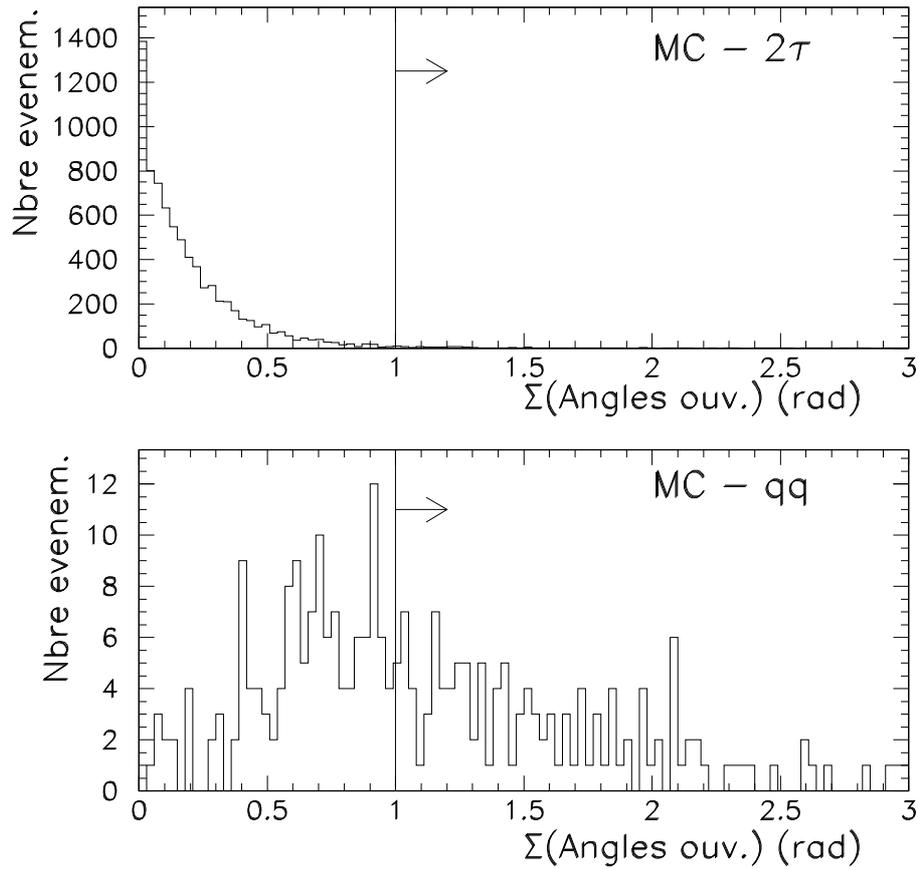


Figure 7.8: Somme des angles d'ouverture des deux jets, dans le cas du signal ditau et du fond $q\bar{q}$, avec des événements simulés à 183 GeV, après les coupures de sélection des jets de taus. La flèche indique les événements rejetés lors de la sélection ditau.

utile que pour les traces peu énergétiques, dont l'énergie est inférieure à 15 GeV/c. Si un électron est identifié dans chaque hémisphère, alors l'événement est éliminé. La fraction de taus se désintégrant en $e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ est [6] $17.83 \pm 0.08 \%$; cette coupure rejette les événements ditaus dans lesquels les deux taus se désintègrent selon ce mode ce qui représente 3.2 % du signal.

Si un électron est identifié dans seulement un hémisphère, ce peut être une paire d'électrons où l'un des électrons est mal détecté. De tels événements sont alors rejetés si leurs traces principales emportent une énergie dépassant 80% de l'énergie du LEP. En effet, les électrons provenant d'une désintégration de tau sont moins énergétiques que ceux de production de paires du fait de l'énergie manquante emportée par les neutrinos. La figure 7.9 illustre cela; y est représentée la somme des énergies des deux traces chargées principales quand l'une des deux est identifiée comme électron, et ce pour des événements simulés ditaus et di-électrons à 183 GeV. Ce critère n'est pas appliqué quand l'événement contient un candidat π^0 au moins.

Le calorimètre électromagnétique comporte des zones non-instrumentées, espaces entre les modules nommés "cracks", ou entre la partie centrale et les parties bouchons, zones que des particules peuvent traverser sans être détectées. Chaque module couvrant 30 degrés, les cracks sont répartis tous les 30 degrés selon l'angle φ . Par ailleurs, la voie t est dominante pour la production de paires d'électrons, comme cela a été dit en partie théorique et les deux électrons ont tendance à partir dans des directions opposées. Si un électron traverse une zone non-instrumentée du calorimètre électromagnétique, il en sera de même pour l'autre dans la plupart des cas. Pour rejeter les di-électrons, l'événement est éliminé si les traces principales des deux jets sont situées dans des trous du calorimètre électromagnétique, dans la première rangée de cellules contre un crack plus précisément. Cela est estimé en extrapolant les traces chargées à la face d'entrée du calorimètre électromagnétique.

Les événements comportant la trace principale d'un seul jet dans un trou du calorimètre électromagnétique sont également rejetés si cette trace est la seule trace chargée de ce jet. Ce critère n'est pas appliqué si un candidat π^0 est présent dans un des jets de l'événement.

7.2 Efficacité de la sélection des paires de taus

7.2.1 Efficacité de sélection pour chaque canal de désintégration de tau

L'efficacité de la sélection décrite ci-dessus a été estimée en fonction des divers modes de désintégration du tau. Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 7.1 pour les échantillons inclusif ($\sqrt{s'}/s > 0.1$) et pour les événements à haute énergie ($\sqrt{s'}/s > 0.9$). Il faut noter que deux types d'événements ditaus ne sont pas sélectionnés, comme expliqué dans la section précédente: les événements dont les deux taus se désintègrent en $\mu\bar{\nu}_\mu$ ou en $e\bar{\nu}_e$. Cela permet de réduire d'une part importante la contamination des fonds. Plus généralement,

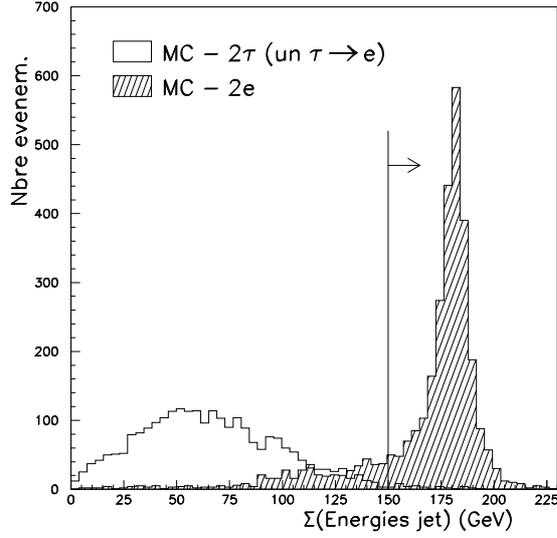


Figure 7.9: Somme des énergies des deux jets quand un électron est identifié dans un des deux jets, sur des événements simulés ditau (un tau se désintégrant en électron) et di-électrons, à 183 GeV. Les événements rejetés par cette coupure sont indiqués par la flèche.

τ_1 désint.	/	τ_2 désint.	$\sqrt{s'/s} > 0.1$ $\varepsilon^{incl.} (\%)$	$\sqrt{s'/s} > 0.9$ $\varepsilon^{excl.} (\%)$
$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	/	$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	0.8 ± 0.5	1.1 ± 1.1
$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	/	hadrons ν_τ	56.3 ± 1.8	77.1 ± 2.5
$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	/	hadrons $\nu_\tau \pi^0$	61.7 ± 1.3	87.3 ± 1.5
$\mu\nu_\mu\nu_\tau$	/	$e\nu_e\nu_\tau$	49.2 ± 2.1	74.9 ± 2.9
hadrons ν_τ	/	hadrons ν_τ	48.0 ± 2.2	67.5 ± 3.3
hadrons ν_τ	/	hadrons $\nu_\tau \pi^0$	53.6 ± 1.2	77.9 ± 1.6
hadrons ν_τ	/	$e\nu_e\nu_\tau$	31.6 ± 1.7	50.2 ± 2.9
hadrons $\nu_\tau \pi^0$	/	hadrons $\nu_\tau \pi^0$	58.7 ± 1.2	79.9 ± 1.6
hadrons $\nu_\tau \pi^0$	/	$e\nu_e\nu_\tau$	35.2 ± 1.3	48.5 ± 2.1
$e\nu_e\nu_\tau$	/	$e\nu_e\nu_\tau$	0.0	0.0

Tableau 7.1: Efficacités de sélection des ditau pour les différents modes de désintégration des taus à 183 GeV, avec les erreurs statistiques.

les événements dans lesquels seul un tau va en $e\bar{\nu}_e$ ont une efficacité de sélection plus faible, ce canal de désintégration ayant été ignoré afin de minimiser la sensibilité de la sélection au processus di-électron.

7.2.2 Efficacité de sélection des événements $\tau^+\tau^-$

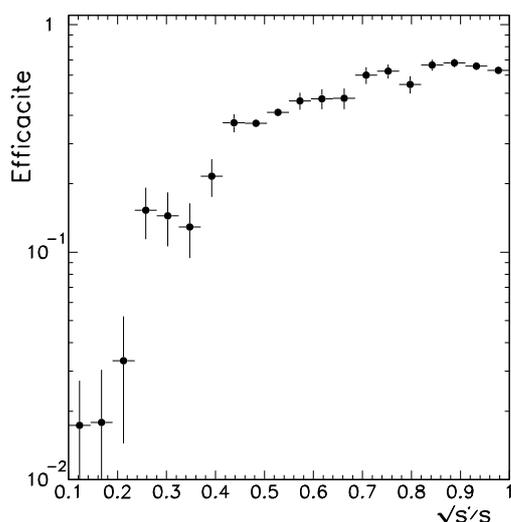


Figure 7.10: *Efficacité de sélection des paires de taus en fonction du $\sqrt{s'}/s$ des deux jets de taus, sur des événements de signal simulés à 183 GeV.*

L'efficacité de sélection $\varepsilon_{2\tau}$ est déterminée en utilisant des événements ditaus simulés en chaque point en énergie.

L'efficacité en fonction de $\sqrt{s'}/s$ des deux taus est représentée sur la figure 7.10 à 189 GeV; l'efficacité ne dépasse 10 % que pour $\sqrt{s'}/s > 0.3$. Au pic du Z, elle prend des valeurs proches de 40 %. Les distributions en $\cos\theta^*$ des ditaus simulés à 189 GeV aux niveaux générés et reconstruits sont comparées sur les figures 7.10 pour des événements au pic du Z et à haute énergie. Comme pour la production de paires de muons, la distribution angulaire des événements au pic du Z montre la forme caractéristique en $(1 + \cos\theta^{*2})$ pour les taus finaux, tandis que pour les événements à haute énergie, l'asymétrie apparaît. Comme le montrent ces figures, l'efficacité est meilleure dans la région centrale et la principale source d'événements perdus sont les événements de retour au Z à bas angles.

Une incertitude systématique est estimée en évaluant les efficacités après avoir fait varier les critères listés précédemment, en tenant compte de la réponse du détecteur :

- l'incertitude pour les traces chargées, donc sur l'alignement du détecteur, est déterminée en appliquant la sélection avec et sans les corrections selon θ et ϕ sur les impulsions dues aux distortions (voir la section 4.1.2) ;
- l'incertitude sur la calibration des calorimètres est estimée en comparant les calibrations sur des électrons énergétiques provenant d'événements Bhabhas et sur des

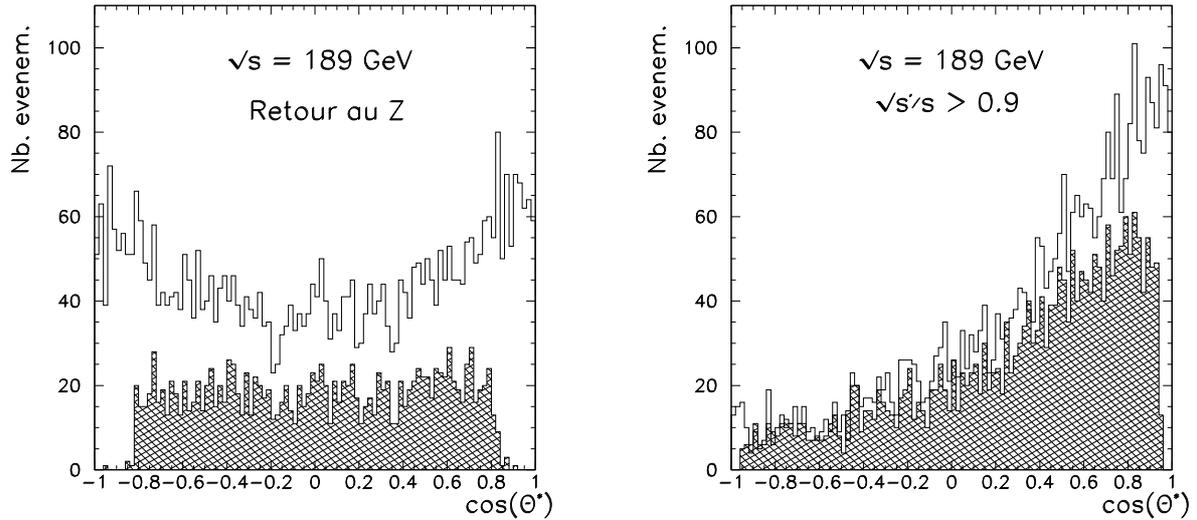


Figure 7.11: $\text{Cos } \theta^*$ des deux jets de taus pour des événements ditaus simulés au niveau généré (histogrammes en trait plein) et au niveau reconstruit (histogrammes grisés) à 183 GeV, pour des événements de retour au Z (à gauche) et pour des événements à haute énergie (à droite).

électrons peu énergétiques (1 GeV) provenant d'événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Elle s'élève à :

$$(\Delta E)_{\text{ECAL}} = \begin{cases} 1.0 \% \times E_{\text{ECAL}} & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 1.0 \% \times E_{\text{ECAL}} & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 1.0 \% \times E_{\text{ECAL}} & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.9 \% \times E_{\text{ECAL}} & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.7 \% \times E_{\text{ECAL}} & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

Les valeurs des efficacités, pour les échantillons inclusif et exclusif, de 130 à 189 GeV, sont données dans le tableau 7.2, avec les erreurs statistique et systématique.

7.3 Estimation des fonds

Les fonds principaux lors de la sélection des événements ditaus sont :

- le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$,
- les événements $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$,
- la production de paires de W ($W \rightarrow \tau\nu_\tau$),
- les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$,
- les processus de production de Z, ZZ et Zee,
- les événements ditaus radiatifs pour l'échantillon à haute énergie.

	$\sqrt{s'/s} > 0.1$	$\sqrt{s'/s} > 0.9$
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$55.3 \pm 0.5 \pm 0.9$ %	$63.9 \pm 0.9 \pm 1.3$ %
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$53.9 \pm 0.5 \pm 0.9$ %	$63.6 \pm 0.8 \pm 1.3$ %
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$44.2 \pm 0.5 \pm 0.7$ %	$62.9 \pm 0.9 \pm 1.4$ %
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	$44.8 \pm 0.5 \pm 0.7$ %	$64.6 \pm 0.8 \pm 1.4$ %
$\sqrt{s} = 181$ to 184 GeV	$47.4 \pm 0.5 \pm 0.7$ %	$67.9 \pm 0.8 \pm 1.6$ %
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$44.3 \pm 0.3 \pm 0.4$ %	$64.2 \pm 0.4 \pm 0.6$ %

Tableau 7.2: *Efficacités de sélection des ditaus calculées à partir d'événements simulés, pour les événements inclusifs (colonne de gauche) et exclusifs (colonne de droite), avec les erreurs statistique et systématique respectivement.*

Quelques événements $ee \rightarrow \mu\mu$ contaminent également le signal. La figure 7.12 représente la distribution en $\sqrt{s'}/s$ pour les événements ditaus simulés, comparée à ce qui est obtenu avec les événements réels, à 183 GeV. La somme des fonds attendus est indiquée en grisé.

Dans la suite, la contribution de chacun de ces processus est évaluée en appliquant la procédure standard de sélection à des échantillons d'événements simulés. Deux types d'erreur sont prises en compte pour ces contributions: une incertitude statistique due au nombre d'événements simulés utilisés, ainsi qu'une erreur systématique provenant de l'incertitude sur la section efficace du processus de fond considéré.

7.3.1 Les processus $\gamma\gamma$

Le processus $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ représente le fond principal à la sélection inclusive des événements ditaus. Il est rejeté de manière plus efficace du lot exclusif par la coupure en $\sqrt{s'}/s$. Les événements $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ contaminent également la sélection inclusive des ditaus.

La contamination par ces processus est estimée à partir d'événements simulés. De plus, comme cela a été lors de l'estimation des fonds $\gamma\gamma$ dans la production de dimuons, le processus deux-photons étant dominant dans une région de masse invariante des deux muons inférieure à 60 GeV/c² environ, la comparaison de la contribution attendue par le Monte-Carlo aux données réelles permet d'évaluer un éventuel biais dans la simulation et de le

Energie	Type de fond	Nombre attendu (%)	Erreur stat. et syst. (%)
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	2.2	± 0.5
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	1.4	± 0.8
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.7	± 0.7
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	1.3	± 0.4
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	2.6	± 0.6
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	1.5	± 1.2
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.9	± 0.9
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	1.7	± 0.5
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	3.7	± 0.7
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	1.1	± 0.5
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	1.9	± 0.4
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	0.4	± 0.1
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	4.3	± 1.2
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	0.9	± 0.9
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	3.0	± 1.0
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1.6	± 0.3
$\sqrt{s} = 181 \text{ à } 184$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	3.1	± 0.5
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	2.1	± 0.9
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	1.0	± 0.3
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	3.3	± 0.5
	Zee	1.9	± 0.5
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	5.6	± 0.7
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	4.2	± 0.7
	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	2.2	± 0.5
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	3.6	± 0.4
	Zee	1.1	± 0.2

Tableau 7.3: Contributions relatives des différents fonds au processus $Z \rightarrow \tau\tau$, évaluées à partir de simulation, pour des échantillons inclusifs, soit avec $\sqrt{s'}/s > 0.1$. Sont indiqués pour chaque point en énergie: le type de fond considéré, le nombre d'événements de fond attendus normalisé à la luminosité des données et exprimé en pourcentage des événements sélectionnés dans les données, ainsi que l'erreur statistique et systématique du nombre de fond attendu, toujours en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés dans les données.

Energie	Type de fond	Nombre attendu (%)	Erreur stat. et syst. (%)
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$\tau\tau$ radiatifs	8.7	± 1.0
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	1.3	± 1.3
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	0.9	± 0.4
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$\tau\tau$ radiatifs	11.8	± 1.4
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	<i>negl.</i>	<i>negl.</i>
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	2.1	± 0.8
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$\tau\tau$ radiatifs	8.9	± 2.7
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	2.0	± 0.9
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	1.5	± 0.6
$\sqrt{s} = 172$ GeV	$\tau\tau$ radiatifs	5.8	± 0.5
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	4.9	± 1.7
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	1.8	± 1.0
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	0.5	± 0.2
$\sqrt{s} = 181$ à 184 GeV	$\tau\tau$ radiatifs	7.3	± 0.9
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	3.8	± 1.8
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	1.0	± 0.4
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1.8	± 0.4
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$\tau\tau$ radiatifs	5.7	± 0.6
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	5.6	± 1.2
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	2.8	± 0.6
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1.7	± 0.3

Tableau 7.4: Contributions des différents fonds au processus $Z \rightarrow \tau\tau$, évaluées à partir de simulation, pour des échantillons exclusifs, soit avec $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Sont indiqués pour chaque point en énergie: le type de fond considéré, le nombre d'événements de fond attendus normalisé à la luminosité des données et exprimé en pourcentage des événements sélectionnés dans les données, ainsi que l'erreur statistique et systématique du nombre de fond attendu, toujours en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés dans les données.

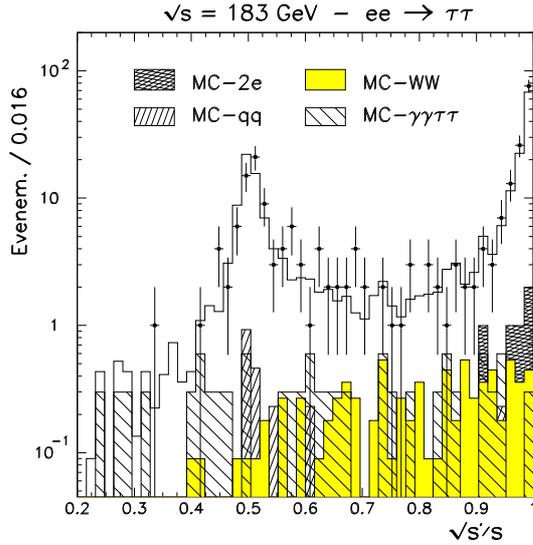


Figure 7.12: Distribution de $\sqrt{s'}/s$ des ditau pour les événements réels sélectionnés (en points) à 183 GeV (échelle logarithmique). Cela est comparé à ce qui est attendu dans le Monte-Carlo, normalisé à la luminosité des données, en trait plein. Les aires grisées correspondent aux contributions des fonds, dominés par les di-électrons, la production de paires de W et les événements $\gamma\gamma$.

corriger. Cela a été réalisé en comparant le nombre d'événements sélectionnés dans une fenêtre en masse [17-50] GeV/c² dans les données réelles et simulées à partir du processus dimuons au chapitre précédent (voir les figure 6.9). L'erreur statistique des rapports obtenus pour le fond des dimuons est ici aussi utilisée pour estimer l'erreur systématique sur ces fonds.

7.3.2 Les fonds $f\bar{f}$, WW, et Zee

Les autres désintégrations fermioniques des paires e^+e^- contribuent également au fond. Plus précisément, les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ constituent le fond principal de la production de paires de taus, tant pour le lot inclusif qu'exclusif. La contamination de ce fond est étudiée à l'aide de simulation. L'incertitude sur la section efficace de ce processus, qui entre dans l'erreur systématique, est calculée en chaque point en énergie à partir des mesures du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ détaillées au chapitre suivant. La contamination de ce fond s'élève de 1 à 5 % selon les points en énergie.

Les événements $ee \rightarrow q\bar{q}$ et $ee \rightarrow \mu\mu$ contaminent faiblement le lot inclusif de ditau sélectionnés. Comme pour les di-électrons, leur contribution est évaluée à partir de Monte-Carlo et l'incertitude sur les sections efficaces des processus provient des résultats obtenus dans les autres chapitres de cette partie.

En ce qui concerne la production de paires de W, à prendre en compte à partir d'une énergie dans le centre de masse $2M_W$, cette contribution est également évaluée en appliquant la sélection sur des événements simulés. L'erreur systématique est dérivée des prédictions théoriques sur la section efficace attendue des W et est due à l'incertitude sur la mesure de la masse du W. La prédiction théorique de la section efficace au seuil de production est calculée avec le programme GENTLE [13] pour une masse du W de 80.375 ± 0.064 GeV/c² [15]. De 172 à 183 GeV, la section efficace du processus utilisée est la moyenne mesurée par les quatre expériences LEP [15]. A 189 GeV, la section efficace est donnée par le programme

GENTLE assortie d'une erreur de $\pm 3\%$.

Enfin, la production de boson Z seul (Zee) et de paires (ZZ) constituent aussi des fonds contaminant le lot inclusif de ditau sélectionnés. Comme pour la production de paires de W, la contamination de ce fond est évaluée à partir d'événements simulés, et l'erreur systématique est dérivée des incertitudes sur les prédictions théoriques des sections efficaces de ces processus. Ces prédictions sont détaillées au chapitre 2, dans le tableau 2.1.

Les contributions relatives de ces fonds sont résumées dans les tableaux 7.3 et 7.4 pour les lots inclusif et exclusif.

7.3.3 Les événements ditau radiatifs

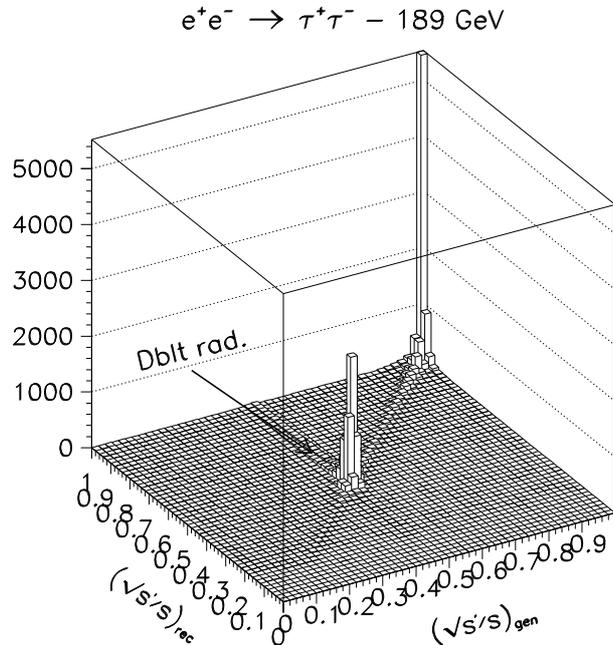


Figure 7.13: *Distribution du $(\sqrt{s'/s})$ reconstruit des jets de taus en fonction du $(\sqrt{s'/s})_{gen}$ du tau généré, sur des événements ditau simulés à 189 GeV.*

Ce processus constitue le fond principal du lot de ditau à haute énergie avec les événements di-électrons. Il apparaît sur la figure 7.13, sur la distribution du $(\sqrt{s'/s})$ reconstruit en fonction du $(\sqrt{s'/s})_{gen}$ généré et comprend principalement des événements en fait au pic du Z et reconstruits au-dessus. Cette contamination est estimée à partir d'événements ditau simulés, en comptabilisant le nombre d'événements ayant un $\sqrt{s'/s}$ généré en-dessous de 0.9 et reconstruit au-dessus.

Les contaminations des fonds exposées ci-dessus sont résumées en pourcentage des événements réels sélectionnés, avec les erreurs statistique et systématique combinées, dans le tableau 7.3 pour les événements inclusifs, et dans le tableau 7.4 pour les événements à haute énergie.

7.4 Résultats et incertitudes systématiques

7.4.1 Sections efficaces

Coupure $\sqrt{s'/s}$	Description	E_{cms} (GeV)					
		130	136	161	172	183	189
0.1	Statistique MC	0.9	0.9	1.1	1.1	1.0	0.6
	Réponse du détecteur	1.6	1.7	1.6	1.6	1.5	0.9
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.5	0.6	0.7	1.2	0.5	0.7
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.8	0.9	0.8	0.9	0.1	0.1
	$q\bar{q}$	0.4	0.4	0.1	0.3	0.3	0.5
	e^+e^-	0.7	0.7	0.5	1.0	0.6	0.9
	W^+W^-	—	—	—	0.4	0.7	0.4
	Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6
0.9	Statistique MC	1.4	1.3	1.4	1.2	1.2	0.8
	Réponse du détecteur	2.0	2.0	2.2	2.1	2.3	0.9
	$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.5	0.8	0.6	1.0	0.4	0.7
	$q\bar{q}$	0.4	0.6	0.7	0.3	0.3	0.6
	e^+e^-	1.3	0.9	1.0	0.8	0.9	0.9
	$\mu\mu$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	W^+W^-	—	—	—	0.2	0.4	0.3
	Fond radiatif	1.0	1.4	2.7	0.5	0.7	0.7
	Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6

Tableau 7.5: Contributions aux erreurs systématiques sur les mesures de sections efficaces des ditaus, à tous les points en énergie et pour les processus inclusif et exclusif. Toutes les valeurs sont indiquées en pourcentage.

Les erreurs indiquées pour les sections efficaces des ditaus, dans le tableau 7.6, sont respectivement les erreurs statistique et systématique. Cette dernière provient de plusieurs sources, détaillées dans la table 7.5 aux diverses énergies :

- l'erreur statistique sur l'efficacité, due à la statistique limitée d'événements $\tau^+\tau^-$ simulés utilisés pour le calcul de l'efficacité de sélection. Cette erreur n'est pas corrélée entre les années ;
- l'erreur systématique sur l'efficacité dominée par l'incertitude sur la réponse du détecteur

(alignement et calibration), non-corrélée entre les années ;

- les incertitudes statistiques et systématiques sur les fonds, explicitées dans la section précédente. L'erreur provenant des prédictions théoriques sur les processus de fonds est corrélée entre les années, les autres parts de ces incertitudes ne le sont pas ;
- enfin, l'incertitude sur la mesure de la luminosité (section 3.2.4). L'erreur statistique n'est pas corrélée entre les années, l'erreur systématique provenant de la mesure de la luminosité est corrélée.

Coupure $\sqrt{s'}/s$	E_{cms} (GeV)	Nbre. évène.	$\sigma_{2\tau}$ (pb)	Prédiction M.S. (pb)
0.1	130	94	$25.9 \pm 2.9 \pm 0.6$	21.9 ± 0.09
	136	67	$17.8 \pm 2.5 \pm 0.5$	18.6 ± 0.12
	161	78	$14.6 \pm 1.8 \pm 0.3$	11.2 ± 0.07
	172	51	$9.5 \pm 1.5 \pm 0.3$	9.5 ± 0.07
	183	241	$7.80 \pm 0.58 \pm 0.17$	8.22 ± 0.07
	189	667	$7.33 \pm 0.31 \pm 0.12$	7.64 ± 0.06
0.9	130	49	$10.9 \pm 1.8 \pm 0.4$	7.3 ± 0.2
	136	27	$5.6 \pm 1.3 \pm 0.2$	6.3 ± 0.18
	161	44	$5.75 \pm 0.96 \pm 0.23$	4.01 ± 0.11
	172	26	$3.26 \pm 0.74 \pm 0.09$	3.43 ± 0.09
	183	129	$2.90 \pm 0.29 \pm 0.09$	2.98 ± 0.09
	189	323	$2.39 \pm 0.15 \pm 0.05$	2.78 ± 0.07

Tableau 7.6: *Sections efficaces mesurées, avec les erreurs statistique et systématique aux énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est également indiqué (avant soustraction des fonds). Les sections efficaces exclusives correspondent à l'intervalle angulaire réduit $|\cos\theta| < 0.95$. La dernière colonne indique les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec Zfitter, incluant les diagrammes en boîte et l'interférence ISR/FSR.*

Le tableau 7.6 résume le nombre d'événements ditauts sélectionnés à chaque énergie, pour les lots inclusif et exclusif, ainsi que les sections efficaces correspondantes. Les prédictions du Modèle Standard indiquées dans la colonne de droite ont été estimées à l'aide du programme Zfitter, incluant les diagrammes en boîte et l'interférence ISR/FSR. L'erreur théorique provient de l'incertitude sur le spectre de photons émis pour les sections efficaces inclusives et de l'incertitude sur l'interférence ISR/FSR pour les sections efficaces exclusives. La prise en compte de cette dernière est discutée à la fin de cette partie, en section 10.2.

7.4.2 Mesure des asymétries

Les sections efficaces différentielles exclusives, bases de l'estimation des asymétries, sont reportées dans les tableaux 7.7 et 7.8. Elles sont calculées pour l'acceptance $|\cos\theta| < 0.95$. Une coupure est ajoutée par rapport à l'échantillon à haute énergie utilisé pour le calcul des sections efficaces : le produit des charges électriques des deux jets de taus doit valoir -1. Cette condition supplémentaire rejette de l'ordre de 6 % des événements ditaus, dont la charge est mal mesurée à cause d'une multiplicité plus grande. Cela est visible sur la distribution du signe du jet reconstruit en fonction du signe du tau généré, sur la figure 7.14.

Les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec le programme Zfitter, contiennent l'interférence ISR/FSR.

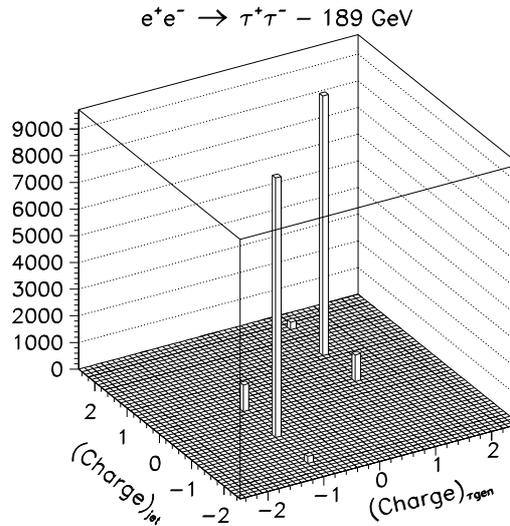


Figure 7.14: *Signe du jet de tau reconstruit en fonction du signe du tau généré, sur des événements ditaus simulés à 189 GeV.*

Les distributions angulaires correspondantes, pour le lot exclusif des taus produits, sont représentées sur les figures 7.15 pour les énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV ; les événements ditaus simulés, normalisés à la luminosité des données, sont figurés par les histogrammes en trait plein, le fond par les parties hachurées, et les événements ditaus exclusifs réels par les points. La contamination d'événements Bhabhas donne une asymétrie au fond.

Les asymétries sont calculées par la méthode de comptage exposée en section 5.2, basée sur ces distributions angulaires.

La condition ajoutée sur le produit de la charge des deux taus induit un biais systématique. La mauvaise identification de la charge des taus, provenant d'une mauvaise estimation de la multiplicité des jets, a été évaluée en comparant des événements simulés aux niveaux généré et reconstruit : elle est estimée à 0.5×10^{-3} et est stable aux divers points en énergie. L'effet est donc négligeable.

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Prédictions MS (pb)
130 GeV		
-0.95, -0.9	0.86 ± 0.86	0.01
-0.9, -0.7	0.20 ± 0.20	0.07
-0.7, -0.5	0.47 ± 0.36	0.13
-0.5, -0.3	0.45 ± 0.35	0.24
-0.3, -0.1	0.86 ± 0.52	0.39
-0.1, 0.1	0.53 ± 0.40	0.59
0.1, 0.3	0.94 ± 0.50	0.84
0.3, 0.5	1.49 ± 0.64	1.13
0.5, 0.7	1.78 ± 0.70	1.48
0.7, 0.9	3.92 ± 1.09	1.87
0.9, 0.95	1.13 ± 0.68	0.53
136 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.02
-0.9, -0.7	0.24 ± 0.24	0.08
-0.7, -0.5	0.00 ± 0.00	0.13
-0.5, -0.3	0.20 ± 0.20	0.21
-0.3, -0.1	0.00 ± 0.00	0.34
-0.1, 0.1	1.25 ± 0.57	0.51
0.1, 0.3	0.50 ± 0.38	0.72
0.3, 0.5	0.70 ± 0.43	0.97
0.5, 0.7	1.45 ± 0.62	1.26
0.7, 0.9	1.10 ± 0.59	1.60
0.9, 0.95	0.68 ± 0.53	0.46
161 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.02
-0.9, -0.7	0.16 ± 0.16	0.10
-0.7, -0.5	0.00 ± 0.00	0.12
-0.5, -0.3	0.59 ± 0.30	0.16
-0.3, -0.1	0.46 ± 0.27	0.23
-0.1, 0.1	0.61 ± 0.31	0.33
0.1, 0.3	0.76 ± 0.34	0.45
0.3, 0.5	0.11 ± 0.13	0.59
0.5, 0.7	1.14 ± 0.48	0.77
0.7, 0.9	1.68 ± 0.54	0.97
0.9, 0.95	1.42 ± 0.61	0.28

Tableau 7.7: Sections efficaces différentielles de production de ditaus, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ et $\cos \theta_{\mu} < 0.95$, de 130 à 161 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Prédictions MS (pb)
172 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.02
-0.9, -0.7	0.00 ± 0.00	0.10
-0.7, -0.5	0.00 ± 0.00	0.11
-0.5, -0.3	0.41 ± 0.25	0.14
-0.3, -0.1	0.16 ± 0.16	0.20
-0.1, 0.1	0.45 ± 0.27	0.28
0.1, 0.3	0.31 ± 0.23	0.38
0.3, 0.5	0.44 ± 0.26	0.50
0.5, 0.7	0.05 ± 0.09	0.65
0.7, 0.9	0.52 ± 0.30	0.82
0.9, 0.95	0.47 ± 0.35	0.23
183 GeV		
-0.95, -0.9	0.00 ± 0.00	0.02
-0.9, -0.7	0.10 ± 0.05	0.09
-0.7, -0.5	0.11 ± 0.05	0.10
-0.5, -0.3	0.14 ± 0.06	0.13
-0.3, -0.1	0.10 ± 0.06	0.17
-0.1, 0.1	0.30 ± 0.09	0.24
0.1, 0.3	0.34 ± 0.10	0.33
0.3, 0.5	0.30 ± 0.09	0.43
0.5, 0.7	0.41 ± 0.11	0.56
0.7, 0.9	0.60 ± 0.14	0.70
0.9, 0.95	0.32 ± 0.12	0.20
189 GeV		
-0.95, -0.9	0.06 ± 0.03	0.02
-0.9, -0.7	0.02 ± 0.02	0.09
-0.7, -0.5	0.07 ± 0.03	0.09
-0.5, -0.3	0.12 ± 0.03	0.12
-0.3, -0.1	0.11 ± 0.03	0.16
-0.1, 0.1	0.16 ± 0.04	0.23
0.1, 0.3	0.28 ± 0.05	0.30
0.3, 0.5	0.41 ± 0.06	0.40
0.5, 0.7	0.41 ± 0.06	0.52
0.7, 0.9	0.49 ± 0.07	0.65
0.9, 0.95	0.13 ± 0.05	0.19

Tableau 7.8: Sections efficaces différentielles de production de ditau, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ et $|\cos \theta| < 0.95$, de 172 à 189 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

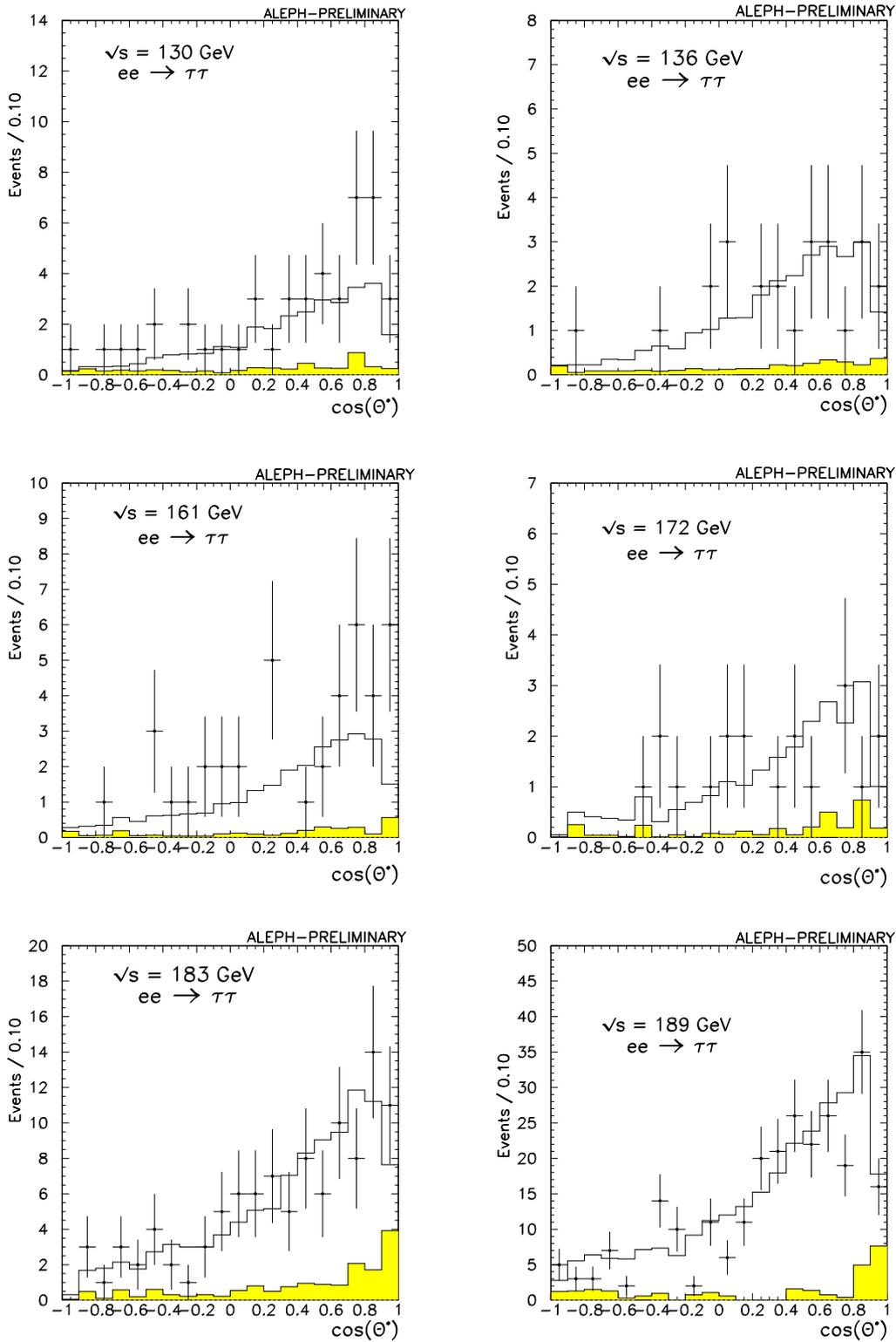


Figure 7.15: Distribution de $\cos\theta^*$ des événements ditauts de 130 à 189 GeV, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Les données sont représentées par les points, tandis que les événements simulés sont indiqués par l'histogramme en trait plein. La partie hachurée correspond au fond attendu.

E_{cms} (GeV)	A_{FB}^{GEN} M.C. généré	A_{FB}^{REC} M.C. reconstruit	Facteur de correction
130	0.665 ± 0.013	0.658 ± 0.018	1.011 ± 0.047
136	0.658 ± 0.013	0.647 ± 0.018	1.017 ± 0.048
161	0.609 ± 0.014	0.590 ± 0.019	1.032 ± 0.055
172	0.588 ± 0.014	0.589 ± 0.019	0.998 ± 0.054
183	0.546 ± 0.015	0.532 ± 0.019	1.026 ± 0.062
189	0.556 ± 0.007	0.541 ± 0.010	1.028 ± 0.032

Tableau 7.9: *Asymétries avant-arrière du processus ditau évaluées sur des événements simulés vérifiant $\sqrt{s}/s > 0.9$, au niveau généré (colonne de gauche) et au niveau reconstruit (colonne du milieu), avec l'erreur statistique. Facteur obtenu pour corriger les asymétries mesurées des effets de sélection, avec l'erreur statistique (colonne de droite).*

Afin de corriger d'éventuels effets de la sélection sur la distribution angulaire, les asymétries sont calculées en chaque point en énergie pour des événements simulés aux niveaux généré et reconstruit. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 7.9.

Un facteur de correction, estimé en comparant les asymétries entre le niveau généré et le niveau reconstruit, est ensuite dérivé selon $A_{FB}^{GEN} / A_{FB}^{REC}$. Les résultats obtenus sont regroupés dans la dernière colonne du tableau 7.9. Ce facteur est ensuite appliqué aux asymétries mesurées dans les données réelles.

L'incertitude sur le facteur de correction, dominée par l'erreur statistique, est prise en compte dans l'évaluation de la systématique sur l'asymétrie.

Comme dans la section précédente, les fonds principaux contaminant le lot utilisé pour le calcul de l'asymétrie sont les événements e^+e^- ($N_{2e} \pm \Delta N_{2e}$ avec N_{2e} de 2 à 6 %) et les événements ditau radiatifs ($N_{rad} \pm \Delta N_{rad}$ avec N_{rad} de 6 à 9 %).

L'amplitude de l'effet dû à ces fonds sur l'asymétrie des ditau A_{FB} a été estimée comme suit [12]. Pour chaque paire d'intervalle de $\cos \theta^*$ centrés en $x_i = \cos \theta_i^*$ et en $-x_i$, une asymétrie différentielle A_i peut être définie comme :

$$A_i = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-}.$$

Pour les événements $\tau^+\tau^-$, la valeur attendue de cette asymétrie est :

$$A_i = \frac{8}{3} A_{FB} \omega_i$$

où

$$\omega_i = \frac{x_i}{1 + x_i^2}.$$

B_i^+ et B_i^- sont définis comme le nombre d'événements de fond par intervalle x_i et $-x_i$ respectivement, et $C_i = \frac{B_i^+ + B_i^-}{N}$ où N est le nombre total d'événements $\tau^+\tau^-$ sélectionnés à haute énergie. Alors $C^{fond} = \sum_{i=1}^{n_{bin}} C_i$ représente la contamination totale du fond. L'asymétrie peut s'écrire alors :

$$A_{FB} = \sum_{i=1}^{n_{bin}} (1 - C_i) A_i + \sum_{i=1}^{n_{bin}} C_i A_i^{fond}$$

où :

$$A_i^{fond} = \frac{B_i^+ - B_i^-}{B_i^+ + B_i^-}$$

et

$$A^{fond} = \sum_{i=1}^{n_{bin}} A_i^{fond} \frac{N_i^+ - N_i^-}{N}$$

est l'asymétrie de la distribution angulaire des événements de fond.

Le biais sur l'asymétrie provenant du fond vaut alors :

$$\delta A_{FB} = \left(A_{FB} - \sum_{i=1}^{n_{bin}} A_i \right) = \sum_{i=1}^{n_{bin}} C_i (A_i^{fond} - A_i)$$

Le premier terme en δA_{FB} provient à des fonds ayant une distribution avant-arrière symétrique, ce qui n'est pas le cas ici.

Le second terme est du aux fonds asymétriques. Si l'asymétrie du fond est plus élevée que celle des ditaus à haute énergie, comme c'est le cas pour les di-électrons, cela produit un décalage positif de la valeur mesurée de A_{FB} de grandeur :

$$\delta A_{FB} = C^{fond} (A^{fond} - A^{signal}).$$

L'asymétrie générée des di-électrons valant $A^{2e} = 0.995$ et le pourcentage de contamination de ce fond étant donné dans le tableau 7.4 à toutes les énergies, l'effet sur l'asymétrie de ce fond est de :

$$(\delta A_{FB})_{2e} = \begin{cases} 1.3 \pm 1.3 \% & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 2.0 \pm 0.9 \% & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 4.8 \pm 1.7 \% & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 3.8 \pm 1.8 \% & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 5.5 \pm 1.2 \% & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

L'erreur statistique sur ce biais est prise en compte dans l'incertitude systématique sur l'asymétrie des ditaus.

Pour les événements ditauts radiatifs, l'asymétrie attendue calculée sur des événements simulés est :

$$A_{FB}^{rad} = \begin{cases} 0.116 \pm 0.018 & \text{à } 130 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.126 \pm 0.019 & \text{à } 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.198 \pm 0.022 & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.169 \pm 0.023 & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.185 \pm 0.022 & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.176 \pm 0.012 & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

L'asymétrie du fond est moins importante que celle du signal, cela va produire un décalage négatif de la valeur mesurée de l'asymétrie. Le pourcentage de ce fond est donné pour chaque énergie dans le tableau 7.4, ce décalage vaut alors :

$$(\delta A_{FB})_{rad} = \begin{cases} -1.0 \pm 0.1 \% & \text{à } 130 \text{ GeV}/c^2 \\ -1.4 \pm 0.2 \% & \text{à } 136 \text{ GeV}/c^2 \\ -1.7 \pm 0.4 \% & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ -1.0 \pm 0.1 \% & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ -1.3 \pm 0.2 \% & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ -1.0 \pm 0.1 \% & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

L'erreur statistique sur le biais est là aussi prise en compte dans l'incertitude systématique sur l'asymétrie.

Finalement, les asymétries des événements ditauts à haute énergie, après application des diverses corrections, prennent les valeurs reportées dans le tableau 7.10. Les erreurs indiquées sont respectivement l'erreur statistique et les erreurs systématiques combinées. Les prédictions du Modèle Standard données dans la colonne de droite ont été estimées à l'aide du programme Zfitter, incluant l'interférence ISR/FSR. L'erreur théorique indiquée provient de l'incertitude sur l'interférence ISR/FSR.

7.4.3 Conclusion

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre pour la production de ditauts seront utilisés au chapitre 10 pour leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard, et dans les chapitres 11 à 14 pour leur interprétation au-delà du Modèle Standard.

E_{cms} (GeV)	A_{FB} (2μ)	Prédiction Modèle Standard
130	$0.56 \pm 0.12 \pm 0.05$	0.695 ± 0.012
136	$0.65 \pm 0.15 \pm 0.04$	0.675 ± 0.013
161	$0.48 \pm 0.14 \pm 0.04$	0.606 ± 0.017
172	$0.44 \pm 0.20 \pm 0.04$	0.590 ± 0.018
183	$0.52 \pm 0.08 \pm 0.04$	0.577 ± 0.019
189	$0.57 \pm 0.05 \pm 0.04$	0.570 ± 0.019

Tableau 7.10: *Asymétries avant-arrière des ditaus avec les erreurs statistique et systématique, calculées pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$ dans l'intervalle angulaire $|\cos\theta| < 0.95$.*

Chapitre 8

La sélection des événements

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

Comme cela a été rappelé précédemment, le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ diffère des autres processus de création de paires de fermions; en plus de la voie d'annihilation (voie s), la réaction peut procéder par une diffusion élastique des particules avec échange d'un Z^0 ou d'un γ (voie t) (figure 8.1). Contrairement au cas de LEP1, la production de paires électron/positron est dominée par le canal t aux énergies étudiées ici, pour tous les domaines angulaires. Par conséquent, la section efficace du processus n'est calculée que pour des événements exclusifs, vérifiant $\sqrt{s'}/s > 0.9$, s' étant calculé selon l'équation 5.1 du chapitre d'introduction; et l'asymétrie n'est pas évaluée. Deux échantillons d'événements sont définis pour le calcul de la section efficace: l'un pour $-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$ et le second pour $-0.9 < \cos\theta^* < 0.7$. θ^* est défini dans l'équation 5.3.

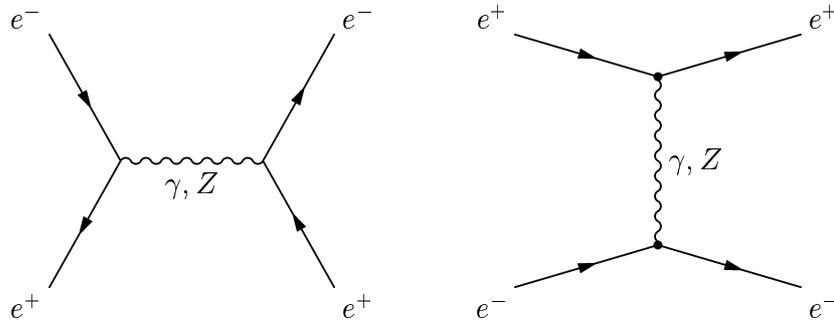


Figure 8.1: Les diagrammes de la réaction Bhabha, avec échange dans la voie s et la voie t .

8.1 Critères de sélection

Deux conditions sont imposées aux traces chargées présélectionnées (voir la section 5.3): elles doivent avoir une impulsion supérieure à 1 GeV/c et vérifier également $|z_0| < 5$ cm. Un événement est conservé s'il contient au moins deux traces ainsi définies.

La sélection de diélectrons repose sur des critères imposés aux deux traces chargées les plus énergétiques reconstruites par la TPC, pour les événements ayant passés la présélection. Les diverses coupures appliquées sont détaillées ci-après.

- Si l'événement contient exactement deux traces chargées, elles doivent être de signes opposés.

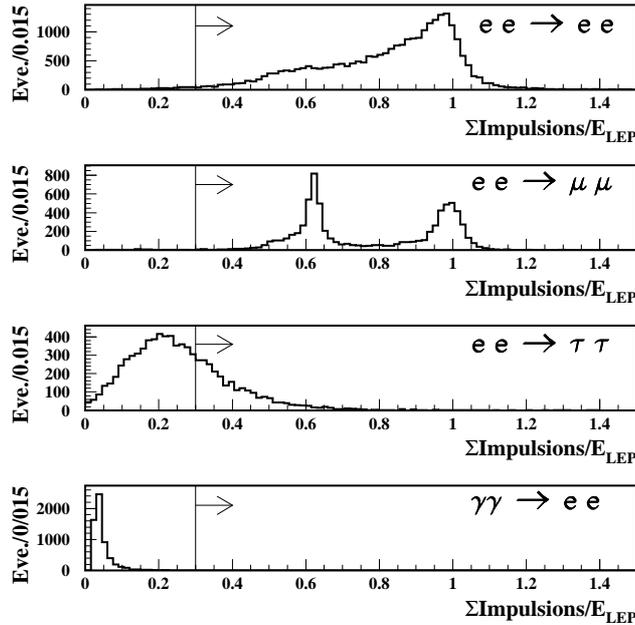


Figure 8.2: Somme des impulsions des deux traces les plus énergétiques de l'événement, pour le Monte-Carlo di-électron ainsi que pour les Monte-Carlo des principaux fonds ($\mu\mu$, $\tau\tau$ et $\gamma\gamma ee$), à 183 GeV. La coupure utilisée pour la sélection est indiquée.

- Afin de rejeter les états finaux $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$, la sélection est essentiellement basée sur la somme des impulsions (P_1, P_2) et la somme des énergies électromagnétiques ($E_1^{\text{ECAL}}, E_2^{\text{ECAL}}$) associées aux deux traces les plus énergétiques de l'événement. Ces traces doivent avoir une impulsion élevée et un important dépôt laissé dans le calorimètre électromagnétique associé aux traces, comme illustré sur les figures 8.3 et 8.2. Les candidats e^+e^- ont donc à vérifier :

$$\sum_{i=1}^2 P_i > 30 \% \times \sqrt{s} \quad (8.1)$$

$$\sum_{i=1}^2 E_i > 40 \% \times \sqrt{s} \quad (8.2)$$

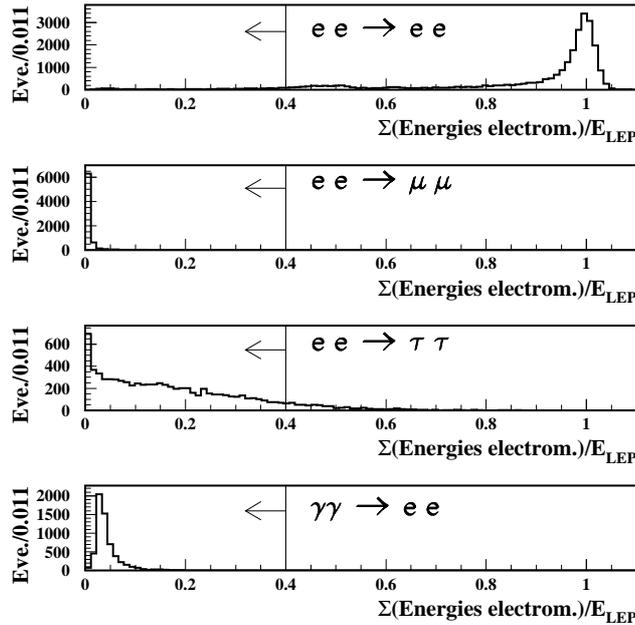


Figure 8.3: Somme des énergies ECAL associées aux deux traces les plus énergétiques de l'événement, pour le Monte-Carlo di-électron ainsi que pour les Monte-Carlo des principaux fonds ($\mu\mu$, $\tau\tau$ et $\gamma\gamma ee$), à 183 GeV.

- Cette analyse permet de sélectionner également les événements dans lesquels l'électron et/ou le positron passe dans un espace entre deux modules adjacents du calorimètre électromagnétique et dépose donc son énergie dans le calorimètre hadronique situé derrière. L'énergie perdue par les électrons/positrons lors de radiation de photons par Bremstrahlung est également utilisée.
 - La procédure permettant l'inclusion de photons radiés est expliquée dans [3]. Le photon est situé dans le plan de déflexion de l'électron qui l'a émis, tangent à tout instant à la trace. Cela permet de déterminer la position attendue du dépôt dans le calorimètre électromagnétique correspondant au photon radié. L'énergie du dépôt dans le ECAL le plus énergétique non-associé à une trace chargée est prise en compte par la procédure si sa position correspond à la position attendue du photon radié, comme vu ci-avant, dans des limites de $\pm 20^\circ$ en θ et en φ .
 - Les électrons arrivant au niveau des “cracks” du calorimètre électromagnétique déposent leur énergie derrière, dans le calorimètre hadronique. Pour inclure cette énergie déposée par l'électron dans le HCAL, la méthode se décompose comme suit : pour les événements dont une des deux traces chargées les plus énergétiques est située à proximité d'un espace entre deux modules du ECAL sont triés, la trace chargée est extrapolée jusqu'à la face entrée du ECAL. L'énergie moyenne de tous les dépôts du HCAL associés à la trace et pondérés par leur position est déterminée. Cette énergie est prise en compte si la position moyenne des dépôts se situe dans un cône de ± 0.025 rad en θ et de ± 0.100 rad en φ autour de la

position de la trace. Si un dépôt neutre (photon) associé à la trace est identifié dans le ECAL, ce cône est élargi à ± 0.050 rad en θ et ± 0.200 rad en φ .

Une coupure est alors appliquée, comme illustré sur la figure 8.4 :

$$\sum_{i=1}^2 (P_i + \mathcal{E}_i) > 1.0 \sqrt{s} \quad (8.3)$$

où ΣP_i représente toujours la somme des impulsions des deux traces chargées les plus énergétiques, et où $\Sigma \mathcal{E}_i$ fait donc référence à la somme des énergies associées à ces traces après ajout de l'énergie de photons radiés et de dépôts HCAL éventuels.

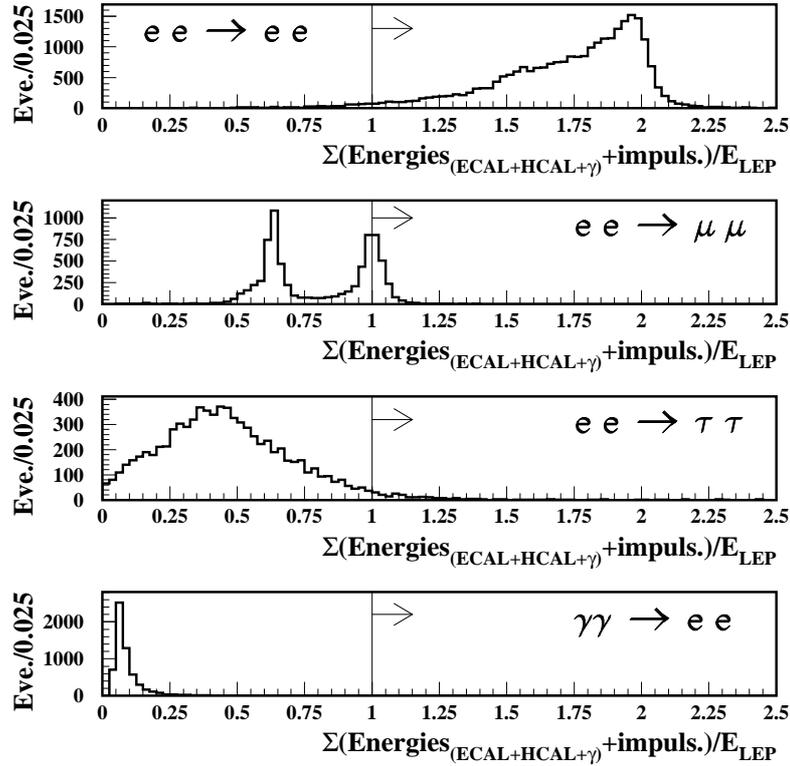


Figure 8.4: Somme des impulsions et des énergies des deux traces les plus énergétiques de l'événement après inclusion de photons radiés et des énergies HCAL associées aux traces, pour le Monte-Carlo di-électron et pour les Monte-Carlo des principaux fonds ($\mu\mu$, $\tau\tau$ et $\gamma\gamma ee$) à 183 GeV

- Afin de rejeter plus efficacement les événements dimuon dont un muon s'est désintégré en électron ou dont une des traces passe près de cracks du calorimètre électromagnétique et donc sélectionnés par le critère 8.3, les événements dont les deux traces chargées les plus énergétiques sont identifiées comme candidats muons selon la procédure décrite en section 6.1.1 du chapitre sur les événements dimuons sont éliminés.

- Enfin, le fond principal, qui provient des événements di-électrons doublement radiatifs, est réduit en exigeant que la masse invariante des deux traces soit supérieure à $80 \text{ GeV}/c^2$, comme indiqué sur la figure 8.5.

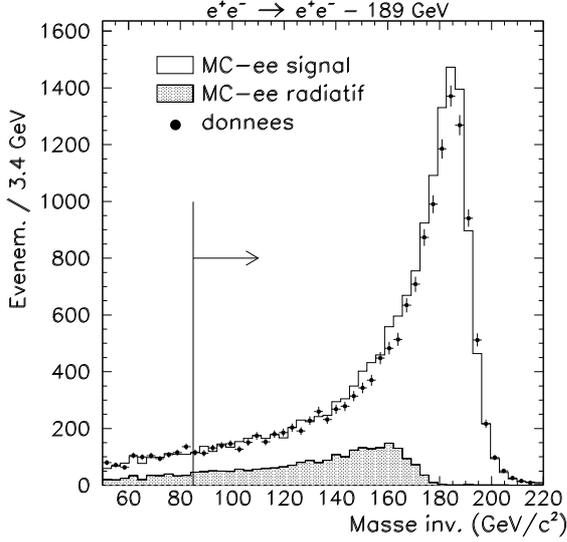


Figure 8.5: *Masse invariante des deux traces chargées les plus énergétiques de l'événement, pour des événements di-électrons simulés à 189 GeV. L'histogramme clair représente les événements à haute énergie, et la partie hachurée le fond radiatif. La coupure appliquée est indiquée par la flèche.*

8.2 Efficacité de la sélection des di-électrons

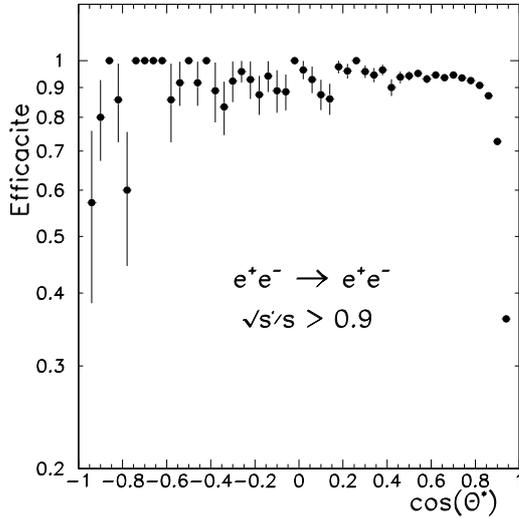


Figure 8.6: *Efficacité en fonction du $\cos\theta^*$ pour des événements di-électrons à haute énergie, simulés à 189 GeV.*

L'efficacité de sélection ε_{2e} est déterminée en utilisant des événements di-électrons simulés à haute énergie, pour les deux coupures en $\cos\theta^*$ considérées.

Elle est calculée, pour les deux lots d'événements correspondant à deux coupures en $\cos \theta^*$, selon :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{2e}^{0.9}(\sqrt{s'}) &= N_{sel} \left[\sqrt{s'/s} > 0.9 + |\cos \theta^*| < 0.9 \right] / N_{gen} \left[(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.9 + |\cos \theta_{gen}^*| < 0.9 \right] \\ \varepsilon_{2e}^{0.7}(\sqrt{s'}) &= N_{sel} \left[\sqrt{s'/s} > 0.9 + (-0.9 < \cos \theta^* < 0.7) \right] / \\ &\quad N_{gen} \left[(\sqrt{s'/s})_{gen} > 0.9 + (-0.9 < \cos \theta_{gen}^* < 0.7) \right]\end{aligned}$$

Au dénominateur, $(\sqrt{s'})_{gen}$ est défini comme la **masse invariante** de la paire d'électrons générée dans l'état final.

L'efficacité en fonction du $\cos \theta^*$ est représenté sur la figure 8.6 pour des événements di-électrons à haute énergie, simulés à 189 GeV. Comme le montre cette figure, l'efficacité de sélection est excellente dans la région centrale et les pertes ont lieu pour des événements dont les traces sont proches du tube à vide (limitation d'acceptance).

Une incertitude systématique est estimée en évaluant les efficacités après avoir fait varier les échelles d'énergie calorimétriques et en appliquant de nouveau la sélection. Pour cela, il faut tenir compte de la réponse du détecteur et donc des incertitudes de calibration des calorimètres et d'alignement :

- l'incertitude pour les traces chargées, donc sur l'alignement du détecteur, est déterminée en appliquant la sélection avec et sans les corrections selon θ et ϕ sur les impulsions dues aux distortions (voir la section 4.1.2) ;
- l'incertitude sur la calibration du calorimètre électromagnétique est estimée en comparant les calibrations sur des électrons énergétiques provenant d'événements Bhabhas et sur des électrons peu énergétiques (1 GeV) provenant d'événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Elle s'élève à :

$$(\Delta E)_{ECAL} = \begin{cases} 1.0 \% \times E_{ECAL} & \text{à } 130 - 136 \text{ GeV}/c^2 \\ 1.0 \% \times E_{ECAL} & \text{à } 161 \text{ GeV}/c^2 \\ 1.0 \% \times E_{ECAL} & \text{à } 172 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.9 \% \times E_{ECAL} & \text{à } 183 \text{ GeV}/c^2 \\ 0.7 \% \times E_{ECAL} & \text{à } 189 \text{ GeV}/c^2 \end{cases}$$

- l'incertitude sur la calibration du calorimètre hadronique est estimée en étudiant les amas du HCAL de muons, particules au minimum d'ionisation. Sa valeur pour toutes les années est évaluée à : $(\Delta E)_{HCAL} = 2.0 \% \times E_{HCAL}$.

Les valeurs des efficacités, pour les deux échantillons exclusifs utilisés lors du calcul des sections efficaces, de 130 à 189 GeV, sont données dans le tableau 8.1, avec les erreurs statistique et systématique.

	$-0.9 < \cos \theta^* < 0.9$	$-0.9 < \cos \theta^* < 0.7$
$\sqrt{s} = 130$ GeV	$90.0 \pm 0.4 \pm 1.5$ %	$95.5 \pm 0.6 \pm 1.3$ %
$\sqrt{s} = 136$ GeV	$90.6 \pm 0.4 \pm 1.4$ %	$96.9 \pm 0.5 \pm 1.3$ %
$\sqrt{s} = 161$ GeV	$89.1 \pm 0.4 \pm 1.4$ %	$94.8 \pm 0.6 \pm 1.1$ %
$\sqrt{s} = 170-172$ GeV	$90.7 \pm 0.4 \pm 1.4$ %	$96.3 \pm 0.6 \pm 1.1$ %
$\sqrt{s} = 181$ à 184 GeV	$87.5 \pm 0.4 \pm 1.3$ %	$95.2 \pm 0.5 \pm 1.1$ %
$\sqrt{s} = 189$ GeV	$87.8 \pm 0.2 \pm 0.4$ %	$95.3 \pm 0.3 \pm 0.7$ %

Tableau 8.1: *Efficacités de sélection des di-électrons calculées à partir d'événements simulés, pour les deux lots d'événements exclusifs utilisés, avec les erreurs statistique et systématique respectivement.*

8.3 Estimation des fonds

Les fonds principaux lors de la sélection des événements di-électrons sont :

- les événements di-électrons radiatifs,
- les paires de taus,
- les paires de W.

Dans la suite, la contribution de chacun de ces processus est évaluée en appliquant la procédure standard de sélection à des échantillons d'événements simulés. Trois types d'erreur sont prises en compte pour ces contributions: une incertitude statistique due au nombre d'événements simulés utilisés, une erreur systématique provenant de l'incertitude sur la section efficace du processus de fond considéré, ainsi qu'une incertitude liée aux effets de distorsion et de calibration et leur incidence sur la sélection.

8.3.1 Les événements di-électrons radiatifs

Ces événements, où les deux électrons entrants ont radié un photon dans des directions opposées, constituent le fond principal des deux lots d'événements di-électrons à haute énergie

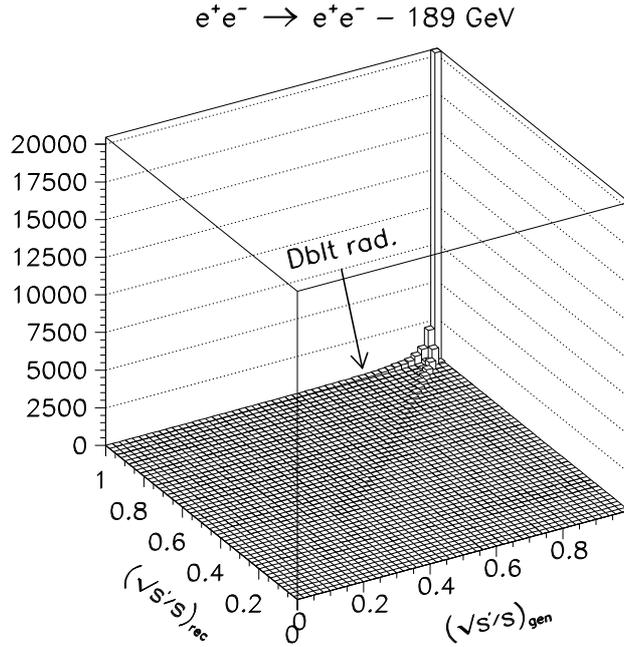


Figure 8.7: *Distribution du $\sqrt{s'/s}$ reconstruit des deux électrons finaux en fonction du $(\sqrt{s'/s})_{gen}$ généré, sur des événements Bhabhas simulés à 189 GeV.*

sélectionnés. Ce fond apparaît sur la figure 8.7, sur la distribution du $(\sqrt{s'/s})$ reconstruit en fonction du $(\sqrt{s'/s})_{gen}$ généré; ce sont des événements de $(\sqrt{s'/s})_{gen}$ compris entre 0.6 et 0.9 et mesuré au-dessus de 0.9. La coupure en masse invariante supérieure à $80 \text{ GeV}/c^2$ élimine une part de ce fond radiatif dur.

La contamination dans le lot restant est ensuite estimée en utilisant des di-électrons simulés et les données réelles. Les événements radiatifs sont isolés parmi les di-électrons simulés en sélectionnant les événements ayant un $\sqrt{s'/s}$ généré en-dessous de 0.9 et reconstruit au-dessus.

L'évaluation de la contamination par le fond radiatif est alors réalisée à l'aide d'un ajustement de la simulation aux données réelles sur plusieurs distributions. Ces distributions sont choisies telles que les variables correspondantes soient discriminantes entre le signal et le fond; il s'agit de la masse invariante des deux électrons sortants (figure 8.8) et de la somme des impulsions et des énergies des deux électrons (figure 8.9), ici représentées à 183 GeV. Pour ces deux distributions, les événements simulés sont ajustés aux données mesurées par une fonction de la forme :

$$N_{donnees} = A \times N_{signal} + B \times N_{rad}$$

$N_{donnees}$ est le nombre d'événements di-électrons sélectionnés dans les données comme cela a été décrit ci-avant, N_{signal} est le nombre d'événements di-électrons à haute énergie attendus, après normalisation à la luminosité aux données, et enfin N_{rad} est le nombre d'événements di-électrons radiatifs simulés, après normalisation à la luminosité aux données. L'ajustement

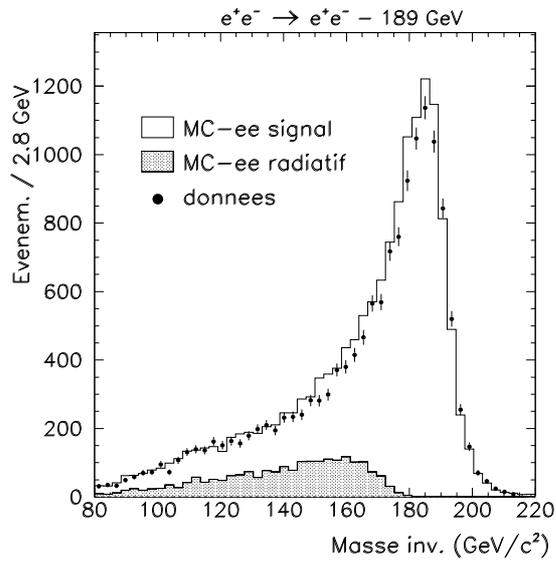


Figure 8.8: *Distribution en masse invariante des di-électrons pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Les contributions radiatives et non-radiatives sont ajustées à la distribution des données réelles.*

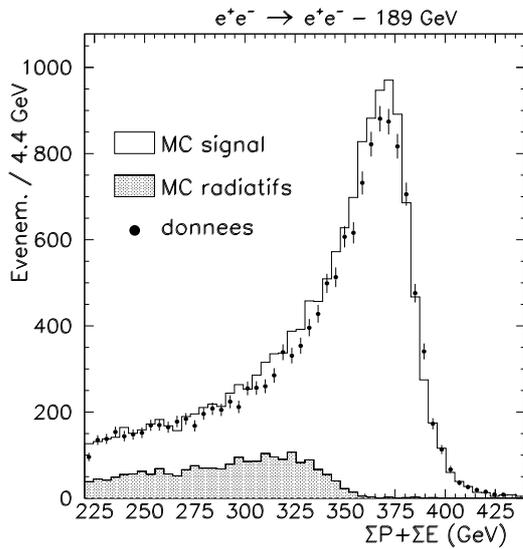


Figure 8.9: *Distribution de la somme des impulsions et des énergies des deux traces les plus énergétiques pour les di-électrons pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Les contributions radiatives et non-radiatives sont ajustées à la distribution des données réelles.*

est réalisé par minimisation du χ^2 . Les paramètres A et B obtenus sont donnés dans le tableau 8.2 avec l'erreur correspondante. Ils sont utilisés comme suit :

- le nombre d'événements radiatifs attendus dans les données d'après le Monte-Carlo, N_{rad} , est corrigé du facteur B/A ;
- l'incertitude sur le facteur de correction correspond à l'erreur systématique sur ce fond.

E_{cms} (GeV)	Paramètre A	Paramètre B
161	0.99 ± 0.02	0.85 ± 0.11
172	0.95 ± 0.02	1.19 ± 0.15
183	0.96 ± 0.01	0.96 ± 0.05
189	0.95 ± 0.01	1.15 ± 0.03

Tableau 8.2: Paramètres A et B obtenus par ajustement de la simulation par les données mesurées, pour normalisation du fond radiatif.

8.3.2 Les fonds $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et WW

Les autres désintégrations fermioniques des paires e^+e^- contaminent également faiblement le signal. Plus précisément, les événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ constituent une part du fond à la sélection des di-électrons. L'évaluation de la contamination par ce processus est étudiée à l'aide de simulation. L'incertitude sur la section efficace de production des ditaus, qui entre dans l'erreur systématique, est calculée en chaque point en énergie à partir des mesures du processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ détaillées au chapitre précédent.

En ce qui concerne la production de paires de W , à prendre en compte à partir d'une énergie dans le centre de masse $2M_W$, cette contribution est également évaluée en appliquant la sélection sur des événements simulés. L'erreur systématique est dérivée des prédictions théoriques sur la section efficace attendue des W et est due à l'incertitude sur la mesure de la masse du W .

Les contributions des différents fonds sont résumées dans le tableau 8.3 pour les deux échantillons d'événements à haute énergie.

8.4 Résultats et incertitudes systématiques

8.4.1 Sections efficaces

Coupure $\cos \theta^*$	E_{cms} (GeV)	Type de fond	Nombre attendu (%)	Erreur stat. et syst. (%)
< 0.9	130	e^+e^- radiatifs	10.22	± 0.92
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.06	± 0.01
	136	e^+e^- radiatifs	10.76	± 0.97
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.07	± 0.01
	161	e^+e^- radiatifs	9.95	± 0.90
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.04	± 0.01
172	e^+e^- radiatifs	10.66	± 0.96	
	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.06	± 0.01	
183	e^+e^- radiatifs	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	10.86	± 0.72
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.01	± 0.002
		$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	0.02	± 0.005
189	e^+e^- radiatifs	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	11.88	± 0.53
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.04	± 0.01
< 0.7	130	e^+e^- radiatifs	11.29	± 1.30
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.19	± 0.03
	136	e^+e^- radiatifs	13.89	± 1.60
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.25	± 0.04
	161	e^+e^- radiatifs	10.82	± 1.27
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.14	± 0.03
172	e^+e^- radiatifs	11.75	± 1.35	
	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.17	± 0.03	
183	e^+e^- radiatifs	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	12.28	± 1.09
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.03	± 0.01
		$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	0.08	± 0.03
189	e^+e^- radiatifs	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	14.00	± 0.71
		$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.15	± 0.04

Tableau 8.3: Contributions relatives des différents fonds au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, évaluées à partir de simulation, pour deux échantillons exclusifs, soit avec $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est donné dans le tableau 8.5. Sont indiqués pour chaque point en énergie : le type de fond considéré, le nombre d'événements de fond attendus normalisé à la luminosité des données et exprimé en pourcentage des événements sélectionnés dans les données, ainsi que l'erreur statistique et systématique du nombre de fond attendu, toujours en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés dans les données.

Coupure $\sqrt{s'}/s$	Intervalle $\cos \theta^*$	Description	E_{cms} (GeV)					
			130	136	161	172	183	189
0.9	$-0.9 < \cos \theta^* < 0.9$	Statistiques MC	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.2
		Réponse du détecteur	0.5	0.4	0.3	0.4	0.4	0.4
		$\tau^+\tau^-$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
		Fond radiatif	0.9	1.0	0.9	1.0	0.7	0.5
		Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6
0.9	$-0.9 < \cos \theta^* < 0.7$	Statistiques MC	0.6	0.5	0.6	0.6	0.6	0.2
		Réponse du détecteur	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2
		$\tau^+\tau^-$	0.02	0.04	0.03	0.03	0.03	0.01
		Fond radiatif	1.3	1.6	1.3	1.4	1.1	0.7
		Luminosité	1.0	1.0	0.6	0.6	0.5	0.6

Tableau 8.4: *Contributions aux erreurs systématiques des sections efficaces exclusives mesurées pour le processus di-électrons, pour les deux intervalles en $\cos \theta^*$. Toutes les valeurs sont données en pourcentage.*

Les erreurs indiquées avec les sections efficaces des di-électrons, dans le tableau 8.5, sont respectivement les erreurs statistique et systématique. Cette dernière, qui domine l'incertitude sur les sections efficaces pour les énergies dans le centre de masse de 183 et 189 GeV grâce à la grande luminosité accumulée, provient de plusieurs sources, détaillées dans la table 8.4 :

- l'erreur statistique sur l'efficacité, due à la statistique limitée d'événements e^+e^- simulés utilisés pour le calcul de l'efficacité de sélection. Cette erreur n'est pas corrélée entre les années ;
- l'erreur systématique sur l'efficacité dominée par l'incertitude sur la réponse du détecteur (alignement et calibration). Cette erreur n'est pas corrélée entre les années ;
- les incertitudes statistiques et systématiques sur les fonds, explicitées dans la section précédente. L'erreur provenant des prédictions théoriques sur les processus de fonds est corrélée entre les années, les autres parts de ces incertitudes ne le sont pas ;
- enfin, l'incertitude sur la mesure de la luminosité (section 3.2.4). L'erreur statistique n'est pas corrélée entre les années, l'erreur systématique provenant de la mesure de la luminosité est corrélée.

Les valeurs de sections efficaces mesurées pour le processus de production de paires d'électrons à haute énergie, pour deux intervalles de $\cos \theta^*$, sont regroupées dans le tableau 8.5 avec les erreurs correspondantes. La dernière colonne contient les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec Bhwide.

Intervalle $\cos \theta^*$	E_{cms} (GeV)	Nbre. évène.	σ_{2e} (pb)	Prédiction M.S. (pb)
$-0.9 < \cos \theta^* < 0.9$	130	1186	$191.3 \pm 6.2 \pm 1.6$	186.7 ± 5.6
	136	1051	$162.2 \pm 5.6 \pm 2.3$	167.3 ± 5.0
	161	1393	$119.7 \pm 3.7 \pm 1.6$	119.0 ± 3.6
	172	1166	$107.8 \pm 3.5 \pm 1.3$	102.5 ± 3.1
	183	5063	$90.9 \pm 1.4 \pm 0.9$	90.9 ± 2.7
	189	14575	$84.1 \pm 0.7 \pm 0.7$	87.2 ± 2.6
$-0.9 < \cos \theta^* < 0.7$	130	274	$41.1 \pm 2.8 \pm 0.7$	39.0 ± 1.2
	136	212	$29.5 \pm 2.4 \pm 0.6$	33.9 ± 1.0
	161	302	$25.6 \pm 1.7 \pm 0.4$	24.8 ± 0.7
	172	268	$23.0 \pm 1.6 \pm 0.4$	21.5 ± 0.6
	183	1171	$18.9 \pm 0.6 \pm 0.3$	19.1 ± 0.6
	189	3211	$17.0 \pm 0.3 \pm 0.2$	17.8 ± 0.5

Tableau 8.5: *Sections efficaces mesurées, avec les erreurs statistique et systématique aux énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est également indiqué (avant soustraction des fonds). Les sections efficaces sont données pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$. La dernière colonne indique les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec *Bhwide*.*

8.4.2 Sections efficaces différentielles

Les distributions de $\cos\theta^*$ des di-électrons sélectionnés sont représentées sur la figure 8.10 pour les énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV ; les événements di-électrons simulés, normalisés à la luminosité des données, sont représentés par l’histogramme en trait plein, et les événements di-électrons exclusifs réels par les points. La partie hachurée est la somme des fonds attendus, dominés par les événements di-électrons radiatifs.

Comme précisé en début de chapitre, aucune asymétrie n’est calculée pour le processus de production de paires d’électrons, dominé par l’échange d’un photon dans la voie t . Les tableaux 8.6 et 8.7 contiennent les sections efficaces différentielles en fonction de θ^* , utilisées lors des interprétations en termes de nouvelle physique dans la partie suivante.

8.4.3 Conclusion

L’ensemble des sections efficaces totales et différentielles présentées dans ce chapitre pour la production de di-électrons seront utilisées au chapitre 10 pour leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard, et dans les chapitres 11 à 14 pour leur interprétation au-delà du Modèle Standard.

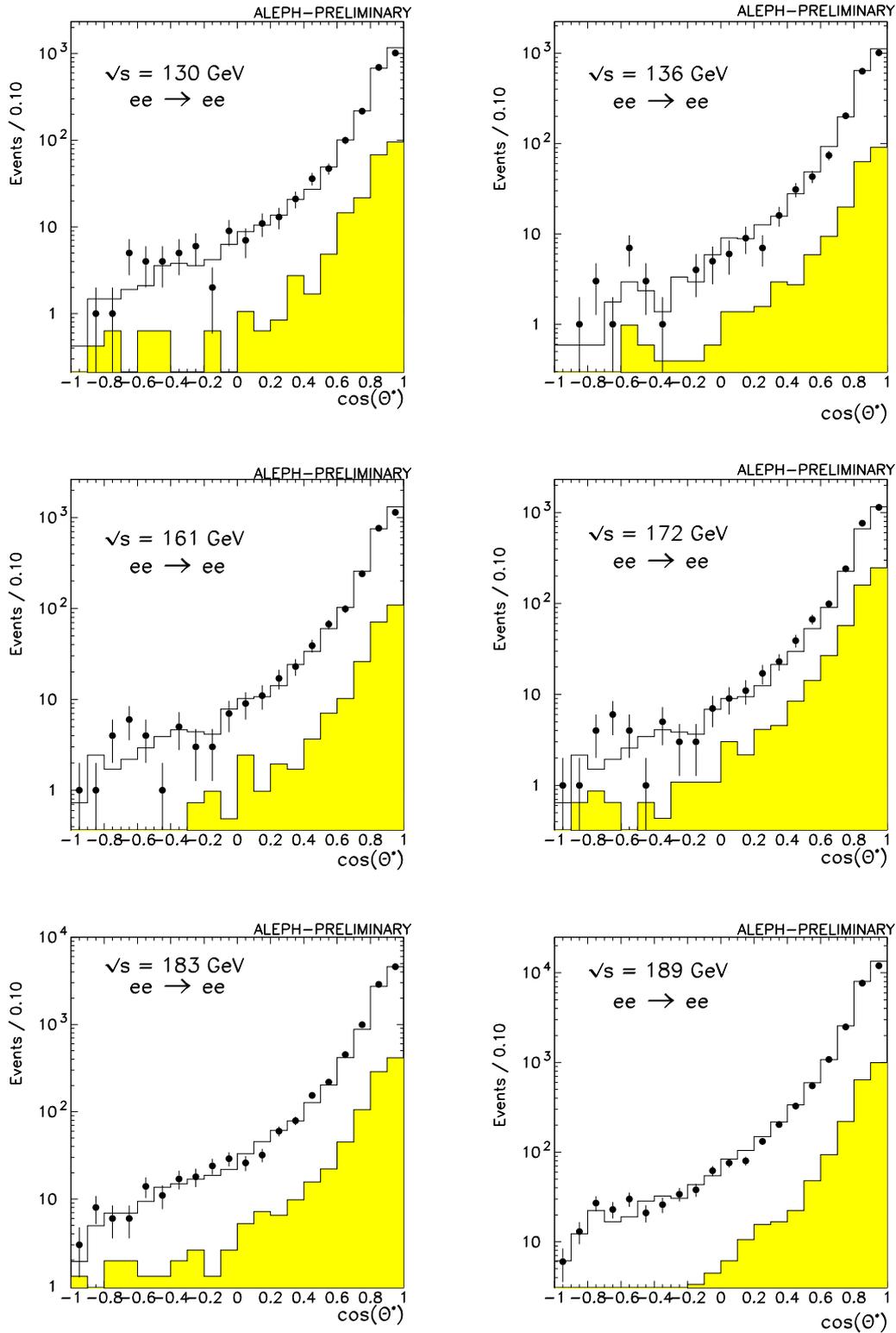


Figure 8.10: Distribution de $\cos\theta^*$ des événements di-électrons de 130 à 189 GeV, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$. Les données sont représentées par les points, tandis que les événements simulés sont indiqués par l'histogramme en trait plein. La partie hachurée correspond au fond attendu.

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Modèle Standard (pb)
130 GeV		
-0.9, -0.7	0.19 ± 0.34	0.37
-0.7, -0.5	1.41 ± 0.35	0.55
-0.5, -0.3	1.36 ± 0.45	1.09
-0.3, -0.1	1.23 ± 0.48	1.19
-0.1, 0.1	2.60 ± 0.69	2.45
0.1, 0.3	3.78 ± 0.83	3.82
0.3, 0.5	8.88 ± 1.18	7.36
0.5, 0.7	21.63 ± 2.12	22.20
0.7, 0.9	149.61 ± 6.22	148.00
136 GeV		
-0.9, -0.7	0.73 ± 0.20	0.22
-0.7, -0.5	1.16 ± 0.36	0.62
-0.5, -0.3	0.54 ± 0.35	0.49
-0.3, -0.1	0.52 ± 0.41	0.89
-0.1, 0.1	1.46 ± 0.62	2.09
0.1, 0.3	2.09 ± 0.74	2.96
0.3, 0.5	6.68 ± 1.08	6.13
0.5, 0.7	16.58 ± 1.97	20.50
0.7, 0.9	132.55 ± 5.85	133.00
161 GeV		
-0.9, -0.7	0.46 ± 0.21	0.37
-0.7, -0.5	0.88 ± 0.21	0.44
-0.5, -0.3	0.55 ± 0.28	0.79
-0.3, -0.1	0.39 ± 0.26	0.62
-0.1, 0.1	1.24 ± 0.40	1.43
0.1, 0.3	2.37 ± 0.47	2.07
0.3, 0.5	5.35 ± 0.73	4.95
0.5, 0.7	14.38 ± 1.27	14.10
0.7, 0.9	93.76 ± 3.76	94.20

Tableau 8.6: Sections efficaces différentielles du processus *Bhabha*, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$, de 130 à 172 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

$\cos \theta_{\min}^*, \cos \theta_{\max}^*$	$d\sigma/d\cos \theta^*$ (pb)	Modèle Standard (pb)
172 GeV		
-0.9, -0.7	0.32 ± 0.19	0.28
-0.7, -0.5	0.88 ± 0.19	0.34
-0.5, -0.3	0.66 ± 0.24	0.58
-0.3, -0.1	0.61 ± 0.23	0.44
-0.1, 0.1	0.95 ± 0.36	1.23
0.1, 0.3	1.80 ± 0.47	1.93
0.3, 0.5	4.92 ± 0.71	4.24
0.5, 0.7	13.07 ± 1.20	12.40
0.7, 0.9	84.61 ± 3.51	81.10
183 GeV		
-0.9, -0.7	0.24 ± 0.07	0.21
-0.7, -0.5	0.29 ± 0.07	0.25
-0.5, -0.3	0.46 ± 0.10	0.51
-0.3, -0.1	0.71 ± 0.12	0.64
-0.1, 0.1	0.83 ± 0.14	0.90
0.1, 0.3	1.42 ± 0.20	1.83
0.3, 0.5	3.90 ± 0.29	3.66
0.5, 0.7	12.47 ± 0.56	11.10
0.7, 0.9	71.90 ± 1.86	71.80
189 GeV		
-0.9, -0.7	0.26 ± 0.04	0.26
-0.7, -0.5	0.33 ± 0.04	0.34
-0.5, -0.3	0.30 ± 0.04	0.40
-0.3, -0.1	0.48 ± 0.05	0.57
-0.1, 0.1	0.93 ± 0.08	0.85
0.1, 0.3	1.34 ± 0.09	1.59
0.3, 0.5	3.47 ± 0.15	3.36
0.5, 0.7	9.88 ± 0.26	10.39
0.7, 0.9	66.40 ± 0.94	69.30

Tableau 8.7: Sections efficaces différentielles du processus Bhabha, pour $\sqrt{s'}/s > 0.9$, de 172 à 189 GeV. L'erreur indiquée sur la section efficace est obtenue à partir de la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique.

Chapitre 9

Présentation des désintégrations hadroniques

Dans ce court chapitre, la sélection des désintégrations $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ utilisée dans Aleph est décrite, ainsi que les sources d'erreurs systématiques. Les sections efficaces mesurées sont récapitulées. La mesure des sections efficaces du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, ainsi que la mesure des asymétries de charge des jets sont ensuite détaillées.

9.1 Etude des événements $e^+e^- \rightarrow$ hadrons

9.1.1 Critères de sélection

Une première condition est imposée aux traces chargées présélectionnées selon la procédure décrite en 5.3 : les événements sont conservés s'ils contiennent au moins sept traces chargées souscrivant à cette définition.

Les particules de l'algorithme de flux d'énergie (défini à la section 4.2) sont alors regroupées en jets en utilisant l'algorithme JADE (section 4.1.3), avec un y_{cut} de 0.008. Les jets très collimés avec un contenu électromagnétique de plus de 90 % et une énergie supérieure à 10 GeV sont considérés comme des candidats photons radiés dans l'état initial (ISR).

La masse visible M_{vis} de l'événement est ensuite mesurée en utilisant les particules chargées et neutres, mais en excluant les candidats photons ISR ainsi que les dépôts isolés à caractère électromagnétique dans un cône inférieur à 18° par rapport à l'axe des faisceaux, supposés être des candidats photons ISR dans les calorimètres de luminosité. La distribution de M_{vis} est représentée sur la figure 9.1 pour les données mesurées à 183 GeV : elle doit être supérieure à 50 GeV/c² pour les événements hadroniques, afin de rejeter la majeure partie du fond $\gamma\gamma$, processus dominant à basse masse invariante.

Comme pour les événements dimuons et ditaus, deux lots d'événements sont utilisés pour le calcul des sections efficaces : l'un inclusif avec $\sqrt{s'/s} > 0.1$, et l'autre exclusif avec

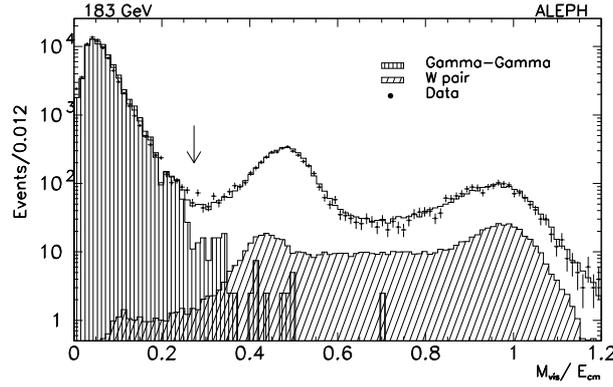


Figure 9.1: *Distribution de la masse visible à une énergie dans le centre de masse de 183 GeV, pour les événements ayant plus de sept bonnes traces. La contribution $\gamma\gamma$ est indiquée, de même que le fond W. La flèche indique la coupure utilisée dans la sélection inclusive.*

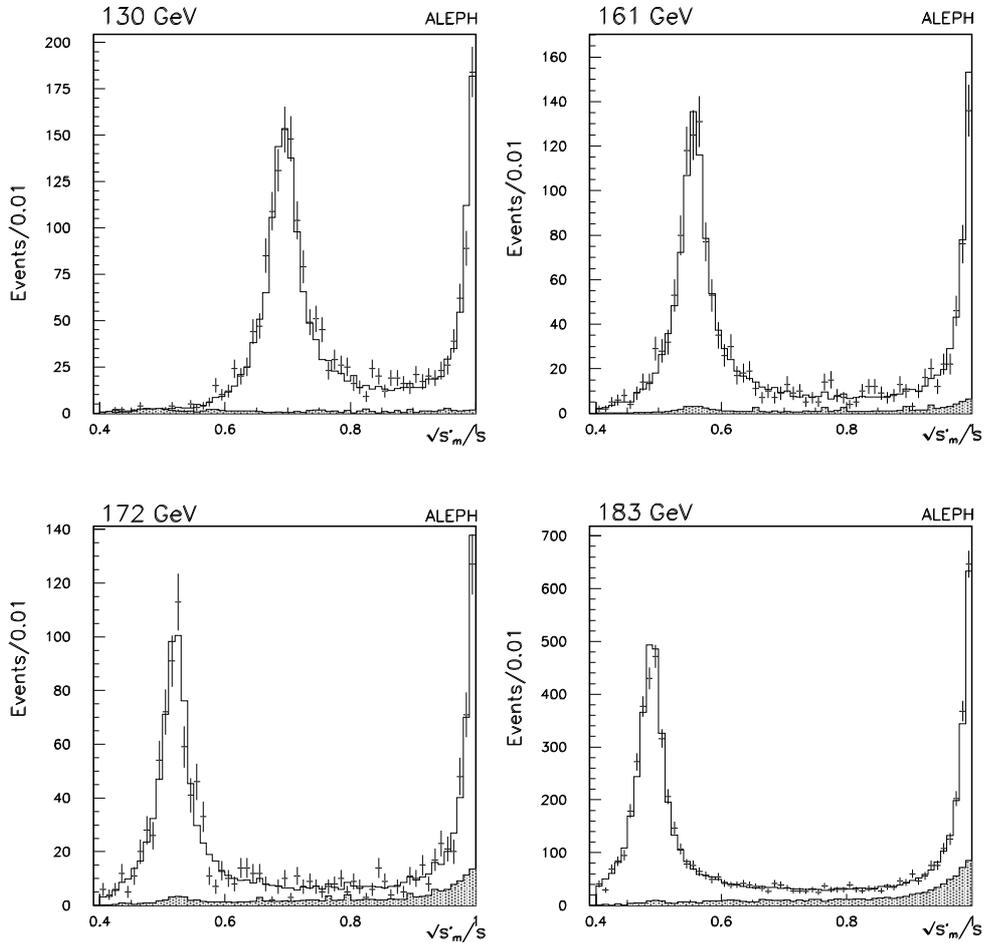


Figure 9.2: *Distribution de $\sqrt{s'}/s$ pour les événements hadroniques de 130 à 183 GeV. Les données sont comparées à des événements simulés, représentés par les histogrammes blancs. Les parties grisées correspondent à la contribution des fonds, dominés par la production de paires de W.*

$\sqrt{s'/s} > 0.9$. Le s' est ici évalué à partir de la direction des jets reconstruits quand l'événement a été forcé en deux jets, après avoir ôté les photons ISR. Pour la sélection exclusive, ces jets doivent vérifier $|\cos\theta| < 0.95$. Les distributions de $\sqrt{s'/s}$ à 130, 161, 172 et 183 GeV sont données sur la figure 9.2; les parties en grisé représentent la somme des fonds $\gamma\gamma$, ZZ, WW et Zee.

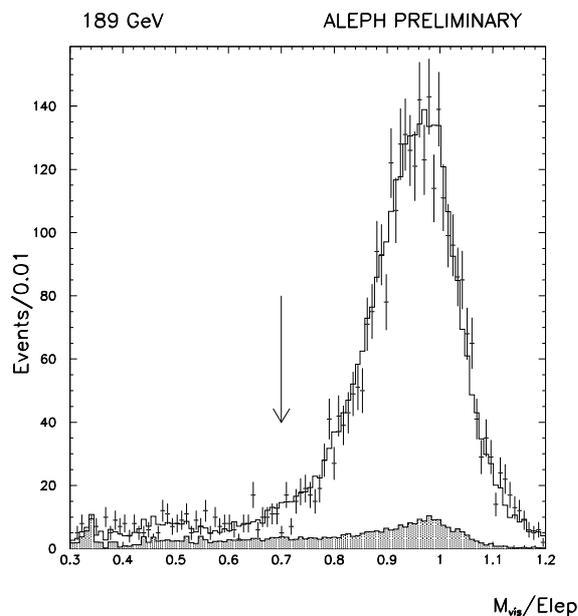


Figure 9.3: *Distribution de la masse visible des événements hadroniques à haute énergie, à 189 GeV. La partie grisée représente la contribution attendue du fond radiatif, donc les événements générés avec $\sqrt{s'/s} < 0.9$. La flèche indique la coupure appliquée dans la sélection exclusive.*

Pour le processus exclusif, les événements de retour radiatif et les paires de W sont rejetés par deux coupures complémentaires.

La masse visible M_{vis} doit être supérieure à 70 % de l'énergie dans le centre de masse; la figure 9.3 montre M_{vis} pour des événements à 189 GeV vérifiant $\sqrt{s'/s} > 0.9$. Deuxièmement, lorsque l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil de production de WW, environ 80 % de ce fond est éliminé en demandant que le "thrust" (ou poussée) de l'événement dépasse 0.85. Ces événements sont en effet très isotropes et ont donc un "thrust" bas. La distribution du "thrust" est donnée sur la figure 9.4 pour des événements signal et fond simulés comparés aux données à 189 GeV.

9.1.2 Efficacité de la sélection et erreurs systématiques

Les efficacités de sélection sont estimées sur des échantillons simulés à l'aide de KORALZ et PYTHIA à chaque énergie. Elles sont calculées en fonction du $\sqrt{s'}$ généré correspondant

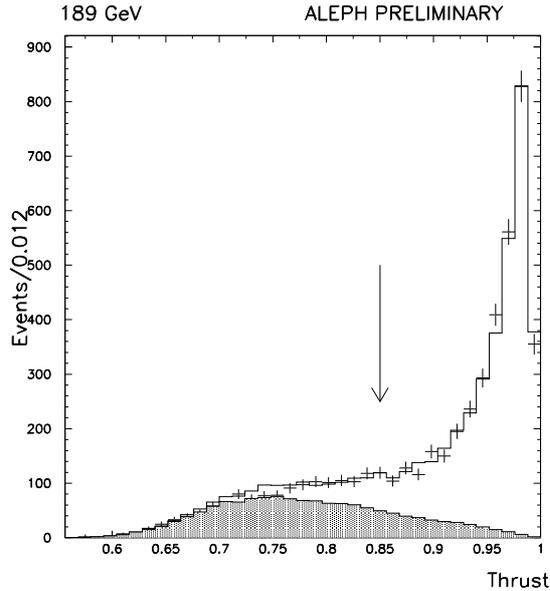


Figure 9.4: *Distribution du thrust pour les événements hardoniques à haute énergie, à 189 GeV. La partie grisée correspond à la contribution du fond WW. La flèche indique la coupure appliquée dans la sélection exclusive.*

à la masse élevée au carré du propagateur γ, Z . Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 9.1 à tous les points en énergie. Les incertitudes sur les efficacités proviennent des erreurs statistiques sur le Monte-CARLO utilisé, ainsi que d'un certain nombre d'effets systématiques décrits ci-dessous :

- Les incertitudes liées à la génération d'événements sont estimées à partir de la différence des efficacités obtenues avec KORALZ et PYTHIA. Les deux générateurs utilisent deux traitements des photons radiés différents.
- La calibration globale de l'énergie du ECAL est connue à $\pm 0.9 \%$, comme cela a été vu au chapitre 8. La calibration de l'énergie du HCAL varie de $\pm 2 \%$.
- En utilisant des événements au pic du Z, la réponse en énergie de jets de 45 GeV a été comparée entre données réelles et simulées (figure 9.5), et la différence a été paramétrisée en fonction de l'angle polaire du jet. L'efficacité de sélection est calculée en prenant en compte cette paramétrisation, et son incertitude contribue à l'erreur systématique sur l'efficacité.
- A partir d'échantillon d'événements au pic du Z, la direction des jets reconstruits a été étudiée (figure 9.6), et les différences entre données réelles et simulées sont prises en compte à travers leur effet sur l'évaluation de s' .

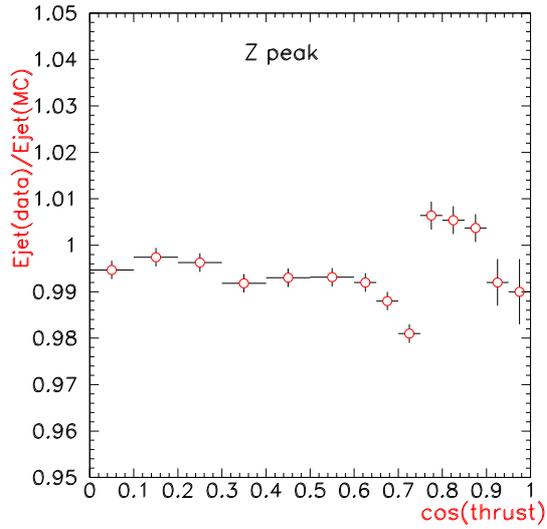


Figure 9.5: Rapport des énergies des jets mesurées au pic du Z dans les données et la simulation en fonction du thrust du jet, pour des événements hadroniques à 183 GeV.

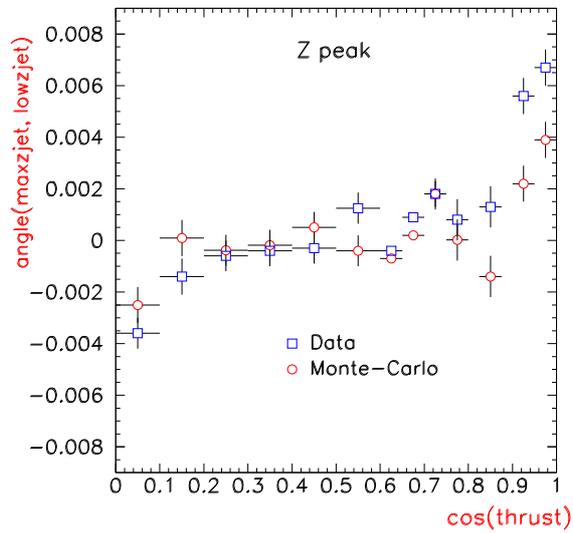


Figure 9.6: Angle entre le jet le plus énergétique et le jet le moins énergétique mesuré au pic du Z en fonction du thrust, pour les données (carrés) et la simulation (points), pour des événements hadroniques à 183 GeV.

Coupure $\sqrt{s'/s}$	E_{cms} (GeV)	Efficacité (%)	Fond (%)
0.1	130	89.6 ± 0.9	2.4 ± 0.3
	136	89.5 ± 0.7	1.6 ± 0.2
	161	88.4 ± 0.6	4.0 ± 0.1
	172	87.3 ± 0.6	10.2 ± 0.1
	183	83.9 ± 0.7	17.8 ± 0.2
	189	84.4 ± 0.1	20.7 ± 0.3
0.9	130	92.2 ± 1.0	9.5 ± 0.3
	136	89.2 ± 0.8	8.8 ± 0.4
	161	89.3 ± 0.7	7.7 ± 0.3
	172	90.2 ± 0.6	6.4 ± 0.3
	183	87.0 ± 0.6	8.1 ± 0.2
	189	86.5 ± 0.1	7.5 ± 0.2

Tableau 9.1: *Efficacités de sélection et total des fonds (en pourcentage) pour les événements hadroniques, de 130 à 189 GeV.*

9.1.3 Estimation des fonds

Le pourcentage de fond restant après la sélection est donné dans le tableau 9.1 à chaque énergie, pour les lots hadroniques inclusif et exclusif. L'incertitude sur ces fonds provient en partie de la calibration du détecteur et de la réponse en énergie, comme décrit dans la section précédente. De plus, d'autres sources additionnelles de systématiques sont étudiées :

- Le fond $\gamma\gamma$ est simulé avec les générateurs PYTHIA, PHOT02 et HERWIG. Il est normalisé directement aux données dans la région $M_{\text{vis}} < 50 \text{ GeV}/c^2$ (Fig. 9.1), et la différence entre les sections efficaces attendue et normalisée est utilisée pour calculer l'incertitude sur le processus, comme dans les sélections des dimuons et des ditaus. Ce fond est dominant pour les énergies dans le centre de masse de 130 et 136 GeV.
- Pour le fond W^+W^- , à 161 GeV, la section efficace est prise d'après la prédiction théorique, calculée comme indiqué dans les chapitres précédents avec le programme GENTLE [13] pour une masse du W de $80.375 \pm 0.064 \text{ GeV}/c^2$ [15]. De 172 à 189 GeV, la section efficace du processus utilisée est la moyenne mesurée par les quatre expériences LEP [15]. Les incertitudes sur les sections efficaces de production de paires de W entrent dans l'estimation de l'erreur systématique des sections efficaces $q\bar{q}$. Ce fond, dominant à haute énergie, s'élève à environ 5 %.
- Les autres fonds 4-fermions contaminant le signal sont les événements ZZ and Ze^+e^- . Ils introduisent une erreur systématique de seulement $\pm 0.1 \%$ dans la mesure de la section efficace exclusive hadronique.

- Le fond hadronique doublement radiatif, qui contamine le lot exclusif, représente 2.5 % des événements sélectionnés.

9.1.4 Sections efficaces

Les sections efficaces mesurées à chaque point en énergie sont indiquées dans le tableau 9.2, avec la valeur prédite par le Modèle Standard et calculée à l'aide du programme Zfitter. L'erreur sur la prédiction provient de l'incertitude sur le spectre de photons radiés, pour le lot inclusif, et de l'incertitude sur l'interférence ISR/FSR pour le lot exclusif. La prise en compte de cette dernière incertitude est discutée à la fin de cette partie, en section 10.2. Pour les résultats exclusifs, les valeurs mesurées et prédites sont données pour des fermions vérifiant $|\cos\theta| < 0.95$. Les contributions des erreurs systématiques sont détaillées dans le tableau 9.3.

Coupure $\sqrt{s'/s}$	E_{cms} (GeV)	Nbre. évén.	$\sigma_{q\bar{q}}$ (pb)	Prédiction M.S. (pb)
0.1	130	1858	$335.6 \pm 7.9 \pm 4.5$	327.0 ± 3.2
	136	1558	$280.8 \pm 7.2 \pm 3.7$	269.8 ± 3.7
	161	1520	$149.0 \pm 4.0 \pm 1.5$	147.6 ± 2.2
	172	1270	$122.6 \pm 3.8 \pm 1.1$	122.8 ± 2.0
	183	6072	$104.8 \pm 1.6 \pm 0.9$	104.4 ± 1.8
	189	18036	$97.2 \pm 0.7 \pm 0.8$	96.3 ± 1.6
0.9	130	440	$71.6 \pm 3.8 \pm 1.1$	70.7 ± 0.8
	136	351	$58.8 \pm 3.5 \pm 0.9$	57.3 ± 0.6
	161	321	$29.9 \pm 1.8 \pm 0.4$	30.7 ± 0.3
	172	271	$26.4 \pm 1.7 \pm 0.4$	25.1 ± 0.3
	183	1171	$21.7 \pm 0.7 \pm 0.2$	21.1 ± 0.3
	189	3229	$19.6 \pm 0.4 \pm 0.2$	19.3 ± 0.3

Tableau 9.2: *Sections efficaces mesurées, avec les erreurs statistique et systématique aux énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est également indiqué (avant soustraction des fonds). Les sections efficaces exclusives correspondent à l'intervalle angulaire réduit $|\cos\theta| < 0.95$. La dernière colonne indique les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec Zfitter, incluant l'interférence ISR/FSR.*

Coupure $\sqrt{s'}/s$	Description	E_{cms} (GeV)					
		130	136	161	172	183	189
0.1	Statistiques MC	0.3	0.3	0.3	0.3	0.1	0.1
	Simulation ISR	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2
	Echelle énergie	0.4	0.5	0.4	0.4	0.3	0.2
	Réponse du détecteur	0.6	0.5	0.5	0.5	0.6	0.4
	$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	0.3	0.2	0.05	0.05	0.04	0.1
	W^+W^-	—	—	0.05	0.05	0.04	0.03
	Luminosité	1.0	1.0	0.7	0.7	0.5	0.6
0.9	Statistiques MC	0.4	0.4	0.4	0.4	0.2	0.1
	Simulation ISR	0.3	0.4	0.4	0.7	0.4	0.2
	Echelle énergie	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2
	Réponse du détecteur	0.9	0.9	0.7	0.7	0.7	0.4
	W^+W^-	—	—	0.02	0.02	0.01	0.1
	ZZ	—	—	0.01	0.01	0.01	0.05
	Autres 4-fermion	—	—	0.03	0.03	0.03	0.03
	Luminosité	1.0	1.0	0.7	0.7	0.5	0.6

Tableau 9.3: Contributions aux erreurs systématiques sur les mesures de sections efficaces $q\bar{q}$, à tous les points en énergie et pour les processus inclusif et exclusif. Toutes les valeurs sont indiquées en pourcentage.

9.2 Mesure de la fraction de production de $b\bar{b}$: R_b

9.2.1 Critères de sélection

Le rapport R_b des sections efficaces de production de $b\bar{b}$ sur $q\bar{q}$ est mesuré pour les énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV à partir d'événements hadroniques exclusifs choisis selon la sélection décrite à la section 9.1.1. Les événements $b\bar{b}$ sont séparés des autres événements hadroniques grâce à la durée de vie assez longue des hadrons b . Le processus $b\bar{b}$ est alors signé par le paramètre d'impact tri-dimensionnel des traces ; le niveau de confiance que toutes les traces proviennent du vertex principal est calculé [14]. Il est donné de façon à maximiser $\frac{S_{exp}}{\sqrt{B_{exp}}}$. Ici B_{exp} est le niveau de fond attendu et S_{exp} le signal attendu.

9.2.2 Efficacité et contamination de la sélection

L'efficacité de la sélection et la fraction de fond à chaque énergie sont présentées dans le tableau 9.4. Pour les plus faibles énergies dans le centre de masse, les événements radiatifs contribuent pour deux tiers du fond, le reste étant dominé par les événements $c\bar{c}$. Aux énergies plus élevées, les événements radiatifs, la production de $c\bar{c}$ et les processus à quatre fermions contaminent le signal à parts égales.

E_{cm} (GeV)	Efficacité (%)	Fond (%)
130	40.3 ± 1.0	12.1 ± 1.6
136	40.8 ± 1.0	10.0 ± 1.5
161	40.7 ± 1.5	10.8 ± 1.2
172	38.0 ± 1.4	10.6 ± 1.3
183	37.8 ± 0.9	9.6 ± 1.0
189	41.4 ± 0.4	17.8 ± 0.1

Tableau 9.4: *Efficacités de sélection et contamination (en pourcentage du nombre d'événements sélectionnés) pour les sections efficaces exclusives $b\bar{b}$.*

9.2.3 Evaluation de l'erreur systématique et résultats

L'incertitude systématique est dominée par l'efficacité du b -tagging. Cette efficacité dépend peu de l'énergie dans le centre de masse, puisque le b -tagging est basé sur des paramètres transverses, l'incertitude sur sa détermination peut donc être évaluée au pic du Z et extrapolée directement à haute énergie. En pratique, la fraction R_b d'événements $b\bar{b}$ est alors évaluée sur des données au pic du Z pour chaque année ; la différence entre la valeur me-

surée et la moyenne mondiale du rapport, connu très précisément, est prise comme erreur systématique.

Les incertitudes systématiques provenant des fonds, productions de $c\bar{c}$ et de quarks plus légers, sont peu importantes. En négligeant la dépendance en énergie des fractions de productions de quarks, ces erreurs sont déjà prises en compte lors de l'estimation de R_b au pic du Z.

Le nombre d'événements sélectionnés est indiqué dans le tableau 9.5, avec les valeurs mesurées et prédites de R_b . La figure 9.7 résume les mesures de R_b dans ALEPH en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

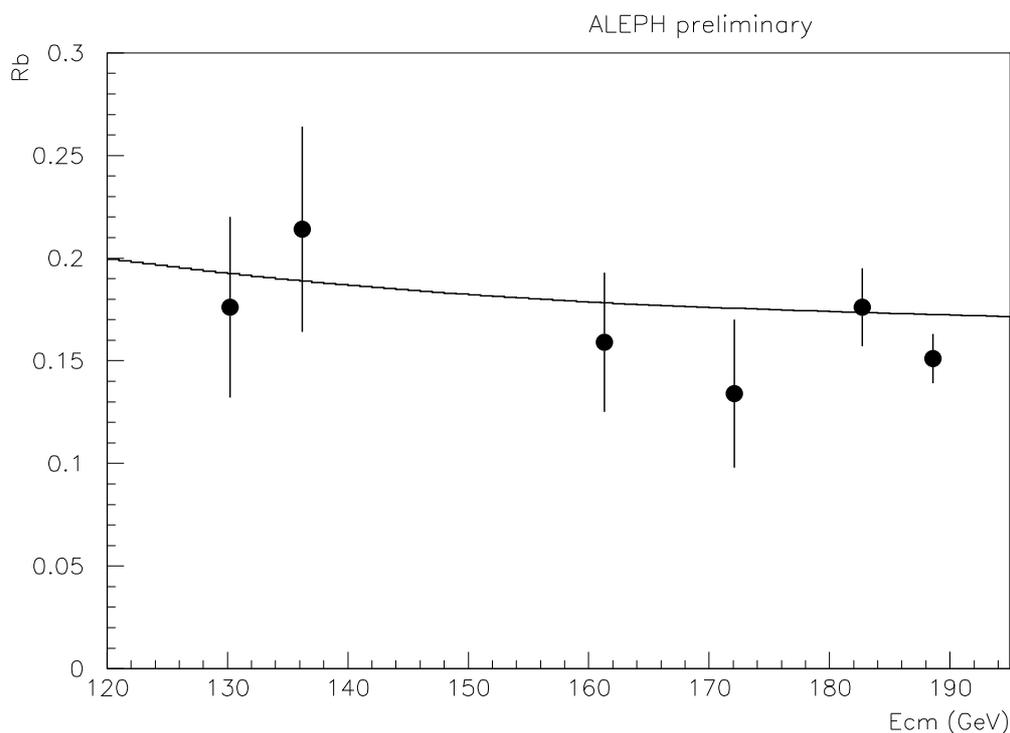


Figure 9.7: Valeurs mesurées du rapport R_b de 130 à 189 GeV, comparées aux prédictions du Modèle Standard.

9.3 Détermination de A_{FB}^q avec la charge des jets

Des contraintes sur les asymétries avant-arrière A_{FB}^q des événements $q\bar{q}$ sont obtenus à 183 et 189 GeV par une technique de charge de jet [17]. Deux mesures sont réalisées, l'une pour un lot enrichi en événements de type b et l'autre pour un lot appauvri en événements de type b. Cela permet de déterminer l'asymétrie des événements $b\bar{b}$.

E_{cm} (GeV)	Nb. Evéne.	R_b	Prédiction MS
130	19	$0.176 \pm 0.044 \pm 0.004$	0.190
136	20	$0.214 \pm 0.050 \pm 0.005$	0.186
161	24	$0.159 \pm 0.034 \pm 0.006$	0.175
172	16	$0.134 \pm 0.036 \pm 0.007$	0.173
183	91	$0.176 \pm 0.019 \pm 0.005$	0.171
189	260	$0.151 \pm 0.011^{+0.002}_{-0.004}$	0.170

Tableau 9.5: Valeurs de R_b avec les erreurs statistique et systématique mesurées pour $\sqrt{s'/s} > 0.9$ et $|\cos\theta| < 0.95$. Les prédictions du Modèle Standard sont indiquées, de même que le nombre d'événements sélectionnés avant soustraction des fonds.

L'analyse est basée sur les événements hadroniques vérifiant $\sqrt{s'/s} > 0.9$, sélectionnés selon la procédure décrite dans la section 9.1.1. Pour s'assurer que les événements traversent bien les détecteurs de traces, ils doivent vérifier de plus $|\cos\theta| < 0.9$. Les événements sont ensuite divisés en deux lots, selon qu'ils passent ou non les critères de durée de vie du b (section 9.2). Cela donne à 189 GeV un échantillon contenant 84 % d'événements $b\bar{b}$ et un échantillon dominé par les événements de quarks légers ou charmés.

Après avoir divisé chaque événement en deux jets, la charge de chaque jet Q_{jet} est déterminée, avec :

$$Q_{\text{jet}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{trace}}} p_{\parallel i}^{\kappa} Q_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{trace}}} p_{\parallel i}^{\kappa}} \quad (9.1)$$

Les sommations s'étendent à toutes les traces chargées du jet. $p_{\parallel i}$ et Q_i désignent respectivement la composante parallèle de l'impulsion de la trace et sa charge. Le paramètre κ est fixé à 0.3 afin de minimiser l'incertitude sur le résultat final. La différence moyenne de charge entre les jets avant et arrière $\langle Q_{\text{FB}} \rangle = \langle Q_{\text{jet}}^{\text{F}} \rangle - \langle Q_{\text{jet}}^{\text{B}} \rangle$ est estimée. Le tableau 9.6 contient la valeur de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ observée dans les données, à 183 et 189 GeV.

Les valeurs attendues de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ sont obtenues à partir des sections efficaces $\sigma_{q\bar{q}}$ et des asymétries A_{FB}^q . En notant ε_i l'efficacité de sélection des événements de type i , les prédictions sont :

$$\langle Q_{\text{FB}} \rangle = \frac{\sum_q \sigma_q \varepsilon_q A_{\text{FB}}^q \delta_q D_q + \sum_x \sigma_x \varepsilon_x \langle Q_{\text{FB}} \rangle_x}{\sum_q \sigma_q \varepsilon_q + \sum_x \sigma_x \varepsilon_x}, \quad (9.2)$$

La somme s'étend les saveurs de quarks q et les types de fonds x . Les paramètres $\delta_q = \langle Q_{\text{jet}}^q \rangle - \langle Q_{\text{jet}}^{\bar{q}} \rangle$ donnent la séparation moyenne de charge entre le jet contenant le quark et celui contenant l'anti-quark.

Dans le tableau 9.7 sont reportées les valeurs du paramètre δ_q pour chaque saveur ; elles sont obtenues à partir de simulation Monte-Carlo, avec des corrections additionnelles basées sur une étude précise au pic du Z [16]. Les paramètres δ_q varient en effet lentement avec

$\langle Q_{FB} \rangle$	Evenem. signés b	Evenem. signés anti-b
183 GeV		
Données	-0.029 ± 0.018	0.022 ± 0.007
Prévision du MS	-0.052	0.014
189 GeV		
Données	-0.023 ± 0.013	0.015 ± 0.005
Prévision du MS	-0.040	0.018

Tableau 9.6: Comparaison de l'asymétrie de charge des jets $\langle Q_{FB} \rangle$ dans les données avec les prédictions de l'équation 9.2 utilisant les valeurs du Modèle Standard de σ_q et A_{FB}^q . La contribution des événements signal et fond est également indiquée.

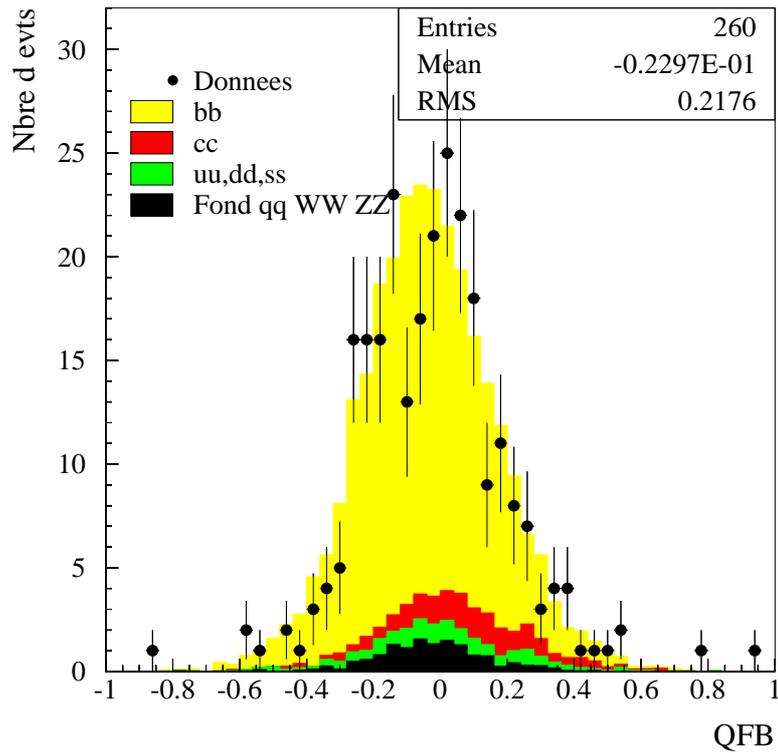


Figure 9.8: Contributions des diverses saveurs de quarks et des fonds à la distribution de l'asymétrie de charge Q_{FB} prédite (en grisé), comparée à celle mesurée dans les données $q\bar{q}$ à 183 GeV.

l'énergie dans le centre de masse et les corrections obtenues au pic du boson Z sont encore applicables à haute énergie. La correction la plus importante est celle sur δ_c , qui s'élève à 26 %; elle provient d'une simulation inadéquate des modes de désintégration des hadrons charmés. Il faut noter cependant que cela n'altère la valeur prédite de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ que de la moitié de l'erreur statistique sur les données. Les incertitudes systématiques sur δ_q peuvent alors être négligées étant donnée la luminosité accumulée à l'heure actuelle.

Enfin, les paramètres D_q (≈ 0.98) présents dans l'équation 9.2 donnent la dilution $\langle Q_{\text{FB}} \rangle_q = A_{\text{FB}}^q \delta_q D_q$ provenant de la légère dépendance angulaire de l'efficacité.

Energie (GeV)	δ_u	δ_d	δ_s	δ_c	δ_b
183	0.205	-0.130	-0.153	0.155	-0.108
189	0.156	-0.100	-0.120	0.120	-0.094

Tableau 9.7: Séparations moyenne de charge des jets pour chaque saveur de quarks.

Les valeurs prédites pour $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ à partir des valeurs du Modèle Standard de $\sigma_{q\bar{q}}$ et A_{FB}^q sont indiquées dans le tableau 9.6 à 183 et 189 GeV. Elles sont représentées avec les valeurs mesurées à 183 GeV sur la figure 9.8. L'accord entre les valeurs mesurées et prédites apparaît, à la fois pour l'échantillon enrichi en b que pour celui sans b.

En comparant les valeurs mesurées de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ dans chacun de ces deux lots avec les prédictions de l'équation 9.2, deux équations de contraintes indépendantes sont obtenues sur les valeurs possibles de $\sigma_{q\bar{q}}$ et de A_{FB}^q .

En supposant que les déviations par rapport au Modèle Standard sont petites, il est possible d'approximer chacune de ces deux contraintes par une équation linéaire. Si $\sigma_{q\bar{q}}$ et de A_{FB}^q diffèrent respectivement de $\Delta\sigma_{q\bar{q}}$ et ΔA_{FB}^q des prédictions du Modèle Standard, un développement de Taylor de l'équation 9.2 donne :

$$\langle Q_{\text{FB}} \rangle - \langle Q_{\text{FB}} \rangle_{\text{SM}} = \sum_q \frac{\partial \langle Q_{\text{FB}} \rangle}{\partial \sigma_q} \Delta\sigma_q + \frac{\partial \langle Q_{\text{FB}} \rangle}{\partial A_{\text{FB}}^q} \Delta A_{\text{FB}}^q . \quad (9.3)$$

Divisant cette équation par l'erreur sur la valeur mesurée de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ donne une équation de la forme

$$\gamma = \sum_q \alpha_q \Delta\sigma_q + \beta_q \Delta A_{\text{FB}}^q . \quad (9.4)$$

Cette équation, pour le lot enrichi en b et le lot appauvri en b, sont utilisées pour placer des limites sur la physique au-delà du Modèle Standard dans la partie suivante. Ici γ représente la différence entre les valeurs de $\langle Q_{\text{FB}} \rangle$ mesurée et prédite par le Modèle Standard, divisée par l'incertitude sur la mesure, de telle sorte que γ ait une incertitude de ± 1 . Les coefficients α_q et β_q de l'équation 9.4 peuvent être exprimés en termes de ε_i , δ_q , D_q et $\langle Q_{\text{FB}} \rangle_x$. Les valeurs de γ , α_q et β_q obtenues pour les échantillons enrichi et appauvri en événements $b\bar{b}$ sont indiquées dans le tableau 9.8. Les incertitudes sur α_q et β_q peuvent être négligées.

Echantillon	γ	α_u	α_d	α_s	α_c	α_b	β_u	β_d	β_s	β_c	β_b
183 GeV											
Signés b	1.3 ± 1.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.4	-5.4
Signés anti- b	1.2 ± 1.0	0.7	-0.6	-0.7	0.5	-0.2	6.6	-2.7	-3.4	5.1	-1.1
189 GeV											
Signés b	1.4 ± 1.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	-5.9
Signés anti- b	-0.6 ± 1.0	1.1	-1.0	-1.2	0.8	-0.4	10.9	-4.1	-5.0	8.5	-1.7

Tableau 9.8: Coefficients de l'équation de contrainte 9.4 pour les échantillons enrichi et appauvri en b . Les coefficients α sont exprimés en pb^{-1} .

L'équation obtenue pour l'échantillon enrichi en événements $b\bar{b}$ peut être interprétée comme une mesure de A_{FB}^b , puisque β_b domine les autres coefficients. Cela donne des valeurs mesurées de

$$\begin{aligned}
A_{FB}^b &= 0.33 \pm 0.19 \text{ (0.57)} \quad \text{pour } \sqrt{s} = 183 \text{ GeV} \\
A_{FB}^b &= 0.35 \pm 0.17 \text{ (0.57)} \quad \text{pour } \sqrt{s} = 189 \text{ GeV}
\end{aligned}$$

à comparer aux prédictions du Modèle Standard indiquées entre parenthèses.

9.4 Conclusion

L'ensemble des sections efficaces totales hadroniques présentées dans ce chapitre sont utilisées au chapitre 10 pour leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard. Elles interviennent, couplées aux mesures d'asymétries de charge, dans les chapitres 11 à 14 pour leur interprétation en termes de nouveaux phénomènes au-delà du Modèle Standard.

Chapitre 10

Comparaisons aux prédictions du Modèle Standard

10.1 Bilans des mesures di-fermioniques

Les résultats de sections efficaces et d'asymétries di-fermioniques présentés dans les chapitres précédents sont résumés dans les tableaux 10.1 (sections efficaces inclusives) et 10.2 (sections efficaces exclusives), et 10.3 (asymétries) à tous les points en énergie. Les erreurs indiquées avec chaque mesure sont respectivement les erreurs statistique et systématique.

Les valeurs prédites par le Modèle Standard sont également reportées dans chaque cas. Les incertitudes sur ces prédictions proviennent de l'erreur sur le spectre des photons émis pour les lots inclusifs, et pour les lots à haute énergie de l'incertitude sur la prise en compte de ordres supérieurs de l'interférence ISR/FSR non-inclus dans les programmes de prédictions utilisés (voir section suivante 10.2).

Ces valeurs sont représentées en fonction de l'énergie dans le centre de masse sur les figures 10.1 et 10.2 pour les sections efficaces et les asymétries respectivement.

Les résultats sont comparés aux prédictions du Modèle Standard, obtenues avec le programme Bhwide pour la production de di-électrons, et avec la version 5.0 du programme Zfitter pour les autres processus. Les prédictions de Zfitter sont calculées en prenant comme valeurs d'entrée $m_Z = 91.1867 \text{ GeV}/c^2$, $m_{top} = 174.1 \text{ GeV}/c^2$, $m_{Higgs} = 127.0 \text{ GeV}/c^2$, $\alpha_{em}(M_Z) = 1/128.896$ et $\alpha_s = 0.120$. Par ailleurs, les options du programme par défaut sont utilisées, exceptés :

- pour la prise en compte des diagrammes en boîte ;
- pour le calcul de α à l'échelle en énergie s' ;
- pour inclure l'interférence ISR-FSR ;
- la radiation dans l'état final pour les hadrons est traitée de manière simple comme indiqué dans la partie théorique et de manière complète pour les dileptons.

Coupure $\sqrt{s'/s}$	E_{cms} (GeV)	Type évene.	σ (pb)	Prédiction M.S. (pb)
0.1	130	$q\bar{q}$	$335.6 \pm 7.9 \pm 4.5$	327.0 ± 3.2
		$\mu^+\mu^-$	$22.5 \pm 2.2 \pm 0.5$	21.9 ± 0.10
		$\tau^+\tau^-$	$25.9 \pm 2.9 \pm 0.6$	21.9 ± 0.09
	136	$q\bar{q}$	$280.8 \pm 7.2 \pm 3.7$	269.8 ± 3.7
		$\mu^+\mu^-$	$20.4 \pm 2.1 \pm 0.5$	18.7 ± 0.13
		$\tau^+\tau^-$	$17.8 \pm 2.5 \pm 0.5$	18.6 ± 0.12
	161	$q\bar{q}$	$149.0 \pm 4.0 \pm 1.5$	147.6 ± 2.2
		$\mu^+\mu^-$	$12.2 \pm 1.2 \pm 0.3$	11.2 ± 0.08
		$\tau^+\tau^-$	$14.6 \pm 1.8 \pm 0.3$	11.2 ± 0.07
	172	$q\bar{q}$	$122.6 \pm 3.8 \pm 1.1$	122.8 ± 2.0
		$\mu^+\mu^-$	$8.8 \pm 1.1 \pm 0.2$	9.5 ± 0.08
		$\tau^+\tau^-$	$9.5 \pm 1.5 \pm 0.3$	9.5 ± 0.07
	183	$q\bar{q}$	$104.8 \pm 1.6 \pm 0.9$	104.4 ± 1.8
		$\mu^+\mu^-$	$8.8 \pm 0.5 \pm 0.2$	8.2 ± 0.07
		$\tau^+\tau^-$	$7.8 \pm 0.6 \pm 0.2$	8.2 ± 0.07
	189	$q\bar{q}$	$97.2 \pm 0.7 \pm 0.8$	96.3 ± 1.6
		$\mu^+\mu^-$	$7.6 \pm 0.2 \pm 0.2$	7.6 ± 0.07
		$\tau^+\tau^-$	$7.3 \pm 0.3 \pm 0.1$	7.6 ± 0.06

Tableau 10.1: *Sections efficaces inclusives mesurées avec les erreurs statistique et systématique pour les différents canaux fermioniques, de 130 à 189 GeV. Les prédictions du Modèle Standard sont également indiquées.*

Coupure $\sqrt{s'/s}$	E_{cms} (GeV)	Type évene.	σ (pb)	Prédiction M.S. (pb)
0.9	130	$q\bar{q}$	$71.6 \pm 3.8 \pm 1.1$	70.7 ± 0.8
		e^+e^- (1)	$191.3 \pm 6.2 \pm 1.6$	186.7 ± 5.6
		e^+e^- (2)	$41.1 \pm 2.8 \pm 0.7$	39.0 ± 1.2
		$\mu^+\mu^-$	$7.9 \pm 1.2 \pm 0.2$	7.0 ± 0.2
		$\tau^+\tau^-$	$10.9 \pm 1.8 \pm 0.4$	7.3 ± 0.2
	136	$q\bar{q}$	$58.8 \pm 3.5 \pm 0.9$	57.3 ± 0.6
		e^+e^- (1)	$162.2 \pm 5.6 \pm 2.3$	167.3 ± 5.0
		e^+e^- (2)	$29.5 \pm 2.4 \pm 0.6$	33.9 ± 1.0
		$\mu^+\mu^-$	$6.9 \pm 1.1 \pm 0.2$	6.1 ± 0.2
		$\tau^+\tau^-$	$5.6 \pm 1.3 \pm 0.2$	6.3 ± 0.18
	161	$q\bar{q}$	$29.9 \pm 1.8 \pm 0.4$	30.7 ± 0.3
		e^+e^- (1)	$119.7 \pm 3.7 \pm 1.6$	119.0 ± 3.6
		e^+e^- (2)	$25.6 \pm 1.7 \pm 0.4$	24.8 ± 0.7
		$\mu^+\mu^-$	$4.5 \pm 0.7 \pm 0.1$	3.9 ± 0.1
		$\tau^+\tau^-$	$5.7 \pm 0.9 \pm 0.2$	4.0 ± 0.11
	172	$q\bar{q}$	$26.4 \pm 1.7 \pm 0.4$	25.1 ± 0.3
		e^+e^- (1)	$107.8 \pm 3.5 \pm 1.3$	102.5 ± 3.1
		e^+e^- (2)	$23.0 \pm 1.6 \pm 0.4$	21.5 ± 0.6
		$\mu^+\mu^-$	$2.6 \pm 0.5 \pm 0.06$	3.3 ± 0.1
		$\tau^+\tau^-$	$3.3 \pm 0.7 \pm 0.09$	3.4 ± 0.09
	183	$q\bar{q}$	$21.7 \pm 0.7 \pm 0.23$	21.1 ± 0.3
		e^+e^- (1)	$90.9 \pm 1.4 \pm 0.9$	90.9 ± 2.7
		e^+e^- (2)	$19.0 \pm 0.6 \pm 0.29$	19.11 ± 0.6
		$\mu^+\mu^-$	$3.0 \pm 0.2 \pm 0.06$	2.89 ± 0.08
$\tau^+\tau^-$		$2.9 \pm 0.3 \pm 0.09$	2.98 ± 0.09	
189	$q\bar{q}$	$19.6 \pm 0.4 \pm 0.2$	19.3 ± 0.3	
	e^+e^- (1)	$84.1 \pm 0.7 \pm 0.7$	87.2 ± 2.6	
	e^+e^- (2)	$17.0 \pm 0.3 \pm 0.2$	17.8 ± 0.5	
	$\mu^+\mu^-$	$2.7 \pm 0.1 \pm 0.1$	2.7 ± 0.08	
	$\tau^+\tau^-$	$2.4 \pm 0.2 \pm 0.1$	2.8 ± 0.07	

Tableau 10.2: Sections efficaces exclusives mesurées avec les erreurs statistique et systématique pour les différents canaux fermioniques, de 130 à 189 GeV. Les prédictions du Modèle Standard sont également indiquées. Les résultats correspondent à l'intervalle angulaire restreint $|\cos\theta| < 0.95$. Pour le processus di-électrons, les résultats sont donnés pour (1) $-0.9 < \cos\theta^* < 0.9$ et (2) $-0.9 < \cos\theta^* < 0.7$.

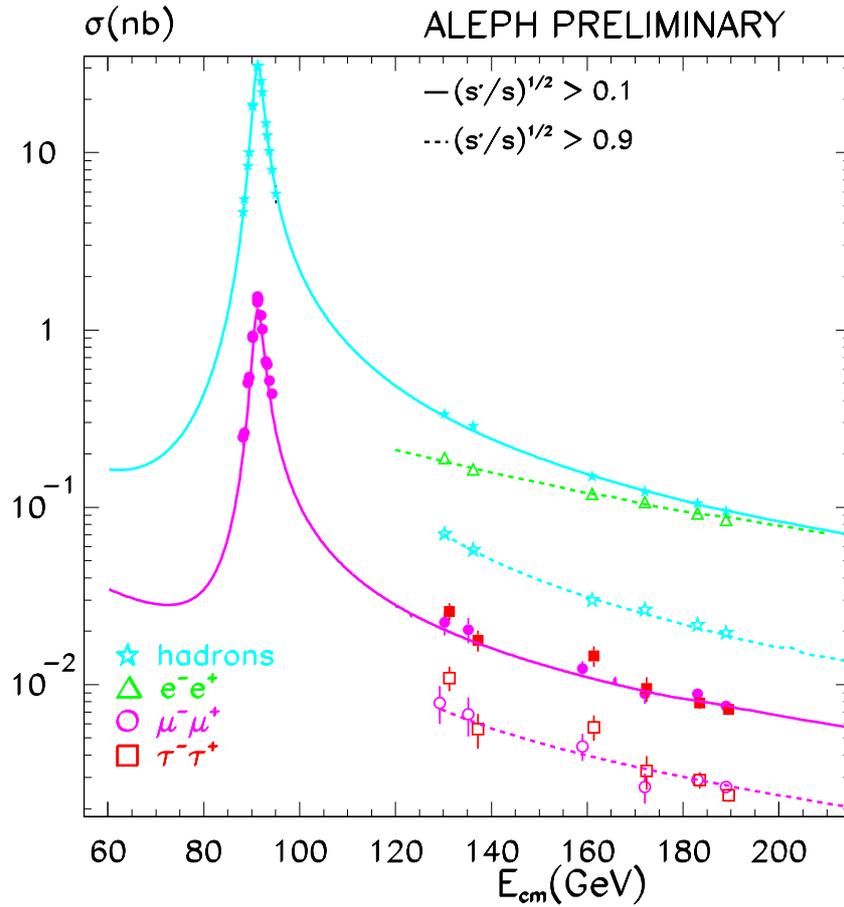


Figure 10.1: Sections efficaces de production de paires de fermions. Les valeurs mesurées à LEP1 au pic du Z par Aleph ont été ajoutées aux résultats obtenus ici de 130 à 189 GeV. Les courbes indiquent les prédictions du Modèle Standard, obtenues avec Bhwide pour le processus di-électrons et avec Zfitter pour les autres processus.

ALEPH PRELIMINARY

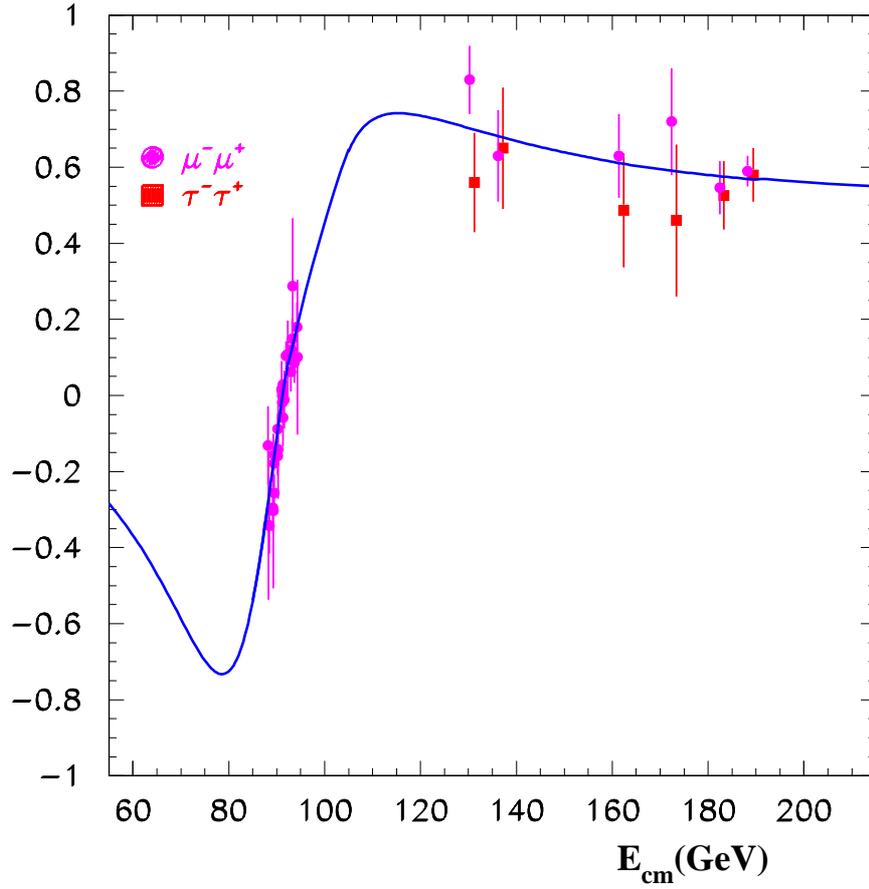


Figure 10.2: Asymétries avant-arrière mesurées pour la production de paires de muons et de taus. Les valeurs obtenues à LEP1 au pic du Z par Aleph ont été représentées en plus des résultats mesurés ici de 130 à 189 GeV.

E_{cms} (GeV)	Type de lepton	A_{FB}	Prédictions M.S.
130	$\mu^+\mu^-$	$0.83 \pm 0.08 \pm 0.03$	0.696 ± 0.013
	$\tau^+\tau^-$	$0.56 \pm 0.12 \pm 0.05$	0.695 ± 0.012
136	$\mu^+\mu^-$	$0.63 \pm 0.12 \pm 0.03$	0.676 ± 0.014
	$\tau^+\tau^-$	$0.65 \pm 0.15 \pm 0.04$	0.675 ± 0.013
161	$\mu^+\mu^-$	$0.63 \pm 0.11 \pm 0.03$	0.607 ± 0.018
	$\tau^+\tau^-$	$0.48 \pm 0.14 \pm 0.04$	0.606 ± 0.017
172	$\mu^+\mu^-$	$0.72 \pm 0.13 \pm 0.04$	0.591 ± 0.019
	$\tau^+\tau^-$	$0.44 \pm 0.20 \pm 0.04$	0.590 ± 0.018
183	$\mu^+\mu^-$	$0.54 \pm 0.06 \pm 0.03$	0.577 ± 0.019
	$\tau^+\tau^-$	$0.52 \pm 0.08 \pm 0.04$	0.577 ± 0.019
189	$\mu^+\mu^-$	$0.58 \pm 0.04 \pm 0.01$	0.571 ± 0.020
	$\tau^+\tau^-$	$0.57 \pm 0.05 \pm 0.04$	0.570 ± 0.019

Tableau 10.3: *Asymétries avant-arrière des leptons avec les erreurs statistique et systématique, calculées avec l'échantillon exclusif, dans l'intervalle angulaire $|\cos\theta| < 0.95$.*

Les sections efficaces exclusives et les asymétries sont données pour des fermions sortant contenus dans l'intervalle angulaire réduit $|\cos\theta| < 0.95$. Les résultats obtenus sont compatibles avec le Modèle Standard.

10.2 Erreur théorique : interférence entre ISR et FSR

Comme indiqué dans le chapitre 1, à LEP2, les termes d'interférence entre ISR et FSR ne sont plus négligeables devant le terme de Born comme à LEP1. De plus, cette interférence ISR/FSR n'est donnée qu'au premier ordre dans le programme de prédictions Zfitter ; les ordres supérieurs sont imparfaitement connus. Les figures 10.3 et 10.4 illustrent la contribution au premier ordre de l'interférence ISR/FSR aux sections efficaces de production $\mu^+\mu^-$ et $q\bar{q}$ en fonction de l'angle du μ^- ou du quark.

L'erreur théorique associée au terme d'interférence provient alors des ordres supérieurs non pris en compte. A LEP1, l'incertitude théorique était estimée à la moitié de la contribution au premier ordre. A LEP2, une incertitude systématique théorique a été ajoutée aux prédictions de Zfitter, égale à la contribution au premier ordre de l'interférence ISR/FSR.

Les valeurs de cette contribution en fonction du canal fermionique et de l'énergie dans le centre de masse sont résumées dans le tableau 10.4. La contribution de l'interférence diminue les sections efficaces totales hadroniques d'environ 2 % et déforment les distributions

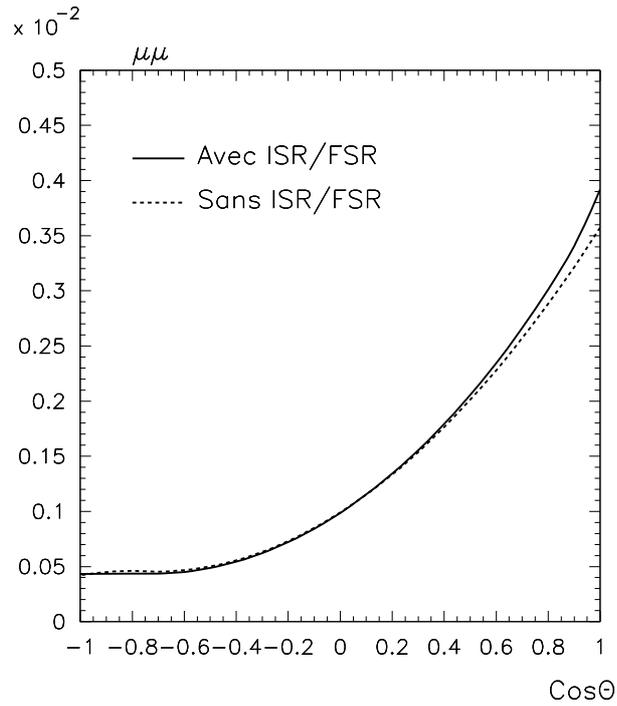


Figure 10.3: Section efficace de production $\mu^+\mu^-$ à 183 GeV obtenue avec le programme Zfitter, en fonction de l'angle du μ^- , avec et sans inclusion de l'interférence ISR/FSR au premier ordre.

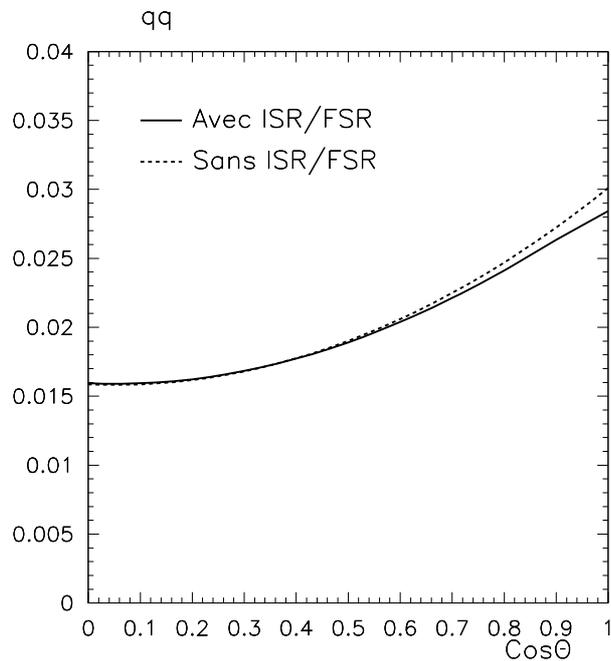


Figure 10.4: Section efficace de production $q\bar{q}$ à 183 GeV obtenue avec le programme Zfitter, en fonction de l'angle de l'anti-quark, avec et sans inclusion de l'interférence ISR/FSR au premier ordre.

Canal	$\sigma_{mes.}$ (pb)	Modèle Standard (pb)	$\delta\sigma_{MS}$ (pb)
130 GeV			
$q\bar{q}$	$71.6 \pm \pm 3.96$	70.7	-1.1
$\mu^+\mu^-$	$7.9 \pm \pm 1.24$	7.0	0.2
$\tau^+\tau^-$	$10.9 \pm \pm 1.84$	7.3	0.2
136 GeV			
$q\bar{q}$	$58.8 \pm \pm 3.61$	57.3	-0.98
$\mu^+\mu^-$	$6.9 \pm \pm 1.14$	6.1	0.2
$\tau^+\tau^-$	$5.6 \pm \pm 1.33$	6.3	0.18
161 GeV			
$q\bar{q}$	$29.94 \pm \pm 1.84$	30.7	-0.55
$\mu^+\mu^-$	$4.49 \pm \pm 0.69$	3.88	0.1
$\tau^+\tau^-$	$5.75 \pm \pm 1.01$	4.01	0.11
172 GeV			
$q\bar{q}$	$26.4 \pm \pm 1.75$	25.1	-0.47
$\mu^+\mu^-$	$2.64 \pm \pm 0.53$	3.32	0.1
$\tau^+\tau^-$	$3.26 \pm \pm 0.75$	3.43	0.09
183 GeV			
$q\bar{q}$	$21.71 \pm \pm 0.74$	21.1	-0.41
$\mu^+\mu^-$	$2.98 \pm \pm 0.25$	2.89	0.08
$\tau^+\tau^-$	$2.90 \pm \pm 0.30$	2.98	0.09
189 GeV			
$q\bar{q}$	$19.59 \pm \pm 0.46$	19.30	-0.37
$\mu^+\mu^-$	$2.66 \pm \pm 0.14$	2.69	0.08
$\tau^+\tau^-$	$2.39 \pm \pm 0.16$	2.78	0.07

Tableau 10.4: Sections efficaces des processus difermioniques mesurées et prédites par le programme Zfitter dans toute l'acceptance, en incluant l'interférence ISR/FSR. La valeur $\delta\sigma_{MS}$ correspond à la différence de section efficace prédite avec et sans interférence.

angulaires, l'effet attendu étant de l'ordre de 5 % pour $|\cos\theta| > 0.8$. De la même manière dans le cas des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, c'est une augmentation de 5 % qui est attendue. D'après une étude menée au pic du boson Z sur des paires de muons [18] (page 90), l'interférence ISR/FSR serait surestimée dans le programme Zfitter, des ordres supérieurs de signe différent semblant compenser une partie de l'effet dans les données.

Les erreurs statistiques actuelles, en particulier sur les mesures dileptoniques, ne permettent pas de mesurer l'ordre de grandeur de la contribution de l'interférence. Toutefois des progrès sont faits sur le plan théorique avec le nouveau Monte-Carlo KK2f de S. Jadach, B.F.L. Ward et Z. Was bientôt disponible et qui inclut les effets du deuxième ordre. De plus, avec la totalité de la statistique de LEP2 et des quatre expériences, une mesure expérimentale de cet effet peut être envisagée.

Bibliographie

- [1] THE OPAL COLLABORATION, “*Tests of the Standard Model and Constraints on New Physics from Measurements of Fermion-pair Production at 130-172 GeV at LEP*”, CERN-PPE/97-101.
- [2] D. BARDIN ET AL., CERN-TH 6443/92; Phys. Lett. B255 (1991) 290; Nucl. Phys. B351 (1991) 1; Z. Phys. C44 (1989) 493.
- [3] R. CLIFFT, J. LEFRANCOIS, E. LOCCI, H. MEINHARD AND P. NORTON, “*Cross-Sections and Asymmetries from 1991 Wide Angle Bhabhas*”, ALEPH 92-70.
- [4] G. CAPON AND C. CINABRO, “*Program Package QMUIDO, serves to identify muons within any ALPHA program*”.
- [5] Z. MAS AND S. JADACH, Phys. Rev. D41 (1990), 1425.
- [6] PARTICLE DATA GROUP, from R.M. BARNETT *et al.*, Phys. Rev. D54(1996), 1.
- [7] “ *π^0 finding routine QPI0DO*”, ALEPH 93-095.
- [8] “*Review of Particle Physics*”, Europ. Phys. Journal C3 (1998).
- [9] “*Study of Fermion pair Production in $e+e-$ Collisions at 130-183 GeV*”, ALEPH/98-021 CONF/98-011 (Winter Conferences 1998).
- [10] D. BARDIN *et al.*, CERN-TH/6443-92 (may 1992); Phys. Lett. B255 (1991), 290; Nucl. Phys. B351 (1991), 1; Z. Phys. C44 (1990), 493.
- [11] Z. MAS AND S. JADACH, Phys. Rev. D41 (1990), 1425.
- [12] “*Measurement of the cross-section and forward-backward asymmetry for the process $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$* ”, ALEPH/90-189.
- [13] D. BARDIN *et al.*, Phys. Lett. B344 (1995) 383.
- [14] ALEPH COLLABORATION, “*A measurement of R_b using a lifetime-mass tag*”, Phys. Lett. B401 (1997) 150.
- [15] 1998 Moriond electroweak conference, talk by N.J. Kjaer.
- [16] ALEPH COLLABORATION, “*Determination of $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ using jet charge measurements in hadronic Z decays*”, Z. Phys. C71 (1996) 357; “*Determination of A_{FB}^b using jet charge measurements in Z decays*”, Phys. Lett. B426 (1998) 217.

- [17] ALEPH COLLABORATION, “*Study of Fermion Pair Production in e^+e^- Collisions at 130–183 GeV*” (1999) (to be published in Euro. Phys. J. C).
- [18] F. TEUBERT, thèse “*Analysis of the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ at center-of-mass energies from 60 to 140 GeV with the Aleph detector at LEP*”, Université de Barcelone (décembre 1996).

Partie IV

Déviations aux sections efficaces
attendues : interprétations en termes
de nouvelle physique

Bien qu'aucune déviation importante n'ait été décelée entre les prédictions du Modèle Standard et les mesures effectuées à LEP1, LEP2 et Tevatron, ce modèle présente cependant quelques imperfections.

- Le secteur de Higgs du Modèle Standard présente un problème dit de “hiérarchie de jauge”. Les masses des scalaires élémentaires souffrent d'un problème d'instabilité. Ainsi les corrections en boucle à la masse du Higgs $m_{\mathcal{H}_{MS}}$ sont quadratiques en Λ , l'échelle au-delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. Si Λ est très élevée, de l'ordre de 10^{15} GeV ou plus, il est difficile de garder $m_{\mathcal{H}_{MS}} < 1$ TeV.
- Le Modèle Standard comporte vingt paramètres dont les valeurs ne sont pas prédites - la masse des quarks et des leptons, les trois angles et une phase de la matrice CKM, l'une des masses des bosons intermédiaires, les constantes de couplage α et $\sin \theta_W$, et la masse du boson de Higgs -. Il n'explique pas la structure en familles et il ne fournit pas de renseignement sur leur nombre.
- Si l'on compte le nombre de particules fondamentales, 24 fermions et leurs antiparticules, 12 bosons de jauge et le scalaire de Higgs, cela représente un total de 61 particules soit un grand nombre de particules “élémentaires”.

Ces arguments constituent des motivations suffisantes pour rechercher une théorie plus générale. Face à l'absence presque totale de déviations au Modèle Standard, une méthode consiste à identifier chaque problème “esthétique” du modèle et à proposer une solution. On doit ensuite chercher des conséquences expérimentales à ladite solution, c'est-à-dire des nouvelles particules et des nouvelles interactions. De nombreuses extensions ont été proposées, en deux voies de recherche : la voie unificatrice (supersymétrie) et la voie composite. L'une de leurs caractéristiques communes est de supposer que le Modèle Standard reste une excellente approximation à basse énergie, une autre caractéristique est l'existence d'une échelle d'énergie Λ de la nouvelle théorie, située entre les masses des bosons de jauge W^\pm et Z^0 et la masse de Planck.

Une question se pose alors : comment valider une nouvelle théorie caractérisée par une grande échelle d'énergie Λ en faisant des expériences à des énergies bien inférieures à Λ ? En partant du principe que le Modèle Standard est une bonne approximation à basse énergie de ces extensions, la nouvelle théorie peut être décrite aux énergies voisines de Λ par un Lagrangien L_{new} . Aux énergies bien inférieures à Λ , la nouvelle théorie peut causer des déviations par rapport au Modèle Standard seul et peut s'exprimer sous la forme d'un Lagrangien effectif L_{eff} qui décrit ces processus à basse énergie :

$$L_{eff} = L_{MS} + L_{PL} + L_{HD}$$

où

- Le lagrangien L_{PL} représente les interactions des particules légères autres que celles du Modèle Standard, de masses très inférieures à Λ . Elles peuvent correspondre à une génération additionnelle de fermions ou à des partenaires supersymétriques des particules du Modèle Standard.

- Le lagrangien L_{HD} contient des coefficients inversement proportionnels à des puissances de Λ . L_{HD} s'écrit de manière générale :

$$L_{HD} = \eta \frac{g^2}{\Lambda^{d-4}} (\phi \dots \phi)_d$$

η est le signe de l'interférence entre la nouvelle interaction et l'amplitude du Modèle Standard, g une constante de couplage sans dimension qui normalise l'interaction, et $(\phi \dots \phi)_d$ le produit de dimension d de champs effectifs décrivant les particules.

La mise en évidence d'un terme du type L_{PL} fournirait seulement une preuve d'une théorie au-delà du Modèle Standard, tandis que les déviations du type L_{HD} permettent de plus de mettre des limites supérieures sur les échelles Λ (compositivité...) ou sur des masses d'éventuelles nouvelles particules (sneutrinos, leptoquarks, bosons massifs supplémentaires).

Dans cette partie "Interprétations", les principales possibilités de nouvelle physique donnant lieu à des recherches indirectes sont présentées : les termes de contact à quatre fermions, et des théories d'unification impliquant de nouvelles particules lourdes se couplant aux quarks et aux leptons (leptoquarks) ou uniquement aux leptons (sneutrinos avec violation de la R-parité), ainsi que des bosons neutres massifs additionnels. Pour chaque modèle de nouvelle physique, la phénoménologie correspondante est présentée tout d'abord, avec les limites imposées à l'heure actuelle sur le modèle ; l'analyse des déviations des mesures di-fermioniques d'Aleph par rapport aux prédictions du Modèle Standard est ensuite détaillée et les interprétations dans le cadre de chaque extension exposées.

Chapitre 11

Termes de contact à quatre fermions

11.1 Phénoménologie

Une paramétrisation possible des effets d'extensions du Modèle Standard à des énergies Λ largement supérieures aux énergies atteintes à LEP2 est donnée par la prise en compte d'interactions de contact à quatre fermions en plus du Modèle Standard. Ces nouveaux phénomènes sont caractérisés par une constante de couplage g et par une échelle d'énergie Λ qui peut être interprétée comme la masse m_X de nouvelles particules échangées, trop lourdes pour se propager aux énergies où fonctionne le LEP ; les diagrammes d'échange se restreignent alors à un terme de contact, comme illustré sur la figure 11.1, et aux énergies de LEP cela se traduira par l'apparition de déviations dans les mesures par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Des interactions de contact sont attendues par exemple si les fermions sont composites, comme discuté ci-après.

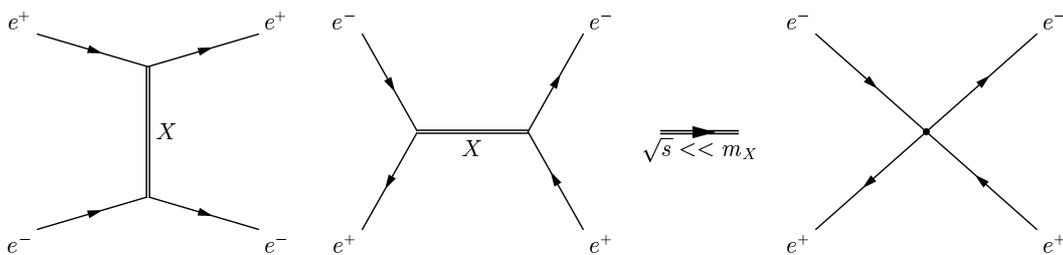


Figure 11.1: Le principe de l'interaction de contact pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

11.1.1 Les fermions composites

La prolifération des quarks et des leptons a mené à spéculer sur leur nature composite, états liés de constituants plus fondamentaux souvent nommés *préons*. Cela apporte une solution à un certain nombre de problèmes posés dans le cadre du Modèle Standard, comme le spectre des quarks et des leptons, mais aussi la génération des masses et le grand nombre de paramètres arbitraires du modèle. De nombreuses théories de sous-structure ont été proposées,

mais aucune ne s'est imposée. La principale difficulté tient à la conciliation de l'échelle des masses des particules connues avec l'échelle de la compositivité. Alors que la première varie du MeV à 175 GeV, la deuxième semble se situer au moins dans la région du TeV comme l'indique l'absence de signal expérimental de sous-structure. Pour le moment, aucun modèle satisfaisant n'a émergé.

Dans ce contexte de fermions composites, quand l'état initial et l'état final sont identiques, de nouveaux bosons virtuels X peuvent être échangés entre les sous-constituants. Des termes de contact, où les fermions sortants sont différents des fermions entrants, peuvent aussi exister si les fermions ont des sous-constituants en commun.

11.1.2 Les termes de contact à quatre fermions

Dans cette interaction de contact, la contribution du Modèle Standard reste inchangée, seule une nouvelle interaction effective lui est ajoutée. Dans ce cadre, un terme peut être ajouté au lagrangien effectif pour les interactions de contact, qui s'écrit en utilisant les notations introduites par Eichten, Lane et Peskin [2] :

$$\mathcal{L}^{\text{contact}} = \frac{g^2 \eta_{\text{sign}}}{(1 + \delta) \Lambda^2} \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij} [\bar{e}_i \gamma^\mu e_i] [\bar{f}_j \gamma_\mu f_j] \quad (11.1)$$

avec $\delta = 1$ pour $f = e$ et $\delta = 0$ sinon. Les interactions de contact sont caractérisées par l'échelle d'énergie Λ et par la constante de couplage g donnant la force de l'interaction. g est pris tel que $g^2 = 4\pi$ dans la suite. Les champs $e_{L,R}$ ($f_{L,R}$) sont les projections des spineurs d'électrons de chiralité gauche (Left) ou droite (Right). Les coefficients η_{ij} , qui prennent une valeur entre -1 et +1, indiquent la contribution relative des différentes combinaisons d'hélicité dans le lagrangien. Le signe de η_{sign} détermine si l'interférence du terme de contact avec l'amplitude du Modèle Standard est constructrice ou destructrice. Différents modèles ont été considérés pour interpréter les déviations du Modèle Standard, correspondant aux choix de η_{ij} et η_{sign} donnés dans la table 11.1.

En présence d'interactions de contact, la section efficace différentielle du processus $e^+ e^- \rightarrow f\bar{f}$, en fonction de l'angle polaire θ du fermion sortant par rapport au faisceau d'électrons, s'écrit à l'ordre le plus bas :

$$\begin{aligned} \frac{1}{F_c} \frac{4s}{\pi\alpha^2} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} &= [|\tilde{A}_{LR}^{ee}(t)|^2 + |\tilde{A}_{RL}^{ee}(t)|^2] \left(\frac{s}{t}\right)^2 \delta \\ &+ [|A_{LR}^{ef}(s)|^2 + |A_{RL}^{ef}(s)|^2] \left(\frac{t}{s}\right)^2 \\ &+ [|A_{LL}^{ef}(s)|^2 + |A_{RR}^{ef}(s)|^2] \left(\frac{u}{s}\right)^2 \end{aligned} \quad (11.2)$$

avec $t = -\frac{1}{2}s(1 - \cos \theta)$ et $u = -\frac{1}{2}s(1 + \cos \theta)$. Le facteur de couleur F_c est égal à 1 pour

Modèle	η_{sign}	η_{LL}	η_{RR}	η_{LR}	η_{RL}
LL^\pm	± 1	1	0	0	0
RR^\pm	± 1	0	1	0	0
LR^\pm	± 1	0	0	1	0
RL^\pm	± 1	0	0	0	1
AA^\pm	± 1	1	1	-1	-1
VV^\pm	± 1	1	1	1	1
$LL + RR^\pm$	± 1	1	1	0	0
$LR + RL^\pm$	± 1	0	0	1	1

Tableau 11.1: Différents modèles d'interaction de contact à quatre fermions.

l^+l^- et 3 pour $q\bar{q}$. Enfin les amplitudes d'hélicité sont :

$$\begin{aligned}\tilde{A}_{ij}^{ee}(t) &= Q_e^2 + g_i^e g_j^e \chi(t) + \eta_{ij} \frac{t}{\alpha} \frac{g^2 \eta_{sign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i \neq j) \\ A_{ij}^{ef}(s) &= Q_e Q_f + g_i^e g_j^f \chi(s) + \eta_{ij} \frac{s}{\alpha} \frac{g^2 \eta_{sign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i \neq j) \\ A_{ij}^{ef}(s) &= Q_e Q_f + g_i^e g_j^f \left[\chi(s) + \frac{s}{t} \chi(t) \delta \right] + \frac{s}{t} \delta \\ &\quad + (1 + \delta) \eta_{ij} \frac{s}{\alpha} \frac{g^2 \eta_{sign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i = j).\end{aligned}$$

Ici α est la constante de couplage électromagnétique. Les propagateurs du Z^0 dans les voies s et t sont respectivement :

$$\chi(s) = s / (s - M_Z^2 + is\Gamma_Z / M_Z),$$

$$\chi(t) = t / (t - M_Z^2).$$

Il est possible de constater d'après ces équations que les modèles LR et RL donnent des résultats identiques dans la production de paires de leptons, tandis que les résultats sont différents dans le cas d'un état final $q\bar{q}$. La formule de section efficace 11.2 peut être décomposée en trois parties :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \text{MS}^o(s, t) + C_2^o(s, t) \frac{g^2 \eta_{sign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} + C_4^o(s, t) \left(\frac{g^2 \eta_{sign}}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{\Lambda^4} \quad (11.3)$$

Le premier terme représente la section efficace du Modèle Standard. Le second terme en $1/\Lambda^2$ provient de l'interférence de l'interaction de contact avec l'amplitude du Modèle Standard, et le troisième terme en $1/\Lambda^4$ de l'amplitude de l'interaction de contact pure. Les coefficients $C_2^o(s, t)$ et $C_4^o(s, t)$ ont des dépendances différentes en s et t selon l'état final fermionique et le choix du modèle d'interaction de contact.

L'effet attendu des divers modèles d'interactions de contact sur les sections efficaces difermioniques est représenté sur les figures 11.2 et 11.3. La première figure représente la déviation

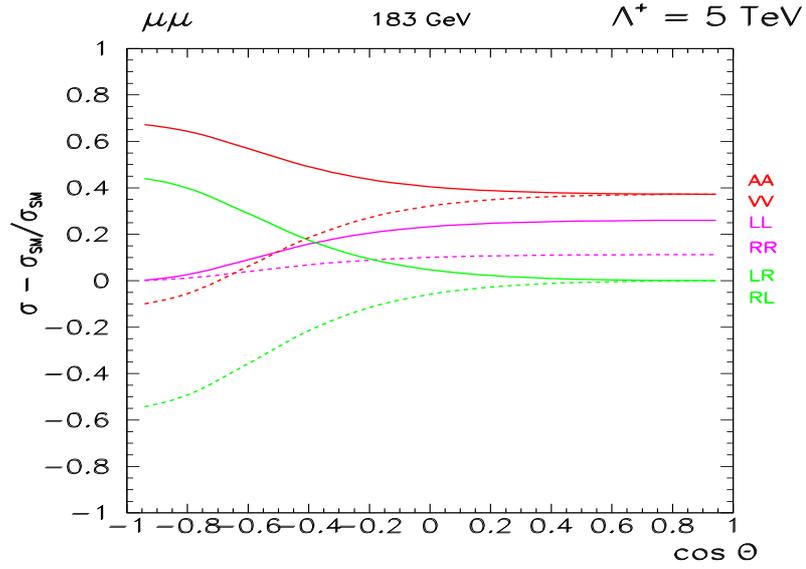


Figure 11.2: Déviations attendues de la section efficace différentielle de production de dimuons à 183 GeV en fonction de l'angle θ^* , avec ajout au Modèle Standard d'interactions de contact caractérisées par une échelle d'énergie $\Lambda = 5$ TeV.

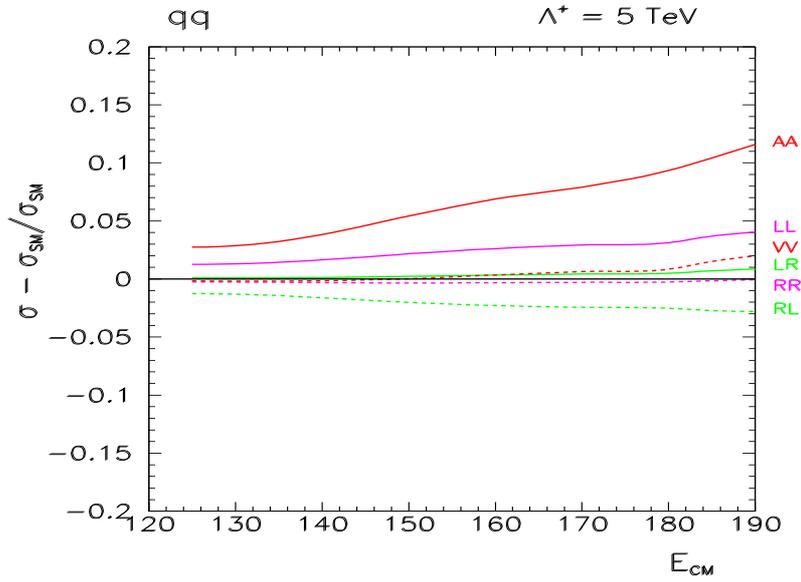


Figure 11.3: Déviations attendues de la section efficace totale $q\bar{q}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, avec ajout au Modèle Standard d'interactions de contact caractérisées par une échelle d'énergie $\Lambda = 5$ TeV.

relative de la section efficace différentielle de production des dimuons en fonction de l'angle θ du muon après l'ajout d'une interaction de contact ; cette section efficace est plus sensible aux modèles vecteur-vecteur et axial-axial, pour lesquels les déviations attendues sont les plus importantes. La seconde figure indique la déviation relative de la section efficace hadronique totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse ; ici les limites les plus sensibles seront obtenues pour le modèle axial-axial.

11.2 Limites sur les échelles d'énergie Λ dans ALEPH

L'équation 11.3 de la section efficace différentielle est paramétrisée sous la forme suivante, avec $\varepsilon = g^2 \eta_{\text{sign}} / (4\pi \Lambda^2)$:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = F_{\text{SM}}(s, t) \left[1 + \varepsilon \frac{F_{\text{IF}}^{\text{Born}}(s, t)}{F_{\text{SM}}^{\text{Born}}(s, t)} + \varepsilon^2 \frac{F_{\text{CI}}^{\text{Born}}(s, t)}{F_{\text{SM}}^{\text{Born}}(s, t)} \right] \quad (11.4)$$

Le terme F_{SM} est la section efficace du Modèle Standard calculée comme indiqué en section 10. Les contributions de l'interaction des termes de contact avec le Modèle Standard et des termes de contact purs sont dénotés $F_{\text{IF}}^{\text{Born}}$ et $F_{\text{CI}}^{\text{Born}}$ respectivement. Ils sont calculés dans l'approximation de Born améliorée. Comme aucun calcul d'ordre supérieur n'est disponible pour les interactions de contact, nous utilisons leurs rapports avec les prédictions de Born amélioré pour les sections efficaces du Modèle Standard.

Les prédictions de l'équation 11.4 sont ajustées aux mesures à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance. La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\varepsilon)$ est définie comme :

$$\mathcal{L}(\varepsilon') = \mathcal{L}_{\text{lept}}(\varepsilon') + \mathcal{L}_{\text{had}}(\varepsilon') + \mathcal{L}_{\text{afb}}(\varepsilon') \quad (11.5)$$

Elle se compose de trois termes détaillés ci-après, prenant en compte les mesures dileptoniques et les mesures de sections efficaces et d'asymétries hadroniques.

Pour les interactions de contact affectant les canaux dileptoniques, les sections efficaces différentielles exclusives sont utilisées dans l'intervalle angulaire $|\cos\theta^*| < 0.95$ pour les dimuons et les ditau, et $|\cos\theta^*| < 0.9$ pour les bhabhas (voir le résumé de ces résultats dans le chapitre 10). Ces mesures sont comparées aux prédictions à l'aide du premier terme de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_{\text{lept}}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{lept}} = & G(\alpha_{\text{corr}}^{\text{lept}}; 1) \prod_i G(\alpha_{(\text{ncorr})i}^{\text{lept}}; 1) \\ & \prod_k \mathcal{P} \left(N_{ik}^{\text{mes}}, \left[N_{ik}^{\text{pred}}(\varepsilon') + \alpha_{\text{corr}}^{\text{lept}} \Delta n_{ik}^{\text{corr}} + \alpha_{(\text{ncorr})i}^{\text{lept}} \Delta n_{ik}^{\text{ncorr}} \right] \right) \end{aligned} \quad (11.6)$$

Les indices i et k parcourent respectivement les points en énergie et les intervalles angulaires en $\cos\theta^*$.

La fonction \mathcal{P} donne la probabilité de Poisson d'observer N_{ik}^{mes} événements dans les données lorsque N_{ik}^{pred} sont attendus. Les erreurs systématiques sur le nombre d'événements attendus qui sont corrélées ou non entre les points en énergie sont représentés respectivement par

Δn^{corr} et Δn^{ncorr} . Ces incertitudes sont prises en compte à travers les paramètres α_{corr} et $\alpha_{(\text{ncorr})i}$; elles décrivent des distributions gaussiennes G de valeur centrale nulle et de largeur égale à une déviation standard. La déviation standard est évaluée à partir de la somme quadratique des erreurs (non-)corrélées entre années pour $\alpha_{(\text{n})\text{corr}}$. Ces paramètres sont ajustés en même temps que ε , afin d'obtenir le maximum de $\mathcal{L}_{\text{lept}}$.

Pour les événements hadroniques, les mesures exclusives des sections efficaces totales de 130 à 189 GeV sont utilisées, ainsi que les asymétries de charge des jets présentées à la section 9.3. Les mesures de sections efficaces sont prises en compte dans le terme 11.7 de la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L}_{\text{had}} = G(\alpha_{\text{corr}}^{\text{had}}; 1) \prod_i G(\alpha_{(\text{ncorr})i}^{\text{had}}; 1) \frac{[N_i^{\text{mes}} - \alpha_{\text{corr}}^{\text{had}} \Delta n_i^{\text{corr}} - N_i^{\text{pred}}(\varepsilon')]^2}{[\Delta n^{\text{stat}}]^2 + [\alpha_{(\text{ncorr})i}^{\text{had}} \Delta n_i^{\text{ncorr}}]^2} \quad (11.7)$$

L'indice i parcourt les points en énergie. Les erreurs sont traitées comme dans le cas des dileptons. Les asymétries sont comparées aux prédictions à travers le terme 11.8 de la fonction \mathcal{L} :

$$\mathcal{L}_{\text{afb}} = \prod_i \left[\gamma_i - \prod_j \alpha_{ij} (\sigma_{ij}^{\text{pred}}(\varepsilon') - \sigma_{ij}(MS)) - \prod_j \beta_{ij} (A_{ij}^{\text{FB}}(\varepsilon') - A_{ij}^{\text{FB}}(MS)) \right]^2 \quad (11.8)$$

Les indices i et j paourent respectivement les points en énergie et les saveurs de quarks. Les mesures et les coefficients γ , α et β sont définis dans l'équation 9.4 et leurs valeurs sont données dans le tableau 9.8 page 170. En supposant que les interactions de contact ont le même couplage à toutes les saveurs de quarks, les mesures d'asymétrie de charge des jets permettent d'améliorer les limites sur certains modèles jusqu'à 70 %, principalement à cause de leur sensibilité aux sections efficaces relatives des quarks de types up et down. En supposant par contre que les interactions de contact n'affectent que l'état final $b\bar{b}$, il est possible de contraindre fortement de tels modèles en utilisant les mesures de R_b de la section 9.2.

Les sections efficaces théoriques dépendant quadratiquement de ε , la fonction de vraisemblance peut donc avoir plusieurs maximum pour certains modèles. Cela est illustré sur les figure 11.4, 11.5 et 11.6, où les fonctions de vraisemblance obtenues à partir des mesures du processus $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ et $f\bar{f}$ de 130 à 189 GeV sont représentées en fonction du paramètre ε . Les limites (ε^+ et ε^-) sur ε à 68 % de niveau de confiance, indiquées en lignes discontinues sur les figures 11.4, 11.5 et 11.6, sont alors estimées telles que :

$$\int_{-\infty}^{\varepsilon^-} \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' = \int_{\varepsilon^+}^{\infty} \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' = 0.16 \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' , \quad (11.9)$$

Pour chaque valeur de ε' , les paramètres d'incertitudes α_{corr} et $\alpha_{(\text{ncorr})i}$ présents dans l'équation 11.6 sont choisis pour maximiser la vraisemblance.

Les limites à 95 % de niveau de confiance sur ε_{95}^{\pm} sont calculées comme suit :

$$\int_0^{\varepsilon_{95}^+} \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' = 0.95 \int_0^{\infty} \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' , \quad \int_{\varepsilon_{95}^-}^0 \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' = 0.95 \int_{-\infty}^0 \mathcal{L}(\varepsilon') d\varepsilon' \quad (11.10)$$

Processus $\mu^+ \mu^-$

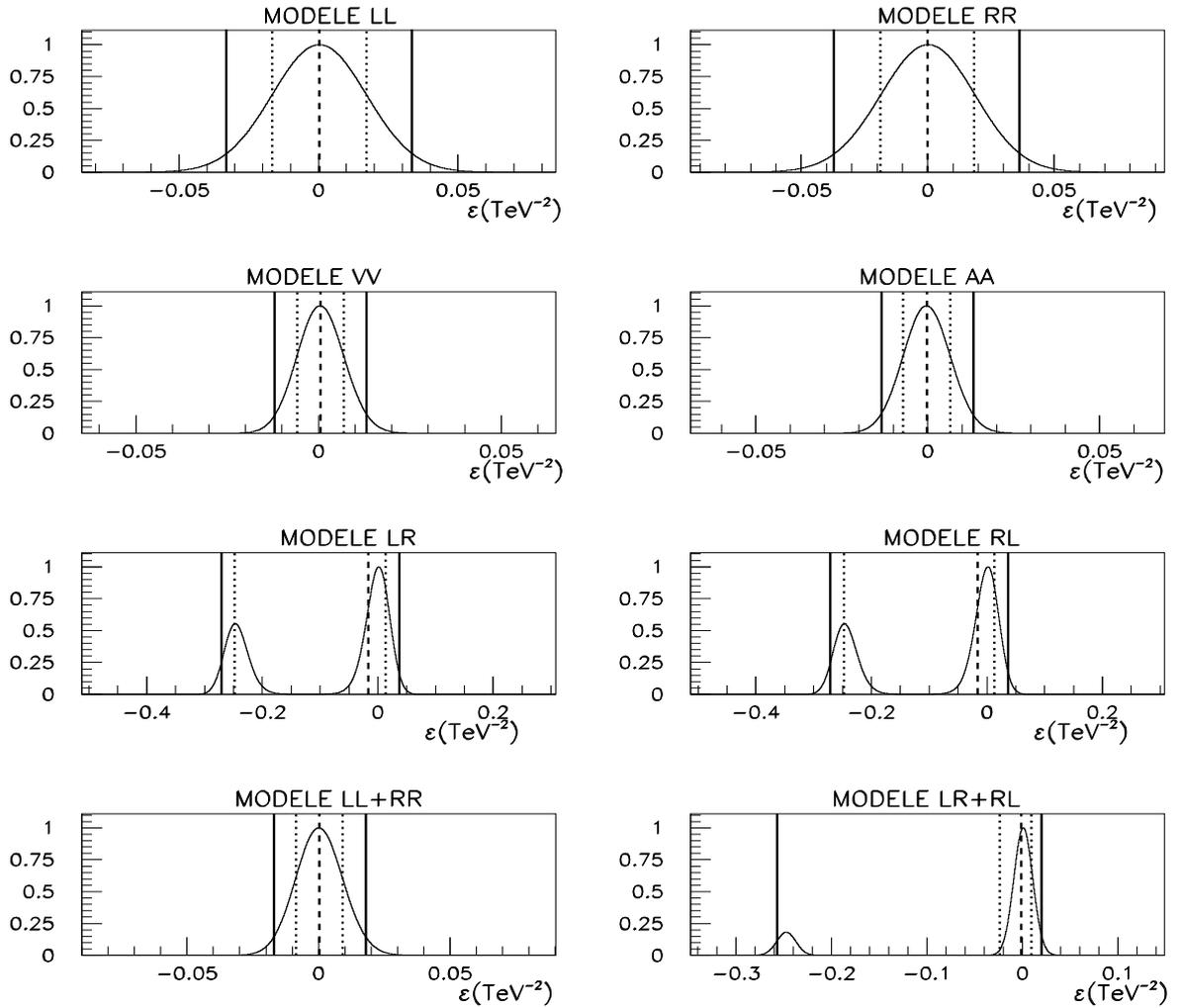


Figure 11.4: Fonctions de vraisemblance obtenues à partir des sections efficaces différentielles dimuoniques, en fonction de ε . Les lignes pointillées représentent les limites sur ε à 68 % de niveau de confiance, celles en trait plein à 95 % de niveau de confiance, et les tirets la valeur centrale de ε .

Processus q q

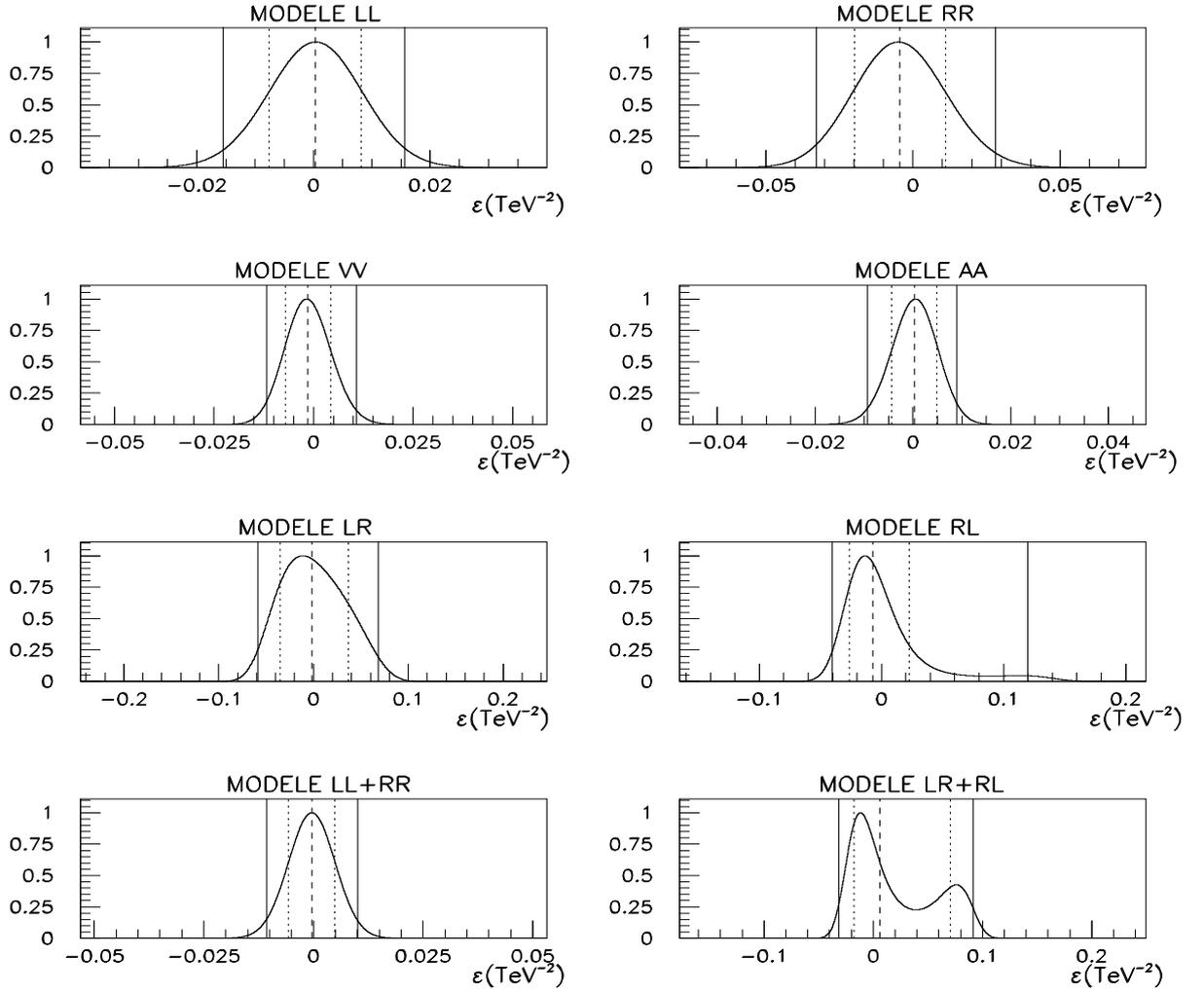


Figure 11.5: *Fonctions de vraisemblance obtenues à partir des sections efficaces totales hadroniques, en fonction de ε . Les lignes pointillées représentent les limites sur ε à 68 % de niveau de confiance, celles en trait plein à 95 % de niveau de confiance, et les tirets la valeur centrale de ε .*

Processus f f

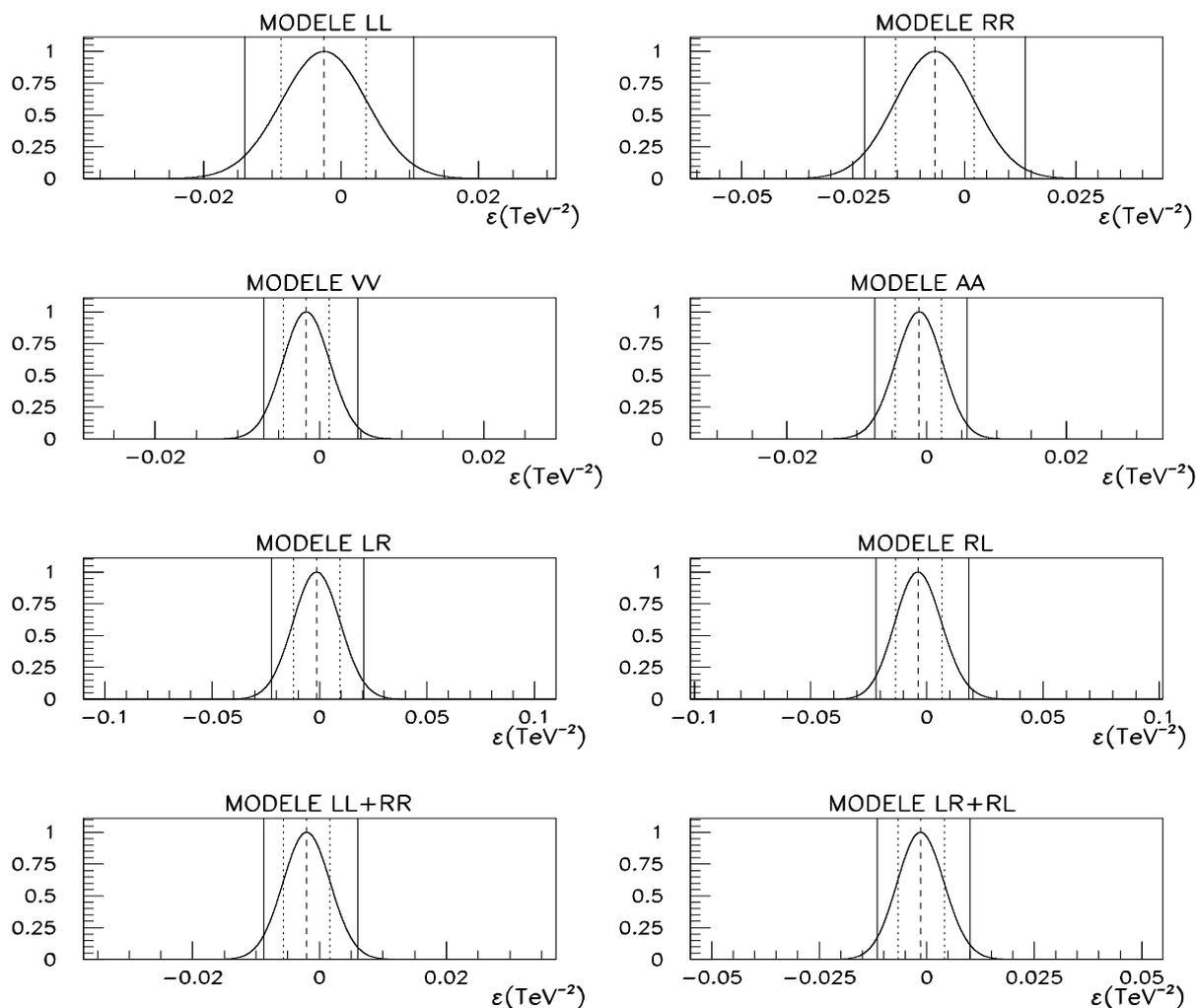


Figure 11.6: *Fonctions de vraisemblance obtenues à partir des mesures difermioniques de 130 à 189 GeV, en fonction de ε . Les lignes pointillées représentent les limites sur ε à 68 % de niveau de confiance, celles en trait plein à 95 % de niveau de confiance, et les tirets la valeur centrale de ε .*

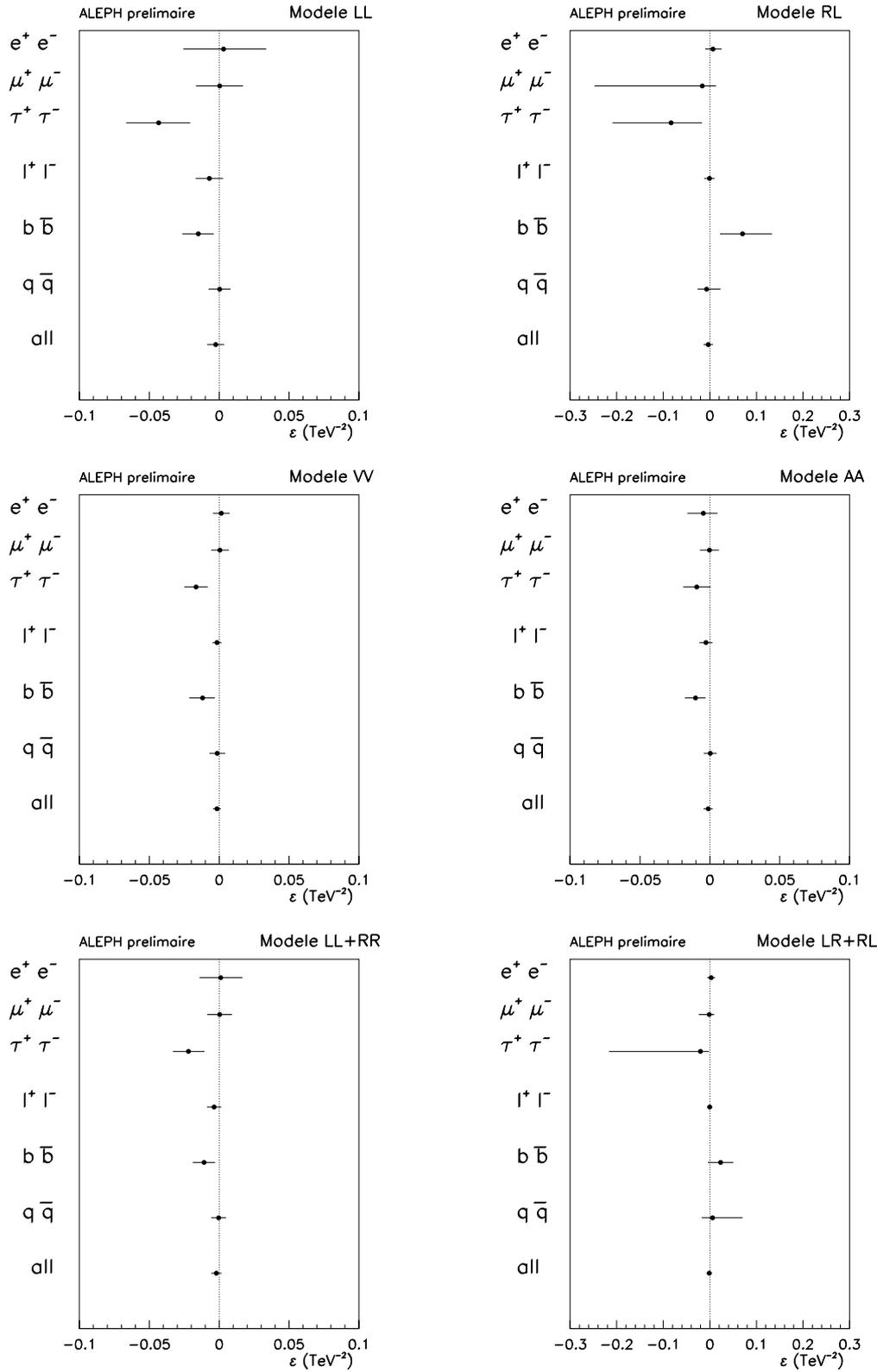


Figure 11.7: Limites à 68 % de niveau de confiance sur le paramètre ϵ obtenues à partir des mesures di-fermioniques d'Aleph de 130 à 189 GeV. Les limites sont indiquées pour les six modèles de contact à quatre fermions donnant les contraintes les plus sévères.

Bien que le paramètre ε décrive complètement le contenu physique, les limites sur l'échelle d'énergie Λ sont également extraites, toujours en posant $g^2 = 4\pi$:

$$\Lambda^\pm = 1 / \sqrt{|\varepsilon_{95}^\pm|} \quad (11.11)$$

Les limites obtenues sur ε et sur l'échelle d'énergie Λ sont présentées dans le tableau 11.2 pour les interactions de contact affectant la production de dileptons, dans les données prises de 130 à 189 GeV ; le tableau 11.3 donne les résultats obtenus pour les interactions de contact affectant à la fois les états finaux hadroniques et dileptoniques. Deux ensembles de limites Λ^+ et Λ^- sont données pour l'échelle d'énergie ; elles correspondent aux valeurs positives et négatives de ε , et reflètent les deux signes possibles de η_{ij} dans l'équation 11.1.

Ces résultats sont en accord avec le Modèle Standard. Pour vérifier qu'aucune déviation significative n'est observée, les limites attendues sont dérivées, les données étant remplacées par une série d'expériences Monte-Carlo basées les prédictions du Modèle Standard à haute énergie. Ces dernières sont obtenues là encore avec le programme Bhwide pour le processus Bhabhas et avec Zfitter pour les autres processus difermioniques (voir le chapitre 10). 50 échantillons de mesures dileptoniques et hadroniques sont ensuite construits en tenant compte des erreurs corrélées, non-corrélées, statistiques et théoriques. Dans le cas des dileptons, le nombre d'événements attendus par intervalle de $\cos\theta^*$ dans chaque échantillon est évalué de la manière suivante :

$$N_{ik}^{\text{exp}} = \mathcal{G}(N_{ik}^{MS}, \Delta n_{ik}^{\text{stat}}) + \mathcal{G}(0, \Delta n_i^{\text{ncorr}}) + \mathcal{G}(0, \Delta n^{\text{corr}}) \quad (11.12)$$

où les indices i et k représentent respectivement les énergies dans le centre de masse et les intervalles en $\cos\theta^*$. Les erreurs sont supposées de forme gaussienne, notée \mathcal{G} (*moyenne, largeur*) ci-dessus. Dans le cas des mesures hadroniques, l'indice k disparaît puis seules les sections efficaces exclusives totales sont utilisées à chaque énergie.

Les limites sur ε , donc sur l'échelle d'énergie, obtenues à partir de ces échantillons, dérivées en utilisant une fonction de vraisemblance de la même manière que dans le cas des données, sont supposées suivre des distributions gaussiennes. Les valeurs moyennes attendues des limites sur ε à 95 % de niveau de confiance sont indiquées sous forme de cadres sur les figures 11.8 et 11.9 à partir des échantillons dileptoniques et hadroniques respectivement. Les limites obtenues à partir des mesures sont représentées sous forme de segments. Deux conclusions sortent de cette étude : tout d'abord, les limites qu'il est possible de mettre à l'heure actuelle avec les données d'une expérience de LEP2 sur les échelles d'énergie Λ sont comprises entre 6 TeV et 15 TeV. Les limites extraites de cette analyse sont en accord avec la sensibilité prédite pour la luminosité actuelle dans le cas de la seule contribution du Modèle Standard.

11.3 Autres limites actuelles sur Λ

Les résultats obtenus sont compétitifs avec d'autres analyses réalisées de manière analogue dans les autres expériences de LEP, OPAL [3] et L3 [4], à Tevatron [5] et à HERA [6].

Modèle	$[\varepsilon^-, \varepsilon^+]$ (TeV ⁻²)	Λ^- (TeV)	Λ^+ (TeV)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$			
LL	$[-0.026, +0.034]$	4.4	3.9
RR	$[-0.026, +0.035]$	4.3	3.8
VV	$[-0.005, +0.007]$	9.6	8.8
AA	$[-0.016, +0.005]$	6.1	7.8
LR	$[-0.010, +0.025]$	6.0	4.9
LL+RR	$[-0.014, +0.017]$	5.9	5.6
LR+RL	$[-0.006, +0.011]$	8.3	7.3
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$			
LL	$[-0.017, +0.017]$	5.5	5.5
RR	$[-0.019, +0.018]$	5.2	5.2
VV	$[-0.006, +0.007]$	9.1	8.7
AA	$[-0.007, +0.007]$	8.6	8.7
LR	$[-0.248, +0.013]$	1.9	5.2
LL+RR	$[-0.008, +0.009]$	7.7	7.5
LR+RL	$[-0.024, +0.010]$	2.0	7.0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$			
LL	$[-0.067, -0.021]$	3.5	6.4
RR	$[-0.076, -0.023]$	3.3	6.1
VV	$[-0.025, -0.008]$	5.7	10.3
AA	$[-0.019, -0.000]$	6.2	8.3
LR	$[-0.209, -0.017]$	2.0	5.1
LL+RR	$[-0.033, -0.011]$	5.0	8.7
LR+RL	$[-0.217, -0.002]$	2.0	6.9
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-$			
LL	$[-0.017, +0.003]$	6.3	8.1
RR	$[-0.018, +0.003]$	6.1	7.8
VV	$[-0.005, +0.002]$	11.5	13.5
AA	$[-0.007, +0.002]$	9.4	11.5
LR	$[-0.012, +0.010]$	6.6	6.8
LL+RR	$[-0.009, +0.002]$	8.8	11.1
LR+RL	$[-0.006, +0.005]$	9.4	9.6

Tableau 11.2: *Limites obtenues sur les interactions de contact ayant un couplage avec les états finaux dileptoniques. Les résultats sont donnés à 68 % de niveau de confiance pour ε , et à 95 % de niveau de confiance pour Λ . Les limites présentées pour l^+l^- supposent l'universalité des leptons.*

Modèle	$[\varepsilon^-, \varepsilon^+]$ (TeV ⁻²)	Λ^- (TeV)	Λ^+ (TeV)
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$			
LL	$[-0.026, -0.003]$	5.4	8.5
RR	$[-0.174, -0.030]$	2.2	5.8
VV	$[-0.021, -0.003]$	5.9	9.7
AA	$[-0.018, -0.003]$	6.6	10.8
LR	$[-0.081, 0.000]$	3.1	4.7
RL	$[+0.022, +0.134]$	5.8	2.5
LL+RR	$[-0.019, -0.002]$	6.4	10.0
LR+RL	$[-0.005, +0.050]$	5.4	3.8
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$			
LL	$[-0.008, +0.008]$	7.8	8.1
RR	$[-0.015, +0.015]$	5.5	6.1
VV	$[-0.006, +0.006]$	8.8	9.9
AA	$[-0.004, +0.005]$	10.3	10.5
LR	$[-0.032, +0.048]$	4.1	3.6
RL	$[-0.018, +0.015]$	4.5	3.5
LL+RR	$[-0.005, +0.005]$	9.5	10.1
LR+RL	$[-0.056, +0.054]$	5.3	3.1
$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$			
LL	$[+0.003, +0.015]$	11.4	7.2
RR	$[-0.003, +0.015]$	8.4	6.8
VV	$[-0.001, +0.005]$	14.9	12.0
AA	$[+0.001, +0.008]$	15.2	10.1
LR	$[-0.020, +0.001]$	5.9	7.8
RL	$[-0.012, +0.009]$	6.9	7.1
LL+RR	$[+0.001, +0.008]$	14.2	9.7
LR+RL	$[-0.008, +0.003]$	9.0	10.4

Tableau 11.3: *Limites sur les interactions de contact se couplant aux états finaux hadroniques et dileptoniques. Les résultats sont donnés à 68 % de niveau de confiance pour ε , et à 95 % de niveau de confiance pour Λ . Les limites présentées pour $f\bar{f}$ supposent que les interactions de contact ont le même couplage avec tous les types de fermions.*

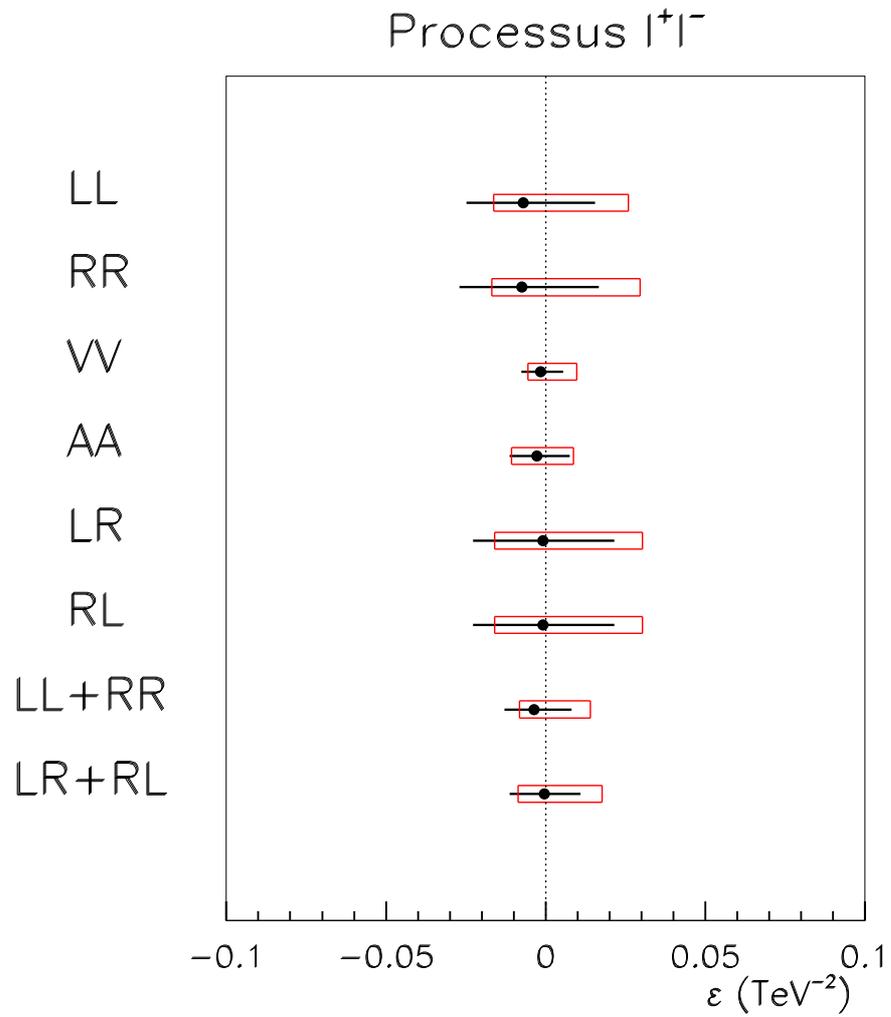


Figure 11.8: *Limites attendues sur ϵ à 95 % de niveau de confiance pour une expérience de LEP2, étant donnée la luminosité accumulée aux divers points en énergie (cadres) comparées aux limites venant des mesures dileptoniques d'Aleph (segments).*

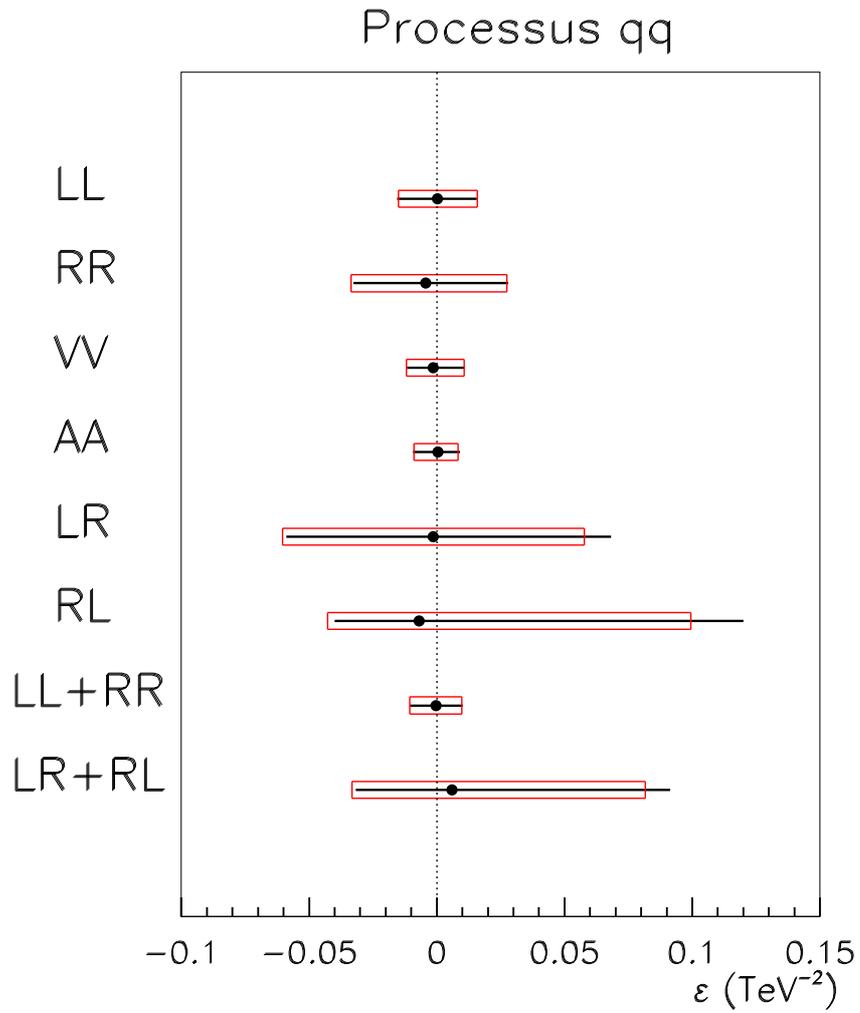


Figure 11.9: *Limites attendues sur ε à 95 % de niveau de confiance pour une expérience de LEP2, étant donnée la luminosité accumulée aux divers points en énergie (cadres) comparées aux limites venant des mesures $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ d'Aleph (segments).*

Certaines limites sont données dans le tableau 11.4. Elles ont été obtenues par la méthode d'interactions de contact exposée ci-avant, en fixant conventionnellement la constante de couplage $g = \sqrt{4\pi}$ [1]; les limites ne sont indiquées que pour l'échelle Λ_{LL}^\pm , à 95 % de niveau de confiance. Les limites de CDF pour $\Lambda(llqq)$ sont basées sur des distributions en masse l^+l^- dans la réaction $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-X$. Celles de H1 pour $\Lambda(eeqq)$ proviennent d'études des déviations des sections efficaces différentielles $d\sigma/dQ^2$ du processus $e^+p \rightarrow e^+$ hadrons.

Cependant, les modèles d'interactions de contact du type $e^+e^-u\bar{u}$ et $e^+e^-d\bar{d}$ qui violent la parité (LL, RR, LR et RL) ont déjà été contraints fortement par des expériences de physique atomique sur la violation de la parité; leur limite sont de l'ordre de 15 TeV [7].

Les limites obtenues à LEP dans le cas des couplages purement leptoniques ou ceux utilisant seulement les quarks b sont d'un intérêt particulier puisqu'ils sont inaccessibles aux collisionneurs $p\bar{p}$ ou ep .

Type d'inter.	Λ_{LL}^+ (TeV)	Λ_{LL}^- (TeV)	Collaboration	Commentaire
$\Lambda(eeee)$	> 2.4	> 2.2 > 3.6	OPAL Kroha	$E_{cm} = 130-136, 161$ GeV PEP+PETRA+TRISTAN
$\Lambda(ee\mu\mu)$	> 2.4 > 2.6	> 2.9 > 1.9	OPAL ALEPH	$E_{cm} = 130-136, 161$ GeV LEP1+PEP/PETRA/TRISTAN
$\Lambda(ee\tau\tau)$	> 1.9	> 3.0	OPAL	$E_{cm} = 130-136, 161$ GeV
$\Lambda(llll)$ (lepton univ.)	> 2.7 > 3.5	> 3.8 > 2.8	OPAL ALEPH	$E_{cm} = 130-136, 161$ GeV LEP1+PEP/PETRA/TRISTAN
$\Lambda(eeqq)$	> 2.5 > 3.1 > 2.4	> 3.7 > 2.9 > 1.2	CDF OPAL H1	(eeqq) - $E_{cm} = 1.8$ TeV (eebb) - Rb à 133 et 161 GeV $\sigma(e^+p \rightarrow e^+$ hadrons)
$\Lambda(\mu\mu qq)$	> 2.5	> 3.7	CDF	($\mu\mu qq$) - $E_{cm} = 1.8$ TeV

Tableau 11.4: Les limites sur les échelles Λ^\pm des leptons et quarks composites, dans le cadre des interactions de contact à quatre fermions. Elles sont données à 95 % de niveau de confiance[1, 6].

Chapitre 12

Les leptoquarks

D'après la nomenclature des particules élémentaires décrite en tout début de partie "Théorie", il apparaît que, dans le modèle standard, un groupe de symétrie tel $SU(2) \times U(1)$ appliqué aux membres de la partie hadronique peut aussi être appliqué de la même manière à la partie leptonique; en effet, pour une famille donnée, le nombre d'espèces de quarks est égal au nombre d'espèces de leptons. Cela peut impliquer l'existence d'un couplage entre les quarks et les leptons, et par conséquent d'une particule médiatrice qui couplerait les particules d'un secteur à l'autre.

Ce type de particule médiatrice, nommée leptoquark, a comme caractéristique d'avoir à la fois un nombre leptonique et une couleur. Des leptoquarks apparaissent dans divers modèles d'extension du Modèle Standard. Ils sont vus comme des états liés de leptons et de quarks dans quelques modèles basés sur le groupe de symétrie $SU(4)$. Ils sont également présents dans des modèles basés sur la symétrie $SU(5)$, dans des groupes de grande unification, ainsi que dans des modèles de supercordes comme particules hybrides [10]. Dans les théories supersymétriques (voir chapitre suivant), des squarks se couplent à des paires lepton-quark si la R-symétrie est brisée. Dans la suite, les leptoquarks et les squarks des scénarios de brisure de R-parité seront notés \mathcal{LQ} .

12.1 Classification des leptoquarks

Les leptoquarks peuvent être caractérisés en fonction de leurs nombres quantiques, comme leur spin égal à 0, 1 ou 2, leur charge électrique valant $-4/3$, $-1/3$, $2/3$ ou $5/3$, leur isospin de 0, $1/2$ ou 1, leur nombre leptonique $L = \pm 1$ et leur nombre baryonique $B = \pm 1/3$. Une classification générale de ces nouveaux états, basée sur les valeurs de ces nombres quantiques, est présentée dans la référence [8]. Dans la plupart des études réalisées à l'heure actuelle, certaines conditions sont imposées.

- Les couplages des leptoquarks aux paires de lepton-quark sont supposés conserver les nombres leptonique et baryonique pour éviter la désintégration rapide du proton. Ils doivent de plus conserver la chiralité pour préserver la suppression d'hélicité dans les désintégrations leptoniques du pion.

- Des leptoquarks avec des couplages universels à tous les leptons donnent naissance à des courants neutres avec changement de saveur (ou FCNC), non-observés à ce jour. Cela peut être envisagé, cependant une étude sur la possibilité d'éventuels courants neutres avec changement de saveur par les leptoquarks [9] montre que cela donne des limites plus faibles. Ainsi, la plupart des limites les plus fortes peuvent être atteintes en imposant qu'un leptoquark donné ne se couple qu'à une génération de fermions. Cela signifie par exemple qu'un leptoquark de première génération ne peut se coupler qu'aux électrons, aux neutrinos électroniques, ainsi qu'aux quarks u et d .
- Finalement, les couplages sont pris sans dimension et toutes les interactions sont supposées vérifier la symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ du modèle standard.

Les états permis peuvent alors être classés selon leur spin (scalaire ou vecteur), leur isospin faible et leur nombre fermionique $F = 3B + L$, comme résumé dans le tableau 12.1. Les leptoquarks ayant un nombre fermionique de (-2) se couplent à lq , tandis que ceux ayant un nombre fermionique de (0) ont des couplages $l\bar{q}$. Les couplages sont notés g_L ou g_R , où L, R font référence à la chiralité du lepton. Certains états comme $S_o, S_{1/2}, V_o$ et $V_{1/2}$ peuvent avoir des couplages gauche et droit en même temps ; le produit des deux couplages étant cependant fortement contraint par des désintégrations rares, seul un des couplages sera supposé non-nul.

12.2 Recherche indirecte de leptoquarks dans Aleph

12.2.1 Echange de leptoquarks à LEP

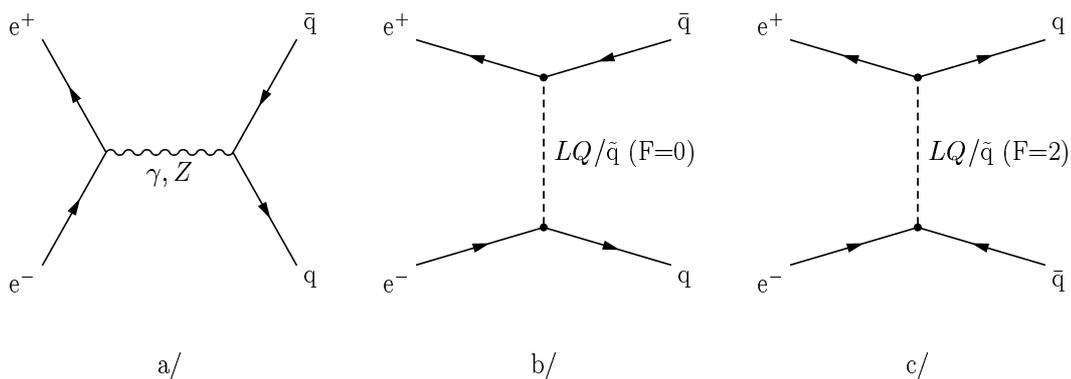


Figure 12.1: Les diagrammes de Feynman pour $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ incluant l'échange de leptoquarks et de squarks des théories supersymétriques avec violation de la R -parité.

Leptoquarks		$3B + L$	$SU(3)_C$	Charge Q	Désint.	Couplage
S_o	\tilde{d}_R	-2	$\bar{3}$	-1/3	$e_L u$	g_L
					$\nu_L d$	$-g_L$
\tilde{S}_o		-2	$\bar{3}$	-4/3	$e_R d$	g_R
$S_{1/2}$		0	3	-2/3	$\nu_L \bar{u}$	g_L
				-5/3	$e_R \bar{d}$	$-g_R$
$\tilde{S}_{1/2}$	\tilde{d}_L	0		+1/3	$\nu_L \bar{d}$	g_L
	\tilde{u}_L		3	-2/3	$e_L \bar{d}$	g_L
S_1		-2		+2/3	$e_R u$	g_R
			$\bar{3}$	-1/3	$\nu_L u$	$\sqrt{2}g_L$
				-4/3	$\nu_L d$	$-g_L$
					$e_L u$	$-g_L$
					$e_L d$	$-\sqrt{2}g_L$
V_o		0	3	-2/3	$e_L \bar{d}$	g_L
					$\nu_L \bar{u}$	g_L
					$e_R \bar{d}$	g_R
\tilde{V}_o		0	3	-5/3	$e_R \bar{u}$	g_R
$V_{1/2}$		-2	$\bar{3}$	-1/3	$\nu_L d$	g_L
				-4/3	$e_R u$	g_R
					$e_L d$	g_L
					$e_R d$	g_R
$\tilde{V}_{1/2}$		-2	$\bar{3}$	+2/3	$\nu_L u$	g_L
				-1/3	$e_L u$	g_L
V_1		0		+1/3	$\nu_L \bar{d}$	$\sqrt{2}g_L$
			3	-2/3	$e_L \bar{d}$	$-g_L$
				-5/3	$\nu_L \bar{u}$	g_L
					$e_L \bar{u}$	$\sqrt{2}g_L$

Tableau 12.1: Les leptoquarks/squarks scalaires S (spin 0) et vecteurs V (spin 1) avec leur isospin faible en indice. Sont indiqués leur nombre fermionique, leur représentation QCD, leur charge électrique Q , leur mode de désintégration et leur couplage de Yukawa ($g_{L,R}$). Les squarks correspondant à certains états de type leptoquarks sont également notés.

A LEP, l'échange d'un leptoquark dans la voie t/u (figures 12.1 b/ et c/) peut modifier la section efficace $q\bar{q}$ et l'asymétrie de charge des jets. La section efficace différentielle de production $q\bar{q}$ peut s'écrire en fonction de θ , l'angle entre e^- et q [11]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \frac{N_c}{128\pi s} \sum_{i,k=L,R} \rho_{ik}(\theta) |f_{ik}|^2 \quad (12.1)$$

N_c , le facteur de couleur, est égal à 3. f_{ik} représente les amplitudes d'hélicité du processus $e_i^- e^+ \rightarrow q_k \bar{q}_i$, et ρ_{ik} les éléments de la matrice spin-densité, donnés par :

$$\begin{aligned} \rho_{RR} &= \rho_{LL} = s^2(1 + \cos\theta)^2 \\ \rho_{RL} &= \rho_{LR} = s^2(1 - \cos\theta)^2 \end{aligned}$$

Notons les charges des amplitudes standard d'échange Z, γ

$$Q_{ik}^{eq} = e^2 Q_e Q_q + \frac{g_i^e g_k^q}{1 - m_Z^2/s}$$

En utilisant le nom du leptoquark LQ pour m_{LQ}^2 , et en simplifiant $g_{L,R}^{LQ}$ en $g_{L,R}$, les amplitudes d'hélicité quant à elles se présentent sous la forme :

$$\begin{aligned} f_{RR} &= \frac{Q_{RR}^{eq}}{s} + \delta_{qu} \left(\frac{g_R^2}{t - \tilde{V}_0} - \frac{g_R^2}{2(u - S_0)} \right) + \delta_{qd} \left(\frac{g_R^2}{t - V_0} - \frac{g_R^2}{2(u - \tilde{S}_0)} \right) \\ f_{LL} &= \frac{Q_{LL}^{eq}}{s} + \delta_{qu} \left(\frac{2g_L^2}{t - V_1} - \frac{g_L^2}{2(u - S_0)} - \frac{g_L^2}{2(u - S_1)} \right) + \delta_{qd} \left(\frac{g_L^2}{t - V_0} + \frac{g_L^2}{t - V_1} - \frac{g_L^2}{u - S_1} \right) \\ f_{RL} &= \frac{Q_{RL}^{eq}}{s} + \delta_{qu} \left(\frac{g_R^2}{2(t - S_{1/2})} - \frac{g_R^2}{u - V_{1/2}} \right) + \delta_{qd} \left(\frac{g_R^2}{2(t - S_{1/2})} - \frac{g_R^2}{u - V_{1/2}} \right) \\ f_{LR} &= \frac{Q_{LR}^{eq}}{s} + \delta_{qu} \left(\frac{g_L^2}{2(t - S_{1/2})} - \frac{g_L^2}{u - \tilde{V}_{1/2}} \right) + \delta_{qd} \left(\frac{g_L^2}{2(t - \tilde{S}_{1/2})} - \frac{g_L^2}{u - V_{1/2}} \right) \end{aligned} \quad (12.2)$$

D'après 12.2, les leptoquarks d'isospin entier contribuent aux amplitudes LL et RR , tandis que les leptoquarks d'isospin demi-entier contribuent aux amplitudes LR et RL .

Après intégration angulaire, la section efficace totale de production de $q\bar{q}$ avec échange d'un leptoquark s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \frac{N_c}{128\pi s} \left[\frac{8}{3} (|Q_{RR}^{eq}|^2 + |Q_{LL}^{eq}|^2 + |Q_{RL}^{eq}|^2 + |Q_{LR}^{eq}|^2) + \sum_{i=1}^4 k_i C_i \left(\frac{m_{LQ}^2}{s} \right) \right] \quad (12.3)$$

Les couplages k_i sont indiqués dans le tableau 12.2 pour chaque leptoquark.

Les termes d'interférence entre l'amplitude du Modèle Standard et l'amplitude d'échange d'un leptoquark sont décrits par :

$$\begin{aligned} C_1 \left(\mu = \frac{m_{LQ}^2}{s} \right) &= 12 + 8\mu - 8(1 + \mu)^2 \log \frac{1 + \mu}{\mu} \\ C_2 \left(\mu = \frac{m_{LQ}^2}{s} \right) &= 8\mu - 4 - 8\mu^2 \log \frac{1 + \mu}{\mu} \end{aligned}$$

LQ	Etat final $u\bar{u}$				Etat final $d\bar{d}$			
	k_1	k_2	k_3	k_4	k_1	k_2	k_3	k_4
S_0		$-Q_{RR}^{eu}g_R^2$		$\frac{1}{4}g_R^4$				
S_0		$-Q_{LL}^{eu}g_L^2$		$\frac{1}{4}g_L^4$				
\tilde{S}_0						$-Q_{RR}^{ed}g_R^2$		$\frac{1}{4}g_R^4$
S_1		$-Q_{LL}^{eu}g_L^2$		$\frac{1}{4}g_L^4$		$-2Q_{LL}^{ed}g_L^2$		g_L^4
$V_{1/2}$					$-2Q_{RL}^{ed}g_R^2$		g_R^4	
$V_{1/2}$	$-2Q_{RL}^{eu}g_R^2$		g_R^4		$-2Q_{LR}^{ed}g_L^2$		g_L^4	
$\tilde{V}_{1/2}$	$-2Q_{LR}^{eu}g_L^2$		g_L^4					
$S_{1/2}$		$Q_{RL}^{eu}g_R^2$		$\frac{1}{4}g_R^4$		$Q_{RL}^{ed}g_R^2$		$\frac{1}{4}g_R^4$
$S_{1/2}$		$Q_{LR}^{eu}g_L^2$		$\frac{1}{4}g_L^4$				
$\tilde{S}_{1/2}$						$Q_{LR}^{ed}g_L^2$		$\frac{1}{4}g_L^4$
V_0					$2Q_{RR}^{ed}g_R^2$		g_R^4	
V_0					$2Q_{LL}^{ed}g_L^2$		g_L^4	
\tilde{V}_0	$2Q_{RR}^{eu}g_R^2$		g_R^4					
V_1	$4Q_{LL}^{eu}g_L^2$		$4g_L^4$		$2Q_{LL}^{ed}g_L^2$		g_L^4	

Tableau 12.2: Les coefficients k_i de la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec échange d'un leptoquark [11].

Enfin, les termes provenant seulement de l'échange d'un leptoquark sont donnés par les fonctions :

$$C_3 \left(\mu = \frac{m_{LQ}^2}{s} \right) = 16 + \frac{8}{\mu} - 16(1 + \mu) \log \frac{1 + \mu}{\mu}$$

$$C_4 \left(\mu = \frac{m_{LQ}^2}{s} \right) = 16 - \frac{8}{1 + \mu} - 16\mu \log \frac{1 + \mu}{\mu}$$

La recherche de déviations dans les mesures par rapport aux prédictions du Modèle Standard permet de mettre des limites inférieures sur les couplages g des leptoquarks en fonction de leur masse M_{LQ} . Les déviations attendues sur la section efficace de production $q\bar{q}$ en fonction de la masse du leptoquark échangé sont présentées sur les figures 12.2 et 12.3, dans le cas de leptoquarks scalaires et vectoriels respectivement.

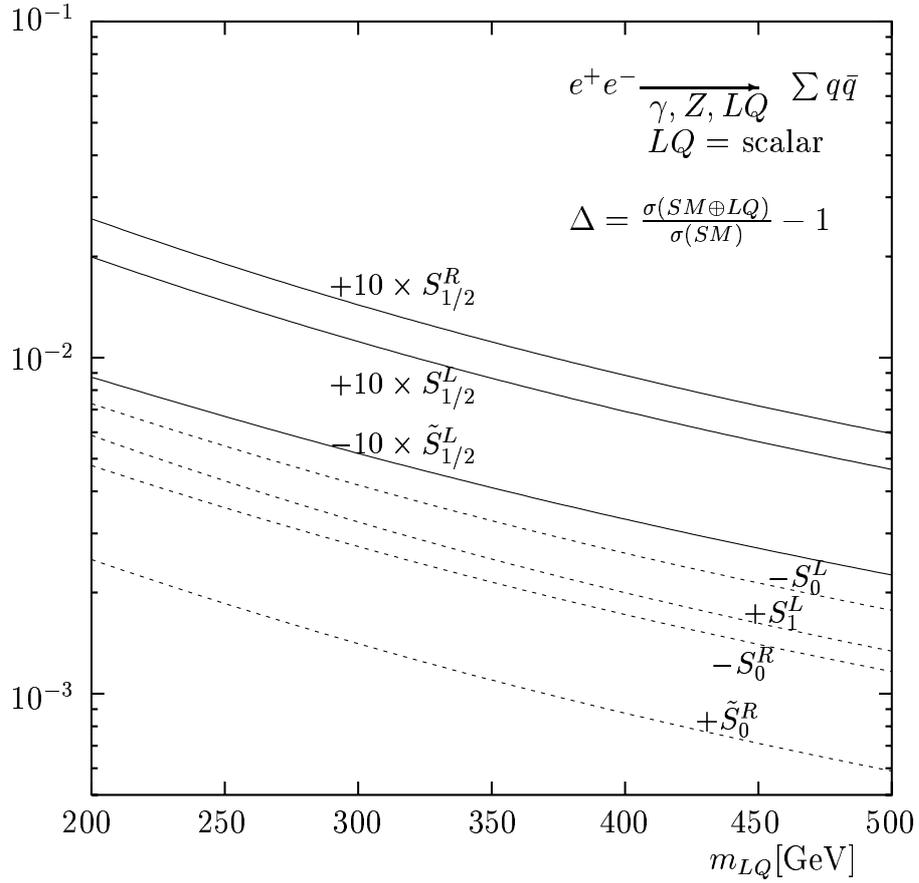


Figure 12.2: *Dévi*ation sur la section efficace hadronique due à l'échange de lepto-quarks scalaires dans les voies t/u sur la section efficace hadronique totale à LEP2 pour $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$ [11]. Les couplages ont été fixés à $(g_L, g_R) = (0.1, 0)$ ou $(0, 0.1)$, indiqués par les indices L, R respectivement.

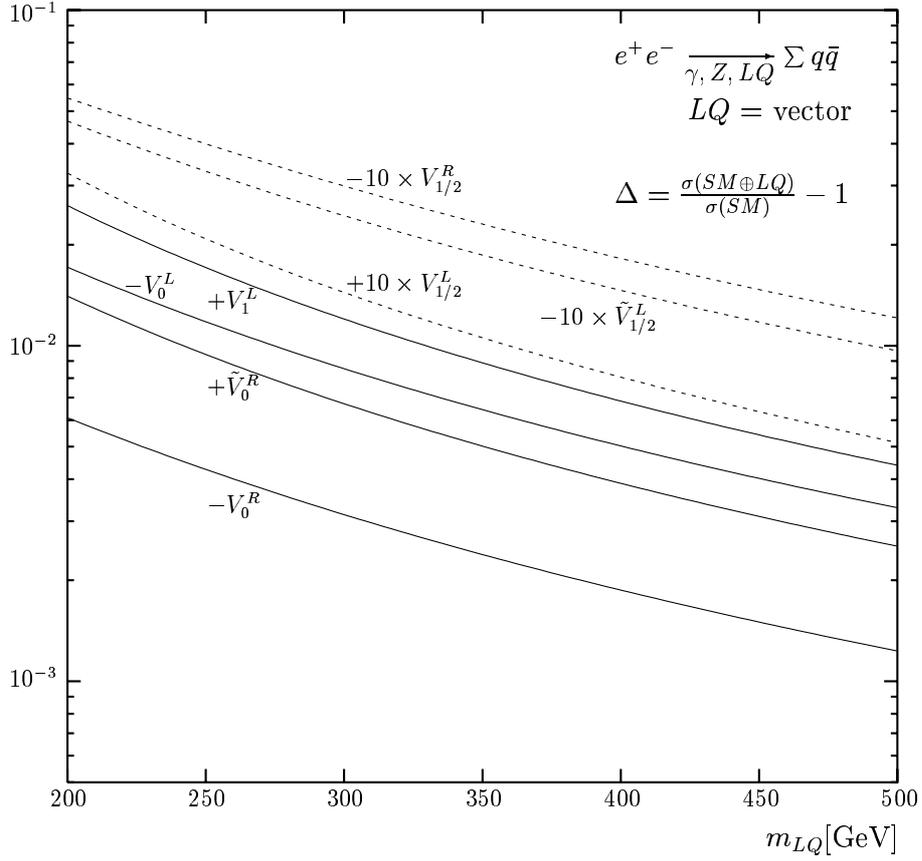


Figure 12.3: *Déviati on sur la section efficace hadronique due à l'échange de leptoquarks vectoriels dans les voies t/u sur la section efficace hadronique totale en fonction de m_{LQ} à LEP2 pour $\sqrt{s} = 192$ GeV [11]. Les couplages ont été fixés à $(g_L, g_R) = (0.1, 0)$ ou $(0, 0.1)$, indiqués par les indices L, R respectivement.*

12.2.2 Limites indirectes sur les masses des leptoquarks

Les prédictions de l'équation 12.3 sont ajustées aux mesures à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance, comme pour les termes de contact vus précédemment. La fonction de vraisemblance a la forme donnée par les équations 11.7 et 11.8 au chapitre précédent. Les mesures exclusives des sections efficaces totales hadroniques de 130 à 189 GeV sont utilisées, ainsi que les asymétries de charge des jets présentées à la section 9.3. Deux termes sont donc ajoutés à la fonction de vraisemblance.

Lorsqu'un leptoquark peut se coupler à la fois aux fermions gauches et droits, les limites sont obtenues séparément pour les deux cas, en supposant que les couplages gauche et droit ne sont pas présent en même temps.

Les leptoquarks $\tilde{S}_{\frac{1}{2}}(L)$ et $S_0(L)$ sont équivalents à des anti-squarks de type up et des squarks de type down, dans les théories supersymétriques avec un terme violant la R-parité (voir chapitre suivant). Les limites en termes de couplage de leptoquark sont ici identiques à des limites en termes de leur couplage supersymétrique.

Génération du quark	Limite sur la masse des leptoquarks scalaires (GeV/c^2)						
	$S_0(L)$	$S_0(R)$	$\tilde{S}_0(R)$	$S_1(L)$	$S_{\frac{1}{2}}(R)$	$S_{\frac{1}{2}}(L)$	$\tilde{S}_{\frac{1}{2}}(L)$
1 ^{ere} ou 2 ^{eme}	310	90	130	370	120	120	—
3 ^{eme}	N.A.	N.A.	310	710	—	N.A.	180

Génération du quark	Limite sur la masse des leptoquarks vectoriels (GeV/c^2)						
	$V_{\frac{1}{2}}(R)$	$V_{\frac{1}{2}}(L)$	$\tilde{V}_{\frac{1}{2}}(L)$	$V_0(L)$	$V_0(R)$	$\tilde{V}_0(R)$	$V_1(L)$
1 ^{ere} ou 2 ^{eme}	250	140	110	420	140	350	590
3 ^{eme}	430	220	N.A.	450	170	N.A.	450

Tableau 12.3: *Limites sur la masse des leptoquarks à 95 % de niveau de confiance, pour $g = \sqrt{4\pi}\alpha_{em}$, en fonction de la génération de quarks à laquelle se couple le leptoquark. Un tiret indique qu'aucune limite ne peut être fixée, et "N.A." indique les leptoquarks se couplant seulement au quark top et donc non-visible à LEP.*

Dans le tableau 12.3 sont indiquées les limites minimales sur les masses M_{LQ} , pour chaque espèce de leptoquark, à 95 % de niveau de confiance. Le couplage des leptoquarks a été fixé au couplage électromagnétique $g = \sqrt{4\pi}\alpha_{em}$. Les limites sont données pour deux cas :

- quand le leptoquark se couple uniquement à la première ou à la deuxième génération de quarks, les limites sont alors dérivées des mesures hadroniques totales ;
- quand le leptoquark n'a de couplage qu'avec la troisième génération de quarks, ce sont alors les mesures de section efficace totale de production de $b\bar{b}$ et d'asymétrie de charge des jets de ce processus qui sont utilisées.

12.3 Autres limites actuelles

Des limites similaires ont été obtenues par les expériences OPAL [3] et L3 [4].

Les expériences à basses énergies, comme celles étudiant la violation de parité atomique et les désintégrations rares, donnent des limites très fortes sur les leptoquarks se couplant aux quarks de première génération. Ces limites sont en général fonctions du rapport g/M_{LQ} . Si $g = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$, elles impliquent une limite inférieure sur M_{LQ} dans l'intervalle 430–1500 GeV/ c^2 [12], selon l'espèce du leptoquark.

Des recherches directes sur les leptoquarks ont été réalisées par D0 [15] et CDF [16], par les collaborations H1 [13, 21] et ZEUS [14] au collisionneur ep à HERA, ainsi qu'à LEP1 par ALEPH [17], DELPHI [18], L3 [19] et OPAL [20]. Ces recherches s'orientent selon deux approches.

Collaboration	M_{LQ} (GeV)	Commentaire
D0	> 225	1 ^e génération (scalaire)
CDF	> 213	1 ^e génération (scalaire)
L3	> 44.4	1 ^e génération
OPAL	> 44.2	1 ^e ou 2 ^e génération
ALEPH	> 44	1 ^e ou 2 ^e génération
CDF	> 197	2 ^e génération (scalaire)
D0	> 184	2 ^e génération (scalaire)
CDF	> 99	3 ^e génération (scalaire)
CDF	> 94	3 ^e génération (scalaire)
ALEPH	> 45	3 ^e génération
OPAL	> 41.4	3 ^e génération
L3	> 44.6	3 ^e génération
DELPHI	> 45.5	1 ^e +2 ^e générations

Tableau 12.4: *Limites sur les masses de leptoquarks à partir de la production de paires, données à 95 % de niveau de confiance.*

- Des limites sur les leptoquarks sont obtenues à partir de la production de paires de leptoquarks : ces limites vont jusqu'à $M_{LQ} = \sqrt{s}/2$ et les derniers résultats [1] sont exposés dans la table 12.4. Dans les collisionneurs $p\bar{p}$, les leptoquarks sont ainsi produits par paires, indépendamment du couplage LQ-l-q. Les limites obtenues à Tevatron dépendent du rapport de branchement supposé des modes de désintégration leptoniques chargées. Cependant, s'il est pris égal à 100 %, alors le Tevatron exclut des leptoquarks se couplant aux deux premières génération de masse inférieure à ~ 225 GeV/ c^2 . Les

résultats obtenus dans cette étude pour certains leptoquarks (S_0 (L), S_1 (L), V_0 (L), \tilde{V}_0 (R) et V_1 (L)) sont plus contraignants.

Collaboration	M_{LQ} (GeV)	Commentaire
H1	> 275	1 ^e génération
ZEUS	> 168	1 ^e génération
DELPHI	> 73	2 ^e génération

Tableau 12.5: *Les limites sur les masses à partir de la production d'un seul leptoquark scalaire, isoscalaire faible et de charge $-1/3$ (S_o). Elles sont données à 95 % de niveau de confiance.*

- La production d'un seul leptoquark est également étudiée dans les collisions ep ou e^+e^- . Ce processus présente l'avantage d'une limite cinématique plus élevée que dans la production de paires de leptoquarks, il est indépendant de la chiralité des leptoquarks et il donne des résultats similaires pour les leptoquarks scalaires ou vecteurs. Les limites obtenues en 1998 sont indiquées dans la table 12.5. Elles dépendent du couplage entre le leptoquark, le lepton et le quark g_{LQ} . Les derniers résultats préliminaires du collisionneur HERA [21] excluent ainsi les leptoquarks scalaires dont les masses sont inférieures à $\approx 275 \text{ GeV}/c^2$, si $g_{LQ} = \sqrt{4\pi}\alpha_{em}$. Les limites sur les leptoquarks scalaires S_0 (L) et S_1 (L) obtenues ici sont plus contraignantes.

Chapitre 13

Sneutrinos avec violation de la R-parité

13.1 Phénoménologie

13.1.1 Le Modèle SuperSymétrique Minimal ou MSSM

L'unification de toutes les particules se heurte à un problème : les particules “élémentaires” connues consistent à la fois en fermions (l, q) et en bosons (γ, Z, W , gluons). Leur unification impose alors soit que ces particules sont composées d'un ensemble de fermions de base, unifiés dans le cadre d'un groupe de Lie, soit qu'il existe une nouvelle symétrie qui transforme les bosons en fermions. Une telle symétrie, nommée supersymétrie, a été étudiée pour la première fois en 1973 par Wess et Zumino [22].

Une propriété essentielle de cette nouvelle symétrie est l'égalité du nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques au sein de chaque multiplet. L'extension supersymétrique du Modèle Standard fait alors plus que doubler le spectre de particules. A chaque fermion est associé un boson scalaire ; les multiplets contenant les fermions se présentent sous la forme

$$\begin{pmatrix} l_{L,R} \\ \tilde{l}_{L,R} \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} q_{L,R} \\ \tilde{q}_{L,R} \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \nu_L^l \\ \tilde{\nu}_L^l \end{pmatrix}$$

où $\tilde{f}_{L,R}$ sont les partenaires supersymétriques de $f_{L,R}$, nommés *sfermions*.

Les bosons de jauge du Modèle Standard font partie de supermultiplets vectoriels et leurs partenaires sont appelés *jauginos*. Enfin, deux doublets de Higgs sont nécessaires dans l'extension supersymétrique minimale ou MSSM, l'un pour donner une masse aux quarks up, et l'autre aux quarks down et aux leptons ; leurs partenaires supersymétriques sont les *Higgsinos*.

Dans le modèle supersymétrique minimal, les termes brisant la conservation des nombres baryonique et leptonique sont exclus du superlagrangien par une symétrie continue $U(1)_R$. Cette symétrie se transforme en une symétrie discrète après la brisure de la supersymétrie, la R-parité, définie par $R = (-1)^{L+2S+3B}$, où S est le spin, L le nombre leptonique et B le

nombre baryonique. Toute particule standard a une R-parité valant +1, tandis les sparticules ont une R-parité égale à -1. La principale motivation de la R-parité est phénoménologique : la non-conservation des nombres leptonique et baryonique rend possible une désintégration rapide du proton. La conservation de la R-parité a entre autres comme conséquence la production des sparticules par paire uniquement. Nous allons nous intéresser par la suite au cas où cette R-parité est violée.

13.1.2 Les sneutrinos

La conservation des nombres leptonique L et baryonique B n'est pas nécessaire à l'invariance de jauge. Nous allons considérer ici les modèles violant L mais non B . La brisure de la R-parité en découlant fait apparaître des termes supplémentaires dans le superpotentiel :

$$W_R = \lambda_{ijk} L_L^i L_L^j \bar{E}_R^k + \lambda'_{ijk} L_L^i Q_L^j \bar{D}_R^k \quad (13.1)$$

où L sont les doublets de leptons gauches, E les singulets de leptons chargés droits, Q les quarks et D les quarks down. Nous allons nous concentrer par la suite sur le cas $\lambda' = 0$ et $\lambda \neq 0$; les couplages trilineaires entre deux leptons et des sleptons scalaires sont alors possibles. Les indices i, j, k dans l'équation 13.1 dénotent les générations. Les λ_{ijk} sont différents de zéro seulement pour $i < j$, de façon à ce que deux générations différentes au moins soient couplées dans les vertex purement leptoniques.

13.2 Recherche indirecte de sneutrinos dans ALEPH

13.2.1 Echange de sneutrinos à LEP2

Dans ce travail, nous allons présenter plus précisément les effets d'éventuels sneutrinos sur les processus leptoniques à LEP2. Cela inclut les collisions Bhabha ainsi que la production de paires $\mu^+ \mu^-$ et $\tau^+ \tau^-$. A LEP, les sections efficaces de production des dileptons peuvent donc différer des valeurs prédites par le Modèle Standard sous l'effet d'un échange de sneutrinos dans les voies s , t ou les deux [23]. Trois exemples peuvent illustrer chaque cas :

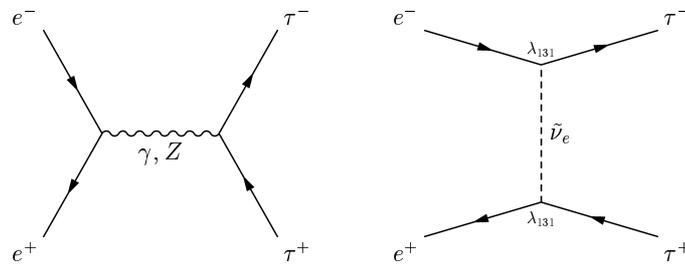


Figure 13.1: Les diagrammes du processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ incluant l'échange d'un $\tilde{\nu}_e$ dans la voie t ($\lambda_{131} \neq 0$).

- la présence d'un $\tilde{\nu}_e$ avec le couplage λ_{131} , modifiant la section efficace $\tau^+\tau^-$ par un échange dans la voie t (figure 13.1) ;

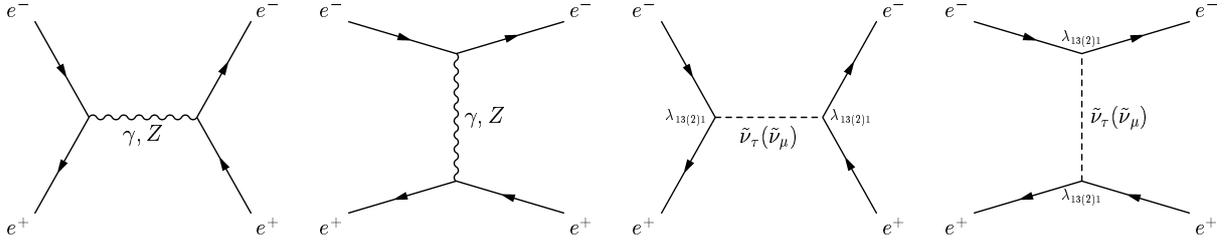


Figure 13.2: Les diagrammes pour les collisions Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ avec échange d'un $\tilde{\nu}_\tau$ dans les voies s et t ($\lambda_{131} \neq 0$).

- la présence d'un $\tilde{\nu}_\tau$ qui interagit avec un couplage λ_{131} dans la production d'une paire e^+e^- , via des processus dans les voies s et t . Les limites obtenues dans ce cas peuvent s'appliquer de manière équivalente à un $\tilde{\nu}_\mu$ interagissant avec un couplage λ_{121} (figure 13.2) ;

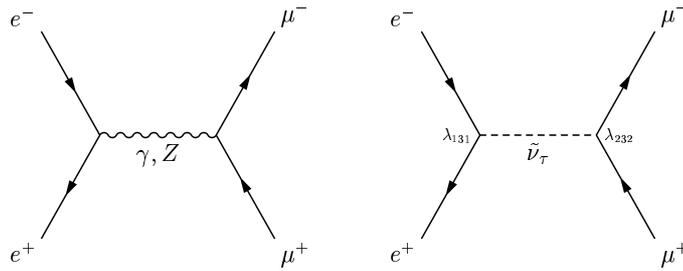


Figure 13.3: Les diagrammes de production de paires $\mu^+\mu^-$ avec échange d'un $\tilde{\nu}_\tau$ dans la voie s ($\lambda_{131} \neq 0$ et $\lambda_{232} \neq 0$).

- un $\tilde{\nu}_\tau$ avec les deux couplages λ_{131} et λ_{232} non-nuls. La section efficace $\mu^+\mu^-$ est alors modifiée par l'échange du sneutrino dans la voie s (figure 13.3).

λ^2	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
λ_{121}^2	$\tilde{\nu}_\mu$ (t,s)	$\tilde{\nu}_e$ (t)	—
λ_{131}^2	$\tilde{\nu}_\tau$ (t,s)	—	$\tilde{\nu}_e$ (t)
$\lambda_{121}\lambda_{233}$	—	—	$\tilde{\nu}_\mu$ (s)
$\lambda_{131}\lambda_{232}$	—	$\tilde{\nu}_\tau$ (s)	—

Tableau 13.1: Pour chaque canal de dileptons, le type de diagramme (s ou t) correspondant à chaque sneutrino échangé est indiqué. A gauche, le couplage apparaissant dans l'amplitude du processus est précisé.

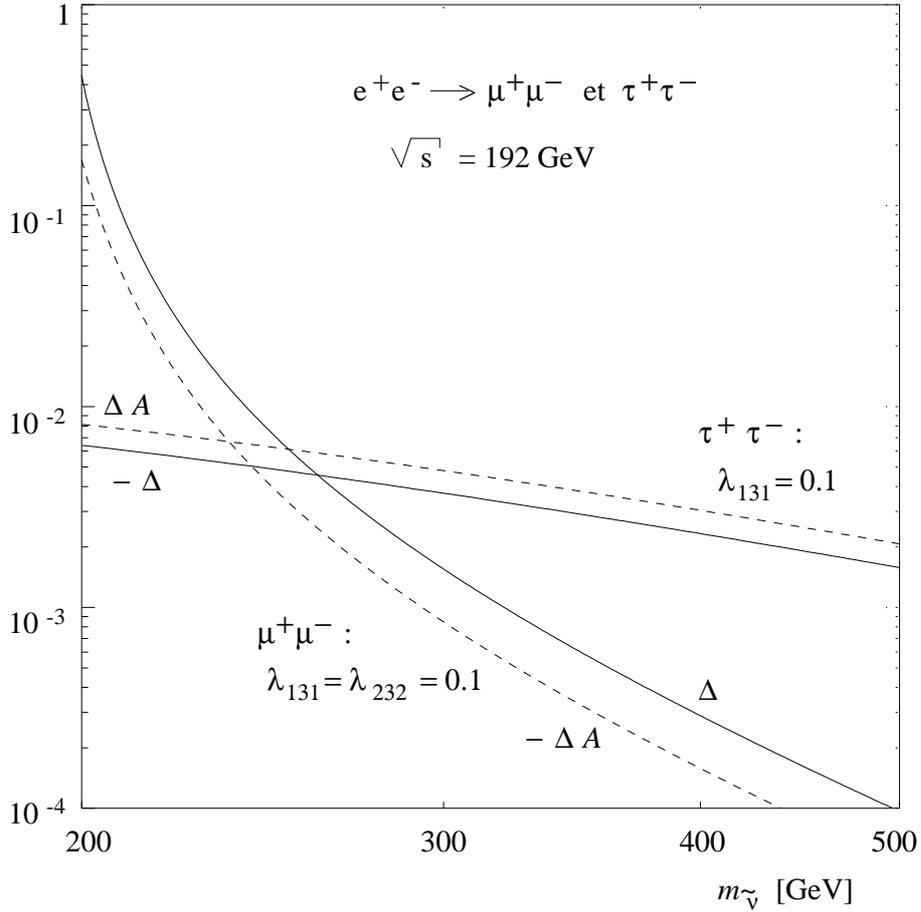


Figure 13.4: *Déviations des sections efficaces et asymétries du processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ dues à l'échange de sneutrinos selon deux scénarios : les courbes labellées $\lambda_{131} = 0.1$ correspondent à l'échange d'un $\tilde{\nu}_e$ additionnel dans la voie t ; les courbes labellées $\lambda_{131} = \lambda_{232} = 0.1$ à l'échange d'un $\tilde{\nu}_\tau$ additionnel dans la voie s . Lignes pleines : $\Delta = \sigma(MS \oplus \tilde{\nu}_j)/\sigma(MS) - 1$. Lignes en pointillé : $\Delta A = A_{FB}(MS \oplus \tilde{\nu}_j) - A_{FB}(MS)$ pour $\sqrt{s} = 192$ GeV [23].*

L'ensemble des échanges possibles de sneutrinos sont résumés dans la table 13.1 [24]. Les déviations attendues de la section efficace et de l'asymétrie provenant de l'échange d'un sneutrino sont illustrées sur la figure 13.4 dans la production de paires de taus (échange d'un $\tilde{\nu}_e$ dans la voie t) et de paires de muons (échange d'un $\tilde{\nu}_\tau$ dans la voie s en plus). D'après cette figure, il est possible de constater que les mesures dileptoniques de LEP sont moins sensibles à l'échange d'un $\tilde{\nu}_e$ dans la voie t seul qu'à des $\tilde{\nu}_{\mu,\tau}$ dans la voie s . Les limites obtenues pour le $\tilde{\nu}_e$ seront donc plus faibles.

Les cas où un sneutrino est échangé dans la voie s sont particulièrement intéressants; les sneutrinos étant prédits avec une faible largeur (≤ 1 GeV [23]), il y a possibilité de formation résonante de sneutrino quand sa masse est égale à l'énergie dans le centre de masse. La section efficace de production de sneutrinos se désintégrant en un état final spécifique l^+l^- est donnée par la formule de Breit-Wigner [23]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu} \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi s}{m_{\tilde{\nu}}^2} \frac{\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-)\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow l^+l^-)}{(s - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + m_{\tilde{\nu}}^2\Gamma_{\tilde{\nu}}^2}. \quad (13.2)$$

La largeur partielle $\Gamma(\tilde{\nu} \rightarrow e^+e^-) = \lambda_{1j1}^2 m_{\tilde{\nu}}/16\pi$ est très petite. Dans la suite de cette étude, la largeur $\Gamma_{\tilde{\nu}}$ est prise égale à 1 GeV.

Un exemple représentatif pour la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ incluant la formation d'un sneutrino $\tilde{\nu}_\tau$ est donné sur la figure 13.5, le pic de résonance de largeur 1 GeV étant bien visible.

13.2.2 Limites sur les sneutrinos

Des limites basées sur l'universalité des leptons et les désintégrations leptoniques du tau imposent des contraintes sévères sur les couplages présentés dans le tableau 13.1, qui ne peuvent prendre comme valeurs que :

$$\lambda < 0.1 \times \left(\frac{m_{\tilde{\nu}}}{200 \text{ GeV}} \right),$$

où $m_{\tilde{\nu}}$ est la masse du sneutrino échangé.

Les limites dans le plan des couplages en fonction de la masse des sneutrinos sont obtenues en comparant les sections efficaces différentielles mesurées pour la production de dileptons en fonction de l'angle polaire, avec les sections efficaces théoriques avec échange de sneutrino. Les prédictions sont ajustées aux mesures à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance, selon la même procédure que pour les termes de contact à quatre fermions vus précédemment. La fonction de vraisemblance a une forme identique à celle donnée par l'équation 11.6 page 189.

L'ajustement est effectué en fonction du paramètre λ^2 . Comme la fonction de vraisemblance peut avoir deux minima, les limites sont là aussi déterminées en intégrant cette fonction (voir la procédure page 190). Une limite d'un seul côté est retenue quand $\lambda^2 = \lambda_{121}^2$ ou λ_{131}^2 , mais

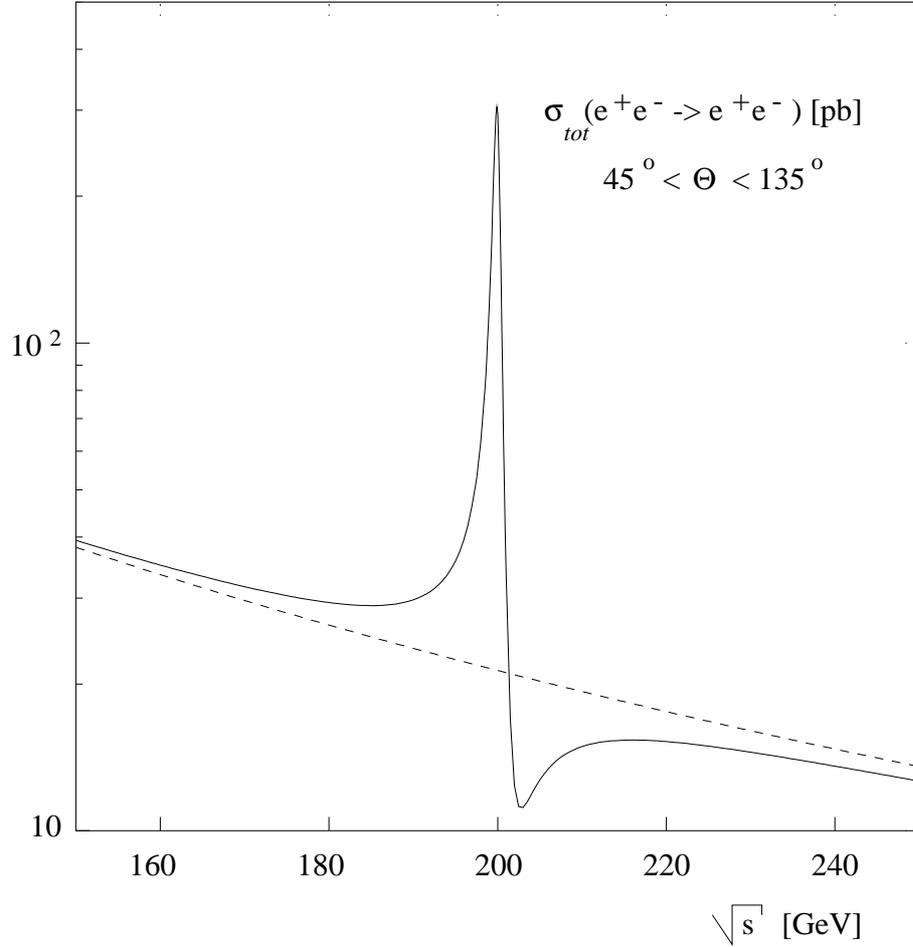


Figure 13.5: Section efficace pour le processus Bhabha incluant la formation résonante de sneutrino $\tilde{\nu}_\tau, \bar{\tilde{\nu}}_\tau$, pour un angle $45^\circ < \theta < 135^\circ$, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les paramètres utilisés sont: $m_{\tilde{\nu}} = 200 \text{ GeV}$, $\Gamma_{\tilde{\nu}} = 1 \text{ GeV}$ et $\lambda_{131} = 0.1$ [23].

pas quand $\lambda^2 = \lambda_{121}\lambda_{233}$ ou $\lambda_{131}\lambda_{232}$ où là les limites des deux côtés sont conservées.

Les figures 13.6, 13.7 et 13.8 montrent les résultats obtenus à partir des processus e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ comprenant l'échange d'un sneutrino dans la voie s .

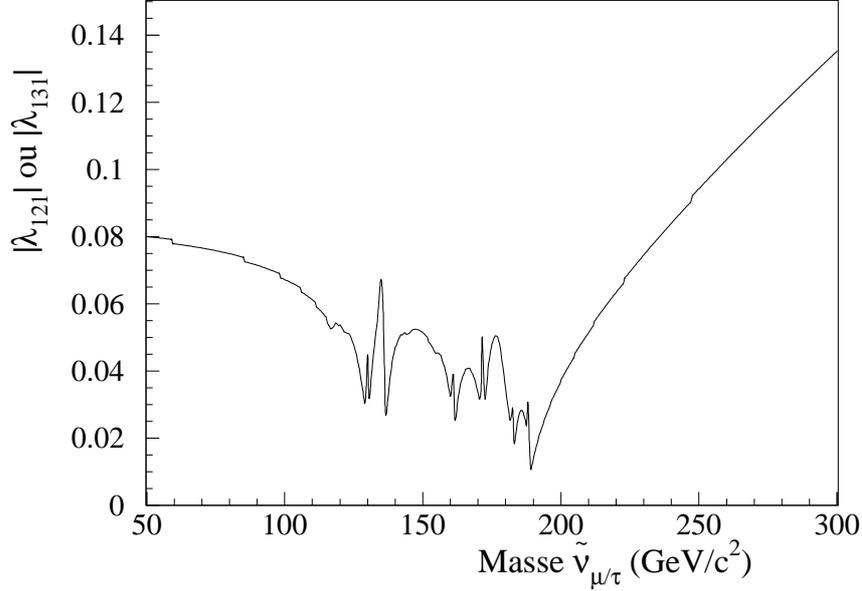


Figure 13.6: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $|\lambda_{121}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\mu$ et sur $|\lambda_{131}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\tau$, obtenues à partir des sections efficaces Bhabha mesurées de 130 à 189 GeV.*

Les limites sur λ_{121} et λ_{131} , obtenues à partir de l'échange d'un sneutrino $\tilde{\nu}_e$ dans la voie t dans la production de paires de muons et de taus respectivement, sont moins contraintes, comme cela a été dit précédemment et comme cela apparaît sur les figures 13.9 et 13.10. Elles s'élevaient de $|\lambda_{1j1}| < 0.5$ à $\tilde{\nu}_e = 100$ GeV/ c^2 à $|\lambda_{1j1}| < 0.9$ à $\tilde{\nu}_e = 300$ GeV/ c^2 .

Ces résultats sont en accord avec le Modèle Standard. Pour vérifier qu'aucune déviation significative n'est observée, les limites attendues sont dérivées comme vu précédemment pour le cas des termes de contact, les données étant remplacées par une série d'expériences Monte-Carlo basées les prédictions du Modèle Standard à haute énergie. Ces dernières sont obtenues là encore avec le programme Bhwide pour le processus Bhabhas et avec Zfitter pour les autres processus dileptoniques (voir le chapitre 10). 20 échantillons de mesures dileptoniques sont ensuite construits en tenant compte des erreurs corrélées, non-corrélées, statistiques et théoriques. Les erreurs sont supposées de forme gaussienne.

Les limites sur $|\lambda_{121}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\mu$, obtenues à partir de ces échantillons, dérivées en utilisant une fonction de vraisemblance de la même manière que dans le cas des données, sont représentées sur la figure 13.11 sous forme de rayures. La limite obtenue à partir des données d'Aleph est représentée par la ligne continue. Deux conclusions sortent de cette étude : tout d'abord, les limites qu'il est possible de mettre à l'heure actuelle avec

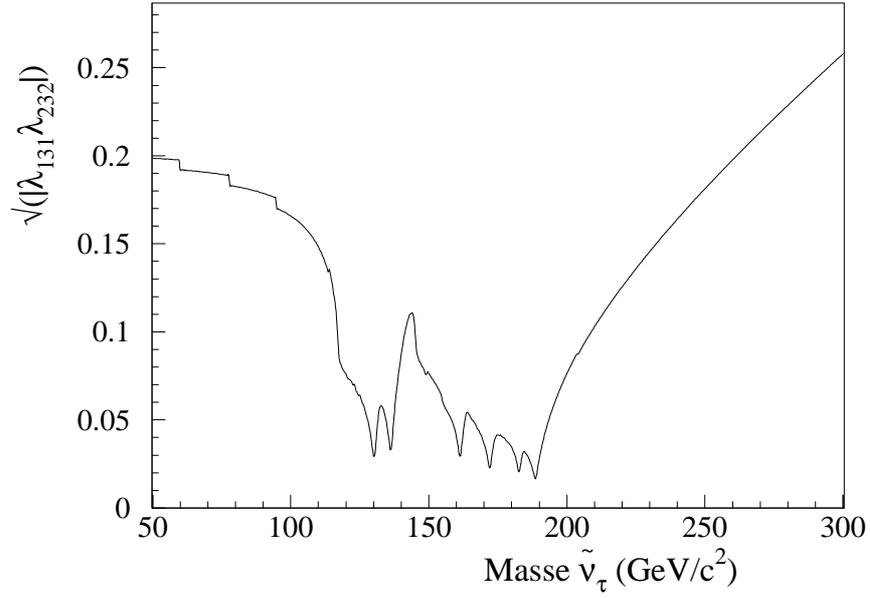


Figure 13.7: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $\sqrt{|\lambda_{131}\lambda_{232}|}$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\tau$, obtenues à partir des sections efficaces dimuons mesurées de 130 à 189 GeV.*

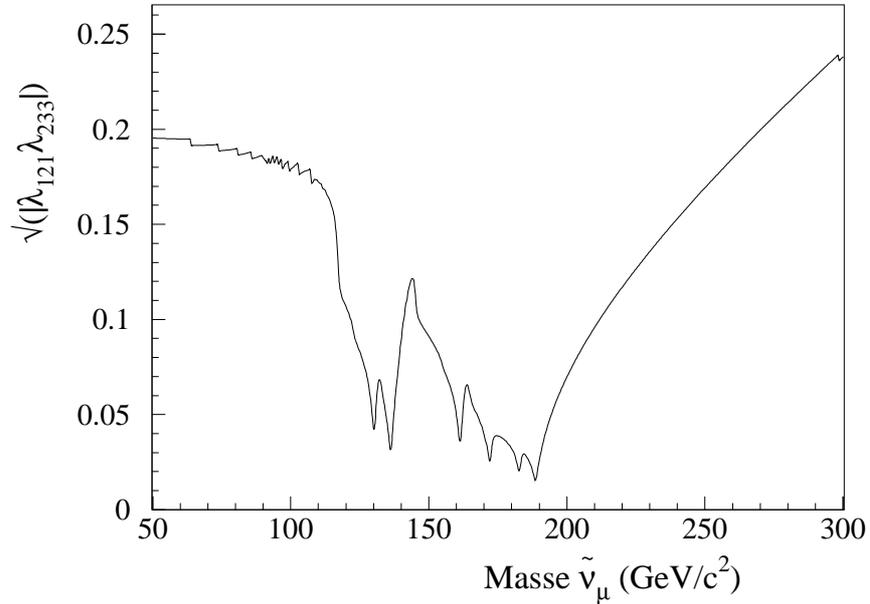


Figure 13.8: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $\sqrt{|\lambda_{121}\lambda_{233}|}$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\mu$, obtenues à partir des sections efficaces ditau mesurées de 130 à 189 GeV.*

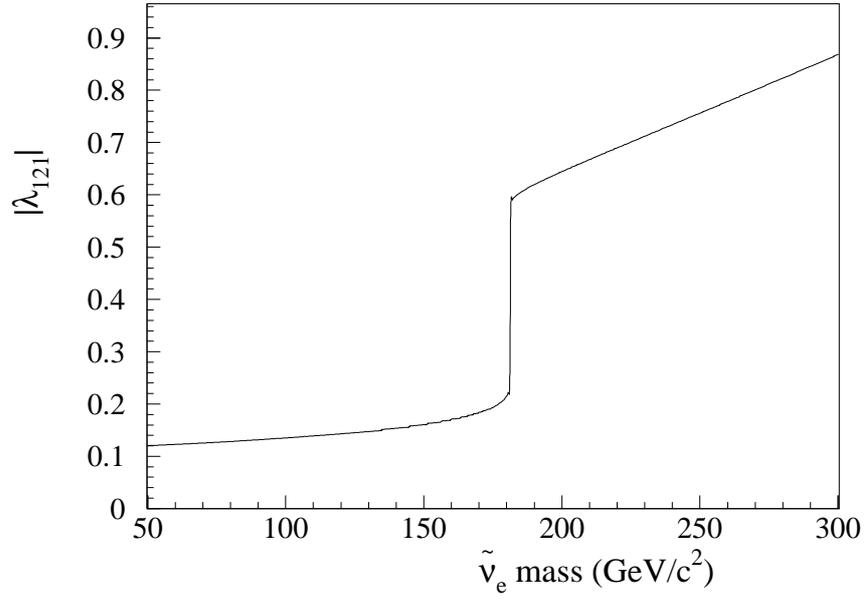


Figure 13.9: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $|\lambda_{121}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_e$, obtenues à partir des sections efficaces dimuons mesurées de 130 à 189 GeV.*

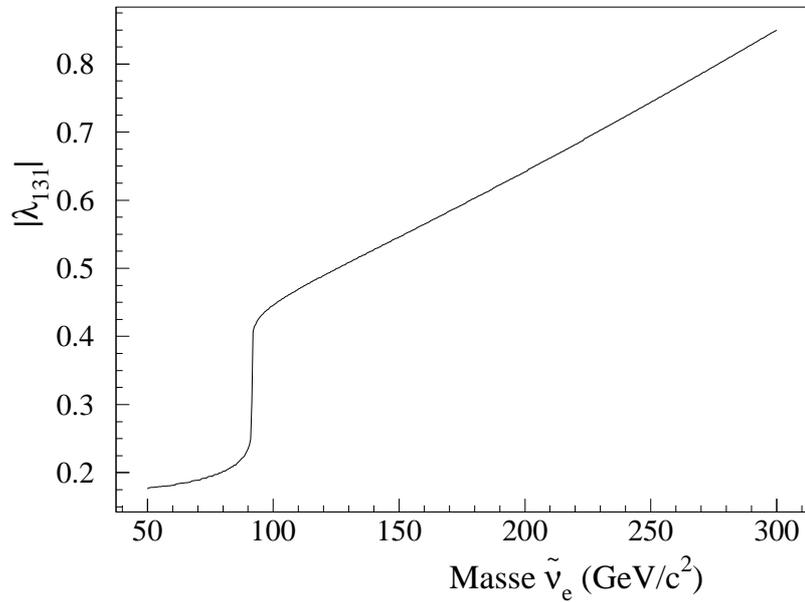


Figure 13.10: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $|\lambda_{131}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_e$, obtenues à partir des sections efficaces ditau mesurées de 130 à 189 GeV.*

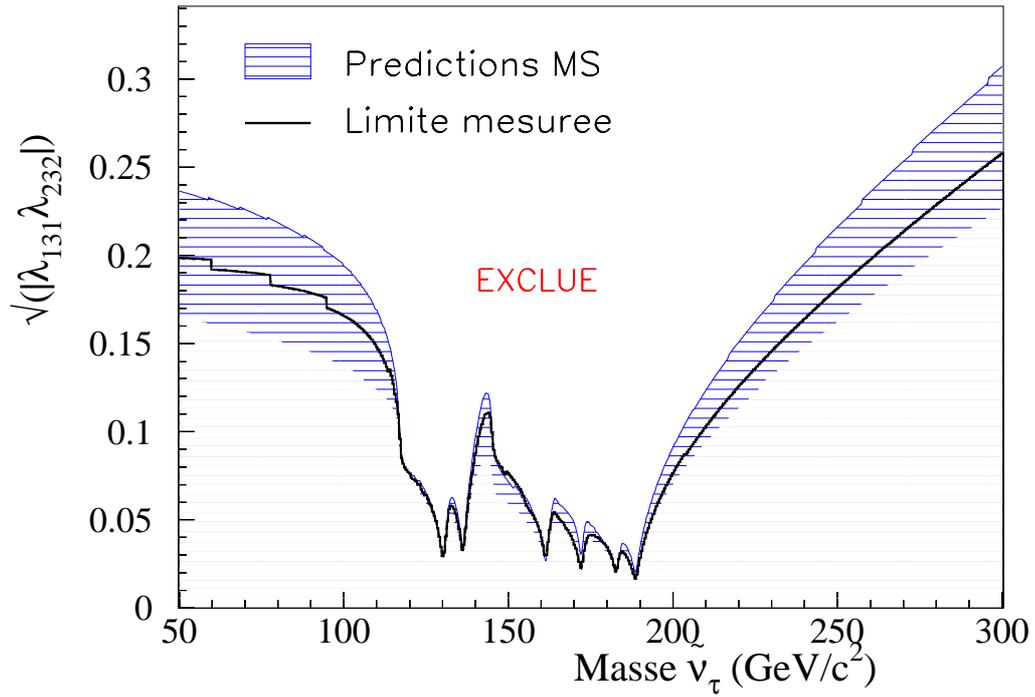


Figure 13.11: *Limites attendues sur $|\lambda_{121}|$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\mu$ à 95 % de niveau de confiance pour une expérience de LEP2, étant donnée la luminosité accumulée aux divers points en énergie (rayures) comparées aux limites venant des mesures dileptoniques d'Aleph (ligne).*

les données d'une expérience de LEP2 sur les masses de sneutrinos sont intéressantes, de quelques centaines de GeV pour de faibles valeurs des couplages. Et les limites extraites de cette analyse sont en accord avec la sensibilité prédite pour la luminosité actuelle dans le cas de la seule contribution du Modèle Standard.

Dans les cas où l'échange du sneutrino a lieu dans la voie s , un pic étroit est prédit dans la section efficace quand l'énergie dans le centre de masse est égale à la masse du sneutrino, les sneutrinos étant attendus avec une faible largeur. Afin d'améliorer la sensibilité pour des masses de sneutrinos égales aux énergies dans le centre de masse de LEP2, une méthode d'ajustement a été développée, qui parcourt les distributions en $\sqrt{s'}$ des données. Un sneutrino de masse $m_{\tilde{\nu}}$ produit dans la voie s produirait un pic dans la distribution de $\sqrt{s'}$, à $\sqrt{s'} = m_{\tilde{\nu}}$. Des limites sont mises sur le couplage en fonction de la masse du sneutrino comme suit : pour chaque valeur de la masse $m_{\tilde{\nu}}$, le nombre d'événements de données et d'événements attendus dans le Modèle Standard sont estimés dans une fenêtre de ± 2.5 GeV autour de $\sqrt{s'} = m_{\tilde{\nu}}$. La taille de la fenêtre est choisie telle qu'au moins 60 % des événements de masse $m_{\tilde{\nu}}$ soient reconstruits dans cette fenêtre. Un ajustement des prédictions aux données par une méthode de maximum de vraisemblance est appliqué dans cet intervalle, la fonction de vraisemblance \mathcal{L} ayant la même forme que précédemment. Cette méthode a été utilisée sur les résultats du processus dimuons à $\sqrt{s} = 189$ GeV, avec échange d'un $\tilde{\nu}_\tau$ dans la voie s . La statistique étant faible dans chaque fenêtre en $\sqrt{s'}$, les limites obtenues, représentées sur la figure 13.12, sont moins contraignantes que celles présentées sur la figure 13.7.

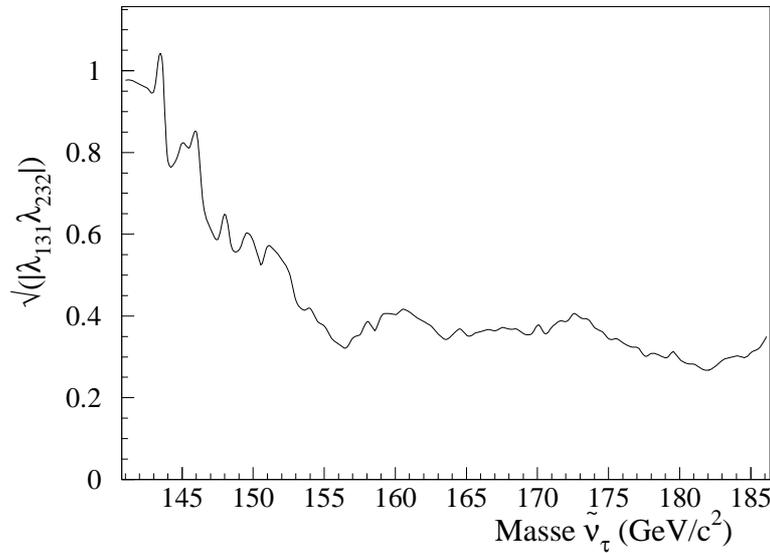


Figure 13.12: *Limites supérieures à 95 % de niveau de confiance sur $\sqrt{|\lambda_{131}\lambda_{232}|}$ en fonction de la masse $\tilde{\nu}_\tau$, obtenues à partir des sections efficaces dimuons par intervalles de $\sqrt{s'}$, à 189 GeV.*

Les contraintes les plus intéressantes sont donc obtenues en utilisant les sections efficaces dileptoniques par intervalle de $\cos\theta^*$, dans le cas d'échange de sneutrino $\nu_{\mu/\tau}$; les limites sur la masse de ces sneutrinos est de quelques centaines de GeV pour de faibles valeurs des

couplages.

13.3 Autres limites sur les sneutrinos

Des recherches directes de sneutrinos ont été menées avec les données de LEP1 : une limite minimale sur la $m_{\tilde{\nu}}$ peut être déduite de la limite supérieure de désintégration du Z^0 en paire $\tilde{\nu}\bar{\tilde{\nu}}$. Cette dernière limite est imposée par la détermination de la largeur de désintégration invisible du Z^0 au pic. En supposant trois espèces de sneutrinos dégénérés, la limite obtenue est $m_{\tilde{\nu}} > 43.1$ GeV [25]. Des recherches directes à LEP2 conduisent à des limites de 72 GeV/c² pour $\tilde{\nu}_e$, et de 49 GeV/c² pour $\tilde{\nu}_\mu$ et $\tilde{\nu}_\tau$ [26].

Des recherches indirectes utilisant les mesures de sections efficaces de production de e^+e^- et $\mu^+\mu^-$, de 91 à 172 GeV, avec le détecteur L3, excluent la valeur M_Z ainsi que la zone de 125 à 180 GeV/c² pour la masse de $\tilde{\nu}_\tau$ [1],[27].

Chapitre 14

Bosons Z' et autres couplages

Une dernière extension du Modèle Standard donnant lieu à des recherches indirectes de nouvelle physique consiste en vecteurs bosons supplémentaires apparaissant notamment dans les théories de grande unification incluant le Modèle Standard. Ces bosons émergent naturellement car toute extension du Modèle Standard introduit des groupes de jauge plus larges avec davantage de générateurs de groupe, et donc davantage de bosons de jauge intermédiaires. Généralement, la grande échelle de masse des groupes de grande unification implique des bosons de jauge extrêmement lourds et donc indétectables dans la physique de laboratoire. Il peut y avoir cependant des bosons de jauge additifs qui n'acquièrent pas de masse quand la théorie de grande unification est brisée. Leur masse peut provenir d'autres champs de Higgs à basse énergie, c'est-à-dire à l'échelle du TeV. Dans ce cas, il serait possible de les voir directement au Large Hadron Collider ou au Tevatron, ou encore de ressentir leurs effets dans les expériences de haute précision de LEP.

Une classe particulière de tels bosons de jauge a été prise en compte pour interpréter les mesures difermioniques : les bosons de jauge neutres supplémentaires, notés Z' . La découverte de nouveaux bosons de jauge aurait des implications profondes : en plus de signaler de nouvelles forces, leurs propriétés spécifiques mettraient en valeur un modèle particulier d'extension du Modèle Standard. En effet, l'existence de ces bosons additifs est prédite soit par des modèles de symétrie gauche-droite (Left-Right), soit dans des scénarios composites, soit encore par plusieurs modèles de grande unification, tous basés sur des groupes de jauge plus grands que $SU(5)$. Quelques modèles principaux de nouveaux bosons neutres seront présentés dans cette section, après l'étude des effets d'un seul boson supplémentaire au Modèle Standard.

Les limites mises sur de nouveaux bosons de jauge à Aleph, étudiées dans la thèse [28] et basées sur les résultats difermioniques présentés ici, sont seulement exposées, après un rappel des modèles de bosons Z' considérés et des méthodes utilisées pour dériver les limites.

14.1 Différents modèles de bosons additionnels

14.1.1 Dans le cadre de grande unification

E_6 et son sous-groupe $SO(10)$ sont des extensions naturelles du modèle $SU(5)$. A la fois $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et $SU(5)$ sont des groupes de rang 4, tandis que E_6 est de rang 6. Deux bosons neutres supplémentaires sont par conséquent impliqués ; l'un ou les deux peuvent être assez légers [$\mathcal{O}(\text{TeV})$] pour être observables expérimentalement par production directe ou à travers des expériences de précision. La brisure de symétrie spontanée de ces groupes étendus mène à des groupes $U(1)$ supplémentaires. Nous allons considérer le cas où seul un des bosons additionnels est suffisamment léger pour être intéressant. Le type de groupes $U(1)$ qui survivrait à l'échelle du TeV dépend de la brisure de symétrie. Les trois exemples présentés ci-après sont parmi les plus importants.

1. Dans un modèle avec E_6 , il existe un Z_ψ puis un Z_χ additionnels lors des brisures de symétrie :

$$\begin{aligned} E_6 &\xrightarrow{M_6} SO(10) \times U(1)_\psi \\ SO(10) &\xrightarrow{M_{10}} SU(5) \times U(1)_\chi \\ SU(5) &\xrightarrow{M_5} SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \end{aligned}$$

$SU(5)$ se brise finalement pour retrouver le modèle standard. Ici, M_6 , M_{10} et M_5 sont des échelles d'énergie très lourdes ($> 10^{14}$ GeV).

2. De nombreux modèles E_6 inspirés des supercordes se brisent directement en un groupe de rang 5 par :

$$E_6 \xrightarrow{M_6} SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_\eta$$

où $Q_\eta = \sqrt{\frac{3}{8}}Q_\chi - \sqrt{\frac{5}{8}}Q_\psi$. De manière générale, un boson Z d'un modèle E_6 est une combinaison linéaire arbitraire de Z_χ et de Z_ψ , faisant intervenir un angle de mélange β :

$$Z^{o'} = \cos \beta Z_\chi + \sin \beta Z_\psi$$

3. D'autres modèles émergent de la brisure de symétrie du groupe $SO(10)$. En notant B et L respectivement les nombres baryonique et leptonique :

$$\begin{aligned} SO(10) &\xrightarrow{M_{10}} SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L} \\ SU(2)_R \times U(1)_{B-L} &\xrightarrow{M_{LR}} U(1)_Y \end{aligned}$$

M_{LR} peut varier de plusieurs échelles d'énergie. Ces modèles $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ ou modèles gauche-droite (Left-Right) peuvent aussi être considérés hors du contexte de $SO(10)$. Dans ce modèle LR, le courant orthogonal au groupe $U(1)$ du modèle standard est :

$$J_{LR} = \sqrt{\frac{3}{5}} \left(\alpha J_{3R} - \frac{1}{2\alpha} J_{B-L} \right) \quad (14.1)$$

T_{3R} est la troisième composante de $SU(2)_R$; elle est construite de sorte que les fermions droits forment des doublets et les fermions gauches des singlets. $B - L$, courant de $U(1)$, est de la forme $2(Q - T_{3L} - T_{3R})$. Dans l'équation 14.1

$$\alpha = \left[\left(\frac{g_r}{g_l} \right)^2 \left(\frac{1 - \sin^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \right) - 1 \right]^{1/2}$$

Les couplages Z_χ sont un cas particulier de Z_{LR} correspondant à une symétrie gauche-droite ($g_L = g_R$) et $\sin^2 \theta_W = 3/8$. Ce modèle (symétrie droite-gauche ou LRS) sera considéré par la suite.

La constante de couplage du groupe $U(1)$ additionnel est :

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} \sin \theta_W g_1 \lambda_g^{1/2}$$

$g_1 = \sqrt{g^2 + g'^2}$ et λ_g est de l'ordre de 1. Pour Z_{LR} , $\lambda_g = 1$ par construction.

14.1.2 Dans le cadre standard

Hors du contexte de grande unification, un boson Z' du Modèle Standard séquentiel non invariant de jauge (SSM) peut être considéré. Il a les mêmes couplages que le boson Z standard mais une masse plus élevée.

14.2 Limites actuelles sur les bosons Z'

Des limites à 95 % de niveau de confiance sur la masse et l'angle de mélange de bosons Z' sont obtenues dans Aleph en ajustant les mesures données dans le tableau 14.1 aux prédictions [28]. Les mesures de LEP1 sont prises dans [29]; les mesures de LEP2 sont celles présentées dans ce travail. Les données obtenues à LEP1 permettent principalement de placer des contraintes sur l'angle de mélange, tandis que celles de LEP2 contraignent la masse du boson Z' pour de faibles angles de mélange.

Données	Observables
LEP1	$\sigma^{l^+l^-}$, $A_{FB}^{l^+l^-}$, $\sigma^{q\bar{q}}$, $l = \mu, \tau$
LEP2 130–189 GeV	$\sigma^{l^+l^-}$, $A_{FB}^{l^+l^-}$, $\sigma^{q\bar{q}}$, R_b $l = \mu, \tau$; $\sqrt{s'/s} > 0.9$, $ \cos \theta < 0.95$

Tableau 14.1: *Ensemble d'observables utilisées dans l'analyse des bosons Z' .*

Les limites obtenues, dans le plan de l'angle de couplage en fonction de la masse du boson Z' , sont représentées sur les figures 14.1 pour les différents modèles de Z' provenant des groupes de grande unification.

De plus, en posant $\theta_{\text{mix}} = 0$, des limites inférieures peuvent être obtenues sur la masse du boson Z' . Les résultats sont donnés dans le tableau 14.2 [30], où ils sont comparés aux limites provenant de recherches directes de la collaboration CDF[31].

Modèle	ALEPH	CDF direct
$E_6(\chi)$	458	595
$E_6(\psi)$	285	590
$E_6(\eta)$	295	620
$E_6(I)$	385	565
LRS	467	630
MS séquentiel	1050	690

Tableau 14.2: *Comparaison des limites minimales à 95 % de niveau de confiance sur $m_{Z'}$ (GeV/c^2), à partir d'ajustements d'un paramètre électrofaible (ALEPH) et de recherches directes (CDF), avec un angle de mélange $\theta_{\text{mix}} = 0$.*

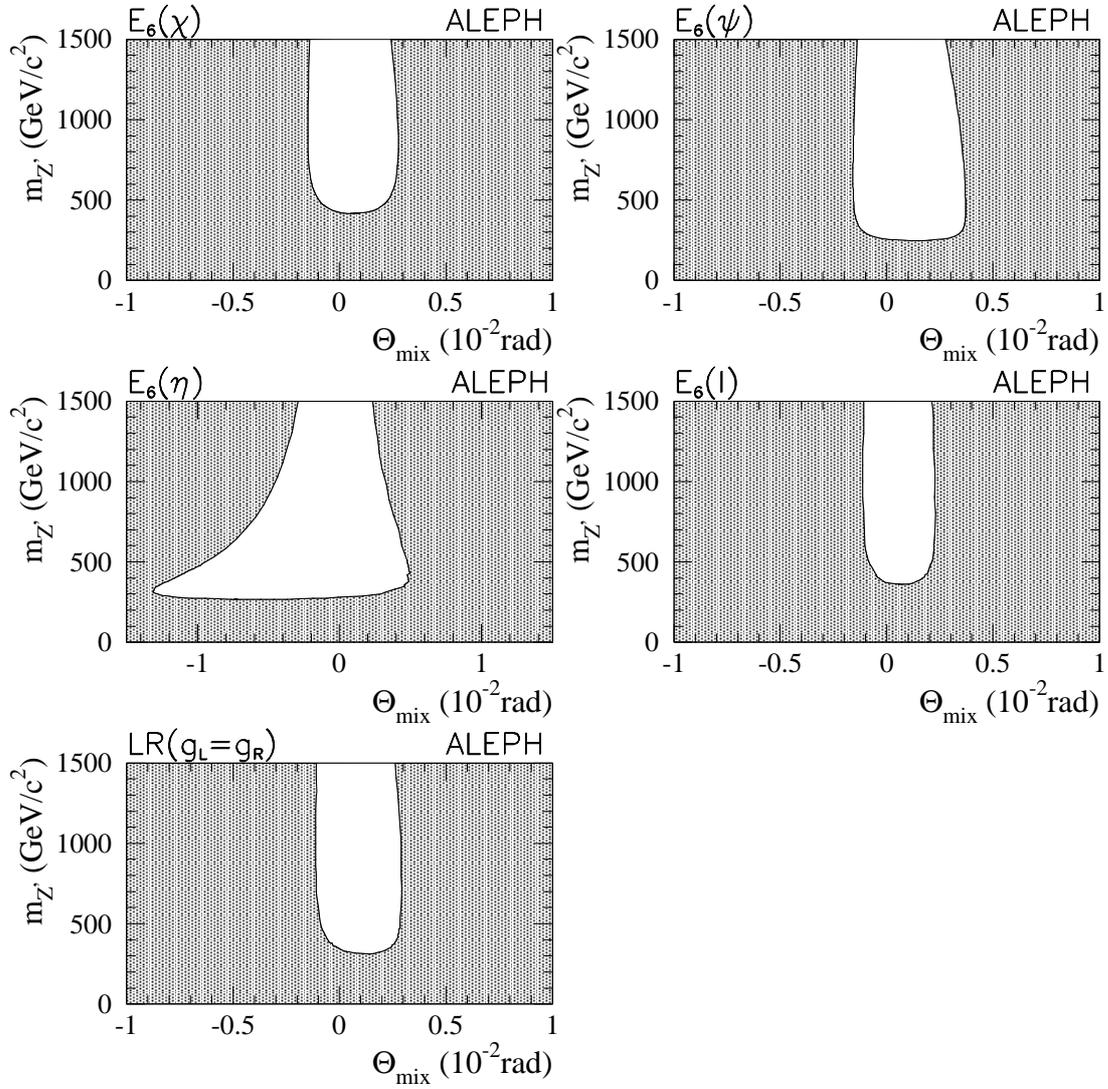


Figure 14.1: Limites à 95 % de niveau de confiance dans le plan de l'angle de mélange θ_{mix} en fonction de $m_{Z'}$, pour les modèles $E_6(\chi)$, $E_6(\psi)$, $E_6(\eta)$, $E_6(I)$ et LRS [24]. Les régions en grisé sont exclues.

Bibliographie

- [1] “*Review of Particle Physics*”, Europ. Phys. Journal C3 (1998).
- [2] E.J. EICHEN, K.D. LANE, M.E. PESKIN, Phys. Rev. Lett. 50 (1983), 811.
- [3] OPAL COLLABORATION, “*Tests of the Standard Model and constraints on new physics from measurements of fermion pair production at 183 GeV at LEP*”, Euro. Phys. J. C6 (1999) 1.
- [4] L3 COLLABORATION, “*Search for new physics phenomena in fermion pair production at LEP*”, Phys. Lett. B433 (1998) 163.
- [5] CDF COLLABORATION, “*Limits on quark-lepton compositeness scales from dileptons produced in 1.8 TeV $p\bar{p}$ collisions*”, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2198.
- [6] H1 COLLABORATION, “*Search for contact interactions in neutral current scattering at HERA*”, Conference on High-Energy Physics 1998, abstract #584.
- [7] A. DEANDREA, Phys. Lett. B409 (1997), 277.
- [8] W. BUCHMULLER, R. RUCKL, D. WYLER, Phys. Lett. B191 (1987), 442.
- [9] S. DAVIDSON, D. BAILEY, B.A. CAMPBELL, Z. Phys. C61 (1994), 613.
- [10] P. LANGACKER, M. LUO, A. MANN, “*High-precision electroweak experiments: a global search for new physics beyond the Standard Model*”, Rev. Mod. Phys. 64 (1992), 87.
- [11] J. KALINOWSKI, R. RÜCKL, H. SPIESBERGER, P.M. ZERWAS, Z. Phys. C74 (1997), 595.
- [12] M. LEURER, “*A comprehensive study of leptoquark bounds*”, Phys. Rev. D49 (1994) 333; “*Bounds on vector leptoquarks*”, D50 (1994) 536.
- [13] THE H1 COLLABORATION, I. ABT ET AL., Nucl. Phys. B396 (1993), 3; THE H1 COLLABORATION, I. AHMED ET AL., Z. Phys. C64 (1994), 545; THE H1 COLLABORATION, I. AID ET AL., Z. Phys. C71 (1996), 211.
- [14] THE ZEUS COLLABORATION, M. DERRICK ET AL., Phys. Lett. B306 (1993), 173.

- [15] THE D0 COLLABORATION, “*A search for first generation vector leptoquarks*”, contributed paper #594 to XXIX International Conference on High Energy Physics, Vancouver, Canada (1998).
- [16] THE CDF COLLABORATION, F. ABE ET AL., “*Search for exotic particles at the Tevatron*”, XXIX International Conference on High Energy Physics, Vancouver, Canada (1998).
- [17] THE ALEPH COLLABORATION, F. DECAMP ET AL., Phys. Rept. 216 (1992), 253.
- [18] THE DELPHI COLLABORATION, P. ABREU ET AL., Phys. Lett. B316 (1993), 620.
- [19] THE L3 COLLABORATION, ADRIANI ET AL., Phys. Rept. 236 (1993), 1.
- [20] THE OPAL COLLABORATION, G. ALEXANDER ET AL., Phys. Lett. B263 (1991), 123.
- [21] THE H1 COLLABORATION, “*A Search for Leptoquark Bosons in DIS at High Q^2 at HERA*”, contributed paper #579 to XXIX International Conference on High Energy Physics, Vancouver, Canada (1998).
- [22] J. WESS ET B. ZUMINO, Nucl. Phys. B70 (1974), 39; Phys. Lett. B49 (1974), 52.
- [23] J. KALINOWSKI ET AL., Phys. Lett. B406 (1997), 314.
- [24] ALEPH COLLABORATION, *Study of Fermion Pair Production in e^+e^- Collisions at 130–183 GeV* (1999) (to be published in Euro. Phys. J. C).
- [25] J. ELLIS ET AL., Phys. Lett. B388 (1996), 97.
- [26] R. BARATE ET AL., ALEPH COLLABORATION, Europ. Phys. Jour. C4 (1998), 433.
- [27] ACCIARI ET AL., L3 COLLABORATION, Phys. Lett. B414 (1997), 373.
- [28] M. SWYNGHEDAUW, thèse, Ecole Polytechnique (1999).
- [29] ALEPH COLLABORATION, “*Final results of Z resonance parameters and lepton forward-backward asymmetries at LEP1*”, contributed paper #284 to XXIX International Conference on High Energy Physics, Vancouver, Canada (1998), ALEPH-CONF 98-038 (to be published).
- [30] ALEPH COLLABORATION, *Fermion pair production in e^+e^- collisions at 189 GeV and limits on physics beyond the Standard Model*, contributed paper to Moriond Winter Conferences 1999, ALEPH-CONF 99-0?? .
- [31] CDF COLLABORATION, “*Search for new gauge bosons decaying into dileptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*”, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2192.

Conclusion et perspectives

Bilan des mesures difermioniques et des interprétations

Le travail présenté dans cette thèse est basé sur les données prises auprès du collisionneur LEP de 1995 à 1998, pour des énergies dans le centre de masse variant de 130 à 189 GeV et une luminosité totale intégrée de 250 pb^{-1} . Les analyses des processus $e^+e^- \rightarrow Z^*, \gamma \rightarrow f\bar{f}$ ont été développées; à haute énergie, 800 événements dimuons et ditaus ont été sélectionnés, 25000 événements Bhabhas et 6000 événements hadroniques.

Les sections efficaces ont été calculées pour chaque canal et chaque point en énergie, ainsi que les asymétries; les incertitudes systématique sont à présent du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques et ont été étudiées en détail. Les chiffres donnés dans ce mémoire pour les canaux di-leptoniques ont été utilisés par la collaboration Aleph comme chiffres officiels depuis 1996.

Ces résultats ont permis de tester le Modèle Standard à des échelles jamais atteintes par un collisionneur e^+e^- . Les précisions sont à la hauteur de:

- 3.5 % pour les sections efficaces dimuons et ditaus
- 0.6 % pour les sections efficaces di-électrons
- 1.3 % pour les sections efficaces $q\bar{q}$.

Les mesures sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard; cependant les prédictions restent la source principale d'incertitudes, en particulier en ce qui concerne les contributions des ordres supérieurs.

Des études sur les limites extraites avec la sensibilité prédite pour la luminosité actuelle dans le cas de la seule contribution du Modèle Standard montre qu'aucune déviation n'est observée. Cet accord avec le Modèle Standard et l'absence de signaux Higgs ou SUSY provenant de recherches directes ont conduit à utiliser ces résultats pour estimer l'échelle de nouvelle physique à partir d'éventuelles déviations observées sur les sections efficaces et les asymétries. Dans la dernière partie de ce travail, des limites indirectes sur ces phénomènes au-delà du Modèle Standard sont ainsi obtenues.

- Dans le cadre des termes de contact, des limites ont été mises sur les échelles en énergie dans l'intervalle de 7 à 15 TeV.
- En considérant l'échange de leptoquarks, leurs masses ont été contraintes jusqu'à $710 \text{ GeV}/c^2$ pour les leptoquarks scalaires et $590 \text{ GeV}/c^2$ pour les leptoquarks vecteurs.

- Enfin, des limites ont été placées sur les masses de sneutrinos avec violation de la R-parité, de quelques centaines de GeV/c^2 pour de grandes valeurs de leur couplage de Yukawa.

Les limites obtenues sont compétitives avec celles dérivées des mesures à HERA et au Tevatron.

Prospectives

Actuellement le biais théorique sur les mesures des sections efficaces à haute énergie $\sigma_{q\bar{q}}$, σ_{l+l-} , $\Gamma_{b\bar{b}}$ et de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ est de -1.5 % pour le secteur hadronique, +2 % pour les dileptons, -3.3 % sur $\Gamma_{b\bar{b}}$ et +3.4 % sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$. Cette erreur est due à l'incertitude sur la contribution des processus d'ordres supérieurs, en particulier en ce qui concerne l'interférence ISR/FSR. Ces erreurs théoriques sont fortement corrélées.

L'ensemble des mesures faites à LEP2 devrait permettre de quantifier cet effet. En effet, dans chaque expérience, un traitement cohérent de toutes les données prises à LEP2 (500 pb^{-1}) devrait amener une précision de 0.75 % en ce qui concerne le secteur des sections efficaces $\sigma_{q\bar{q}}$ et 2.7 % sur σ_{l+l-} , 3.5 % pour $\Gamma_{b\bar{b}}$ et 4 % sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$.

Avec l'ensemble de la statistique prise à LEP2 avec les quatre expériences, l'interprétation de ces mesures dans le cadre du Modèle Standard devrait permettre de contraindre les contributions d'ordres supérieurs.

Une étude a été menée sur les limites qu'il sera possible de placer sur de nouveaux phénomènes en utilisant toute la statistique de LEP2 pour Aleph (500 pb^{-1}). Ces limites sont extraites de la sensibilité prédite pour une telle luminosité dans le cas de la seule contribution du Modèle Standard. Les contraintes attendues dans le contexte des termes de contact à quatre fermions seraient améliorées jusqu'à 30 % et varient de 7 à 19 TeV, ce qui couvre les énergies du Tevatron et en partie de LHC. Elles sont représentées sur la figure 14.2. La combinaison des limites des quatre expériences LEP permettrait encore d'améliorer les contraintes.

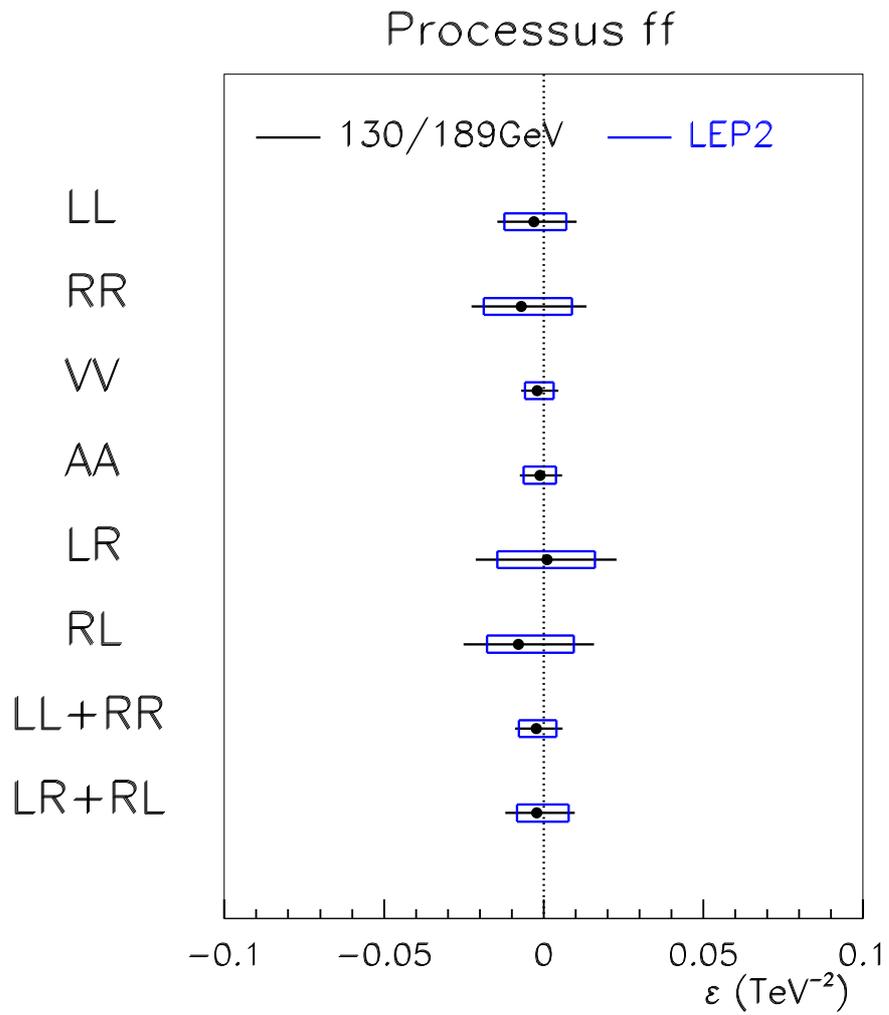


Figure 14.2: *Limites attendues sur ϵ à 95 % de niveau de confiance pour une expérience de LEP2, étant donnée la luminosité prévue en fin de LEP2 (cadres) comparées aux limites mesurée à l'heure actuelle avec les mesures dileptoniques d'Aleph (segments).*

Annexe A

Section efficace du processus

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$$

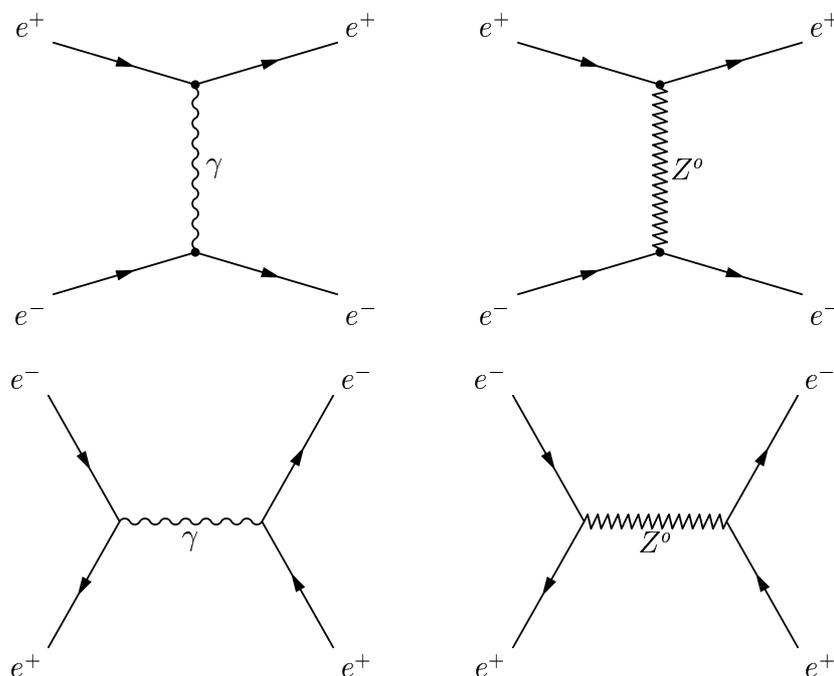


Figure A.1: Les quatre diagrammes de base de la réaction Bhabha, en haut pour la voie t et en bas pour la voie s .

Dans le cadre du modèle GWS, les quatre diagrammes de la figure A.1 contribuent à la réaction Bhabha. Dans l'approximation de Born, la section efficace totale se décompose en 10 termes: les trois termes produits par l'échange d'un γ ou d'un Z^0 dans le canal s (équation 1.2 du chapitre 1), les trois contributions de l'échange de γ liées au canal t , $\sigma_{\gamma_t \gamma_t}$, $\sigma_{\gamma_t \gamma_s}$ et $\sigma_{\gamma_t Z_s}$, et enfin les quatre termes provenant de l'échange d'un Z^0 par le canal t et les interférences additionnelles, $\sigma_{Z_t Z_t}$, $\sigma_{Z_t \gamma_t}$, $\sigma_{Z_t Z_s}$ et $\sigma_{Z_t \gamma_s}$.

Les sept termes de la section efficace différentielle ajoutés à ceux décrivant la voie s ont pour

expression dans l'approximation de Born, avec $t = (p_{e^-} - p_{e^+})^2$:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_t\gamma_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} 2 \frac{4 + (1 + \cos\theta^*)^2}{(\cos\theta^* - 1)^2} \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_t\gamma_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} 2 \frac{(1 + \cos\theta^*)^2}{(\cos\theta^* - 1)} \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_t Z_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} 2 (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) \frac{(1 + \cos\theta^*)^2}{(\cos\theta^* - 1)} \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{Z_t\gamma_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s}{t - M_Z^2} (1 + \cos\theta^*)^2 (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{Z_t Z_s} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} 2 \frac{s}{t - M_Z^2} (1 + \cos\theta^*)^2 \left[(g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)^2 + 4g_{V_e}^2 g_{A_e}^2 \right] \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{Z_t\gamma_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s}{t - M_Z^2} \frac{2}{\cos\theta^* - 1} \left[(1 + \cos\theta^*)^2 (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) + 4(g_{V_e}^2 - g_{A_e}^2) \right] \\
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{Z_t Z_t} &= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \frac{s^2}{(t - M_Z^2)^2} \frac{1}{2} \left[(1 + \cos\theta^*)^2 \left((g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)^2 + 4g_{V_e}^2 g_{A_e}^2 \right) \right. \\
&\quad \left. + 4 \left((g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2)^2 - 4g_{V_e}^2 g_{A_e}^2 \right) \right]
\end{aligned}$$

La partie provenant de la voie s est identique à celle participant à la production des autres paires de fermions. Par contre, le propagateur du photon dans la voie t est proportionnel à $\frac{1}{(1 - \cos\theta^*)}$ et il diverge dans la région avant ($\theta^* \rightarrow 0$). Ainsi en ne considérant que les contributions du photon à cette section efficace :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{QED} &= \left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_s\gamma_s} + \left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_t\gamma_t} + \left(\frac{d\sigma^o}{d\cos\theta^*}\right)_{\gamma_s\gamma_t} \\
&= \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left(\frac{3 + \cos^2\theta^*}{1 - \cos\theta^*} \right)^2
\end{aligned}$$

Quand $\theta^* \rightarrow 0$, le cosinus de θ^* peut être approximé par le développement limité $(1 - \frac{1}{2}\theta^{*2} + O(\theta^{*4}))$ et la partie QED de la section efficace différentielle se comporte en $\frac{1}{\theta^{*4}}$. Ce comportement est une conséquence de la portée infinie de la masse nulle du photon. La section efficace totale Bhabha ne peut alors être définie sans une coupure d'acceptance, et ce déjà à l'ordre le plus bas.

Annexe B

Corrections aux estimateurs

Les estimateurs utilisés pour l'identification des électrons sont répartis par construction selon des gaussiennes de valeur moyenne égale à 0 et d'écart-type valant 1 pour les électrons.

Durant l'année 1997, des biais ont affecté leur distribution et une normalisation a été appliquée. Elle s'exprime comme :

$$R_{norm} = \frac{R_{mes} - R_{moy}}{\sigma_R}$$

R_{moy} et σ_R sont respectivement la valeur moyenne et l'écart-type de la gaussienne décalée et élargie de l'estimateur R . Les valeurs de R_{moy} et de σ_R pour les données réelles et simulées sont indiquées :

- dans les tableaux B.1 et B.2 pour R_I , en fonction de l'impulsion de la trace et de sa position dans le VDET ($|\cos\theta| < 0.87$) ou non ($|\cos\theta| \geq 0.87$) ;
- dans les tableaux B.3 et B.4 pour R_T , en fonction de l'impulsion de la trace, de son signe et de sa position dans le VDET ou non ;
- dans les tableaux B.5 et B.6 pour R_L , en fonction de l'impulsion de la trace et de son signe. L'estimateur n'est corrigé que pour les traces situées dans les bouchons du détecteur, soit vérifiant $|\cos\theta| > 0.76$.

Pour les corrections des données réelles, des événements di-électrons et $\gamma\gamma - ee$ pris en 1997 au pic du Z ont été utilisés ; pour les données simulées, les corrections sont basées sur des événements di-électrons Monte-Carlo générés avec une énergie dans le centre de masse de 183 GeV.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$
$P < 15$	-0.638	-1.049	1.055	1.032
$15 \leq P$	-0.515	-0.834	0.880	0.859

Tableau B.1: Corrections à l'estimateur R_I pour les données réelles à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$
$P < 15$	0.601	0.572	1.043	0.979
$15 \leq P$	0.710	0.672	1.096	1.050

Tableau B.2: Corrections à l'estimateur R_I pour les données simulées à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$
Charge positive				
$P < 20$	-0.231	0.178	1.100	1.207
$20 \leq P < 30$	0.020	0.240	1.233	1.182
$30 \leq P < 40$	0.038	0.240	1.208	1.182
$40 \leq P < 70$	0.020	0.378	1.013	1.250
$70 \leq P$	0.230	0.086	1.129	0.980
Charge négative				
$P < 20$	-0.201	0.577	1.121	1.267
$20 \leq P < 30$	-0.021	1.010	1.162	1.452
$30 \leq P < 40$	0.275	1.010	1.301	1.452
$40 \leq P < 70$	0.101	0.743	1.122	1.246
$70 \leq P$	0.411	0.600	1.113	1.118

Tableau B.3: Corrections à l'estimateur R_T pour les données réelles à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$	$ \cos\theta < 0.87$	$ \cos\theta \geq 0.87$
	Charge positive			
$P < 20$	0.063	0.185	1.176	1.050
$20 \leq P < 30$	0.143	0.245	1.211	1.307
$30 \leq P < 40$	0.205	0.245	1.146	1.307
$40 \leq P < 70$	0.182	0.295	1.032	0.920
$70 \leq P$	0.231	0.140	0.887	0.820
	Charge négative			
$P < 20$	-0.087	0.198	1.140	1.223
$20 \leq P < 30$	-0.108	0.160	1.215	1.305
$30 \leq P < 40$	-0.083	0.160	1.162	1.305
$40 \leq P < 70$	-0.195	0.292	1.035	0.956
$70 \leq P$	-0.187	0.040	0.879	0.827

Tableau B.4: Corrections à l'estimateur R_T pour les données réelles à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	Charge > 0	Charge < 0	Charge > 0	Charge < 0
$P < 15$	-0.100	-0.192	1.227	1.183
$15 \leq P < 20$	-0.128	-0.222	1.237	1.282
$20 \leq P < 25$	-0.044	-0.280	1.177	1.204
$25 \leq P < 30$	-0.256	-0.370	0.978	0.983
$30 \leq P < 40$	-0.164	-0.165	1.019	0.958
$40 \leq P < 50$	-0.079	-0.247	0.940	0.972
$50 \leq P < 60$	-0.034	-0.222	0.928	0.882
$60 \leq P < 70$	-0.020	-0.198	0.926	0.906
$70 \leq P$	-0.086	-0.104	0.871	0.899

Tableau B.5: Corrections à l'estimateur R_L pour les données réelles à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Les corrections sont calculées pour $|\cos\theta| > 0.76$.

Impulsion GeV/c	R_{moy}		σ_R	
	Charge > 0	Charge < 0	Charge > 0	Charge < 0
$P < 15$	-0.685	-0.675	1.106	1.197
$15 \leq P < 20$	-0.531	-0.679	1.080	1.047
$20 \leq P < 25$	-0.498	-0.590	1.058	0.997
$25 \leq P < 30$	-0.429	-0.471	0.969	1.024
$30 \leq P < 40$	-0.296	-0.380	0.905	0.959
$40 \leq P < 50$	-0.232	-0.280	0.940	0.925
$50 \leq P < 60$	-0.138	-0.176	0.892	0.924
$60 \leq P < 70$	-0.107	-0.172	0.885	0.866
$70 \leq P$	-0.141	-0.144	0.934	0.960

Tableau B.6: Corrections à l'estimateur R_L pour les données simulées à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Les corrections sont calculées pour $|\cos\theta| > 0.76$.

Résumé

Alors que la première phase du collisionneur LEP a permis d'étudier le secteur électrofaible à la masse du boson Z avec une très grande précision, la seconde phase de LEP s'est déroulée à des énergies dans le centre de masse de 130 à 189 GeV à l'heure actuelle. Ces énergies atteintes à LEP2 permettent de tester précisément le Modèle Standard sur une large échelle en énergie, au-delà du pic du boson Z. Dans ce cadre, le travail effectué dans cette thèse concerne l'étude des processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à partir des données enregistrées par le détecteur Aleph de 1995 à 1998, avec une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} .

Les sélections des productions de paires de muons, de taus et d'électrons, ainsi que des événements hadroniques, sont développées dans ce mémoire. Les incertitudes systématiques sont étudiées en détail et sont à présent du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques, soit entre 0.6 % pour les di-électrons et 3.5 % pour les dimuons. Les mesures des sections efficaces di-fermioniques et des asymétries di-leptoniques dérivées de ces sélections sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard; cependant les prédictions restent la source principale d'incertitudes, en particulier en ce qui concerne les contributions des ordres supérieurs.

Ces sections efficaces et asymétries sont sensibles à l'interférence avec de possibles nouveaux canaux, par exemple à l'existence de nouvelle physique intervenant à des énergies supérieures à celles étudiées. Aucune déviation significative n'étant vue entre les mesures di-fermioniques avec les prédictions, des limites indirectes sur ces phénomènes au-delà du Modèle Standard sont obtenues. Dans le cadre des termes de contact à quatre fermions, des limites inférieures de 7 à 15 TeV ont été mises sur les échelles en énergie de nouvelle physique. En considérant l'échange de nouvelles particules, les masses des leptoquarks ont été contraintes jusqu'à $710 \text{ GeV}/c^2$ pour les leptoquarks et $590 \text{ GeV}/c^2$ pour les leptoquarks vecteurs; et des limites ont été placées sur les masses de sneutrinos avec violation de la R-parité, de quelques centaines de GeV/c^2 pour de grandes valeurs de leur couplage de Yukawa.

Mots-clés : Difermions, sections efficaces, asymétries, interactions de contact, sneutrinos, leptoquarks, LEP2, ALEPH.