

Université de Montréal

Mesure des couplages trilinéaires anomaux des bosons de jauge avec le
détecteur OPAL au LEP

par

Isabel Trigger

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Août, 1999

© Isabel Trigger, 1999



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Mesure des couplages trilinéaires anomaux des bosons de jauge avec le
détecteur OPAL au LEP

présentée par:

Isabel Trigger

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

David London,	président-rapporteur
Georges Azuelos,	directeur de recherche
Pierre Depommier,	membre du jury
William Trischuk,	examineur externe
Jiri Patera,	représentant du doyen

Thèse acceptée le:

Sommaire

Depuis 1996, l'énergie du grand collisionneur électron-positon (LEP) au CERN a atteint une valeur suffisante pour produire des paires de bosons de jauge électro-faibles. Cela permet de mettre à l'épreuve le Modèle Standard de la physique des particules, qui prédit de façon très exacte la nature et la force des couplages entre ces bosons. En effet, le processus de production de W^+W^- passe, entre autres, par le diagramme $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow W^+W^-$, qui comprend des couplages $Z^0W^+W^-$ et γW^+W^- . L'étude détaillée des événements W^+W^- servira non seulement à vérifier la nature non-abélienne des interactions électro-faibles, mais aussi à sonder, éventuellement, des phénomènes de physique au-delà du Modèle Standard. L'existence de certaines particules lourdes, encore inconnues, pourrait, par exemple, se manifester par la présence de couplages anomaux.

Les couplages $W^+W^-Z^0$ et $W^+W^-\gamma$ sont mesurés directement à partir du taux de production et des caractéristiques de la désintégration des W^+W^- dans le détecteur OPAL pour des énergies au centre de masse de 183 et 189 GeV. Les trois états finaux possibles pour la désintégration d'une paire de W^+W^- sont : (i) deux leptons chargés et de l'énergie manquante ($W^+W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$) ; (ii) un lepton chargé accompagné de deux jets d'hadrons et de l'énergie manquante ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$) ; ou (iii) quatre jets d'hadrons ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$). Le sujet de cette thèse porte plus particulièrement sur ce dernier cas. C'est un état final compliqué à reconstruire : il s'agit d'utiliser la cinématique de l'événement pour décider quelle paire de jets associer à chaque W . Afin d'avoir une certaine sensibilité à la présence de couplages anomaux, il faut aussi essayer de reconstruire, à partir des charges et des impulsions des hadrons dans les jets, la charge de chacun des W . Les distributions angulaires des W^\pm et de leurs produits de désintégration dans le détecteur sont sensibles aux hélicités des W , et

fournissent donc de précieux renseignements sur la nature des couplages. L'étude détaillée de ces distributions et des erreurs systématiques qui y sont associées est ici présentée. Combinés à la mesure du taux de production, les résultats permettent d'établir des limites aux valeurs des couplages anomaux, plus contraignantes que celles obtenues par les collisionneurs $p\bar{p}$.

Mots-clé : particules – électro-faible – bosons de jauge – couplages

Abstract

Since 1996, the Large Electron-Positron collider (LEP) at CERN has run at energies sufficiently high for the pair production of electroweak gauge bosons. This permits stringent new tests of the Standard Model of particle physics, which makes very precise predictions of the force and nature of the couplings between these bosons. Two of the possible production processes for W^+W^- pairs are $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow W^+W^-$, which involve $W^+W^-Z^0$ and $W^+W^-\gamma$ couplings. A detailed study of W^+W^- events can be used to verify the non-Abelian nature of electroweak interactions, and also, eventually, to probe for phenomena arising from physics beyond the Standard Model. The existence of certain new heavy particles, for example, might result in anomalous couplings.

We measure the $W^+W^-Z^0$ and $W^+W^-\gamma$ couplings directly, from the rate of W^+W^- production in the OPAL detector and from characteristics of the decay product distributions of these events. There are three possible final states for W^+W^- decays : (i) two oppositely charged leptons and missing energy ($W^+W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$); (ii) one charged lepton, two jets and missing energy ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$) ; or (iii) four hadronic jets ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$). This thesis principally describes the four-jet decays. This is a complicated final state to reconstruct, as the kinematics of the event must be used to determine which of three possible jet pairings corresponds to the true W^+ and W^- , and in order to increase the sensitivity to anomalous couplings, it is also necessary to use the charges and momenta of the hadrons in the jets to reconstruct the charge of each W . The angular distributions of the W^\pm and of their decay products are directly related to the helicities of the W s, and provide an insight into the nature of the gauge boson couplings.

Table des matières

Sommaire	iii
Abstract	v
Table des matières	vi
Liste des tableaux	xi
Table des figures	xiii
Liste des abréviations	xvi
Remerciements	xviii
Introduction	1
Chapitre 1: La théorie électrofaible et les bosons de jauge	4
1.1 Les fermions et leur vie familiale	4
1.2 Les bosons de jauge et les forces de la nature	6
1.3 Le mélange interfamilial des fermions	9
1.4 L'électrodynamique quantique, exemple de théorie de jauge	10
1.5 La force faible : le modèle de Glashow-Salam-Weinberg	11
1.5.1 L'hélicité et la force faible	12
1.5.2 La brisure de la symétrie électro-faible	14
1.5.3 Les interactions et les couplages des bosons de jauge	16
1.6 Au-delà du Modèle Standard : les couplages anomaux	17
1.7 La phénoménologie des bosons de jauge	22
1.7.1 La section efficace de production des W^+W^- en collisions e^+e^-	23
1.7.2 Les désintégrations du W	27

1.8	Les couplages trilinéaires dans les modèles populaires	28
1.8.1	Modèle Standard	28
1.8.2	Modèles supersymétriques	28
1.8.3	Paramètres indépendants du modèle et mesures indirectes	29
1.8.4	Limites d'unitarité	32
1.8.5	Nouveaux bosons de jauge	33
1.8.6	Autres modèles	34
1.9	Les distributions angulaires	34
1.9.1	Le rôle de l'hélicité dans les distributions angulaires	35
1.9.2	Les corrections à la section efficace du niveau Born	38
1.9.3	Les bruits de fond provenant des processus $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions	40
1.9.4	Le bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	42
1.9.5	La force forte et les jets d'hadrons	43
1.9.6	Les corrélations Bose-Einstein	44
1.9.7	Le rebranchement des couleurs	44
Chapitre 2:	Le détecteur OPAL et ses principales composantes	46
2.1	Les trajectomètres	48
2.1.1	Le détecteur central : les chambres à dérive	49
2.1.2	Le microvertex au silicium	53
2.1.3	La résolution des trajectomètres centraux	54
2.1.4	Les trajectomètres à muons	55
2.2	Le scintillateur temps-de-vol	56
2.3	Les calorimètres	56
2.3.1	Les pré-échantillonneurs	57
2.3.2	Le calorimètre électromagnétique en verre de plomb	57

2.3.3	Les autres calorimètres électromagnétiques	58
2.3.4	Les calorimètres hadroniques	60
2.4	Le système d'acquisition de données	61
Chapitre 3: La reconstruction des événements W^+W^-		63
3.1	Les considérations cinématiques de la sélection	63
3.2	La détection des leptons, des photons et des jets	65
3.2.1	La reconstruction des jets (avec l'algorithme DURHAM)	66
3.2.2	Les leptons chargés	67
3.2.3	L'énergie manquante	69
3.2.4	La correction de l'énergie avec l'algorithme MT	69
3.3	Le rayonnement aux états initial et final	70
3.4	La sélection des événements W^+W^- à 183 GeV	71
3.4.1	La sélection des événements $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ à 183 GeV	72
3.4.2	La sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 183 GeV	73
3.4.3	La sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 183 GeV	76
3.5	Les discriminantes de vraisemblance maximum et la méthode de transformation des corrélations par projection	80
3.6	Les données W^+W^- à 189 GeV	82
3.6.1	La sélection des événements $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ à 189 GeV	82
3.6.2	La sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 189 GeV	83
3.6.3	La sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV	84
3.7	La charge des jets	85
3.8	La combinaison des jets en paires	94
Chapitre 4: Les simulations Monte Carlo		104
4.1	La fragmentation	105

4.2	Les générateurs CC03 et les générateurs à quatre fermions	106
4.2.1	PYTHIA	109
4.2.2	EXCALIBUR	109
4.2.2.1	La repondération des événements EXCALIBUR	115
4.2.3	grc4f	115
4.2.4	KORALW	117
4.3	Le bruit de fond Z^0/γ	118
4.4	Le calcul des section efficaces	119
Chapitre 5: La mesure des couplages		121
5.1	Les distributions angulaires	121
5.2	La vraisemblance maximum sans histogrammes	122
5.3	La vraisemblance maximum avec histogrammes	123
5.4	Observables optimales	124
5.5	La matrice des densités de spin	125
5.6	La section efficace totale	127
5.7	La reconstruction des événements semi-leptoniques	128
5.8	La reconstruction des événements leptoniques	132
5.9	La reconstruction des événements hadroniques	134
Chapitre 6: Les erreurs systématiques		147
6.1	Les sources d'erreurs	147
6.1.1	Les sources d'erreur dans les canaux $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$	147
6.1.2	Les erreurs dans la sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$	148
6.1.3	Les erreurs de reconstruction et de simulation Monte Carlo	149
6.1.4	Les erreurs dans la section efficace totale	155

6.1.5	Le biais dans les méthodes de $\cos\theta_W$ et des observables optimales	155
6.2	La convolution des erreurs avec les courbes de probabilité	161
6.3	Les corrélations entre les erreurs	163
Chapitre 7:	Les résultats : la somme des courbes de probabilité	168
7.1	Les résultats OPAL	168
7.2	Les résultats combinés des expériences du LEP	170
Conclusion	175
Références	179

Liste des tableaux

1-I	Les fermions et leurs propriétés	5
1-II	Les bosons vectoriels et leurs propriétés	6
1-III	Sous-amplitudes en fonction des couplages	36
3-I	Sources d'incertitude de la sélection à 183 GeV	78
4-I	Échantillons W^+W^- PYTHIA et ARIADNE utilisés	110
4-II	Échantillons EXCALIBUR utilisés à $\sqrt{s} = 183$ GeV	113
4-III	Échantillons EXCALIBUR utilisés à $\sqrt{s} = 189$ GeV	114
4-IV	Échantillons grc4f utilisés.	116
4-V	Échantillons KORALW utilisés.	118
4-VI	Échantillons $q\bar{q}$ utilisés.	118
4-VII	Sections efficaces calculées avec GENTLE	120
5-I	Résumé des données $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ OPAL.	132
5-II	Mesure des couplages dans le canal $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$	133
5-III	Résumé des données $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ OPAL.	134
5-IV	Mesure des couplages dans le canal $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$	134
5-V	Énergies et luminosités du LEP II.	135
5-VI	Résumé des données $q\bar{q}q\bar{q}$ OPAL.	135
5-VII	Les échantillons Monte Carlo pour les paramétrisations.	144
5-VIII	Gammes de variation des couplages.	145
5-IX	Mesure des couplages dans le canal $q\bar{q}q\bar{q}$	146

6-I	Incertitudes sur les bruits de fond	149
6-II	Erreurs statistiques anticipées	159
6-III	Contributions des erreurs systématiques au canal $q\bar{q}q\bar{q}$	162
6-IV	Résultats finaux pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$	163
7-I	Mesures des couplages dans tous les canaux	170
7-II	Résultats de toutes les expériences du LEP	172
7-III	Combinaison des mesures des différentes expériences	172

Table des figures

1-1	Interaction forte entre deux quarks.	9
1-2	Vertex électromagnétique.	10
1-3	Couplages trilinéaires	17
1-4	Couplages quartiques	17
1-5	Couplages trilinéaires au TeVatron.	22
1-6	Production de l'état final $We\nu$ dans le Modèle Standard	24
1-7	Production en paires des W^+W^- dans le Modèle Standard	25
1-8	Corrections directes et obliques	30
1-9	Angles de production et de désintégration des W	35
1-10	Distributions angulaires en fonction de $\cos\theta_W$	38
1-11	Section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	39
1-12	Classes de diagrammes à quatre fermions	41
1-13	Diagrammes de base pour la production de quatre fermions.	42
1-14	Sections efficaces pour plusieurs processus du Modèle Standard	43
2-1	Plan du détecteur	48
2-2	Une cellule des chambres Z	51
2-3	Chaîne d'acquisition des données des chambres Z	52
3-1	Événement à quatre jets	66
3-2	Désintégration du tau	68
3-3	Histogrammes de référence (183 GeV)	79

3-4	Histogrammes de référence (189 GeV)	86
3-5	Discriminante de vraisemblance pour la sélection $q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV	87
3-6	Distributions de $\cos\theta_W$ et $ \cos\theta_W $ (MC)	88
3-7	Distributions de $\cos\theta_W$ et $ \cos\theta_W $ (données)	89
3-8	Jetcharge dans les données réelles et Monte Carlo	91
3-9	Fraction des charges correctement identifiées	95
3-10	Histogrammes de référence pour le jumelage des jets	101
3-11	Angles de production pour signal et bruits de fond	102
3-12	Courbe efficacité-pureté	103
3-13	Distribution de la vraisemblance dans les données OPAL et Monte Carlo	103
4-1	Comparaison des échantillons CC03 et quatre fermions	108
5-1	Distributions angulaires OPAL pour les $q\bar{q}q\bar{q}$	126
5-2	Section efficace W^+W^- en fonction de l'énergie	129
5-3	Distributions angulaires OPAL pour les $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$	131
5-4	Distribution Monte Carlo de $\cos\theta_W$ pour les $q\bar{q}q\bar{q}$	137
5-5	Courbes de vraisemblance à un paramètre.	141
5-6	Contours de vraisemblance en deux paramètres.	142
5-7	Projections de vraisemblance en trois paramètres.	143
6-1	Dépendance aux couplages de l'efficacité de la sélection $q\bar{q}q\bar{q}$	150
6-2	Couplages mesurés en fonction des couplages générés, méthode de $\cos\theta_W$	156
6-3	Couplages mesurés en fonction des couplages générés, méthode des OO	157
6-4	Contours de deux écarts types pour de grands échantillons Monte Carlo	158

6-5	Distributions des paramètres mesurés en sous-échantillons MC . . .	160
6-6	Courbes de vraisemblance à un paramètre.	164
6-7	Contours de vraisemblance en deux paramètres.	165
6-8	Projections de vraisemblance en trois paramètres.	166
7-1	Combinaison des énergies.	169
7-2	Combinaison des canaux.	171
7-3	Combinaison des expériences du LEP	173
7-4	Combinaison des expériences du LEP	174

Liste des abréviations

bdf bruit de fond

BML *Binned Maximum Likelihood* (vraisemblance maximum par méthode d'histogramme)

CC03 Courant Chargé, 3 diagrammes (les diagrammes de Feynman pour la production en paires des W)

CDQ Chromodynamique Quantique (la théorie des interactions fortes)

CERN le Laboratoire Européen pour la Physique des Particules

CKM Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (la matrice de mélange des quarks)

CP Produit des nombres quantiques associés aux symétries de la Charge et de la Parité

EDQ Électrodynamique Quantique (la théorie des interactions électromagnétiques)

LEP *Large Electron-Positron collider* (le grand collisionneur électron-positon). LEP I était la phase d'opération de 1989 à 1995, aux énergies autour du pic du Z^0 , et LEP II est la phase depuis 1996 au-delà du seuil de production en paire des W^+W^- .

LIL Linac (accélérateur linéaire) d'Injection pour LEP

LTU *Local Trigger Unit* (unité de déclenchement local dans les sous-détecteurs d'OPAL)

MC Monte Carlo

MS Modèle Standard (de la physique des particules, et en particulier de la physique électro-faible)

NP Nouvelle Physique (au-delà du Modèle Standard)

OO Observables Optimales

OPAL *Omni-Purpose Apparatus at LEP* (appareil au LEP servant à multiples mesures)

PS Proton Synchrotron

RF Radio-Fréquence

RMS Racine Moyenne des carrés

SLC *Stanford Linear Collider* (collisionneur linéaire)

SPS Super Proton Synchrotron

UML *Unbinned Maximum Likelihood* (vraisemblance maximum par méthode sans histogrammes)

Remerciements

La réalisation de cette thèse aurait été difficile, voire impossible, sans l'aide d'un grand nombre de personnes. Je tiens, tout d'abord, à remercier mon directeur de recherche, Georges AZUELOS, qui a proposé le sujet et guidé l'analyse. Il m'a encouragé et aidé lorsque j'avais des doutes et des difficultés, et il a lu, corrigé, et relu le texte de cette thèse à plusieurs reprises, témoignant d'une patience tout à fait incroyable. Il m'a aussi encouragé à passer beaucoup de temps au CERN, au sein de l'activité et de l'enthousiasme qui ont accompagné chaque étape du LEP II. Ces séjours m'ont permis de rencontrer et de collaborer avec beaucoup des autres personnes que je remercie ici.

Ensuite, je remercie les personnes au CERN qui m'ont aidé. Il faudrait énumérer pratiquement tous les membres du groupe de travail des W OPAL, car j'ai profité du travail et des idées du groupe entier. En particulier, Gideon BELLA m'a fourni les résultats des autres canaux et les programmes pour combiner les résultats et pour incorporer les erreurs systématiques, et il a fait l'analyse du nombre d'événements. J'ai profité de nombreuses discussions et d'énormément d'aide de Carla SBARRA et Anna MACCHIOLO (sans compter les cafés!), qui ont travaillé sur le canal $q\bar{q}q\bar{q}$ avec moi. Je remercie Peter CLARKE et Paul KYBERD pour de nombreux conseils, et Mark THOMSON d'avoir « supervisé » mon dernier stage au CERN. Dave CHARLTON et Marco VERZOCCHI ont généré (et expliqué) la plupart des échantillons Monte Carlo que j'ai utilisés, et Dave a aussi fait l'analyse du canal $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$, Eric TORRENCE a fait la sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$, Robin COXE a travaillé sur le jumelage des jets pour l'analyse de M_W , et Helge VOSS a fait l'analyse des observables optimales dans le canal $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$. De façon plus générale, je remercie toute la collaboration OPAL d'avoir fourni les données, ainsi que les équipes qui font marcher les accélérateurs.

Le Groupe de Physique des Particules de l'Université de Montréal m'a soutenu tout au long de mes études doctorales. En particulier, Monsieur JÉRÉMIE et Monsieur ZACEK se sont toujours intéressés à mes progrès, et m'ont permis de faire plusieurs longs séjours au CERN. David LONDON a clarifié plusieurs points de la théorie, et a corrigé mon chapitre théorique. J'ai beaucoup apprécié les échanges avec mes collègues étudiants, et je remercie surtout Mathieu DOUCET pour de nombreuses discussions.

Je dois une reconnaissance toute particulière à Claude LEROY, mon directeur de maîtrise, qui a été le premier à me montrer le monde de la physique des particules. C'est grâce à lui que j'ai pris goût au domaine, et il a continué à m'appuyer, et à me donner de sages conseils dont j'ai beaucoup profité. Lors de notre première rencontre, il m'a dit que toute expérience en physique des particules a besoin de Trigger, ce qui est vrai, d'ailleurs, et m'a beaucoup encouragé!

Je remercie le fonds FCAR d'avoir financé mes études tout au long de ma maîtrise et de mon doctorat, et d'avoir financé mon dernier stage au CERN.

Je remercie ma famille, qui a été très patiente avec moi...

Enfin, je remercie Rob, pour tout.

Introduction

Malgré le remarquable succès du **Modèle Standard** (MS) à décrire essentiellement toutes¹ les observations faites en physique des particules, il y a de bonnes raisons de penser que ce modèle n'est qu'une théorie effective à basse énergie. Des phénomènes à très haute échelle d'énergie, ne pouvant être observés directement, pourraient se manifester par des écarts significatifs entre les prédictions du MS et certaines mesures de précision à des énergies accessibles expérimentalement. Cette thèse a pour objet une telle mesure de haute précision, celle des couplages trilinéaires $W^+W^-Z^0$ et $W^+W^-\gamma$, sensible à des phénomènes que seule une nouvelle physique, au-delà de ce Modèle Standard, pourrait expliquer. La mesure est faite à partir de données obtenues avec le détecteur OPAL, au LEP, à des énergies au centre de masse de 183 GeV et 189 GeV.

Le chapitre 1 commence par décrire le Modèle Standard. Il traite ensuite d'un processus en particulier prédit par ce modèle : la production en paires de bosons W^+W^- dans les collisions électron-positon à haute énergie, où interviennent les couplages trilinéaires des bosons de jauge. La mesure de ces couplages est un test direct de la nature non-abélienne du Modèle Standard de la physique des particules. Cela mènera naturellement à une discussion de modèles concurrents et de la physique au-delà du Modèle Standard. Nous traiterons en particulier des modifications possibles aux couplages trilinéaires dans certains de ces modèles, et de ce que l'existence éventuelle d'un couplage anomal pourrait signifier.

La deuxième partie du chapitre 1 (section 1.9) traite principalement des aspects phénoménologiques de la désintégration des W , ainsi que des processus de bruit de

1. Dernièrement, on a observé que le neutrino a probablement une masse non-nulle. Les neutrinos massifs ne font pas partie des hypothèses du MS, mais peuvent y être incorporés avec des modifications minimales.

fond. Les topologies des événements W^+W^- sont étudiées, et en particulier la dépendance des distributions angulaires à l'hélicité des W . Ces distributions fournissent des renseignements sur la force relative des différents couplages dans l'interaction, y compris les couplages trilinéaires. Ce chapitre se terminera par quelques mots au sujet d'autres phénomènes qui peuvent intervenir et brouiller les cartes, tels que le « rebranchement des couleurs » et les corrélations de Bose-Einstein.

Le chapitre 2 contient une description du très imposant détecteur OPAL, utilisé pour faire ces mesures au LEP, le Grand Collisionneur Électron-Positon, près de Genève sur la frontière franco-suisse. Dans la mesure du possible, on s'attardera sur le rôle que joue chaque composante dans la détection des signaux de la production de paires W^+W^- .

La reconstruction des événements exige que l'on décode les traces et les dépôts d'énergie dans le détecteur pour identifier les leptons, les jets d'hadrons, et les photons. Des considérations cinématiques peuvent aider à la reconstruction des paires de $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Le chapitre 3 examinera en détail les différentes topologies des événements recherchés et expliquera comment déterminer quelle paire de jets d'hadrons correspond aux deux quarks issus d'un même W , et comment reconstruire la charge de chacun des W qui se sont désintégrés en jets.

Le chapitre 4 est un bref résumé des caractéristiques des différents échantillons d'événements, simulés par technique **Monte Carlo**, qui serviront à comparer les signaux du détecteur avec les prédictions des modèles.

Au chapitre 5, on obtiendra des limites sur les couplages anomaux à partir des événements ainsi sélectionnés et reconstruits. L'analyse exploitera les techniques de probabilités de « **vraisemblance maximum** » et des « **observables optimales** », qui y seront décrites. Les résultats sont basés sur le nombre total d'événements détectés, et sur leurs distributions angulaires. La mesure des couplages trilinéaires à partir des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, qui constitue le travail original de cette thèse, est décrite en beaucoup plus de détail que les mesures faites avec d'autres

types d'événements.

Le chapitre 6 traite des erreurs systématiques, principalement pour la mesure avec les processus $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, mais aussi $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ et $W^+W^- \rightarrow \ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$. Ces erreurs proviennent de plusieurs sources : de la sélection des topologies, des simulations, du détecteur et de l'accélérateur. Lorsque les résultats des trois processus sont combinés, il faut tenir compte du fait que certaines de ces erreurs sont corrélées. La combinaison des résultats des différentes expériences au LEP exige aussi de bien comprendre les corrélations entre les différentes erreurs. Les méthodes de traitement de ces erreurs et de leurs corrélations sont expliquées.

Enfin, les résultats sont mis dans le contexte des autres mesures faites par des expériences au LEP et ailleurs dans le monde. Pour conclure, on dira quelques mots sur la précision des mesures que l'on peut s'attendre à obtenir avant la fermeture du LEP en l'an 2000.

Chapitre 1

La théorie électrofaible et les bosons de jauge

Dans ce chapitre, on fera un résumé des caractéristiques des **bosons de jauge** de la théorie électrofaible : leur importance dans le MS, leurs couplages aux fermions et aux autres bosons, et leurs modes de production au LEP. Le but de la mesure décrite dans cette thèse étant de sonder la nature **non-abélienne** de la théorie électrofaible, on discutera particulièrement des aspects phénoménologiques associés à cette étude, et on examinera comment une nouvelle physique, au-delà du MS, pourrait se manifester en couplages anomaux entre les bosons de jauge.

1.1 Les fermions et leur vie familiale

Une particule de spin demi-entier obéit à la statistique de Fermi-Dirac, et s'appelle un **fermion**. Les fermions du MS sont les **quarks** et les **leptons** (voir le tableau 1-I). Le principe d'exclusion de Pauli [2] s'applique aux fermions : il ne peut y en avoir plus d'un, ayant les mêmes nombres quantiques, dans un état donné de l'espace de phase. Les **neutrinos** (ν), étant sans charge, ne subissent que la force faible (à moins qu'ils n'aient un moment magnétique non-nul, ce qui n'est pas exclu par les expériences), tandis que l'**électron** (e^-), le **muon** (μ^-) et le **tau** (τ^-) interagissent aussi par la force électromagnétique. Les quarks subissent des interactions électromagnétiques, faibles et fortes. À cause du « confinement des couleurs », les quarks s'unissent toujours de façon à produire des groupes neutres de « couleur » (voir section 1.2), appelés des **hadrons** [3]. Deux types d'hadrons sont observés : les **mésons**, composés d'un quark d'une « couleur » et d'un anti-quark de l'anti-« cou-

Tableau 1-I Les fermions et leurs propriétés ($spin = 1/2$).

Fam- ille	Nom	Charge	Masse (MeV) [1]	Nom	Charge	Masse (MeV) [1]
	Les leptons chargés			Les leptons neutres		
I	e	-1	0,51099907 $\pm 0,00000015$	ν_e	0	$\lesssim 0,00001$
II	μ	-1	105,658389 $\pm 0,000034$	ν_μ	0	$\lesssim 0,17$
III	τ	-1	1777,05 ^{+0,29} _{-0,26}	ν_τ	0	$\lesssim 18,2$
	Les quarks de type <i>down</i>			Les quarks de type <i>up</i>		
I	d <i>down</i>	-1/3	3 à 9	u <i>up</i>	+2/3	1,5 à 5
II	s étrange	-1/3	60 à 170	c charmé	+2/3	1100 à 1400
III	b beau	-1/3	4100 à 4400	t <i>top</i>	+2/3	173 800 \pm 5 200

leur » correspondante, et les **baryons**, composés de trois quarks, dont un de chaque « couleur ». Le processus par lequel les quarks se groupent en hadrons s'appelle l'**hadronisation** ou la **fragmentation** (voir la section 4.1). Au cours de l'hadronisation, un quark énergétique peut se lier à des quarks virtuels du vide, et former un **jet** d'hadrons.

Les trois familles du tableau 1-I sont identiques, sauf pour la masse des particules. Le muon, par exemple, a toutes les qualités de l'électron, mais il est 206,7 fois plus massif. Cette différence de masse est importante, car elle donne au muon la possibilité cinématique de se désintégrer en électron (accompagné de $\bar{\nu}_e$ et de ν_μ pour conserver le nombre leptonique de famille). Le muon est donc instable, avec une vie moyenne de seulement 2,2 μs , contrairement à l'électron. Les forces électromagnétique et forte, ainsi que les courants neutres de la force faible (voir section 1.2), ne mélangent jamais les trois familles. Jamais n'a-t-on observé, par exemple, la désintégration directe d'un muon en électron et en photon, ce qui serait permis par la simple cinématique.

1.2 Les bosons de jauge et les forces de la nature

Si une particule possède un spin de nombre entier, elle obéira à la statistique de Bose-Einstein [4] et s'appellera un **boson**. Cela implique que plusieurs de ces particules pourront occuper un même état dans l'espace de phase. Les bosons élémentaires sont catégorisés en **bosons vectoriels** de spin unitaire, et **bosons scalaires** de spin nul. Dans le MS, les bosons vectoriels élémentaires, dits aussi « **bosons de jauge** » parce qu'ils dérivent de l'invariance de jauge dans le MS [5, 6, 7], servent de médiateurs pour l'une ou l'autre des interactions entre les **fermions** (voir le tableau 1-II). La quatrième force fondamentale est la **gravité**. Le graviton serait un

Tableau 1-II *Les bosons vectoriels et leurs propriétés [1].*

Force	Nom	Charge électrique	Masse (GeV)
Électromagnétique	photon (γ)	0	0
Faible	Z^0	0	$91,187 \pm 0,007$
Faible	W^\pm	$\pm e$	$80,41 \pm 0,10$
Forte	gluon	0	0

boson tensoriel, de spin 2, mais ce dernier ne fait guère partie de la majorité des modèles qui nous intéresseront ici, car la gravité est beaucoup plus faible, par des dizaines d'ordres de grandeur, que les forces forte, faible et électromagnétique. Les quatre forces fondamentales se manifestent de la façon suivante :

La force électromagnétique attire ou repousse les particules selon leur charge électrique. Elle est portée par le photon (γ);

La force faible est responsable de certaines désintégrations nucléaires. Son **courant neutre** couple au Z^0 , et son **courant chargé** aux W^\pm ;

La force forte, portée par huit **gluons**, tient les protons et les neutrons liés dans le noyau d'un atome malgré la répulsion mutuelle électromagnétique des protons;

La gravité, qui agit sur toute particule massive, n'est pas décrite par le MS et nous n'en parlerons plus.

Dans le présent travail, il sera surtout question des forces électromagnétique et faible, unifiées sous la théorie « électrofaible » du MS, puisqu'il s'agira des couplages des W^+ et W^- avec le photon et le Z^0 . Il faudra aussi comprendre les propriétés de l'interaction forte puisqu'on étudiera particulièrement les événements où les W se désintègrent hadroniquement.

Les quatre interactions fondamentales sont de natures très différentes. L'**électromagnétisme** (comme la gravité) a une portée infinie : sa force entre deux particules diminue proportionnellement à l'inverse du carré de la distance qui les sépare. La force électromagnétique agit par l'échange de photons, de masse nulle. L'électromagnétisme est décrit par une théorie de jauge **abélienne**, ce qui veut dire que les éléments du groupe de symétrie de jauge commutent entre eux-mêmes [8]. Cela implique que les porteurs de la force, les photons, n'interagissent pas entre eux-mêmes. Le paramètre de couplage qui caractérise les interactions électromagnétiques est la « constante » de structure fine, $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}$.

La **force faible** est d'une portée beaucoup plus limitée que celle de l'électromagnétisme. Les bosons W^\pm et Z^0 qui portent cette force sont très massifs, beaucoup plus que les leptons et les quarks (à l'exception du quark top). On verra plus loin (à la section 1.5.2) comment expliquer la masse de ces bosons. Aux basses énergies de notre monde quotidien, un boson W ou Z^0 n'est créé que lorsque le principe d'incertitude de Heisenberg [2] permet une fluctuation d'énergie dans le vide¹, $\Delta E = M_W c^2$. Une telle fluctuation (un boson « virtuel ») a une durée de vie limitée à $\tau = \hbar/\Delta E$. Sa portée dans l'espace est alors limitée à $c\tau = \hbar/M_W c \approx 2 \times 10^{-3}$ fm [9]. Les bosons W et Z^0 , étant tellement massifs, sont très éphémères, et la force faible ne peut donc rien influencer au delà d'une sphère d'un tel rayon. Le principe de Heisenberg implique aussi que le boson W aura une certaine **largeur** : sa masse pourra dévier de M_W par $\Delta M \equiv \Gamma_W = \Delta E = 1/\tau_W$, où τ_W est la vie moyenne du W . Le taux de désintégration est proportionnel à la force des couplages du W avec les fermions [9].

1. Dans tout le reste de cette thèse, nous emploierons la convention $c = \hbar = 1$ pour la vitesse de la lumière et la constante de Planck. Les masses et les impulsions, ainsi que les énergies, sont alors toutes exprimées en électron-volts (eV).

Ces couplages de jauge sont proportionnels à la masse du W (on néglige la masse des fermions) [10]. La **largeur** de la résonance W^+W^- est $\Gamma_W = 2,06 \pm 0,06$ GeV [1].

Le boson neutre Z^0 , est responsable de ce qu'on appelle **les courants neutres**. Les deux autres porteurs de la force faible, le W^+ et le W^- , sont chargés, et donc responsables des **courants chargés**. L'interaction faible est **non-abélienne** (les générateurs de son groupe de symétrie ne commutent pas entre eux), et des couplages sont donc possibles entre les W^\pm et le Z^0 (ainsi qu'entre les W^\pm , qui portent une charge électrique), et le photon.

La **force forte** est différente des autres. Elle est portée par des bosons de masse nulle, les gluons, et elle n'agit que sur les **quarks**. La « charge » conservée dans les interactions fortes est appelé la **couleur**. Tandis que la charge électrique ne peut être que positive ou négative, et alors qu'un seul type de photon suffit pour permettre une interaction entre une particule et son antiparticule de charge opposée, il existe trois « couleurs », que nous pouvons appeler **rouge, vert et bleu**. Il faut alors huit gluons différents pour permettre des interactions entre toutes les combinaisons possibles de quarks rouge et anti-rouge, vert et anti-bleu, *etc.* L'interaction forte entre deux quarks est caractérisée par une « charge » effective, le paramètre de couplage α_s , qui est une fonction de la séparation des quarks (ou, plus strictement, du transfert d'impulsion, Q^2) [3]. Deux quarks rapprochés interagissent au premier ordre par l'échange d'un gluon, comme deux particules chargées échangent un photon. Or, à des ordres supérieurs, les diagrammes se compliquent, car le gluon (ou le photon) peut se diviser temporairement en **boucles** quark-anti-quark. Cependant, la théorie de jauge de la force forte, basée sur le groupe $SU(3)_c$, est non-abélienne, ce qui implique que le gluon peut se diviser aussi en boucles de gluons (voir la figure 1-1). La boucle quark-anti-quark apporte une contribution forte et positive à l'interaction (qui s'applique également aux interactions électromagnétique : lorsque les particules chargées sont bien séparées, $\lim_{Q^2 \rightarrow 0} \alpha_{em}(Q^2) = \text{constante} \approx 1/137$, mais pour un photon de 80 GeV, $\alpha_{em} \approx 1/128$ [1, 3]). Par contre, la contribution de la boucle de gluons est négative et dominante : $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0$, et les quarks ne ressentent

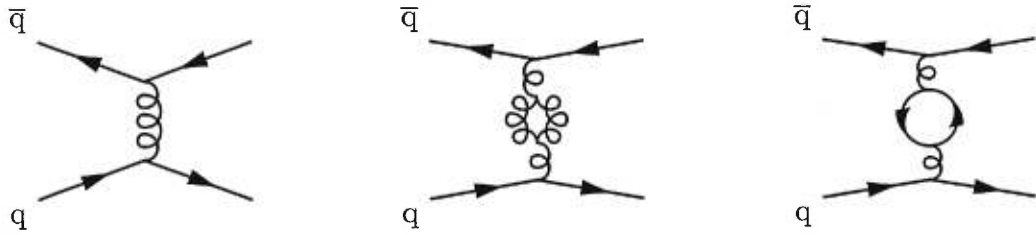


Figure 1-1 *L'interaction forte : deux quarks échangent un gluon ; exemples de corrections en $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ avec une boucle de quarks ou de gluons. Ces diagrammes sont des exemples de diagrammes de Feynman. Les flèches représentent des fermions, et les lignes bouclées les gluons. Des bosons de jauge électro-faibles seraient représentés par des lignes ondulées, et des bosons scalaires par des pointillés. Par convention, le temps évolue de gauche à droite.*

plus aucune force mutuelle ! Lorsque deux quarks se rapprochent l'un de l'autre, la force qui les unit devient très faible. Ce phénomène, qui s'appelle la **liberté asymptotique**, résulte directement du caractère non-abélien de l'interaction. Un quark est toujours entouré d'une mer de gluons et de quarks virtuels. Il forme un hadron, de « couleur » neutre, avec des particules tirées de cette mer virtuelle. Les autres quarks et gluons de la mer agissent comme une source de champ, et forment un écran autour de l'hadron, de façon que la force forte tombe rapidement à zéro à l'extérieur de l'hadron. Ce phénomène s'appelle le « confinement des couleurs » [11], car la « charge de couleur » est invisible à l'extérieur de l'hadron. La portée de la force forte est, néanmoins, suffisante pour permettre aux protons et aux neutrons de s'attirer mutuellement en échangeant des pions virtuels, et ainsi de former des noyaux atomiques.

1.3 Le mélange interfamilial des fermions

Les courants électromagnétiques et les courants faibles neutres conservent la saveur. Dans les courants chargés de la force faible, la situation paraît différente : dans une certaine fraction des cas, le quark étrange interagira avec un quark *up*, sans qu'il y ait intervention de quark charmé ou *down*. La saveur a « changé ». Ces interactions interfamiliales sont permises parce que les quarks sont massifs, et les états-propre de masse et de la force forte (*d*, *s*, *b*) ne sont pas identiques aux

états-propre de la force faible (d',s',b'). On n'a pas encore clairement observé de tels mélanges dans le secteur leptonique, parce que les neutrinos sont très légers, mais il existe certaines indications dans la mesure des neutrinos atmosphériques de l'expérience de SuperKamiokande [12] que le mélange de saveur entre les ν_μ et les ν_τ est maximal. Le mélange des saveurs des quarks est décrit par la **matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa**,

$$(d \ s \ b) \times \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} = (d' \ s' \ b'). \quad (1.1)$$

Les éléments diagonaux de cette matrice ont des valeurs proches de l'unité, tandis que les éléments hors-diagonaux sont presque nuls, à l'exception de V_{cd} et V_{us} , qui sont de l'ordre de 0,22 [1]. La matrice de mélange est pertinente pour notre étude puisque, étant donné les petites valeurs de V_{ub} et V_{cb} , il est extrêmement rare pour un boson W^- de se désintégrer en $b\bar{u}$ ou en $b\bar{c}$ (et $b\bar{t}$ est exclu par la trop grande masse du quark *top*, supérieure à celle du W).

1.4 L'électrodynamique quantique, exemple de théorie de jauge

Le photon interagit exclusivement² avec les particules chargées (figure 1-2). Cela

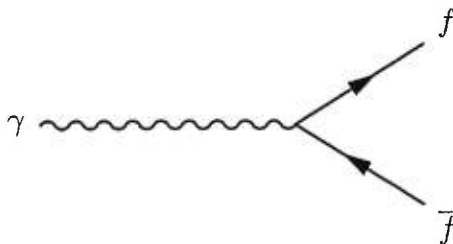


Figure 1-2 *Le seul vertex possible dans l'électrodynamique quantique : le couplage d'un photon avec un fermion $f = q, e, \mu, \tau$ (ou une paire fermion-anti-fermion).*

implique qu'il n'interagit pas directement avec d'autres photons. Un seul type de couplage est permis : celui du photon avec un fermion et son anti-fermion. Le photon

² Le photon interagit faiblement aussi avec des particules neutres, par leur moment magnétique.

étant sans masse, la portée de l'interaction électromagnétique est infinie, et la force qu'exerce une particule chargée sur une autre est donnée par la loi de Coulomb, $|F| = \alpha_{em} Q_1 Q_2 / r^2$. La force du couplage $\gamma f \bar{f}$ est proportionnelle à α_{em} .

L'électrodynamique quantique est essentiellement une version quantique des équations de Maxwell [13, 3]. Ces équations sont formulées de telle sorte à être covariantes (ou invariantes sous les transformations de Lorentz). Le lagrangien de l'électrodynamique quantique est invariante sous les **transformations de jauge locales** du groupe de symétrie $U(1)_{em}$. Une transformation de jauge **locale** d'un champ fermionique $\psi(\mathbf{x})$ dépend de la position et du temps: $\psi(\mathbf{x}) \rightarrow e^{i\alpha(\mathbf{x})}\psi(\mathbf{x})$. L'invariance sous cette transformation est accomplie en introduisant un nouveau champ vectoriel, A_μ , et en remplaçant les dérivées du champ $\psi(\mathbf{x})$ par des **dérivées covariantes**, $D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$. Le champ A_μ est le champ d'un boson de spin 1, le photon [10]. Le générateur du groupe $U(1)_{em}$ est la charge électromagnétique Q_{em} . Il commute avec lui-même: la théorie est donc abélienne. Il n'y a donc aucun terme d'interaction entre les photons.

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique contient des termes correspondant à l'énergie cinétique du photon et à son interaction avec les fermions [10]. L'introduction d'un terme de masse pour le photon dans ce lagrangien violerait l'invariance de jauge locale.

1.5 La force faible: le modèle de Glashow-Salam-Weinberg

Les effets de la force faible ne sont pas directement évidents dans la vie quotidienne. Que fait la force faible? Ce qu'elle fait directement, c'est permettre à un fermion de se désintégrer lorsqu'une telle désintégration ne serait pas permise par les forces forte et électromagnétique. Elle permet, par exemple, à un muon de se désintégrer en électron, ou à un neutron de se transformer en proton.

La force faible peut être **unifiée** avec la force électromagnétique, dans une théorie

commune. Cela nous permet d'espérer qu'un jour il sera possible d'unifier la force **électro-faible** avec la force forte, et éventuellement avec la gravité, pour arriver à une **grande théorie unifiée**. Cette unification des forces est un des principaux buts de la physique des particules.

Comme on l'a vu, les trois bosons de l'interaction faible, W^\pm , et Z^0 sont associés avec un triplet de courants faibles : deux courants chargés, qui permettent des interactions entre des particules et des anti-particules dont les charges électriques diffèrent par une unité de charge électronique e (par exemple, $u\bar{d}$ ou $\mu\bar{\nu}_\mu$), et un courant neutre qui permet à une particule d'interagir avec son anti-particule (par exemple, $u\bar{u}$ ou $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$). Puisqu'il y a trois courants faibles, il serait logique que ces interactions soient décrites par un groupe de symétrie à trois générateurs (analogues à la charge électromagnétique, Q_{em} ou à la « couleur » de la force forte). Ce triplet de générateurs porte le nom d'**isospin faible** [10], et il génère le groupe de symétrie $SU(2)$, comme la charge électromagnétique génère le groupe $U(1)_{em}$.

1.5.1 L'hélicité et la force faible

Si on examine de plus près les désintégrations faibles, on observe une chose remarquable : la force faible est gauchère ! Pour expliquer ce que cela signifie, il faut introduire la notion d'**hélicité**, qui sera très importante pour la mesure des couplages trilinéaires. L'axe du spin d'une particule peut pointer soit dans le même sens que l'axe de son impulsion, soit dans le sens inverse. Si le spin s'aligne avec l'impulsion, on dit que la particule est d'hélicité **droite**. Si le sens du spin s'oppose à celui de l'impulsion, l'hélicité de la particule est **gauche**. Normalement, l'hélicité d'une particule dépend du référentiel de l'observateur : si un observateur voyage dans le même sens que la particule, mais plus rapidement, l'hélicité que cet observateur attribuera à la particule sera l'opposée de l'hélicité attribuée par un observateur stationnaire. Cependant, si la particule voyage à la vitesse de la lumière, aucun observateur ne sera plus rapide qu'elle, et son hélicité sera bien déterminée. Si les

neutrinos n'ont pas de masse (ce qui est presque vrai), ils doivent voyager à la vitesse de la lumière, et leur hélicité est fixe. (Même si l'hélicité d'une particule massive dépend du référentiel, on peut définir des opérateurs de **chiralité** dont les projections correspondent aux composantes droite et gauche du spinor de la particule. Dans la limite ultra-relativiste, ou pour des particules de masse nulle, la chiralité est équivalente à l'hélicité.)

On pourrait s'attendre à ce qu'il y ait à peu près autant de neutrinos d'hélicité droite dans l'univers que d'hélicité gauche. Or, ce n'est pas le cas. Dans le Modèle Standard, il n'y a ni neutrino d'hélicité droite, ni anti-neutrino d'hélicité gauche. La symétrie de la **parité** (réflexion spatiale) est donc **violée de façon maximale** dans les interactions faibles. L'observation de cette brisure de la symétrie a mené à l'élaboration d'une théorie qui explique non seulement la force faible elle-même, mais aussi sa connection intime avec la force électromagnétique.

Voyons comment on peut procéder pour unifier ces deux interactions. D'abord, il semble que les courants faibles devraient se coupler avec un triplet d'isospin faible **gauche**, $\vec{T} = (T_1, T_2, T_3)$. Les courants chargés sont des combinaisons linéaires des deux premières composantes du triplet d'isospin, couplés aux bosons W^\pm comme le courant électromagnétique est couplé au photon dans la théorie de l'électrodynamique quantique (EDQ). La force faible qui agit sur les composantes gauches est donc décrite par un groupe de symétrie $SU(2)_L$, où l'indice L nous rappelle que le courant d'isospin faible ne couple que les fermions d'hélicité gauche (*left*, en anglais).

Or, il y a une difficulté: le caractère gaucher de la force faible se manifeste uniquement dans les interactions de courants chargés. Le courant faible neutre a une composante droite, tout comme le courant neutre électromagnétique. Dans le cas le plus simple, cette composante droite du courant neutre serait un singulet de la symétrie $SU(2)_L$, comme les composantes gauches en sont un triplet. Cependant, ni le courant faible neutre, ni le courant électromagnétique ne respecte la symétrie $SU(2)_L$. Pour sauver la symétrie $SU(2)_L$, il faut sélectionner des combi-

naisons orthogonales du courant faible neutre et du courant électromagnétique [10]. Une combinaison correspond au courant d'isospin faible neutre, avec un boson W^0 . L'autre est un singulet qui reste invariant sous les transformations $SU(2)_L$, avec un boson B^0 . Ce singulet s'appelle le courant d'**hypercharge faible**, et il génère le groupe de symétrie $U(1)_Y$, où Y , représentant l'hypercharge, est défini par la relation $Q_{\text{em}} = T_3 + \frac{Y}{2}$.

Le groupe de symétrie décrivant l'interaction faible (maintenant unifiée avec l'interaction électromagnétique) est donc $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Chacune des symétries a sa propre constante de couplage : g pour $SU(2)_L$ et g' pour $U(1)_Y$. Les bosons correspondants sont (W^0, W^1, W^2) et B^0 .

Pour décrire ces interactions, il est donc possible de construire un lagrangien qui sera invariant sous les transformations de jauge locales, comme le lagrangien de l'EDQ [10]. Il contiendra des termes pour l'énergie cinétique des bosons de jauge, et pour les interactions entre les bosons de jauge. Cependant, pour le moment, les masses des bosons sont nulles (comme celle du photon de l'électromagnétisme). Il faut donc trouver un mécanisme pour leur permettre d'avoir une masse sans violer l'invariance de jauge.

1.5.2 La brisure de la symétrie électro-faible

Pour sauver le lagrangien électro-faible, il faut **briser spontanément la symétrie** $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est bien évident que la symétrie est brisée, car les bosons W^\pm et Z^0 sont très massifs, ce qui serait interdit, comme on vient de le mentionner, pour une bonne symétrie. En même temps, puisque le photon est de masse nulle, il est clair que la symétrie $U(1)_{\text{em}}$ est une bonne symétrie qui n'est pas brisée.

Il existe un mécanisme qui permet la brisure spontanée d'une symétrie de jauge : le mécanisme de Higgs. En gros, il s'agit d'introduire dans le lagrangien électro-

faible un potentiel supplémentaire exprimé en fonction de Φ , un nouveau doublet³ de champs **scalaires**. Ce potentiel a une **valeur moyenne dans le vide** (en anglais, *vacuum expectation value*) qui peut être non-nulle [10]: $\langle 0|\Phi|0 \rangle = v/\sqrt{2}$.

Un tel potentiel est introduit dans le lagrangien électrofaible, accompagné d'un terme d'interaction entre le champ scalaire, les bosons et les fermions. Les termes ajoutés sont invariants sous les transformations de jauge locales. Le miracle de ce mécanisme est que certains des nouveaux termes d'interaction entre le champ scalaire et les bosons de jauge prennent la forme de termes de masse pour des combinaisons linéaires des $W^{1,2,0}$ et B^0 , formant les W^\pm , Z^0 et γ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.2)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \Theta_W - B_\mu^0 \sin \Theta_W \quad (1.3)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \Theta_W + B_\mu^0 \cos \Theta_W. \quad (1.4)$$

Le mélange du courant faible neutre avec le courant électromagnétique est exprimé en fonction de l'angle de mélange faible de Weinberg⁴, Θ_W . On dit alors que les bosons de jauge ont « mangé » trois degrés de liberté du champ scalaire, et dans le processus leurs masses ont été générées de façon invariante de jauge.

Les autres nouveaux termes, ou degrés de liberté, qui restent décrivent les masses et l'énergie cinétique de nouveaux champs, qu'on appelle les **bosons de Higgs**. Dans le Modèle Standard, le nombre de degrés de liberté ajouté est minimal, et un seul boson de Higgs est généré. De façon plus générale [14], il pourrait exister des champs compliqués correspondant à un plus grand nombre de bosons de Higgs, parfois accompagnés d'autres particules, comme dans les théories **supersymétriques**, ou même de nouvelles interactions accompagnées de **particules composites** (non élémentaires) comme dans les théories de **technicouleur**.

3. Dans le MS, $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ où ϕ^+ et ϕ^0 sont des champs complexes [14].

4. Un Θ majuscule est employé dans cette thèse pour distinguer l'angle de Weinberg de l'angle de production des W^- , θ_W , qui sera défini plus tard.

1.5.3 Les interactions et les couplages des bosons de jauge

Peu importe la forme précise du nouveau potentiel, il a l'effet désiré de générer des masses pour les bosons de jauge. Les termes de masse des bosons de jauge et les interactions parmi ces bosons dans le lagrangien électro-faible sont [15] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{boson}} &= \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}vg\sqrt{1 + \text{tg}^2 \Theta_W}\right)^2 Z_\mu Z^\mu \quad \leftarrow \text{masses} \\
\text{couplages} &\left\{ \begin{aligned} &+ig \cos \Theta_W [(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) \partial^\mu Z^\nu \\ &+ (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) W^{-\nu} Z^\mu - (\partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-) W^{+\nu} Z^\mu] \end{aligned} \right. \\
\text{trilinéaires} &\left\{ \begin{aligned} &+ie [(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) \partial^\mu A^\nu \\ &+ (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) W^{-\nu} A^\mu - (\partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-) W^{+\nu} A^\mu] \end{aligned} \right. \\
\text{couplages} &\left\{ \begin{aligned} &+g^2 \cos^2 \Theta_W [W_\mu^+ W_\nu^- Z^\mu Z^\nu - W_\nu^+ W^{-\nu} Z_\mu Z^\mu] \\ &+e^2 [W_\mu^+ W_\nu^- A_\mu A^\nu - W_\nu^+ W^{-\nu} A_\mu A^\mu] \end{aligned} \right. \\
\text{quartiques} &\left\{ \begin{aligned} &+eg \cos \Theta_W [W_\mu^+ W_\nu^- (Z^\mu A^\nu + A^\mu Z^\nu) - 2W_\nu^+ W^{-\nu} A_\mu Z^\mu] \\ &+\frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\nu^- [W^{+\mu} W^{-\nu} - W^{+\nu} W^{-\mu}]. \end{aligned} \right. \quad (1.5)
\end{aligned}$$

La première ligne du lagrangien contient les termes de masse des bosons. Les quatre lignes qui suivent sont les **couplages trilinéaires** des bosons de jauge du MS (voir la figure 1-3). Les autres lignes paramétrisent leurs couplages quartiques (voir la figure 1-4). Le mélange du courant faible neutre avec le courant électromagnétique (équations 1.3 et 1.4) fixe la relation entre les couplages g et g' : $g' = g \text{tg} \Theta_W$. L'identification avec le courant électromagnétique fixe également la relation entre le couplage de l'hypercharge faible et le couplage électromagnétique : $e = g' \cos \Theta_W$. La masse du W est $M_W = \frac{1}{2}vg$. Le deuxième terme de masse qui apparaît dans le lagrangien correspond à une combinaison linéaire des bosons W^0 et B^0 , qu'on identifie au boson Z^0 , et il n'y a aucun terme de masse pour la combinaison orthogonale, qu'on identifie au photon. La masse du photon reste donc nulle, et la masse du Z^0 est $M_Z = \frac{1}{2}gv\sqrt{1 + \text{tg}^2 \Theta_W}$, ce qui fait que $M_W/M_Z = \cos \Theta_W$, au **niveau des arbres** (au premier ordre en α_{em} , c'est à dire à l'ordre où les diagrammes de Feynman pour le processus ne contiennent aucune boucle et ressemblent ainsi à des arbres ; on dit

aussi le **niveau de Born**). Les masses sont exprimées en fonction de $v/\sqrt{2}$, la valeur moyenne dans le vide du potentiel de Higgs, et les masses mesurées du Z^0 et du W^\pm fixent ce paramètre à $v = 246$ GeV.

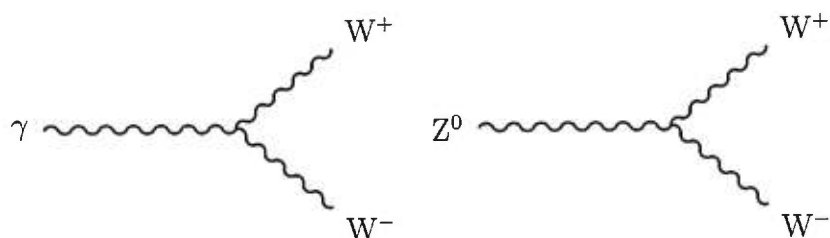


Figure 1-3 *Les couplages trilinéaires des bosons de jauge dans le Modèle Standard.*

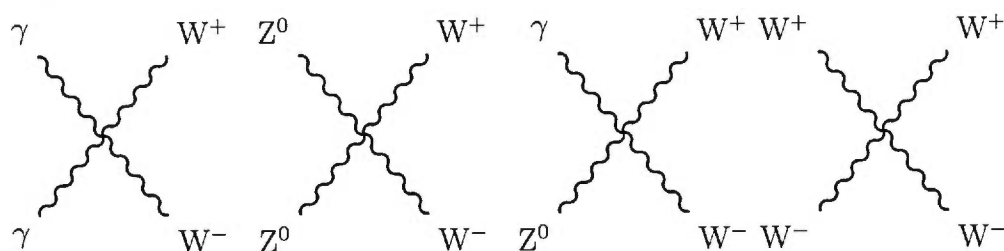


Figure 1-4 *Les couplages quartiques des bosons de jauge dans le Modèle Standard.*

Les couplages quartiques sont supprimés par un ordre de g par rapport aux couplages trilinéaires. Ils ne sont donc pas facilement mesurables au LEP II, mais des mesures précises des couplages trilinéaires y sont possibles. Notre tâche sera donc, dans un premier temps, de vérifier la théorie en mesurant toutes les quantités prédites et, dans un deuxième temps, de chercher des phénomènes nouveaux, afin d'indiquer le chemin que la théorie devra prendre pour devenir plus universelle.

1.6 Au-delà du Modèle Standard : les couplages anomaux

Pour certaines gammes de masse du boson de Higgs, le MS pourrait être une description complète de la physique électrofaible, valable jusqu'à l'échelle de grande unification où tous les couplages sont unifiés en un seul. Il ne serait pas nécessaire d'y ajouter des particules ou des interactions supplémentaires, car il est déjà invariant de jauge et renormalisable. Cependant, s'il n'y a pas de Higgs, ou si celui-ci

n'a pas la bonne masse, le MS ne serait qu'un **modèle effectif** à basse énergie, de la même façon que l'interaction de contact de Fermi est un modèle effectif de la désintégration- β [10]. Au cas où le MS ne serait qu'un modèle effectif, la théorie complète contiendrait de nouvelles particules très massives et des interactions supplémentaires. Le modèle complet devrait être renormalisable, mais il n'y aurait aucune raison de demander que le modèle effectif à basse énergie le soit.

Le lagrangien de l'équation 1.5 a été obtenu en exigeant que les interactions de jauge soient invariantes sous des transformations de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, et en supposant que le lagrangien ne contient aucun élément superflu. La théorie est bien belle, mais c'est la théorie que nous désirons vérifier ! Si nous n'avions postulé que l'invariance de Lorentz, la forme la plus générale pour les termes paramétrisant les couplages trilineaires dans le lagrangien effectif aurait été (pour $V = W$ ou Z) [16] :

$$\begin{aligned}
i\mathcal{L}_{\text{eff}}^{WWWV} &= g_{WWW} \left[g_1^V V^\mu \left(W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu} \right) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \right. \\
&+ \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- + i g_5^V \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu}) \right) V^\sigma \\
&+ i g_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} \\
&\left. - \frac{\tilde{\lambda}}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \right], \tag{1.6}
\end{aligned}$$

où $g_{WW\gamma} = e$, $g_{WWZ} = e \operatorname{ctg} \Theta_W$. On emploie les abréviations $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$ et $V_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu V_\nu^\pm - \partial_\nu V_\mu^\pm$. La convention de signes pour le tenseur de permutations est donnée par $\varepsilon^{0123} = +1$ (contrairement à l'usage de la référence [17]). Physiquement, certains des paramètres de ce lagrangien ont une signification assez facile à comprendre. Par exemple, $g_1^\gamma, \kappa_\gamma$ et λ_γ paramétrisent les termes de l'ordre le plus bas dans une expansion multipôle de l'interaction W-photon [16], la charge du W^+ étant $Q_W = e g_1^\gamma$, son moment dipolaire magnétique $\mu_W = \frac{e}{2M_W} (g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma)$, et son moment quadropolaire électrique $q_W = -\frac{e}{M_W^2} (\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)$. Dans le cas le plus général, il y a quatorze paramètres libres dans la description des couplages trilineaires. En introduisant des champs scalaires (ou des bosons de jauge ou de Goldstone supplémentaires) [16], il est possible de démontrer que l'équation 1.6 peut faire partie d'un

lagrangien invariant sous les transformations $SU(2)_L \times U(1)_Y$, de la même façon que l'équation 1.5 est rendue invariante par le mécanisme de Higgs. L'introduction de ce type de nouvelle physique (NP) à une échelle d'énergie Λ_{NP} nécessite l'introduction d'opérateurs de haute dimensionalité (d), qui auraient, cependant, peu d'impact sur nos mesures, car leurs contributions seraient supprimées par des facteurs de $(M_W/\Lambda_{NP})^{d-4}$.

Pour réduire ce nouveau lagrangien de termes trilineaires à son expression dans le MS au niveau des arbres (l'équation 1.5), il faut diviser par un facteur i des deux côtés, et mettre :

$$\begin{aligned} g_1^Z &= g_1^\gamma = \kappa_Z = \kappa_\gamma = 1 \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma = g_4^Z = g_4^\gamma = g_5^Z = g_5^\gamma = \tilde{\kappa}_Z = \tilde{\kappa}_\gamma = \tilde{\lambda}_Z = \tilde{\lambda}_\gamma = 0. \end{aligned}$$

Afin de simplifier l'analyse, nous définissons les **déviations par rapport au Modèle Standard** :

$$\Delta g_1^\gamma \equiv g_1^\gamma - 1 \quad ; \quad \Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1 \quad ; \quad \Delta \kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1 \quad ; \quad \Delta \kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1. \quad (1.7)$$

Ainsi, tous les paramètres que l'on mesure ont une valeur nulle dans le MS.

Il n'est pas possible de mesurer quatorze paramètres avec les données du LEP II. On choisira donc ceux auxquels on est le plus sensible.

Les paramètres g_1^V, κ_V et λ_V respectent les symétries de la charge (C) et de la parité (P), tandis que g_5^V viole ces symétries, mais conserve leur produit (CP), et $g_4^V, \tilde{\kappa}_V$ et $\tilde{\lambda}_V$ ne conservent même pas CP. La possibilité d'une violation de CP dans le secteur bosonique est assez fortement contrainte par les mesures du dipôle électrique du neutron [16]. On évoquera la possibilité d'observer une telle violation CP dans la description de l'analyse des matrices de densités de spin (section 5.5).

Il serait tout à fait raisonnable, premièrement, de prendre pour acquis l'invariance

de jauge électromagnétique: $g_1^\gamma = 1$ et $g_5^\gamma = 0$. Les dérivées dans l'équation 1.6 indiquent une dépendance à l'impulsion, et donc la présence de facteurs de forme (ce qui a pour conséquence, par exemple, que les paramètres mesurés au TeVatron ne seront pas forcément identiques aux paramètres mesurés au LEP). Ces relations $g_1^\gamma = 1$ et $g_5^\gamma = 0$ sont donc valables seulement pour des photons réels avec des transferts d'impulsion $Q^2 = 0$; pour $Q^2 \neq 0$, des facteurs de forme peuvent provoquer des déviations [16].

On demande ensuite une **réalisation linéaire** [16] de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans une réalisation linéaire, un boson de Higgs léger, qui est un scalaire élémentaire, est responsable de la brisure de la symétrie. C'est-à-dire que les éléments employés pour construire les opérateurs invariants de jauge sont le doublet de Higgs, Φ , sa dérivée covariante, et les tenseurs non-abéliens de force des champs de jauge $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, soit $B_{\mu\nu}$ et $\hat{W}_{\mu\nu} \equiv W_{\mu\nu} - gW_\mu \times W_\nu$, respectivement. (Le champ B_μ correspond au boson B^0 qui porte l'hypercharge, avant que la brisure de la symétrie ne le mélange avec la composante neutre du champ de l'isospin faible pour en faire A_μ et Z_μ .) En faisant l'approximation que tout opérateur de dimensionnalité supérieure à 6 est négligeable, le nombre d'opérateurs indépendants qui conservent CP est réduit à onze. Parmi ces opérateurs, quatre modifient les propagateurs des bosons de jauge au niveau des arbres, et auraient donc dû être observés au LEP I; quatre génèrent des couplages anomaux avec les bosons de Higgs, que l'on pourrait mesurer en cherchant des indices des processus $e^+e^- \rightarrow Z^0H^0$ (observable au LEP II si $M_H < \sqrt{s} - M_Z$; ce processus est possible, d'après le MS, mais la section efficace pourrait être augmentée ou diminuée par la présence de couplages anomaux) et $e^+e^- \rightarrow \gamma H^0$ (pour $M_H < \sqrt{s}$, et particulièrement intéressant parce que, sans couplages anomaux, le taux de production serait trop faible pour que le processus soit observable au LEP II) [16]. Pour mesurer ces couplages, il faudrait évidemment d'abord trouver le boson de Higgs.

Il reste donc trois opérateurs qui ne modifient que les couplages trilineaires respectant les symétries de C et P. En fonction du champ de Higgs, Φ , et des ten-

seurs non-abéliens de force des champs de jauge $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$: $B_{\mu\nu}$ et $\hat{W}_{\mu\nu} \equiv W_{\mu\nu} - gW_\mu \times W_\nu$ respectivement, il est possible d'écrire les termes de dimension inférieure ou égale à 6 du lagrangien pour les couplages trilineaires conservant la charge et la parité [16] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{d=6} = & ig' \frac{\alpha_{B\Phi}}{M_W^2} (D_\mu \Phi)^\dagger B^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) + ig \frac{\alpha_{W\Phi}}{M_W^2} (D_\mu \Phi)^\dagger \vec{\tau} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \\ & + g \frac{\alpha_W}{6M_W^2} \vec{W}_\nu^\mu \cdot (\vec{W}_\rho^\nu \times \vec{W}_\mu^\rho), \end{aligned} \quad (1.8)$$

Les couplages correspondant à ces opérateurs sont des combinaisons linéaires des couplages de l'équation 1.6. On obtient les relations suivantes :

$$\Delta\kappa_\gamma = \text{ctg}^2 \Theta_W (\Delta\kappa_Z - \Delta g_1^Z) = \alpha_{W\Phi} + \alpha_{B\Phi} \quad (1.9)$$

$$\lambda \equiv \lambda_\gamma = \lambda_Z = \alpha_W \quad (1.10)$$

$$\Delta g_1^Z = \frac{\alpha_{W\Phi}}{\cos \Theta_W}. \quad (1.11)$$

Dans les premières mesures faites par la collaboration OPAL, à $\sqrt{s} = 161$ GeV et 172 GeV, on mesurait $\alpha_{W\Phi}, \alpha_W$ et $\alpha_{B\Phi}$. On choisit maintenant de mesurer l'ensemble de paramètres $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$ et λ , ce qui facilite la comparaison des résultats du LEP avec ceux du TeVatron.

Dans les réalisations **non-linéaires** de l'invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, on n'a pas de boson de Higgs léger, ponctuel et élémentaire [16]. La brisure de la symétrie est alors due à des particules composites qui agissent effectivement comme des bosons de Higgs. Le terme dont λ_V est le coefficient est de dimension huit lorsqu'il n'y a pas de boson de Higgs, et peut donc être négligé par rapport aux termes en κ_V et Δg_1^Z dans la réalisation non-linéaire.

1.7 La phénoménologie des bosons de jauge

Il existe plusieurs façons de produire des bosons W dans les collisionneurs. Ces bosons ont été observés pour la première fois dans les expériences UA1 et UA2 au Super Collisionneur Proton–Anti-proton du CERN en 1983 [18, 19], à une énergie dans le centre de masse de 630 GeV. Le TeVatron de Fermilab (près de Chicago), un autre collisionneur proton–anti-proton, a produit plus de 70 000 W , se désintégrant dans le canal⁵ $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$, dans chacun des deux détecteurs CDF et D0, entre 1992 et 1996 [20, 21]. Ces données correspondent à une **luminosité intégrée** (voir la section 2.3.3) d'environ 85 pb^{-1} par détecteur. Les collisionneurs d'hadrons ne sont pas, toutefois, des environnements très propres pour les mesures de haute précision des propriétés des bosons de jauge, car les hadrons ne sont pas des particules élémentaires. Les quarks et les gluons qui entrent en collision portent des fractions aléatoires de l'énergie et de l'impulsion des hadrons ; les interactions n'ont pas lieu dans le référentiel du centre de masse ; et il y a toujours des particules spectatrices qui n'ont pas interagi, provenant des protons initiaux. Seule une petite fraction des événements où un W est produit dans les collisions quark–anti-quark est utile pour la mesure des couplages trilinéaires. En effet, les sections efficaces de production de W sont : $\sigma_W^{\text{D0}} = 2307 \pm 9(\text{stat.}) \pm 51(\text{syst.}) \pm 99(\text{luminosité}) \text{ pb}$ et $\sigma_Z^{\text{D0}} = 221 \pm 3(\text{stat.}) \pm 4(\text{syst.}) \pm 10(\text{luminosité}) \text{ pb}$ [21], mais les sections efficaces dans le Modèle Standard pour les processus de la figure 1-5, où il y a couplage trilinéaire, ne sont que $\sigma_{WZ}^{\text{SM}} = 2,5 \pm 0,3 \text{ pb}$ et $\sigma_{WW}^{\text{SM}} = 9,5 \pm 1,0 \text{ pb}$ [21]. En mars

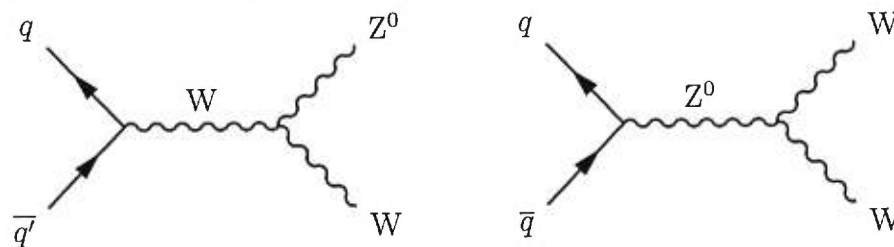


Figure 1-5 *Couplages trilinéaires au TeVatron.*

1999, D0 obtenait des limites sur les couplages trilinéaires $-0,25 < \Delta\kappa_\gamma < 0,39$ et

5. Afin d'alléger le texte, les états conjugués de charge (ici, $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$) ne seront souvent pas explicitement indiqués ; mais leur présence est implicite.

$-0,18 < \lambda < 0,19$ et $|\Delta g_1^Z| < 2,56$ à un niveau de confiance de 95 % [21].

Pour faire des mesures de plus haute précision, il faut un collisionneur e^+e^- car les électrons sont des particules élémentaires qui sont entièrement annihilées dans les collisions. Toute l'énergie du e^+ et du e^- est impliquée dans la collision, qui a lieu dans le référentiel du centre de masse. Ainsi, en choisissant bien l'énergie des collisions, on peut produire des particules au repos, directement sur leur pic de résonance. Pendant les premières années du LEP, l'énergie dans le centre de masse a été celle de la masse du Z^0 , ce qui a permis la production de quelques millions de Z^0 au repos. Bien évidemment, la production d'un W simple ne peut se faire par le canal s au LEP, à cause de sa charge.

1.7.1 La section efficace de production des W^+W^- en collisions e^+e^-

A priori on aurait tendance à penser que, pour produire un W au LEP, le plus simple serait de créer un état final avec un W, un électron et un neutrino, ou un W, un quark et un anti-quark, car l'énergie nécessaire pour ce faire serait de l'ordre de 80 GeV seulement. Pour créer une paire W^+W^- il faut le double de cette énergie. Il y a six diagrammes possibles (au premier ordre en α_{em}) pour la production d'un W avec un électron et un neutrino (figure 1-6). Deux d'entre eux (figure 1-6, (b) et (c)) passent par le canal s , où l'électron et le positon s'annihilent pour produire un photon ou un Z^0 ; les autres passent par le canal t , où les électrons échangent des particules neutres ou chargées pour produire l'état final souhaité. À basse énergie, les diagrammes les plus importants sont (d) et (e), où un photon virtuel est échangé. Près du pic de résonance du Z^0 , les diagrammes du canal s avec échange d'un Z^0 deviennent importants. Il y a aussi de l'interférence destructive parmi tous ces états finaux.

Pour comprendre pourquoi on n'a pas fait la mesure de la masse du W ou celle des couplages trilinéaires dans les collisions e^+e^- à $\sqrt{s} \approx 80$ GeV, il suffit d'évaluer les sections efficaces de production à cette énergie. Ces sections efficaces ont été

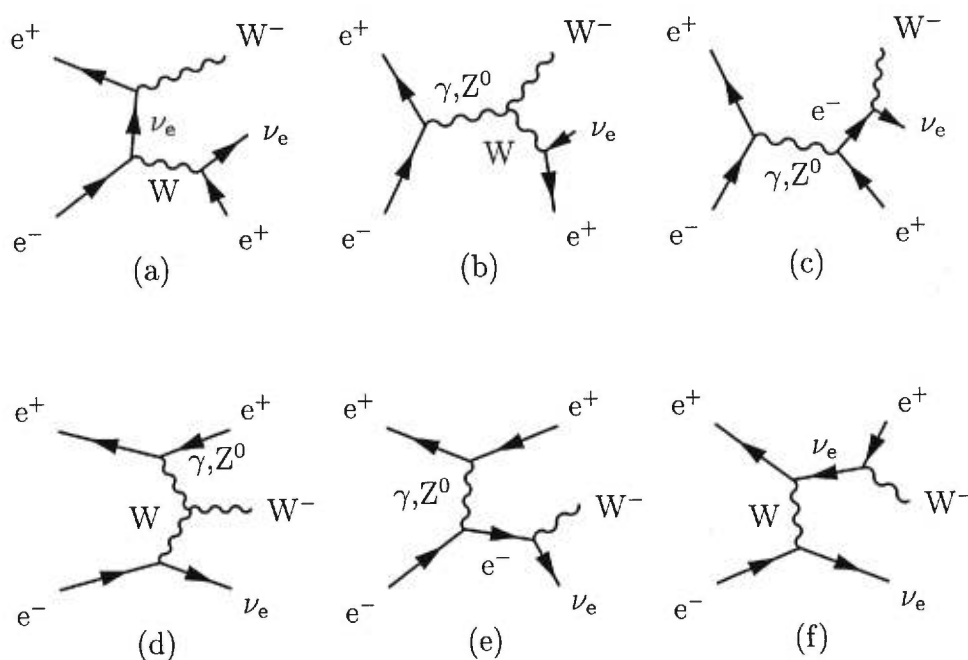


Figure 1-6 *Production de l'état final $We\nu$ dans le Modèle Standard.*

publiées [22] pour la première fois en 1977, bien avant la construction du LEP, et avant la première découverte expérimentale des bosons de jauge. La section efficace totale pour la production de $We\nu$ dans le Modèle Standard n'est que de l'ordre de quelques centaines de fb pour toutes les énergies accessibles au LEP. La section efficace pour le processus $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sur le pic de résonance à $M_Z = 91,2$ GeV est de l'ordre de 30 nb ; les $We\nu$ étaient donc complètement noyés au LEP I. Comme leur section efficace est extrêmement petite, et surtout pour les diagrammes où intervient le vertex $Z^0W^+W^-$, la production des W simples n'est pas le meilleur processus pour mesurer les couplages anomaux.

L'autre possibilité, celle qui a dû attendre la deuxième phase du LEP, est la production de paires W^+W^- . Il y a trois façons de produire une paire W^+W^- dans une annihilation e^+e^- dans le Modèle Standard (figure 1-7). On les appelle les processus **CC03**, pour « trois processus aux courants chargés ». Deux d'entre eux passent par le canal s , avec un photon ou un Z^0 dans l'état intermédiaire, qui est couplé directement aux W^+W^- de l'état final. Aucun couplage trilineaire des bosons de jauge n'intervient dans le processus du canal t , qui procède par l'échange d'un

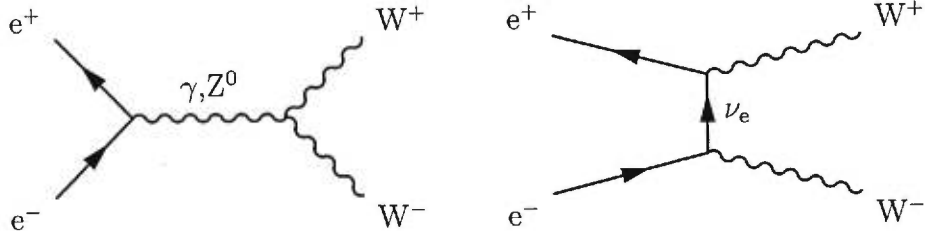


Figure 1-7 *Les trois diagrammes pour la production en paires des W^+W^- dans les processus CC03 du Modèle Standard. Les deux diagrammes du canal s sont représentés à gauche, et le diagramme du canal t à droite.*

neutrino.

Puisque la mesure des couplages trilinéaires de cette thèse est basée sur la section efficace de production en paire des W, et en particulier sur les distributions angulaires des W ainsi produits, il vaut la peine de reproduire ici la section efficace différentielle dans le Modèle Standard (on verra, à la section 1.9.1, une généralisation pour le cas où des couplages anomaux sont permis), en fonction de θ_W , l'angle polaire de production des W^- , qui est défini par rapport à la direction de l'électron incident [22] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{32 \sin^4 \Theta_W} \beta \frac{1}{s} \sum_{ij} M_{ij}, \quad (1.12)$$

où $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ est la vitesse du W ; Θ_W est l'angle de Weinberg ; l'énergie totale dans le centre de masse du système e^+e^- est :

$$s \equiv (p_{e^+} + p_{e^-})^2, \quad (1.13)$$

où les p_e sont des quadri-vecteurs ; i et j prennent les valeurs de γ , ν et Z^0 . Les sections efficaces partielles M_{ij} représentent les produits de l'élément de matrice du diagramme avec échange de i et de celui avec échange de j . Elles peuvent être écrites en fonction des quantités suivantes :

$$F_1(\theta_W, s) = 2 \left[\frac{s}{M_W^2} \right] + \frac{1}{2} \beta^2 \sin^2 \theta_W \left\{ \left[\frac{s}{Q^2} \right] + \frac{1}{4} \left[\frac{s}{M_W^2} \right]^2 \right\} \quad (1.14)$$

$$F_2(\theta_W, s) = \beta^2 \left(16 \left[\frac{s}{M_W^2} \right] + \left\{ \left[\frac{s}{M_W^2} \right]^2 - 4 \left[\frac{s}{M_W^2} \right] + 12 \right\} \sin^2 \theta_W \right) \quad (1.15)$$

$$F_3(\theta_W, s) = 16 \left(1 + \frac{M_W^2}{Q^2} \right) + 8\beta^2 \left[\frac{s}{M_W^2} \right] + \beta^2 \frac{\sin^2 \theta_W}{2} \left[\left(\frac{s}{M_W^2} \right)^2 - 2 \left(\frac{s}{M_W^2} \right) - 4 \left(\frac{s}{Q^2} \right) \right]. \quad (1.16)$$

Dans ces expressions,

$$Q^2 = t \equiv (p_{e^+} - p_{W^+})^2 = (p_{e^-} - p_{W^-})^2 \quad (1.17)$$

$$= M_W^2 - \frac{1}{2}s + \frac{1}{2}s\beta \cos \theta_W. \quad (1.18)$$

Les M_{ij} s'écrivent alors :

$$M_{\nu\nu} = F_1(\theta_W, s) \quad (1.19)$$

$$M_{\gamma\gamma} = \sin^4 \Theta_W F_2(\theta_W, s) \quad (1.20)$$

$$M_{Z^0 Z^0} = \left(\sin^4 \Theta_W - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta_W + \frac{1}{8} \right) \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2} F_2(\theta_W, s) \quad (1.21)$$

$$M_{Z^0 \gamma} = 2 \sin^2 \Theta_W \left(\frac{1}{4} - \sin^2 \Theta_W \right) \frac{s}{s - M_Z^2} F_2(\theta_W, s) \quad (1.22)$$

$$M_{\nu Z^0} = \left(\sin^2 \Theta_W - \frac{1}{2} \right) \frac{s}{(s - M_Z^2)} F_3(\theta_W, s), \quad (1.23)$$

$$M_{\gamma\nu} = -\sin^2 \Theta_W F_3(\theta_W, s), \quad (1.24)$$

Le terme $M_{\nu\nu}$ du processus du canal t ($e^+e^- \rightarrow \nu_e \rightarrow W^+W^-$) est proportionnel à $F_1(\theta_W, s)$; les termes $M_{\gamma\gamma}$ et M_{ZZ} pour les processus du canal s avec photon ou Z^0 comme intermédiaire, ainsi que l'interférence entre ces deux, $M_{Z\gamma}$, sont proportionnels à $F_2(\theta_W, s)$, et les termes d'interférence entre les processus du canal t et du canal s , $M_{\nu Z}$ et $M_{\gamma\nu}$, sont proportionnels à $F_3(\theta_W, s)$. Ces trois fonctions ont différentes dépendances en θ_W , ce qui implique que la distribution angulaire des W produits dépendra de l'importance relative des trois processus. Pour des énergies juste au-dessus du seuil de production des W^+W^- , β est petit et les amplitudes du canal t et de ses termes d'interférence dominant, avec une suppression des termes en β^2 , ce qui produit une distribution assez plate en $\cos \theta_W$. À des énergies plus élevées, les dépendances en θ_W deviennent plus évidentes, et la contribution du canal s , et

ainsi des couplages trilinéaires, devient plus grande.

1.7.2 Les désintégrations du W

Dans le Modèle Standard, le boson W se couple à tous les fermions, ainsi qu'aux bosons de jauge. Il peut donc se désintégrer en une paire quelconque de fermions, du moment que sa charge est conservée, que le nombre leptonique reste nul, et que le canal est cinématiquement permis : $(e^-, \bar{\nu}_e)$, $(\mu^-, \bar{\nu}_\mu)$, $(\tau^-, \bar{\nu}_\tau)$, (\bar{u}, d) , (\bar{c}, s) et leurs conjugués de charge.

L'électron et le muon ont des temps de vie suffisamment longs pour qu'ils puissent laisser des traces d'ionisation bien claires dans le détecteur. Le τ se désintègre soit en lepton plus léger, soit en hadrons, avant même de sortir de la voie des faisceaux du LEP, et laisse une ou plusieurs traces de particules secondaires. Quel que soit le mode de désintégration, une partie de l'impulsion du τ sera emportée par un neutrino qui échappera à la détection, tout comme le neutrino provenant directement de la désintégration du W.

Les quarks s'hadronisent presque instantanément (après avoir fait un chemin d'environ 0,1 fm) et produisent des jets dans le détecteur, contenant chacun environ dix traces d'hadrons chargés [23] et des dépôts d'énergie dans les calorimètres correspondant à des hadrons neutres. La saveur du quark original, ainsi que sa charge, sont noyées parmi tous ces hadrons formés des quarks virtuels « de la mer », qui peuplent le vide. Ceci est évident si l'on considère que le quark a une charge fractionnaire, tandis que les hadrons qui forment le jet auront tous des charges entières. On verra, toutefois, que la charge totale de tous les hadrons dans un jet originant d'un quark de charge positive sera plus souvent positive que négative, et vice versa, ce qui permettra éventuellement la séparation des jets issus des W^+ de ceux issus des W^- (voir la section 3.7).

1.8 Les couplages trilineaires dans les modèles populaires

Avant de procéder à la mesure des couplages anomaux, il est important de déterminer quelle précision on devrait chercher à obtenir, et que signifierait une déviation aux prédictions au premier ordre du MS. On résume ici les prédictions de certains modèles à ce sujet, et les limites indirectes déjà obtenues.

1.8.1 Modèle Standard

Les paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ sont tous zéro, par définition, dans le MS au niveau de Born. Cependant, même dans le MS, ils peuvent avoir des valeurs non-nulles à cause des effets d'ordres supérieurs en α_{em} (les boucles). Ces corrections sont toujours petites ($\mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$). Par exemple, si l'on considère les contributions à une boucle, avec la masse du quark *top* $m_t = 175$ GeV et avec la masse du boson de Higgs variant entre 65 GeV et 1 TeV, on trouve $\Delta\kappa_\gamma \approx 4,1 - 5,7 \cdot 10^{-3}$ à $\sqrt{s} = 190$ GeV [16]. (On s'attend, dans le MS et dans tous les modèles mentionnés ici, à ce que les autres paramètres soient encore plus petits que $\Delta\kappa_\gamma$.)

1.8.2 Modèles supersymétriques

Dans les modèles supersymétriques minimaux (MSSM), les déviations ne sont guère plus grandes. Dans le MSSM, il y a deux doublets de Higgs, ayant des valeurs dans le vide $\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$. Après la brisure de la symétrie, il reste cinq bosons de Higgs physiques : h^0 et H^0 (des scalaires), A^0 (un pseudo-scalaire) et H^\pm (des scalaires chargés). Dans un modèle dérivé de la super-gravité (SUGRA-GUT) [24], pour des masses caractéristiques de sfermions, $m_0 = 300$ GeV, des masses de jauginos, $M_{1/2} = 80$ GeV, le paramètre du couplage trilineaire des sfermions avec les bosons de Higgs, $A_0 = 300$ GeV, un rapport des valeurs dans le vide, $\text{tg } \beta = v_2/v_1 = 2$, et le signe du paramètre de masse des Higgs, $\mu < 0$,

on obtient $\Delta\kappa_\gamma = 4,4 \cdot 10^{-3}$ à $\sqrt{s} = 190$ GeV [16]. Même en prenant un modèle de la supersymétrie minimale moins contraint, avec les masses des jauginos $\chi_{1,2}^{\pm,0}$, des sfermions $\tilde{\ell}, \tilde{q}$ (les super-partenaires des bosons de jauge et des fermions) et des bosons de Higgs choisies pour être proches du seuil de production afin d'obtenir un effet maximal, et même en supposant que quelques particules dans les boucles pourraient avoir des couplages forts, on obtient, au maximum, $\Delta\kappa_\gamma = 1,75 \cdot 10^{-2}$ à $\sqrt{s} = 190$ GeV pour $\text{tg}\beta = 1,5$ [16].

Ce type de couplage « anomal » provenant de corrections radiatives a une forte dépendance en facteurs de forme qui sont des fonctions de \sqrt{s} , et les calculs sont variables seulement à des énergies bien inférieures à l'échelle où interviendra la nouvelle physique.

1.8.3 Paramètres indépendants du modèle et mesures indirectes

On mesure les couplages $Z^0W^+W^-$ et γW^+W^- dans les processus du canal s , $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow W^+W^-$. Même si on pouvait isoler totalement les processus CC03, éliminant tout le bruit de fond provenant d'autres processus, on ne pourrait pas éliminer la contribution du canal t ou isoler les vertex $Z^0W^+W^-$ et γW^+W^- des autres éléments des diagrammes du canal s , qui ne sont pas intéressants pour la mesure des couplages trilinéaires. Il faut donc considérer les contraintes sur les autres éléments: les vertex $e^+e^-Z^0$, $e^+e^-\gamma$ et $W^\pm f\bar{f}$, et les propagateurs γ , Z^0 et W^\pm , afin d'être certain que la mesure des couplages ne sera pas dominée par d'autres effets. Lorsqu'on considère toutes les corrections radiatives possibles, on fait une distinction (voir la figure 1-8) entre les **corrections directes** aux vertex et les **corrections obliques** aux propagateurs (la « polarisation du vide »).

Le vertex $e^+e^-\gamma$ et le propagateur du photon sont calculables exactement par l'électrodynamique quantique, car la symétrie $U(1)_{\text{em}}$ est une symétrie exacte (non-brisée). Les contraintes sur les autres quantités sont déterminées à partir des mesures

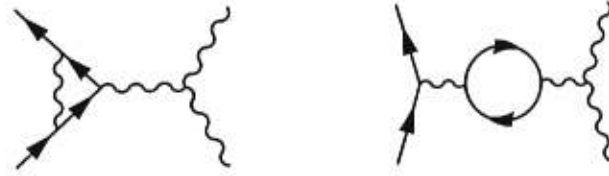


Figure 1-8 *Exemples de corrections radiatives au vertex (« correction directe », à gauche) et au propagateur (« correction oblique », à droite).*

faites au LEP I ou au SLC, sur le pic du Z^0 , dans les collisions à plus haute énergie aux accélérateurs comme le TeVatron et dans les expériences à haute précision aux basses énergies.

On considère d'abord les corrections directes. À part les vertex qu'on veut mesurer, il faut tenir compte des vertex $e^+e^-Z^0$ et $W^\pm f\bar{f}'$. Le couplage $e^+e^-Z^0$ a été mesuré au LEP I, avec plusieurs millions d'événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$, et il est donc connu avec une précision supérieure (de plusieurs ordres de grandeur) à celle de nos mesures au LEP II. Le vertex $W^\pm f\bar{f}'$ a été étudié dans un grand nombre d'expériences très précises à basse énergie, avec des W^\pm virtuels. Quant aux corrections directes aux vertex fermioniques provenant des processus de la nouvelle physique, elles seront nécessairement fortement supprimées, car si les fermions légers avaient des couplages forts avec de nouvelles particules massives, ils ne pourraient pas être si légers [25]. (Rappelons que les W produits au LEP II ne sont pas assez énergétiques pour que nous ayons affaire aux vertex Wtb , où les fermions ne sont pas légers.) Les contraintes [26] sur les contributions anomales au couplages $W^\pm f\bar{f}'$ sont d'une précision de 10^{-3} à 10^{-4} et celles sur les contributions anomales à $Z^0e^+e^-$ sont d'une précision de 10^{-4} . La précision attendue de la mesure des couplages $W^+W^-Z^0$ est de l'ordre de 10^{-2} , et les effets de la nouvelle physique dans les vertex $W^\pm f\bar{f}'$ et $Z^0e^+e^-$ seraient donc assez petits pour être négligés.

Il ne reste alors que les corrections obliques, provenant des quatre fonctions de polarisation du vide, soit les énergies-propres du photon, du Z^0 , du W , et le mélange γ - Z^0 [25]. Il existe des paramétrisations standard, indépendantes du modèle, des

corrections obliques :

- soit l'ensemble $(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$ [27], sensibles aux trois polarisations du vide indépendamment ; on y rajoute ϵ_b qui paramétrise les effets dûs au vertex $Z^0 b\bar{b}$;
- soit les paramètres S et T [28], qui donnent une mesure des corrections au propagateur si l'échelle de la nouvelle physique est largement supérieure à la masse du W^\pm ; le paramètre U , qui est sensible à la masse et à la largeur du W [29] ; les paramètres V, X (pour les courants neutres) et W (pour les courants chargés), qui deviennent importants pour des couplages à basse énergie si l'on ne postule pas une échelle très éloignée pour la nouvelle physique [30].

Ces paramètres sont calculés à partir d'observables comme, par exemple, (i) l'asymétrie leptonique A_ℓ^{FB} (qui est employée pour déterminer $\sin^2 \Theta_W$), (ii) la largeur partielle leptonique du Z^0 , Γ_ℓ , (iii) la masse du W , M_W , (iv) la fraction de quarks $b\bar{b}$ dans les désintégrations hadroniques $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ hadrons, R_b [27], auxquels on peut ajouter (v) m_t , la masse du *top* mesurée au TeVatron, (vi) la « charge faible », $Q_W \approx \rho[Z(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) - N]$, où $\rho = M_W^2 / (M_Z^2 \cos^2 \Theta_W)$, mesurée dans les expériences étudiant la violation de la parité dans le césium et le thallium atomiques [31], (vii) le rapport g_V/g_A mesuré dans la diffusion $\nu_\mu e^-$ [27], et d'autres quantités similaires. Dans un article récent [32], on a calculé les valeurs des paramètres S, T, U, V et X , ainsi que la déviation du MS que ces corrections obliques pourraient induire en $\Delta\kappa_\gamma$. On n'a fait aucune hypothèse sur l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible. Le résultat dépend des hypothèses faites par rapport aux « cutoff » utilisés pour régulariser les propagateurs. Avec les hypothèses les moins contraignantes, on trouve (à 95 % de confiance) $|\Delta\kappa_\gamma| < 0,26$, ce qui est une très grande erreur par rapport au niveau actuel des mesures directes de ce couplage. En supposant certaines relations entre les « cutoff », on peut obtenir des limites de l'ordre de $|\Delta\kappa_\gamma| < 0,06$. Dans un autre article [33], on a calculé les paramètres ϵ_i à partir de mesures faites au LEP I et au SLC, dans le cadre de la réalisation linéaire (donc, en prenant pour acquis la présence d'au moins un Higgs), et en mettant $\lambda = 0$ parce que sa dépendance aux ϵ_i n'a jamais été calculée. Le résultat dépend de la masse du Higgs, mais pour

100 GeV < M_H < 300 GeV on obtient des valeurs de Δg_1^Z et de $\Delta \kappa_\gamma$ compatibles avec zéro, avec des erreurs de l'ordre de 0,02 à 0,03. Le niveau de précision de ce calcul dépend fortement des hypothèses de départ, et on y suppose que la contribution des corrections radiatives aux couplages mesurés est petite ; il serait imprudent de négliger les corrections radiatives lors de l'interprétation des résultats.

1.8.4 Limites d'unitarité

On examine ensuite les amplitudes des équations 1.14 à 1.16. Dans la limite où l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) devient infinie, $\lim_{s \rightarrow \infty} F_1(\theta_W, s) \sim s^2$, ce qui viole l'unitarité. Le diagramme d'échange de ν_e dans le canal t , ayant une section efficace proportionnelle à $M_{\nu\nu} \propto F_1(\theta_W, s)$, doit être compensé par d'autres diagrammes. C'est ce que font les couplages trilinéaires.

À des énergies élevées, la contribution du canal s et des couplages trilinéaires devient grande. En présence de couplages anomaux, la section efficace pour la production de W^+W^- augmenterait rapidement avec l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) et violerait l'unitarité à une échelle Λ_U . Les couplages à cette échelle sont [16] :

$$|\alpha_W| \approx 19 \left(\frac{M_W}{\Lambda_U} \right)^2, |\alpha_{W\Phi}| \approx 15,5 \left(\frac{M_W}{\Lambda_U} \right)^2, |\alpha_{B\Phi}| \approx 49 \left(\frac{M_W}{\Lambda_U} \right)^2, \quad (1.25)$$

ce qui implique que des processus de la nouvelle physique qui provoqueraient une violation de l'unitarité à l'échelle 1 TeV auraient des couplages anomaux dont les paramètres que nous mesurons seraient, au plus, $|\lambda| \approx 0,12$, $|\Delta g_1^Z| \approx 0,1$ et $|\Delta \kappa_\gamma| \approx 0,4$. Si l'on mesure une grande déviation des paramètres du MS, on établit définitivement que l'échelle de la nouvelle physique doit être petite. Si l'on mesure de petites déviations, on est sensible à de la nouvelle physique qui pourrait intervenir à une échelle plus élevée. (Ce résultat est vrai dans le cas général, et non seulement dans la réalisation linéaire. Dans la réalisation non-linéaire, Δg_1^Z et $\Delta \kappa_\gamma$ sont toujours proportionnels à $\left(\frac{M_W}{\Lambda_U} \right)^2$, et $\lambda \propto \left(\frac{M_W}{\Lambda_U} \right)^4$.) Puisque le LEP II peut mesurer des couplages plus petits que ceux-ci d'un facteur trois ou quatre, on est donc poten-

tiellement sensible à de la nouvelle physique intervenant à une échelle de 1 à 2 TeV environ. Si l'échelle de la nouvelle physique est inférieure à 1 TeV, l'approximation que les opérateurs de dimension supérieure à six sont négligeables, faite pour obtenir l'équation 1.8, n'est plus valable, et les équations 1.9 et 1.10 ne sont plus valables non plus.

1.8.5 Nouveaux bosons de jauge

Si on relâche la condition que les seuls bosons de jauge de la théorie électrofaible soient le γ , le Z^0 et les W^\pm , on peut considérer le cas où le groupe de symétrie électrofaible est augmenté d'une symétrie $U(1)'$ supplémentaire, avec un couplage associé, g'_1 , et un boson de jauge, $Z^{0'}$. Les couplages aux fermions, $\lambda_f \equiv (g'_1/g) \sin \Theta_W$, devraient être assez petits pour que l'effet n'ait pas été observé au LEP I ou au TeVatron. Il y aurait alors un troisième diagramme dans le canal s pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Ce diagramme supplémentaire aurait pour effet de modifier les distributions angulaires, et on pourrait mesurer des valeurs anormales pour $\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z [16]. Le $Z^{0'}$ interviendrait aussi dans les corrections aux vertex (section 1.8.3). Cependant, des études préliminaires [34] concluent que les valeurs maximales des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, λ et Δg_1^Z , tenant compte des limites sur le $Z^{0'}$ du LEP I, seraient de l'ordre de 0,01 seulement. Un $Z^{0'}$ serait détecté dans le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ bien avant qu'il ne se manifeste par des déviations observables des couplages trilineaires. Les limites obtenues par OPAL sur la masse du $Z^{0'}$ dépendent de son angle de mélange avec le Z^0 du MS. Les derniers résultats impliquent que sa masse doit être supérieure à 285 – 590 GeV [35]. Pour exclure le cas où le Z^0 et le $Z^{0'}$ ne se mélangent pas du tout, la mesure de la « charge faible », Q_W , dans les expériences de violation de la parité atomique, sert de contrainte [25, 31]. La charge faible est une mesure du couplage du noyau atomique au boson Z^0 . Ces expériences donnent des résultats de plus en plus précises [36], fournissant de meilleures contraintes sur les contributions de la nouvelle physique.

1.8.6 Autres modèles

L'analyse dimensionnelle n'exclut pas, bien sur, les modèles où les paramètres « conspirant » pour avoir exactement les valeurs nécessaires pour augmenter les couplages d'un facteur cinq ou dix et produire des effets observables au LEP II.

Il existe des modèles « jouets » avec, par exemple [37], de nouvelles particules, comme le techni-rho ou le techni-omega qui se désintègrent en particules Π_T (des mélanges de bosons de jauge et de technipions π_T), et qui pourraient donc produire un excès mesurable de paires W^+W^- au LEP II pour certaines valeurs des paramètres.

Enfin, il faut dire que ce qui motive, au LEP II, la mesure des couplages des bosons de jauge n'est pas de mettre des limites sur les modèles populaires de la nouvelle physique, comme la supersymétrie ou la technicouleur. La mesure des couplages trilineaires non-abéliens est plutôt un test de précision d'une prédiction du MS, essentiel pour vérifier sa validité.

1.9 Les distributions angulaires

Comme la section 1.9.1 le démontrera, la contribution des différents états d'hélicité modifie la distribution des angles de production des W^+W^- , ainsi que les distributions angulaires des produits de désintégration des W .

Définissons d'abord ces angles (voir la figure 1-9). L'**angle de production**, θ_W , est défini comme l'angle polaire entre la direction du W^- et celle du e^- dans le référentiel du centre de masse e^+e^- (si les faisceaux d'électrons et de positons ne sont pas polarisés – et ils ne le sont pas au LEP II⁶ – il n'y a aucune sensibilité aux couplages trilineaires dans l'angle azimutal ϕ_W). Les **angles de désintégration** sont

6. Au LEP I, il existait la possibilité d'une accumulation de polarisation transverse des faisceaux. Cependant, les effets dépolarisants deviennent plus importants à plus haute énergie, de façon qu'il n'a pas été possible d'induire une polarisation mesurable à des énergies supérieures à 60 GeV par faisceau [39].

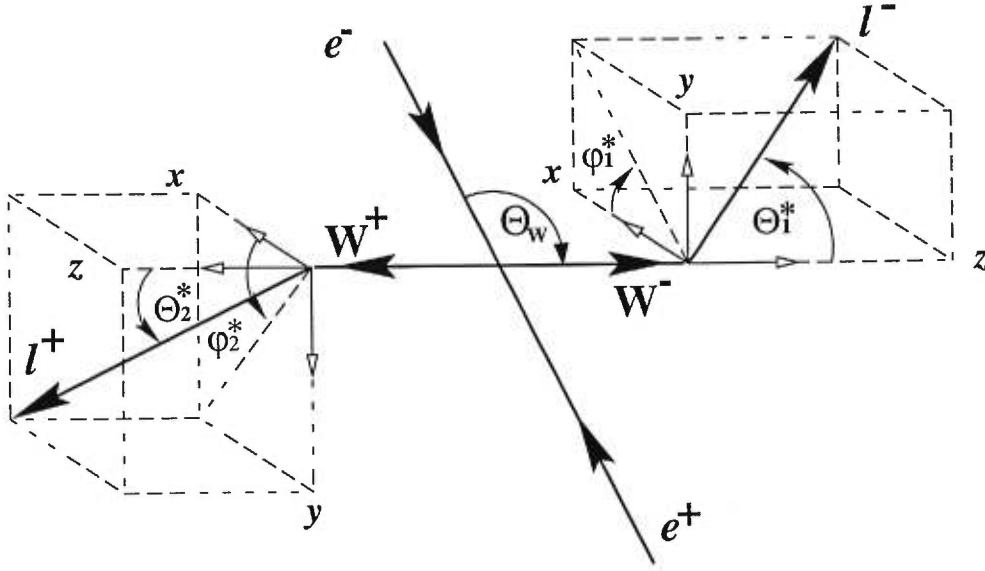


Figure 1-9 L'angle de production des W^- , par rapport à la direction de l'électron négatif incident, θ_W , et les angles de désintégration des W dans le référentiel où le W se désintègre au repos ($\theta_1^*, \phi_1^*, \theta_2^*, \phi_2^*$). Les étiquettes l^- et l^+ peuvent également représenter un quark de charge $-1/3$ et un anti-quark de charge $+1/3$ [38].

définis dans les référentiels où le W concerné se désintègre au repos (un astérisque rappelle le changement de référentiel). Les angles θ_1^* et ϕ_1^* définissent la direction du l^- ou du quark de type d par rapport à celle du W^- ; θ_2^* et ϕ_2^* donnent celle du l^+ ou de l'anti-quark de type \bar{d} par rapport à celle du W^+ . Dans la définition de ces angles, l'axe des z est donné par la direction du W^- ou du W^+ , et le plan $x-z$ par le plan de diffusion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ [16].

1.9.1 Le rôle de l'hélicité dans les distributions angulaires

Premièrement, on décrit la production de W^+W^- sur la couche de masse, dans l'approximation d'un W de largeur nulle (cette discussion est tirée de [16] qui donne un traitement plus complet). La section efficace de l'équation 1.12 pourrait également être écrite en fonction des amplitudes réduites $\tilde{M}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}} \equiv \tilde{M}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}^\gamma + \tilde{M}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}^Z + \tilde{M}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}^\nu$, où les indices indiquent les hélicités du e^\pm ($\pm\sigma$), et des W^- (λ) et W^+ ($\bar{\lambda}$):

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_W} = \frac{\pi \alpha_{em}^2 \beta}{4s} \left\{ \sum_{\sigma=\pm 1} \left[\frac{\sin^2 \theta_W}{2} (|\tilde{M}_{\sigma,++}|^2 + |\tilde{M}_{\sigma,--}|^2 + |\tilde{M}_{\sigma,00}|^2) \right] \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{(1 + \sigma \cos \theta_W)^2}{4} (|\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,+0}|^2 |\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,0-}|^2) \\
& + \frac{(1 - \sigma \cos \theta_W)^2}{4} (|\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,0+}|^2 |\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,-0}|^2) \Big] \\
& + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta_W) \sin^2 \theta_W \frac{2}{\sin^4 \Theta_W} \frac{1}{(1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_W)^2} \Big\}. \quad (1.26)
\end{aligned}$$

Les contributions des trois diagrammes CC03 sont :

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,\lambda\bar{\lambda}}^\gamma = -\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^\gamma \quad (1.27)$$

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,\lambda\bar{\lambda}}^Z = \beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^Z \left[1 - \delta_{\sigma,-1} \frac{1}{2 \sin^2 \Theta_W} \right] \frac{s}{s - M_Z^2} \quad (1.28)$$

$$\widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma,\lambda\bar{\lambda}}^\nu = \delta_{\sigma,-1} \frac{1}{2\beta \sin^2 \Theta_W} \left[B_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_W} C_{\lambda\bar{\lambda}} \right], \quad (1.29)$$

et les fonctions $A_{\lambda\bar{\lambda}}^V, B_{\lambda\bar{\lambda}}, C_{\lambda\bar{\lambda}}$ sont indiquées au tableau 1-III pour les sept combinaisons d'hélicité possibles pour le canal s , pour lequel les diagrammes contiennent des couplages trilinéaires. Des W^-W^+ d'hélicités $(\lambda, \bar{\lambda}) = (\pm, \mp)$ peuvent être créés uniquement par l'échange d'un neutrino dans le canal t [16], car alors $|\lambda - \bar{\lambda}| = 2$. L'amplitude pour ce processus est donné par

$$\mathcal{M}_{(-1,\lambda,\bar{\lambda}=-\lambda;\theta_W)} = -\sqrt{2}e^2 \frac{-\sqrt{2}}{\sin^2 \Theta_W} \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_W} \lambda \sin \theta_W \frac{(1 - \lambda \cos \theta_W)}{2}. \quad (1.30)$$

Le fait qu'il n'y ait que sept combinaisons d'hélicité permises pour le canal s résulte du nombre de paramètres libres dans le lagrangien de l'équation 1.6 qui décrit les couplages intervenant dans ces processus. On peut exploiter les propriétés d'ortho-

Tableau 1-III Les sous-amplitudes en fonction des paramètres de l'équation 1.6 [16].

$\lambda\bar{\lambda}$	$A_{\lambda\bar{\lambda}}^V$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}^{J_0}$
++	$g_1^V + 2\gamma^2 \lambda_V + \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2 \tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$\frac{-\sigma}{\sqrt{2}} \sin \theta_W$
--	$g_1^V + 2\gamma^2 \lambda_V - \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2 \tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$\frac{\sigma}{\sqrt{2}} \sin \theta_W$
+0	$\gamma(g_1^V + \kappa_V + \lambda_V) - ig_4^V + \beta g_5^V + \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V)$	2γ	$\frac{2}{\gamma}(1 + \beta)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \sigma \cos \theta_W)$
0-	$\gamma(g_1^V + \kappa_V + \lambda_V) + ig_4^V + \beta g_5^V - \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V)$	2γ	$\frac{2}{\gamma}(1 + \beta)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \sigma \cos \theta_W)$
0+	$\gamma(g_1^V + \kappa_V + \lambda_V) + ig_4^V - \beta g_5^V + \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V)$	2γ	$\frac{2}{\gamma}(1 - \beta)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \sigma \cos \theta_W)$
-0	$\gamma(g_1^V + \kappa_V + \lambda_V) - ig_4^V - \beta g_5^V - \frac{i}{\beta} (\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V)$	2γ	$\frac{2}{\gamma}(1 - \beta)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \sigma \cos \theta_W)$
00	$g_1^V + 2\gamma^2 \kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma \sin \theta_W / \sqrt{2}$

gonalité des amplitudes de désintégration, $D_{\lambda\lambda'}$ et $D_{\bar{\lambda}\bar{\lambda}'}$, données par :

$$D_{\lambda\lambda'}(\theta^*, \phi^*) = \ell_\lambda(\theta^*, \phi^*) \ell_{\lambda'}^*(\theta^*, \phi^*), \quad (1.31)$$

où

$$\left(\ell_1, \ell_0, \ell_+\right)(\theta^*, \phi^*) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \cos \theta^*)e^{-i\phi^*}, -\sin \theta^*, \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \cos \theta^*)e^{i\phi^*}\right), \quad (1.32)$$

pour extraire les éléments de la **matrice des densités de spin** [16] (voir la section 5.5) en intégrant sur les angles de désintégration des W avec des opérateurs de projection appropriés. En isolant, par exemple, la contribution des paires W^+W^- où les deux W sont transversalement polarisés, donnant des distributions de désintégration en $(1 + \cos^2 \theta_i^*)$, on détermine les combinaisons de couplages $g_1^V + 2\gamma^2 \lambda_V$ ($V = Z^0, \gamma$).

Comme les W^\pm du Modèle Standard se couplent uniquement aux électrons d'hélicité gauche ($\sigma = -1/2, \bar{\sigma} = +1/2$), les amplitudes droites proviennent uniquement de l'échange de γ ou Z^0 dans le canal s [40]. La figure 1-10 montre les contributions des différentes combinaisons d'hélicités à la section efficace différentielle $d\sigma^{\lambda\bar{\lambda}}/d \cos \theta_W$ en fonction de $\cos \theta_W$.

Le spin doit être conservé lorsque le W se désintègre, ce qui implique que l'hélicité des W^\pm influence la direction que prendront les fermions. On obtient [16] la section efficace différentielle (au niveau des arbres, dans l'approximation d'un W étroit) pour les processus CC03, $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d \cos \theta_W d \cos \theta_1^* d \cos \theta_2^* d\phi_1^* d\phi_2^*} &= \frac{\beta}{128\pi s} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \text{BR}(W \rightarrow f_1\bar{f}_2)\text{BR}(W \rightarrow f_3\bar{f}_4) \\ &\times \sum_{\sigma\lambda\bar{\lambda}\lambda'} \mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) \mathcal{M}^*(\sigma, \lambda', \bar{\lambda}') \quad (1.33) \\ &\times D_{\lambda\lambda'}(\theta_1^*, \phi_1^*) D_{\bar{\lambda}\bar{\lambda}'}(\pi - \theta_2^*, \phi_2^* + \pi), \end{aligned}$$

où BR signifie un rapport de branchement. Les amplitudes de production sont don-

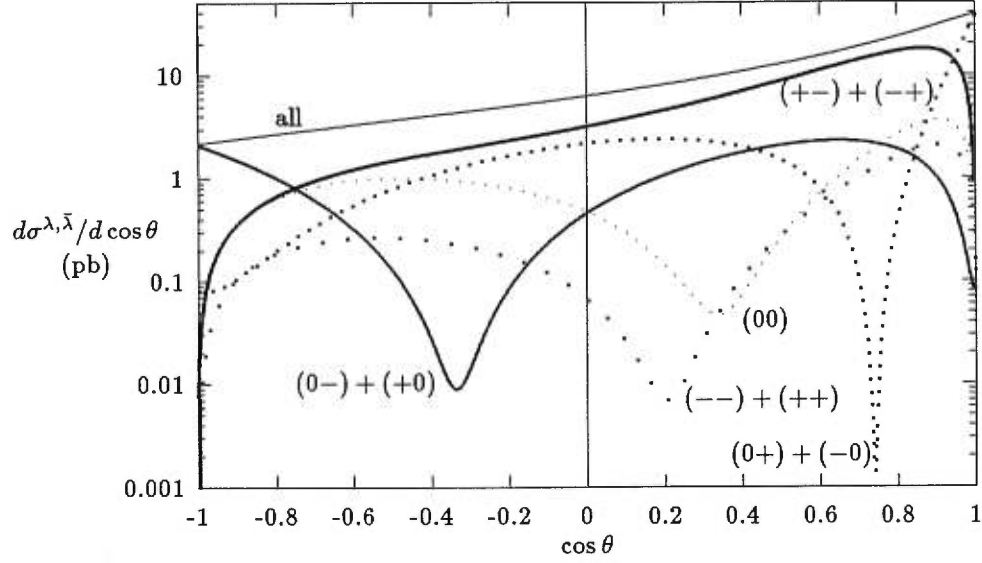


Figure 1-10 *Distributions angulaires de la section efficace différentielle en $\cos \theta_W$ pour le Modèle Standard à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ [16].*

nées par :

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = \sqrt{2} \sigma e^2 \widetilde{\mathcal{M}}_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}(\theta_W) d_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}^{J_0}(\theta_W). \quad (1.34)$$

L'équation 1.33 montre que, de la même façon que pour l'angle de production, les sections efficaces différentielles par rapport aux angles de désintégration des W^\pm , $\cos \theta_{1,2}^*$ et $\phi_{1,2}^*$, peuvent être déterminées dans la théorie. Il faut admettre, toutefois, que pour l'étude de $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, il y aura relativement peu de sensibilité aux angles de désintégration, puisqu'il sera essentiellement impossible d'obtenir une discrimination utile et fiable entre un jet issu d'un quark de type *up* et un jet issu d'un quark de type *down*.

1.9.2 Les corrections à la section efficace du niveau Born

En pratique, on ne comparera pas les distributions des données OPAL avec celles calculées analytiquement, comme dans la figure 1-10. Cette figure est basée sur un calcul du niveau Born qui ne tient pas compte des effets d'ordres supérieurs, ni des bruits de fond, ni de la résolution du détecteur, ni des ambiguïtés de la reconstruc-

tion des événements. Pour tenir compte de tous ces effets, le calcul analytique sera généralement remplacé par des simulations Monte Carlo (chapitre 4) ou par un calcul « semi-analytique » fait avec le programme GENTLE, qui intègre numériquement certaines des corrections [41]. La simulation du détecteur est assurée par l'ensemble de routines GOPAL / ROPE [42].

Les principales corrections au niveau du générateur (voir la figure 1-11) qu'il faut

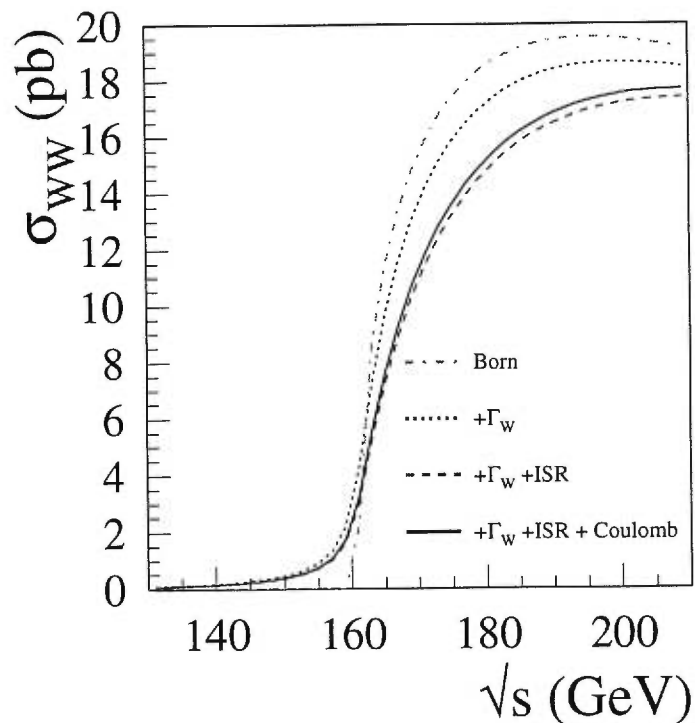


Figure 1-11 La section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ aux énergies du LEP II: au niveau de Born, avec une largeur finie du W, avec le rayonnement à l'état initial (ISR), et avec une correction au premier ordre pour l'effet de Coulomb [43].

faire à l'équation 1.26 sont :

- une intégration de la section efficace sur la largeur finie du W pour inclure les W créés hors de la couche de masse [43],

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_1) \rho(s_2) \sigma_0(s, s_1, s_2), \quad (1.35)$$

où $\rho(s)$ est une fonction de la largeur et de la masse du W,

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s}{(s - M_W^2)^2 + s^2 \Gamma_W^2 / M_W^2} \quad (1.36)$$

et la section efficace est une fonction des termes d'échange de Z^0 , γ et ν et de leurs interférences, de forme :

$$\sigma_0(s, s_1, s_2) = \frac{g^4}{256\pi s^2 s_1 s_2} [a_{\gamma\gamma} + a_{ZZ} + a_{\nu\nu} + a_{\gamma\nu} + a_{\gamma Z} + a_{\nu Z}], \quad (1.37)$$

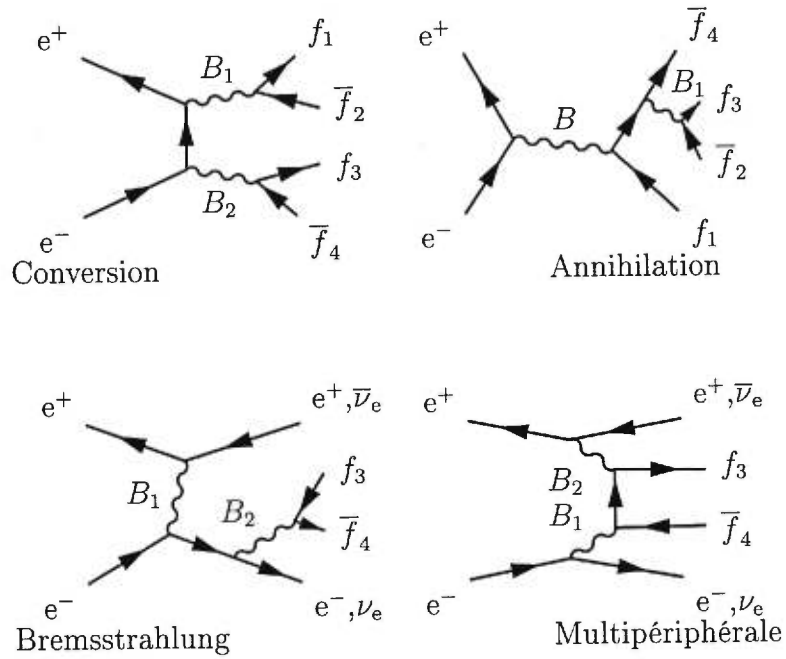
dans laquelle on met $s_1 = s_2 = M_W^2$ pour retrouver la section efficace sur la couche de masse ;

- un calcul des termes d'interférence avec les autres processus à quatre fermions (voir la sous-section 1.9.3) ;
- la correction pour l'effet de Coulomb entre le W^+ et le W^- , incluse dans un facteur $[1 + \delta_C(s, s_1, s_2)]$ dans l'intégrale de l'équation 1.35 [43] ;
- le rayonnement de photons à l'état initial (voir le chapitre 4) ;
- l'interférence du rayonnement de photons à l'état final avec le rayonnement à l'état initial (voir le chapitre 4) ;
- effets à l'état final : corrélations de Bose-Einstein et rebranchement des couleurs (voir les sections 1.9.6 et 1.9.7).

1.9.3 Les bruits de fond provenant des processus $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions

Les autres processus qui produisent quatre fermions dans l'état final constituent un bruit de fond très important pour les paires de W^+W^- . Les différentes classes de processus à quatre fermions sont dessinées à la figure 1-12. Les processus de production de $Z^0e^+e^-$, de $We^+\nu_e$ et (surtout pour des énergies supérieures à $2M_{Z^0} \approx 182$ GeV) de Z^0Z^0 dominant. Au premier ordre en α_{em} , deux diagrammes peuvent représenter tous les processus de production d'états finaux à quatre fermions dans les collisions e^+e^- (voir la figure 1-13). La figure 1-14 montre les sections efficaces

Classes abéliennes



Classes non-abéliennes

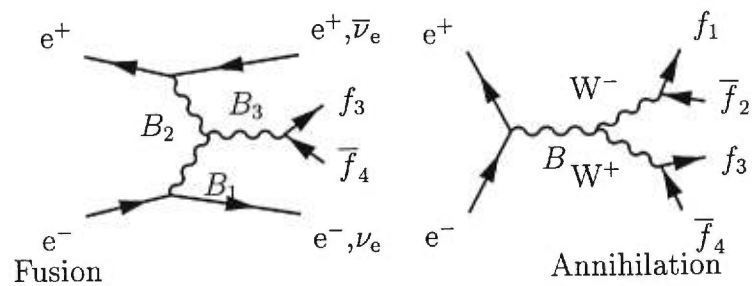


Figure 1-12 *Classes de diagrammes à quatre fermions.* $B = Z^0, \gamma$; $B_1, B_2, B_3 = Z^0, \gamma, W^\pm$.

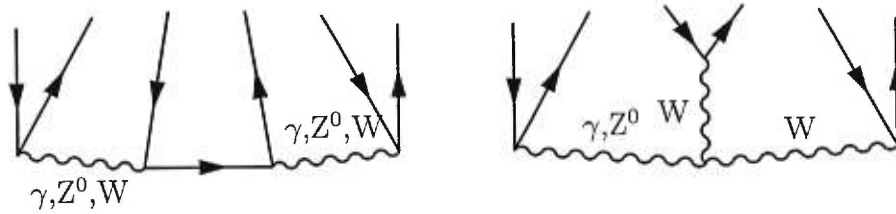


Figure 1-13 Tous les processus $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions peuvent être représentés en choisissant deux pattes de l'un de ces diagrammes pour l'électron et le positon de l'état initial.

pour les plus importants processus aux énergies du LEP II.

Ce bruit sera éliminé en partie par les fits cinématiques. L'état final $W^+\nu_e$, où l'électron et le neutrino ne proviennent pas de la désintégration d'un W , est sensible aux TGC, surtout γW^+W^- , mais en général il sera étudié séparément, et les résultats seront combinés avec les mesures faites sur les paires W^+W^- . Pour cette étude cet état final est donc considéré comme un bruit de fond.

1.9.4 Le bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$

À une énergie au centre de masse de l'ordre de 190 GeV, la section efficace de production de paires W^+W^- est de l'ordre de 16 pb, tandis que les sections efficaces pour la production de paires $q\bar{q}$ ou $\ell^+\ell^-$ sont de l'ordre de 100 pb et plus [45]. Les événements $q\bar{q}$ sont particulièrement dangereux comme bruit de fond, car ils peuvent contenir des leptons provenant de la désintégration de hadrons beaux ou charmés. Les quarks peuvent émettre des gluons durs qui formeront des jets supplémentaires. Il y aura donc des événements contenant quatre jets ou deux jets et un lepton. Enfin, avec le rayonnement à l'état initial, soit par l'électron, soit par le positon, d'un photon qui emporte une partie de l'énergie et qui est perdu dans la voie des faisceaux, il peut résulter des états finaux contenant deux leptons chargés acoplanaires et de l'énergie manquante. Il est donc très important de faire des fits cinématiques (voir la section 3.1) afin d'éliminer ce bruit de fond considérable provenant des processus du Modèle Standard et de bien modéliser avec des simulations Monte Carlo les bruits qui survivront après ces fits.

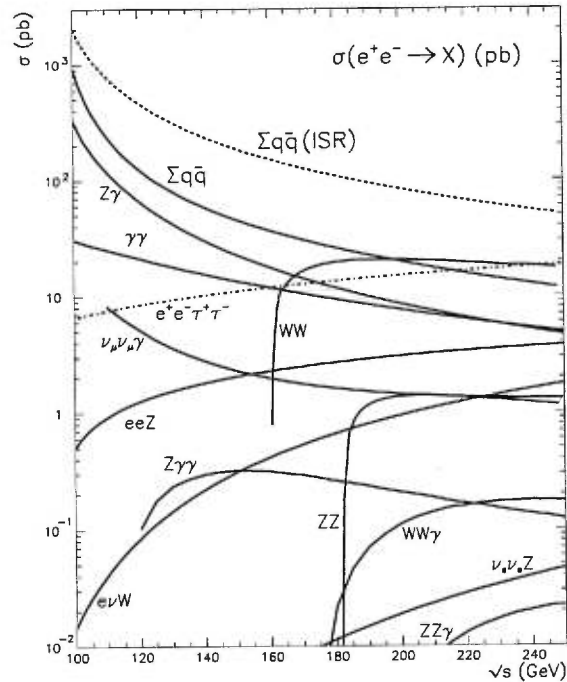


Figure 1-14 *Sections efficaces pour plusieurs processus du Modèle Standard [44].*

1.9.5 La force forte et les jets d'hadrons

Les leptons chargés sont des particules relativement simples à détecter expérimentalement, car ils ne subissent que les interactions faibles et électromagnétiques. Ces interactions sont très bien modélisées par des théories perturbatives. Cependant, les quarks subissent aussi les interactions fortes, et la chromodynamique quantique qui décrit ces interactions est une théorie non-perturbative à basse énergie. On a donc recours à des modèles empiriques pour décrire le processus d'**hadronisation** (de **fragmentation**), par lequel un quark s'habille en tirant d'autres quarks du vide, formant un jet d'hadrons. On discutera de certains de ces modèles dans la section 4.1.

Il est essentiel de bien modéliser les jets. Dans un événement à quatre jets, il y a environ quarante traces dans le détecteur. Pour reconstruire l'impulsion du quark, il faut associer autant de ces traces que possible au bon jet (voir la section 3.2.1).

Un bon modèle est nécessaire pour que les algorithmes de reconstruction des jets fonctionnent. Idéalement, ce modèle devrait tenir compte non seulement de la fragmentation, mais aussi d'effets comme le rebranchement des couleurs [23, 46] et les corrélations Bose-Einstein possibles entre les mésons des différents jets [47].

1.9.6 Les corrélations Bose-Einstein

Le jet de particules produit dans la fragmentation d'un quark peut contenir des mésons, surtout des pions. Or, les mésons sont des bosons, et contrairement aux fermions, plusieurs bosons peuvent occuper *un même état de l'espace de phase*. Le taux de production est même augmenté pour de tels bosons, et c'est ce phénomène qu'on appelle la **corrélation Bose-Einstein**. Ceci implique que lorsque deux pions sont créés avec des énergies et des impulsions très rapprochées, il y a une augmentation de la probabilité que ce soit des pions identiques (de la même charge) [47]. Puisque les W^+W^- voyagent seulement environ 0,1 fm [47] avant de se désintégrer, et la fragmentation non-perturbative a ensuite lieu dans environ 1 fm [43], les zones de fragmentation des deux W se recouvrent, et il est bien possible que des pions appartenant à des jets provenant de différents W soient assez proches pour être corrélés. Comme nous ne savons pas encore si la portée de ces corrélations est assez grande (les résultats n'étant pas concluants [48, 49]), il y a nécessairement une incertitude dans les simulations Monte Carlo, ce qui donnera éventuellement une erreur systématique qui reflètera notre ignorance sur les corrélations Bose-Einstein.

1.9.7 Le rebranchement des couleurs

Un autre phénomène qui pourrait permettre aux jets de se « parler » entre eux serait le **rebranchement des couleurs**. Dans les modèles de la fragmentation qui font intervenir des « cordes » de couleur entre les paires de quarks (voir la section 4.1) il se peut qu'une telle corde soit formée entre deux quarks issus de deux jets primaires différents qui ne viendraient pas du même W . Certaines propriétés de l'événement,

notamment la multiplicité des traces chargées, seraient affectées par ce genre de communication entre les jets. Il existe plusieurs modèles [46] de rebranchement des couleurs. Les données du LEP ne peuvent pas encore confirmer ou infirmer ces modèles [23]. Il faudra donc tenir compte d'une autre erreur systématique pour refléter notre ignorance de l'effet que pourrait avoir le rebranchement des couleurs.

Chapitre 2

Le détecteur OPAL et ses principales composantes

Le LEP II est la deuxième phase du programme de physique au Grand Collisionneur Électron-Positon. Le collisionneur est un assemblage d'aimants et de cavités accélératrices à radio-fréquence (RF), approximativement en forme d'un anneau (en réalité, huit sections courbées alternant avec huit sections droites) de 27 kilomètres de circonférence. Les électrons et les positons sont injectés au LEP à une énergie de 22 GeV par le Super Proton Synchrotron (SPS), qui les reçoit à une énergie de 3,5 GeV du Proton Synchrotron (PS) qui lui-même les reçoit à 600 MeV d'un accélérateur linéaire de leptons (LIL).

Dans les sections courbées du tunnel se trouvent des dipôles en béton contenant du fer, qui fournissent un champ magnétique faible, mais très uniforme, pour courber les trajectoires des électrons et des positons en sens opposés dans le tunnel. Un système d'« optique » composé de quadripôles et de sextupôles fait converger les faisceaux à huit points d'interaction aux centres des sections droites. Les sections droites contiennent les cavités RF. Il n'est pas difficile de courber la trajectoire d'un électron, car il est très léger, mais il faut énormément de puissance aux cavités accélératrices pour augmenter son énergie, à cause des pertes de rayonnement synchrotron. Pour le LEP I, la première phase du programme de physique au LEP (1989-1995), l'énergie de chaque faisceau était de l'ordre de $M_{Z^0}/2 \approx 46$ GeV, et les cavités RF étaient en cuivre. Pour les différentes phases du LEP II, où il faut une énergie environ deux fois plus élevée, les cavités conventionnelles en cuivre ont été progressivement remplacées par des cavités supraconductrices en niobium et cuivre, permettant l'accélération des e^+ et des e^- à des énergies allant jusqu'à 100 GeV.

En 1998, il y avait 272 cavités supraconductrices et 48 cavités conventionnelles. Le potentiel accélérateur total maximal était de 2870 Méga-volts [50].

Le détecteur OPAL est situé dans une caverne 100 m sous terre au Point d'Interaction N° 6 du LEP. Les autres détecteurs sont situés aux Points d'Interaction N° 2 (L3), 4 (ALEPH) et 8 (DELPHI). Les quatre expériences sont sensibles à peu près aux mêmes effets, et ont, en général, des résolutions comparables.

Le détecteur est décrit dans un système de coordonnées où l'axe des x est horizontal et pointe approximativement vers le centre du LEP, l'axe des y est vertical et pointe vers le haut, et l'axe des z est dans le sens du faisceau des e^- . L'angle polaire, θ , est mesuré à partir de l'axe des z , et l'angle azimutal, ϕ , est mesuré à partir de l'axe des x et autour de l'axe des z [51] (voir la figure 2-1).

En bref, on distingue deux moyens pour une particule de signaler son passage. Une particule chargée, portant beaucoup d'énergie cinétique, ionisera les atomes qu'elle rencontrera sur son trajet et laissera un sillage d'ions positifs et d'électrons libres. Si le sillage est produit dans un champ électrique, les charges positives et négatives ainsi libérées seront balayées dans les sens opposés, collectées, puis un signal électrique sera détecté. Sous l'influence d'un champ magnétique, les trajectoires de ces particules chargées seront courbées, permettant la mesure de leur quantité de mouvement et leur charge. Un détecteur de ce type est un **trajectomètre**. Il est aussi léger que possible, pour ne pas perturber le parcours des particules. L'autre type de détecteur est un **calorimètre**. Un calorimètre est conçu aussi lourd et dense que possible, afin d'arrêter la particule. L'énergie cinétique de la particule est alors déposée dans le calorimètre, et peut être mesurée par diverses méthodes. En général, une particule énergétique incidente dans un calorimètre produira une gerbe de nouvelles particules par des processus de bremsstrahlung, de production des paires, d'ionisation, ou par des interactions nucléaires.

Les principales composantes d'OPAL sont des chambres à dérive qui assurent des mesures très précises des traces chargées (surtout dans le plan transverse à l'axe

des faisceaux), et un calorimètre électromagnétique en blocs de verre de plomb qui assure une bonne résolution en énergie pour les électrons et les photons. Les chambres à dérive sont à l'intérieur d'un solénoïde conventionnel (non-supraconducteur) qui fournit un champ magnétique axial de 0,435 Tesla, et dont la culasse de retour du champ est instrumentée pour servir de calorimètre hadronique. À l'extérieur du

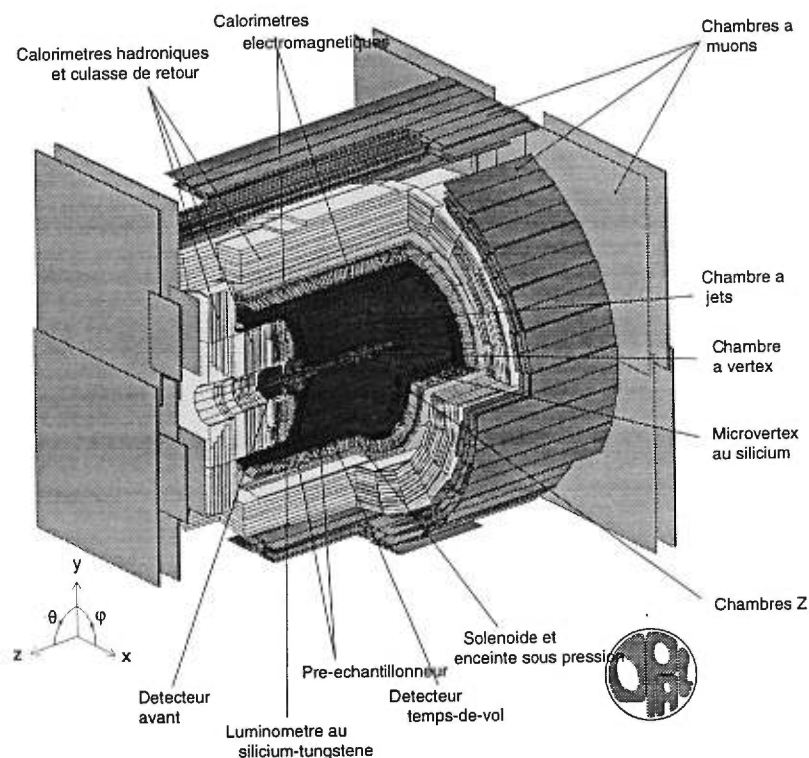


Figure 2-1 Plan du détecteur OPAL.

calorimètre hadronique se trouvent des chambres à dérive pour détecter les muons. Au total, le détecteur a environ 12 m de longueur, et environ 10 m de diamètre, avec des chambres à muons à peu près carrées de 12 m sur 12 m aux deux bouts.

2.1 Les trajectomètres

Les W se désintègrent en quarks (u , d , s et c) et en leptons (e , ν_e , μ , ν_μ , τ et ν_τ). Les électrons et les muons sont des particules stables (le muon a un temps de vie de $2,2 \mu\text{s}$, ce qui est amplement suffisant pour qu'on puisse le considérer comme stable à

l'intérieur du détecteur). Ils ne laissent qu'une seule trace dans les trajectomètres du détecteur central. Ces traces sont courbées sous l'influence du champ magnétique, ce qui permet la détermination du signe de la charge de la particule. Les τ , quant à eux, se désintègrent en moyenne à $2,22 \pm 0,03$ mm du point de collision [52]. Ils laissent alors une ou plusieurs traces formant un petit jet bien collimé. Les quarks s'hadronisent et laissent un jet de plusieurs traces chargées. Pour mesurer l'impulsion et la charge de chacune de ces particules, il est essentiel de bien reconstruire les traces et leur rayon de courbure dans le champ magnétique.

2.1.1 Le détecteur central : les chambres à dérive

La trajectométrie dans OPAL est assurée par plusieurs chambres à dérive. Une chambre à dérive est remplie d'un gaz, où sont tendus des fils à haute tension (les anodes). Le gaz est choisi de telle sorte à être facilement ionisé par le passage de particules chargées afin d'assurer un gain élevé. Lorsqu'une particule traverse la chambre, laissant son sillage d'ionisation, les électrons d'ionisation dérivent à vitesse constante vers l'anode sous l'effet d'un champ électrique uniforme. Le champ électrique autour des anodes est assez fort pour provoquer une avalanche [53], créant un signal électrique mesurable sur les anodes. À partir de la différence en temps entre le signal du passage de la particule et le signal sur l'anode on arrive à mesurer exactement où la particule est passée [54].

Il y a trois sous-détecteurs de ce type dans le détecteur central d'OPAL: la chambre à jets, la chambre à vertex et les chambres Z. La **chambre à jets** est un cylindre, long de 4 m, de diamètre externe de 3,7 m et de diamètre interne de 0,5 m. Elle est divisée en 24 secteurs identiques, contenant chacun 159 fils anodiques tendus dans le sens du faisceau, c'est-à-dire dans l'axe du cylindre. Des plans de fils cathodiques séparent les secteurs. On obtient une résolution de $135 \mu\text{m}$ pour les coordonnées en $r\phi$ [55] d'un coup sur un fil. En mesurant la charge aux deux bouts de chaque fil, on obtient par division des charges une mesure de la coordonnée en z

approximative, qui permet d'aligner les traces dans la chambre à jets avec celles des autres sous-détecteurs.

Une petite **chambre à vertex** à l'intérieur de la chambre à jets permet d'obtenir des mesures plus précises près du point d'interaction. Elle est longue d'un mètre, avec un rayon interne de 8,8 cm et un rayon externe de 23,5 cm. Elle est divisée en 36 secteurs, dont chacun comporte deux couches. À des rayons de 10,3 à 16,2 cm sont tendus les fils axiaux, similaires aux fils de la chambre à jets. Il y a douze anodes axiales par secteur, espacées de 0,583 cm. La résolution en $r\phi$ est de l'ordre de 55 μm . À des rayons de 18,8 à 21,3 cm sont tendus les fils **stéréo**, inclinés à un angle d'environ 4° par rapport à l'axe. Il y a six fils stéréo par secteur. Les fils stéréo servent à déterminer la position en z . Malheureusement, en 1997 le tiers des secteurs stéréo ont cessé de fonctionner, mais les effets de cette perte ont été entièrement compensés par le microvertex augmenté qui a été introduit au LEP II.

Puisque la chambre à jets ne mesure que grossièrement la coordonnée z des traces chargées, elle est entourée de 24 **chambres Z**, qui sont des chambres à dérive d'une longueur de 4 m, d'une largeur de 50 cm et d'une épaisseur de 5,9 cm. Chaque chambre est divisée en huit cellules de 50 cm \times 50 cm, et chaque cellule contient six anodes, légèrement décalées pour résoudre les ambiguïtés droite-gauche (voir la figure 2-2). La résolution absolue en z est de l'ordre de 300 μm .

Le groupe de Montréal a participé à la construction des chambres Z, et ses membres sont toujours responsables de leur entretien quotidien. Ce sous-détecteur sera donc décrit avec un peu plus de détails que les autres.

Comme pour tous les autres sous-détecteurs, les composantes actives qui se trouvent dans les chambres Z, à l'intérieur du volume d'OPAL, ne sont que la pointe de l'iceberg. Des câbles relient chaque bout de chacune des 576 anodes à un système d'acquisition de données, contenu dans une « gondole » suspendue au-dessus du détecteur dans la caverne sous-terreine. D'autres câbles relient les anodes, les fils de garde, les grilles et les électrodes internes à un système d'alimentation de haute

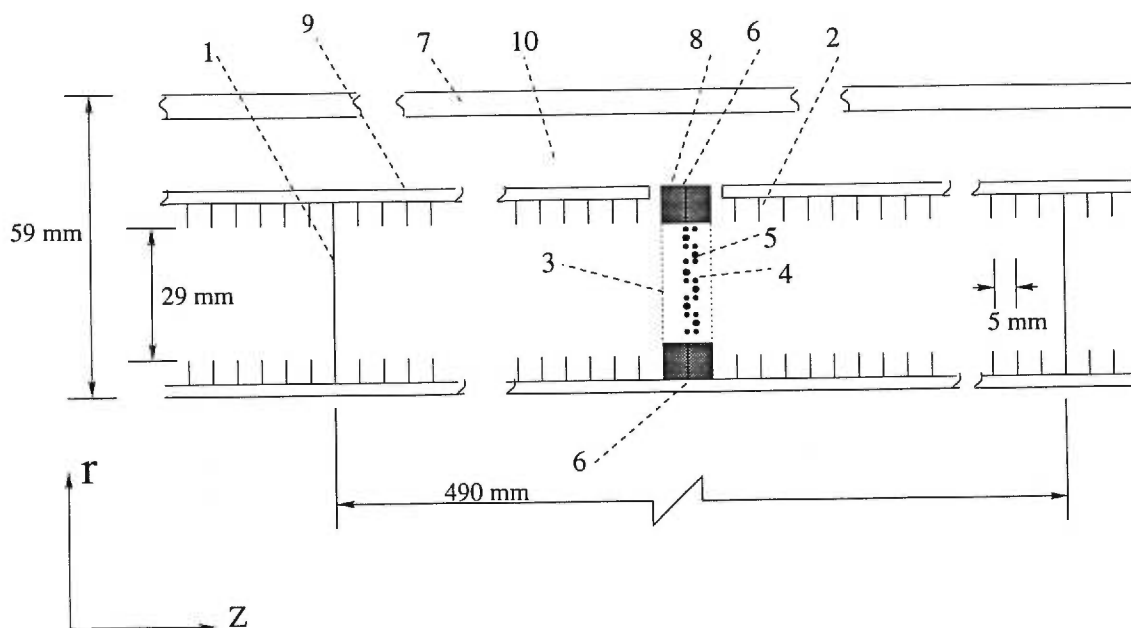


Figure 2-2 Une des cellules bi-directionnelles des chambres Z. Les éléments numérotés sont : (1) cathode ; (2) électrodes du champ de dérive ; (3) fils de la grille ; (4) fils de garde ; (5) fils anodes (décalage exagéré dans le graphique) ; (6) électrode interne pour le contrôle du gain des fils 1 et 6 ; (7) boîte en Lexan et couverture ; (8) module anode en composé verre-époxy ; (9) carte de distribution de la haute tension ; (10) espace pour la chaîne de résistances de la haute tension et d'autres composants électroniques. (Le graphique est copié de [51].)

tension, contenu dans une autre « gondole ».

Le système d'acquisition de données [56] (DAQ) des chambres Z est composé de neuf microprocesseurs MVME-166 (ou 167) de Motorola, dont un maître, un esclave (sur lequel tourne le processus qui déclenche la lecture du sous-détecteur), six processeurs *front end* (FEP) qui lisent, chacun, deux boîtes de convertisseurs analogue-à-digital *flash* (FADC), et un processeur qui fait des histogrammes de tout ce qui se passe dans le DAQ, facilitant la surveillance et un contrôle continu de la qualité.

Pour les chambres Z, chaque boîtier de FADC contient 24 cartes électroniques, lisant chacune quatre FADC. Il y a un FADC attaché à chaque bout de chaque anode. Une comparaison des impulsions aux deux bouts permet un calcul approximatif, par la division des charges, de la coordonnée ϕ des signaux. La résolution en ϕ est d'environ 1,5 cm, ce qui est suffisant pour associer les traces dans les chambres Z à

des traces dans la chambre à jets.

Les signaux sur les anodes sont lus et amplifiés avec un taux d'échantillonnage de 100 MHz. Les FEP digitalisent les impulsions sous le contrôle du processeur maître, qui met cette information dans un format conventionnel et la communique à l'esclave, au module local de déclenchement (LTU) et au *event builder*. L'*event builder* est le système qui coordonne la lecture des signaux de tous les sous-détecteurs dans OPAL lorsque le *trigger* (le système de déclenchement) indique que certains sous-détecteurs clefs enregistrent un événement potentiellement intéressant. La chaîne d'acquisition est montrée schématiquement à la figure 2-3.

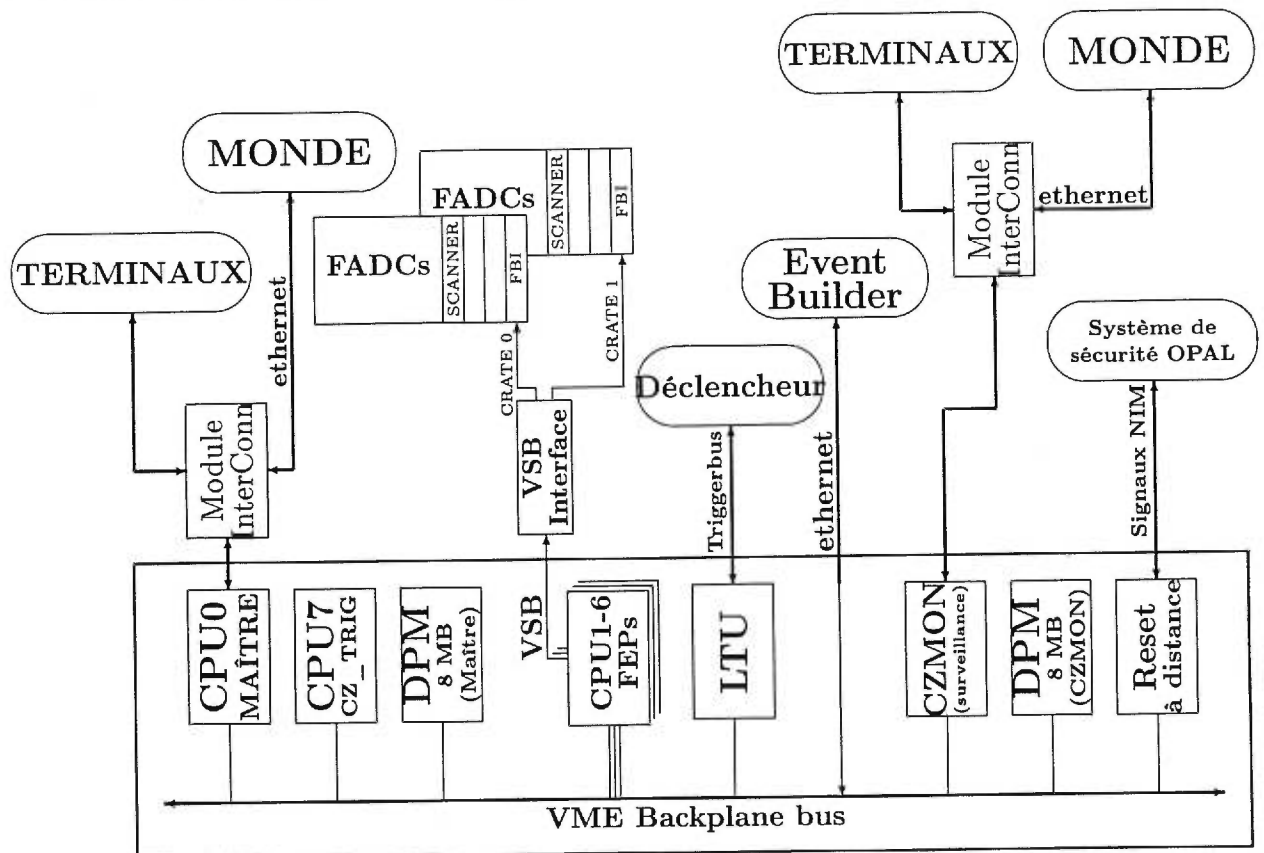


Figure 2-3 Chaîne d'acquisition des données des chambres Z (adapté de [56]).

Le système de haute tension [57, 58] alimente, pour chacune des 96 cellules,

- les six anodes, mises à la masse à travers les pré-amplificateurs;
- 26 fils de la grille (un rang de 13 de chaque côté des anodes), qui isolent la

- région des anodes de la région de dérive, à une tension de 2600 V ;
- 14 fils de garde entourant les anodes, à une tension de 2200 V ;
- une électrode interne de chaque côté qui contrôle le gain sur les fils externes et forme le champ dans cette région, à une tension de 1340 V.

Les électrodes de dérive aux deux bouts de la chambre sont maintenues à une tension d'environ 18 kV. Le champ de dérive dans chaque moitié des cellules est ainsi de l'ordre de 800 V/cm.

2.1.2 Le microvertex au silicium

Le principe du détecteur à l'état solide est assez similaire à celui des chambres à dérive : une particule passe à travers le détecteur, qui est essentiellement une jonction de silicium dopé d'impuretés négatives et de silicium dopé d'impuretés positives, sous une tension suffisamment élevée pour qu'il n'y ait pas de charges libres. Un ion positif créé par l'ionisation d'un atome de silicium ne peut pas bouger dans la matrice cristalline, mais un atome voisin lui passera un électron, et ainsi le « trou » de charge positif se déplacera dans le champ électrique. La chambre à ionisation et le détecteur à l'état solide diffèrent par le nombre d'électrons primaires : dans une chambre à ionisation, il y en a très peu, et il faut une avalanche pour amplifier le signal. Dans le silicium, par contre, la particule ionise directement beaucoup d'atomes (il faut environ 3,62 eV pour créer une paire électron-trou dans le silicium, ce qui fait qu'une particule au minimum d'ionisation libérera environ 25 000 électrons dans un détecteur de 300 μm d'épaisseur [1, 53]). Les charges ainsi libérées créent un courant, que l'on peut détecter.

Le microvertex est un petit détecteur au silicium qui a pu être introduit à l'intérieur de la chambre à vertex lorsque la taille de la voie des faisceaux a été réduite. Il est surtout utile pour reconstruire des vertex secondaires, par exemple dans le cas où un hadron **B** intervient dans l'événement, ce qui est plus important pour la recherche du boson de Higgs que pour l'étude des W (la désintégration du W en

quark b étant fortement supprimée). Par contre, puisque le microvertex détermine la coordonnée z très précisément, il est indispensable pour reconstruire les événements affectés par la perte des secteurs stéréo de la chambre à vertex.

Le microvertex utilisé au LEP II [59] est constitué de deux cylindres, de rayon 60,5 mm et 73,8 mm, et de 30 cm de longueur. Le cylindre intérieur est fait de douze échelles de cinq détecteurs à micro-pistes au silicium de 33mm \times 60mm, et le cylindre extérieur de quinze échelles. Ces échelles se recouvrent légèrement, pour qu'il n'y ait pas de régions mortes. Chaque détecteur comporte un détecteur en $r\phi$ à 629 pistes sur un côté, et un détecteur en z à 584 pistes, perpendiculaires aux pistes $r\phi$, collé en arrière. Le pas des pistes est de 25 μm . On lit les pistes alternatives en $r\phi$ et une piste sur quatre en z . La résolution intrinsèque est de 5 μm en $r\phi$ et de 13 μm en z . L'acceptance azimutale de la couche interne est de 97,8 %, et l'acceptance de la couche externe, 99,6 %. Pour une particule au minimum d'ionisation détectée dans le microvertex, le taux d'efficacité pour trouver une trace correspondante dans les chambres à dérive est de 97 %.

2.1.3 La résolution des trajectomètres centraux

Comme le trajectomètre central sert principalement (dans cette analyse) à la mesure de l'impulsion des particules chargées, il est important d'avoir une bonne résolution en impulsion, σ_p . Lors de la prise des données à $\sqrt{s} = 189$ GeV en 1998, la chambre à jets, seule, obtenait $\sigma_p/p^2 = (1,82 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$ GeV $^{-1}$. En combinaison avec la chambre à vertex, cette résolution était de $(1,62 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$ GeV $^{-1}$, et avec le microvertex, on obtenait $(1,58 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$ GeV $^{-1}$. Dans les *runs* d'étalonnage à $\sqrt{s} = 91$ GeV en 1998, les résolutions étaient meilleures de 13 % environ [55]. Les autres résolutions importantes pour cette analyse sont les résolutions en θ (1,4 mrad) et en ϕ (0.275 mrad) obtenues avec la chambre à jets, la chambre à vertex, les chambres Z et le microvertex [55] (ces résolutions datent de 1995, mais on ne s'attend pas à une différence importante en fonction de l'énergie, ou à cause de l'accident

aux fils stéréo de la chambre à vertex).

2.1.4 Les trajectomètres à muons

Comme on l'a déjà dit, les muons sont stables sur l'échelle du détecteur OPAL, contrairement aux taus. Ils se comportent comme des électrons lourds, mais du fait qu'ils sont si lourds, ils ne perdent pas toute leur énergie en bremsstrahlung lorsqu'ils traversent le calorimètre électromagnétique. Un muon de plus de 2 GeV traversera également le calorimètre hadronique, et sortira du détecteur sans y avoir déposé toute son énergie. Il faut alors déterminer son énergie à partir de son impulsion qui doit être très bien mesurée, après l'avoir identifié comme un muon. L'identification est très simple: le muon est la seule particule chargée capable de traverser toute l'épaisseur des calorimètres sans s'arrêter. Il suffit alors de mettre des chambres à ionisation à l'extérieur des calorimètres. Il faut que ces chambres aient une résolution spatiale suffisamment bonne pour que l'on puisse aligner chaque trace avec une trace dans les trajectomètres centraux où l'impulsion est mesurée. Le fait d'aligner les traces élimine également les « faux muons » imités par des particules secondaires venant d'interactions dans les calorimètres.

Les muons sortant du baril sont détectés par 110 chambres à dérive à grande surface [51] (de l'ordre de 10 m sur 1 m sur 9 cm de profondeur). La disposition des chambres à muons est clairement montrée à la figure 2-1. Les muons sortant avec un angle polaire $|\cos \theta| < 0,68$ doivent traverser quatre couches de chambres, et ceux qui sortent dans la région $0,68 < |\cos \theta| < 0,72$ en traversent au moins une. La résolution spatiale est de l'ordre de 1,5 mm en ϕ et de 2 mm en z .

Les **bouchons** (*endcaps*, en anglais; c'est-à-dire les bouts du cylindre) sont recouverts à chaque bout du détecteur par quatre paires de chambres « quadrant » et deux paires de chambres « patch » [51] (les structures carrées aux bouts du détecteur à la figure 2-1). Chaque chambre comporte quatre couches de tubes à étincelles utilisés en mode Geiger limité, ce qui veut dire que la tension est tellement élevée que

le passage d'une particule déclenche toute une série d'avalanches ; la réponse n'est plus proportionnelle à la charge déposée, et le gaz utilisé doit comporter une composante qui étouffe (en anglais, *quench*) la réaction. Les tubes des deux chambres dans chaque paire sont perpendiculaires. La résolution spatiale est de l'ordre de 1 à 3 mm.

Entre les chambres du baril et celles des bouchons, 93 % de l'angle solide du détecteur est suffisamment bien couvert pour que l'efficacité de détection d'un muon isolé de plus de 3 GeV soit essentiellement de 100 %, et la probabilité d'identifier faussement un pion de 5 GeV comme muon soit moins de 1 % [51].

2.2 Le scintillateur temps-de-vol

Juste à l'extérieur de la bobine solénoïdale de l'aimant se trouve un cylindre de 160 compteurs scintillateurs, chacun long de 6,84 m. La lumière est collectée par des phototubes aux deux bouts. Ce système sert à générer des signaux pour le système de déclenchement, et à rejeter les événements de rayons cosmiques.

En 1996, on a ajouté des bouchons à ce cylindre, entre l'enceinte sous pression (à 4 atmosphères) qui contient les chambres à dérive centrales et le pré-échantillonneur. Ces bouchons sont faits en tuiles scintillantes.

2.3 Les calorimètres

Après avoir mesuré l'impulsion et la charge des particules à partir des traces dans les trajectomètres, il faut bien identifier les électrons et les photons dans l'événement. Puisque les photons sont des particules neutres, ils ne laissent pas de trace dans le détecteur central, à moins qu'ils ne se convertissent en paire électron-positon. Il est essentiel de bien mesurer leur énergie afin qu'elle ne soit pas interprétée comme de l'énergie manquante. Il est aussi très important de bien mesurer l'énergie des

particules très énergétiques, dont les traces dans le détecteur ne sont que très peu courbées, et dont il est alors difficile de bien mesurer l'impulsion.

2.3.1 Les pré-échantillonneurs

Puisque les calorimètres sont à l'extérieur des chambres à dérive centrales, du solénoïde et du détecteur temps-de-vol, les photons traversent environ 2 longueurs de radiation de matière avant d'arriver au calorimètre. Les gerbes électromagnétiques auront souvent déjà commencé, et une partie de l'énergie d'une telle gerbe aura été perdue. Afin de corriger cette perte d'énergie, les pré-échantillonneurs, situés entre les détecteur temps-de-vol et les calorimètres électromagnétiques, mesurent des impulsions qui sont proportionnelles au nombre de particules chargées dans une gerbe. Le nombre de particules est à peu près proportionnel à l'énergie déjà déposée avant que la gerbe ne rentre dans le pré-échantillonneur [51].

Le pré-échantillonneur du baril est fait de 16 chambres de tubes à fils utilisées en mode Geiger limité, avec les fils orientés dans le sens axial, et deux couches de tubes dans chacune des chambres. La résolution spatiale pour des gerbes électromagnétiques dans le plan perpendiculaire à la gerbe varie d'environ 6 mm à 4 mm pour des énergies de 6 à 50 GeV, ce qui implique que l'on peut résoudre deux photons séparés de 2 mrad environ. La résolution en z est de l'ordre de 10 cm pour une particule isolée ; cette mesure est faite à partir de la division du courant sur les fils.

Les pré-échantillonneurs des bouchons sont répartis en 16 secteurs, dont chacun comporte deux chambres à multi-fils de forme trapézoïdale, l'une grande et l'autre plus petite.

2.3.2 Le calorimètre électromagnétique en verre de plomb

Le calorimètre électromagnétique d'OPAL est fait en blocs de verre de plomb. Il y a 9440 blocs de verre dans le baril et 1132 dans chacun des bouchons. Chaque

bloc, d'une surface d'environ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pointe vers le centre de collision des faisceaux. Le verre de plomb est un matériau très dense, et donc capable d'arrêter les électrons et les photons dans un volume relativement restreint. Les blocs du baril ont 24,6 longueurs de radiation de longueur (37 cm), et ceux des bouchons environ 22 longueurs de radiation (38, 42 ou 52 cm selon l'emplacement). Le verre de plomb a aussi l'avantage d'être transparent, et d'avoir un indice de réfraction assez élevé. La géométrie « pointante » des blocs permet alors la réflexion interne totale des photons Čerenkov produits par les électrons et les positons dans les gerbes électromagnétiques venant d'interactions e^+e^- au centre du détecteur. Le choix d'un absorbeur « actif », le verre de plomb, capable de détecter les dépôts énergétiques (des **amas**), élimine la nécessité de mettre des couches « mortes » d'absorbeur entre des couches instrumentées de détecteur.

Typiquement, les électrons venant de la désintégration d'un W porteront environ la moitié de l'énergie du faisceau, soit de 40 à 50 GeV, ce qui implique que les étalonnages faits au LEP I sur le pic du Z^0 sont valables pour cette analyse. La réponse du détecteur est linéaire pour des énergies de 3 à 50 GeV, et la résolution en énergie est de $\sigma_E/E \sim 10\%/\sqrt{E}$ [51] (où E est en GeV) lorsque l'information provenant des pré-échantillonneurs est utilisée.

2.3.3 Les autres calorimètres électromagnétiques

Plusieurs petits détecteurs, placés dans la région « **avant** » (faisant un très petit angle avec les faisceaux) d'OPAL, servent principalement à mesurer la **luminosité**, une quantité proportionnelle au taux d'interactions par unité de surface¹. Pour mesurer la **section efficace** d'un processus quelconque, il est essentiel d'avoir une mesure très précise de la luminosité, car la section efficace est simplement le nombre d'événements du processus, divisé par la luminosité intégrée sur le temps. Les sec-

1. La définition précise [60], $\mathcal{L} = N_1 N_2 f W_x W_y$, dépend du nombre de paquets d'électrons et de positons dans les faisceaux (N_1 et N_2), de la fréquence de rotation des faisceaux (f), et du profil des faisceaux ($W_x W_y$). Elle se mesure en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

tions efficaces sont mesurées en barn (b)². La section efficace pour la production des paires W^+W^- au LEP2 est de l'ordre de 3 à 16 pb.

Pour bien mesurer la luminosité, il faut mesurer la fréquence d'une catégorie d'événements très bien modélisés, pour lesquels tous les effets de l'efficacité sont compris. La luminosité dans OPAL est mesurée en comptant le nombre de diffusions Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à petit angle. Ce processus est dominé par l'échange de photons. Il est donc dû presque exclusivement à l'électrodynamique quantique, et sa section efficace peut être calculée avec une grande précision, ce qui permet la détermination de la luminosité. La section efficace pour les diffusions Bhabha qui entrent dans l'acceptance des luminomètres OPAL au LEP II est de l'ordre de 75 nb [61].

La mesure de la luminosité dans OPAL est assurée par deux calorimètres constitués de silicium et de tungstène en sandwich, situés autour de l'axe des faisceaux, à 238,94 cm en amont et en aval du point d'interaction. Ces calorimètres, qu'on appelle **luminomètres**, comptent les événements de diffusions Bhabha dans la région entre 23 et 59 mrad autour de l'axe. Chaque détecteur contient 19 couches de détecteurs au silicium et 18 couches d'absorbeurs au tungstène. Les couches sont divisées en 16 secteurs de 22,5° avec un rayon interne de 6,2 cm et un rayon externe de 14,2 cm. Ces secteurs sont décalés de façon à ne pas laisser des trous d'acceptance. Les détecteurs au silicium pour chaque secteur sont en forme de damier, séparés en deux selon l'angle polaire et en 32 selon le rayon. La position de chaque élément est connue avec une précision supérieure à 10 μm . Cette précision est très importante, car une erreur systématique de seulement 13 μrad dans la mesure de l'angle interne de la région d'acceptance correspondrait à une erreur de 0,1 % sur la luminosité. Il faut connaître très précisément l'acceptance, et il faut bien mesurer l'énergie afin de ne compter que les diffusions Bhabha entièrement contenues dans le luminomètre. La résolution en énergie est de $\sigma_E/E = 25\%/\sqrt{E}$ (où E est en GeV), ce qui veut dire que l'énergie d'une gerbe de 45 GeV peut être déterminée avec une précision de $\pm 4\%$. La résolution en position est de 0,2 mm dans la direction radiale pour une

2. 1 barn $\equiv 10^{-28}\text{m}^2$.

gerbe de 45 GeV [62], ce qui permet de bien définir l'acceptance. Grâce au luminomètre silicium-tungstène, la luminosité au LEP II est déterminée avec une précision de l'ordre de 3 à 4 sur mille, ce qui est suffisant pour que l'incertitude sur la luminosité soit négligeable par rapport aux autres erreurs systématiques sur les couplages anomaux. Les principales sources d'erreur dans le calcul de la luminosité sont l'erreur théorique sur la section efficace des diffusions Bhaba ($\approx 0,25\%$) et l'erreur due à la simulation du détecteur ($\approx 0,1\%$) [40].

Le luminomètre silicium-tungstène a été installé en 1993, se rajoutant aux autres détecteurs de la région « avant ». Ces détecteurs incluent (i) un calorimètre à 35 couches de sandwich de plomb et de scintillateur, qui entoure la voie des faisceaux entre deux et trois mètres du point d'interaction, (ii) des chambres à tubes proportionnels pour mesurer la position des gerbes, (iii) un anneau de modules de sandwich de plomb et de scintillateur, appelé le « gamma catcher », qui sert à détecter les électrons et les photons de plus de 2 GeV afin qu'ils ne soient pas considérés comme des neutrinos³ et enfin, (iv) des petits calorimètres en plomb et en scintillateur montés de chaque côté de la voie des faisceaux à 7,85 m du point d'interaction, qui comptent les électrons diffusés entre 5 et 10 mrad du plan horizontal [51].

2.3.4 Les calorimètres hadroniques

La culasse de retour de l'aimant fournit plus de quatre longueurs d'interaction de fer sur 97 % de l'angle solide de 4π . Le baril et les bouchons (en forme de beigne) de ce cylindre de fer sont instrumentés avec des chambres à tubes fonctionnant en mode Geiger limité. Neuf couches de chambres sont intercalées de huit couches de fer de 10 cm d'épaisseur dans le baril. Dans les bouchons, il y a huit couches de chambres et sept couches de fer. La résolution de ce détecteur est $\sigma_E/E = 120\%/\sqrt{E}$, où E est mesurée en GeV [51]. Il faudra combiner les dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques pour obtenir l'énergie hadronique totale.

³. Plusieurs secteurs de ce détecteur sont inopérants, mais les compteurs temps-de-vol des bouchons en tuiles de scintillateur, installés en 1996 peuvent aussi bien assurer cette fonction.

La mesure de l'énergie hadronique dans la région de $0,91 < |\cos \theta| < 0,99$ est assurée par un calorimètre plus mince, afin de ne pas perturber le champ magnétique. Il y a dix couches de fer, de 80 mm d'épaisseur, avec de minces chambres proportionnelles à multi-fils, de 7 mm d'épaisseur, dans les interstices de 10 mm entre les couches. La résolution est de $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E}$ pour des énergies en-dessous de 15 GeV, et de l'ordre de $\sigma_E/E = 120\%/\sqrt{E}$ pour des énergies plus élevées.

2.4 Le système d'acquisition de données

On a déjà parlé du système d'acquisition de données d'un sous-détecteur, les chambres Z. Ce système, ainsi que ceux de tous les autres sous-détecteurs, est relié au **système de déclenchement** (en anglais, *trigger*). Des paquets de e^+ et de e^- se croisent au centre d'OPAL tous les $22,5 \mu s^4$. Le plus souvent, il ne se passe aucune interaction intéressante. Ainsi, même si l'électronique était assez rapide et la capacité d'entreposage de données illimitée, il serait inutile d'enregistrer l'état du détecteur à chaque croisement des faisceaux. L'état du détecteur (un **événement**) est donc enregistré si une des conditions suivantes est satisfaite [51]:

- un signal est observé dans la même région en θ et ϕ (le détecteur est « divisé » en 6 « canaux » en θ et 24 en ϕ) par plusieurs sous-détecteurs;
- un sous-détecteur clef détecte un signal qui dépasse un seuil pré-déterminé.

Les sous-détecteurs qui peuvent déclencher la lecture d'un événement sont :

- le « track trigger », un processeur qui combine des signaux de la chambre à jets et de la chambre à vertex;
- le scintillateur temps-de-vol;
- le calorimètre électromagnétique;
- le calorimètre hadronique;
- les chambres à muons;

4. Les faisceaux ne sont pas continus, mais regroupés en quatre paquets chacun.

– les détecteurs « avant » (y compris le luminomètre silicium-tungstène).

Si les processeurs du déclencheur décident qu'un événement est intéressant, un signal est envoyé aux LTU des sous-détecteurs, et l'événement est lu et envoyé à l'*Event Builder*, un processeur central qui combine les signaux des sous-détecteurs et envoie l'événement à un autre processeur, le **filtre**. Le filtre analyse sommairement mais rapidement l'événement et décide quel processus physique il pourrait représenter. Il peut rejeter certains événements de bruits de fond inintéressants. Le filtre et l'*Event Builder* tournent sur un processeur Hewlett Packard (un J2240) dans le puits du détecteur. Le filtre comprime l'événement (par un facteur de quatre à cinq) et l'envoie à un ensemble d'ordinateurs Hewlett Packard à la surface pour la reconstruction finale. L'événement est enregistré sur bande magnétique et sur disque optique. Un lien Ethernet assure la disponibilité immédiate des événements aux physiciens.

Chapitre 3

La reconstruction des événements W^+W^-

3.1 Les considérations cinématiques de la sélection

Pour reconstruire une paire W^+W^- , il faut identifier une de trois topologies possibles: (*i*) quatre jets d'hadrons (une désintégration **hadronique**), (*ii*) un lepton chargé et deux jets d'hadrons (une désintégration **semi-leptonique**), (*iii*) deux leptons chargés (une désintégration **leptonique**). Comme on l'a montré au chapitre 2, les chambres à dérive centrales signalent les traces des particules chargées, les calorimètres mesurent les dépôts d'énergie, et les muons sont détectés par des chambres autour du détecteur. Il s'agit donc de vérifier si l'ensemble de traces et d'amas d'énergie peut correspondre à l'une des trois situations recherchées.

La première étape consiste à classifier les événements selon la **multiplicité**, c'est-à-dire selon le nombre de traces chargées qu'ils contiennent: un événement à **haute multiplicité** pourrait contenir des jets d'hadrons, tandis qu'un événement à **basse multiplicité** pourrait être une désintégration leptonique. D'après la définition standard employée par la collaboration OPAL [63], un événement **multi-hadronique** doit comporter au moins cinq « bonnes » traces dans le détecteur central, au moins sept « bons » amas dans le calorimètre électromagnétique, correspondant au dépôt d'au moins 10 % de l'énergie du système e^+e^- (qui est deux fois l'énergie du faisceau), et cette énergie doit être répartie dans le détecteur de façon relativement équilibrée, pour que $\left| \frac{\sum E_{\text{brut}} \cos \theta}{\sum E_{\text{brut}}} \right| \leq 0,65$ (où E_{brut} est l'énergie mesurée non-corrigée d'un amas, et la somme est sur tous les « bons » amas).

Il faut ensuite chercher des leptons isolés : des traces correspondant à des candidats leptoniques autour desquels on peut tracer un cône d'un rayon d'ouverture donné qui ne contient aucune autre trace. L'identification des leptons dépend du type de lepton. Les muons ne posent pas de réel problème puisque les chambres à muons ne déclenchent qu'à leur passage. Les électrons laissent des dépôts très caractéristiques dans le calorimètre électromagnétique ; si une trace dans le détecteur central pointe vers la gerbe électromagnétique, il s'agit d'un électron. L'identification des autres particules chargées est faite principalement à partir de leur taux de dépôts d'énergie (dE/dx) dans la chambre à dérive centrale [64]. Les traces restantes doivent être combinées en jets avec des algorithmes spécialisés, qui seront décrits en plus de détails à la section 3.2.1.

Les paires de jets venant d'un même W doivent avoir la masse invariante du W , et l'énergie et l'impulsion manquantes doivent être compatibles avec ce qui aurait été emporté par les neutrinos. Pour chacune des topologies recherchées, soit quatre jets, deux jets et un lepton isolé, ou deux leptons, un fit cinématique permettra de déterminer la probabilité que l'événement est bien une paire W^+W^- .

Pour les événements à quatre jets, tenant compte de l'incertitude sur la mesure des énergies et directions des jets, le fit est effectué en imposant certaines contraintes :

- il faut que l'énergie visible des quatre jets soit approximativement égale à l'énergie totale dans le centre de masse des deux faisceaux, et que la somme des impulsions des quatre jets soit essentiellement nulle (fit à quatre contraintes) ;
- pour exclure la possibilité qu'il s'agisse plutôt de $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, avec les autres jets provenant de l'émission de gluons par les quarks, il faut, en plus, vérifier que les deux paires de jets ont à peu près la même masse invariante (fit à cinq contraintes). Comme il y a trois façons possibles de jumeler les quatre jets, il suffit qu'une seule ait cette propriété ;
- dans un régime énergétique où les paires Z^0Z^0 peuvent être produites, il peut même être utile de vérifier que la masse invariante des paires de jets soit proche

de celle du W (fit à six contraintes).

De même, pour les événements à deux jets et un lepton, on impose :

- que les deux jets aient environ la moitié de l'énergie de la collision ;
- que l'énergie et l'impulsion du lepton soient compatibles avec l'hypothèse d'un lepton provenant de la désintégration d'un W ;
- que chaque W possède une énergie égale à la moitié de l'énergie de la collision e^+e^- . Puisque le neutrino n'est pas observé, son impulsion et son énergie sont inconnues, ce qui réduit de quatre le nombre de contraintes. Il s'agit donc d'un fit à une contrainte. Si l'on demande aussi que la masse invariante de la paire de jets soit proche de la masse du W , le fit sera à deux contraintes.

Dans le cas où l'on n'observe que deux leptons, on exige que chacun ait au moins l'impulsion minimale qu'aurait un lepton provenant de la désintégration d'un W créé sur la couche de masse, sans tenir compte du rayonnement à l'état initial. Les leptons recherchés se limiteront aux électrons ou muons, car les taus émettent toujours au moins un neutrino lorsqu'ils se désintègrent, et il est impossible de reconstruire un événement où plus d'un neutrino est impliqué [65].

La sélection est donc basée principalement sur l'identification des éléments essentiels (les jets et les leptons), mais aussi sur la cinématique.

3.2 La détection des leptons, des photons et des jets

La sélection des événements W^+W^- sera relativement simple, car ils ne comportent que quatre éléments observables : les jets, les électrons, les muons et les τ . Puisque nous connaissons l'énergie totale de l'interaction, et l'énergie visible (dans les jets et les leptons chargés) est mesurable, on peut ajouter une cinquième « observable » : l'énergie manquante.

3.2.1 La reconstruction des jets (avec l'algorithme DURHAM)

Pour bien reconstruire l'impulsion d'un quark à partir d'un jet, il faut que l'on mesure correctement les impulsions de toutes les particules dans le jet, qu'on associe au bon jet toutes les traces qui y appartiennent, et qu'aucune particule ne se perde dans la voie des faisceaux ou dans les interstices du détecteur.

Si un événement consiste en N_C traces chargées et N_E dépôts dans le calorimètre, il serait, en principe, possible de le reconstruire comme un seul jet, comme $N_C + N_E$ jets, ou comme n'importe quel nombre de jets entre 1 et $N_C + N_E$. Cependant, lorsqu'on examine un événement comme celui de la figure 3-1, on voit clairement que les traces et les dépôts sont regroupés en quatre jets. En principe, un jet pos-

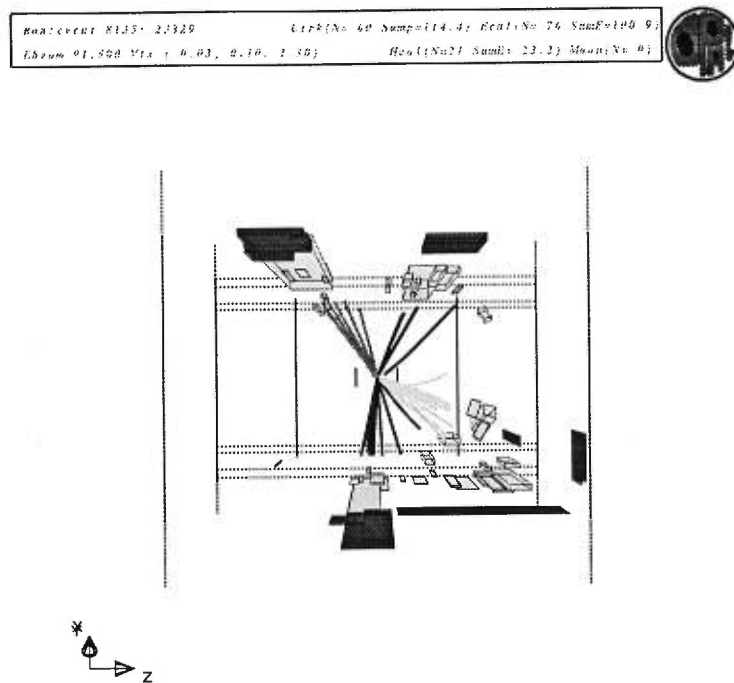


Figure 3-1 *Un événement à quatre jets, correspondant à $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, observé dans le détecteur OPAL à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.*

sède l'énergie et l'impulsion du parton issu de l'interaction primaire. Les algorithmes employés pour reconstruire les jets dans les collisions e^+e^- sont, en général, basés sur le principe de la « combinaison successive » des traces [40]. L'algorithme DURHAM [66] qui est utilisé dans cette étude est de ce type. L'algorithme procède par

une démarche itérative : à chaque étape, les deux jets (i et j) ayant la plus petite impulsion transverse, l'un par rapport à l'autre, sont combinés pour former un seul jet. L'impulsion transverse relative entre les jets i et j est définie par la métrique suivante, souvent appelée la métrique « k_{\perp} » :

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{\text{visible}}^2}. \quad (3.1)$$

L'itération continue jusqu'à ce que la plus petite valeur de y_{ij} soit plus grande qu'une valeur de coupure y_{cut} . Le paramètre y_{cut} est choisi de telle sorte que des événements simulés, générés avec quatre partons à l'état final, sont le plus souvent reconstruits avec quatre jets. On définit quelques valeurs spéciales de y pour un événement quelconque :

- y_{34} est une valeur de y telle que si $y_{\text{cut}} > y_{34}$, un événement donné aura trois jets ou moins, et si $y_{\text{cut}} < y_{34}$ il aura quatre jets ou plus ;
- y_{23} est, de la même façon, la valeur de transition entre deux et trois jets.

Bien que les quarks qui ont fragmenté pour créer ces jets soient de masse négligeable, les jets peuvent avoir des masses invariantes de l'ordre de 5 à 10 GeV, et même plus, surtout si le quark a rayonné des gluons durs, avec beaucoup d'impulsion transverse par rapport au sens initial du quark. Lorsqu'on reconstruit l'impulsion et l'énergie d'un parton à partir de celles d'un jet, une masse invariante trop grande modifiera cette correspondance.

3.2.2 Les leptons chargés

Parce qu'il est léger, l'électron perd de l'énergie par bremsstrahlung dans le calorimètre électromagnétique. Les photons ainsi émis peuvent avoir suffisamment d'énergie pour créer des paires électron-positon, qui perdent à leur tour leur énergie par bremsstrahlung. Ainsi se forme une gerbe électromagnétique. Lorsque les photons de bremsstrahlung ne sont plus assez énergétiques pour une création des

paires, l'énergie qui reste est dissipée par ionisation et effet Compton. L'électron n'est pas la seule particule à laisser des gerbes dans un calorimètre. Il faut distinguer les gerbes électroniques des gerbes hadroniques et photoniques. Le principe est simple : un photon ne laisse pas de trace chargée dans le détecteur central, et laisse une gerbe beaucoup plus collimée que celle d'un hadron. La gerbe électrique sera entièrement contenue dans le calorimètre électromagnétique, tandis que la gerbe hadronique continue dans le calorimètre hadronique. En réalité, il est toujours possible qu'un hadron peu énergétique s'arrête dans le calorimètre électromagnétique, et la notion de « plus collimé » est difficile à définir précisément. Un réseau de neurones est donc utilisé pour reconnaître les électrons [67] et les distinguer des photons et des hadrons.

Les muons posent moins de problèmes. Un muon de 3 GeV est essentiellement la seule particule qui se rende jusqu'aux chambres à muons. On peut identifier un muon d'énergie inférieure à 3 GeV s'il y a une trace isolée dans le détecteur central qui pointe vers des dépôts dans les couches extérieures du calorimètre hadronique, mais les muons dans les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu^-\bar{\nu}_\mu$ et $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\mu^-\bar{\nu}_\mu$ sont suffisamment énergétiques pour toujours atteindre les chambres à muons.

Le lepton le plus difficile à identifier est le τ , car son temps de vie est de seulement $2,9 \times 10^{-13}$ s [1] et il se désintègre avant d'être détecté, toujours en émettant un neutrino (voir la figure 3-2). Ce qui est détecté est alors un muon ou un électron,

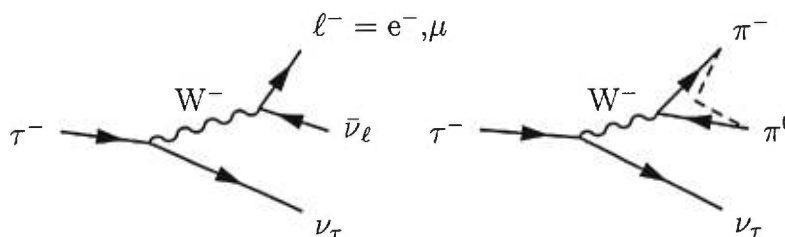


Figure 3-2 La désintégration du tau. Le diagramme à gauche montre une désintégration leptonique. À droite, on voit un exemple de désintégration hadronique. Le W^- se désintègre en $d\bar{u}$, et le pointillé représente une paire $u\bar{u}$ qui est tirée du vide. Les $d\bar{u}$ auraient pu se combiner directement pour former un π^- sans π^0 , ou bien il aurait pu avoir plusieurs paires $q\bar{q}$ tirées du vide, et d'autres mésons se seraient formés. Grâce à la matrice de mélange CKM, un s pourrait être substitué pour le d , et l'état final contiendrait alors des kaons.

ou bien un, trois, ou parfois plus d'hadrons chargés, parfois accompagnés d'hadrons neutres, et toujours avec une énergie inférieure à celle du τ . Ce sera donc une trace ou un jet hadronique bien collimé contenant un petit nombre de traces (en général, un ou trois) qui devra être identifié comme étant un τ .

3.2.3 L'énergie manquante

Pour savoir si un événement contient des neutrinos, on fait le bilan de l'énergie visible et on constate s'il en manque par rapport à l'énergie initiale, soit deux fois l'énergie du faisceau. On peut d'abord calculer, à partir de leurs impulsions, l'énergie portée par les particules chargées. Ces impulsions sont déterminées d'après les rayons de courbure des traces dans le champ magnétique du détecteur central. Ensuite on calcule combien d'énergie a été déposée dans les calorimètres par les photons et les hadrons neutres. Cette énergie doit être comptée seulement s'il s'agit de dépôts qui ne peuvent pas être reliés avec des traces chargées, car il ne faut pas compter deux fois la même énergie. Enfin, on détermine la direction de l'impulsion manquante, car de l'énergie peut aussi être perdue lorsqu'une particule s'échappe dans la voie des faisceaux, où elle ne peut pas être détectée.

3.2.4 La correction de l'énergie avec l'algorithme MT

L'outil employé dans cette analyse pour corriger les énergies mesurées dans les calorimètres et éviter le double comptage d'énergie est un programme appelé MT [68]. Le principe de l'algorithme est d'associer les traces dans le détecteur central (la chambre à vertex, la chambre à jets et les chambres Z) avec les amas dans le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. L'énergie associée avec des traces de particules chargées peut donc être calculée à partir de l'impulsion (en faisant l'hypothèse que toutes les particules chargées ont la masse du pion) et soustraite du total d'énergie déposée dans les calorimètres.

3.3 Le rayonnement aux états initial et final

Les électrons très énergétiques ont tendance à émettre du rayonnement synchrotron lorsqu'ils sont accélérés. L'interaction elle-même, entre les faisceaux, peut être accompagnée de rayonnement. Si l'électron ou le positon incident émet un photon dur juste avant la collision (**rayonnement à l'état initial**), la paire W^+W^- ainsi créée le sera avec une énergie inférieure à deux fois l'énergie du faisceau, et ne sera pas au repos dans le référentiel du laboratoire. En particulier, si le photon emporte suffisamment d'énergie pour ne laisser à la collision qu'une énergie environ égale à la masse du Z^0 , la section efficace d'interaction pour cette particule sera énormément augmentée, à cause du pic de résonance du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0$. Dans ce cas on parle du « retour sur le pic du Z^0 ». Ce phénomène de rayonnement à l'état initial aura tendance à modifier les distributions angulaires des W et de leurs produits de désintégration. En plus, comme un photon dur sera généralement émis dans le sens de l'électron qui le rayonne, un grand nombre des ces photons sera perdu dans la voie des faisceaux, et il est très important de bien les modéliser dans les simulations Monte Carlo et de distinguer entre l'énergie perdue par ces photons de l'état initial et l'énergie emportée par des neutrinos.

Il est également possible qu'une des particules de l'état final, et surtout les leptons chargés, rayonne un photon, ce qui aura tendance à modifier l'énergie mesurée pour cette particule. Comme il est impossible de savoir, lorsqu'un photon est détecté, s'il a été émis par une particule de l'état initial ou de l'état final, ces événements doivent aussi être traités avec précaution. Il peut y avoir de l'interférence entre les processus où le rayonnement est émis à l'état final et ceux où il est émis à l'état initial. La plupart des générateurs ne traitent pas correctement cette interférence (voir le chapitre 4), qui est donc une source d'erreur systématique.

3.4 La sélection des événements W^+W^- à 183 GeV

Le détecteur OPAL a pris des données utiles équivalentes à 57 pb^{-1} pour la mesure des couplages trilineaires à une énergie au centre de masse d'environ 183 GeV.

Pour chacune des trois topologies d'événement W^+W^- , les sélections sont optimisées pour l'énergie du LEP, et elles sont exclusives : un événement identifié comme $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ ne peut pas être considéré dans la sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$, et un événement identifié comme $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ ne peut pas être considéré dans la sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$. La sélection $q\bar{q}q\bar{q}$ ne peut donc pas être décrite sans être précédée d'un traitement rapide des sélections $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$.

Tout d'abord, certains critères de qualité doivent être satisfaits par toutes les traces et tous les amas calorimétriques dans les événements W^+W^- , peu importe la topologie. Il serait inutile de détailler ici chacun de ces critères ; une liste complète se trouve dans la référence [69]. Les objectifs principaux sont :

- d'assurer que les traces et les amas ont été créés par des particules provenant du point d'interaction (pour couper les interactions dues aux rayons cosmiques) ;
- d'assurer qu'il y a eu assez de signaux sur les fils des chambres pour que les traces soient bien reconstruites (par exemple, il faut 40 coups pour reconstruire une trace dans la chambre à jets) ;
- d'exclure les signaux provenant des régions du détecteur qui ont été identifiées comme défectueux ou inopérants ;
- d'exclure les signaux venant des régions du détecteur trop près des limites d'acceptance pour être utiles ;
- d'assurer que les dépôts dans les calorimètres dépassent un seuil associé au bruit de fond.

3.4.1 La sélection des événements $\ell \bar{\nu} \ell^+ \nu$ à 183 GeV

Les événements leptoniques $W^+W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ sont caractérisés par la présence d'une paire de leptons acoplanaires avec de l'impulsion manquante [70]. Les principaux bruits de fond sont les processus quatre fermions $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$, $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow We\nu$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$ et deux fermions $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, et les processus « deux photons¹ » $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$.

La sélection à 183 GeV est en fait l'union de deux sélections, basées sur des coupures différentes (la différence n'étant pas importante pour cette analyse). En gros, les deux sélections exigent qu'il y ait deux bons candidats leptoniques de charges opposées (et rien d'autre), et qu'il y ait de l'impulsion transverse (à l'axe des faisceaux) manquante. On requiert que la trace la plus énergétique dans chacun des cônes formant les candidats leptoniques ait au moins 23,0 GeV d'impulsion, et que ces cônes ne contiennent pas plus de 2 amas dans le calorimètre électromagnétique [71, 72]. En général, on demande que les leptons soient **acoplanaires** (qu'ils ne forment pas un angle de 180°), afin d'éliminer le bruit de fond du processus $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$. On trouvera plus de détails sur la sélection et la classification de ces événements dans les références [70, 71, 72]. Les événements $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ sont sélectionnés avec une efficacité de $(78,0 \pm 2,3)\%$ où l'erreur inclut les erreurs systématiques. La sélection de ces événements est pure à 93,8 %.

Seuls les états finaux ne contenant pas de τ peuvent servir à la mesure des couplages trilineaires à partir des distributions angulaires. Puisque les six états finaux possibles (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $e^\pm\mu^\mp$, $e^\pm\tau^\mp$, $\mu^\pm\tau^\mp$) apparaissent dans le rapport 1:1:1:2:2:2, il n'y a que $\frac{4}{9}$ des événements qui ne contiennent pas de τ (48 % des événements sélectionnés). Évidemment, tous les événements sont utilisés pour la mesure de la section efficace.

1. Le processus **deux photons** est donné par le diagramme « multipériphéral » de la figure 1-12, où B_1 et B_2 sont des photons, un lepton ou un quark est échangé, l'électron et le positon qui ont émis les photons sont très souvent perdus dans la voie des faisceaux, et l'état final consiste alors en $\ell^+\ell^-$ ou $q\bar{q}$ avec beaucoup d'impulsion manquante dans le sens de la voie des faisceaux.

À 183 GeV, la sélection $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ identifie 78 événements, dont 30 qui sont utiles pour la mesure des couplages trilineaires par l'analyse des distributions angulaires [71]. Les études Monte Carlo prédisent que pour une telle luminosité, la sélection devrait identifier $78,9 \pm 2,3$ événements. La pureté des 30 événements sans τ devrait être supérieure à 99 %, le bruit de fond provenant principalement de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ($0,13 \pm 0,07$) événements.

3.4.2 La sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 183 GeV

La sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 183 GeV procède des trois façons, une pour chaque type de leptons. La sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu_\tau$ est faite uniquement sur les événements restant des sélections $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$ et $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$. Dans chaque cas, des coupures de présélection sont appliquées et une discriminante de vraisemblance (voir la section 3.5 pour une description générale des discriminantes de vraisemblance) calculée.

La présélection vise surtout à éliminer une fraction significative des événements deux photons et $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Les événements $q\bar{q}\mu\nu_\mu$ et $q\bar{q}e\nu_e$ doivent passer les coupures suivantes [70, 71]:

- la présence de plus de cinq traces chargées et plus de sept amas électromagnétiques (pour augmenter la probabilité que les jets proviennent de la fragmentation de quarks et non de τ);
- l'énergie de la trace associée au lepton doit être supérieure à 10,0 GeV, car à cause des considérations cinématiques, un lepton provenant de la désintégration $W^+ \rightarrow \ell^+\nu_\ell$ doit porter environ la moitié de l'énergie du W: dans le référentiel où le W se désintègre au repos, le lepton et le neutrino ont des énergies essentiellement égales;
- la fraction détectée de l'énergie totale nominale de deux fois l'énergie du faisceau doit se trouver entre 0,30 et 1,05, car les neutrinos des désintégrations $W^+ \rightarrow \ell^+\nu_\ell$ (et, s'il y a lieu, $\tau^+ \rightarrow X + \nu_\tau$) n'emporteront pas plus de 30 % de

- l'énergie totale, et parce que les événements où il y a beaucoup trop d'énergie visible sont évidemment mal reconstruits ;
- l'énergie totale déposée dans les luminomètres « avant » doit être inférieure à 40 GeV afin d'éliminer les événements « deux photons » ;
 - le cosinus de l'angle entre la trace du lepton et le vecteur de l'impulsion manquante doit être négatif : c'est-à-dire que l'angle d'ouverture entre le lepton et le neutrino doit être un angle obtus, car le *boost* du W à $\sqrt{s} = 189$ GeV est trop petit pour que l'angle soit aigu ;
 - l'énergie du photon isolé le plus énergétique doit être inférieure (d'au moins 10 GeV) à une énergie $E_{Z^0}^\gamma$, qui correspond au retour sur le pic du Z^0 ; un photon est considéré comme isolé s'il y a un amas dans le calorimètre électromagnétique qui n'est associé à aucune trace, et s'il n'y a pas plus de 2,5 GeV d'énergie dans un cône de 200 mrad autour de l'amas ;
 - quelques coupures très peu contraignantes sur l'identification du muon ou de l'électron, et pour réduire le bruit de fond dû à des conversions photoniques en e^+e^- ;
 - l'événement est rejeté s'il y a un deuxième candidat pour un électron (ou un muon) énergétique.

Cette présélection laisse passer environ 92 % des événements $q\bar{q}\mu\nu_\mu$ et $q\bar{q}e\nu_e$. La perte d'efficacité est due en grande partie aux événements où le lepton est à l'extérieur de l'acceptance expérimentale.

La vraisemblance est basée sur un ensemble de variables, x_i , pour lesquelles les valeurs mesurées sont comparées avec les distributions attendues pour le signal et pour les bruits de fond. Ces distributions attendues sont obtenues à partir de simulations Monte Carlo. Pour chaque variable, on calcule la probabilité, $P_i(x_i)$, que la valeur mesurée corresponde au signal plutôt qu'au bruit de fond. La vraisemblance du signal, L^{sig} , est essentiellement le produit $\prod_i(P_i)$. La vraisemblance L^{bdf} est

également calculée pour les bruits de fond, et une vraisemblance relative est calculée :

$$\mathcal{L}^{\text{sig}} = \frac{L^{\text{sig}}}{L^{\text{sig}} + f \times L^{\text{bdf}}}, \quad (3.2)$$

où la normalisation, f , est le rapport de la section efficace du bruit de fond présélectionné à la section efficace du signal présélectionné obtenu des simulations Monte Carlo.

Pour le canal $q\bar{q}e^-\bar{\nu}_e$, les variables utilisées dans la vraisemblance sont :

- l'énergie du lepton ;
- l'énergie dans un cône de 200 mrad autour du candidat leptonique, évaluée à partir des traces et des amas électromagnétiques ;
- la probabilité (calculée par un réseau de neurones artificiels) que le candidat soit un électron ;
- y_{23} , le paramètre de résolution des jets de l'algorithme Durham [66] (voir la section 3.2.1) où la classification de l'événement, excluant le candidat leptonique, passe de deux à trois jets ;
- l'impulsion transverse de l'événement par rapport à l'axe des faisceaux, calculée à partir de traces et d'amas électromagnétiques et hadroniques ;
- le cosinus de l'angle entre le lepton et le vecteur de l'impulsion manquante ;
- la probabilité d'un fit cinématique qui estime la masse invariante de l'événement, $\sqrt{s'}$, à partir des traces et des amas détectés ;
- l'angle entre le lepton et l'axe du jet hadronique le plus proche.

Aucune de ces variables n'est corrélée avec les distributions angulaires qu'on utilisera pour mesurer les couplages trilinéaires.

La vraisemblance de la sélection $q\bar{q}\mu^-\bar{\nu}_\mu$ utilise essentiellement les mêmes variables, sauf que la probabilité que le lepton soit un muon remplace la probabilité qu'il soit un électron, et l'angle entre le lepton et le jet le plus proche n'est pas utilisé. Les événements sont acceptés si $\mathcal{L}^{q\bar{q}e^-\bar{\nu}_e} > 0,5$ ou si $\mathcal{L}^{q\bar{q}\mu^-\bar{\nu}_\mu} > 0,5$. La sélection

(avec la présélection) rejette 99,95 % des événements $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ et est efficace à environ 90 % pour les $q\bar{q}e^-\bar{\nu}_e$ et $q\bar{q}\mu^-\bar{\nu}_e$. Elle sélectionne également environ 25 % des événements $q\bar{q}\tau^-\bar{\nu}_\tau$. Les événements qui passent doivent alors par la suite passer un autre test de vraisemblance. Si cette vraisemblance est supérieure à 0,5 l'événement est reclassé comme $q\bar{q}\tau^-\bar{\nu}_\tau$.

Une autre vraisemblance vise à trouver les $q\bar{q}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ manqués par les sélections déjà décrites. La sélection est similaire à celle des $q\bar{q}e^-\bar{\nu}_e$, mais optimisée pour les τ (qui peuvent se désintégrer en électron, en muon ou en hadrons). Elle est sensible aux désintégrations hadroniques à une ou à trois traces. Pour tenir compte de ces différentes désintégrations, il y a quatre présélections et quatre vraisemblances correspondantes. Les variables utilisées sont semblables à celles décrites plus haut pour les cas de l'électron et du muon, mais on exploite aussi les distributions des traces identifiées avec la désintégration du τ (masse invariante des traces et des amas dans un cône de 200 mrad autour de la trace). Un événement doit avoir une vraisemblance supérieure à 0,75 pour être sélectionné, et les événements qui passent plus d'une sélection ne sont retenus qu'une seule fois.

L'efficacité totale [71] de la sélection $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ est de $(84,7 \pm 1,3)$ %, avec une pureté de 90,2 %. On sélectionne 361 événements, pour $371,2 \pm 8,2$ prédits par la simulation Monte Carlo.

3.4.3 La sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 183 GeV

La sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ est également faite avec une présélection (des coupures) et une sélection à vraisemblance maximum. La présélection exige qu'un événement soit multi-hadronique (voir la section 3.1), et qu'il n'ait pas été accepté par les sélections $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$. Les jets sont numérotés de 1 (le plus énergétique) à 4 en fonction de leur énergie. L'événement doit passer les coupures

suivantes [71]:

- la masse invariante du système hadronique normalisée à l'échelle de la collision, $\sqrt{s'}/s$, doit être supérieure à 0,75, où $\sqrt{s'}$ est l'énergie dans le centre de masse de l'interaction e^+e^- ; cette coupure exclut les événements où l'interaction e^+e^- a eu lieu après le rayonnement à l'état initial, et donc à énergie réduite et dans un référentiel en mouvement par rapport au laboratoire;
- l'énergie visible de l'événement doit être supérieure à $0,70\sqrt{s}$, pour éliminer des événements où une partie des jets aurait été perdue dans la voie des faisceaux;
- l'énergie de l'amas électromagnétique isolé le plus énergétique doit être inférieure à $0,3\sqrt{s}$, parce qu'on cherche des jets d'hadrons et non des gerbes électromagnétiques;
- chaque jet doit contenir au moins une trace chargée;
- la quantité $j_{\text{ang}} \equiv \frac{E_4}{\sqrt{s}}(1 - \cos\theta_{12} \cos\theta_{13} \cos\theta_{23})$, qui est fortement piquée vers zéro pour le processus $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$, doit être supérieure à 0,05; θ_{ij} est l'angle entre les jets i et j , et E_4 est l'énergie du jet le moins énergétique;
- le logarithme de W_{420} [73] (voir la figure 3-3), calculé en utilisant les impulsions des jets pour approximer celles des partons, doit être négatif; W_{420} est une pondération, formée à partir de l'élément de matrice pour l'événement donné, s'il provient du processus de la chromodynamique quantique (CDQ) $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}, q\bar{q}gg$ au deuxième ordre, $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

La préselection conserve 88,8 % des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, tout en rejetant 97,7 % des $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

Les variables qui entrent dans la sélection à vraisemblance maximum sont (voir la figure 3-3):

- le logarithme de y_{45} (voir la section 3.2.1); y_{45} marque le changement de la classification de quatre à cinq jets dans l'algorithme DURHAM;
- le logarithme de W_{420} ;

- le cosinus de l'angle de Nachtmann-Reiter [74] modifié, $\cos \theta_{N-R} \equiv \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot (\vec{p}_3 - \vec{p}_4)}{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2| |\vec{p}_3 - \vec{p}_4|}$;
- la **sphéricité** [60] de l'événement (définie comme $\frac{3}{2} \min \sum \vec{p}_T^2 / \sum \vec{p}^2$ où \vec{p}_T est la composante de \vec{p} perpendiculaire à un vecteur \hat{n} défini de telle sorte que la somme $\sum \vec{p}_T^2$ est minimisée) ; les jets dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sont en général distribués dans une configuration plus longitudinale, et les $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sont plus isotropes.

Aucune de ces variables n'est corrélée avec les distributions angulaires utilisées dans la mesure des couplages trilinéaires. Cette absence de corrélation a été vérifiée par une inspection visuelle des distributions des angles en fonction de chacune des variables de la sélection. Dans la sélection à vraisemblance maximum utilisée pour les $q\bar{q}q\bar{q}$, il y a une transformation des variables pour minimiser l'effet de leurs corrélations. Cette transformation est décrite en détail dans la référence [75] et brièvement à la section 3.5.

D'après les études Monte Carlo, l'efficacité de cette sélection est de $(84,6 \pm 1,0)$ %, où l'erreur inclut toutes les erreurs systématiques connues. Au total, 442 événements passent la sélection, tandis que $442,6 \pm 12,4$ sont prédits par la simulation Monte Carlo, et la pureté est estimée à 78,3 %. Les principales sources d'incertitude pour l'efficacité de la sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ sont détaillées au tableau 3-I.

Tableau 3-I *Les sources d'incertitude de l'efficacité de la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ à 183 GeV, tirées de [71].*

Source d'incertitude	Erreur sur l'efficacité de sélection du signal (%)
La statistique	0,2
Comparaison de modèles MC	0,3
Données / Monte Carlo	0,6
Fragmentation	0,8
Dépendance à $M_W (\pm 0,09 \text{ GeV}/c^2)$	0,1
Énergie du faisceau	0,1
Combinées	1,0

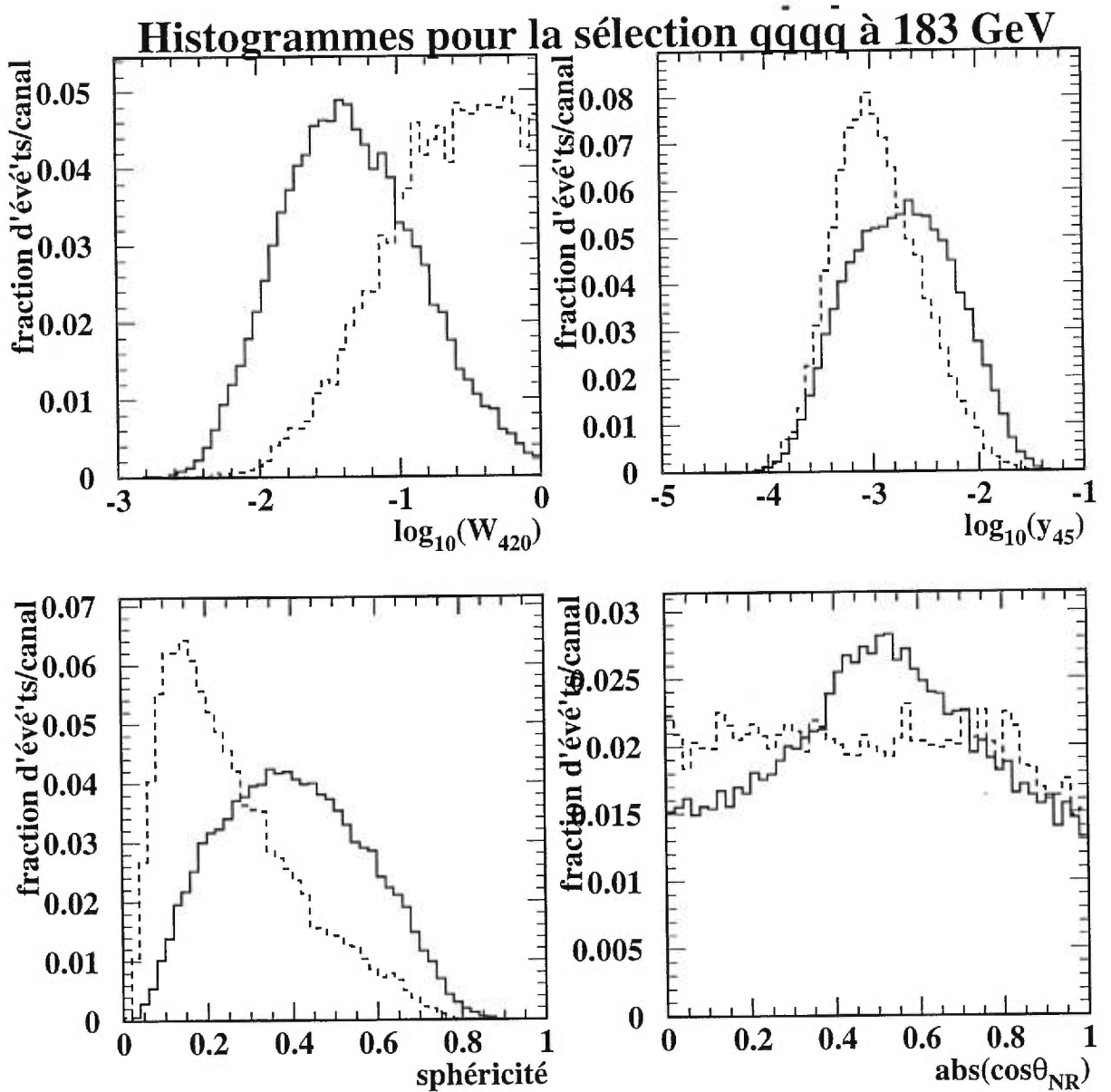


Figure 3-3 Les histogrammes de référence pour le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et le bruit de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (pointillé) [71]. Ces histogrammes sont utilisés dans la sélection des événements à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

3.5 Les discriminantes de vraisemblance maximum et la méthode de transformation des corrélations par projection

Une **discriminante de vraisemblance maximum** est un outil très simple pour classer un événement comme événement du signal recherché ou du bruit de fond. Comme pour les sélections d'événements (sections 3.4.2 et 3.4.3), au lieu de faire des coupures sur plusieurs variables, on définit une variable, la **vraisemblance**, qui est une fonction de toutes les autres. On commence par trouver la distribution de chacune des variables dans le signal et dans le bruit de fond (voir les figures 3-3 et 3-4). La normalisation doit être la même pour les deux distributions. On trouve, ensuite, la **fonction de densité de probabilité** pour chaque variable : si le canal i de la distribution normalisée de la variable x pour le signal contient s_i événements et le canal correspondant pour le bruit de fond en contient b_i , la probabilité qu'un événement dans ce canal fasse partie du signal est $p_{\text{sig}}(x_i) = s_i/(s_i + b_i)$. De la même façon, $p_{\text{bdf}}(x_i) = b_i/(s_i + b_i)$ est la probabilité que l'événement fasse partie du bruit de fond. Pour plusieurs variables x, y et z (par exemple), on peut obtenir une fonction de densité de probabilité **globale** pour le signal, $P_{\text{sig}}(\vec{x}) \equiv P_{\text{sig}}(x, y, z) = p_{\text{sig}}(x)p_{\text{sig}}(y)p_{\text{sig}}(z)$, et de même pour le bruit de fond, et définir la **discriminante de vraisemblance maximum** :

$$\mathcal{L} = \frac{P_{\text{sig}}(\vec{x})}{P_{\text{sig}}(\vec{x}) + P_{\text{bdf}}(\vec{x})}. \quad (3.3)$$

Pour des événements du signal, \mathcal{L} sera près de l'unité, et pour le bruit de fond elle sera près de zéro. Cependant, si les variables sont corrélées, et surtout si les corrélations ne sont pas les mêmes pour le signal et le bruit de fond, la discriminante \mathcal{L} sera moins fiable. Qui pis est, si les corrélations sont mal modélisées dans la simulation Monte Carlo employée pour obtenir les distributions du signal et du bruit de fond, il y aura une erreur systématique dans le taux de sélection du signal.

Les références [75, 76] décrivent une méthode pour transformer les variables utilisées dans les vraisemblances de façon à tenir compte de leurs corrélations (sans

avoir recours à des techniques de type « boîte noire » comme les réseaux de neurones artificiels, où les erreurs systématiques deviennent très difficiles à évaluer). La méthode est basée sur le principe que, **si on peut faire une transformation des variables** mesurées, $\vec{x} = x_1, x_2, \dots, x_n$ ayant des distributions de probabilité $p(x_i)$, **en un nouvel ensemble**, $\vec{y} = y_1, y_2, \dots, y_n$ **ayant une distribution gaussienne** n -dimensionnelle, $G(\vec{y}) = (2\pi)^{-n/2} |\mathbf{V}|^{-1/2} e^{-\frac{1}{2} \vec{y}^T \mathbf{V}^{-1} \vec{y}}$, avec une matrice de corrélations \mathbf{V} , la fonction de densité de probabilité globale est donnée **exactement** par

$$P(\vec{x}) = \exp\left(-\frac{1}{2} \vec{y}^T (\mathbf{V}^{-1} - \mathbf{I}) \vec{y}\right) |\mathbf{V}|^{-1/2} \prod_{i=1}^n p_i(x_i), \quad (3.4)$$

où \mathbf{I} est une matrice d'identité et p_i est la projection de la fonction sur l'axe x_i .

En général, les variables x_i n'ont pas des distributions gaussiennes. On fait la transformation [75]:

$$y(x) = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2F(x) - 1), \quad (3.5)$$

où $F(x)$ est la fonction cumulative

$$F(x) = \frac{\int_{x_{\min}}^x p(x') dx'}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(x') dx'}. \quad (3.6)$$

Il n'y a aucune garantie que la distribution de y sera gaussienne (comme dans le cas idéal où l'équation 3.4 est **exacte**), mais il est garanti que les projections de la distribution de y sur les axes x_i seront toutes gaussiennes. L'équation 3.4 restera, en général, approximativement valable. Elle sera exacte si la distribution est vraiment gaussienne, ou si une transformation uni-dimensionnelle monotone d'une ou de plusieurs variables la rendrait gaussienne, ou encore si elle correspond à une gaussienne multipliée par une fonction positive séparable ($f(\vec{x}) = f_1(x_1) f_2(x_2) \dots f_n(x_n)$ avec $f \geq 0$ partout).

L'équation 3.4 sera d'autant plus valable pour traiter les corrélations que la distribution pourra satisfaire à ces critères. En général, la performance d'une discriminante de vraisemblance sera améliorée par l'utilisation de cette méthode de

projection des corrélations, même si les variables satisfont très mal aux critères pour qu'elle soit exacte. La figure 3-5 montre les distributions de la discriminante \mathcal{L} pour le signal et le bruit de fond à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

La plupart des discriminantes de vraisemblance employées dans cette thèse sont traitées avec l'ensemble de programmes PC102 [75]. Les histogrammes de référence sont créés avec l'utilitaire `liksel`, qui fait partie de cet ensemble.

3.6 Les données W^+W^- à 189 GeV

Le détecteur OPAL a enregistré une luminosité intégrée de $183,14 \pm 0,55$ pb⁻¹ à une énergie de $188,64 \pm 0,04$ GeV [77]. Les sélections des événements ne sont pas très différentes de celles employées à 183 GeV, mais toutes les distributions de référence pour les vraisemblances ont été mises à jour avec des échantillons Monte Carlo générés à 189 GeV, et certaines des variables ont été modifiées ou changées.

3.6.1 La sélection des événements $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ à 189 GeV

La sélection des événements $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ a été mise à jour et simplifiée pour les données prises à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Au lieu d'utiliser l'union de deux sélections, une seule sélection, combinant les meilleures qualités des deux, a été employée [77]. Les coupures cinématiques pour sélectionner les W^+W^- et rejeter les autres processus à quatre fermions proches des seuils de production ont été enlevées de la sélection ou modifiées.

Les bruits de fonds dûs aux processus « deux photons » ont été essentiellement éliminés en utilisant les tuiles scintillantes des bouchons du détecteur temps-de-vol comme veto contre les événements contenant un muon très en avant du détecteur qui serait autrement passé inaperçu.

Les coupures les plus significatives à 189 GeV sont celles qui requièrent la pré-

sence d'une impulsion transverse manquante importante. L'impulsion transverse du système di-leptonique doit être supérieure à 5 % de l'énergie du faisceau pour tous les types de leptons. Les coupures sont optimisées séparément pour les différentes combinaisons de leptons dans l'état final.

L'efficacité estimée de la sélection est de $(81,5 \pm 1,5)$ %, où l'erreur est systématique. Dans les données OPAL, 278 événements sont sélectionnés, alors qu'on en attend $290 \pm 8,9$ d'après les simulations Monte Carlo (pour $M_W = 80,41 \pm 0,10$ GeV). La pureté est estimée à 90,3 %.

3.6.2 La sélection des événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 189 GeV

Comme à 183 GeV, il y a trois sélections $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$, une pour chaque famille de leptons. Il y a des coupures supplémentaires pour réduire le bruit de fond dû aux autres processus à quatre fermions, notamment $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$, $e^+e^- \rightarrow W\bar{\nu}_e$ et $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$, qui deviennent plus importants à cette énergie. Une coupure élimine les événements où deux candidats leptoniques sont clairement identifiés. Une autre vise les événements $W\bar{\nu}_e$ où le W se désintègre hadroniquement, où l'électron est produit dans la région « avant » du détecteur, hors de l'acceptance expérimentale, et où une trace de fragmentation est identifiée comme un τ . Une vraisemblance supplémentaire est calculée pour les candidats $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ prenant pour hypothèses W^+W^- ou $Z^0e^+e^-$.

Finalement, en plus de la sélection basée sur la vraisemblance décrite dans la section 3.4.2, une sélection supplémentaire, basée sur des coupures, a été introduite pour récupérer les événements où la trace correspondant au lepton aurait été mal reconstruite. Ces sélections améliorent les efficacités pour $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ et $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ de 3 % et de 5 % respectivement. L'erreur systématique due à l'incertitude dans la reconstruction des traces est simultanément réduite.

L'estimation du bruit de fond Z^0/γ est obtenue d'abord à partir d'événements

Monte Carlo. Elle est ensuite corrigée en utilisant des « données » obtenues des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ du LEP I, en leur faisant subir un *boost* approprié à la distribution de $\sqrt{s'}$ pour $\sqrt{s} = 189$ GeV. Cette procédure est pratiquée sur des données réelles et Monte Carlo. Les estimations Monte Carlo du bruit de fond Z^0/γ passant les sélections $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$, $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ et $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ sont alors corrigées par des facteurs de $(1,25 \pm 0,25)$, $(1,0 \pm 0,1)$ et $(1,15 \pm 0,15)$ respectivement.

Pour vérifier l'estimation du bruit de fond dans le canal $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ dû aux $W\bar{\nu}_e$ où l'électron est perdu dans la voie des faisceaux, de faux événements sont construits en enlevant le candidat leptonique d'événements passant les sélections $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ et $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ dans les données réelles et Monte Carlo. L'efficacité de sélection pour les $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ est alors multipliée par un facteur de $0,98 \pm 0,06$ pour faire correspondre les simulations Monte Carlo aux données.

Au total, 1252 événements sont sélectionnés. La simulation Monte Carlo prédit que pour $M_W = 80,41 \pm 0,10$ GeV on devrait en sélectionner $1287,2 \pm 29,5$, avec une efficacité de $86,7 \pm 1,1$ % et une pureté de 90,2 %.

3.6.3 La sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV

La présélection est très peu changée par rapport à celle employée à 183 GeV.

Les coupures sont les suivantes [77] :

- $\sqrt{s'}$ doit être supérieure à $0,75\sqrt{s}$;
- l'énergie de l'amas électromagnétique isolé le plus énergétique doit être inférieure à $0,3\sqrt{s}$;
- l'énergie visible de l'événement doit être supérieure à $0,70\sqrt{s}$;
- les deux jets contenant le moins de traces doivent en contenir au moins une et deux respectivement (pour éliminer les événements $q\bar{q}\ell^+\ell^-$) ;
- le logarithme de l'élément de matrice CDQ, W_{420} , doit être inférieur à zéro

(voir la section 3.4.3 pour la définition de W_{420}).

Cette présélection conserve 93 % du signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et rejette 96 % des événements $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

La sélection à vraisemblance n'emploie plus l'angle Nachtmann-Reiter qui était utilisé à 183 GeV (section 3.4.3). À sa place est substitué l'élément de matrice EXCALIBUR [78] pour le processus CC03, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. La figure 3-4 montre les histogrammes de référence pour les variables utilisées à 189 GeV.

Au total, 1556 événements sont sélectionnés. La simulation Monte Carlo prédit que pour $M_W = 80,41 \pm 0,10$ GeV on devrait en sélectionner $1511,1 \pm 34,9$, avec une efficacité de $86,3 \pm 0,8$ % et une pureté de 79,4 %.

3.7 La charge des jets

La première difficulté que l'on rencontre lors de la reconstruction des événements hadroniques, c'est de savoir lesquels des quatre jets reconstruits proviennent du W^+ et lesquels du W^- . Une fois que les jets sont combinés en paires, il reste le problème de déterminer laquelle représente le W^+ , et laquelle le W^- . Sans cette information, il sera impossible de produire la distribution de $\cos\theta_{W^-}$, car on ne pourrait pas distinguer entre θ_{W^-} et $\theta_{W^+} = \theta_{W^-} + \pi$. Il faudrait alors utiliser la distribution de $|\cos\theta_W|$, et comme le montre la figure 3-6, cette distribution est moins sensible aux couplages anomaux. Il est assez difficile, en regardant la figure 3-6, de dire si la sensibilité sera augmentée si on connaît la charge du W. On a donc fait une étude détaillée [79] pour voir, entre autres, si l'emploi d'une technique pour déterminer la charge des W faisait diminuer les erreurs statistiques lorsqu'on faisait l'analyse complète des couplages qui sera décrite au chapitre 5. On a trouvé une diminution des erreurs lorsqu'on se servait d'une telle technique. La figure 3-7 montre les distributions de $\cos\theta_W$ et de $|\cos\theta_W|$ pour les données OPAL prises à une énergie au centre de masse de 189 GeV, ainsi que pour des données Monte Carlo où

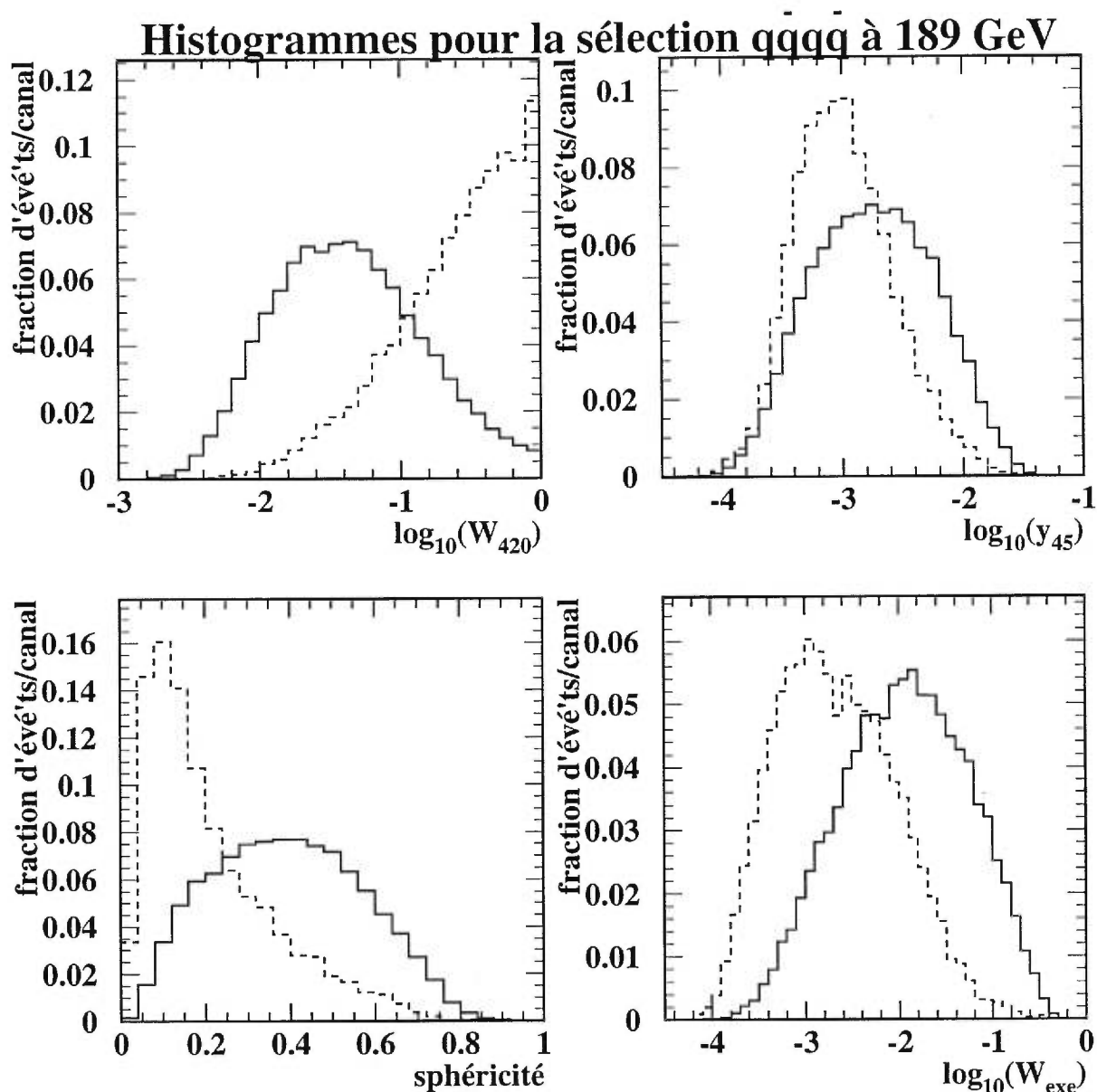


Figure 3-4 Les histogrammes de référence pour le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et le bruit de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (pointillé) [77]. Ces histogrammes sont utilisés dans la sélection des événements à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

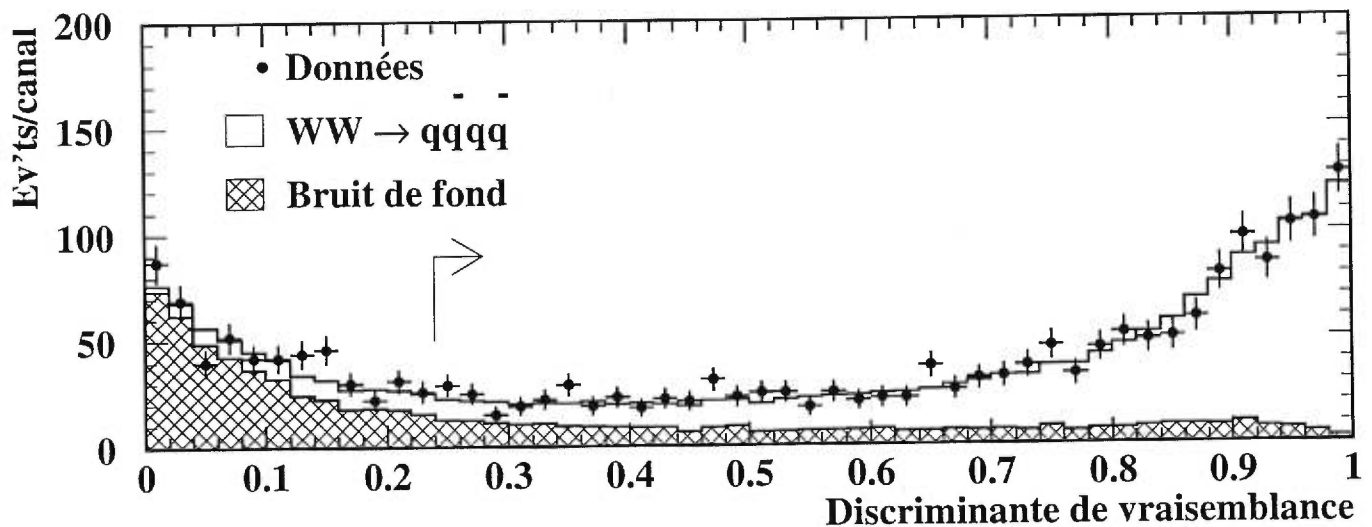


Figure 3-5 La discriminante de vraisemblance pour la sélection $q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV, tenant compte des corrélations [77]. La flèche indique la position de la coupure utilisée.

tous les effets du détecteur ont été pleinement simulés. On notera dans les figures 3-6 et 3-7 que la distribution de $\lambda = +1$ est très similaire en forme à la distribution du MS, beaucoup plus que la distribution de $\lambda = +0,5$. C'est ce phénomène qui donnera lieu éventuellement à un problème de deuxième minimum dans les courbes de probabilité lorsqu'on comparera les données avec les distributions Monte Carlo.

Avant de procéder à la combinaison des jets en paires, on traitera d'abord du problème de la charge, pour des raisons qui deviendront évidentes dans la section 3.8. En principe, s'il n'y avait aucun échange entre les quarks et les gluons des différents jets, la conservation locale de la charge assurerait que la somme des charges des hadrons dans chaque jet correspond à celle du parton dont il est issu. Évidemment, comme les jets sont formés d'hadrons, dont la charge est $\pm e$ ou zéro, la somme des charges des hadrons dans un jet ne peut pas correspondre exactement à la charge fractionnaire d'un quark. Les détails de ce partage de la charge sont enfouis dans les mystères de la fragmentation, phénomène pour lequel nous n'avons que des modèles effectifs. Heureusement, il reste une corrélation entre la charge des hadrons dans une paire de jets et celle du W qui les a engendrés. En principe, donc, on peut calculer

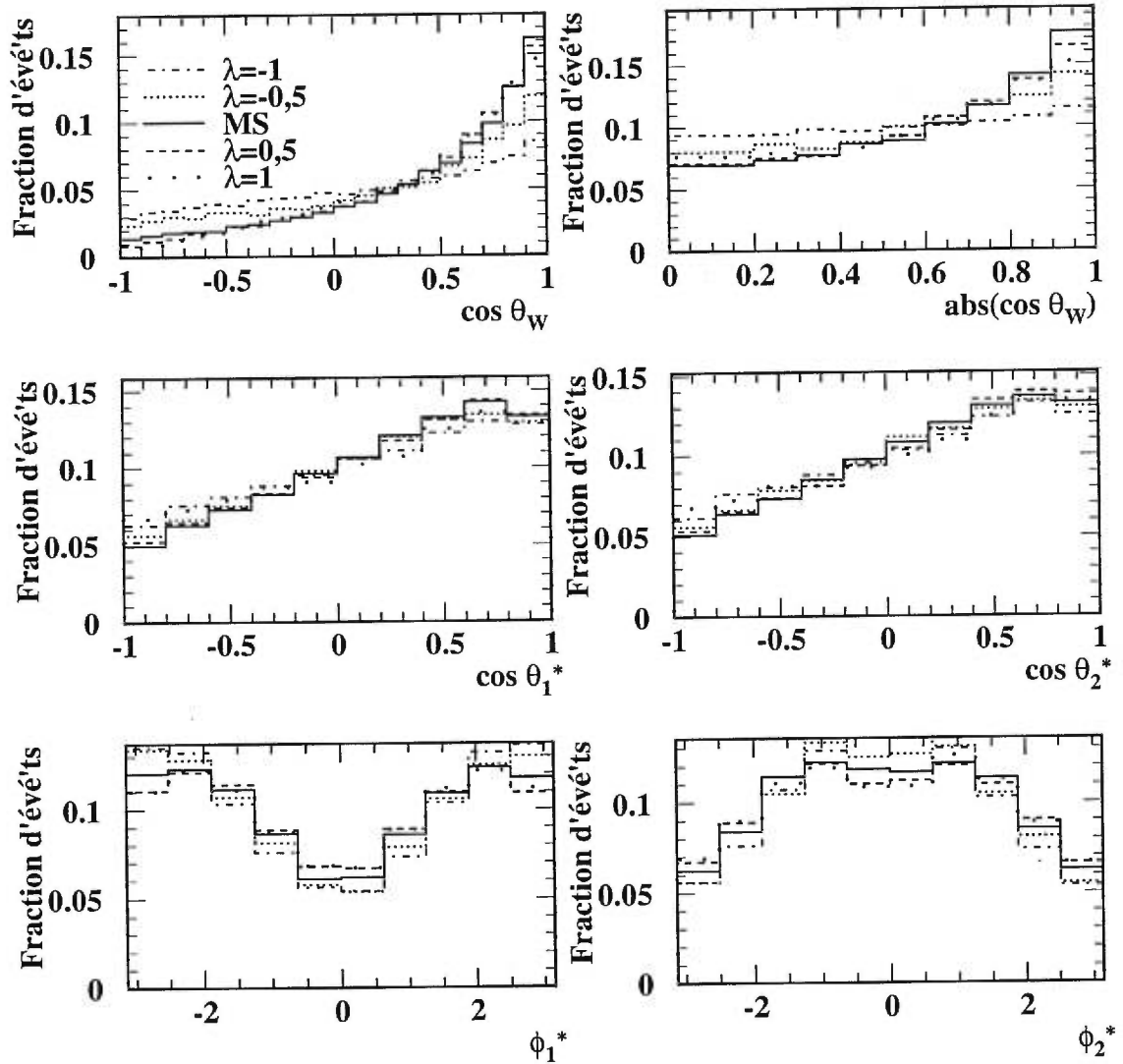


Figure 3-6 Les distributions de $\cos \theta_W$ (1^{re} rangée, à gauche) et de $|\cos \theta_W|$ (à droite) à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, au niveau du générateur, pour le Modèle Standard et pour $\lambda = \pm 0,5$ et ± 1 . Les autres graphiques montrent les distributions des angles de désintégration.

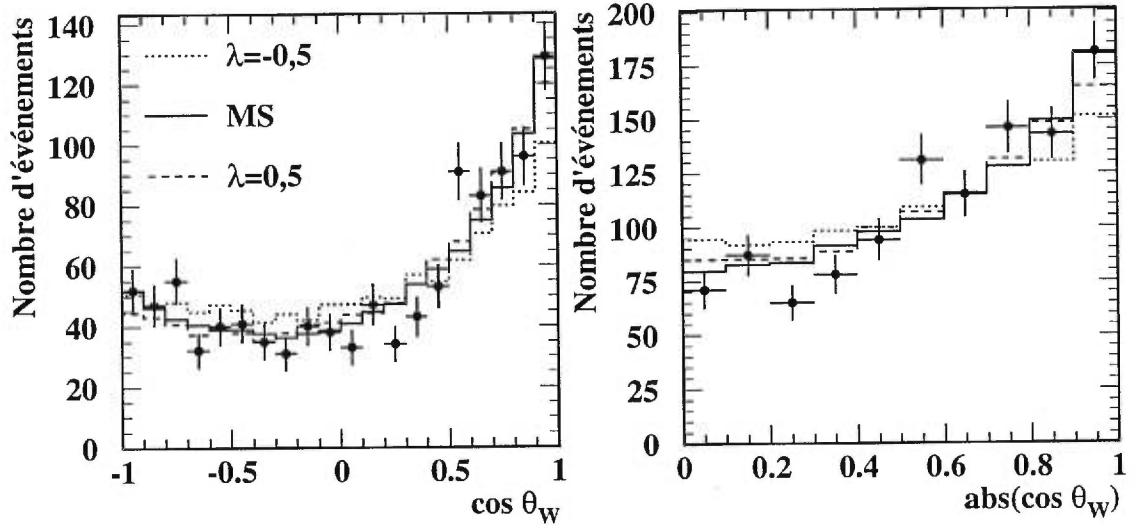


Figure 3-7 Les distributions de $\cos \theta_W$ (1^{re} rangée, à gauche) et de $|\cos \theta_W|$ (à droite) à $\sqrt{s} = 189$ GeV, pour les données OPAL, ainsi que pour des événements MC pleinement simulés avec les couplages du Modèle Standard et de $\lambda = \pm 0,5$ et ± 1 .

une quantité qui exploite l'information sur les charges des particules dans les jets, qu'on appelle le **jetcharge**.

En pratique, il n'est pas tellement facile de définir la charge d'un jet. Si on fait une simple sommation des charges de toutes les traces dans le jet, une seule trace associée avec le mauvais jet peut induire un faux résultat. Si cette trace provient d'une particule portant une très petite fraction de l'impulsion du quark original, on peut s'attendre à ce qu'elle ait en quelque sorte perdu toute mémoire de la charge de ce bis-aïeul déjà fort éloigné. Il faut donc pondérer les traces selon une quantité proportionnelle à leur rapprochement au quark original. Dans OPAL, on a choisi une pondération basée sur l'impulsion des traces [80], mais d'autres choix sont possibles, comme, par exemple, la pseudorapidité [81]. Une série de sous-routines (WWJCHG) [69] a été ajoutée au code d'analyse standard OPAL, permettant toute une gamme de définitions possibles de cette somme pondérée des charges, qu'on va ici appeler la **charge du jet** et qu'on dénotera par Q_j . Nous définissons les quantités suivantes :

$$N_{\text{jet}} = \sum_{i=1}^N q_i [f(\vec{p}_i)]^\kappa \quad (3.7)$$

$$D_{\text{jet}} = \mathcal{N} \sum_{i=1}^N [f(\vec{p}_i)]^\kappa, \quad (3.8)$$

où la sommation peut être sur toutes les traces chargées dans le jet ou seulement sur les N traces les plus énergétiques, les q_i sont les charges des traces, les $f(\vec{p}_i)$ sont des fonctions de l'impulsion des traces,

$$f(\vec{p}_i) = |\vec{p}_i| = [p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2 + p_{z,i}^2]^{1/2} \quad (3.9)$$

$$\text{ou } f(\vec{p}_i) = |p_{i||} = \left| \vec{p}_i \cdot \frac{\vec{p}_{\text{jet}}}{|\vec{p}_{\text{jet}}|} \right|, \quad (3.10)$$

κ est un facteur de pondération. La normalisation \mathcal{N} peut être égale à l'unité, ce qui donne plus de poids aux jets de haute multiplicité, ou à $1/N$, ce qui tend à rendre la pondération plus indépendante de la multiplicité.

La charge du jet est alors définie de la manière suivante :

$$Q_j = \frac{N_{\text{jet}}}{D_{\text{jet}}}, \quad (3.11)$$

Le jetcharge n'est pas suffisamment corrélé avec la charge des partons pour permettre une distinction entre les quarks de type *up* et les quarks de type *down*. Cependant, si les jetcharges des quatre jets sont combinés pour former la **différence de jetcharge** entre les deux paires, selon une des formules :

$$\Delta Q^A = Q_{W_{i,j}}^A - Q_{W_{m,n}}^A = \frac{N_i}{D_i} + \frac{N_j}{D_j} + \frac{N_m}{D_m} + \frac{N_n}{D_n} \quad (3.12)$$

$$\Delta Q^B = Q_{W_{i,j}}^B - Q_{W_{m,n}}^B = \frac{N_i + N_j}{D_i + D_j} - \frac{N_m + N_n}{D_m + D_n} \quad (3.13)$$

$$\Delta Q^C = Q_{W_{i,j}}^C - Q_{W_{m,n}}^C = \frac{N_i + N_j - N_m - N_n}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4}, \quad (3.14)$$

une discrimination entre les charges du $W_{i,j}$ et le $W_{m,n}$ est possible (voir la figure 3-8). Des études Monte Carlo ont été faites pour un grand nombre de configurations possibles [80].

La correspondance entre les charges des traces et la charge du parton est meilleure

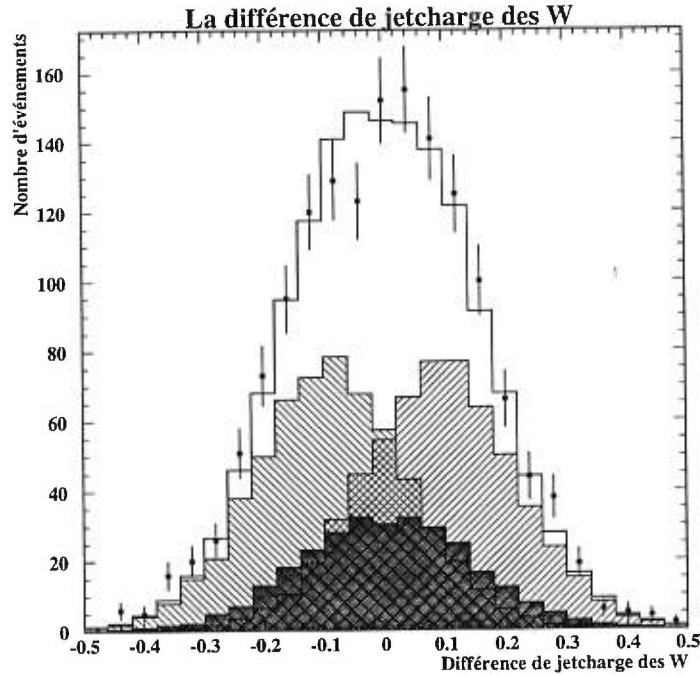


Figure 3-8 La différence de jetcharge $Q_{W_1} - Q_{W_2}$ pour les données OPAL prises à 189 GeV (les points), l'ensemble des données Monte Carlo (trait solide), le signal où $W_1 = W^+$ (hachures à pente positive), le signal où $W_1 = W^-$ (hachures à pente négative) et les bruits de fond quatre fermions et $q\bar{q}$ (foncé).

pour des jets de basse multiplicité, où il y a moins de risques de mélange de traces avec d'autres jets. Cependant, la normalisation $\mathcal{N} = 1$ donne de meilleurs résultats dans les études Monte Carlo que $\mathcal{N} = 1/N$.

La pondération κ doit être optimisée dans toutes les études utilisant des jetcharges. Les études de mélange $B^0 - \bar{B}^0$ utilisent $\kappa = 0$ dans le jet où un quark b est étiqueté et $\kappa = 1$ dans le plus énergétique des autres jets dans l'événement [82]. Les études de $D^{*\pm}$, où l'on veut séparer les désintégrations de $c\bar{c}$ et de $b\bar{b}$, emploient $\kappa = 0,4$ [83]. Plus similaires à notre étude, les mesures de A_{FB}^b utilisent $\kappa = 0,5$ pour distinguer entre les quarks de type *up* et de type *down* [84]. Dans cette étude, on a essayé $\kappa = 0,25$, $\kappa = 0,5$ et $\kappa = 0,75$. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec $\kappa = 0,5$.

Les définitions choisies et adoptées pour les numérateurs et dénominateurs du

jetcharge sont :

$$N_{\text{jet}} = \sum_{i=1}^N q_i |p_{i\parallel}|^{0,5} \quad (3.15)$$

$$D_{\text{jet}} = \sum_{i=1}^N |p_{i\parallel}|^{0,5}, \quad (3.16)$$

Parmi les trois façons possibles de former la différence de jetcharge, l'équation 3.12 (cas A) supprime légèrement la contribution des jets à grande multiplicité, l'équation 3.13 (cas B) supprime la contribution de la **paire** de jets ayant la plus grande multiplicité, et l'équation 3.14 (cas C) tend à égaliser les contributions des quatre jets, mais aura généralement de plus petites valeurs pour des **événements** à grande multiplicité. Les meilleurs résultats sont obtenus avec l'équation 3.14 (cas C) [80]. Cette quantité, ΔQ^C , discrimine réellement entre la bonne assignation des charges des W et la mauvaise (voir la figure 3-8).

D'après les simulations Monte Carlo, si les jets m et n proviennent vraiment du même W, ΔQ^C donnera le bon signe pour ce W dans environ 76 % des cas, à toutes les énergies du LEP 2 [80]. En particulier, le taux de bons signes est de $(75,7 \pm 0,2)\%$ à 183 GeV, et de $(76,8 \pm 0,2)\%$ à 189 GeV.

Il est tout de même important de vérifier que les données OPAL se comportent de la même façon que les simulations Monte Carlo. Pour ce faire, on suit le raisonnement suivant. Si on savait quels jets venaient du W^+ , et du W^- , on pourrait définir les **charges des W** :

$$Q_+ = \frac{N_{i+} + N_{j+}}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4} ; \quad Q_- = \frac{N_{i-} + N_{j-}}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4}, \quad (3.17)$$

où $i+$ et $j+$ sont les jets venant du W^+ , $i-$ et $j-$ du W^- . La différence **moyenne** de jetcharge est $\delta = \overline{Q_+ - Q_-}$ et [85]

$$\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 = \frac{\overline{Q_+^2}}{4} - \overline{Q_- Q_+} + \frac{\overline{Q_-^2}}{4}. \quad (3.18)$$

(On remarquera qu'il n'y a pas de facteur $\frac{1}{2}$ dans le deuxième terme; voir la référence [85].) Dans les **données** OPAL, on ne sait pas *a priori* quelle paire de jets correspond au W^+ . On calcule alors deux quantités Q_1 et Q_2 pour chaque événement, et en général, si ce sont vraiment des $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, si les jets sont bien reconstruits et si les jets sont bien jumelés en paires, la moitié du temps $Q_1 = Q_+$, et l'autre moitié $Q_1 = Q_-$, de telle façon que $\overline{Q_1} = 0$ et $\overline{Q_2} = 0$. Il est ensuite possible de dériver la relation

$$\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 = \frac{-\overline{Q_1 Q_2} + \rho[Q_-, Q_+] \sigma^2(Q) + \overline{Q}^2}{1 + \rho[Q_-, Q_+]}, \quad (3.19)$$

où \overline{Q} et $\sigma^2(Q)$, la moyenne et la variance de tous les Q_1 et Q_2 ensemble, ainsi que $\overline{Q_1 Q_2}$, peuvent être évalués directement à partir des données OPAL, sans aucune connaissance des charges réelles des W correspondant à W_1 et W_2 . La référence [85] contient une dérivation très détaillée des équations 3.18 et 3.19 dans une annexe. Il faut, cependant, utiliser des simulations Monte Carlo pour évaluer le coefficient de corrélation, ρ , et les taux de contamination de Z^0/γ , de jets mal reconstruits et de mauvaises combinaisons des jets. Le coefficient de corrélation calculé à partir des données Monte Carlo générées à 171 GeV était $-0,004 \pm 0,006$, essentiellement négligeable [80], et on obtient des valeurs comparables à 183 GeV et à 189 GeV. L'équation 3.19 est alors simplifiée à

$$\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 \approx -\overline{Q_1 Q_2}. \quad (3.20)$$

Avec des événements Monte Carlo générés avec les paramètres du MS, on mesure $\delta = 0,087 \pm 0,002$ à 183 GeV et $\delta = 0,085 \pm 0,002$ à 189 GeV. On mesure $\delta = 0,085 \pm 0,008$ avec les données OPAL à 183 GeV, et $\delta = 0,087 \pm 0,005$ à 189 GeV. L'accord entre les données et les simulations Monte Carlo est excellent. S'il y avait un désaccord, cette quantité serait utilisée dans l'évaluation d'une erreur systématique due au jetcharge.

En plus de donner la charge des W , et de permettre une comparaison entre les données et le MC, la différence de jetcharge sera maximisée pour le bon jumelage des

jets : si la « charge d'un jet » était égale à la charge du quark, on aurait $(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}) - (\frac{-2}{3} + \frac{-1}{3}) = 2$ pour la bonne combinaison et $(\frac{2}{3} + \frac{-2}{3}) - (\frac{1}{3} + \frac{-1}{3}) = 0$ ou $(\frac{2}{3} + \frac{-1}{3}) - (\frac{-2}{3} + \frac{1}{3}) = \frac{2}{3}$ pour les mauvaises. Elle peut donc contribuer à la détermination de la bonne combinaison des jets.

Il sera utile, plus tard dans l'analyse, de calculer un poids W pour chaque événement, basé sur la probabilité d'avoir trouvé correctement sa charge :

$$W = \frac{F}{1 + e^{-a|\Delta Q|}}, \quad (3.21)$$

(où F est la fraction d'événements où on a trouvé la bonne combinaison des jets). Pour un échantillon où la bonne combinaison des jets est connue pour tous les événements ($F = 1$), le poids W correspond à 50 % si la différence de jetcharge des deux W est nulle (on ne sait pas du tout lequel est le W^-) et s'approche de 100 % dans la limite d'une grande différence de jetcharge. Le paramètre a est déterminé (voir la figure 3-9) par un ajustement de l'équation 3.21 à la distribution des charges correctement identifiés dans les données Monte Carlo en fonction de $|\Delta Q|$. On trouve $a = 9,9 \pm 0,5$ à 183 GeV et $a = 9,2 \pm 0,4$ à 189 GeV. On voit à la figure 3-9 que l'asymptote vers laquelle converge le taux d'événements ayant le bon jumelage et la bonne charge est légèrement supérieure au taux de bon jumelage moyen indiqué par la ligne droite. Cette différence résulte du fait, déjà mentionné, que la différence de jetcharge sera en général plus grande pour le bon jumelage des jets (c'est-à-dire, F n'est pas constante, mais augmente en fonction de $|\Delta Q|$); il est donc plus probable que le jumelage est bon si la différence de jetcharge est grande.

3.8 La combinaison des jets en paires

Comme on l'a vu, près de la moitié des paires W^+W^- se désintègrent hadroniquement, laissant quatre jets d'hadrons dans le détecteur. La routine de sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ reconstruit les jets à partir des traces chargées et des amas

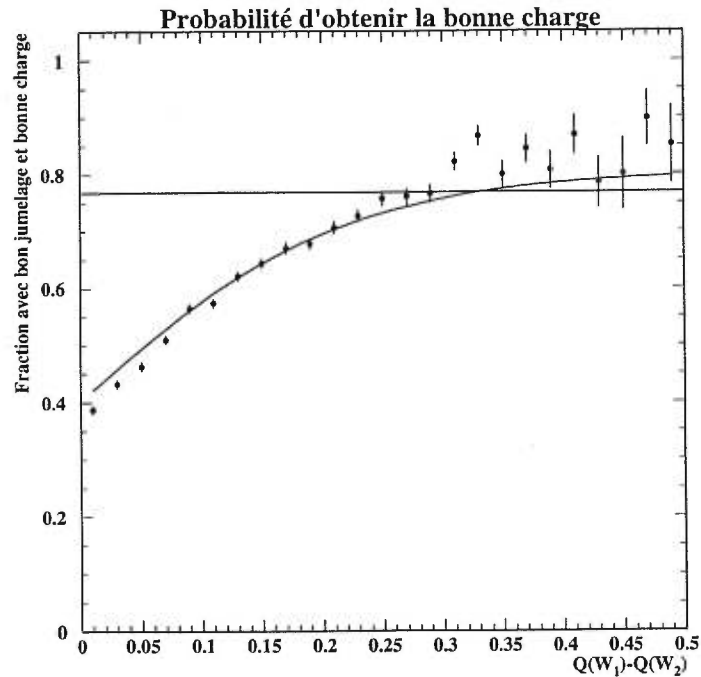


Figure 3-9 Fraction des charges correctement identifiées à partir du jetcharge dans les données Monte Carlo pour le MS à 189 GeV. La ligne droite est la fraction de bonnes combinaisons de jets en paires. La courbe solide est le résultat d'un ajustement de l'équation 3.21 aux points.

électromagnétiques avec l'algorithme de DURHAM. Il emploie les impulsions des jets pour estimer les impulsions des partons dans le calcul des éléments de matrice W_{420} et EXCALIBUR. Comme les jets ne conservent pas strictement les charges des partons, il y a plusieurs associations possibles des jets avec les partons et avec les W parents. Lors du calcul des éléments de matrice dans la sélection, il faut évaluer ces éléments pour chaque jumelage possible des jets avec les partons. La valeur retenue pour W_{420} (et pour l'élément de matrice EXCALIBUR) est la plus grande des valeurs obtenues pour tous les jumelages possibles.

Pour reconstruire les directions des W, il faut déterminer lequel des trois jumelages possibles est correct. On se sert de plusieurs indices (voir les distributions à la figure 3-10). Si toutes les traces étaient bien mesurées, et identifiées avec le bon jet, cela ne poserait pas de problème. Ainsi, en principe, il suffirait de trouver une combinaison où les deux paires auraient chacune la masse invariante du W. Un

autre indice, plus utile à certaines énergies qu'à d'autres, est la séparation angulaire entre les jets. Par exemple, près du seuil de production, lorsque l'énergie de chaque faisceau correspond tout juste à la masse d'un W, les W sont créés au repos dans le référentiel du laboratoire, et lorsqu'ils se désintègrent, les jets provenant d'un même W forment un angle de 180° . Cependant, à des énergies plus élevées, les jets, qui sont massifs, sont *boostés*, et peuvent former des angles appartenant à une gamme plus étendue. L'angle formé dépend de l'orientation des jets par rapport à la direction du W^- et de son énergie (les interactions du LEP II ne sont pas dans la gamme ultra-relativiste $E_{\text{faisceau}} \gg M_W$ où les deux jets seraient *boostés* dans la direction du W ; l'angle entre les jets sera toujours obtus). Le jetcharge, que nous calculons pour les trois jumelages possibles, peut aussi aider à distinguer entre la bonne combinaison et les mauvaises, car, comme nous avons mentionné à la section 3.7, la différence de jetcharge pour la bonne combinaison sera beaucoup plus grande que pour les mauvaises. Il est également possible de faire un fit cinématique à l'événement en imposant la conservation de l'énergie et de l'impulsion, et l'égalité des masses invariantes des deux paires de jets, et de calculer un χ^2 par rapport à l'hypothèse imposée. Ce χ^2 peut se traduire directement en probabilité, en tenant compte du nombre de degrés de liberté, et cette probabilité devrait être plus élevée pour la bonne combinaison.

Comme aucun de ces critères n'est assez fiable pour donner toujours le bon jumelage, nous avons encore recours à la méthode de la vraisemblance maximum. Le choix des critères, pour la discriminante de vraisemblance développé pour trouver le bon jumelage des jets à 183 GeV et 189 GeV dans l'analyse de couplages trilineaires, a été influencé par les critères utilisés dans l'analyse faite à 172 GeV [80, 86] et l'analyse publiée à 183 GeV [71], et par les critères utilisées dans la mesure de la masse du W à 183 GeV [87].

Une étude détaillée avec différents ensembles de variables et de coupures de pré-sélection a démontré que les erreurs statistiques et systématiques sur la mesure finale des couplages ne dépendent que très faiblement des détails de la vraisemblance [79].

La conclusion de cette étude est qu'essentiellement tout ensemble de variables qui donne un taux de bonne combinaisons de l'ordre de 75 - 85 %, avec une efficacité « raisonnable » (de 40 à 90 %) prédit des erreurs à peu près identiques sur les mesures des couplages trilinéaires.

Le jumelage des jets est fait de la manière suivante dans les mesures décrites dans cette thèse. Il y a d'abord une présélection très peu exigeante :

- les événements doivent passer la sélection $q\bar{q}q\bar{q}$ à l'énergie appropriée ;
- un fit cinématique qui demande la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans l'événement doit converger ;
- un fit cinématique qui impose, en plus, des masses invariantes identiques pour les deux paires de jets doit converger pour au moins un jumelage des jets ;

Environ 90 % des bonnes combinaisons survivent à la fin de cette présélection.

La discriminante de vraisemblance est une fonction de quatre variables, dont les distributions sont montrées à la figure 3-10 :

- la somme des angles d'ouverture des deux paires de jets, θ_{ij} , calculée à partir des impulsions trouvées par l'algorithme de reconstruction des jets, Durham, sans fit cinématique ;
- la masse invariante des paires de jets, M_{5C} , donnée par le fit cinématique à cinq contraintes, qui impose l'égalité des masses des deux paires (ainsi que la conservation de l'impulsion et de l'énergie) ;
- la différence des deux masses invariantes, ΔM_W , de ces mêmes paires de jets, données par un fit cinématique qui impose seulement la conservation de l'impulsion et de l'énergie ;
- la différence de jetcharge, $|\Delta Q|$ entre les deux paires de jets (donnée par l'équation 3.14).

Comme pour toutes les autres discriminantes de vraisemblance mentionnées dans

cette thèse, il a fallu construire, à partir de simulations Monte Carlo, des **histogrammes de référence** pour le signal et pour les bruits de fonds pour chacune des variables. Dans le cas du jumelage des jets, le signal consiste en une « bonne » combinaison de jets, pour des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (CC03), où le jetcharge donne le bon signe pour les charges des W . Une combinaison (ij, mn) est dite « bonne » dans ce contexte seulement si elle satisfait à deux critères :

- elle doit minimiser la quantité $\sum_{ij}(1 - \cos \theta_{ij})$, où θ_{ij} est l'angle entre les impulsions du jet i et du parton j (au niveau partonique on sait quels partons sont associés avec chacun des W);
- elle doit maximiser la quantité $|f_{1,i} + f_{1,j} - f_{2,m} - f_{2,n}|$, où $f_{p,q}$ est la fraction de l'énergie dans le jet q associée avec des traces venant du parent W_p .

Les événements où ces deux critères ne sont pas satisfaits par la même combinaison ne sont pas utilisés dans la construction des histogrammes de référence. Les bruits de fond contre lesquels on veut avoir un pouvoir de discrimination sont :

- les « mauvaises » combinaisons (les deux jumelages qui ne satisfont pas aux critères; seuls les événements où l'on a trouvé une unique « bonne » combinaison peuvent servir pour fournir les mauvaises);
- les bonnes combinaisons où le jetcharge, cependant, donne les mauvais signes pour les deux paires.

La distribution des mauvaises combinaisons est essentiellement plate, tandis que celle des mauvais signes est une image-miroir de la bonne distribution (voir la figure 3-11), et donc un bruit de fond particulièrement dangereux. Notre but principal est de choisir la bonne combinaison, mais tout en favorisant simultanément la sélection des événements où le bon signe a été trouvé, et en rejetant, autant que possible, les autres. L'inclusion du jetcharge dans la vraisemblance ajoute peu à la sensibilité aux bonnes combinaisons, mais favorise plutôt le rejet des événements où le jetcharge a trouvé le mauvais signe.

Les histogrammes de référence sont faits avec l'utilitaire `liksel` [75]. Cela facilite l'étude des relations entre l'efficacité et la pureté des différentes combinaisons de variables essayées, et permet la détermination de la coupure sur la vraisemblance qui maximisera le produit de l'efficacité et de la pureté. Dans le contexte de la construction des histogrammes de référence, l'**efficacité** est la fraction des « bonnes » combinaisons (avec le bon signe) qui survivent suite à une coupure sur la discriminante de vraisemblance. La **pureté** est le nombre de « bonnes » survivant après la coupure, divisé par la somme des nombres de « bonnes », de « mauvaises », et de mauvais signes. Ce n'est pas nécessairement égal au taux de bon jumelage, car dans une application réelle, une seule combinaison, celle dont la discriminante de vraisemblance est la plus grande, sera retenue. Ici, toutes les trois pourraient passer la coupure et rentrer dans le dénominateur du calcul de la pureté. Le taux de bon jumelage devrait donc normalement être supérieur à la « pureté » calculée ici. Il est très important de souligner que cette coupure ne donnera pas forcément la plus petite erreur sur les couplages trilinéaires. La figure 3-12 montre l'amélioration de la pureté (et la dégradation de l'efficacité) pour des coupures de plus en plus sévères avec les données Monte Carlo à 183 GeV.

Une fois les histogrammes de référence obtenus, on peut utiliser d'autres utilitaires dans PC102 pour déterminer la vraisemblance de tous les jumelages pour un événement dans les données OPAL ou dans les simulations Monte Carlo. La figure 3-13 montre la distribution de la vraisemblance pour la combinaison choisie dans les données OPAL (à 189 GeV), ainsi que les bonnes et les mauvaises combinaisons dans un échantillon Monte Carlo (avec des événements CC03 seulement).

Les études (sur les simulations Monte Carlo et sur les données OPAL) montrent que l'erreur finale est peu sensible [88] à l'emplacement de la coupure sur cette vraisemblance. Pour déterminer où il faudrait mettre la coupure, on examinera la distribution des vraisemblances calculées pour les échantillons de signal, et des deux bruits de fonds. Comme il y a un coude assez abrupt dans la distribution pour le signal vers 0,4 nous choisissons de mettre la coupure vers 0,5. Ainsi, même si les

simulations Monte Carlo ne représente pas parfaitement les données, la sensibilité à cette modélisation devrait être minime. On trouve la bonne combinaison pour environ 83 % des événements qui passent la coupure à 0,5. Environ 67 % des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ passant la sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ passent également cette coupure.

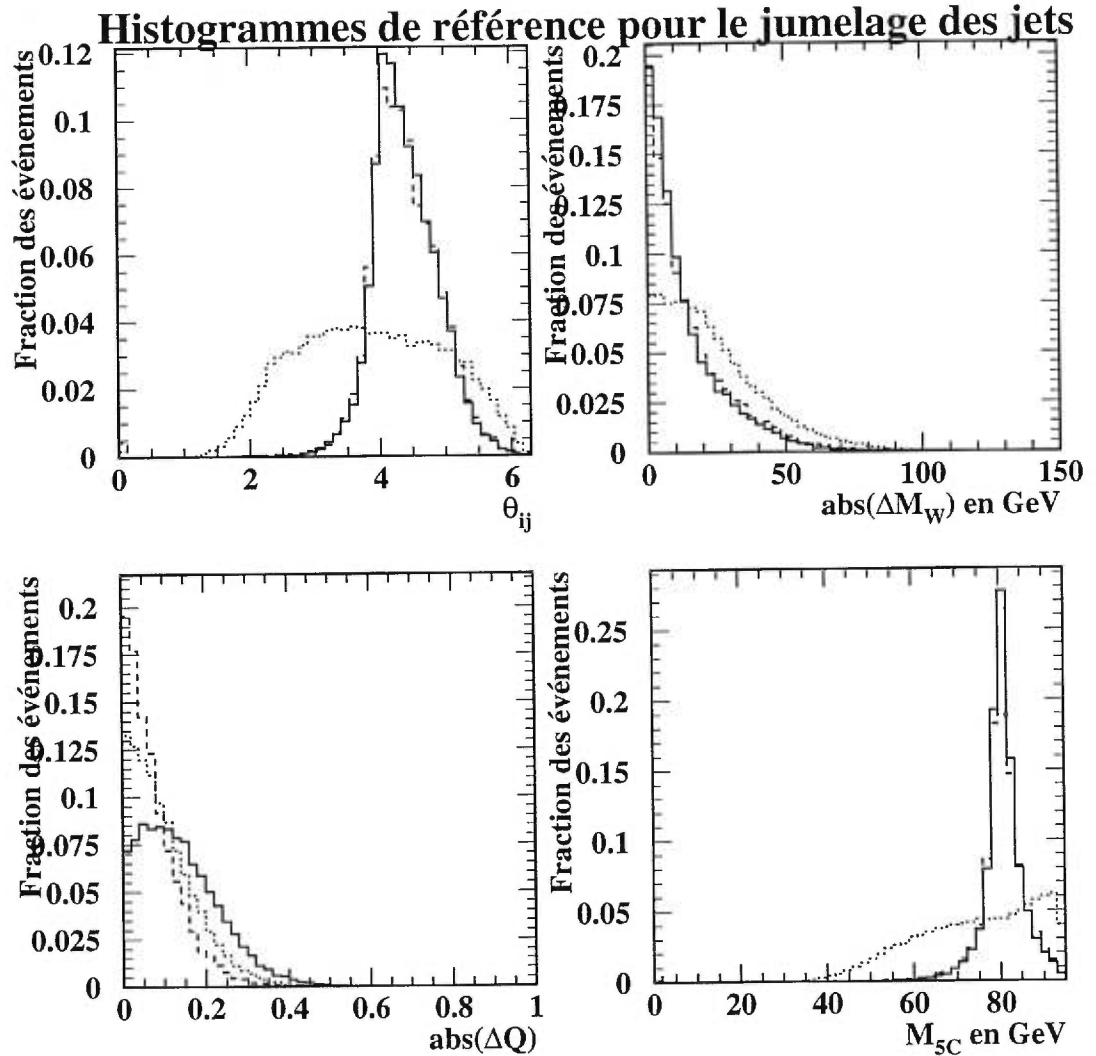


Figure 3-10 *Les histogrammes de référence pour la distribution du signal (solide) et des bruits de fond (mauvaise combinaison : pointillé, mauvaise charge : tirets), à 189 GeV.*

Bruit de fond du jumelage et du jetcharge

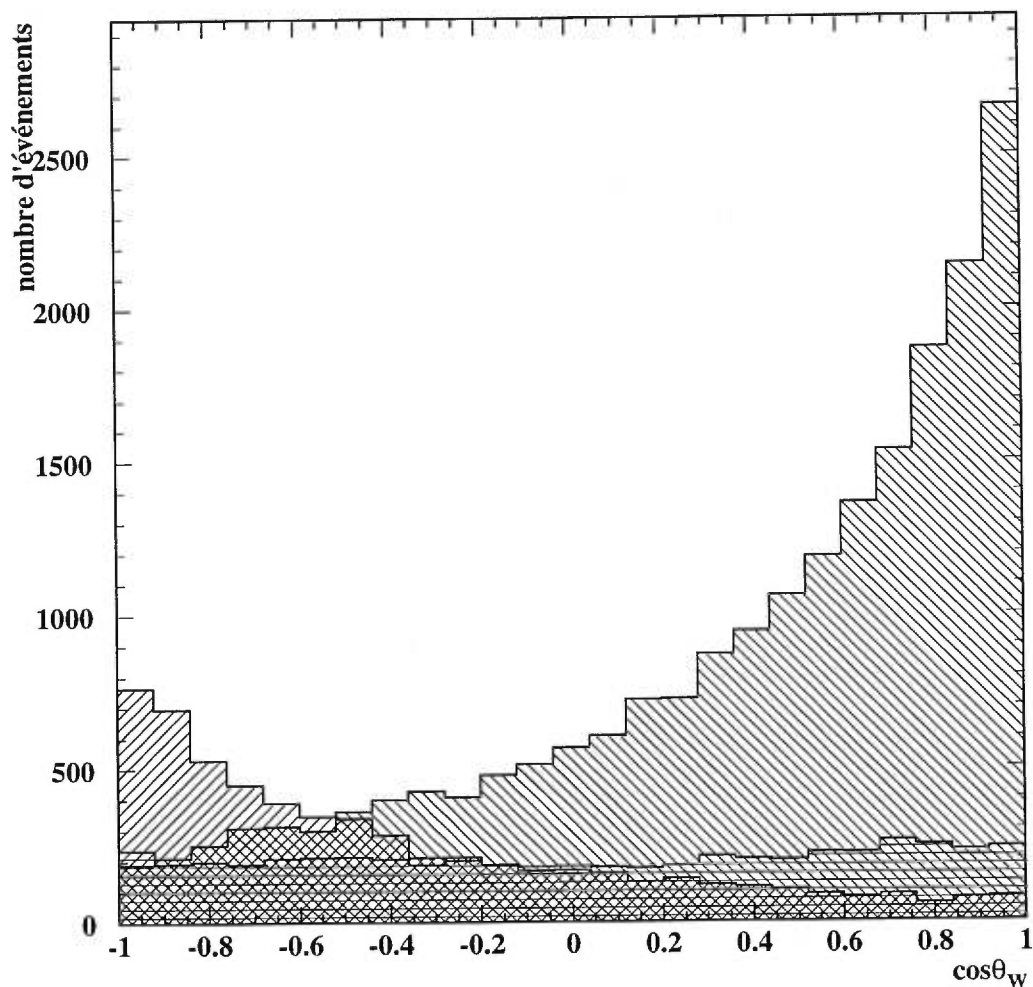


Figure 3-11 La distribution des cosinus de l'angle de production des W^- ($\cos\theta_W$), pour les bonnes combinaisons avec le bon signe (hachures à pente négative), les bonnes combinaisons avec le mauvais signe (hachures à pente positive), et pour les mauvaises combinaisons (hachures horizontales). La normalisation globale est arbitraire, mais la normalisation relative de chaque contribution est proportionnelle au nombre d'événements de ce type survivant la coupure sur la vraisemblance de jumelage.

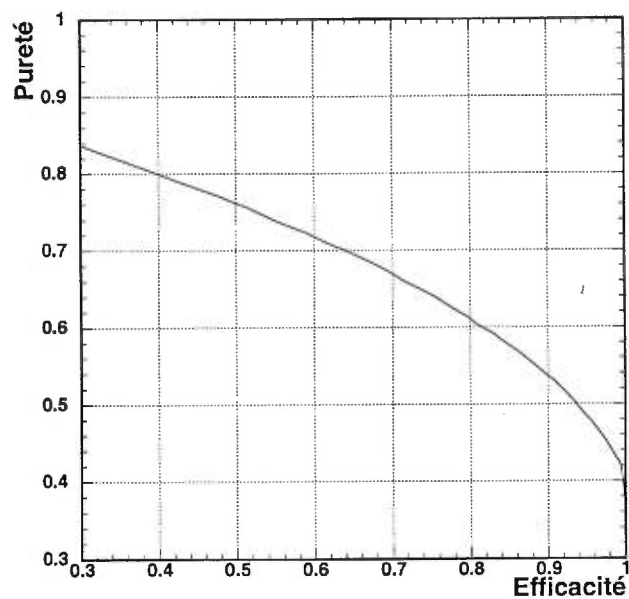


Figure 3-12 La relation entre l'efficacité et la pureté pour la combinaison des jets à 183 GeV.

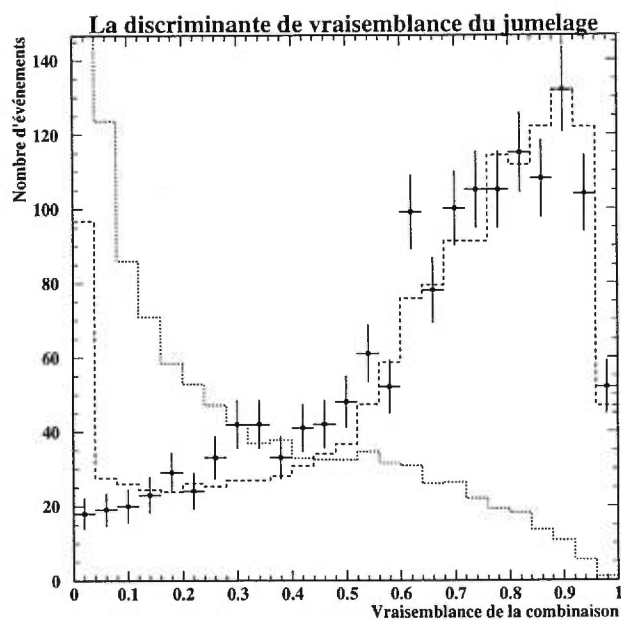


Figure 3-13 La distribution de la discriminante de vraisemblance pour le jumelage ayant la plus grande valeur de cette discriminante dans les données OPAL prises à 189 GeV (points avec erreurs), ainsi que dans les simulations Monte Carlo CC03 pour les bonnes combinaisons (trait cassé) et les mauvaises (pointillé).

Chapitre 4

Les simulations Monte Carlo

Afin de bien comprendre et maîtriser les détails de l'analyse il sera essentiel de pouvoir prédire les distributions attendues du bruit de fond et du signal. Les calculs théoriques prédisent les distributions angulaires des W , ainsi que des partons et des leptons (voir les sections 1.7.1 et 1.9.1), mais ils ne tiennent pas compte des effets de la fragmentation, de l'acceptance du détecteur, des résolutions des différents sous-détecteurs, des bruits de fond faussement identifiés comme faisant partie du signal, des jets mal combinés en paires ni des charges des W^\pm faussement évaluées. Les calculs théoriques ne tiennent pas automatiquement compte non plus des fluctuations statistiques qui peuvent se produire lorsqu'il y a peu de données dans une région de l'espace de phase. Pour bien évaluer tous ces effets il faut faire des simulations **Monte Carlo**.

La technique Monte Carlo consiste à utiliser une série de nombres aléatoires pour échantillonner des distributions préalablement connues. On choisit au hasard des points dans l'espace de phase où l'on générera des événements simulés [1]. Une certaine pondération est associée à chaque région de l'espace de phase ; cette pondération doit être déterminée à partir de calculs théoriques de la fonction de densité des probabilités. Cette étape de la production par la simulation Monte Carlo s'appelle la **génération**.

Après le calcul de la fonction de densité des probabilités pour le processus simulé, la génération est séparée en deux sous-étapes. Dans un premier temps on génère les leptons et les **partons** : dans le cas de la production des W^+W^- il s'agit des pro-

cessus à quatre fermions dans l'état final. Dans un deuxième temps on procède à la **fragmentation** : tous les quarks doivent former des jets d'hadrons. Après que ces particules aient été générées, elles servent d'entrée au programme de simulation du détecteur OPAL [42], qui emploie GEANT [89] pour modéliser le passage des particules dans les différents sous-détecteurs. Les événements ainsi générés sont produits dans un format identique aux vrais événements enregistrés par le détecteur, mais avec quelques renseignements supplémentaires qui nous permettront éventuellement de déterminer si l'événement a été bien reconstruit.

4.1 La fragmentation

S'il y a un grand nombre de générateurs Monte Carlo au niveau des partons, il n'y en a par contre que très peu au niveau de la fragmentation. La chromodynamique quantique étant une théorie non-perturbative à basse énergie, il n'est pas possible de faire des approximations à une précision déterminée, simplement en faisant une expansion jusqu'à un certain ordre en α_s comme on fait en α_{em} pour l'électrodynamique quantique. La fragmentation doit être modélisée de façon empirique, et beaucoup de paramètres doivent être mesurés à partir des données prises à plus basse énergie, et accordés (en anglais, *tuned*) avec ces données. Dans les simulations Monte Carlo, la fragmentation est généralement faite en deux étapes.

Dans un premier temps, α_s est petit et il est possible soit de faire le calcul exact des éléments de matrice du processus de production des quarks jusqu'à un ordre donné en α_s (par exemple jusqu'à quatre quarks pour $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$), soit de produire des **gerbes partoniques** à partir de deux ou trois quarks de l'interaction primaire. Ces gerbes sont générées par méthode stochastique, basée sur des calculs des termes considérés comme étant les plus importants à plusieurs ordres en α_s . La plupart des générateurs Monte Carlo utilisent l'approche des gerbes partoniques. Lors de la formation des gerbes, il est possible pour un quark d'émettre un gluon « dur » (très énergétique), qui produira un jet à lui tout seul, ou qui pourra même fissionner en

deux quarks ou gluons « durs », qui produiront chacun un jet. Ainsi, même avec des générateurs « à deux fermions » on peut produire des événements où il y a quatre partons à l'état final, et avec un générateur « à quatre fermions » on peut produire des événements à cinq ou à six jets.

Lorsque les particules dans les gerbes ont des énergies inférieures à environ 1 GeV, on procède à l'hadronisation : les quarks se regroupent, d'une manière quelconque, en hadrons. Les simulations Monte Carlo employées dans cette étude utilisent soit le **modèle des cordes** (JETSET) [90, 91, 92], soit le **modèle des amas** (HERWIG) [93, 94]. Le modèle des cordes postule des « cordes » de couleur entre les quarks, caractérisées par leur raideur et par la distance séparant les quarks. Des fluctuations dans la densité de couleur résultent de l'émission d'un gluon lorsque la corde se rompt en deux nouvelles cordes reliant chacune un quark au gluon nouvellement créé. Lorsque l'énergie des quarks et des gluons passe en-dessous d'un seuil de masse invariante, ils se recombinent pour former des hadrons. Nous utilisons pour certaines études systématiques le modèle ARIADNE [95], qui est une variante de JETSET avec une formation alternative des gerbes des états finaux basée sur un modèle de dipôles de couleur formés par des paires de quarks et de gluons. Dans le modèle des amas (HERWIG), les gluons existant à la fin de la gerbe partonique se désintègrent obligatoirement en $q\bar{q}$ légers (u et d). Tous ces quarks sont ensuite regroupés en amas de « couleur » neutre. Les amas échangent de l'impulsion et de l'énergie avec des amas voisins afin d'assurer la formation d'hadrons avec des masses invariantes réalistes. Ils se fragmentent isotropiquement en hadrons.

4.2 Les générateurs CC03 et les générateurs à quatre fermions

La production des W^+W^- dans les collisions e^+e^- est décrite par les trois diagrammes CC03 de la figure 1-7. Si l'on se limite exclusivement à ces processus, le générateur sera relativement rapide et quand même assez complet, dans le sens où il pourra tenir compte très exactement des effets du rayonnement à l'état initial et

des effets de la CDQ, des spins des particules, des polarisations, et de toutes sortes d'autres effets.

Les générateurs CC03 ont, cependant, une importante lacune : ils ne tiennent pas compte de tous les autres processus qui produisent des états finaux à quatre fermions, dont la plupart interfèrent avec les états W^+W^- . Il a donc fallu écrire des générateurs spéciaux pour générer les états finaux à quatre fermions produits au LEP II. Un générateur à quatre fermions ne génère pas des paires de W^+W^- , mais plutôt directement leurs produits de désintégration. On voit, à la figure 4-1, que la forme de la distribution de $\cos\theta_W$ est relativement peu affectée lorsque les processus non-CC03 sont négligés (la section efficace totale, par contre, sera augmentée de 3 % à 183 GeV et de 4 % à 189 GeV). Néanmoins, comme les analyses des couplages trilineaires sont sensibles à de petits changements dans les distributions angulaires, il est important de bien simuler tous les états finaux.

Les générateurs à quatre fermions employés par la collaboration OPAL ont quand même certaines limitations. Seulement un parmi eux (`grc4f`) serait en principe capable de générer le diagramme multipériphéral (voir la figure 1-12) ; les autres générateurs ne sont pas capables de simuler les résonances hadroniques à basse énergie, et en pratique `grc4f` est trop lent. Donc, aucun générateur utilisé par OPAL ne tient compte de l'interférence entre le diagramme multipériphéral (les processus « deux photons ») et les autres processus à quatre fermions. Cette lacune a peu d'importance pour l'état final $q\bar{q}q\bar{q}$, car le bruit de fond à deux photons est négligeable dans cette topologie. Une autre limitation, peut-être plus sérieuse, est que puisque les algorithmes de fragmentation simulent le rayonnement de gluons, ce processus a dû être supprimé au niveau de la génération dans les générateurs capables de le simuler, afin d'éviter le double comptage. L'interférence entre les états finaux à quatre quarks des diagrammes de la figure 1-12 et l'état final où un gluon rayonné par un quark dans un état « final » $q\bar{q}$ fissionne en $q\bar{q}$ est donc négligée ($e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(g) \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$). L'effet de négliger cette interférence est probablement petit. Les quarks venant de la fission d'un gluon sont généralement de basse énergie par rapport aux quarks venant

Comparaison de Monte Carlo CC03 et 4 fermions

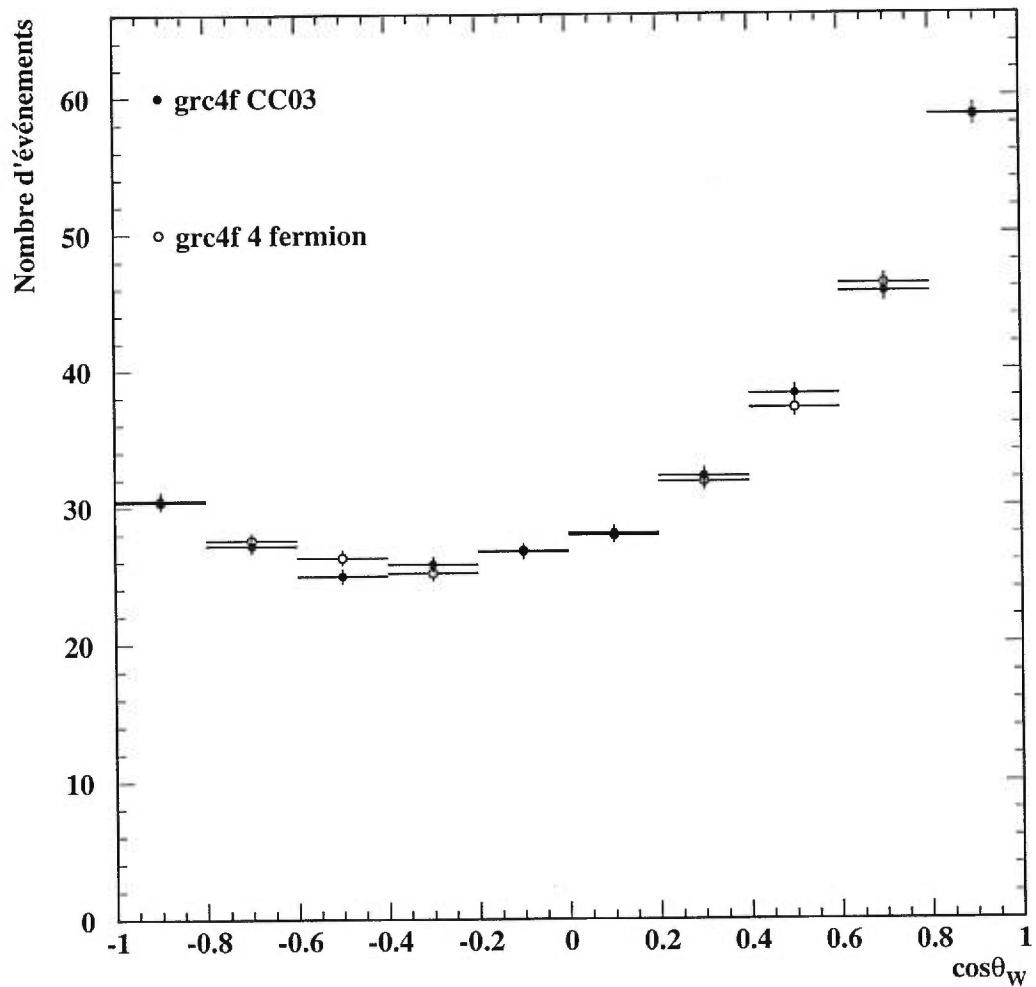


Figure 4-1 *Comparaison de la forme de la distribution de $\cos\theta_W$ pour des échantillons générés avec grc4f à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Les points blancs représentent la simulation de tous les processus à quatre fermions, les points noirs les processus CC03 seulement. Les deux distributions sont normalisées à 338 événements.*

de la désintégration d'un W résonant. L'interférence est supprimée par des facteurs dûs à la structure en « couleur » des gluons [96].

4.2.1 PYTHIA

Il est possible de générer des paires de W^+W^- avec des générateurs comme PYTHIA [97]. PYTHIA n'est pas un générateur à quatre fermions ; il se sert d'un élément de matrice CC03 pour générer explicitement un W^+ et un W^- , qu'il fait désintégrer en fermions. Il ne peut donc pas tenir compte des termes d'interférence entre les diagrammes CC03 et les autres diagrammes à quatre fermions [41]. Cette méthode est relativement peu sophistiquée, mais permet l'implémentation de certains modèles de rebranchement de couleurs (dans la variante ARIADNE [95]) et de corrélations Bose-Einstein. Les sections efficaces sont dérivées dans l'approximation du W étroit, étendue pour inclure une distribution Breit-Wigner avec une largeur dépendant de la masse du W . Les corrélations angulaires sont correctement évaluées par PYTHIA dans les désintégrations de la résonance W^+W^- . Une correction est faite pour l'effet de Coulomb entre le W^+ et le W^- , et le programme permet une simulation du rayonnement aux états initial (avec des branchements explicites $e^- \rightarrow \gamma e^-$) et final (les quarks peuvent émettre des gluons ou des photons) [41]. Les paramètres du Modèle Standard utilisés sont¹ : $M_Z = 91,1887$ GeV, $M_W = 80,33$ GeV, $\Gamma_Z = 2,4973$ GeV, $\Gamma_W = 2,085$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0,2320$, $M_{\text{top}} = 178$ GeV, $M_{\text{Higgs}} = 300$ GeV.

4.2.2 EXCALIBUR

La plupart des échantillons Monte Carlo utilisés dans cette étude ont été produits avec le générateur à quatre fermions, EXCALIBUR [78]. C'est un générateur très rapide, car il néglige la masse des fermions, ce qui permet une évaluation beaucoup simplifiée des éléments de matrice. Il tient compte du rayonnement électroma-

1. Malheureusement, il y a eu des petites différences entre les paramètres utilisés avec les différents générateurs d'événements Monte Carlo. L'erreur systématique qu'on calculera pour les effets de générateur, ainsi que l'erreur pour la masse du W , tiendront compte de ces différences.

Tableau 4-I *Échantillons W⁺W⁻ PYTHIA et ARIADNE utilisés.*

Caractéristiques	\sqrt{s} (GeV)	Section efficace ^a (pb)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée (fb ⁻¹)
MS ^b	189	16,151 ± 0,051	100 000	6,192 ± 0,020
CBE 1 ^c	189	16,151 ± 0,051	100 000	6,192 ± 0,020
CBE 2 ^d	189	16,151 ± 0,051	100 000	6,192 ± 0,020
ARIADNE MS ^e	189	16,095 ± 0,022	200 000	12,426 ± 0,017
ARIADNE 2 ^f	189	16,095 ± 0,022	200 000	12,426 ± 0,017
ARIADNE 3 ^g	189	16,095 ± 0,022	100 000	6,213 ± 0,009
MS	183	15,236 ± 0,048	100 000	6,56 ± 0,02
CBE 1	183	15,236 ± 0,048	40 000	2,62 ± 0,01
CBE 2	183	15,236 ± 0,048	40 000	2,62 ± 0,01
ARIADNE MS	183	6,98 ± 0,02	100 000	14,33 ± 0,05
ARIADNE 2	183	6,98 ± 0,02	100 000	14,33 ± 0,05
ARIADNE 3	183	6,97 ± 0,03	50 000	7,16 ± 0,03

^a D'après le générateur.

^b PYTHIA 5.722.

^c Corrélations de Bose-Einstein entre les pions issus du même W. Modèle de Lönnblad et Sjöstrand [47].

^d Corrélations de Bose-Einstein entre les pions issus de W différents.

^e ARIADNE 4.08.

^f Rebranchement seulement pour les gluons d'énergie inférieure à 2 GeV.

^g Rebranchement sans limite d'énergie des gluons.

gnétique à l'état initial [78] (LL $\mathcal{O}(\alpha)$ et $\mathcal{O}(\alpha^2)$), avec exponentiation des photons « doux », mais ne peut générer que des photons de l'état initial collinéaires avec les faisceaux. Le rayonnement de photons à partir des quarks et des leptons à l'état final est assuré par JETSET. Il tient compte également de l'effet de Coulomb entre le W⁺ et le W⁻ dans les diagrammes CC03. Les contributions interférentes de la CDQ (les diagrammes qui produisent des états finaux à quatre quarks, produits en substituant les photons à des gluons dans les diagrammes de bremsstrahlung et d'annihilation de la figure 1-12) sont en principe correctement calculées, même si, toutefois, dans les échantillons préparés par la collaboration OPAL, ces diagrammes CDQ interférants ne sont pas produits, car ils sont générés avec le bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Les graphiques de la figure 1-13 peuvent être permutés pour faire plusieurs centaines de diagrammes de Feynman. Pour faire un générateur rapide qui tient compte de tous ces processus, on néglige les masses des fermions et on emploie des techniques spinorielles pour calculer les amplitudes. Les masses des fermions

sont ajoutées *a posteriori* dans les événements générés. Comme des éléments de matrice tenant compte de tant de diagrammes ont une structure très riche en pics (c'est-à-dire, dépendent sensiblement du point de l'espace de phase), on emploie une technique « multi-canal » et on génère les variables d'intégration selon des distributions qui reproduisent approximativement la structure de pics de l'intégrand [78]. Le programme procède en deux temps : d'abord il évalue les éléments de matrice, et ensuite il procède à la génération des événements. Après que les quatre fermions aient été générés avec EXCALIBUR, la fragmentation est assurée par JETSET [91, 92].

Étant donné qu'EXCALIBUR est assez rapide et flexible pour permettre la génération d'échantillons avec des couplages trilineaires anomaux, il a été utilisé pour générer la plupart des signaux étudiés ici. Les paramètres électrofaibles employés pour la génération des échantillons dans les tableaux 4-II et 4-III sont : $M_Z = 91,1887$ GeV, $M_W = 80,33$ GeV, $\Gamma_Z = 2,4973$ GeV, $\Gamma_W = 2,093$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0,2320456$, $M_{\text{top}} = 178$ GeV, $M_{\text{Higgs}} = 300$ GeV, $\alpha_{\text{em}}(2M_W) = 1/128,07$, $\alpha_s(M_W) = 0,12$.

Il est possible de supprimer certains diagrammes, et de générer uniquement, par exemple, les produits des trois diagrammes CC03 de la figure 1-7. Si, par contre, on inclut tous les diagrammes possibles, il est impossible de dire si un événement provient de la production W^+W^- ou d'un autre diagramme, ou de l'interférence entre les diagrammes. Pour évaluer le bruit de fond dû aux processus à quatre fermions autres que la production des paires W^+W^- , on génère un échantillon avec tous les processus à quatre fermions et un autre de la même luminosité intégrée avec seulement les processus CC03. On obtient les distributions angulaires, et on traite la différence entre les deux comme **bruit de fond quatre fermions**. Étant donné que les diagrammes CC03 dominent largement la production de quatre fermions, cette approximation est justifiée.

La version d'EXCALIBUR utilisée par la collaboration OPAL contient quelques modifications et options par rapport à la version originale des auteurs. On applique une correction naïve pour les effets de la CDQ dans le rapport de branchement des

désintégrations des W . Idéalement, cette correction serait implémentée pour tous les diagrammes hadroniques, mais dans notre version d'EXCALIBUR elle s'applique uniquement aux processus CC03. Dans les échantillons générés à $\sqrt{s} = 183$ GeV, il y avait une erreur dans l'implémentation de cette correction, et toutes les sections efficaces W^+W^- étaient alors sous-estimées par un facteur de $1 + 2\frac{\alpha_s}{3\pi} = 5,2$ %. Les rapports de branchement n'étaient pas affectés. Par contre, dans les échantillons contenant tous les processus à quatre fermions, les sections efficaces des états finaux CC03 sont sous-estimées de 5,2 %, les sections efficaces des états finaux sans contribution CC03 sont correctes, et les sections efficaces des états provenant des termes d'interférence entre les processus CC03 et les autres processus à quatre fermions sont affectés à un moindre degré. Il faut dire que les incertitudes sur la section efficace des contributions quatre fermions interférentes sont bien supérieures à 5 %.

Une deuxième erreur a été commise dans l'implémentation d'EXCALIBUR utilisée pour générer tous les échantillons OPAL jusqu'à 189 GeV. Il s'agit d'une erreur dans le calcul des amplitudes relatives pour les assignations des différents singulets de « couleur » (les hadrons sont tous des singulets du groupe $SU(3)_{\text{couleur}}$ [98, 3]) lors de l'application des corrections de Coulomb et des effets de la chromodynamique quantique aux diagrammes non-abéliens. Cette erreur a dégradé la simulation de la fragmentation, modifiant légèrement les distributions angulaires. La dégradation de ces distributions a entraîné un léger biais positif dans les mesures publiées des couplages trilinéaires du canal $q\bar{q}q\bar{q}$ [71]. Il a fallu avoir recours à une technique de repondération des événements pour corriger les problèmes entraînés par cette erreur. Pour les principaux échantillons du Modèle Standard générés à 189 GeV, de nouveaux échantillons d'événements $q\bar{q}q\bar{q}$ ont été générés sans ce défaut. C'est ainsi que dans le tableau 4-III, il y a quatre échantillons du Modèle Standard :

les états finaux dépendant des couplages trilinéaires : avec l'erreur ; il faut donc supprimer les états finaux $q\bar{q}q\bar{q}$ de cet échantillon ;

les états finaux $q\bar{q}q\bar{q}$ dépendant des couplages trilinéaires : sans erreur ; il faut substituer ces événements à ceux qui ont été supprimés dans l'échantillon

Tableau 4-II Échantillons EXCALIBUR utilisés à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

Caractéristiques	Section efficace ^a (pb)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée (pb ⁻¹)
MS, 4f ^b	18,171 ± 0,011	100 000	5503 ± 17
$\Delta\kappa_\gamma = +2$, 4f	29,20 ± 0,05	500 000	1712 ± 8
$\Delta\kappa_\gamma = +1$, 4f	20,73 ± 0,02	50 000	2412 ± 11
$\Delta\kappa_\gamma = -1$, 4f	21,48 ± 0,02	50 000	2328 ± 10
$\Delta\kappa_\gamma = -2$, 4f	30,68 ± 0,02	50 000	1630 ± 7
$\Delta g_1^Z = +2$, 4f	36,86 ± 0,03	50 000	1356 ± 5
$\Delta g_1^Z = +1$, 4f	22,74 ± 0,02	50 000	2199 ± 10
$\Delta g_1^Z = -1$, 4f	23,24 ± 0,02	50 000	2151 ± 10
$\Delta g_1^Z = -2$, 4f	38,02 ± 0,02	50 000	1315 ± 6
$\lambda = +2$, 4f	32,85 ± 0,03	50 000	1522 ± 7
$\lambda = +1$, 4f	21,62 ± 0,02	50 000	2313 ± 10
$\lambda = -1$, 4f	22,48 ± 0,02	50 000	2224 ± 10
$\lambda = -2$, 4f	34,53 ± 0,03	50 000	1448 ± 6
MS, CC03 ^c	14,857 ± 0,010	100 000	6731 ± 21
$\lambda = +2$, CC03	28,745 ± 0,031	50 000	1739 ± 8
$\lambda = +1$, CC03	18,107 ± 0,018	50 000	2761 ± 12
$\lambda = +0,5$, CC03	15,529 ± 0,016	50 000	3220 ± 14
$\lambda = -0,5$, CC03	15,980 ± 0,017	50 000	3129 ± 14
$\lambda = -1$, CC03	18,948 ± 0,021	50 000	2639 ± 12
$\lambda = -2$, CC03	30,376 ± 0,035	50 000	1646 ± 7
$\Delta g_1^Z = +2$, CC03	33,351 ± 0,031	50 000	1491 ± 7
$\Delta g_1^Z = +1$, CC03	19,396 ± 0,018	50 000	2578 ± 12
$\Delta g_1^Z = -1$, CC03	19,844 ± 0,021	50 000	2520 ± 11
$\Delta g_1^Z = -2$, CC03	34,357 ± 0,033	50 000	1455 ± 7
$\Delta\kappa_\gamma = +1$, CC03	16,343 ± 0,017	50 000	3059 ± 14
$\Delta\kappa_\gamma = -1$, CC03	18,430 ± 0,020	50 000	2713 ± 12
$\Delta\kappa_\gamma = \lambda = +1$, CC03	21,698 ± 0,037	20 000	922 ± 7
$\Delta\kappa_\gamma = \lambda = -1$, CC03	24,672 ± 0,044	20 000	811 ± 6

^aD'après le générateur. Il n'y a pas d'états finaux $e^+e^-q\bar{q}$ et $e^+e^-l\bar{l}$. Les sections efficaces à 183 GeV étaient toutes sous-estimées. Pour obtenir les vraies sections efficaces, il faut multiplier par 1,052 pour les CC03 et par un peu moins pour les quatre fermions. Il est donc préférable d'utiliser des sections efficaces calculées avec un programme comme GENTLE.

^b4f = tous les processus à quatre fermions.

^cCC03 = seulement les processus CC03

Tableau 4-III Échantillons EXCALIBUR utilisés à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

Caractéristiques	Section efficace ^a (pb)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée (fb ⁻¹)
MS ^b	2,071 ± 0,002	52 300	25,25 ± 0,11
MS ^c	18,212 ± 0,005	460 000	25,26 ± 0,04
MS ^d	0,774 ± 0,010	20 000	25,83 ± 0,18
MS ^e	7,693 ± 0,019	200 000	26,00 ± 0,06
$\Delta\kappa_\gamma = +2, 4f^f$	23,752 ± 0,013	100 000	4,210 ± 0,013
$\Delta\kappa_\gamma = +1, 4f$	19,467 ± 0,012	100 000	5,137 ± 0,016
$\Delta\kappa_\gamma = +0,5, 4f$	18,433 ± 0,009	100 000	5,425 ± 0,017
$\Delta\kappa_\gamma = -0,5, 4f$	18,711 ± 0,028	100 000	5,344 ± 0,019
$\Delta\kappa_\gamma = -1, 4f$	10,076 ± 0,009	100 000	4,981 ± 0,016
$\Delta\kappa_\gamma = -2, 4f$	25,011 ± 0,018	100 000	3,998 ± 0,013
$\Delta g_1^Z = +2, 4f$	41,642 ± 0,018	100 000	2,401 ± 0,008
$\Delta g_1^Z = +1, 4f$	23,685 ± 0,009	100 000	4,222 ± 0,013
$\Delta g_1^Z = +0,5, 4f$	19,379 ± 0,020	100 000	5,160 ± 0,016
$\Delta g_1^Z = -0,5, 4f$	20,185 ± 0,013	100 000	4,954 ± 0,016
$\Delta g_1^Z = -1, 4f$	25,239 ± 0,011	100 000	3,962 ± 0,013
$\Delta g_1^Z = -2, 4f$	44,809 ± 0,021	100 000	2,232 ± 0,007
$\lambda = +2, 4f$	37,959 ± 0,021	100 000	2,634 ± 0,008
$\lambda = +1, 4f$	22,749 ± 0,010	100 000	4,396 ± 0,014
$\lambda = +0,5, 4f$	19,101 ± 0,015	100 000	5,235 ± 0,017
$\lambda = -0,5, 4f$	19,988 ± 0,070	100 000	5,003 ± 0,023
$\lambda = -1, 4f$	24,321 ± 0,012	100 000	4,112 ± 0,013
$\lambda = -2, 4f$	41,115 ± 0,022	100 000	2,432 ± 0,008
$\Delta\kappa_\gamma = \Delta g_1^Z = +1, 4f$	23,276 ± 0,010	100 000	4,296 ± 0,014
$\Delta\kappa_\gamma = \lambda = +1, 4f$	24,329 ± 0,010	100 000	4,110 ± 0,013
$\Delta g_1^Z = \lambda = +1, 4f$	33,659 ± 0,013	100 000	2,971 ± 0,009
MS, CC03	16,586 ± 0,009	200 000	12,06 ± 0,03
$\Delta\kappa_\gamma = +1, \text{CC03}$	16,595 ± 0,012	100 000	6,025 ± 0,019
$\Delta\kappa_\gamma = -1, \text{CC03}$	18,816 ± 0,013	100 000	5,315 ± 0,017
$\Delta g_1^Z = +1, \text{CC03}$	22,104 ± 0,014	100 000	4,524 ± 0,014
$\Delta g_1^Z = -1, \text{CC03}$	23,509 ± 0,018	100 000	4,254 ± 0,013
$\lambda = +1, \text{CC03}$	20,860 ± 0,014	100 000	4,794 ± 0,015
$\lambda = -1, \text{CC03}$	22,456 ± 0,018	100 000	4,453 ± 0,014

^a D'après le générateur.

^b États finaux quatre fermions sans dépendance aux couplages trilineaires (les états finaux $e^+e^-q\bar{q}$ et $e^+e^-\ell\bar{\ell}$ ne sont pas générés).

^c États finaux quatre fermions qui dépendent des couplages trilineaires.

^d États finaux $q\bar{q}q\bar{q}$ sans dépendance aux couplages trilineaires.

^e États-finaux $q\bar{q}q\bar{q}$ qui dépendent des couplages trilineaires.

^f 4f = tous les processus quatre fermions dépendant aux couplages trilineaires

précédent ;

les états finaux indépendants des couplages trilinéaires : avec l'erreur ; ces événements sont ajoutés à *tous* les autres échantillons à 189 GeV ; il faut supprimer les $q\bar{q}q\bar{q}$;

les états finaux $q\bar{q}q\bar{q}$ indépendants des couplages trilinéaires : sans erreur ; il faut substituer ces événements dans l'échantillon précédent.

4.2.2.1 La repondération des événements EXCALIBUR

Pour les échantillons à 183 GeV et pour les échantillons aux couplages anomaux à 189 GeV, nous avons eu recours uniquement à la repondération des événements [99]. Cette repondération a été faite en générant pour chaque événement, à partir des quadri-vecteurs d'énergie et impulsion des partons, son élément de matrice EXCALIBUR [78] avec et sans l'erreur dans le calcul des amplitudes. On a pris le rapport du bon élément au mauvais comme poids pour l'événement. Les manipulations nécessaires pour faire toutes ces substitutions et repondérations ont beaucoup compliqué l'analyse.

Comme il n'a pas été possible de générer des échantillons Monte Carlo avec toutes les combinaisons de couplages anomaux nécessaires pour faire les fits simultanés à plus d'un couplage anormal, il a fallu employer cette technique de repondération pour obtenir des distributions angulaires correspondant aux couplages désirés.

4.2.3 grc4f

Il existe des générateurs à quatre fermions plus complets qu'EXCALIBUR, qui peuvent servir à évaluer l'erreur due aux approximations faites dans celui-ci. Le générateur `grc4f` [100] évalue les éléments de matrice de tous les 76 états finaux à quatre fermions qui peuvent être produits dans les collisions e^+e^- au LEP II (16 états à quatre quarks, 36 états semi-leptoniques, y compris $q\bar{q}e^+e^-$ et $\ell^+\ell^-e^+e^-$

qu'EXCALIBUR ne génère pas, mais sans le diagramme multipériphéral, et 24 états leptoniques). L'évaluation est faite au niveau des arbres, avec un système de calcul automatique des diagrammes de Feynman. Le calcul tient compte des masses de tous les fermions, et toutes les hélicités des particules initiales sont correctement propagées jusqu'aux particules de l'état final. L'intégration des éléments de matrice sur l'espace de phase produit les sections efficaces totales et différentielles, et les événements peuvent alors être générés sans repondération *a posteriori*. Les corrections dues au rayonnement de photons à l'état initial sont faites soit selon le formalisme des fonctions de structure de l'électron, soit avec un algorithme de gerbe partonique, qui peut aussi corriger pour le rayonnement de photons par les leptons chargés à l'état final. Le générateur `grc4f` tient compte également de corrections pour l'effet de Coulomb entre les deux W , et de corrections sophistiquées pour la largeur finie des bosons W et Z^0 pour éviter des violations de l'invariance de jauge ou des sections efficaces divergentes. Les corrections dues aux effets de la chromodynamique quantique sont également calculées. L'interférence entre le rayonnement aux états initial et final n'est pas calculée. Les gerbes partoniques et la fragmentation des quarks sont assurées par JETSET. Les paramètres du Modèle Standard utilisés pour générer les échantillons `grc4f` sont $M_Z = 91,1887$ GeV, $M_W = 80,33$ GeV, $\Gamma_Z = 2,4973$ GeV, $\Gamma_W = 2,086$ GeV.

Tableau 4-IV Échantillons `grc4f` utilisés.

Caractéristiques	Fragmentation	\sqrt{s} (GeV)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée
MS (CC03)	JETSET	183	77701	5 fb^{-1}
MS (CC03)	HERWIG	183	77701	5 fb^{-1}
MS (4f, $q\bar{q}q\bar{q}$)	JETSET	183	39312	5 fb^{-1}
MS (4f, $q\bar{q}\ell\ell'$) ^a	JETSET	183	40566	5 fb^{-1}
MS (CC03)	JETSET	189	82190	5 fb^{-1}
MS (CC03)	HERWIG	189	82190	5 fb^{-1}
MS (4f, $q\bar{q}q\bar{q}$)	JETSET	189	42088	5 fb^{-1}
MS (4f, $q\bar{q}\ell\ell'$)	JETSET	189	43396	5 fb^{-1}

^a $\ell, \ell' = e, \mu, \tau, \nu$.

En principe il serait possible de générer des événements avec des couplages ano-

maux avec `grc4f`, mais le programme étant trop lent, il ne se prête pas à la génération de grands échantillons différents. Les éléments de matrice générés par `grc4f` peuvent être introduits dans d'autres générateurs (KORALW) ayant un traitement plus sophistiqué du rayonnement à l'état initial et final.

4.2.4 KORALW

Le plus complet des générateurs employés dans cette étude est KORALW. La version 1.33 employée pour générer les échantillons à $\sqrt{s} = 183$ GeV était un générateur CC03 seulement, mais la version 1.42 employée à 189 GeV est un générateur à quatre fermions.

KORALW peut calculer les éléments de matrice du processus de production des paires W^+W^- et de leur désintégration en quatre fermions, avec un traitement exact des spins des W, et une largeur finie des W. La version 1.42 peut également prendre des éléments de matrice générés avec `grc4f` pour tous les processus à quatre fermions. Il calcule l'émission de multiples photons dans l'état initial, avec une impulsion transverse non-nulle, dans le plein espace de phase disponible. Il simule la désintégration de τ massifs et polarisés dans tous les canaux possibles, tenant compte du bremsstrahlung électromagnétique, et permet à tous les leptons venant de la désintégration des W d'émettre des photons, jusqu'au double bremsstrahlung. Il tient compte des masses des fermions dans la cinématique, assurant la conservation exacte des quadri-impulsions dans la production et la désintégration des W^+W^- . La fragmentation est assurée par JETSET.

Les paramètres du Modèle Standard utilisés pour générer les échantillons KORALW sont: $M_Z = 91,1887$ GeV, $M_W = 80,33$ GeV, $\Gamma_Z = 2,4973$ GeV, $\Gamma_W = 2,0933$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0,2305$, $\alpha_s(M_W) = 0,12$.

Tableau 4-V *Échantillons KORALW utilisés.*

Caractéristiques	\sqrt{s} (GeV)	Section efficace ^a (pb)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée (fb ⁻¹)
MS (CC03)	183	15,649 ± 0,019	100 000	6,390 ± 0,008
MS (CC03)	189	16,6416 ± 0,0154	200 000	12,018 ± 0,110
MS (q \bar{q} q \bar{q})	189	8,574 ± 0,009	171 478	20
MS (q \bar{q} ℓℓ)	189	8,800 ± 0,009	176 007	20

^aD'après le générateur.

4.3 Le bruit de fond Z^0/γ

À part les processus à quatre fermions, la principale source de bruit de fond est le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La section efficace pour ce processus est de l'ordre de 100 pb aux énergies du LEP II, environ six fois plus grande que celle de la production W^+W^- . Cependant, comme on a vu au chapitre 3, la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ rejette ce bruit de fond à plus que 97 %, et la sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ en rejette plus que 99,9 %. PYTHIA [101, 97] est utilisé pour simuler ce type d'événement. Les échantillons consistent uniquement en événements $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$, avec rayonnement de photons à l'état initial et de photons et gluons à l'état final. Les états finaux $\ell^+\ell^-$ et $\nu\bar{\nu}$ sont générés, mais rejetés avant de passer au stade de la fragmentation, qui est faite avec JETSET. Les paramètres électrofaibles utilisés sont $M_Z = 91,1887$ GeV, $M_W = 80,33$ GeV, $\Gamma_Z = 2,4973$ GeV, $\Gamma_W = 2,085$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 0,2320$, $M_{\text{top}} = 178$ GeV, $M_{\text{Higgs}} = 300$ GeV. HERWIG est utilisé pour vérifier les résultats.

Tableau 4-VI *Échantillons q \bar{q} utilisés.*

Caractéristiques	\sqrt{s} (GeV)	Section efficace ^a (pb)	Nombre d'événements	Luminosité intégrée (fb ⁻¹)
PYTHIA	183	107,43 ± 0,15	500 000	4,654 ± 0,006
HERWIG	184	(107,43 ± 0,15) ^b	100 000	0,931 ± 0,001
PYTHIA	189	98,70 ± 0,15	500 000	5,066 ± 0,008
HERWIG	189	94,50 ± 0,82	150 000	1,587 ± 0,013

^aD'après le générateur, sauf pour HERWIG à 184 GeV.

^bOn utilise la section efficace de PYTHIA, 183 GeV, afin de renormaliser à 183 GeV.

4.4 Le calcul des section efficaces

Les générateurs Monte Carlo permettent de faire des simulations aussi complètes que possible des processus physiques, mais leur utilité est limitée par le temps requis pour calculer les éléments de matrice et générer les événements. Le niveau d'accord qu'on peut constater dans les sections efficaces (voir tableaux dans ce chapitre) donne une idée du niveau de précision des générateurs. Pour avoir un traitement plus complet des effets comme le rayonnement à l'état initial, on a recours à l'**intégration semi-analytique**, avec le programme GENTLE [41, 102]. L'espace de phase est paramétrisé en fonction de variables angulaires, de l'énergie dans le centre de masse après le rayonnement à l'état initial, et des masses des paires de fermions à l'état final. L'intégration sur les variables angulaires est analytique, mais l'intégration sur les masses est numérique. Le programme traite, bien sûr, les processus CC03, mais aussi tous les processus à quatre fermions, des diagrammes d'annihilation et de conversion (voir la figure 1-12), soit tous les états finaux qui ne contiennent pas des particules identiques (des électrons ou des ν_e). Le rayonnement à l'état initial est inclus pour tous les processus, sauf la petite contribution dite « non-universelle » [103], qui n'a d'effet que sur les diagrammes du canal t , et dont l'évaluation analytique est très compliquée, parce que dans ces diagrammes, les particules de l'état initial ne sont pas séparées des particules de l'état final par des bosons neutres. Il y a donc interférence entre le rayonnement à l'état initial et final. La contribution « non-universelle » peut aussi être calculée, mais comme elle est petite ($\mathcal{O}(10^{-3})$), et le calcul est très long, on l'a omise dans les calculs (sauf pour l'analyse de la section efficace totale). Le tableau 4-VII donne les sections efficaces pour l'état final $q\bar{q}q\bar{q}$ à $\sqrt{s} = 183$ GeV et 189 GeV pour toutes les combinaisons de couplages anomaux considérées dans cette étude (au niveau de Born). Le programme aurait été capable de faire des calculs plus complets, mais cela n'a pas été jugé nécessaire, car l'analyse est en principe indépendante de la section efficace. Il est tout de même utile d'avoir des sections efficaces pour les combinaisons de couplages obtenues par la repondération, qui n'ont jamais été générées.

Tableau 4-VII Les sections efficaces au niveau de Born pour l'état final $q\bar{q}q\bar{q}$ (en pb).
L'erreur sur ces sections efficaces est estimée à $\pm 2\%$.

$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ	$\sigma(183 \text{ GeV})$	$\sigma(189 \text{ GeV})$	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ	$\sigma(183 \text{ GeV})$	$\sigma(189 \text{ GeV})$
-2,00	-2,00	0,00	16,5	19,9	2,00	2,00	0,00	14,7	17,4
-2,00	0,00	-2,00	17,4	21,7	2,00	0,00	2,00	15,2	18,8
-2,00	0,00	0,00	9,38	10,6	2,00	0,00	0,00	7,90	8,68
-2,00	0,00	2,00	15,7	19,3	2,00	0,00	-2,00	14,8	18,3
-2,00	2,00	0,00	20,7	25,2	2,00	-2,00	0,00	19,5	23,8
-1,00	-1,00	0,00	9,67	10,9	1,00	1,00	0,00	8,80	9,69
-1,00	0,00	-1,00	9,94	11,4	1,00	0,00	1,00	8,88	10,0
-1,00	0,00	0,00	7,87	8,53	1,00	0,00	0,00	7,13	7,58
-1,00	0,00	1,00	9,36	10,6	1,00	0,00	-1,00	8,95	10,1
-1,00	1,00	0,00	10,7	12,1	1,00	-1,00	0,00	10,1	11,4
-0,50	-0,50	-0,50	8,94	9,98	0,50	0,50	0,50	8,34	9,13
-0,50	-0,50	0,00	7,87	8,53	0,50	0,50	0,00	7,43	7,92
-0,50	-0,50	0,50	7,69	8,32	0,50	0,50	-0,50	7,42	7,94
-0,50	0,00	-0,50	7,96	8,68	0,50	0,00	0,50	7,43	7,97
-0,50	0,00	0,00	7,40	7,90	0,50	0,00	0,00	7,03	7,42
-0,50	0,00	0,50	7,73	8,35	0,50	0,00	-0,50	7,53	8,11
-0,50	0,50	-0,50	8,13	8,87	0,50	-0,50	0,50	7,67	8,30
-0,50	0,50	0,00	8,08	8,76	0,50	-0,50	0,00	7,78	8,42
-0,50	0,50	0,50	8,92	9,88	0,50	-0,50	-0,50	8,78	9,78
0,00	-2,00	-2,00	32,0	40,7	0,00	2,00	2,00	31,1	39,2
0,00	-2,00	0,00	16,4	19,7	0,00	2,00	0,00	16,2	19,2
0,00	-2,00	2,00	15,1	18,5	0,00	2,00	-2,00	15,5	18,9
0,00	-1,00	-1,00	13,5	16,0	0,00	1,00	1,00	13,0	15,3
0,00	-1,00	0,00	9,49	10,7	0,00	1,00	0,00	9,35	10,4
0,00	-1,00	1,00	9,07	10,2	0,00	1,00	-1,00	9,26	10,4
0,00	-0,50	-0,50	8,77	9,74	0,00	0,50	0,50	8,53	9,37
0,00	-0,50	0,00	7,73	8,35	0,00	0,50	0,00	7,66	8,21
0,00	-0,50	0,50	7,58	8,18	0,00	0,50	-0,50	7,68	8,27
0,00	0,00	-2,00	14,6	17,9	0,00	0,00	2,00	13,9	16,9
0,00	0,00	-1,00	9,06	10,2	0,00	0,00	1,00	8,74	9,76
0,00	0,00	-0,50	7,65	8,26	0,00	0,00	0,50	7,48	8,03h
0,00	0,00	0,00	7,12	7,53					

Chapitre 5

La mesure des couplages

Ce chapitre décrit plusieurs méthodes servant à extraire une mesure des couplages à partir des distributions angulaires et du nombre d'événements. Toutes ces méthodes comparent les données aux échantillons d'événements simulés par la méthode de Monte Carlo et évaluent la probabilité que les données observées soient compatibles avec l'hypothèse d'un couplage trilineaire donné. Ce qui distingue une méthode de l'autre, c'est les distributions qui sont comparées, et le choix des variables optimisées pour un maximum de sensibilité et un minimum d'erreurs systématiques dues aux corrélations. Cinq types d'analyse ont été effectués sur les données OPAL pour en extraire la mesure des couplages anomaux : (i) la **vraisemblance maximum sans histogrammes** (*unbinned maximum likelihood* ou UML), (ii) la **vraisemblance maximum avec histogrammes** (*binned maximum likelihood* ou BML), (iii) les **observables optimales** (OO), (iv) la **matrice de densité des spins** et (v) la mesure de la **section efficace totale**. Tous exploitent le fait que la section efficace σ_{WW} (totale ou différentielle) dépend des couplages entre les bosons de jauge, et les quatre premiers sont sensibles aussi au fait que les différents diagrammes CC03 favorisent des interactions entre des W d'hélicité spécifique (voir la section 1.9.1).

5.1 Les distributions angulaires

Pour mesurer simultanément plus d'un couplage, il faut étudier la section efficace différentielle des paires W^+W^- . Avec une seule observable (comme, par exemple, la

section efficace totale σ_{WW}), un désaccord avec le MS pourrait être expliqué par une valeur anormale de n'importe quel paramètre. En plus, étant donné que σ_{WW} dépend quadratiquement des couplages, il y aura en général deux solutions. La **forme d'une distribution**, par contre, est en générale particulière à un ensemble spécifique de paramètres (si on la mesure assez précisément). En mesurant plusieurs distributions, on espère que l'ensemble de distributions observées ne correspondra qu'à un seul ensemble possible de paramètres de couplage.

Les sous-amplitudes du tableau 1-III déforment les distributions de l'angle de production (voir la figure 1-10), et peuvent servir à séparer les différentes combinaisons d'hélicité des W^+W^- . La structure $V-A$ des vertex $Wf\bar{f}$ fait, des distributions des angles de désintégration, d'excellents analyseurs de polarisation [16]. Comme la forme de la distribution dépend des hélicités, elle sera différente pour différents couplages anormaux.

5.2 La vraisemblance maximum sans histogrammes

Dans ce type d'analyse on calcule, pour chaque événement, la probabilité d'obtenir la valeur mesurée d'une variable (comme $\cos\theta_W$) à partir de la prédiction théorique de la section efficace différentielle de l'équation 1.26, corrigée pour la largeur finie du W , le rayonnement à l'état initial, et autant d'autres effets que possible, intégrée sur un espace de phase approprié. (Le calcul se ferait, par exemple, avec GENTLE). Le logarithme de la **vraisemblance**, \mathcal{L} (voir le chapitre 3), d'un ensemble de N_{obs} événements observés, i , avec les angles Ω_i (voir la section 1.9) pour les paramètres de couplage $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ est donné par l'équation suivante [16] :

$$\ln \mathcal{L} = \left[\sum_i^{N_{\text{obs}}} \ln p(\Omega_i, \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda) \right] - N_{\text{obs}} \ln \left[\int p(\Omega, \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda) d\Omega \right], \quad (5.1)$$

où la probabilité p est dérivée du lagrangien. La probabilité est proportionnelle à un facteur contenant les effets de l'espace de phase, indépendant des couplages trili-

néaires, et à l'élément de matrice au carré. On peut donc remplacer $p(\Omega, \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$ par $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$ sans changer le maximum de vraisemblance [16]. Les paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ sont ensuite variés pour obtenir la valeur maximale de $\ln \mathcal{L}$. En général, cependant, il n'est pas possible d'inclure les effets dûs à la géométrie et la composition du détecteur dans ce type d'analyse, car la prédiction théorique n'en tient pas compte (on pourrait en faire une approximation par une expression analytique comme on fait dans quelques analyses de la masse du W [104], mais cette méthode présente certaines difficultés). La vraisemblance maximum sans histogrammes convient lorsqu'on peut assez bien reproduire la distribution expérimentale par des calculs analytiques. Elle est très utile lorsqu'on dispose de trop peu d'événements pour faire les histogrammes des distributions nécessaires pour une vraisemblance maximum avec histogrammes. Elle a été utilisée, par exemple, pour l'analyse de l'état final $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ à $\sqrt{s} = 183$ GeV [65], où il n'y a pas d'effets de fragmentation à modéliser, et il n'y a que 30 événements utiles pour l'analyse des couplages trilineaires.

5.3 La vraisemblance maximum avec histogrammes

Si un nombre suffisant d'événements Monte Carlo est disponible, il est possible d'employer la technique de la **vraisemblance maximum avec histogrammes**. Dans ce cas, on emploie une simulation Monte Carlo qui inclut les effets du détecteur et de la reconstruction des événements. On produit un histogramme de la distribution de la variable à comparer ($\cos \theta_W$, par exemple), le nombre de canaux étant choisi pour qu'il y ait un nombre raisonnable d'événements dans chacun, afin que les erreurs statistiques soient à peu près bien représentées par une distribution normale. Le nombre d'événements dans chaque canal est comparé à celui de la distribution Monte Carlo, et la probabilité d'obtenir précisément la distribution des données est évaluée pour différentes hypothèses sur la valeur des paramètres de couplage. Si l'on analyse plusieurs variables en même temps, il faut construire plusieurs vraisemblances et en faire la sommation des logarithmes (en tenant compte, si pos-

sible, des corrélations entre ceux-ci, ce qui peut être une tâche ardue). On définit de la manière suivante le négatif du logarithme de la vraisemblance :

$$-\ln \mathcal{L} = -\sum_i \ln P_i(n_i, \mu_i), \quad (5.2)$$

où n_i est le nombre d'événements comptés dans le canal i de la distribution, μ_i est le nombre prédit par la simulation Monte Carlo, et P_i est la probabilité de Poisson d'observer n_i événements pour μ_i prédits.

5.4 Observables optimales

Une **observable optimale** est une quantité qui, par construction, contient le maximum de sensibilité possible aux paramètres recherchés [16]. On commence par faire une expansion de Taylor de la section efficace différentielle pour chaque événement k . L'expansion est en puissances des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ , autour de leurs valeur dans le MS, qui est zéro pour les trois :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_k = S_0(\Omega_k) + \sum_i S_{1,i}(\Omega_k)\alpha_i + \sum_{i,j} S_{2,ij}(\Omega_k)\alpha_i\alpha_j, \quad (5.3)$$

où α_i représente $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ , $\Omega_k = \cos\theta_W, \cos\theta_1^*, \cos\theta_2^*, \phi_1^*, \phi_2^*$. Comme le lagrangien est linéaire en α_i , la section efficace est au plus quadratique, et il n'y a pas de termes d'ordre supérieur à deux en α_i . On définit alors les observables :

$$\mathcal{O}_i^{(1)}(\Omega_k) = \frac{S_{1,i}(\Omega_k)}{S_0(\Omega_k)}, \quad (5.4)$$

$$\mathcal{O}_i^{(2)}(\Omega_k) = \frac{S_{2,ii}(\Omega_k)}{S_0(\Omega_k)}, \quad (5.5)$$

$$\mathcal{O}_{ij}^{(2)}(\Omega_k) = \frac{S_{2,ij}(\Omega_k)}{S_0(\Omega_k)}. \quad (5.6)$$

Cet ensemble d'observables contient toute la sensibilité possible aux variables cinématiques, Ω . On s'attend à ce que les valeurs des α_i soient proches des valeurs nulles données par le Modèle Standard. Les termes au deuxième ordre en α_i peuvent

alors être négligés, et $\mathcal{O}_i^{(1)}$ contient presque toute la sensibilité possible à α_i . $\mathcal{O}_i^{(1)}$ est calculé pour chaque événement. Il est ainsi possible de faire un fit à la vraisemblance maximum pour une seule distribution qui réunit la sensibilité de toutes les variables $\Omega = \cos \theta_W, \cos \theta_1^*, \cos \theta_2^*, \phi_1^*, \phi_2^*$. Les sections efficaces différentielles utilisées pour calculer les valeurs de $S^{(0)}(\Omega_k), S_1^{(1)}(\Omega_k), S_{ii}^{(2)}(\Omega_k)$ et $S_{ij}^{(2)}(\Omega_k)$ sont des sections efficaces CC03 au niveau Born, calculées avec GENTLE et tenant compte des ambiguïtés entre les jets venant des quarks de type *up* et *down*. La figure 5-1 montre les distributions angulaires et les distributions des observables $\mathcal{O}_{\Delta g_1^z}^{(1)}$ et $\mathcal{O}_{\Delta g_1^z}^{(2)}$ pour les données OPAL prises à $\sqrt{q} = 189$ GeV [105].

Pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$, la charge des W est obtenue par le jetcharge (voir la section 3.7). Afin de tirer le maximum d'information de cette quantité, on calcule deux observables pour chaque événement $q\bar{q}q\bar{q}$, une pour l'attribution des charges donnée par le jetcharge, et une pour l'autre attribution possible, et on donne à chacune la pondération obtenue à partir de l'équation 3.21. Les deux observables pondérées sont ensuite additionnées pour en faire une seule.

La forme de la distribution de l'observable optimale construite en fonction d'un couplage est sensible à la valeur du couplage. Presque toute la sensibilité de cette dépendance est conservée si on ne considère que la **valeur la plus probable** (correspondant au pic de la distribution). Les analyses qui exploitent simultanément les observables au premier et au deuxième ordre, $\mathcal{O}_i^{(1)}$ et $\mathcal{O}_i^{(2)}$, utilisent généralement les valeurs les plus probables (voir la figure 5-3(h)) plutôt que les distributions.

5.5 La matrice des densités de spin

La dernière méthode utilisant la forme des distributions angulaires est radicalement différente des précédentes [106, 16]. La section efficace différentielle pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ dans l'approximation d'un W étroit, avec des hélicités $\lambda\bar{\lambda}$ pour les W^-W^+ est donnée par l'équation 1.33. Les éléments de la matrice des densités de spin, $\rho_{\lambda\lambda'}$, sont des produits normalisés des amplitudes

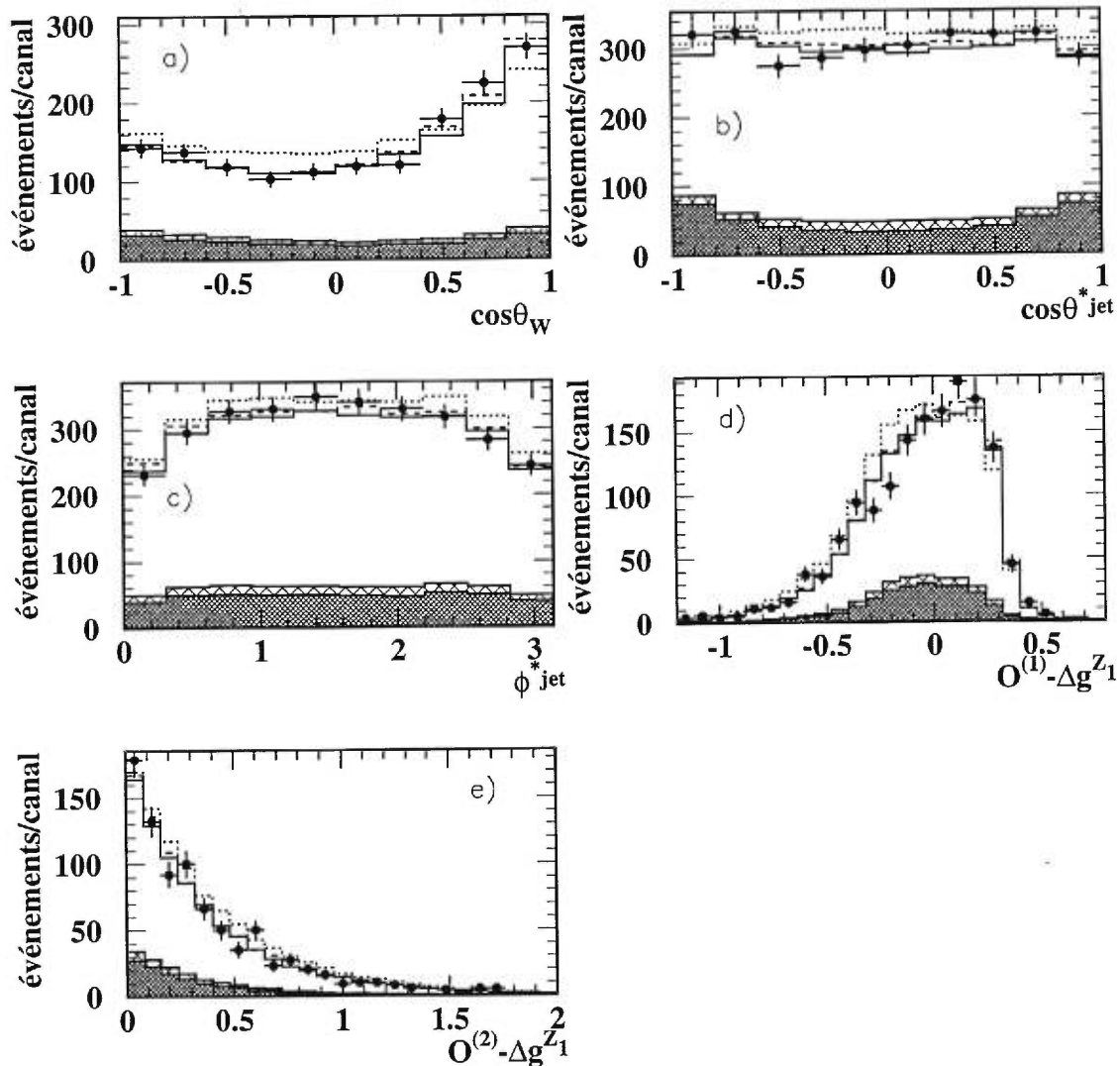


Figure 5-1 Les distributions angulaires et les observables optimales pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV; les points sont les données OPAL, le trait solide la prédiction MC pour le MS, le pointillé $\Delta g_1^Z = -0,5$ et le trait cassé $\Delta g_1^Z = +0,5$. (d) est l'observable au 1^{er} ordre en Δg_1^Z , et (e) est l'observable au 2^e ordre en Δg_1^Z .

d'hélicité donnés par [107]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma[e^+e^- \rightarrow (W^+ + f\bar{f}')] }{d\cos\theta_W d\cos\theta^* d\phi^*} &= \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta_W} \text{Br}_{W \rightarrow f\bar{f}'} \\ &\times \left(\frac{3}{8\pi}\right) \sum_{\lambda,\lambda'} \rho_{\lambda\lambda'}^{W^-}(\cos\theta_W) D_{\lambda\lambda'}(\cos\theta^*, \phi^*), \end{aligned} \quad (5.7)$$

où les fonctions $D_{\lambda\lambda'}$ sont données par l'équation 1.31, et $\text{Br}_{W \rightarrow f\bar{f}'}$ est le rapport de branchement du W dans le canal $f\bar{f}'$. On a fait une sommation sur les états d'hélicité du W^+ , afin de réduire le nombre d'éléments à mesurer. Cette méthode permet une détermination des paramètres qui violent la conservation de CP [106], qui correspondent à des termes imaginaires non-nuls (voir les sous-amplitudes $A_{\lambda\lambda}^V$ au tableau 1-III). Cependant, elle ne peut pas facilement tenir compte des bruits de fond dûs aux événements Z^0/γ et aux processus non-CC03 à quatre fermions [16].

5.6 La section efficace totale

La mesure la plus simple des couplages anomaux est faite simplement en comptant le nombre d'événements pour une luminosité intégrée donnée.

Dans le Modèle Standard, l'interférence entre les trois processus CC03 annule les termes qui, autrement, augmenteraient linéairement la section efficace σ_{WW} avec l'énergie et violeraient l'unitarité [22], comme on a vu à la section 1.8.4. Les couplages anomaux des bosons de jauge auront toujours l'effet d'augmenter la section efficace de production de paires W^+W^- , car c'est seulement dans le Modèle Standard qu'on trouve cette annulation parfaite des termes violant l'unitarité. Dans les autres modèles, en l'absence de cette annulation, la nouvelle physique doit intervenir à une énergie suffisamment basse pour empêcher la violation. La section efficace totale théorique est évaluée en fonction des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ à l'aide du programme semi-analytique GENTLE [102]. Les rapports de branchement des états finaux sont également prédits par la théorie.

C'est avec des études Monte Carlo qu'on peut évaluer l'efficacité de détection des paires W^+W^- ayant différentes topologies. Il est possible de calculer le nombre d'événements attendus, μ_i , d'une topologie i donnée (hadronique, semi-leptonique ou leptonique) en fonction de la section efficace :

$$\mu_i = \mathcal{L} \left(\sum_j \varepsilon_{ij} \sigma_j + \sigma_i^{\text{bdf}} \right), \quad (5.8)$$

où \mathcal{L} est la luminosité intégrée, $\sigma_i = \text{Br}(W^+W^- \rightarrow i) \sigma_{WW}(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$, ε_{ij} est l'efficacité du procédé qui consiste à sélectionner et reconstruire un événement de topologie i comme étant un événement de topologie j , et σ_i^{bdf} est la section efficace des événements des bruits de fond (Z^0/γ , quatre fermions non-CC03, etc.) reconstruits avec une topologie i .

La figure 5-2 montre la section efficace dans le Modèle Standard (calculée avec GENTLE [102]) en fonction de l'énergie de l'interaction. La section efficace a aussi été calculée en supposant qu'il n'y avait aucun couplage $Z^0W^+W^-$. On voit clairement que les données excluent le modèle sans couplage $Z^0W^+W^-$, et confirment donc la nature non-abélienne de l'interaction faible.

Si l'on suppose que toute différence observée par rapport à la section efficace du Modèle Standard est due à un seul paramètre anomal, on peut mettre des limites sur les valeurs extrêmes que pourrait prendre ce paramètre. Il est évidemment impossible de dire, à partir de la section efficace seulement, combien de paramètres prennent des valeurs anormales. Il est également impossible d'exclure la possibilité qu'une section efficace anormale soit due à un autre processus de nouvelle physique, non-relié aux couplages trilinéaires.

5.7 La reconstruction des événements semi-leptoniques

Le détecteur OPAL mesure très précisément l'impulsion d'une particule qui laisse une trace unique. En plus, comme le champ magnétique fait courber dans les sens

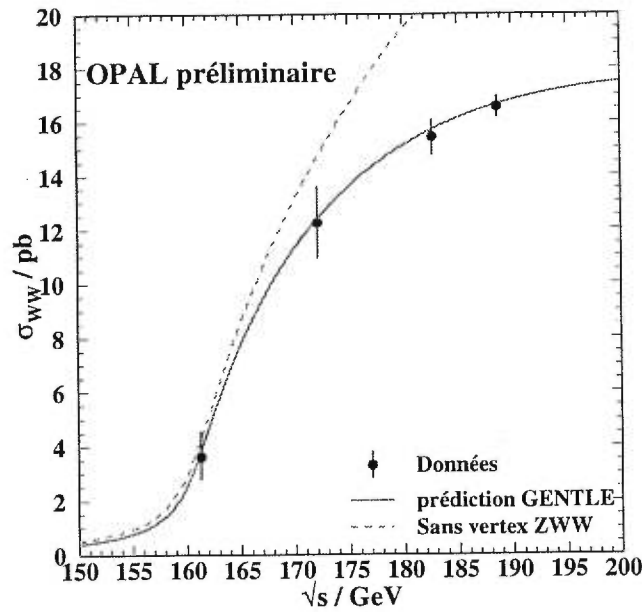


Figure 5-2 Section efficace W^+W^- en fonction de \sqrt{s} . Les données OPAL confirment l'existence du couplage $Z^0W^+W^-$.

opposés les particules de charges opposées, la charge d'une telle particule est connue. Lorsque le W se désintègre en lepton chargé et en neutrino, la moitié de l'information sur sa direction est automatiquement perdue, car le neutrino sort du détecteur sans laisser la moindre trace. Dans les événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$, cependant, le système de jets donne l'impulsion de l'un des W et, dans la mesure où on peut négliger le rayonnement à l'état initial, étant donné que la paire W^+W^- est créée au repos dans le référentiel du laboratoire, l'autre W doit avoir une impulsion égale et opposée. La direction du lepton est bien connue. Il est alors possible de reconstruire les directions de tous les quatre fermions. Une seule ambiguïté persiste : à cause des limitations de la technique du jetcharge, discutées à la section 3.7, il est impossible de distinguer les jets venant de quarks de type *up* des jets venant de quarks de type *down*. Il est alors impossible de savoir si l'on mesure les angles θ_j^* et ϕ_j^* ou $\theta_j^* + \pi$ et $\phi_j^* + \pi$. Pour les événements hadroniques, et pour la partie hadronique des événements semi-leptoniques, il faut alors se contenter des distributions de $|\cos\theta_j^*|$ et de ϕ_j^* modulo π .

Dans le cas des événements semi-leptoniques, les distributions que l'on utilise sont :

- $\cos \theta_W$ (la charge des W est connue par la charge du lepton) ;
- $\cos \theta_\ell^*$: il s'agit en réalité de l'union des distributions de $(+\cos \theta_1^*)$, lorsque le lepton vient d'une désintégration $W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}$, et de $(-\cos \theta_2^*)$, lorsque le lepton vient de $W^+ \rightarrow \ell^+ \nu$;
- ϕ_ℓ^* : l'union de ϕ_1^* , lorsque le lepton est un ℓ^- , et de $\phi_2^* \pm \pi$, lorsque c'est un ℓ^+ (on définit $-\pi < \phi^* < \pi$) ;
- $\cos \theta_{\text{jet}}^*$: on choisit arbitrairement le jet satisfaisant $0 < \phi^* < \pi$ comme représentant du quark venant du W^- ou de l'anti-quark du W^+ ; pour l'autre on prend $(-\cos \theta^*)$;
- ϕ_{jet}^* : le choix est comme dans le cas précédent ; à l'autre angle on ajoute ou enlève π .

La figure 5-3 montre ces distributions pour les données OPAL prises à $\sqrt{q} = 189 \text{ GeV}$ [105].

Les analyses des données $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 161 GeV, à 172 GeV, à 183 GeV et à 189 GeV ont été faites avec les méthodes de la vraisemblance maximum avec histogrammes, et des observables optimales, ainsi qu'avec la méthode de matrice des densités de spin. La section efficace totale est toujours considérée séparément et les courbes de logarithmes de vraisemblance venant de la section efficace totale sont additionnées aux courbes venant de la forme des distributions angulaires. La méthode la plus sensible à 183 GeV [106, 71] et à 189 GeV [105] est celle des observables optimales. À 161 GeV [108], seule la méthode de la vraisemblance maximum avec histogrammes a été employée, et à 172 GeV [86] cette méthode avait toujours plus de sensibilité que celle des observables optimales.

À 189 GeV [105], pour la méthode des observables optimales, la sensibilité de la section efficace au deuxième ordre dans les couplages a été exploitée. La figure 5-3(h) montre la dépendance en Δg_1^Z des valeurs les plus probables $E[\mathcal{O}_i^{(1)}]$ et $E[\mathcal{O}_i^{(2)}]$. Les tableaux 5-I et 5-II résument les résultats obtenus avec les événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$. La

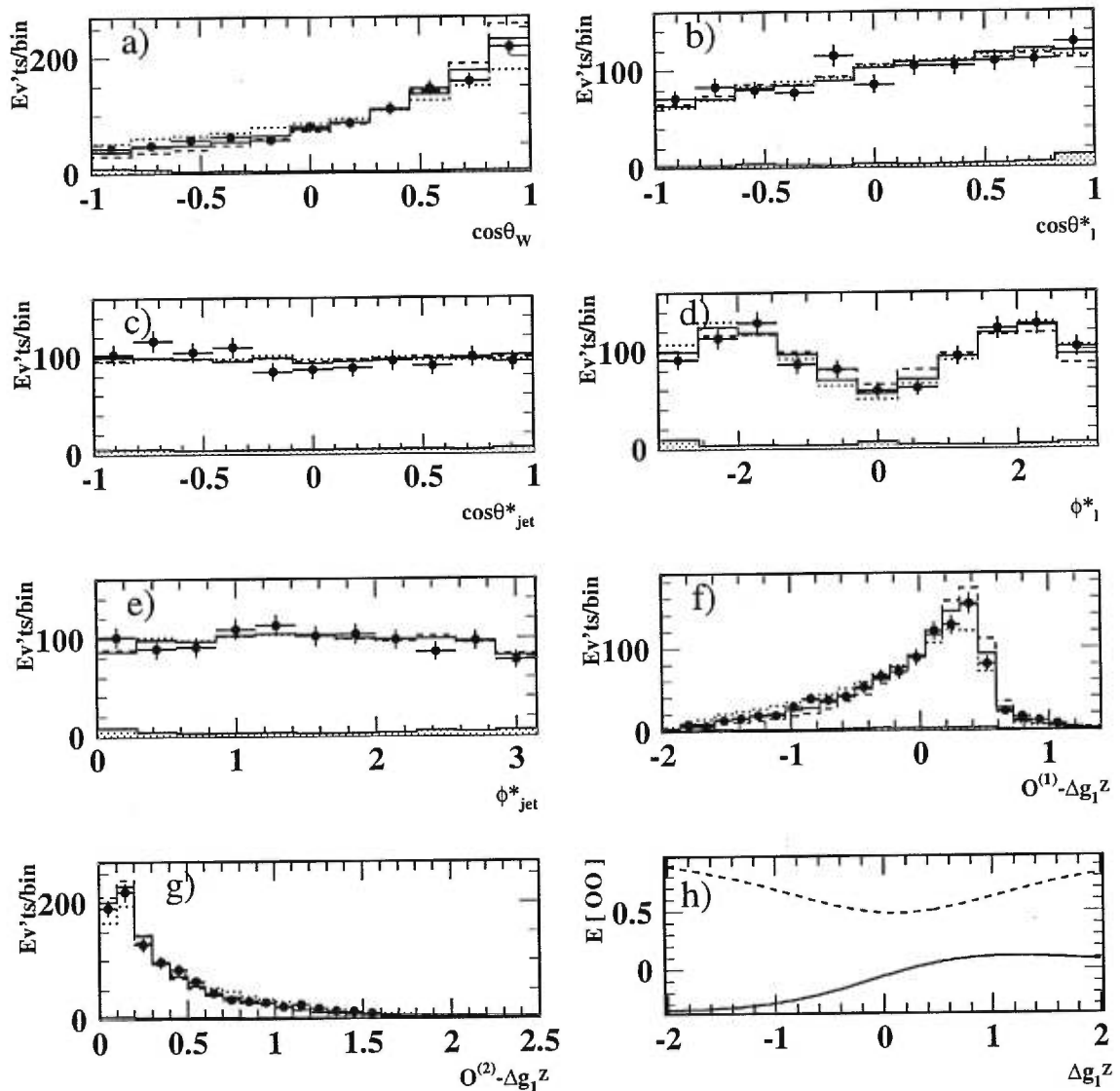


Figure 5-3 Les distributions angulaires et les observables optimales pour les événements $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ à 189 GeV; dans (a-g) les points sont les données OPAL, le trait solide la prédiction MC pour le MS, le pointillé $\Delta g_1^Z = -0,5$ et le trait cassé $\Delta g_1^Z = +0,5$ [105]. (f) est l'observable au 1^{er} ordre en Δg_1^Z , (g) est l'observable au 2^e ordre en Δg_1^Z , et (h) montre comment les valeurs correspondant aux pics de ces deux observables dépendent de Δg_1^Z (le trait solide indique l'observable au 1^{er} ordre, le pointillé l'observable au 2^e ordre).

façon d'obtenir les erreurs systématiques sera discutée en détail au chapitre 6.

Tableau 5-I *Résumé des données $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ OPAL prises à $\sqrt{s} = 161$ à 189 GeV.*

Énergie (GeV)	État final	Nombre observé	Nombre attendu du signal (MC)	Bruit de fond attendu (MC)
161 [108, 109]	$q\bar{q}e\bar{\nu}_e$	3	$3,89 \pm 0,44$	$0,18 \pm 0,27$
	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$	2	$4,19 \pm 0,46$	$0,27 \pm 0,15$
	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$	7	$2,32 \pm 0,28$	$0,96 \pm 0,34$
172 [86]	$q\bar{q}e\bar{\nu}_e$	19	$16,2 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,6$
	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$	16	$16,5 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,1$
	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$	16	$11,6 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,7$
183 [71]	$q\bar{q}e\bar{\nu}_e$	140	$118,4 \pm 2,8$	$11,3 \pm 2,3$
	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$	120	$119,8 \pm 2,7$	$3,4 \pm 0,5$
	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$	101	$99,1 \pm 3,0$	$19,2 \pm 1,6$
189 [105]	tous	1252	$1171,7 \pm 28,0$	$115,5 \pm 9,8$

5.8 La reconstruction des événements leptoniques

Le canal leptonique pose des problèmes particuliers pour la mesure des couplages trilineaires. Dans le cas où aucun des deux leptons observés n'est un τ , il est possible de reconstruire très exactement leurs énergies et leurs impulsions. Si l'on fait l'hypothèse que ces leptons proviennent de la désintégration d'une paire de W^+W^- créés tous deux sur la couche de masse, dans l'approximation d'un W très étroit et en l'absence de rayonnement à l'état initial, il y a seulement deux solutions cinématiquement permises pour les impulsions du W^+ et du W^- [16, 17]. Les événements où l'un des leptons est un τ ne peuvent pas servir, car les τ se désintègrent avant que le détecteur ne puisse déterminer leur impulsion, et un des produits de cette désintégration est un autre neutrino invisible. Il est alors impossible de reconstruire les impulsions des particules dans un tel événement. Seuls 10,4 % des W^+W^- se désintègrent par le canal leptonique et, comme on a vu à la section 3.4.1, $\frac{4}{9}$ seulement ne contiennent pas de τ , ce qui réduit le rapport de branchement utile à 4,7 %, et représente une statistique très limitée par rapport aux canaux $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ et $q\bar{q}q\bar{q}$. Les événements contenant des τ peuvent, évidemment, servir dans l'analyse de la section

Tableau 5-II La mesure des couplages trilineaires dans le canal semi-leptonique à partir des données OPAL prises à $\sqrt{s} = 161$ à 189 GeV. À la première ligne, la première erreur est statistique et la deuxième est systématique; les autres erreurs comprennent tous les effets statistiques et systématiques [86, 71, 105].

Analyse	\sqrt{s} (GeV)	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ
BML	172	$0,03^{+0,49}_{-0,46} \pm 0,21$	$-0,03^{+0,40}_{-0,37} \pm 0,14$	$0,18^{+0,49}_{-0,47} \pm 0,23$
OO	183	$-0,18^{+0,77}_{-0,56}$	$0,00 \pm 0,16$	$-0,19 \pm 0,16$
OO	161-183	$-0,08^{+0,71}_{-0,54}$	$-0,01 \pm 0,15$	$-0,16 \pm 0,16$
OO + σ^{total}	161-183	$0,04^{+0,67}_{-0,44}$	$-0,01 \pm 0,14$	$-0,14^{+0,15}_{-0,14}$
OO	189	$-0,12^{+0,36}_{-0,27}$	$-0,032^{+0,091}_{-0,085}$	$-0,143^{+0,097}_{-0,093}$
OO	161-189	$-0,11^{+0,30}_{-0,25}$	$-0,028^{+0,079}_{-0,076}$	$-0,150^{+0,084}_{-0,080}$
OO + σ^{total}	161-189	$-0,08^{+0,28}_{-0,21}$	$-0,0027^{+0,079}_{-0,075}$	$-0,141^{+0,080}_{-0,074}$

efficace totale.

Il est tout de même très intéressant d'utiliser les événements $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ sans τ , car malgré l'ambiguïté quadratique dans la direction des W^+W^- , il n'y a aucune ambiguïté dans les quantités $\cos \theta_1^*$ et $\cos \theta_2^*$. Ceci n'est pas le cas pour les $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ et $q\bar{q}q\bar{q}$, à cause de la difficulté à distinguer les quarks de type *up* et *down*. La corrélation entre $\cos \theta_1^*$ et $\cos \theta_2^*$ a une dépendance en λ [71]. Ce canal est particulièrement sensible à λ .

L'analyse dans le canal leptonique à $\sqrt{s} = 183$ GeV [65, 71] a été faite par méthode de vraisemblance maximum sans histogrammes, car la statistique n'était pas suffisante pour former des distributions angulaires en canaux assez fins pour profiter de la mesure très précise des angles dans ces événements. À 183 GeV, 30 événements $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ sans τ ont été sélectionnés. La fonction de vraisemblance maximum pour un couplage $\alpha = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$ ou λ ,

$$\ln \mathcal{L}(\alpha) = \sum_i^{N_{\text{obs}}} \ln \left(\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega_i, \alpha)}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega, \alpha) f(\Omega) d\Omega} \right), \quad (5.9)$$

tient compte de l'acceptance du détecteur par la fonction d'acceptance, $f(\Omega)$, mais ne peut pas tenir compte du rayonnement à l'état initial, de la largeur du W, de la résolution du détecteur, ou des bruits de fond. L'analyse de la section efficace totale a été faite à 172 GeV, à 183 GeV et à 189 GeV. Les résultats sont présentés aux

tableaux 5-III et 5-IV, et les erreurs systématiques seront discutées brièvement au chapitre 6.

Tableau 5-III *Résumé des données $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ OPAL prises de 161 à 189 GeV*

Énergie (GeV)	Nombre observé	Nombre attendu du signal (MC)	Bruit de fond attendu (MC)
161 [109]	3	$2,58 \pm 0,28$	$0,19^{+0,12}_{-0,04}$
172 [86]	8	$10,7 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
183 [71]	78	$74,1 \pm 1,5$	$4,7 \pm 3,5$
189 [105]	278	$261,8 \pm 7,4$	$28,2 \pm 4,8$

Tableau 5-IV *La mesure des couplages trilinéaires dans le canal leptonique à partir des données OPAL prises à $\sqrt{s} = 161 - 189$ GeV.*

Analyse	\sqrt{s} (GeV)	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ
σ^{total} [86]	172 ^a			
UML [71] sans syst.	183	$-1,00^{+0,94}_{-0,92}$	$-0,79^{+0,56}_{-0,69}$	$-0,29^{+0,34}_{-0,38}$
UML [71] avec syst.	183	$-0,74^{+1,23}_{-1,16}$	$-0,76^{+0,70}_{-0,79}$	$-0,23^{+0,35}_{-0,39}$
<i>idem</i> + σ^{total} [71]	183	$-0,30^{+1,00}_{-0,72}$	$-0,29^{+0,44}_{-0,31}$	$-0,18^{+0,32}_{-0,30}$

^aLa contribution du canal leptonique est incluse dans la mesure de la section efficace à 172 GeV, mais les couplages n'ont pas été calculés séparément dans ce canal.

5.9 La reconstruction des événements hadroniques

La mesure sur laquelle porte principalement cette thèse est faite avec les événements hadroniques, à 183 GeV et 189 GeV. Le tableau 5-V indique les énergies moyennes dans le centre de masse, déterminées par le *LEP Energy Working Group*, et les luminosités correspondantes enregistrées par le luminomètre au silicium et tungstène d'OPAL pour les différentes phases du LEP II. Ces événements sont sélectionnés avec les algorithmes décrits dans les sections 3.4.3 et 3.6.3. À 183 GeV, 442 événements passent la sélection, et à 189 GeV, 1556. Les prédictions de la simulation Monte Carlo pour les nombres d'événements du signal et des bruits de fond à ces énergies sont données au tableau 5-VI.

Les algorithmes de jumelage des jets et de jetcharge décrits dans les sections 3.7

Tableau 5-V Les énergies et les luminosités des différentes phases du LEP II.

\sqrt{s} (GeV)	Luminosité (pb^{-1})	Référence
$161,3 \pm 0,2$	$9,89 \pm 0,06$	[108]
$172,12 \pm 0,06$	$10,36 \pm 0,06$	[86]
$182,68 \pm 0,05$	$57,21 \pm 0,15(\text{stat.}) \pm 0,20(\text{syst.})$	[71]
$188,64 \pm 0,04$	$183,14 \pm 0,15 \pm 0,53$	[77]

Tableau 5-VI Le nombre d'événements $q\bar{q}q\bar{q}$ prédits et observés dans OPAL.

Énergie (GeV)	Nombre observé	Nombre attendu du signal (MC)	Bruit de fond attendu (MC)
161[109]	14	$9,6 \pm 1,0$	$3,44 \pm 0,39$
172[86]	57	$46,8 \pm 1,2$	$14,3 \pm 2,9$
183	442	$347,1 \pm 8,3$	$95,5 \pm 9,2$
189	1556	$1203,5 \pm 27,1$	$307,6 \pm 24,7$

et 3.8 sont employés pour générer les distributions angulaires (voir la figure 5-1) :

- $\cos \theta_W$, le cosinus de l'angle de production, supposant que la paire de jets ayant le jetcharge le plus négatif soit le W^- ;
- $\cos \theta_{\text{jet}}^*$: pour établir le signe, on choisit arbitrairement le jet satisfaisant $0 < \phi^* < \pi$ comme représentant du quark venant du W^- ou de l'anti-quark du W^+ ;
- ϕ_{jet}^* : le choix est comme dans le cas précédent; si $\phi^* < 0$ on y additionne π , et si $\phi^* > 0$ on y soustrait π .

La coupure sur la discriminante de vraisemblance pour le jumelage des jets est à 0,5 pour les analyses à $\sqrt{s} = 183$ GeV et à 0,52 pour $\sqrt{s} = 189$ GeV. Le nombre d'événements dans les données OPAL survivant après cette coupure est 338 (sur 442) à 183 GeV et 1111 (sur 1556) à 189 GeV. Puisqu'il est trop difficile de distinguer entre les jets provenant d'un quark de type *up* ou de type *down*, il n'y a aucune raison de séparer les distributions des angles de désintégration pour les jets associés aux W^+ de celles des W^- .

Une analyse de la vraisemblance maximum avec histogrammes est faite avec la distribution des $\cos \theta_W$. Une autre est faite avec des observables optimales de premier

ordre (équation 5.4) calculées pour les variables angulaires $\Omega = \cos \theta_W, \cos \theta_{\text{jet}}^*, \phi_{\text{jet}}^* \pm \pi$.

Les distributions angulaires et les observables optimales, obtenues pour les échantillons Monte Carlo, servent à produire des paramétrisations en fonction des couplages trilineaires. Chaque distribution angulaire est présentée sous forme d'un histogramme à 10 canaux (on utilise 25 canaux pour les observables optimales), avec des événements pleinement simulés, tenant compte de tous les effets du détecteur, de la résolution, et des taux de mauvais jumelage et identification de la charge (voir la figure 5-4) et avec les bruits de fond appropriés.

La reconstruction procède de la façon suivante :

(i) Premièrement, on note que la section efficace totale augmente de façon quadratique avec les couplages anomaux [16]. De même, théoriquement, la section efficace différentielle dans chaque canal des distributions de $\cos \theta_W$ ou de $\mathcal{O}_i^{(1)}$ garde cette dépendance quadratique. Puisque l'analyse basée sur la section efficace totale est faite séparément [108, 86, 71, 105], il faut exclure cette information des analyses de $\cos \theta_W$ et de $\mathcal{O}_i^{(1)}$. Dans ce but, les distributions Monte Carlo sont d'abord normalisées à la section efficace théorique $\sigma_{W+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}(\alpha)$ donnée par GENTLE [102], où α représente le ou les couplages anomaux. Ce choix est légèrement arbitraire (on aurait pu, par exemple, utiliser la section efficace $\sigma_{WW}(\alpha)$ et calculer l'efficacité de la sélection par rapport à tous les événements dans l'échantillon plutôt que seulement les $q\bar{q}q\bar{q}$). Cependant, ce choix n'est pas important, car dans une étape ultérieure on enlèvera toute dépendance à la section efficace totale. Il s'agit simplement de permettre une normalisation quadratique. Cela revient à faire l'hypothèse que l'efficacité de sélection des événements, que les taux de bon jumelage des jets, et que la correspondance entre le jetcharge et la charge des W, sont indépendants des couplages. Les incertitudes qu'implique cette hypothèse seront considérées lors de l'évaluation des erreurs systématiques au chapitre 6.

(ii) Deuxièmement, pour chaque canal dans l'histogramme de la distribution

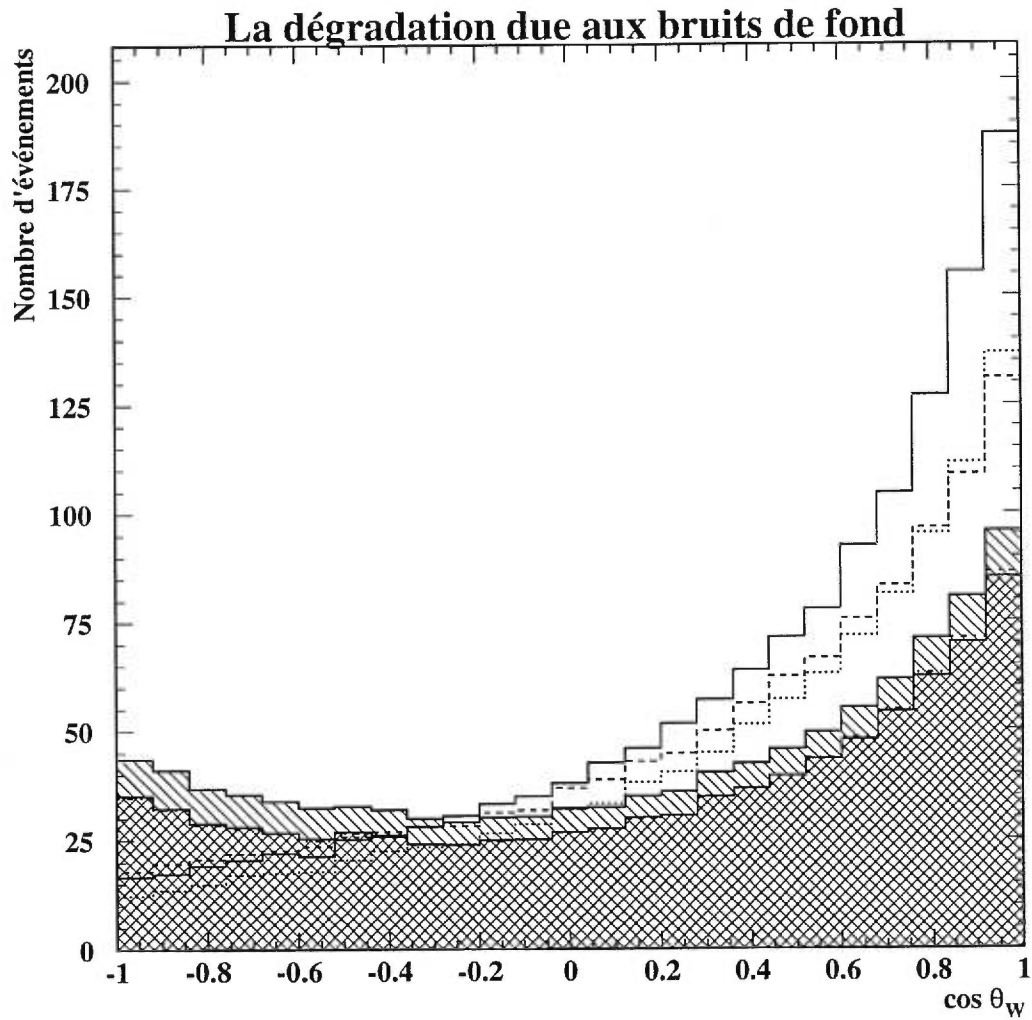


Figure 5-4 La distribution de $\cos \theta_W$ pour des événements Monte Carlo du Modèle Standard à $\sqrt{s} = 189$ GeV au niveau des partons (trait solide), avec la dégradation due aux effets du détecteur (pointillé), de la mauvaise combinaison en paires (trait cassé) et du jetcharge ayant le mauvais signe (point-tirets), et les bruits de fond quatre fermion et Z^0/γ (hachures de pente positive et négative respectivement).

de $\cos\theta_W$ ou de l'observable optimale, une paramétrisation parabolique du nombre d'événements en fonction des couplages trilinéaires est obtenue. Par exemple, si on paramétrise la dépendance en Δg_1^Z seulement, on prendra (à 189 GeV) sept distributions Monte Carlo, générées avec $\Delta g_1^Z = -2, -1, -0,5, 0, 0,5, 1$ et 2 . Ces échantillons ont été générés avec tous les effets du détecteur et des mauvais jetcharges et jumelages de jets. Ils ne contiennent que les événements $q\bar{q}q\bar{q}$ ayant une dépendance aux couplages trilinéaires. Ils ne contiennent ni les bruits de fond quatre-fermions qui ne dépendent pas des couplages trilinéaires ni les événements Z^0/γ . Le tableau 5-VII indique les couplages générés ou obtenus par repondération dans les échantillons Monte Carlo employés pour faire chacune des paramétrisations. La majorité des échantillons générés n'avait qu'un paramètre non-nul. Il a fallu alors avoir recours à la technique de repondération décrite à la section 4.2.2.1 pour obtenir les autres distributions. Pour obtenir la paramétrisation, on prend alors le nombre d'événements du premier canal de la distribution $\cos\theta_W$ (par exemple) de chacun des sept histogrammes, et on y ajuste la fonction $f_1(\Delta g_1^Z) = a_1 + b_1\Delta g_1^Z + c_1(\Delta g_1^Z)^2$. On fait de même pour les neuf autres canaux en $\cos\theta_W$ pour obtenir les paramètres $a_{2\dots 10}, b_{2\dots 10}$ et $c_{2\dots 10}$.

La section efficace totale théorique est quadratique aussi : $\sigma_{W+W-\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}(\Delta g_1^Z) = A + B\Delta g_1^Z + C\Delta g_1^{Z^2}$.

(iii) Troisièmement, les distributions (en $\cos\theta_W$ ou en $\mathcal{O}_i^{(1)}$) sont ensuite obtenues pour les échantillons Monte Carlo du bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ et, à 189 GeV seulement, du bruit de fond quatre fermions sans dépendance en Δg_1^Z . Elles sont renormalisées pour correspondre à la même luminosité intégrée que la paramétrisation du signal :

$$N_{\text{bdf}} = \sigma_{\text{bdf}} \frac{\varepsilon_{\text{bdf}}}{\varepsilon_{q\bar{q}q\bar{q}}}, \quad (5.10)$$

où N_{bdf} est le nombre d'événements équivalents dans la distribution renormalisée du bruit de fond, σ_{bdf} est la section efficace totale pour le (ou les) processus qui produisent ce bruit de fond, et les ε sont les efficacités de sélection pour le signal $q\bar{q}q\bar{q}$ et pour ce bruit de fond. (Rappelons que les distributions du signal sont normalisées

à $N_{\text{sig}} = \sigma_{\text{sig}} = \sigma_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$.) Le nombre d'événements dans chaque canal de ces distributions renormalisées est ajouté au terme constant de la paramétrisation en Δg_1^Z pour ce canal, et la normalisation totale de chaque échantillon du bruit de fond est ajoutée au terme constant de la paramétrisation de la section efficace totale. Le bruit de fond qui dépend des couplages trilineaires (les événements $W^+W^- \rightarrow \ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ et $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$, ainsi que $We\nu$ et les autres processus quatre fermions non-abéliens, qui sont choisis par la sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) est inclus dans le signal, sauf pour les calculs de l'efficacité $\varepsilon_{q\bar{q}q\bar{q}}$, car sa dépendance aux couplages l'empêche d'être additionné au bruit de fond constant.

(iv) Enfin, toute dépendance de la section efficace totale peut maintenant être éliminée en faisant une renormalisation des paramétrisations [65] :

$$\mathcal{F}_i = \frac{f_i}{\sigma_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}} = \frac{a_i + b_i\alpha + c'_i\alpha^2}{A + B\alpha + C'\alpha^2}, \quad (5.11)$$

où, dans notre exemple, $\alpha = \Delta g_1^Z$. Les termes constants, a_i et A incluent les contributions des bruits de fond indépendants des couplages trilineaires. Les fonctions $\mathcal{F}_i(\alpha)$ expriment la dépendance en α de la **fraction des événements** dans le canal i de la distribution. Une dernière renormalisation est faite : la fonction est multipliée par un facteur de

$$\mathcal{N} = \frac{N_{\text{Opal}}}{\sum_i \mathcal{F}_i}, \quad (5.12)$$

où N_{Opal} est le nombre d'événements sélectionnés comme $q\bar{q}q\bar{q}$ dans les données OPAL. Ainsi, la paramétrisation représente toujours une distribution contenant le nombre d'événements observés dans les données, et le fit final ne tiendra pas compte de la section efficace totale.

Pour comparer les données OPAL aux paramétrisations $\mathcal{F}_i(\alpha)$, ces fonctions sont évaluées pour 80 valeurs des couplages, sur une gamme indiquée au tableau 5-VIII. On ne peut faire les fits aux observables optimales qu'en fonction d'un seul paramètre, car chaque observable est construite pour avoir une sensibilité maximale à un paramètre spécifique. Par contre, on peut faire un fit à la distribution de $\cos\theta_W$ en

fonction de un, deux ou trois paramètres. Si deux couplages varient simultanément, la fonction est évaluée sur une grille de 80×80 points, et si trois couplages varient, $80 \times 80 \times 80$. À chaque point α_j , le nombre d'événements dans le canal i prédit par la paramétrisation, $\mathcal{N}\mathcal{F}_i(\alpha_j)$ est comparé avec le nombre d'événements dans le canal i des données OPAL, et sa probabilité de Poisson est évaluée. Une courbe de vraisemblance est ainsi générée en une, deux ou trois dimensions selon le nombre de paramètres variés. Le minimum de cette courbe est évalué avec le programme MINUIT [110], qui trouve aussi les erreurs sur ce minimum, qui peuvent être asymétriques. Les minimums et les erreurs (à un écart type) sont indiqués au tableau 5-IX.

Les courbes (ou les contours) de vraisemblance qui ont fourni ces résultats sont dessinées aux figures 5-5, 5-6 et 5-7. Dans le cas des fits simultanés à trois paramètres, les contours de la figure 5-7 sont les projections sur les plans $\Delta\kappa_\gamma - \Delta g_1^Z$, $\Delta\kappa_\gamma - \lambda$ et $\Delta g_1^Z - \lambda$ des formes tri-dimensionnelles qui représentent les contours de vraisemblance égale. L'erreur statistique (à un écart type) est déterminée en prenant les valeurs des paramètres pour lesquelles $-\log \mathcal{L}$ augmente de 0,5. Dans certains cas, la fonction de vraisemblance a plus d'un minimum, à cause du fait que la pente de la distribution en $\cos \theta_W$ augmente avec les couplages jusqu'à une certaine valeur positive, de l'ordre de 0,5 puis redescend pour rejoindre celle du MS (voir la figure 3-6). Il se peut même qu'un « mauvais » minimum absorbe le « bon ». Lorsqu'on observe de grands écarts dans la valeur mesurée par rapport au MS, il faut examiner à l'oeil les courbes de vraisemblance pour vérifier s'il y a un autre minimum plus près de la valeur dans le MS, avant de conclure qu'on a invalidé le MS. Il faut dire que, dans le cas des fits à deux ou trois paramètres, ce problème peut devenir très sérieux, car il peut avoir beaucoup de minimums de profondeur comparable. Avant de discuter ces résultats, les erreurs systématiques seront évaluées au chapitre suivant.

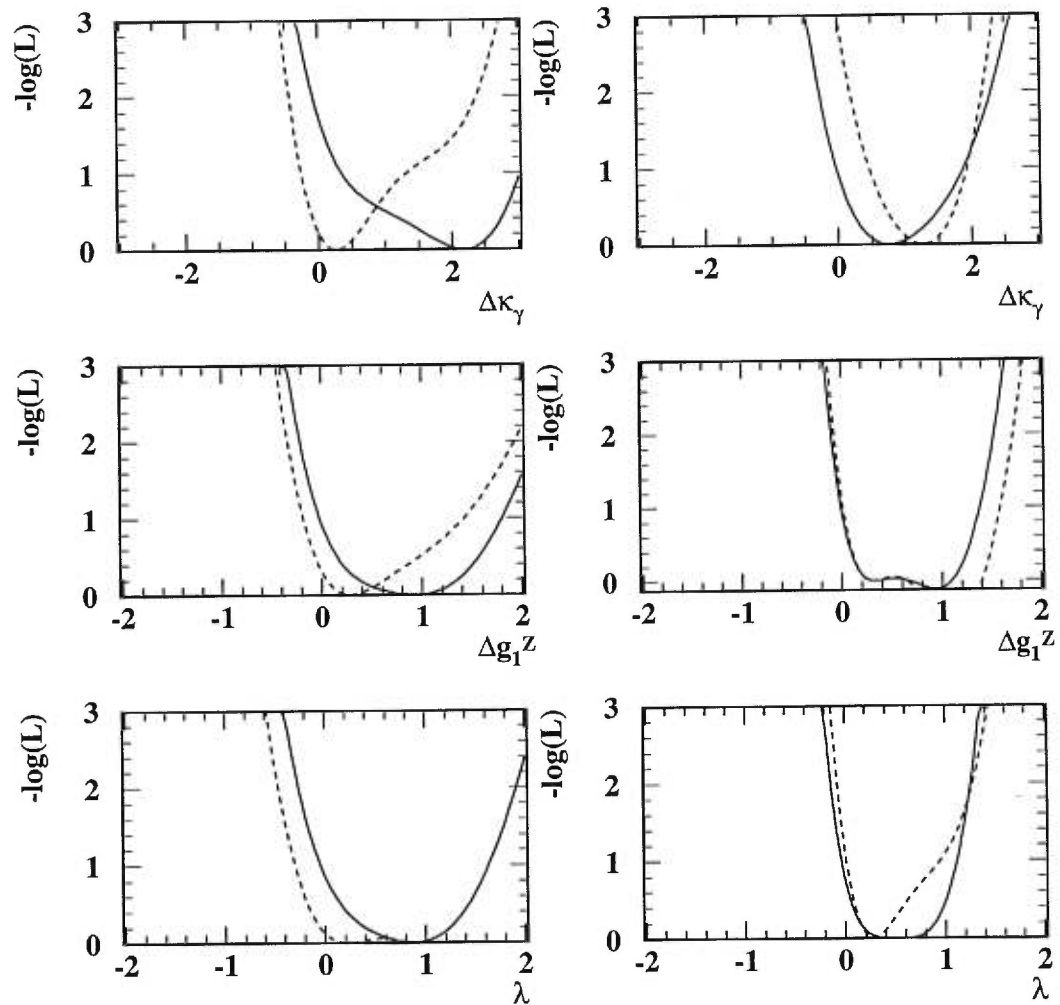


Figure 5-5 Les courbes de vraisemblance pour les fits à un paramètre pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 183 GeV (à gauche) et à 189 GeV (à droite). Les traits solides représentent les fits aux distributions de $\cos\theta_W$ et les lignes cassées les fits à $\mathcal{O}_i^{(1)}$.

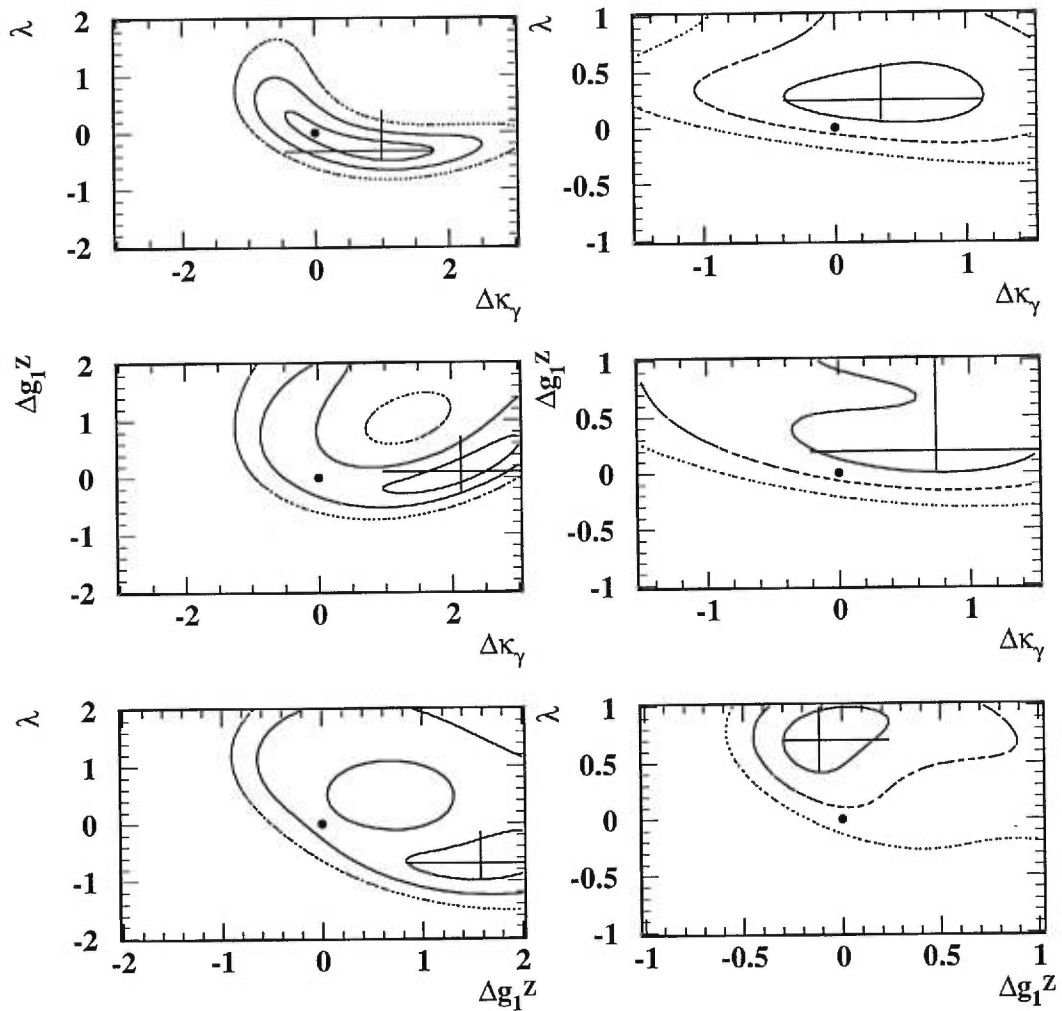


Figure 5-6 Les contours de vraisemblance (à un, deux et trois écarts types) pour les fits en deux paramètres aux distributions de $\cos\theta_W$ pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$. Les contours à gauche sont les résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV et les contours à droite $\sqrt{s} = 189$ GeV. Les croix marquent la position du minimum avec les erreurs à un écart type données par MINUIT, et le point est la valeur dans le MS.

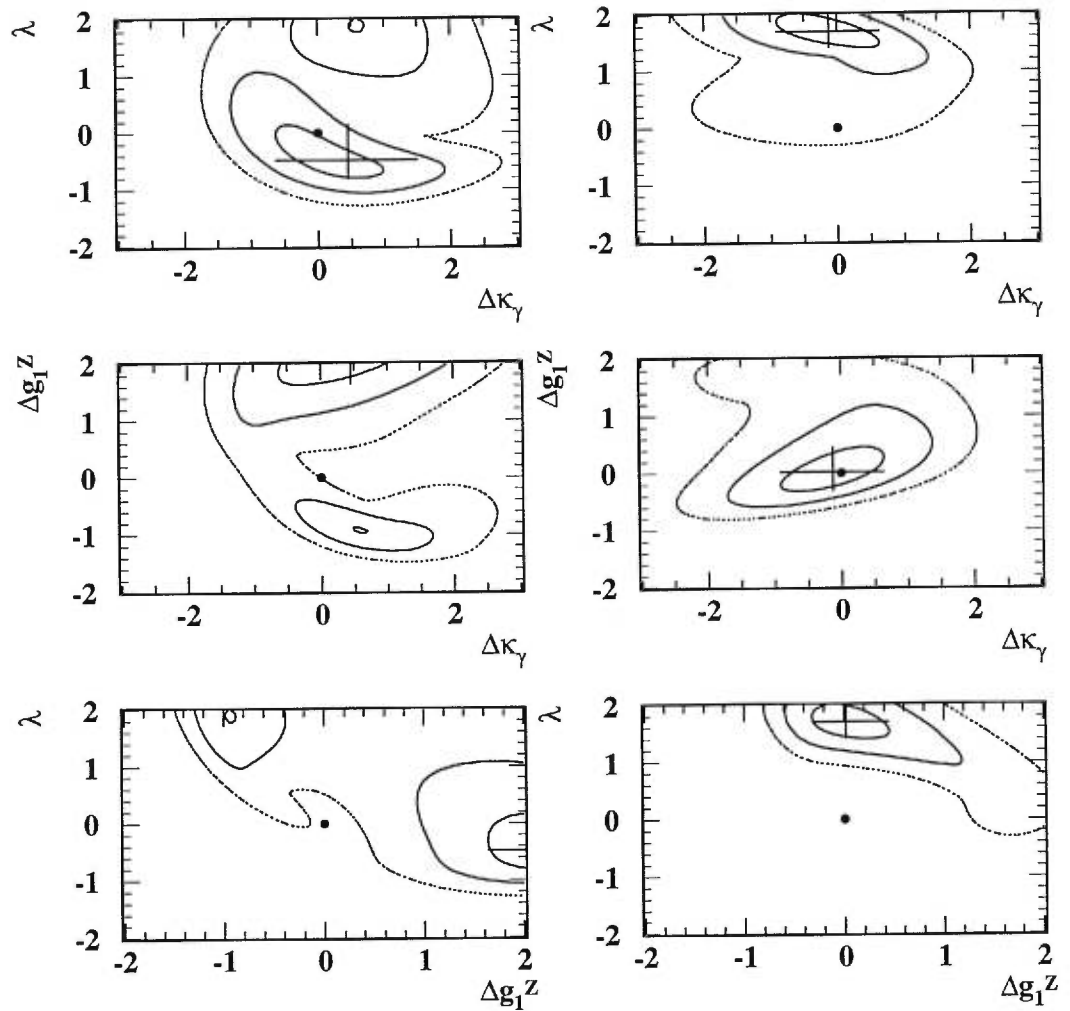


Figure 5-7 Les projections bi-dimensionnelles des contours de vraisemblance (à un, deux et trois écarts types) pour les fits en trois paramètres aux distributions de $\cos \theta_W$ pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$. Les croix marquent la position du minimum avec les erreurs à un écart type données par MINUIT, et le point est la valeur dans le MS. Les contours à gauche sont les résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV et les contours à droite $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Tableau 5-VII Les échantillons Monte Carlo pour les paramétrisations.

\sqrt{s} (GeV)	Paramètres libres	Valeurs générées (ou obtenues par la repondération)
189	$\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda$	$-2; -1; -0,5; 0; 0,5; 1; 2$
189	$(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z),$ $(\Delta\kappa_\gamma, \lambda),$ $(\Delta g_1^Z, \lambda)$	$(0; 0); (-2; \pm 2); (2; \pm 2); (\pm 2; 0); (0; \pm 2)$ $(-1; \pm 1); (1; \pm 1); (\pm 1; 0); (0; \pm 1)$ $(-0,5; \pm 0,5); (0,5; \pm 0,5); (\pm 0,5; 0); (0; \pm 0,5)$
189	$(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$	$(0; 0; 0); (\pm 2; 0; 0); (0; \pm 2; 0); (0; 0; \pm 2);$ $(\pm 1; 0; 0); (0; \pm 1; 0); (0; 0; \pm 1);$ $(\pm 0,5; 0; 0); (0; \pm 0,5; 0); (0; 0; \pm 0,5);$ $(-2; \pm 2; 0); (-2; 0; \pm 2); (0; -2; \pm 2);$ $(-1; \pm 1; 0); (-1; 0; \pm 1); (0; -1; \pm 1);$ $(-0,5; \pm 0,5; 0); (-0,5; 0; \pm 0,5); (0; -0,5; \pm 0,5);$ $(0,5; 0,5; 0,5); (-0,5; -0,5; -0,5); (0,5; 0,5; -0,5);$ $(0,5; -0,5; 0,5); (0,5; 0,5; -0,5); (0,5; -0,5; -0,5);$ $(-0,5; 0,5; -0,5); (-0,5; -0,5; 0,5)$
183	$\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda$	$-2; -1; 0; 1; 2$
183	$(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z),$ $(\Delta\kappa_\gamma, \lambda),$ $(\Delta g_1^Z, \lambda)$	$(0; 0); (-2; \pm 2); (2; \pm 2); (\pm 2; 0); (0; \pm 2)$ $(-1; \pm 1); (1; \pm 1); (\pm 1; 0); (0; \pm 1)$ $(-0,5; \pm 0,5); (0,5; \pm 0,5)$
183	$(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$	$(0; 0; 0); (\pm 2; 0; 0); (0; \pm 2; 0); (0; 0; \pm 2);$ $(\pm 1; 0; 0); (0; \pm 1; 0); (0; 0; \pm 1);$ $(-2; \pm 2; 0); (-2; 0; \pm 2); (0; -2; \pm 2);$ $(-1; \pm 1; 0); (-1; 0; \pm 1); (0; -1; \pm 1);$ $(-0,5; \pm 0,5; 0); (-0,5; 0; \pm 0,5); (0; -0,5; \pm 0,5);$ $(0,5; 0,5; 0,5); (-0,5; -0,5; -0,5); (0,5; 0,5; -0,5);$ $(0,5; -0,5; 0,5); (0,5; 0,5; -0,5); (0,5; -0,5; -0,5);$ $(-0,5; 0,5; -0,5); (-0,5; -0,5; 0,5)$

Tableau 5-VIII *Les gammes sur lesquelles les paramètres sont variés dans les fits.*

\sqrt{s} (GeV)	Paramètres variés	Gammes de variation
189	Δg_1^Z	$[-2,2]$
189	$\Delta \kappa_\gamma$	$[-3,3]$
189	λ	$[-2,2]$
189	$(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$	$([-1,5,1,5]; [-1,1])$
189	$(\Delta \kappa_\gamma, \lambda)$	$([-1,5,1,5]; [-1,1])$
189	$(\Delta g_1^Z, \lambda)$	$([-1,1]; [-1,1])$
189	$(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$	$([-3,3]; [-2,2]; [-2,2])$
183	Δg_1^Z	$[-2,2]$
183	$\Delta \kappa_\gamma$	$[-3,3]$
183	λ	$[-2,2]$
183	$(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$	$([-3,3]; [-2,2])$
183	$(\Delta \kappa_\gamma, \lambda)$	$([-3,3]; [-2,2])$
183	$(\Delta g_1^Z, \lambda)$	$([-2,2]; [-2,2])$
183	$(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$	$([-3,3]; [-2,2]; [-2,2])$

Tableau 5-IX Les minimums et les erreurs statistiques données par MINUIT pour les données $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ OPAL.

\sqrt{s} (GeV)	Paramètres variés	Minimum et erreurs (1 écart type)	
		Analyse $\cos\theta_W$	Analyse $\mathcal{O}_i^{(1)}$
189	Δg_1^Z	$0,333^{+0,947}_{-0,263}$	$0,311^{+1,196}_{-0,227}$
189	$\Delta\kappa_\gamma$	$0,757^{+0,794}_{-0,584}$	$1,265^{+0,490}_{-0,574}$
189	λ	$0,602^{+0,405}_{-0,552}$	$0,278^{+0,347}_{-0,198}$
189	$\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z	$0,740^{+0,895}_{-0,955}$ $0,192^{+1,183}_{-0,197}$	— —
189	$\Delta\kappa_\gamma$ et λ	$0,349^{+0,785}_{-0,737}$ $0,246^{+0,321}_{-0,204}$	— —
189	Δg_1^Z et λ	$-0,115^{+0,353}_{-0,184}$ $0,701^{+0,293}_{-0,293}$	— —
189	$\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z et λ	$-0,121^{+0,768}_{-0,789}$ $0,015^{+0,441}_{-0,338}$ $1,706^{+0,306}_{-0,296}$	— — —
183	Δg_1^Z	$0,928^{+0,641}_{-0,775}$	$0,282^{+0,688}_{-0,348}$
183	$\Delta\kappa_\gamma$	$2,174^{+0,623}_{-1,172}$	$0,258^{+0,562}_{-0,379}$
183	λ	$0,875^{+0,560}_{-0,720}$	$0,223^{+2,139}_{-0,398}$
183	$\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z	$2,126^{+0,907}_{-1,175}$ $0,102^{+0,622}_{-0,389}$	— —
183	$\Delta\kappa_\gamma$ et λ	$0,987^{+0,791}_{-1,442}$ $-0,324^{+0,714}_{-0,172}$	— —
183	Δg_1^Z et λ	$1,578^{+0,682}_{-0,751}$ $-0,695^{+0,550}_{-0,300}$	— —
183	$\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z et λ	$0,446^{+1,054}_{-1,079}$ $2,258^{+0,618}_{-0,620}$ $-0,479^{+0,632}_{-0,336}$	— — —

Chapitre 6

Les erreurs systématiques

Obtenir les minimums des courbes de probabilité et les erreurs dues à la statistique des données n'est qu'une partie de la mesure des couplages trilinéaires. Il faut aussi pouvoir identifier toutes les sources d'erreurs possibles, et évaluer leur importance relative. Les courbes de probabilité doivent être modifiées en conséquence. Enfin, si les courbes de probabilité obtenues pour plusieurs topologies ou par plusieurs expériences sont combinées, il sera nécessaire de déterminer à quel point les erreurs sont corrélées.

6.1 Les sources d'erreurs

Les erreurs systématiques sont classifiées selon leur catégorie. Certaines sont reliées à la sélection des événements. D'autres dépendent de la reconstruction. Tout ce qui est fait avec des simulations Monte Carlo introduit la possibilité d'erreurs dues à la modélisation des données. Des erreurs sont également associées à tout calcul théorique. D'autres encore sont dues à la méthode adoptée pour faire l'analyse. Enfin, il y a des erreurs dues aux calculs de l'énergie des faisceaux et de la luminosité.

6.1.1 Les sources d'erreur dans les canaux $\ell \bar{\nu} \ell^+ \nu$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$

Les sources d'erreur dans les canaux $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ et $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ sont en général les mêmes que celles du canal $q\bar{q}q\bar{q}$. On n'en parlera pas séparément ici. La seule source supplémentaire vient de l'efficacité d'identification des leptons, surtout des τ . Le canal

$\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ ne comprend évidemment aucune erreur due à la modélisation de la fragmentation et des effets de la chromodynamique quantique, ni à la reconstruction de jets. Il n'y a pas d'erreur due aux interactions à l'état final dans le canal $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ (ni, évidemment, dans le canal $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$) car les jets viennent du même W, et il n'y a donc aucune possibilité de rebranchement des couleurs ou de corrélations Bose-Einstein avec les produits de désintégration de l'autre W. Il faut tenir compte de certains bruits de fond supplémentaires dans ces canaux, notamment des événements « deux photons » et des processus comme $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$.

6.1.2 Les erreurs dans la sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$

L'analyse des distributions angulaires est, en principe, indépendante de la normalisation. Cependant, les efficacités de sélection du signal et des bruits de fond doivent être estimées à partir des simulations Monte Carlo. L'erreur systématique due à l'incertitude dans ce rapport d'efficacités est évaluée en variant la section efficace de chacun des bruits de fonds d'une quantité correspondant aux erreurs déterminées par l'analyse de la section efficace totale [71, 105, 77]. Les sources de ces bruits de fond, et leurs sections efficaces avec leurs incertitudes, sont présentées au tableau 6-I. À partir de ces incertitudes, la section efficace du bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est augmentée et réduite de $150/1370 = 0,109$ à 183 GeV, et de $110/1310 = 0,083$ à 189 GeV. Le changement dans les couplages mesurés est de l'ordre de 0,01 à 0,08 à 183 GeV, et de 0,001 à 0,01 à 189 GeV. (Les décalages dans les valeurs mesurées des paramètres de couplage induits par toutes les variations systématiques qu'on fera sont résumés au tableau 6-III.) La section efficace du bruit de fond dû aux processus à quatre fermions, indépendants des couplages trilineaires, est augmentée et réduite de $\sqrt{40^2 + 19^2}/(330 + 38) = 0,12$ à 189 GeV. Les changements dans les paramètres mesurés sont de 0,000 à 0,005. Le bruit de fond dû aux processus photon-photon est négligé, car il représente au maximum 0,7% du bruit de fond total (voir le tableau 6-I).

Tableau 6-I Les sections efficaces acceptées par la sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ des bruits de fond, avec leurs incertitudes. Le bruit de fond $q\bar{q}q\bar{q}$ est la différence entre la section efficace pour les processus CC03 et la section efficace pour tous les processus quatre fermions menant à cet état final.

Source	Section efficace acceptée (fb) par la sélection $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	
	$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ [71]	$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ [77]
$q\bar{q}q\bar{q}$	220 ± 50	330 ± 40
$q\bar{q}e\bar{\nu}_e$	0 ± 0	0 ± 0
$q\bar{q}l^+l^-$	72 ± 6	38 ± 19
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0 ± 0	0 ± 0
$l^+\nu l^-\bar{\nu}$	0 ± 0	0 ± 0
$l^+l^-l^+l^-$	0 ± 0	0 ± 0
$Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	0 ± 0	0 ± 0
$Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	1370 ± 150	1310 ± 110
$Z^0/\gamma \rightarrow l^+l^-$	0 ± 0	0 ± 0
Photon-photon	6 ± 6	2 ± 2
Combinées	1670 ± 160	1680 ± 120

On refait aussi le fit pour des échantillons Monte Carlo générés avec EXCALIBUR, grc4f et KORALW, avec le bruit de fond généré par HERWIG au lieu de PYTHIA. Les décalages dans les couplages mesurés sont de 0,02 à 0,2.

Si l'efficacité de sélection des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ dépend du couplage, ce sera une autre source d'erreur systématique. D'après les simulations Monte Carlo, les efficacités ne dépendent pas des couplages. La dépendance de l'efficacité aux couplages est, dans tous les cas, compatible avec une constante, avec des erreurs de 0,002 à 0,003 (voir la figure 6-1). La pente la plus extrême est de $-0,0023 \pm 0,0027$. Aucune erreur systématique n'est donc attribuée à cet effet.

6.1.3 Les erreurs de reconstruction et de simulation Monte Carlo

Des erreurs pourraient résulter d'une différence entre la reconstruction des événements Monte Carlo et des données. Pour évaluer l'amplitude possible de ces erreurs, on essaiera de déterminer à partir de vraies données OPAL les quantités pour lesquelles on fait habituellement foi aux simulations Monte Carlo. Plusieurs sources

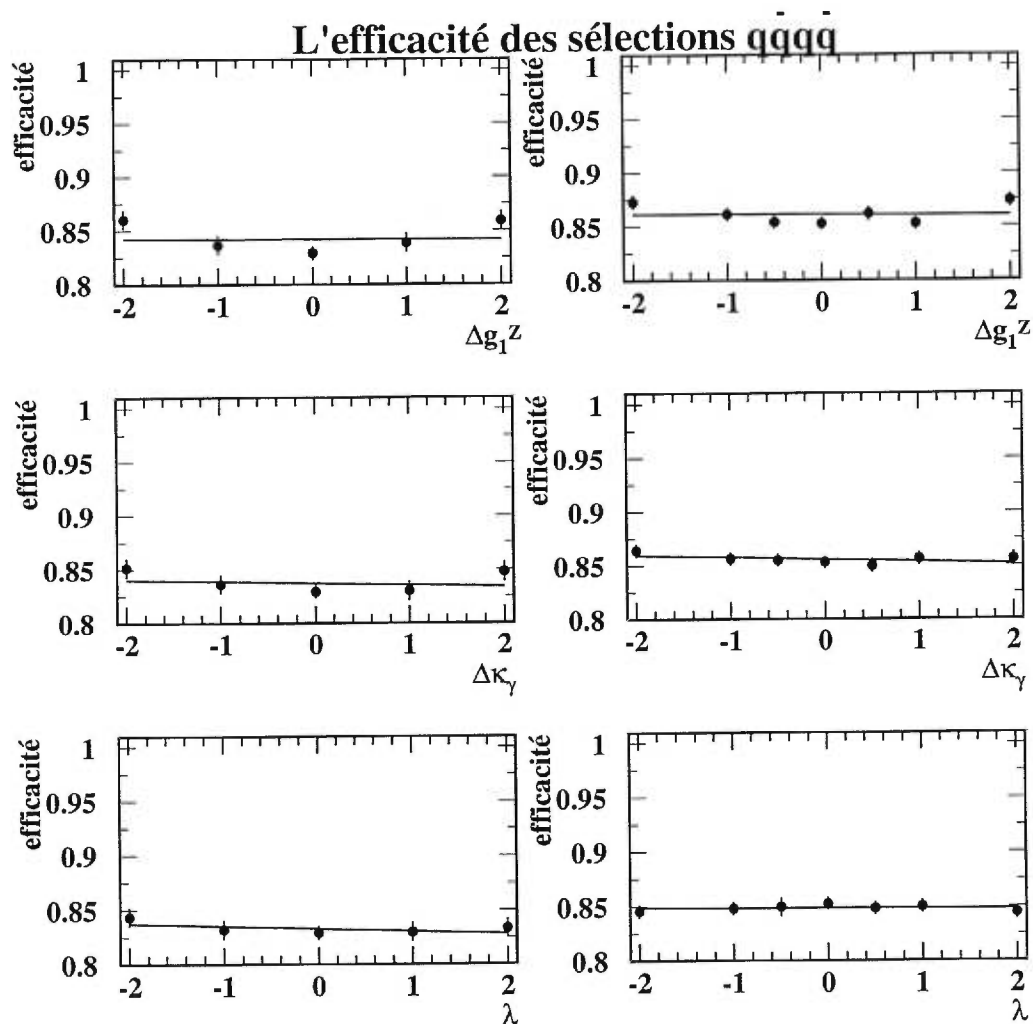


Figure 6-1 L'efficacité de la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ en fonction des couplages Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ , à 183 GeV (à gauche) et à 189 GeV (à droite) avec des ajustements linéaires aux efficacités.

d'erreur sont ici évaluées :

(i) La résolution des jets est évaluée à partir d'événements produits au LEP I, sur le pic du Z^0 . Grâce à la résonance du Z^0 , il a été possible de produire plusieurs millions d'événements à cette énergie entre 1989 et 1995. Le rayonnement à l'état initial étant faible, pour presque tous les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, le quark et l'anti-quark sont exactement collinéaires. Il est donc possible d'évaluer la résolution des jets en mesurant leur acollinéarité dans ces événements. Étant donné que l'énergie de chaque jet dans ces événements est $M_Z/2 \approx 45$ GeV, et l'énergie des jets dans les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ à $\sqrt{s} \sim 180$ GeV est de l'ordre de $\sqrt{s}/4 \approx 45$ GeV, cette comparaison est raisonnable. Cette étude [86] a démontré que, pour évaluer une erreur systématique due à une mauvaise simulation Monte Carlo, on peut augmenter de 10% l'erreur sur les énergies des jets, leur $\cos\theta$ et l'angle ϕ reconstruits dans la simulation Monte Carlo (EXCALIBUR, Modèle Standard, processus à quatre fermions). Cette variation s'effectue en mesurant la différence entre la quantité générée pour un événement donné, et la quantité reconstruite, et en multipliant cette différence par un facteur de 1,10. La nouvelle quantité avec l'étalement augmenté est ensuite substituée à la quantité reconstruite originalement, et l'analyse est répétée. Ces étalements induisent de petits écarts de la valeur mesurée des couplages, de l'ordre de 0,000 à 0,2.

(ii) La possibilité d'un décalage systématique dans l'angle mesuré des jets est également considéré. Le décalage en $|\cos\theta_{\text{jet}}|$ est inférieur à 0,01 [86]. L'analyse est répétée avec le $\cos\theta$ de tous les jets décalé, d'abord de +0,01, et ensuite de -0,01. Les écarts des couplages sont de l'ordre de 0,002 à 0,1.

(iii) L'incertitude sur l'échelle énergétique, c'est-à-dire la valeur absolue de l'énergie ou sa calibration, est évaluée, par la même méthode, en multipliant toutes les énergies des jets par un facteur de 1,005 [105]. L'analyse est répétée avec cette variation. Les décalages sont de l'ordre de 0,002 à 0,1.

L'addition en quadrature de ces cinq erreurs dues à la reconstruction des jets

résulte en erreur totale de l'ordre de 0,01 à 0,1.

(iv) Les erreurs dues à la modélisation de la fragmentation ne peuvent pas être évaluées à partir de données réelles. On fait deux fois l'analyse, prenant comme « données » dans le premier cas un échantillon d'événements CC03 générés par `grc4f` avec la fragmentation faite par `JETSET`, et dans le deuxième cas un échantillon identique au niveau des partons, mais avec la fragmentation faite par `HERWIG`. La différence entre ces deux résultats donne une estimation de l'erreur systématique due à la modélisation de la fragmentation. Il y a une différence visible entre les distributions en $\cos\theta_W$ pour les deux échantillons, et les différences dans les couplages mesurés sont de l'ordre de 0,2 et plus. Dans un ou deux cas où l'échantillon `HERWIG` a trouvé un deuxième minimum, près de +2, pour les couplages, on a tout de même pris comme systématique la différence entre les minimums les plus proches de zéro des deux échantillons. Cette erreur a tendance à dominer les systématiques. Le modèle `HERWIG` n'ayant pas été complètement « accordé » aux données `OPAL`, il se peut que l'erreur soit sur-estimée.

(v) Les erreurs dues aux approximations faites dans le générateur `EXCALIBUR` sont évaluées en prenant comme « données » un échantillon de processus à quatre fermions du Modèle Standard généré avec `grc4f`, et en comparant les mesures obtenues avec celles obtenues pour `EXCALIBUR`. La différence sera notre erreur systématique. Elle est de l'ordre de 0,03 à 0,09 à 183 GeV et de 0,2 à 0,7 à 189 GeV. Comme dans le cas précédent, certains fits trouvent un minimum différent pour `grc4f` (c'est un assez sérieux problème à 189 GeV). On prend le minimum le plus près de zéro pour évaluer l'erreur systématique.

(vi) L'erreur due à la modélisation du rayonnement à l'état initial est évaluée en comparant `EXCALIBUR` avec `KORALW`, qui fait une simulation plus complète de ce rayonnement. Pour l'étude à $\sqrt{s} = 183$ GeV, on compare un échantillon CC03 (avec les paramètres du Modèle Standard) généré par `EXCALIBUR` avec un échantillon CC03 généré par `KORALW`. Les décalages sont de l'ordre de 0,02 à 0,1. Pour l'étude à

$\sqrt{s} = 189$ GeV, on compare un échantillon KORALW à quatre fermions (fait avec des éléments de matrice de `grc4f`) avec un échantillon EXCALIBUR à quatre fermions. Les décalages sont de l'ordre de 0,2 et plus (mais les courbes de vraisemblance KORALW correspondent presque parfaitement aux courbes obtenues avec `grc4f` à l'étape précédente). Puisque cette erreur est évaluée avec un générateur qui n'est pas EXCALIBUR, elle constitue en quelque sorte une deuxième erreur de générateur. Dans le calcul de l'erreur systématique totale, alors, on ne prend que la plus grande des deux (en caractères italiques au tableau 6-III).

(vii) L'absence de modélisation des corrélations Bose-Einstein pourrait affecter la détermination de la charge des W. L'erreur est évaluée en comparant trois échantillons CC03 pour le Modèle Standard, générés avec PYTHIA. Le premier ne contient aucune corrélation, le deuxième contient des corrélations entre les pions émis dans les jets appartenant au même W, et le troisième contient aussi des corrélations entre les pions n'appartenant pas au même W. L'erreur due aux corrélations Bose-Einstein sera la plus grande différence entre ces trois cas. Ces différences sont de l'ordre de 0,03 à 0,1.

(viii) L'erreur due au rebranchement des couleurs, qui pourrait affecter la reconstruction des jets et la détermination des charges des W, est évaluée de la même façon, avec trois échantillons CC03 générés avec ARIADNE. Un premier échantillon est généré sans aucun effet de rebranchement des couleurs, le deuxième comprend des effets avec une coupure à 2 GeV sur l'énergie des gluons rebranchés, et le troisième comprend les effets sans coupure. La plus grande différence est prise comme erreur. Les décalages sont de l'ordre de 0,09 à 0,2 à 183 GeV et de 0,004 à 0,03 à 189 GeV.

(ix) Pour déterminer l'erreur due à une possible différence entre le jetcharge évalué dans les données et dans les simulations Monte Carlo, la différence moyenne des jetcharges, donnée par l'équation 3.19, est évaluée pour les données OPAL et pour un échantillon de processus à quatre fermions générés avec EXCALIBUR (plus

le bruit de fond $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ (PYTHIA). À $\sqrt{s} = 183$ GeV on mesure $\delta = 0,085 \pm 0,008$ dans les données OPAL, et $\delta = 0,087 \pm 0,002$ dans la simulation Monte Carlo. À $\sqrt{s} = 189$ GeV on mesure $\delta = 0,087 \pm 0,005$ dans les données OPAL, et $\delta = 0,085 \pm 0,002$ dans la simulation Monte Carlo. Puisque les données s'accordent avec les simulations Monte Carlo, aucune erreur systématique n'est attribuée à cet effet.

(x) Le taux de bon jumelage est très difficile à évaluer à partir des données réelles. Dans les simulations Monte Carlo, on trouve le bon jumelage dans $(83 \pm 1)\%$ des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ qui sont sélectionnés et qui passent la coupure sur la vraisemblance de jumelage (qui est à 0,5 pour $\sqrt{s} = 183$ GeV et à 0,52 pour 189 GeV). L'erreur sur le taux de bon jumelage est due à la statistique Monte Carlo. On refait l'analyse trois fois à chaque énergie pour un même échantillon : premièrement, on choisit, à la main, le bon jumelage pour 83 % des événements ; ensuite, on répète cette manœuvre avec 84 % de bons jumelages ; enfin, pour 82 %. La différence entre les résultats est prise comme erreur systématique. Ces différences sont de l'ordre de 0,001 à 0,07.

(xi) En principe, l'incertitude sur la masse du W peut être source d'erreur sur la mesure des couplages. On a utilisé la moyenne mondiale de 1996, avant que LEP II ne commence à y contribuer, $M_W = 80,33 \pm 0,15$ GeV [111]. Aujourd'hui, les expériences du LEP obtiennent une masse moyenne de $M_W = 80,35 \pm 0,06$ GeV [112] et les expériences aux collisionneurs $p\bar{p}$ trouvent $M_W = 80,45 \pm 0,06$ [113]. Il n'y a donc pas lieu de changer la valeur de la masse. On obtient, malgré tout, une idée du degré de dépendance à la masse en répétant l'analyse à 189 GeV avec trois échantillons CC03 générés avec KORALW où $M_W = 80,33, 80,83$ et $79,83$ GeV. Pour $M_W = 79,83$ GeV, on obtient systématiquement de plus petites valeurs des couplages que pour $M_W = 80,33$ GeV, et pour $M_W = 80,83$ GeV, on obtient de plus grandes valeurs. La différence est beaucoup plus grande entre $M_W = 79,83$ GeV et $M_W = 80,33$ GeV, d'un facteur de deux à cinq, qu'entre $M_W = 80,83$ GeV et $M_W = 80,33$ GeV. Puisque l'erreur sur M_W est de 60 MeV seulement, on divise par $(500 \text{ MeV}/60 \text{ MeV})$ les décalages obtenus entre $M_W = 79,83$ GeV et $M_W = 80,33$ GeV, et on prend le

résultat comme erreur systématique. On attribue les mêmes erreurs à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Elles sont de l'ordre de 0,007 à 0,03.

(*xii*) Enfin, une erreur pourrait être engendrée par le fait que dans toutes les simulations Monte Carlo les énergies sont $\sqrt{s} = 183$ GeV et $\sqrt{s} = 189$ GeV, tandis que les énergies moyennes pour les données réelles, pondérées selon la luminosité intégrée, étaient de $182,68 \pm 0,05$ GeV et $188,64 \pm 0,04$ GeV. Ces différences sont tellement petites qu'on n'y attribue aucune erreur systématique.

6.1.4 Les erreurs dans la section efficace totale

La section efficace totale ne devrait pas influencer le résultat final des analyses des distributions angulaires. Aucune erreur systématique n'y est attribuée.

6.1.5 Le biais dans les méthodes de $\cos \theta_W$ et des observables optimales

La mesure des couplages pourrait être biaisée, lors de la paramétrisation de la distribution de $\cos \theta_W$ ou de $\mathcal{O}_1^{(i)}$. On effectue deux tests pour estimer ce biais.

Pour premier test, on utilise une moitié de chaque grand échantillon de processus à quatre fermions généré avec EXCALIBUR pour faire la paramétrisation. L'autre moitié est utilisée comme un échantillon de « données » à grande statistique. Les valeurs « mesurées » des couplages sont montrées en fonction des valeurs générées, pour les fits à un paramètre libre, aux figures 6-2 et 6-3. Quelques exemples de mesures simultanées à deux paramètres faites sur de grands échantillons Monte Carlo sont présentés à la figure 6-4. On voit que les biais intrinsèques à l'analyse de la distribution en $\cos \theta_W$ deviennent un problème assez sérieux en deux dimensions. On voit, d'après les figures, que même avec un échantillon dont la statistique est de quinze à vingt fois supérieure à celle des données OPAL, on n'arrive pas toujours à mesurer la valeur générée des paramètres de couplage. Les biais sont de l'ordre de 0,02 à 0,2 pour la plupart des mesures, mais on trouve des décalages de 0,34 à

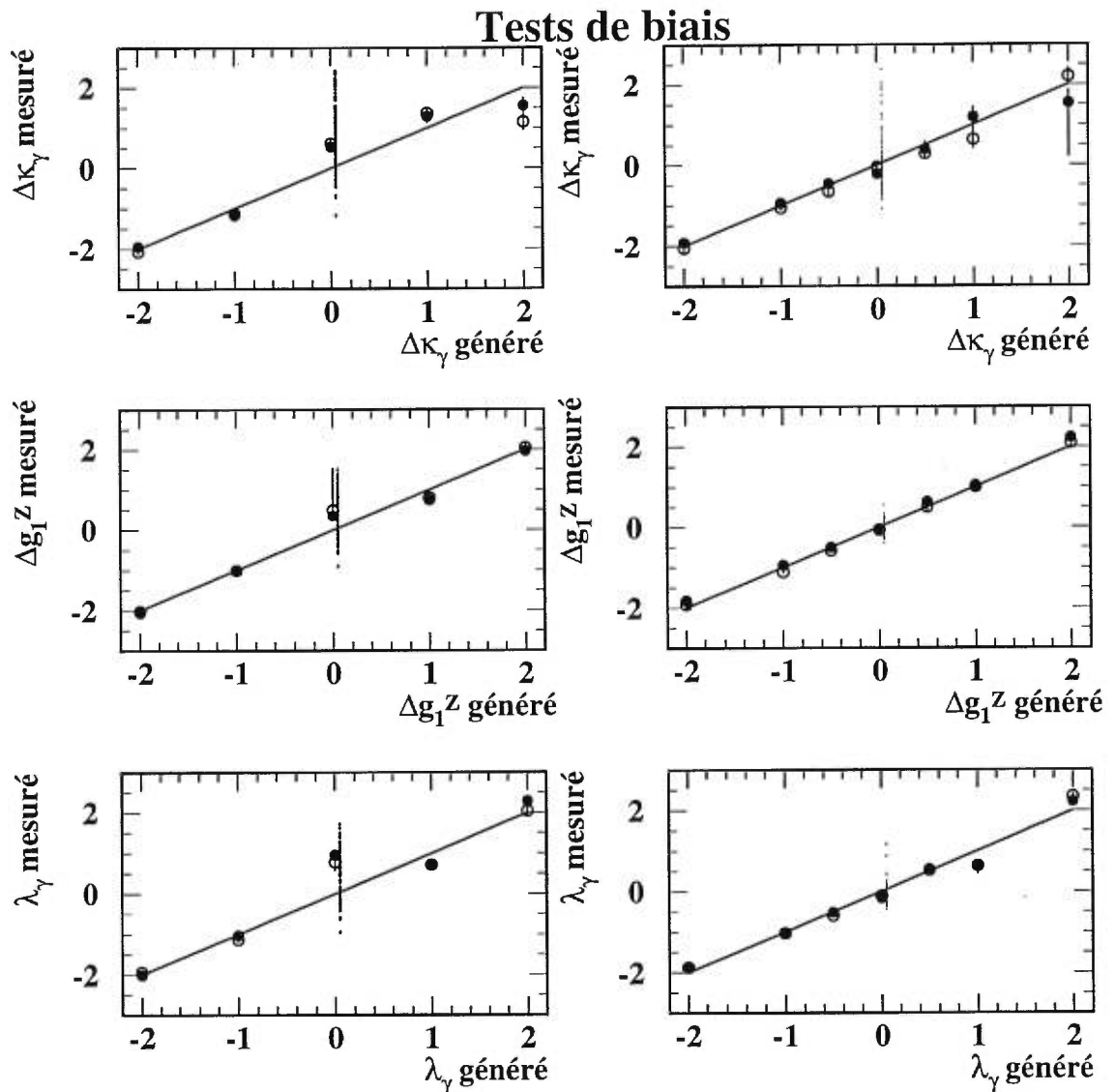


Figure 6-2 Les couplages mesurés pour des échantillons Monte Carlo, en fonction des couplages générés, par la méthode de $\cos\theta_W$. Les grands points avec les erreurs sont les résultats de mesures faites avec de grands échantillons Monte Carlo (en général, la moitié de la statistique disponible). On a fait deux fois ce test, échangeant les rôles des échantillons utilisés pour l'étalonnage et pour les pseudo-données. Il y a donc deux points pour chaque valeur générée du couplage. Les petits points sont des mesures faites avec des échantillons représentant la même luminosité que les données et générés de façon aléatoire à partir des grands échantillons. À gauche sont les résultats à 183 GeV et à droite 189 GeV.

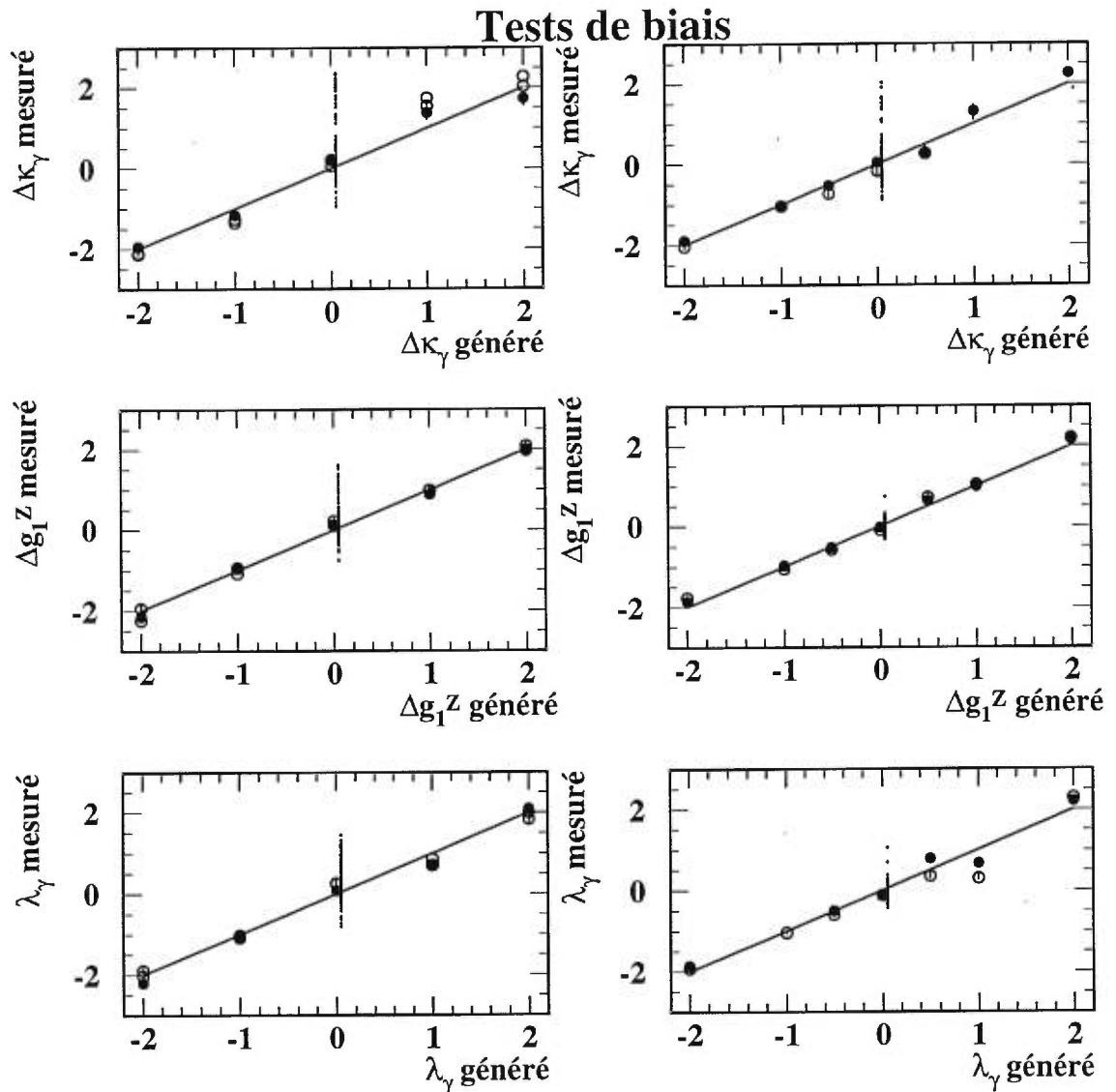


Figure 6-3 Les couplages mesurés par la méthode des OO pour des échantillons Monte Carlo, en fonction des couplages générés. Les grands points avec les erreurs sont les résultats de mesures faites avec de grands échantillons Monte Carlo (en général, la moitié de la statistique disponible). On a fait deux fois ce test, échangeant les rôles des échantillons utilisés pour l'étalonnage et pour les pseudo-données, alors il y a deux points pour chaque valeur générée du couplage. Les petits points sont des mesures faites avec des échantillons représentant la même luminosité que les données et générés de façon aléatoire à partir des grands échantillons. À gauche sont les résultats à 183 GeV et à droite 189 GeV.

Tests de biais à statistique élevée

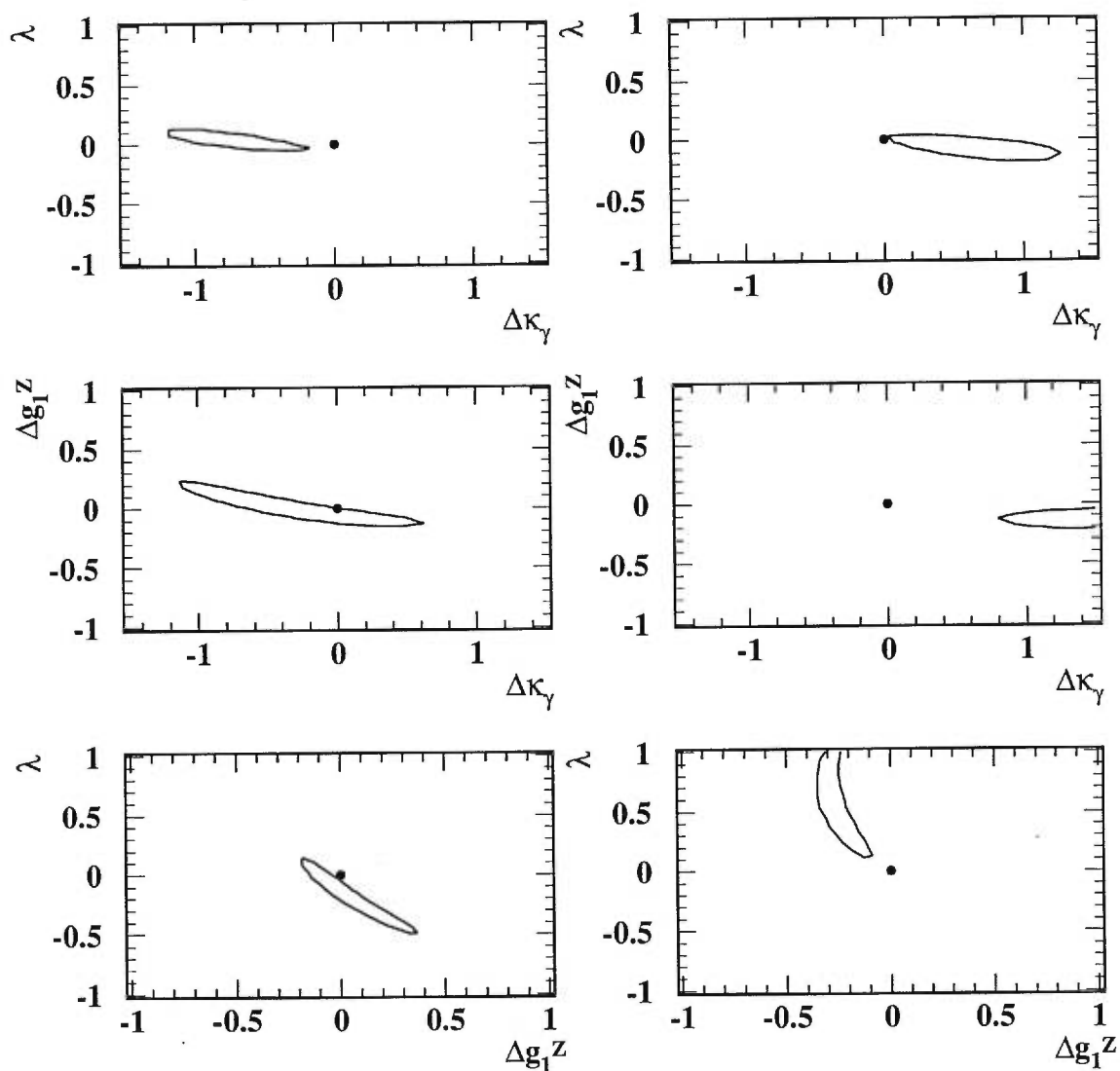


Figure 6-4 Quelques exemples de contours de deux écarts types pour la mesure de couplages anomaux sur de grands échantillons Monte Carlo, par la méthode de $\cos\theta_W$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. L'échantillon est généré avec EXCALIBUR et représente une luminosité intégrée d'environ $2,5 \text{ fb}^{-1}$. On voit que la méthode ne conviendrait pas à une mesure de très haute précision.

0,96 pour la mesure des distributions $\cos \theta_W$ à 183 GeV. La méthode des observables optimales a des biais beaucoup plus petits à cette énergie.

Le deuxième test consiste à générer, à partir d'un grand échantillon Monte Carlo, beaucoup de petits échantillons correspondant à la même luminosité que les données OPAL prises à cette énergie. Le nombre d'événements contenu dans chacun de ces échantillons est déterminé par un générateur de nombres aléatoires à partir d'une distribution de Poisson (la routine RNPSSN dans la librairie de CERNLIB [114]). Un générateur de nombres aléatoires uniformes (RANLUX dans CERNLIB) détermine quels événements dans les échantillons du signal et des bruits de fond seront utilisés pour faire chaque sous-échantillon. Certains événements peuvent apparaître dans plus d'un sous-échantillon, ou un événement peut même apparaître plusieurs fois dans le même sous-échantillon, mais cette méthode a tout de même plus de puissance statistique que la simple division de l'échantillon original en plusieurs petits échantillons totalement indépendants, car on peut générer beaucoup plus de sous-échantillons, avec des corrélations négligeables [115]. La largeur RMS de la distribution des mesures des couplages trouvés dans les sous-échantillons donne l'**erreur statistique anticipée** due à la méthode (voir le tableau 6-II). Elles s'accordent, en général, assez bien avec les erreurs statistiques des fits aux données OPAL (tableau 5-IX), qui ont néanmoins tendance à être asymétriques et légèrement plus grandes que les erreurs anticipées. La différence n'est pas étonnante, vu que les valeurs centrales pour les données OPAL sont toutes légèrement positives et tombent dans la région où on a le plus de problèmes avec les paramétrisations à cause des doubles minimums. Quelques exemples de ces distributions sont montrés à la figure 6-5.

Tableau 6-II *Les erreurs statistiques anticipées, données par la largeur RMS de la distribution des mesures de sous-échantillons.*

	183 GeV		189 GeV	
	$\cos \theta_W$	OO	$\cos \theta_W$	OO
$\Delta \kappa_\gamma$	0,60	0,43	0,53	0,46
Δg_1^Z	0,52	0,52	0,20	0,18
λ	0,55	0,48	0,31	0,22

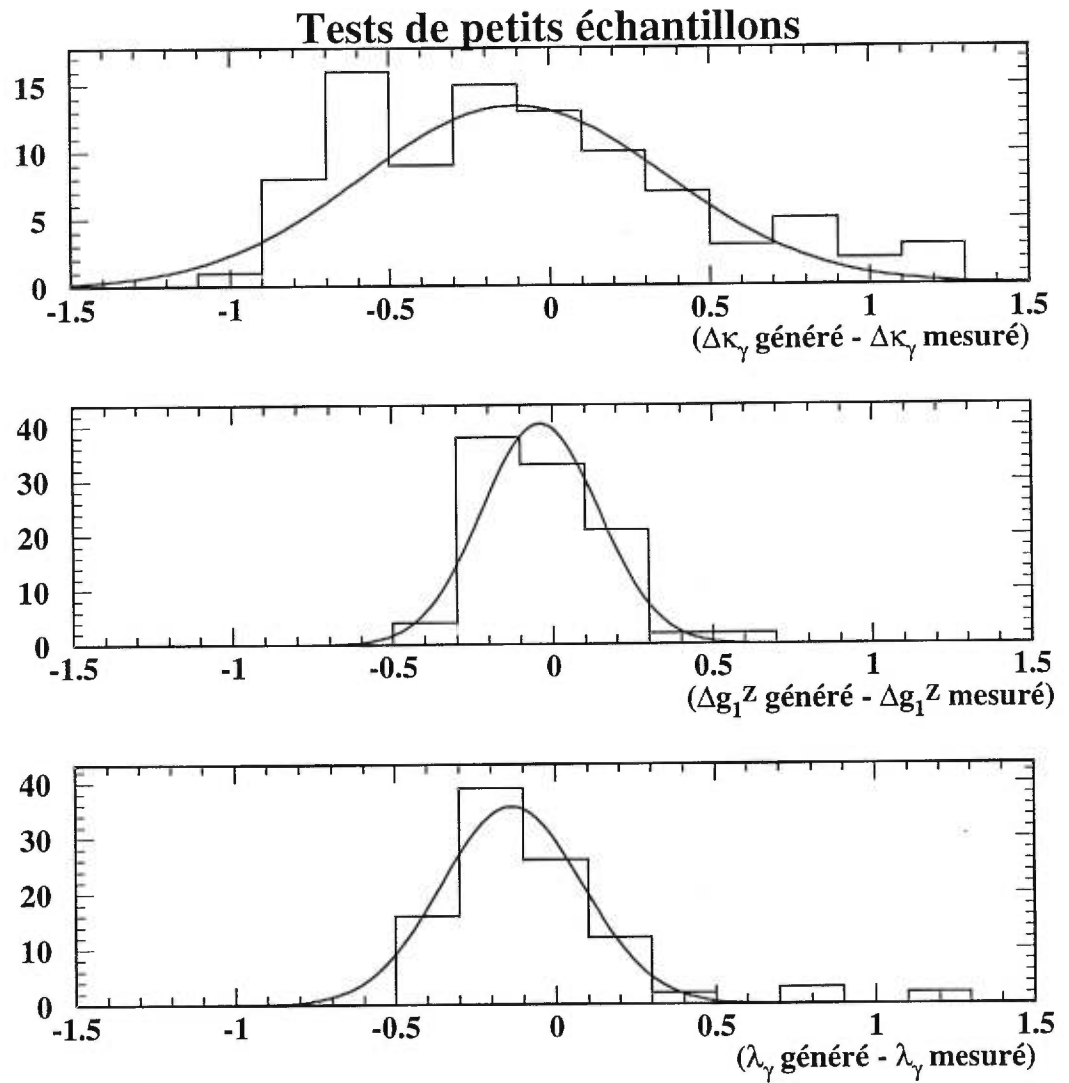


Figure 6-5 *Distribution des paramètres mesurés dans 100 sous-échantillons Monte Carlo correspondant chacun à la luminosité de l'échantillon OPAL à 189 GeV pour chacun des couplages $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ .*

On prend comme erreur systématique résultant de biais dû à la méthode d'analyse la plus grande des quantités suivantes :

- la valeur du paramètre mesuré dans le grand échantillon pour le Modèle Standard (qui devrait être zéro) ;
- la valeur moyenne de la distribution des mesures du même paramètre dans l'ensemble de petits sous-échantillons faits à partir de l'échantillon pour le Modèle Standard.

C'est bien une erreur systématique due au biais qu'on estime, et non un décalage systématique, car le biais observé a une dépendance compliquée aux couplages, et on ne peut pas toujours associer une valeur mesurée d'un paramètre avec une unique valeur générée. Les contributions de toutes les erreurs systématiques évaluées ci-dessus sont indiquées au tableau 6-III.

6.2 La convolution des erreurs avec les courbes de probabilité

Pour inclure les erreurs systématiques dans la mesure des couplages, on fait l'hypothèse que ces erreurs sont indépendantes et gaussiennes. Cette supposition n'est pas strictement justifiée, car certaines des erreurs sont manifestement corrélées, et certaines ne sont pas gaussiennes, mais plutôt un biais dans un sens particulier. L'hypothèse est donc probablement un peu conservatrice. Cependant, elle permet de convoluer les erreurs systématiques avec la courbe de vraisemblance statistique selon la formule suivante [86] :

$$\Delta \ln \mathcal{L}(\alpha)_{\text{syst}} = (\alpha - \alpha_0)^T [(V_{\text{stat}} + V_{\text{syst}})^{-1} - (V_{\text{stat}})^{-1}] (\alpha - \alpha_0), \quad (6.1)$$

où α est le vecteur de paramètres mesurés, α_0 est le vecteur de valeurs des paramètres au minimum de la courbe de vraisemblance statistique, $\Delta \ln \mathcal{L}(\alpha)_{\text{syst}}$ est la fonction à ajouter à la courbe de vraisemblance pour représenter les erreurs systématiques. V_{syst} est la matrice de covariance ($1 \times 1, 2 \times 2$ ou 3×3 , selon le nombre de paramètres

Tableau 6-III Les contributions des erreurs systématiques au canal $q\bar{q}q\bar{q}$. Le total est obtenu en additionnant en quadrature les contributions en italique.

Source de l'incertitude	$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$						$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$					
	$\cos\theta_W$			OO			$\cos\theta_W$			OO		
	$\Delta\kappa$	Δg_1^Z	λ	$\Delta\kappa$	Δg_1^Z	λ	$\Delta\kappa$	Δg_1^Z	λ	$\Delta\kappa$	Δg_1^Z	λ
Énergie des jets	0,04	0,04	0,1	0,002	0,02	0,07	0,01	0,005	0,004	0,03	0,01	0,01
$ \cos\theta_{\text{jet}} $	0,06	0,1	0,2	0,1	0,03	0,1	0,01	0,01	0,004	0,01	0,003	0
ϕ_{jet}	0,001	0,02	0,04	0,06	0,002	0,1	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,002
Échelle de l'énergie	0,04	0,04	0,1	0,02	0,009	0,03	0,01	0,005	0,004	0,005	0,002	0,001
Décal. en $ \cos\theta_{\text{jet}} $	0,02	0,03	0,1	0,1	0,03	0,1	0,01	0,002	0,002	0,05	0,03	0,02
Recon. des jets	0,08	0,1	0,3	0,2	0,05	0,2	0,03	0,02	0,01	0,06	0,03	0,02
Modèle de frag.	0,4	0,3	0,2	0,2	0,2	0,2	0,8	0,2	0,2	0,5	0,2	0,2
Générateur	0,05	0,04	0,09	0,03	0,04	0,03	0,5	0,2	0,2	0,7	0,2	0,2
Ray. à l'état init.	0,1	-	0,09	0,02	0,05	0,09	0,7	0,2	0,2	0,5	0,2	0,2
Corrél. B.-E.	0,1	0,07	0,1	0,04	0,05	0,03	0,3	0,09	0,09	0,03	0,09	0,1
Rebr. des couleurs	0,2	0,1	0,2	0,1	0,09	0,2	0,03	0,01	0,01	0,03	0,004	0,004
Jumelage des jets	0,01	0,002	0,003	0,01	0,002	0,003	0,07	0,02	0,02	0,07	0,02	0,02
Incertitude sur M_W	0,03	0,01	0,01	0,02	0,007	0,009	0,03	0,01	0,01	0,02	0,007	0,009
Paramétrisation	0,2	0,09	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,06	0,1	0,2
Générateur bdf	0,05	0,04	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02	0,007	0,008	0,06	0,06	0,02
eff. de sél. des bdf	0,007	0,006	0,008	0,002	0,003	0,004	0,007	0,006	0,008	0,004	0,006	0,006
sec. eff. du bdf $q\bar{q}$	0,08	0,09	0,01	0,01	0,03	0,04	0,003	0,001	0,001	0,01	0,003	0,002
sec. eff. bdf 4 fermion	-	-	-	-	-	-	0,005	0,001	0,002	0,003	0,001	0,000
Bdf (total)	0,09	0,1	0,05	0,02	0,04	0,04	0,02	0,009	0,01	0,06	0,06	0,02
Total	0,5	0,4	0,5	0,4	0,3	0,4	1,1	0,3	0,3	0,7	0,3	0,4

mesurés) construite en supposant que les erreurs sont gaussiennes et non-corrélées entre elles (c'est-à-dire que les éléments hors-diagonaux sont nuls) :

$$V = \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{cc} (\sigma_{\alpha_1}^2) & \sigma_{\alpha_1\alpha_2} \\ \sigma_{\alpha_2\alpha_1} & \sigma_{\alpha_2}^2 \end{array} \right] & \sigma_{\alpha_1\alpha_3} \\ & \sigma_{\alpha_2\alpha_3} \\ \sigma_{\alpha_3\alpha_1} & \sigma_{\alpha_3\alpha_2} & \sigma_{\alpha_3}^2 \end{array} \right\} \quad (6.2)$$

On fait l'approximation, en cette instance seulement, que la matrice des erreurs statistiques, V_{stat} dépend d'une distribution parabolique de $\ln \mathcal{L}$ autour de α_0 , au lieu d'avoir la forme montrée à la figure 5-5. Puisqu'on fait l'hypothèse que les erreurs systématiques sont gaussiennes, V_{syst} dépend aussi d'une distribution parabolique. La fonction $\Delta \ln \mathcal{L}(\alpha)_{\text{syst}}$ est ajoutée à $\ln \mathcal{L}(\alpha)_{\text{stat}}$ et le minimum (qui peut être légèrement différent du minimum original) ainsi que les erreurs totales sont obtenus à partir de cette nouvelle fonction combinée. Les résultats de cette procédure pour les fits à un paramètre sont présentés au tableau 6-IV. Les courbes et les contours

Tableau 6-IV *Les minimums et les erreurs totales (systématiques et statistiques) données par MINUIT pour les données $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ OPAL.*

\sqrt{s} (GeV)	Paramètres variés	Minimum et erreurs (1 écart type)	
		Analyse $\cos \theta_W$	Analyse $\mathcal{O}_i^{(1)}$
189	Δg_1^Z	$0,70^{+0,58}_{-0,58}$	$0,97^{+0,51}_{-0,68}$
189	$\Delta \kappa_\gamma$	$0,93^{+1,26}_{-1,28}$	$1,22^{+0,25}_{-0,87}$
189	λ	$0,53^{+0,50}_{-0,50}$	$0,46^{+0,56}_{-0,53}$
183	Δg_1^Z	$0,84^{+0,78}_{-0,72}$	$0,41^{+0,75}_{-0,54}$
183	$\Delta \kappa_\gamma$	$2,02^{+0,82}_{-1,29}$	$0,37^{+0,83}_{-0,67}$
183	λ	$0,81^{+0,75}_{-0,73}$	$1,43^{+0,54}_{-1,24}$

de probabilité après la convolution avec les erreurs systématiques sont présentés aux figures 6-6, 6-7 et 6-8.

6.3 Les corrélations entre les erreurs

En combinant les erreurs systématiques, on a négligé la plupart des corrélations entre ces mêmes erreurs. Il est très difficile, par exemple, de démêler totalement

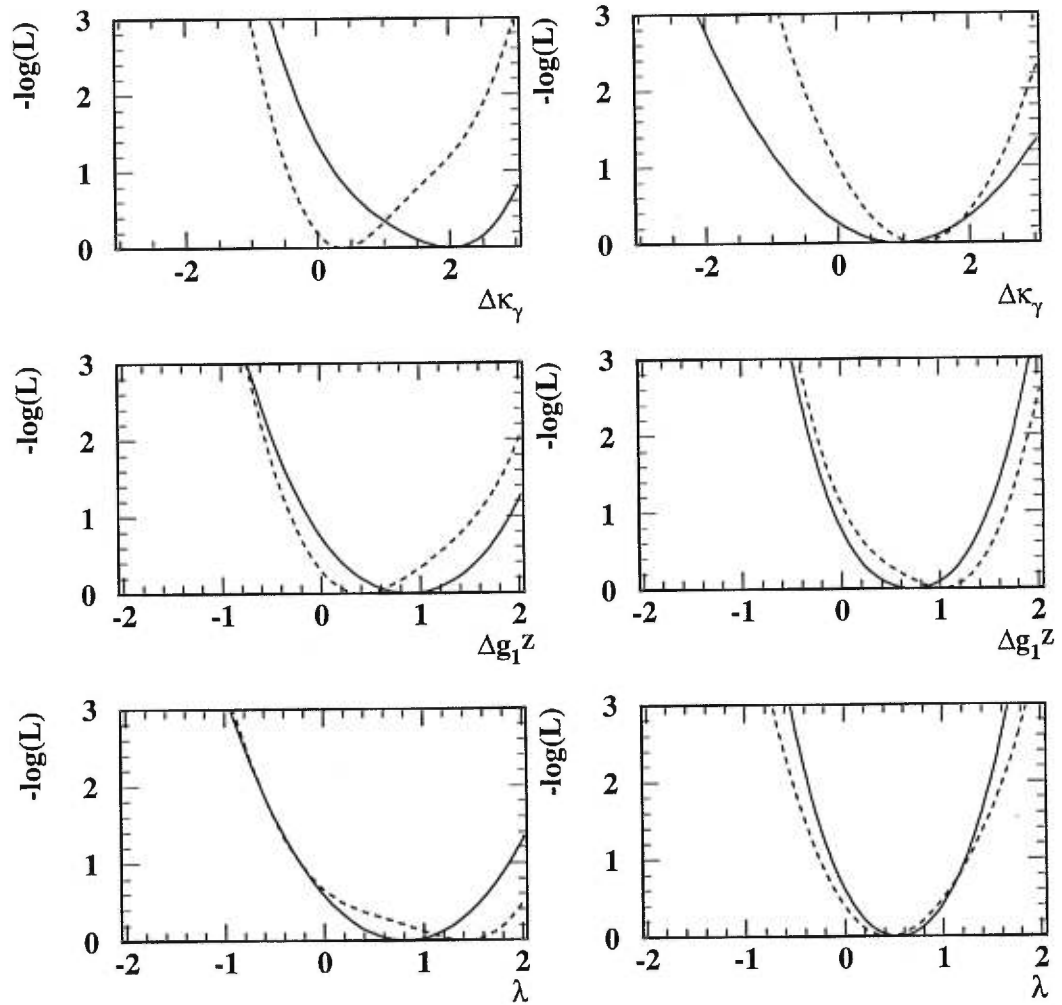


Figure 6-6 Les courbes de vraisemblance pour les fits à un paramètre pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$ à 183 GeV (à gauche) et à 189 GeV (à droite) après convolution avec les erreurs systématiques. Les traits solides représentent les fits aux distributions de $\cos\theta_w$ et les lignes cassées les fits à $\mathcal{O}_i^{(1)}$.

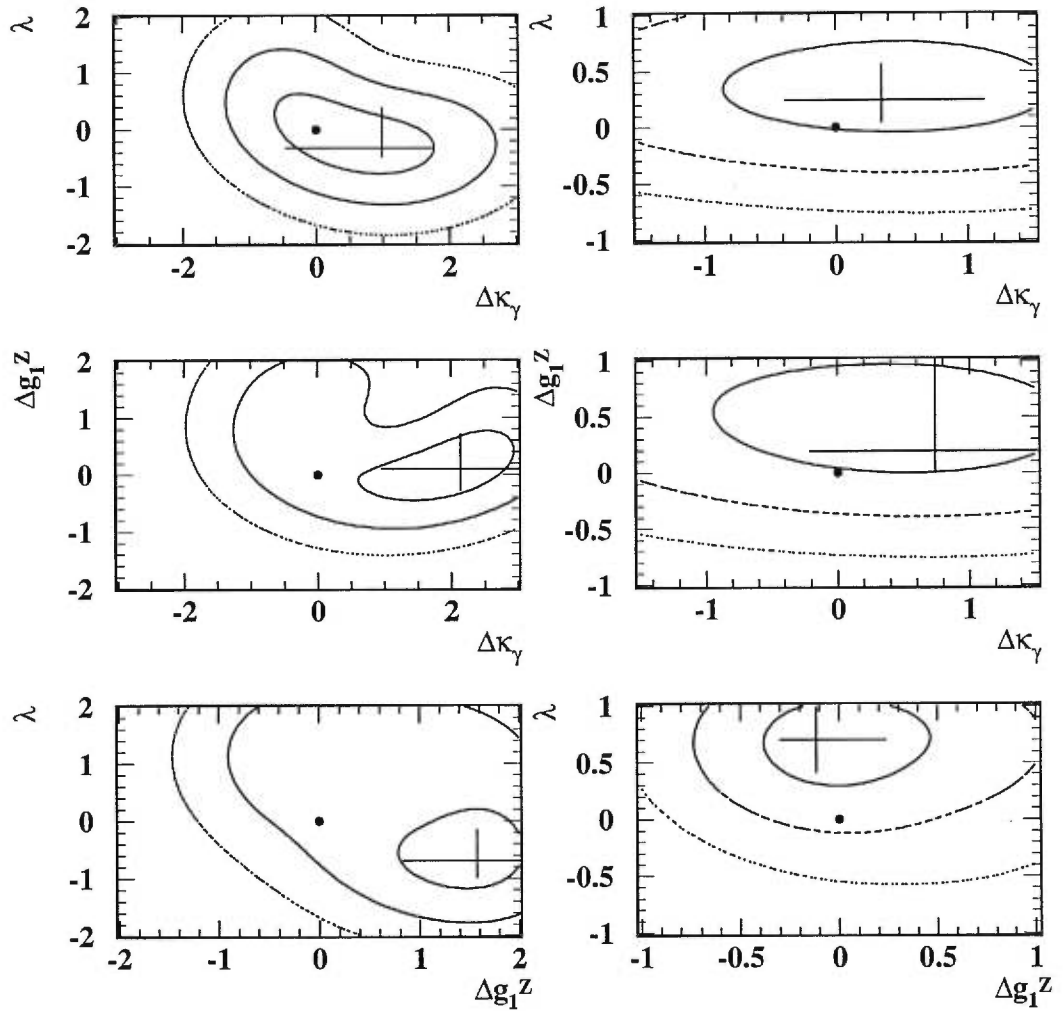


Figure 6-7 Les contours de vraisemblance à un, deux et trois écarts types pour les fits en deux paramètres aux distributions de $\cos\theta_W$ pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$, après convolution avec les erreurs systématiques. Les croix marquent le minimum et les erreurs avant la convolution. Le point est la valeur dans le MS. Les contours à gauche sont les résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV et les contours à droite $\sqrt{s} = 189$ GeV.

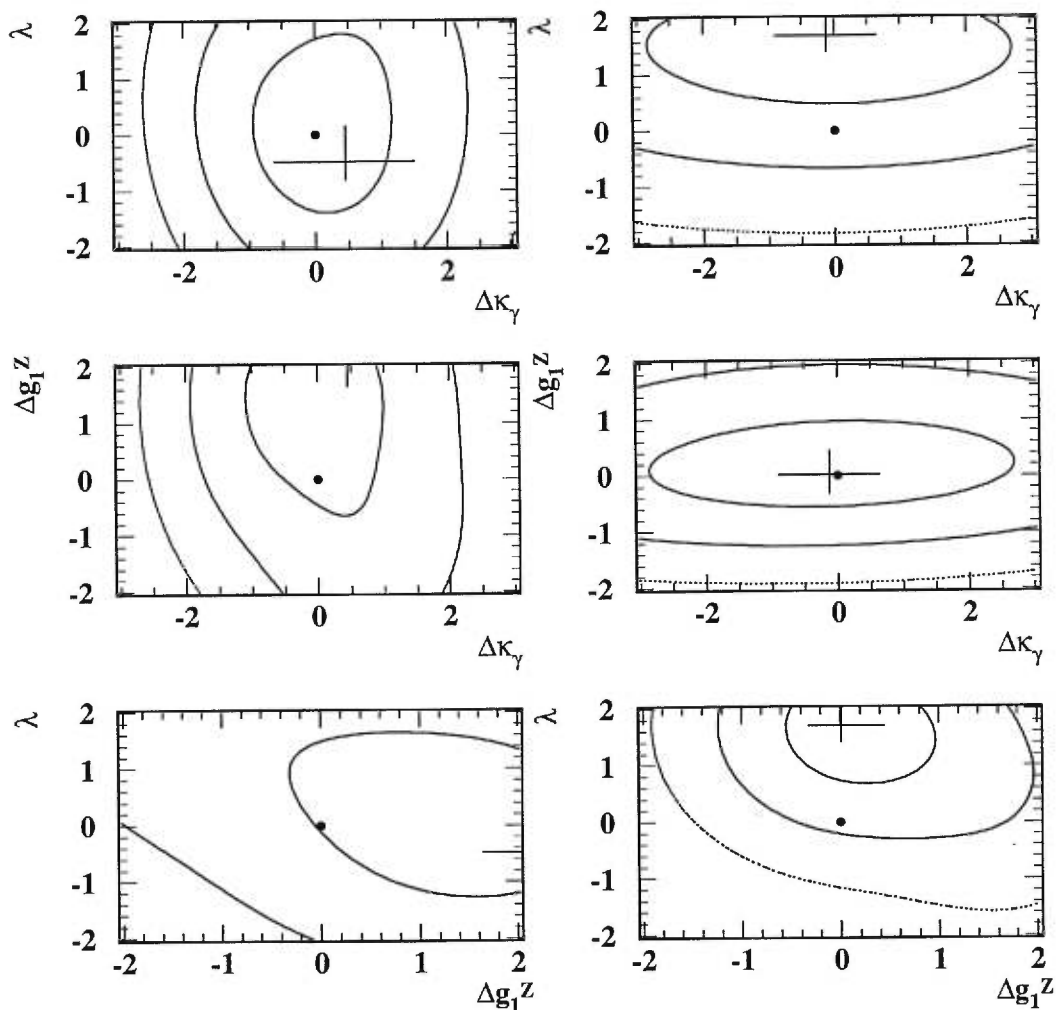


Figure 6-8 Les projections en deux dimensions des contours de vraisemblance à un, deux et trois écarts types pour les fits en trois paramètres aux distributions de $\cos\theta_W$ pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$, après convolution avec les erreurs systématiques. Les croix marquent le minimum et les erreurs avant la convolution. Le point est la valeur dans le MS. Les contours à gauche sont les résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV et les contours à droite $\sqrt{s} = 189$ GeV.

les erreurs dues à la modélisation des corrélations Bose-Einstein des erreurs dues à la modélisation du rebranchement des couleurs, puisque ces deux effets n'étaient pas modélisés avec le même générateur. Il est encore plus difficile de démêler les erreurs associées à la reconstruction de la charge des erreurs dues à une mauvaise estimation du taux de bons jumelages des jets, sachant que la première mesure sert à la seconde. Il est bon de rappeler que le jetcharge n'a aucun sens ni utilité si le mauvais jumelage a été choisi. Cependant, étant donné qu'on ne peut pas évaluer tous ces effets avec un même générateur, il serait difficile de faire mieux. L'erreur systématique calculée représente donc une valeur maximale due aux effets discutés.

Lorsque les résultats des analyses effectuées pour les différents canaux de désintégration des W sont combinés, ou lorsque les résultats OPAL sont combinés avec ceux des autres expériences du LEP et du TeVatron, certaines erreurs systématiques sont aussi communes.

Les erreurs dues à la résolution des jets et à l'échelle d'énergie sont communes aux analyses $q\bar{q}q\bar{q}$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$. La modélisation de la fragmentation et le choix du générateur Monte Carlo, auront des effets corrélés pour tous les canaux, surtout $q\bar{q}q\bar{q}$ et $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$, et la modélisation du rayonnement à l'état initial est commune à tous.

Toutes les expériences du LEP utilisent le même calcul de l'énergie des faisceaux, et la même valeur pour la masse du W. La plupart des générateurs Monte Carlo sont essentiellement identiques pour toutes les expériences, quoiqu'ils ont souvent subi des modifications particulières par chaque collaboration, et les expériences emploient des versions de JETSET, par exemple, accordées aux paramètres mesurés par elles-mêmes au LEP I. Pour la combinaison des sections efficaces totales, faite pour les conférences d'hiver de 1999 [112], la composante des erreurs dues aux corrélations Bose-Einstein et au rebranchement des couleurs étaient considérées comme communes aux quatre expériences, et n'ont été comptées qu'une fois lorsque les quatre courbes de vraisemblance étaient additionnées.

Chapitre 7

Les résultats : la somme des courbes de probabilité

7.1 Les résultats OPAL

Pour obtenir la meilleure mesure possible des couplages trilineaires à partir des données prises par OPAL, on combine les résultats des mesures faites à toutes les énergies du LEP II: 161 GeV, 172 GeV, 183 GeV et 189 GeV. Si l'on suppose que les erreurs systématiques sont pleinement corrélées d'une énergie à l'autre il suffit de faire directement la somme des courbes de $-\ln \mathcal{L}$ pour toutes les énergies avant de tenir compte des erreurs systématiques. Les canaux $q\bar{q}q\bar{q}$ et $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$ ont très peu de sensibilité aux couplages à 161 GeV et à 172 GeV. Il n'a pas été jugé utile de refaire l'analyse à ces énergies pour obtenir les courbes de vraisemblance des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ . La figure 7-1 montre les résultats obtenus lorsqu'on additionne les courbes de vraisemblance obtenues au chapitre 5, à 183 GeV et 189 GeV. La figure montre aussi les courbes après convolution avec les erreurs systématiques du chapitre 6. Les mesures des couplages dans le canal $q\bar{q}q\bar{q}$, obtenues par la méthode des observables optimales au premier ordre, après l'addition des énergies et la convolution des erreurs systématiques, sont :

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_\gamma &= 0,99_{-0,93}^{+0,93} \\ \Delta g_1^Z &= 0,67_{-0,61}^{+0,65} \\ \lambda &= 0,49_{-0,61}^{+0,64}\end{aligned}$$

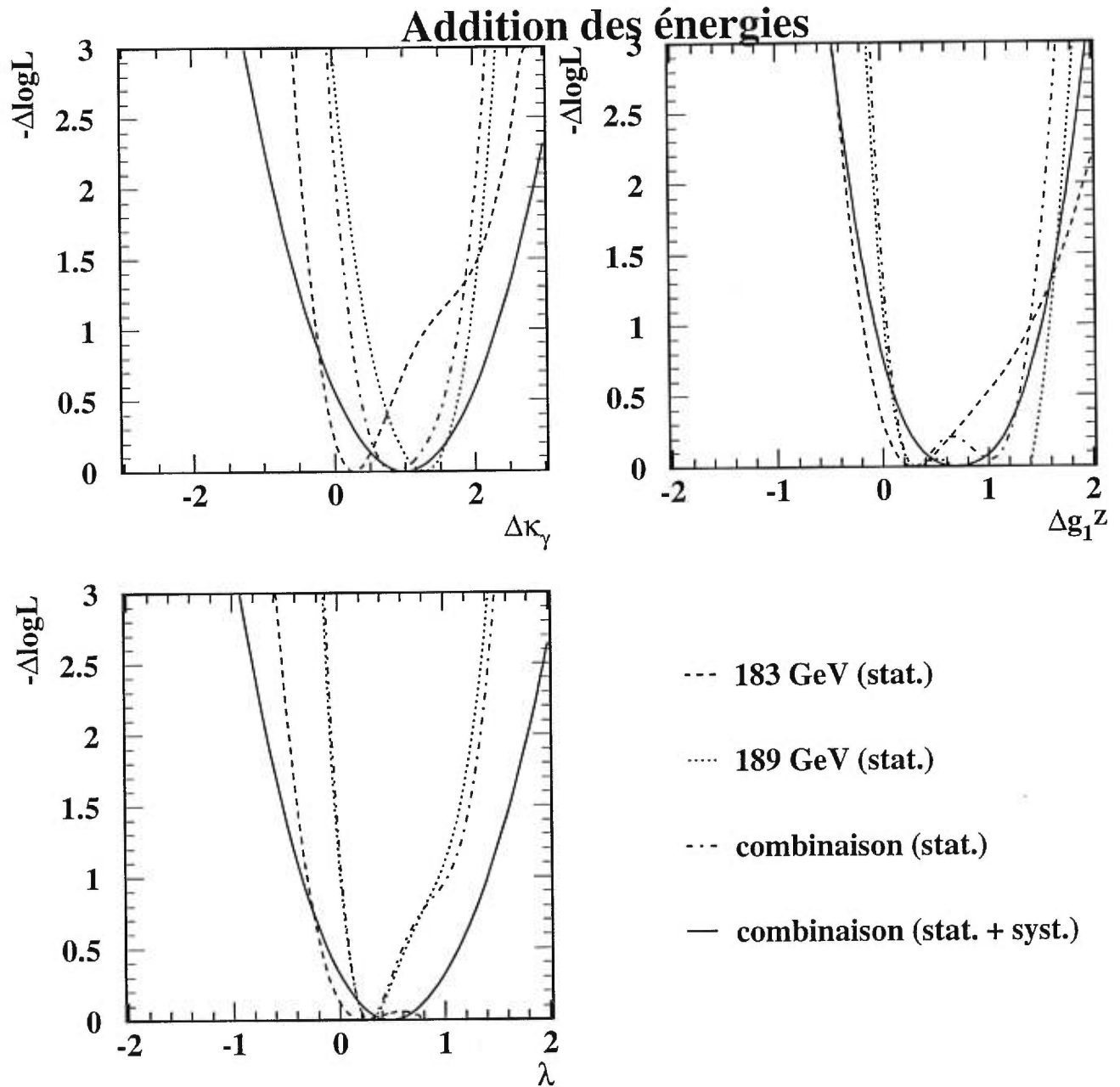


Figure 7-1 La combinaison des courbes de probabilité de l'analyse des observables optimales pour chacun des paramètres de couplage à 183 GeV et à 189 GeV pour le canal $q\bar{q}q\bar{q}$. Le trait solide montre le résultat de la convolution avec les erreurs systématiques.

Pour faire cette convolution, on a pris pour chaque erreur systématique la plus grande des valeurs obtenues à 183 et à 189 GeV.

Les contributions à la combinaison finale (voir le tableau 7-I) présentée dans ce chapitre viennent donc (i) du taux d'événements dans tous les canaux à $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ et 189 GeV, (ii) d'une analyse des distributions angulaires dans le canal $\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ à 183 GeV seulement, (iii) de l'analyse du canal $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ aux quatre énergies (par observables optimales ou de la distribution en $\cos\theta_W$) et (iv) de l'analyse du canal $q\bar{q}q\bar{q}$ par observables optimales décrite dans les chapitres précédents.

Tableau 7-I *Mesure des couplages dans tous les canaux [105]. Le résultat de l'analyse du taux de production pour chaque canal sauf $q\bar{q}q\bar{q}$ est combiné avec la mesure de l'analyse des distributions angulaires pour le canal. Les erreurs systématiques sont incluses. La moyenne pour tous les canaux est calculée avec des résultats pour le canal $q\bar{q}q\bar{q}$ légèrement différents de ceux présentés dans cette thèse.*

Topologie	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ
$\ell^- \bar{\nu} \ell^+ \nu$ (183 GeV)	$-0,30^{+1,00}_{-0,72}$	$-0,29^{0,44}_{-0,31}$	$-0,18^{+0,32}_{-0,30}$
$q\bar{q}\ell\bar{\nu}$	$-0,08^{+0,28}_{-0,21}$	$-0,027^{+0,079}_{-0,075}$	$-0,141^{+0,080}_{-0,074}$
$q\bar{q}q\bar{q}$ (taux de prod.)	$-0,23^{+0,42}_{-0,37}$	$-0,25^{+0,72}_{-0,13}$	$-0,25^{+0,75}_{-0,15}$
$q\bar{q}q\bar{q}(\mathcal{O}_i^{(1)})$	$0,99^{+0,93}_{-0,93}$	$0,67^{+0,65}_{-0,61}$	$0,49^{+0,64}_{-0,61}$
OPAL [105] (tous les canaux)	$-0,00^{+0,27}_{-0,19}$	$-0,007^{+0,075}_{-0,071}$	$-0,113^{+0,076}_{-0,069}$
OPAL (95 % confiance)	$[-0,36; 0,83]$	$[-0,14; 0,14]$	$[-0,25; 0,04]$

La prochaine étape est d'additionner les résultats de tous les canaux. On suppose que les effets systématiques, à l'exception de ceux qui sont reliés à l'efficacité et aux bruits de fond, sont corrélés entre les canaux. Les résultats sont présentés à la figure 7-2.

7.2 Les résultats combinés des expériences du LEP

En procédant de la même façon qu'en haut, il est possible de quadrupler le pouvoir statistique de la mesure en combinant les résultats d'OPAL avec ceux des autres expériences du LEP : ALEPH, DELPHI et L3. Les expériences CDF et D0 au TeVatron de Fermilab obtiennent également des limites sur les couplages trilineaires.

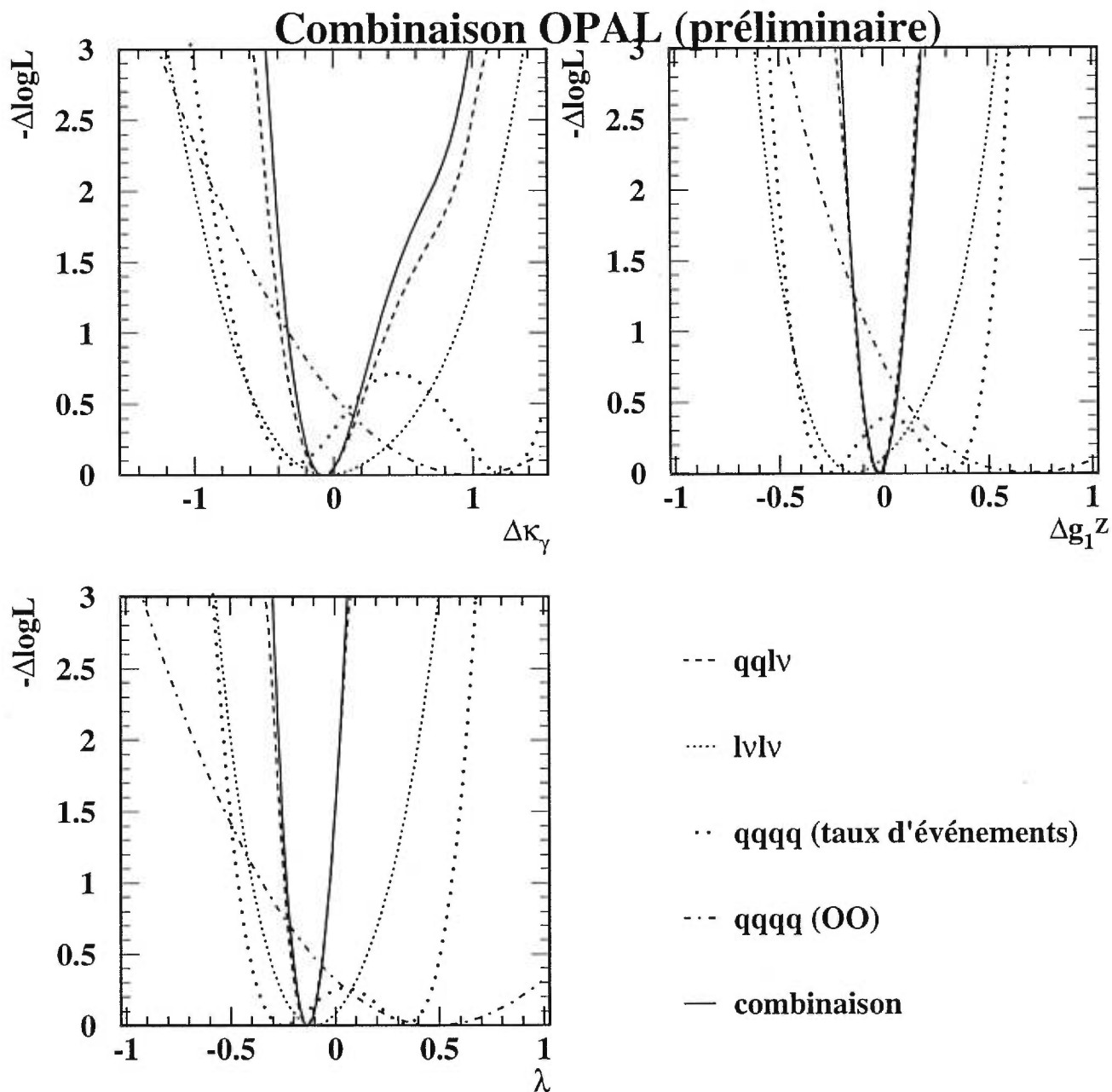


Figure 7-2 La combinaison des courbes de probabilité pour chacun des paramètres de couplage aux différents canaux, ainsi que pour la section efficace totale. La ligne solide représente la combinaison de tous les canaux.

Les résultats des mesures à un paramètre de toutes ces expériences sont présentés au tableau 7-II.

La combinaison des résultats des expériences nécessite un important travail collaboratif qui n'a pas encore pu être refait avec les résultats de l'analyse présentée dans cette thèse. Les combinaisons qu'on présente ici contiennent donc de plus anciens résultats OPAL [71, 105] pour le canal $q\bar{q}q\bar{q}$, plutôt que les résultats du chapitre 6. Il est tout de même intéressant de montrer le niveau de précision que l'on obtient par une telle combinaison.

Tableau 7-II *Les résultats les plus récents des quatre expériences du LEP et du TeVatron pour la mesure des couplages trilineaires. Sauf pour L3, les erreurs statistiques et systématiques sont combinées.*

	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ
ALEPH [116]	$-0,013^{+0,144}_{-0,112}$	$-0,001^{+0,063}_{-0,018}$	$-0,050^{+0,070}_{-0,059}$
DELPHI [117]	$+0,023^{+0,16}_{-0,16}$	$-0,02^{+0,07}_{-0,06}$	$+0,02^{+0,08}_{-0,08}$
L3 [118]	$-0,12^{+0,14}_{-0,12} \pm 0,08$	$-0,02^{+0,07}_{-0,07} \pm 0,03$	$+0,00^{+0,07}_{-0,07} \pm 0,03$
OPAL [105]	$-0,00^{+0,27}_{-0,19}$	$-0,007^{+0,075}_{-0,071}$	$-0,113^{+0,076}_{-0,069}$
CDF [119]	$-1,35 < \Delta\kappa_\gamma < 1,57$	—	$-0,85 < \lambda < 0,81$
D0 [120]	$-0,08^{+0,34}_{-0,34}$	—	$+0,00^{+0,10}_{-0,09}$

Tableau 7-III *La combinaison des résultats des quatre expériences du LEP [121].*

Paramètre	
$\Delta\kappa_\gamma$	$0,04^{+0,08}_{-0,08}$
Δg_1^Z	$-0,01^{+0,03}_{-0,03}$
λ	$-0,04^{+0,04}_{-0,04}$

ALEPH + DELPHI + L3 + OPAL

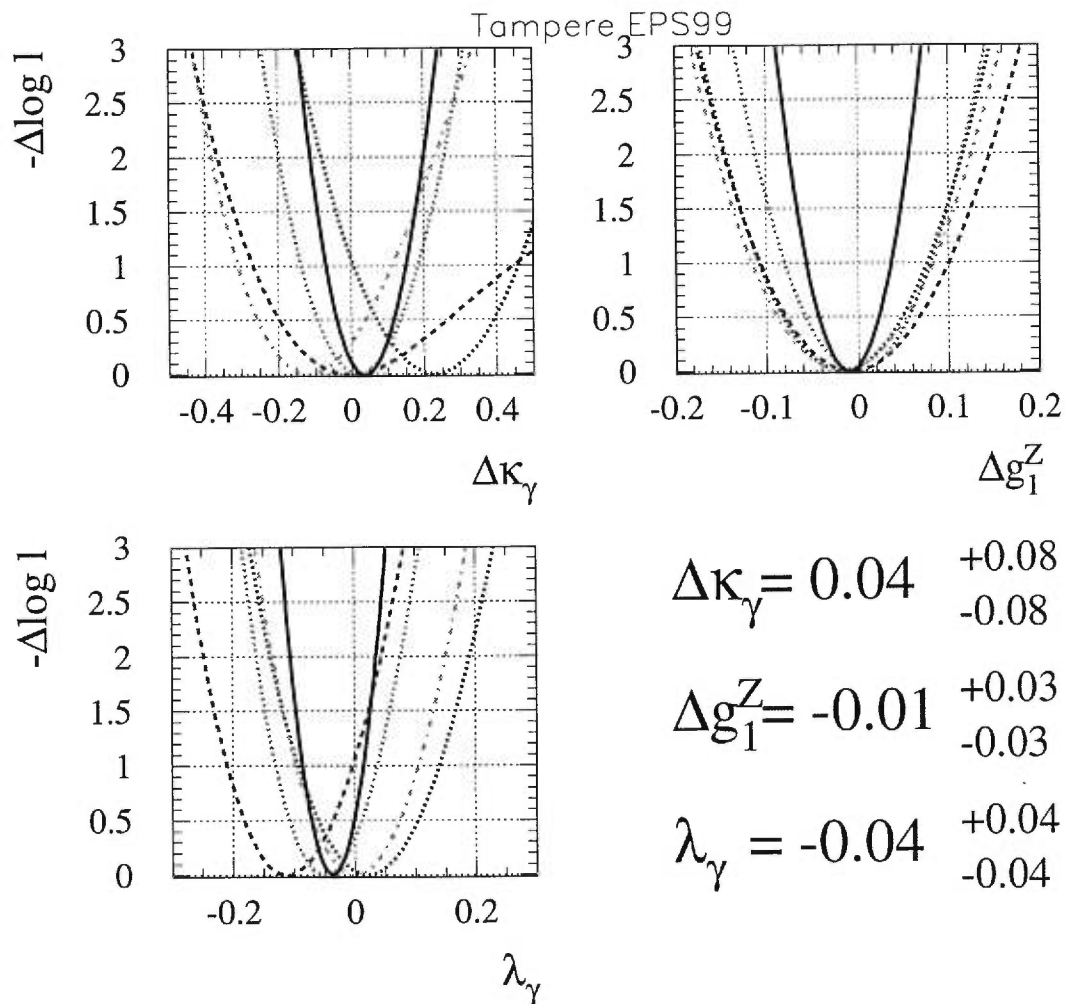


Figure 7-3 *Combinaison des résultats des quatre expériences du LEP. La courbe solide représente la combinaison. Les pointillés représentent les résultats de chaque expérience : trait cassé pour OPAL, point-tirets pour L3, pointillé en gris foncé pour DELPHI et pointillé en gris clair pour ALEPH.*

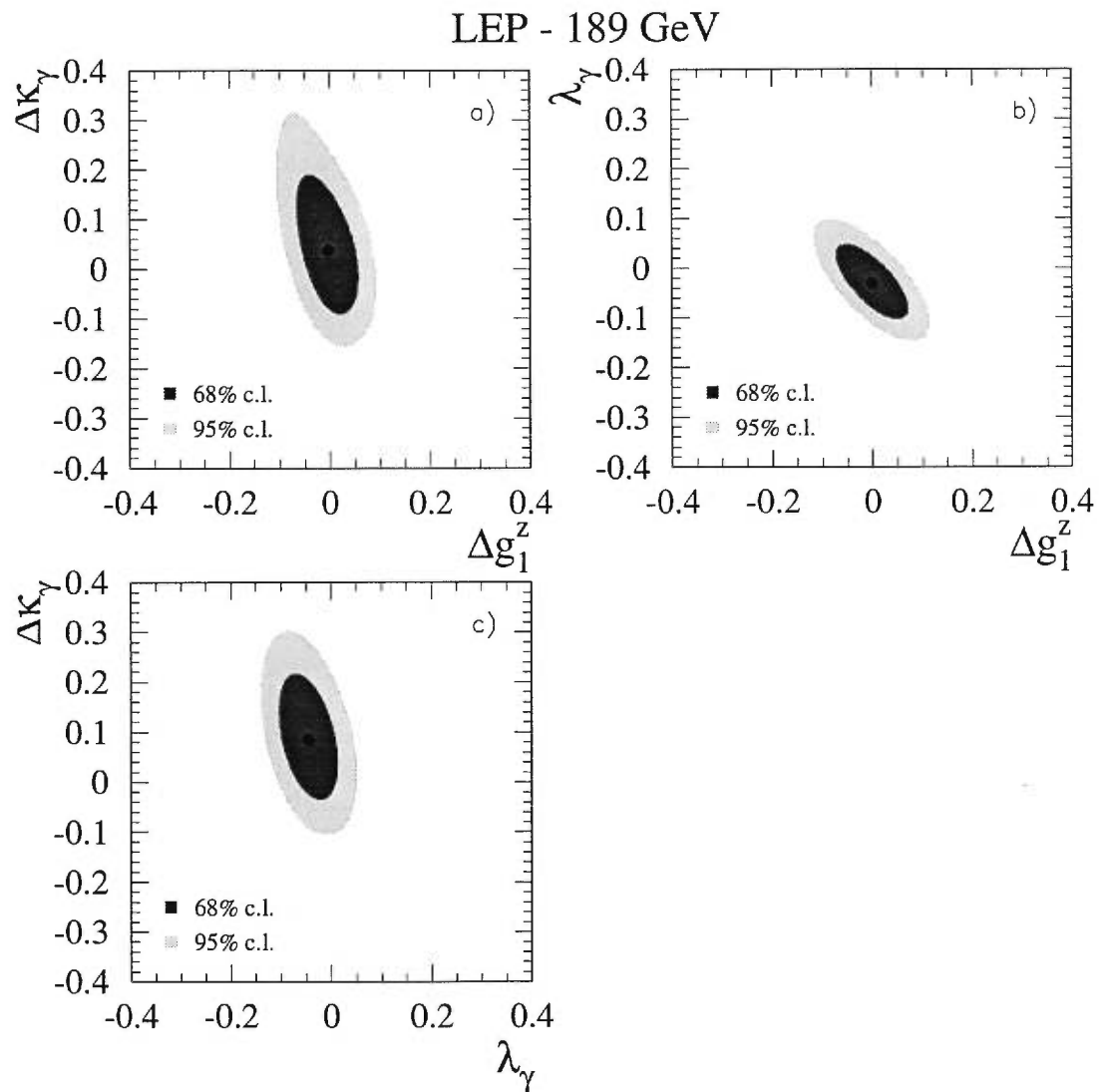


Figure 7-4 *Combinaison des contours de vraisemblance des quatre expériences du LEP pour les fits simultanés à deux paramètres.*

Conclusion

Dans sa deuxième phase, le collisionneur électron-positon du LEP est devenu une véritable usine à W. Plus de 4 500 événements W^+W^- ont été observés dans chacun des quatre détecteurs, et plus de la moitié de ces événements appartiennent aux échantillons de données prises en 1997 et 1998 à des énergies de 183 et 189 GeV.

Puisque deux des trois diagrammes de production de W^+W^- font intervenir un couplage trilinéaire des bosons de jauge électrofaible, les données se prêtent bien à la mesure de ces couplages. Les paires de W^+W^- créées dans les interactions e^+e^- conviennent particulièrement aux mesures de précision, car les particules initiales s'annihilent totalement, et il n'y a rien dans ces événements qui ne provienne d'autre chose que de la désintégration des W. La mesure des couplages au LEP II a déjà atteint une précision supérieure à celles des accélérateurs $p\bar{p}$.

Les couplages trilinéaires font partie des prédictions fondamentales du Modèle Standard. Les mesures de la section efficace de production de paires W^+W^- au LEP II fournissent une confirmation directe de l'existence de ces couplages (figure 5-2). Si le MS n'est qu'une théorie effective à basse énergie, les couplages pourraient être sensibles à l'existence de particules très lourdes faisant partie de la nouvelle physique au-delà du MS. Dans une théorie effective, la structure du lagrangien qui décrit les couplages pourraient être modifiée par la présence de termes non-renormalisables (comme le terme en λ). La mesure des couplages sonde donc la physique à des énergies beaucoup plus élevées que la masse du W, de façon indépendante de modèles.

Il y a trois canaux de désintégration possibles pour les paires W^+W^- : $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ et $\ell^-\bar{\nu}\ell^+\nu$. Par ailleurs, certains autres processus à quatre fermions sont sensibles aux couplages trilinéaires, notamment la production simple, $W\ell\nu$. Les sélections

d'événements doivent distinguer entre les différents canaux, et réduire le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow f\bar{f}$. Cette thèse traite plus particulièrement du canal $q\bar{q}q\bar{q}$. C'est un canal compliqué, à cause de la difficulté que présente l'association des jets aux W. L'utilisation du jetcharge et d'une discriminante de vraisemblance pour la combinaison des jets en paires a aidé à résoudre cette difficulté.

Plusieurs approches analytiques sont employées pour obtenir une mesure des couplages dans les différents canaux : l'analyse de la forme de la distribution des angles de production des W^- , les observables optimales, la matrice de densités de spin, et le nombre d'événements. Dans cette thèse on compare une analyse de la distribution de $\cos\theta_W$ avec une technique d'observables optimales au premier ordre.

Dans toutes les analyses il a fallu paramétriser la dépendance des quantités mesurées aux couplages anomaux. La paramétrisation a été obtenue à partir d'événements Monte Carlo, avec les effets du détecteur OPAL pleinement simulés. Le signal W^+W^- a été simulé grâce au générateur EXCALIBUR, et le bruit de fond dû aux événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec PYTHIA. Des échantillons faits avec d'autres générateurs ont servi à l'estimation des erreurs systématiques. Celles-ci ont été ensuite convoluées avec les courbes de vraisemblance représentant les erreurs statistiques pour enfin produire une erreur globale. Les résultats des analyses faites sur les données d'OPAL prises en 1997 et 1998 à $\sqrt{s} = 183$ et 189 GeV sont résumés au tableau 7-I.

Lorsqu'on combine les résultats dans tous les canaux pour les quatre expériences du LEP, on obtient les mesures suivantes [121, 122] pour les valeurs centrales avec les erreurs à un écart type, et pour les limites à 95 % de confiance :

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_\gamma &= 0,04_{-0,08}^{+0,08} && [-0,11; 0,20] \\ \Delta g_1^Z &= -0,01_{-0,03}^{+0,03} && [-0,07; 0,06] \\ \lambda &= -0,04_{-0,04}^{+0,04} && [-0,10; 0,03].\end{aligned}$$

Comme on a vu au chapitre 1, les couplages « anomaux » dûs aux corrections ra-

diatives prédites par le Modèle Standard et par des modèles populaires comme la supersymétrie sont de l'ordre de 0,001 à 0,005. Il n'est donc pas encore possible de distinguer entre le Modèle Standard et les modèles concurrents par la mesure des couplages trilinéaires. Il est tout juste possible de commencer à exclure certaines combinaisons extrêmes de paramètres pour des modèles « jouet » (comme l'exemple de la technicouleur à la section 1.8). On peut néanmoins conclure, à partir de l'équation 1.25 et de la mesure de Δg_1^Z , que la limite supérieure sur l'échelle Λ_U où l'unitarité serait violée doit être de l'ordre de 1,7 TeV (avec un niveau de confiance de 67 %). Il faut dire que le but de cette analyse n'a jamais été de chercher à valider ou invalider quelconque des nombreux modèles qui sont à la mode. La détection d'un couplage anomal aurait été très intéressante, car elle aurait été le signe d'une nouvelle physique tout à fait inattendue : un moment magnétique anomal pour les bosons de jauge que l'on avait crus fondamentaux et donc ponctuels, par exemple, aurait révolutionné la physique électrofaible. Le but principal de la mesure des couplages trilinéaires est de vérifier les prédictions détaillées du Modèle Standard pour les couplages non-abéliens et de tester sa validité comme théorie effective aux énergies du LEP II. Ce but a certainement été réalisé.

On termine en jetant un coup d'œil sur les perspectives d'avenir pour les couplages trilinéaires à l'avenir. La sensibilité aux couplages augmente avec l'énergie. Le LEP tourne aujourd'hui à son énergie maximale de 200 GeV, et il continuera à tourner jusqu'en septembre de l'an 2000. Puisque la section efficace de production des W^+W^- atteint un plateau en fonction de l'énergie autour de 200 GeV, la perspective la plus intéressante du point de vue de la mesure des couplages trilinéaires est de continuer à tourner à 200 GeV et de viser à accumuler 500 pb^{-1} de luminosité intégrée, ce qui représente la cible du LEP II [16]. Avec deux fois la statistique qu'on a maintenant, une petite amélioration des limites sur les couplages anomaux sera possible, mais certainement pas encore l'ordre de grandeur nécessaire pour distinguer entre le Modèle Standard et d'autres modèles, tels que la supersymétrie. Des mesures plus précises devront attendre la construction des accélérateurs à très

haute luminosité comme le Grand Collisionneur Hadronique (LHC) et le Prochain Collisionneur Linéaire (NLC).

En conclusion, on peut dire que, comme théorie effective aux énergies du LEP II, le Modèle Standard fournit une description tout à fait adéquate des couplages non-abéliens des bosons de jauge électrofaibles.

Références

- [1] THE PARTICLE DATA GROUP, C. CASO *et al.*. «Review of particle physics». *The European Physical Journal C*, **3**(1998) 1.
- [2] E. MERZBACHER. *Quantum Mechanics*. John Wiley and Sons, New York, deuxième édition (1961, 1970).
- [3] I. AITCHISON et A. HEY. *Gauge Theories in Particle Physics*. Institute of Physics Publishing, Bristol, deuxième édition (1989, 1993).
- [4] F. REIF. *Fundamentals of statistical and thermal physics*. McGraw-Hill, Inc. (1965).
- [5] S. L. GLASHOW. «Partial symmetries of weak interactions». *Nuclear Physics*, **22**(1961) 579–588.
- [6] A. SALAM. «Weak and electromagnetic interactions». Dans *Elementary Particle Theory: Proceedings of the Nobel Symposium Held 1968 at Lerum, Sweden*, réd. N. SVARTHOLM, pp. 367–377. Almqvist & Wiksell, Stockholm (1968).
- [7] S. WEINBERG. «A model of leptons». *Physical Review Letters*, **19**(1967) 1264–1266.
- [8] S. WEINBERG. *The Quantum Theory of Fields*, tome 1. Cambridge University Press (1995).
- [9] B. MARTIN et G. SHAW. *Particle Physics*. John Wiley and Sons, Chichester (1992).
- [10] F. HALZEN et A. D. MARTIN. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, New York (1984).
- [11] D. H. PERKINS. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Massachusetts, deuxième édition (1982).
- [12] D. CASPAR. «Results from SuperKamiokande». Rapport aux Rencontres de Moriond (mars 1999). À paraître dans les comptes rendus de la conférence.
- [13] J. JACKSON. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, New York, deuxième édition (1962, 1975).
- [14] J. F. GUNION, H. E. HABER, G. KANE et S. DAWSON. *The Higgs Hunter's Guide*. Addison-Wesley, Redwood City, Californie (1990).
- [15] F. MANDL et G. SHAW. *Quantum Field Theory*. John Wiley and Sons, Chichester (1984, 1993). Édition révisée.
- [16] G. GOUNARIS, J.-L. KNEUR et D. ZEPPENFELD. «Triple gauge boson couplings». Dans ALTARELLI *et al.* [123], pp. 525–576.
- [17] K. HAGIWARA, K. HIKASA, R. PECCEI et D. ZEPPENFELD. «Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ». *Nuclear Physics B*, **282**(1987) 253–307.

- [18] *La collaboration UA1*, G. ARNISON *et al.*. «Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV». *Physics Letters B*, **122**(1983) 103–116.
- [19] *La collaboration UA2*, M. BANNER *et al.*. «Observation of single isolated electrons of high transverse momentum with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider». *Physics Letters B*, **122**(1983) 476–485.
- [20] R. J. MADARAS (*pour les collaborations CDF et D0*). «W boson physics at the Fermilab Tevatron collider». Dans *XVIII International Conference on Physics in Collision*. Frascati, Italie (17-19 juin 1998). Communication plénière invitée.
- [21] N. GRAF. «CDF/D0 electroweak measurements». Rapport aux Rencontres de Moriond (mars 1999). À paraître dans les comptes rendus de la conférence.
- [22] W. ALLES, C. BOYER et A. BURAS. «W boson production in e^+e^- collisions in the Weinberg-Salam model». *Nuclear Physics B*, **119**(1977) 125 – 140.
- [23] *La Collaboration OPAL*, G. ABBIENDI *et al.*. «Color reconnection studies in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at $\sqrt{s} = 183$ GeV». *Physics Letters B*, **453**(1999) 153–168.
- [24] S. DAWSON. «The MSSM and why it works». Dans *Supersymmetry, Supergravity and Supercolliders*. École d'été TASI (1997). HEP-PH/9712464.
- [25] J. HEWETT, T. TAKEUCHI et S. THOMAS. «Indirect probes of new physics». Dans *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*, réds. T. BARKLOW, S. DAWSON, H. E. HABER et S. SIEGRIST, pp. 548–649. World Scientific (1997).
- [26] C. BURGESS, S. GODFREY, H. KÖNIG, D. LONDON et I. MAKSYMUK. «Model-independent global constraints on new physics». *Physical Review D*, **49**(1994) 6115–6147.
- [27] G. ALTARELLI. «The standard electroweak theory and beyond» (Novembre 1998). HEP-PH/9811456, CERN-TH-98-348.
- [28] M. E. PESKIN et T. TAKEUCHI. «New constraint on a strongly interacting Higgs sector». *Physical Review Letters*, **65**(1990) 964–967.
- [29] M. E. PESKIN et T. TAKEUCHI. «Estimation of oblique electroweak corrections». *Physical Review D*, **46**(1992) 381.
- [30] I. MAKSYMUK, C. P. BURGESS et D. LONDON. «Beyond S, T, and U». *Physical Review D*, **50**(1994) 529–535.
- [31] J. L. ROSNER. «New developments in precision electroweak physics». *Comments Nucl. Part. Phys.*, **22**(1998) 205–219.
- [32] J. J. VAN DER BIJ et B. KASTENING. «Corrections to oblique parameters induced by anomalous vector boson couplings». *Physical Review D*, **57**(1998) 2903–2926.
- [33] P. MOLNÁR et M. GRÜNEWALD. «Measuring WWZ and WW γ coupling constants with Z^0 -pole data» (24 février 1999). HEP-PH/9902317, Université Humboldt, Berlin HUB-EP-99-06.
- [34] P. CHIAPPETTA et C. VERZEGNASSI. «Z' physics». Dans ALTARELLI *et al.* [123].

- [35] K. SACHS. «Limits on a Z' boson from e^+e^- to fermion pair cross-sections and asymmetries» (26 février 1999). Note interne OPAL PN372.
- [36] S. C. BENNETT et C. E. WIEMAN. «Measurement of the $6S \rightarrow 7S$ transition polarizability in atomic cesium and an improved test of the standard model». *Physical Review Letters*, **82**(1999) 2484–2487.
- [37] S. MRENNA. «Technihadron production and decay at LEP2» (Juillet 1999). HEP-PH/9907201.
- [38] M. VERZOCCHI. «W couplings measurements at LEP». Dans *Second Latin American Symposium on high energy physics*. San Juan, Puerto Rico (avril 1998).
- [39] P. WELLS. Groupe de calibrage de l'énergie du LEP. Communication personnelle. (1999).
- [40] A. MACCHIOLO. *Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings with the OPAL Detector at LEP*. Thèse de doctorat, Università degli Studi di Bologna (1998).
- [41] D. BARDIN et R. KLEISS. «Event generators for WW physics». Dans ALTARELLI *et al.* [124], pp. 3–102.
- [42] J. ALLISON *et al.*. «The detector simulation program for the OPAL experiment at LEP». *Nuclear Instruments and Methods A*, **317**(1992) 47–74.
- [43] Z. KUNSZT et W. STIRLING. «Determination of the mass of the W boson». Dans ALTARELLI *et al.* [123], pp. 141–206.
- [44] F. BOUDJEMA et B. MELE. «Standard model processes». Dans ALTARELLI *et al.* [123], pp. 207–248.
- [45] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Tests of the standard model and constraints on new physics from measurements of fermion-pair production at 183 GeV at LEP». *European Journal of Physics C*, **6**(1998) 1–18.
- [46] T. SJÖSTRAND et V. KHOZE. «A summary of colour reconnection models». *Zeitschrift für Physik C*, **62**(1994) 281.
- [47] L. LÖNNBLAD et T. SJÖSTRAND. «Bose-Einstein effects and W mass determinations». *Physics Letters B*, **351**(1995) 293–301.
- [48] *La Collaboration OPAL*, G. ABBIENDI *et al.*. «Bose-Einstein correlations in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at 172 and 183 GeV». *European Journal of Physics C*, **8**(1999) 559–571.
- [49] J. SCHIECK. «Bose-Einstein correlations in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ events at 172, 183 and 189 GeV» (22 juin 1999). Note interne OPAL PN392.
- [50] J. UYTHOVEN *et al.*. «Overview of LEP operation in 1998». Dans *PAC-99, 1999 Particle Accelerator Conference*. New York (29 mars – 2 avril 1999). CERN SL-99-017 BT.
- [51] *La Collaboration OPAL*, K. AHMET *et al.*. «The OPAL detector at LEP». *Nuclear Instruments and Methods A*, **305**(1991) 275–319.
- [52] *La Collaboration OPAL*, G. ALEXANDER *et al.*. «Test of the exponential decay law at short decay times using tau leptons». *Physics Letters B*, **368**(1996) 244–250.

- [53] W. R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin, deuxième édition (1987, 1994).
- [54] O. BIEBEL *et al.*. «Performance of the OPAL jet chamber». *Nuclear Instruments and Methods A*, **323**(1992) 169–177.
- [55] Page WWW du groupe CJ : <http://opalinfo.cern.ch/opal/group/cj> (1999).
- [56] G. BEAUDOIN, M. BEAULIEU et H. MES. *CZ Online System: The Complete Tour* (1992, 1995).
- [57] M. DIXIT, P. GAGNON, H. MES, C. SHEPHERD-THEMISTOCLEUS, C. VIRTUE et N. WATSON. *Z Chamber High Voltage Operating Manual*, cinquième édition (mai 1999).
- [58] M. DIXIT, P. GAGNON, H. MES, C. SHEPHERD-THEMISTOCLEUS, C. VIRTUE et N. WATSON. *Detailed Description of the Z Chamber High Voltage System*, première édition (novembre 1998).
- [59] S. ANDERSON *et al.*. «The extended OPAL silicon strip microvertex detector». *Nuclear Instruments and Methods A*, **403**(1998) 326–350.
- [60] R. K. BOCK et A. VASILESCU. *The Particle Detector BriefBook*. Accelerator Physics. Springer, Berlin (1998). (Version 14 sur le WWW.).
- [61] S. JADACH et O. NICROSINI. «Event generators for Bhabha scattering». Dans ALTARELLI *et al.* [124], pp. 229–298.
- [62] B. ANDERSON *et al.*. «The OPAL silicon-tungsten calorimeter front end electronics». *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **41**(1994) 845–852.
- [63] S. LLOYD. «The OPAL primer» (Juillet 1998). (Document interne OPAL).
- [64] M. HAUSCHILD *et al.*. «Particle identification with the OPAL jet chamber». *Nuclear Instruments and Methods A*, **314**(1992) 74–85.
- [65] *La Collaboration OPAL*, G. BELLA, D. CHARLTON, A. MACCHIOLO, C. SBARRA et I. TRIGGER. «Measurement of triple gauge boson couplings with $W^+W^- \rightarrow qqqq$ and $W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ at $\sqrt{s} = 183$ GeV» (9 mars 1998). Note interne OPAL PN336.
- [66] N. BROWN et W. STIRLING. «Finding jets and summing soft gluons: a new algorithm». *Zeitschrift für Physik C*, **53**(1992) 629.
- [67] H. LAFOUX. «Update of the neural electron ID». Rapport technique TN317, OPAL (21 septembre 1995). Note technique interne OPAL.
- [68] T. OMORI, S. ASAI, I. NAKAMURA et S. YAMASHITA. *MT Users' Guide*. OPAL, Genève, Suisse (juin 1996). Version 1.00/1.50.
- [69] C. WARD, D. WARD et N. WATSON. *WW111 Manual*. OPAL, Genève, Suisse (septembre 1998).
- [70] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Measurement of the W boson mass and W^+W^- production and decay properties in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 172$ GeV». *European Journal of Physics C*, **1**(1998) 395–424.
- [71] *La Collaboration OPAL*, G. ABBIENDI *et al.*. « W^+W^- production and triple gauge boson couplings at LEP energies up to 183 GeV». *European Journal of Physics C*, **8**(1999) 191–215.

- [72] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Search for anomalous production of di-lepton events with missing transverse momentum in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ and 172 GeV». *European Journal of Physics C*, **4**(1998) 47–74.
- [73] S. CATANI et M. SEYMOUR. «The dipole mechanism for the calculation of QCD jet cross-sections at next-to-leading order». *Physics Letters B*, **378**(1996) 287–301.
- [74] O. NACHTMANN et A. REITER. «A test for the gluon selfcoupling in the reactions $e^+e^- \rightarrow$ four jets and $Z^0 \rightarrow$ four jets». *Zeitschrift für Physik C*, **16**(1982) 45.
- [75] D. KARLEN. «Using projections and correlations to approximate probability distributions». *Computers in Physics*, **12**(1998) 380.
- [76] D. KARLEN. «An improved likelihood selection technique for correlated variables». Rapport technique TN459, OPAL (19 février 1997). Note technique interne OPAL.
- [77] *La Collaboration OPAL*. « W^+W^- production in e^+e^- collisions at 189 GeV» (12 mars 1999). Note interne OPAL PN378.
- [78] F.A.BERENDS, R.PITTAU et R.KLEISS. «EXCALIBUR - a Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP 200 and beyond». *Computer Physics Communications*, **85**(1995) 437–452.
- [79] I. TRIGGER. «A comparison of jet-pairing methods for the measurement of triple gauge couplings using $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ at $\sqrt{s} = 189$ GeV». Rapport technique TN584, OPAL (27 novembre 1998). Note technique interne OPAL.
- [80] I. TRIGGER et S. VON DOBSCHÜTZ. «A likelihood jet pairing method and a jetcharge technique for reconstruction and determining the W-charges in $W^+W^- \rightarrow qqqq$ events». Rapport technique TN476, OPAL (1997). Note technique interne OPAL.
- [81] *La collaboration ALEPH*, R. BARATE *et al.*. «Measurement of triple gauge boson couplings at 172 GeV». *Physics Letters B*, **422**(1998) 369–383.
- [82] *La Collaboration OPAL*, R. AKERS *et al.*. «Measurement of the time dependence of $B^0_d \leftrightarrow \bar{B}^0_d$ mixing using a jet charge technique». *Physics Letters B*, **327**(1994) 411–424.
- [83] A. BIGUZZI et S. MARCELLINI. «A jet-charge algorithm for b/c separation of events with $D^{*\pm}$ at LEP1». Rapport technique TN458, OPAL (31 janvier 1997). Note technique interne OPAL.
- [84] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Measurements of the b quark forward-backward asymmetry around the Z^0 peak using jet charge and vertex charge». *Zeitschrift für Physik C*, **75**(1997) 385–396.
- [85] *La Collaboration OPAL*, R. AKERS *et al.*. «A measurement of the forward-backward asymmetry of $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ by applying a jet charge algorithm to lifetime tagged events». *Zeitschrift für Physik C*, **67**(1995) 365–378.
- [86] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Measurement of triple gauge boson couplings from W^+W^- production at $\sqrt{s} = 172$ GeV». *European Journal of Physics C*, **2**(1998) 597–606.

- [87] *La Collaboration OPAL*, G. ABBIENDI *et al.*. «Measurement of the W mass and width at e^+e^- collisions up to 183 GeV». *Physics Letters B*, **453**(1999) 138–152.
- [88] A. MACCHIOLO et C. SBARRA. Présentation dans une réunion du groupe de travail sur les W de la collaboration OPAL. (1998).
- [89] APPLICATION SOFTWARE GROUP. *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. CERN, Genève, Suisse (octobre 1994). CERN program library long writeup W5013.
- [90] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON et D. SÖDBERG. «A general model for jet fragmentation». *Zeitschrift für Physik C*, **20**(1983) 317–329.
- [91] T. SJÖSTRAND. «The LUND Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics: JETSET version 6.2.» *Computer Physics Communications*, **39**(1986) 347.
- [92] T. SJÖSTRAND et M. BENGTSSON. «Jet fragmentation and e^+e^- physics: JETSET version 6.3: an update». *Computer Physics Communications*, **43**(1987) 367.
- [93] T. D. GOTTSCHALK et D. A. MORRIS. «A new model for hadronization and e^+e^- annihilation». *Nuclear Physics B*, **288**(1987) 729–781.
- [94] G. MARCHESINI, B. WEBBER, G. ABBIENDI, I. KNOWLES, M. SEYMOUR et L. STANCO. «HERWIG 5.1 – a Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons». *Computer Physics Communications*, **67**(1992) 465.
- [95] L. LÖNNBLAD. «ARIADNE version 4: a program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model». *Computer Physics Communications*, **71**(1992) 15–31.
- [96] D. CHARLTON et R. MCPHERSON. Communication personnelle. (Juillet 1999).
- [97] H.-U. BENGTSSON et T. SJÖSTRAND. «The LUND Monte Carlo for hadronic processes: PYTHIA version 4.8». *Computer Physics Communications*, **46**(1987) 43.
- [98] S. STERNBERG. *Group theory and physics*. Cambridge University Press (1994). (Chapitre 5.).
- [99] La technique et le code informatique employé pour l'implémenter sont dûs à D. Charlton de la collaboration OPAL.
- [100] J. FUJIMOTO, T. ISHIKAWA, T. KANEKO, K. KATO, S. KAWABATA, Y. KURIHARA, T. MUNEHISA, D. PERRET-GALLIX, Y. SHIMIZU et H. TANAKA. «*grc4f* v1.1: a four-fermion event generator for e^+e^- collisions». *Computer Physics Communications*, **100**(1997) 128–156.
- [101] I. KNOWLES et T. SJÖSTRAND. «QCD event generators». Dans ALTARELLI *et al.* [124], pp. 103–186.
- [102] D. BARDIN *et al.*. «Gentle/4fan v.2.0: a program for the semianalytic calculation of predictions for the process $e^+e^- \rightarrow 4f$ ». *Computer Physics Communications*, **104**(1997) 161–187.

- [103] D. BARDIN, M. BILENKY, A. OLCHEVSKI et T. RIEMANN. «Off-shell W-pair production in e^+e^- -annihilation». *Physics Letters B*, **308**(1993) 403–410. Erratum: *ibid* 357 (1995) 725–726.
- [104] *La collaboration DELPHI*, P. ABREU *et al.*. «Measurement of the mass of the W boson using direct reconstruction at $\sqrt{s} = 183$ GeV» (Juin 1999). CERN-EP-99-079, à paraître dans *Physics Letters B*.
- [105] *La Collaboration OPAL*, G. ABBIENDI *et al.*. «Measurement of triple gauge boson couplings from W^+W^- production at LEP energies up to 189 GeV» (12 mars 1999). Note interne OPAL PN375.
- [106] *La Collaboration OPAL*. «Measurement of the W-pair production cross section and triple gauge couplings at LEP» (15 juillet 1998). Note interne OPAL PN354.
- [107] S. PETZOLD. «Measurement of the trilinear gauge boson couplings with the spin density matrix method». Rapport technique TN552, OPAL, Genève, Suisse (28 juin 1998). Note technique interne OPAL.
- [108] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Measurement of the triple gauge boson coupling $\alpha_{W\phi}$ from W^+W^- production in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV». *Physics Letters B*, **397**(1997) 147–157.
- [109] *La Collaboration OPAL*, K. ACKERSTAFF *et al.*. «Measurement of the mass of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV». *Physics Letters B*, **389**(1996) 416–428.
- [110] F. JAMES et M. ROOS. *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis*. CERN, CERN, Genève, Suisse (décembre 1989).
- [111] THE PARTICLE DATA GROUP, R. BARNETT *et al.*. «Review of particle physics». *Physical Review D*, **54**(1996) 1.
- [112] THE LEP WW WORKING GROUP. «LEP WW cross-section and W mass for '99 winter conferences» (révision du 15 avril 1999). LEPEWWG/WW/99-01, contact: E. Lançon.
- [113] M. LANCASTER. «New results on W mass (CDF/D0)». Rapport aux Rencontres de Moriond (mars 1999). À paraître dans les comptes rendus de la conférence.
- [114] *CERN Program Library CERNLIB*. CERN, Genève, Suisse (mai 1994).
- [115] B. EFRON et R. J. TIBSHIRAMI. *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman & Hall, New York (1993).
- [116] *La collaboration ALEPH*. «Measurement of triple gauge boson couplings at 183 – 189 GeV» (2 juillet 1999). ALEPH 99-072. Résultats présentés à EPS-HEP99, Tampere, Finlande, contact: Jorgen Beck Hansen.
- [117] *La collaboration DELPHI*, T. BOWCOCK *et al.*. «Measurement of trilinear gauge boson couplings in e^+e^- collisions at 189 GeV» (15 juin 1999). DELPHI 99-63 CONF 250. Résultats présentés à EPS-HEP99, Tampere, Finlande.
- [118] *La collaboration L3*. «Preliminary results on the measurement of triple-gauge-boson couplings of the W boson at LEP» (11 mars 1999). L3 Note 2378. Résultats présentés à Moriond Électrofaible, Les Arcs, France, et à EPS-HEP99, Tampere, Finlande.

- [119] *La collaboration CDF*. «Limits on $W^+W^-Z^0$ and $W^+W^-\gamma$ couplings from WW and WZ^0 production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8$ TeV». *Physical Review Letters*, **75**(1995) 1017–1022.
- [120] *La collaboration D0*, B. ABBOTT *et al.*. «Studies of WW and WZ^0 production and limits on anomalous $W^+W^-\gamma$ and $W^+W^-Z^0$ couplings» (Mai 1999). Soumis à *Physical Review D*.
- [121] A. MACCHIOLO. «Triple gauge couplings in W^+W^- events at LEP». rapport à la conférence du European Physical Society (Juillet 1999). À paraître dans les comptes rendus de la conférence.
- [122] LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP. <http://www.cern.ch/LEPEWWG/> (1999).
- [123] G. ALTARELLI, T. SJÖSTRAND et F. ZWIRNER, réds. *Physics at LEP2*, tome 1. Rapport Jaune CERN 96-01, Theoretical Physics and Particle Physics Experiments Divisions, Genève, Suisse (19 février 1996).
- [124] G. ALTARELLI, T. SJÖSTRAND et F. ZWIRNER, réds. *Physics at LEP2*, tome 2. Rapport Jaune CERN 96-01, Theoretical Physics and Particle Physics Experiments Divisions, Genève, Suisse (19 février 1996).