

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

David FAYOLLE
Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**“PRODUCTION DE PAIRES DE Z
ET POLARISATION DES W
A LEP2 AVEC LE DÉTECTEUR ALEPH”**

OU

**“PROLÉGOMÈNES À TOUTE ÉTUDE FUTURE
SUR LES BOSONS DE JAUGE
QUI POURRA SE PRÉSENTER COMME EXHAUSTIVE”**

Thèse soutenue le 04 Octobre 2002, devant la commission d'examen :

Président :	M.	B.	MICHEL	
Examineurs :	Mme.	C.	DE CLERCQ	<i>rapporteur</i>
	M.	E.	LANÇON	
	M.	J.	JOUSSET	<i>superviseur</i>
	M.	R.	TENCHINI	<i>rapporteur</i>

Remerciements

Je remercie M. Bernard Michel, Directeur de Recherche au CNRS et Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je suis particulièrement reconnaissant à Mme. Catherine De Clercq, Professeur à la Vrije Universiteit Brussel, et M. Roberto Tenchini, Directeur de Recherche à l'INFN et Porte-Parole de la Collaboration ALEPH, d'avoir accepté d'être rapporteurs et membres du jury de cette thèse.

M. Eric Lançon, Physicien au CEA Saclay, a accepté d'être membre du jury. Je le remercie pour l'attention qu'il a bien voulu porter à mon travail.

Un grand merci à M. Jacques Jousset, Professeur à l'Université Blaise Pascal et chef du groupe ALEPH Clermont, pour m'avoir guidé et épaulé lors de ces trois années et pour m'avoir permis de m'épanouir dans la physique (et le reste).

J'exprime ma reconnaissance à tous les membres du groupe clermontois ALEPH, en particulier Stéphane Monteil et Pascal Gay, pour la qualité de leur écoute et leurs conseils.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes de la Collaboration ALEPH qui ont participé de près ou de loin à ce travail de thèse, et plus particulièrement Jørgen Beck Hansen, Stéphane Jézéquel et Andrea Venturi.

À l'ange tant aimé pour qui je fus une source de peine & de joie ...

Table des matières

Introduction	1
1 Le Modèle Standard	3
1.1 Historique du Modèle Standard	3
1.2 Limites actuelles	4
1.3 Le secteur de jauge	6
1.4 Conclusion	8
2 Le Dispositif Expérimental	9
2.1 Le collisionneur LEP	9
2.1.1 Le système d'injection	9
2.1.2 La luminosité	10
2.2 Le détecteur ALEPH	12
2.2.1 La reconstruction des traces chargées	12
2.2.2 Le système calorimétrique	15
2.2.3 Les chambres à muons	17
2.2.4 Les luminomètres	17
2.2.5 Le système de déclenchement	18
2.2.6 L'acquisition des données	18
2.3 L'identification des particules	19
2.3.1 Électrons	19
2.3.2 Muons	19
2.3.3 La reconstruction des jets	19
3 La Simulation Monte Carlo	21
3.1 Les générateurs	22
3.1.1 Processus $4f$	22
3.1.2 Processus $2f$	23
3.1.3 Processus $\gamma\gamma$	24
3.2 Obtention des états physiques	24
3.2.1 Fragmentation	25
3.2.2 Radiation dans l'état final	25
3.3 Simulation totale	25
4 La Section Efficace ZZ	27
4.1 La production de paires de Z	27
4.1.1 Amplitudes d'hélicité	27

4.1.2	Topologie des évènements ZZ	29
4.2	Sélection des évènements ZZ	31
4.2.1	L'état final $l^+l^-\nu\bar{\nu}$	31
4.2.2	L'état final $l^+l^-X\bar{X}$	32
4.2.3	L'état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	34
4.2.4	L'état final $q\bar{q}q'\bar{q}'$	35
4.2.5	Combinaison des canaux	38
4.3	Mesure de la section efficace ZZ	38
4.3.1	Ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance	39
4.3.2	Section efficace totale	39
4.3.3	Rapport entre sections efficaces mesurées et prédites	40
4.4	Tests de la stabilité de la mesure	41
4.4.1	Inclusion des effets d'ordre supérieur pour le WW	42
4.4.2	Coupures sur le générateur $\gamma\gamma$	43
4.4.3	Limitation des diagrammes 4f pour le ZZ	43
4.5	Incertitudes systématiques	44
4.5.1	Effets expérimentaux	45
4.5.2	Erreurs provenant des simulations	45
4.5.3	Erreur systématique totale	46
4.6	Mesure des rapports d'embranchement	47
4.7	Conclusion	48
5	Les Couplages Anomaux Neutres	49
5.1	Le lagrangien des NGC	49
5.2	Repondération	50
5.3	L'information sur la section efficace	51
5.4	L'information sur la distribution angulaire	53
5.5	Extraction des couplages	54
5.5.1	La contrainte $SU(2) \times U(1)$	57
5.6	Incertitudes systématiques	59
5.6.1	Information sur la distribution angulaire	59
5.6.2	Information sur la section efficace	60
5.6.3	Erreur systématique totale	60
5.7	Conclusion	60
6	La Polarisation des W	61
6.1	Production de paires de W au LEP	61
6.1.1	La polarisation du système W^+W^-	63
6.1.2	La désintégration des W	64
6.2	Propriétés de polarisation	66
6.2.1	Matrice densité de spin à deux particules	66
6.2.2	Matrice densité de spin du W seul	68
6.3	Application aux données	69
6.3.1	Les éléments de la SDM	70
6.3.2	Les sections efficaces polarisées	72
6.3.3	Le choix des données	72

7	Les Sections Efficaces Polarisées WW	75
7.1	Sélection des événements semi-leptoniques	75
7.1.1	Présélection	75
7.1.2	Sélection de la partie leptonique	76
7.1.3	Sélection de la partie hadronique	77
7.1.4	Réseau de neurones	78
7.1.5	Distributions angulaires	78
7.2	Correction des effets de détecteur	80
7.2.1	Résolutions	82
7.2.2	Migration entre bins	82
7.2.3	Facteurs de correction	83
7.3	Correction du bruit de fond	84
7.4	Mesure des éléments de la SDM	86
7.4.1	La SDM à un seul W	86
7.5	Mesure des sections efficaces polarisées	86
7.6	Tests de la violation de CP et de CPT	90
7.7	Conclusion	92
8	Interprétation des résultats	93
8.1	Mesure de la section efficace ZZ	93
8.1.1	Comparaison avec le MS	93
8.1.2	Comparaison avec les valeurs actuelles	93
8.1.3	Amélioration des résultats d'ALEPH	94
8.1.4	Incertitudes systématiques	94
8.2	Les couplages anomaux neutres	95
8.2.1	Comparaison avec le MS	95
8.2.2	Comparaison avec les valeurs actuelles	95
8.2.3	Résultats publiés précédemment dans ALEPH	96
8.2.4	Le problème de la statistique Monte Carlo	96
8.2.5	L'information angulaire	96
8.2.6	Les couplages hors couche de masse	97
8.3	Les dimensions supplémentaires	97
8.4	Polarisation	97
8.4.1	Comparaison avec le MS	97
8.4.2	Comparaison avec les valeurs actuelles	98
8.4.3	Finitions à apporter à l'analyse	98
8.5	Conclusion	98
	Conclusion	99
A	Monte Carlo ZZ utilisés aux différentes énergies	101
B	Évènements ZZ sélectionnés aux différentes énergies	107
C	Monte Carlo WW utilisés aux différentes énergies	111
D	La véritable interprétation des résultats	117

Introduction

Those who think of metaphysics as the most unconstrained or speculative of disciplines are misinformed; compared with particle physics, metaphysics is pedestrian and unimaginative.

Quand on arrive en fin d'expérience, maints travaux dans de nombreux domaines de physique ont déjà été effectués. Depuis la mise en service du LEP et du détecteur ALEPH en 1989, aux dernières prises de données de l'an deux mil, les attentes et les outils ont évolué, tout comme l'a fait la machine. Du point de vue théorique, les modèles se sont affinés et ont reçu ou non la validation des données expérimentales. Le Modèle Standard s'est définitivement imposé et ses extensions sont déjà testées. Beaucoup de chemin a été parcouru.

Pourtant en 1999 tous les évènements enregistrés n'étaient pas encore dépouillés. Certains domaines de physique, dont notamment le secteur de jauge du Modèle Standard, étaient encore vierges de toute exploration.

Dans cette jungle de particules, il a semblé important à l'auteur de tenter de combler certains de ces vides, ce qui a le double avantage de confirmer totalement la nature de jauge du Modèle Standard à travers **la mesure de la section efficace ZZ** et de voir au-delà de cette théorie à travers **la mesure des couplages anomaux neutres**, non prévus par ce modèle. De la même façon, **la mesure des sections efficaces polarisées WW** , au-delà d'un autre test du secteur de jauge, ouvre la porte aux futurs collisionneurs linéaires qui utiliseront des faisceaux polarisés.

Contrairement à d'autres analyses, comme la masse du W par exemple, qui s'effectuent en collaboration et depuis une longue période, ce travail, qui s'est déroulé en relative autonomie, s'attache à ouvrir de nouveaux canaux de physique non encore couverts, qui de plus seront dominés au LEP par une incertitude statistique importante, et ne peut donc prétendre à la même précision sur les résultats obtenus que celle atteinte par ces autres analyses.

Cette thèse se présente comme suit : Après avoir situé le cadre théorique, chapitre 1, et expérimental, chapitre 2, de ce travail, une brève introduction des générateurs Monte Carlo utilisés sera présentée au chapitre 3. Puis vient la mesure de la section efficace ZZ , au chapitre 4, avec la sélection des évènements, l'ajustement de la section efficace et la mesure des rapports d'embranchement. Les couplages anomaux à trois bosons de jauge

neutres dans l'état final ZZ sont alors décrits et extraits dans le chapitre 5. Vient ensuite un rappel sur la production de paires de W et leurs propriétés de polarisation, chapitre 6, puis leur sélection et les valeurs obtenues sur les sections efficaces différentielles polarisées WW , présentées au chapitre 7. Enfin, la combinaison des résultats avec les mesures déjà existantes et à venir permettra de conclure, dans le chapitre 8, sur les contraintes apportées au Modèle Standard.



Chapitre 1

Le Modèle Standard

Nous allons montrer dans ce premier chapitre que le Modèle Standard (MS) reproduit avec une très grande exactitude les données expérimentales et qu'il peut donc être considéré comme une base solide pour une approche de la physique des particules à l'échelle électrofaible. Puis nous insisterons sur les inconsistances et les lacunes de ce modèle quand l'énergie augmente, ce qui conduira tout naturellement à la question de l'existence des couplages anomaux.

1.1 Historique du Modèle Standard

Il ne s'agit pas ici de redémontrer le lagrangien du MS (voir [1], [2] et [3]), mais de préciser et indiquer les points importants, notamment quelles sont les observables de ce modèle accessibles actuellement et avec quelles précisions.

La première étape de la réalisation d'une théorie unifiée remonte à Maxwell qui, le premier, a vu le caractère commun de l'électricité et du magnétisme.

L'avènement de la mécanique quantique dans les années vingt pour décrire le monde subatomique a permis de réécrire l'électromagnétisme en électrodynamique quantique (QED), qui est une théorie quantique des champs renormalisable abélienne (voir [4] et [5]).

Dès lors la notion de symétrie et de champs de jauge a pris une place prépondérante, tout d'abord avec le lagrangien de Yang-Mills qui possède une invariance de jauge locale, et ensuite grâce au mécanisme de Higgs, ce qui a permis à Glashow, Salam et Weinberg [6] de proposer dans les années soixante une théorie unifiée de l'électromagnétisme et de l'interaction faible : l'interaction électrofaible.

Pendant ce temps, la physique hadronique utilisait la symétrie de saveur et de couleur pour arriver au modèle des quarks. En incorporant le mécanisme de Glashow, Iliopoulos et Maiani (GIM) à l'interaction électrofaible, on obtient le Modèle Standard de la physique des particules.

Les valeurs théoriques prédites par ce modèle sont en tel accord avec les données expérimentales (voir Figure 1.1) que, comme l'a suggéré 't Hooft [7], on pourrait changer la dénomination de "Modèle Standard" en "Théorie Standard".

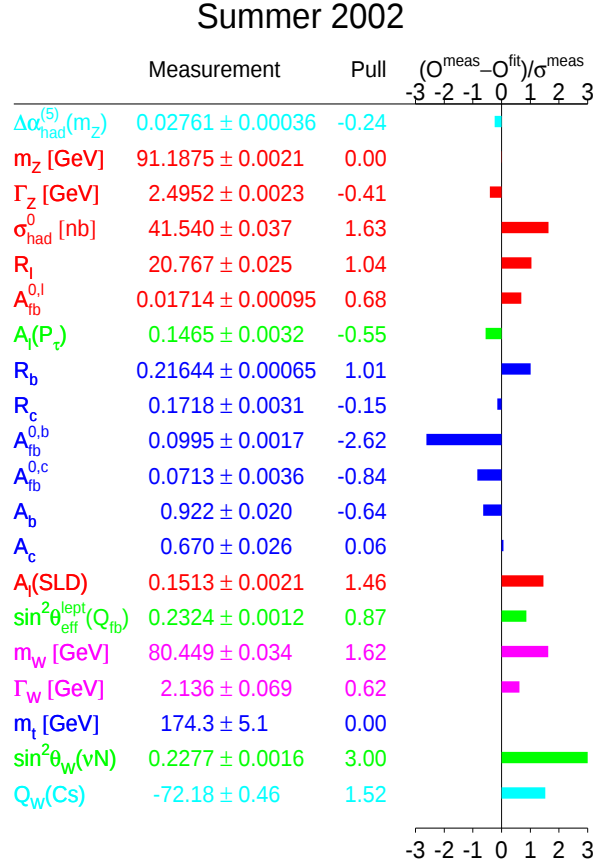


FIG. 1.1 – Principaux résultats obtenus sur les observables du MS [8], ainsi que leurs déviations par rapport aux prédictions théoriques.

1.2 Limites actuelles

Malgré la capacité du MS à rendre compte de la quasi-totalité des observations expérimentales réalisées à ce jour, il reste cependant certaines faiblesses conceptuelles qui font douter du caractère complet du modèle :

- La gravité n'est pas incluse dans les interactions intervenant dans le MS.
- Le MS comporte 20 paramètres libres.
- Le choix d'une valeur du vide pour le champ de Higgs est arbitraire et le boson associé à ce champ n'a toujours pas été découvert, malgré une forte indication à la fermeture de LEP2 [9].
- La hiérarchie des masses n'est pas comprise : 17 ordres de grandeur entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck.
- Le nombre de trois générations de particules n'a toujours pas d'explication.
- Le cas des neutrinos n'est pas encore réglé : ils auraient une faible masse et oscilleraient.
- La violation de CP a été incluse ad hoc dans le MS pour s'accorder aux données expérimentales. Son origine reste un mystère.

Du fait de la grande prédictivité du MS à l'échelle électrofaible, on est amené à considérer le MS comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ce succès incite à rechercher des extensions (développées ci-dessous) à ce modèle plutôt qu'une théorie radicalement différente.

- **Technicouleur** : Il est raisonnable d'envisager d'autres mécanismes pour engendrer la brisure de symétrie, étant donné que le mécanisme de Higgs reste hypothétique. La Technicouleur [10] est l'une de ces alternatives. Cette théorie substitue au(x) secteur(s) de Higgs une interaction entre de nouveaux fermions ("technifermions") et les bosons de jauge existants pour leur donner une masse effective. Si sa dynamique est identique à celle de QCD, cette théorie est invalidée par les mesures de précision à LEP1, si elle est différente, la théorie n'est pas suffisamment prédictive pour être contrainte par ces mesures. La théorie complète reste à construire.

- **Grande Unification** :

Pour unifier les différentes interactions, on peut vouloir étendre le groupe de jauge en utilisant un groupe unique englobant celui du MS. Il apparaît ainsi dans les théories de Grande Unification (GUT) un seul couplage de jauge (les forces sont unifiées) et des bosons de jauge additionnels couplant quarks et leptons. La brisure de symétrie intervient en plusieurs étapes, ce qui engendre des instabilités dans les masses¹.

- **Supersymétrie** :

Au lieu de modifier les symétries internes, on peut agir sur les symétries de l'espace-temps. En étendant le groupe de Poincaré, on obtient ainsi la Supersymétrie (SUSY) [11], où les générateurs de ce groupe permettent de transformer bosons en fermions et vice-versa. Les composantes d'un supermultiplet doivent avoir la même masse, or aucune superparticule n'a été découverte jusqu'à ce jour, d'où la nécessité d'introduire une brisure spontanée de symétrie (au-delà du TeV).

L'extension supersymétrique minimale du MS, le MSSM², fait l'objet d'intenses recherches³ à LEP [12] ainsi qu'aux futurs collisionneurs.

Si l'on demande l'invariance de jauge locale, on fait apparaître la gravité, d'où les théories de Supergravité (SUGRA) qui sont directement reliées à l'extension théorique suivante.

- **Théorie des cordes** : Dans ce cadre, on généralise la notion de particules élémentaires à des objets étendus à une dimension⁴, la corde [13], dont le spectre vibratoire engendrerait les particules⁵. La notion de corde provient en fait des modèles de cordes mésoniques des années soixante qui se sont généralisées aux cordes bosoniques (26 dimensions) grâce à l'algèbre de Virasoro, puis aux supercordes (10 dimensions),

¹Le problème de naturalité peut être résolu par un ajustement extrêmement précis des constantes du modèle.

²Minimal Supersymmetric Standard Model : 124 paramètres libres réduits à 6 si l'on suppose l'universalité des paramètres de la brisure de symétrie.

³Recherche des bosons du doublet de Higgs, de la LSP, des partenaires supersymétriques, de la violation de la R-parité, ...

⁴Les objets à plus d'une dimension ne produisent pas de théories renormalisables.

⁵Les particules du MS seraient les modes d'excitation non massifs de la corde, l'échelle d'énergie de la corde étant l'échelle de Planck.

grâce à la supersymétrie, introduisant ainsi les fermions. On montre maintenant que les cinq différentes théories de cordes cohérentes (reliées entre elles par dualité) ne sont que les limites à basse énergie de la M-théorie à 11 dimensions (dont la Supergravité à 11 dimensions est aussi une limite). Comme nous vivons dans un espace-temps à quatre dimensions, les dimensions supplémentaires (toutes d'espace⁶) sont compactifiées.

- **Dimensions supplémentaires** : L'idée de nouvelles dimensions remonte déjà à Kaluza et Klein, qui tentèrent d'unifier dans les années vingt électromagnétisme et gravitation à travers une cinquième dimension compacte. Actuellement, la gravitation est censée se propager dans le bulk [15], c'est-à-dire dans les dimensions supplémentaires introduites par la théorie, alors que le MS tout entier reposerait sur une trois-brane, c'est-à-dire serait restreint à un espace-temps à quatre dimensions transverse aux autres dimensions. Reste le problème de l'échelle de masse toujours à l'échelle de Planck, mais il est possible [16] de descendre cette échelle au niveau du TeV.

- **Couplages anomaux** : Une autre approche consiste tout simplement à construire le lagrangien effectif le plus général possible en se restreignant seulement aux principes d'invariance que l'on souhaite voir respecter par la Nouvelle Physique (NP). Ce lagrangien va s'organiser comme un développement systématique d'opérateurs d'ordre n divisés par l'échelle de NP à la puissance $n - 4$. Pour des énergies de l'ordre de l'échelle électrofaible, les termes d'ordre le plus bas du lagrangien doivent redonner les prédictions du MS. Cette méthode permet de confirmer une physique au-delà du MS, mais ne donne pas d'explication quant à l'origine de cette NP⁷.

C'est cette dernière approche et l'extraction des nouveaux couplages associés à ce lagrangien effectif qui constitue le travail de cette thèse.

1.3 Le secteur de jauge

Avant d'aborder ce lagrangien effectif dans les chapitres suivants, il convient de revenir sur le secteur de jauge du MS qui servira de base à la généralisation. Comme précédemment, seuls les points essentiels concernant la partie bosonique du lagrangien du MS seront abordés.

Le MS est une théorie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les couplages entre bosons qui vont nous intéresser concernent la partie électrofaible, c'est-à-dire $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est commode de décomposer le lagrangien en quatre parties : un terme de cinétique et d'auto-interaction des bosons de jauge, un terme de cinétique et d'interaction des fermions avec les champs de jauge (pour les composantes gauche et droite), un terme de masse et de couplages des bosons au Higgs et finalement un terme de masse et de couplages des fermions au Higgs.

⁶Les théories avec deux variables de temps [14] reposent sur un groupe de jauge supérieur et la seconde variable de temps est fixée par une jauge.

⁷Comme une sous-structure aux bosons de jauge ou bien la présence de nouveaux bosons.

C'est le premier terme bosonique qui va être généralisé par la suite :

$$\mathcal{L}_{bosonique} = -\frac{1}{4} (\mathbf{F}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}^{\mu\nu} + B_{\mu\nu} B_{\mu\nu}) \quad (1.1)$$

Le tenseur $\mathbf{F}_{\mu\nu}$ correspond à $\mathbf{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu$, alors que $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ puisque c'est le champ du groupe abélien $U(1)_Y$. Les champs physiques sont obtenus par une transformation linéaire des champs $\mathbf{W}_\mu$ et B_μ .

Les bosons chargés sont définis en fonction des deux premières composantes du champ de jauge $\mathbf{W}_\mu$:

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

Les champs neutres A_μ et Z_μ correspondant aux bosons γ et Z^0 sont obtenus à partir du mélange des champs W_μ^3 et B_μ :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.3)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.4)$$

où θ_W est l'angle de mélange, dérivé des constantes de couplage à l'isospin et l'hypercharge g et g' par la relation :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.5)$$

Le terme bilinéaire du lagrangien peut maintenant s'exprimer en fonction des champs physiques :

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{4} \mathbf{F}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}^{\mu\nu} = \\ & - ig(W^{\mu\nu-} W_\mu^+ - W^{\mu\nu+} W_\mu^-)(\cos \theta_W Z_\mu + \sin \theta_W A_\mu) \\ & - \frac{ig}{2}(\cos \theta_W Z^{\mu\nu} + \sin \theta_W A^{\mu\nu})(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) \\ & + g^2 \cos^2 \theta_W Z_\nu(Z_\mu W^{+\nu} W^{-\mu} - Z^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}) \\ & + g^2 \sin^2 \theta_W A_\nu(A_\mu W^{+\nu} W^{-\mu} - A^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}) \\ & + g^2 \cos \theta_W \sin \theta_W (W^{+\nu} W^{-\nu}(Z_\mu A_\nu + A_\mu Z_\nu) - W_\mu^+ W^{-\mu}(Z_\nu A^\nu + A_\nu Z^\nu)) \\ & + \frac{g^2}{2} W_\nu^- W_\mu^+ (W^{-\nu} W^{+\mu} - W^{-\mu} W^{+\nu}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

où les deux premiers termes décrivent les couplages à trois bosons ZW^+W^- et γW^+W^- alors que les quatre derniers sont reliés aux couplages à quatre bosons $\gamma\gamma W^+W^-$, γZW^+W^- , ZZW^+W^- et $W^+W^-W^+W^-$. L'intensité des couplages aux vertex à trois bosons est du même ordre de grandeur que celle avec les fermions, alors que l'intensité aux vertex à quatre bosons est du second ordre et donc plus difficile à mesurer à LEP2.

La partie du lagrangien électrofaible décrivant les couplages à trois bosons⁸ est donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{TGC}^{SM} = & - ig_{\gamma WW}(A_\mu(W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + F^{\mu\nu} W_\mu^- W_\nu^+) \\ & - ig_{ZWW}(Z_\mu(W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + Z^{\mu\nu} W_\mu^- W_\nu^+) \end{aligned} \quad (1.7)$$

avec $g_{\gamma WW} = e$ et $g_{ZWW} = e \cot \theta_W$.

⁸On peut associer des couplages g_1^γ et κ_γ respectivement à chacun des termes de la première ligne de 1.7 et g_1^Z et κ_Z aux deux termes de la seconde. Ces couplages sont égaux à un dans le cas du MS.

1.4 Conclusion

Le secteur purement bosonique, contrairement au reste du MS, est peu testé expérimentalement. Depuis 1996 (1997), la production de paires W^+W^- (ZZ) est possible à LEP2 et autorise la mesure des couplages entre bosons de jauge. Comme les données de LEP1 ne prédisent pas de déviation importante par rapport aux valeurs du MS, la recherche de ces couplages, ainsi que la mesure des sections efficaces, offrent une double perspective : confirmer la nature de jauge de l'interaction électrofaible et/ou rechercher des signes d'une Nouvelle Physique.

Chapitre 2

Le Dispositif Expérimental

Il faut ici rendre hommage au collisionneur électron-positron LEP et au détecteur ALEPH, dont sont issues les données analysées dans cette thèse. En effet, après plus de dix ans de bons et loyaux services, autant dus à la maîtrise acquise du LEP qu'à la qualité des données fournies par ALEPH, ces deux machines ont été démontées, pour laisser la place au nouveau collisionneur hadronique, le LHC.

2.1 Le collisionneur LEP

Le LEP¹ [17] (voir Figure 2.1) était le plus grand accélérateur circulaire du monde, situé près de Genève au CERN². L'anneau enterré à une centaine de mètres sous terre a une circonférence de 26.66 Km.

2.1.1 Le système d'injection

Avant de délivrer les faisceaux d'électrons et de positrons au LEP, ceux-ci ont dû passer par toute une chaîne d'injection. Tout d'abord, les électrons sont accélérés à 200 MeV par l'injecteur linéaire du Lep (LIL). Certains de ces électrons sont utilisés pour produire des positrons par collision avec une cible de tungstène fixe. Les électrons et les positrons sont ensuite accélérés à 600 MeV dans un anneau de stockage (EPA). De là, les faisceaux sont injectés dans le Proton Synchrotron (PS) pour atteindre 3.5 GeV avant d'être transférés au Super Proton Synchrotron (SPS), qui servira d'injecteur de 23 GeV au LEP.

Dans le tube à vide d'un diamètre d'environ 10 cm, les faisceaux d'électrons et de positrons circulent sur deux orbites distinctes, contrôlés par des dipôles qui courbent la trajectoire, des quadrupôles qui focalisent les faisceaux et des sextupôles qui permettent les corrections chromatiques. Ce diamètre se réduit à 5.3 cm dans les quatre zones expérimentales ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, où des croisements ont lieu toutes les 22 μ s. Aux points d'interaction, les deux faisceaux sont replacés sur la même orbite par des séparateurs situés de chaque côté des détecteurs et refocalisés.

¹Large Electron Positron collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

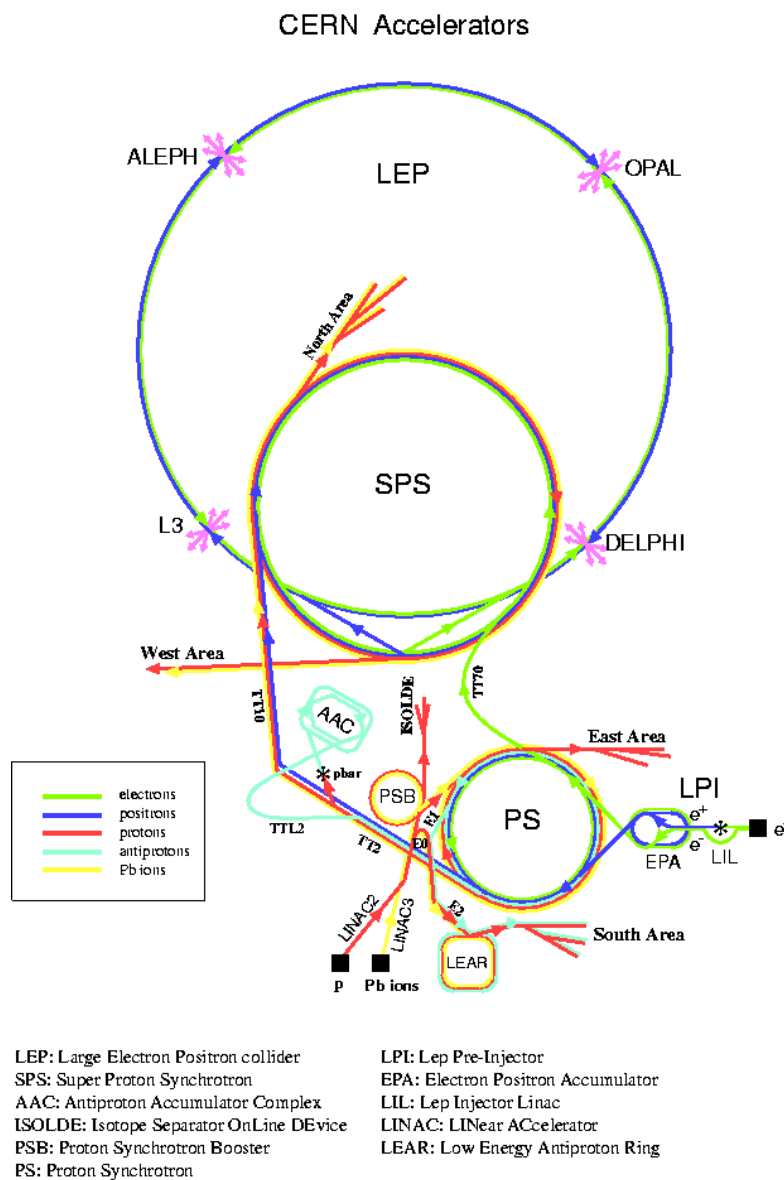


FIG. 2.1 – Vue schématique du LEP et du système d'injection des faisceaux.

Le LEP a connu deux phases d'exploitation : de 1989 à 1995, LEP1, avec une énergie dans le centre de masse voisine du pic du Z , et de 1996 à 2000, LEP2, avec des énergies supérieures à deux fois la masse du W , en changeant les cavités radio-fréquence en cuivre par des cavités supraconductrices en niobium.

2.1.2 La luminosité

Le nombre d'événements N collectés pour un processus donné s'exprime au moyen de la luminosité intégrée $\mathcal{L}$:

$$N = \sigma \mathcal{L} = \sigma \int L dt \quad (2.1)$$

où σ est la section efficace du processus considéré et L est la luminosité instantanée

qui s'écrit :

$$L = \frac{N^- N^+ k f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

avec N^- et N^+ le nombre d'électrons et de positrons par paquet ($\approx 54 \cdot 10^{10}$), f la fréquence de collision (11.246 Hz), k le nombre de paquets dans chaque faisceau (4), et σ_x , σ_y les dimensions transverses de ces paquets ($\sigma_x = 145 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 5 \mu\text{m}$).

La luminosité totale intégrée délivrée pendant la phase LEP2 est d'environ 700 pb^{-1} à des énergies dans le centre de masse comprises entre 161 GeV et 209 GeV (voir Figure 2.2 et Table 2.1)

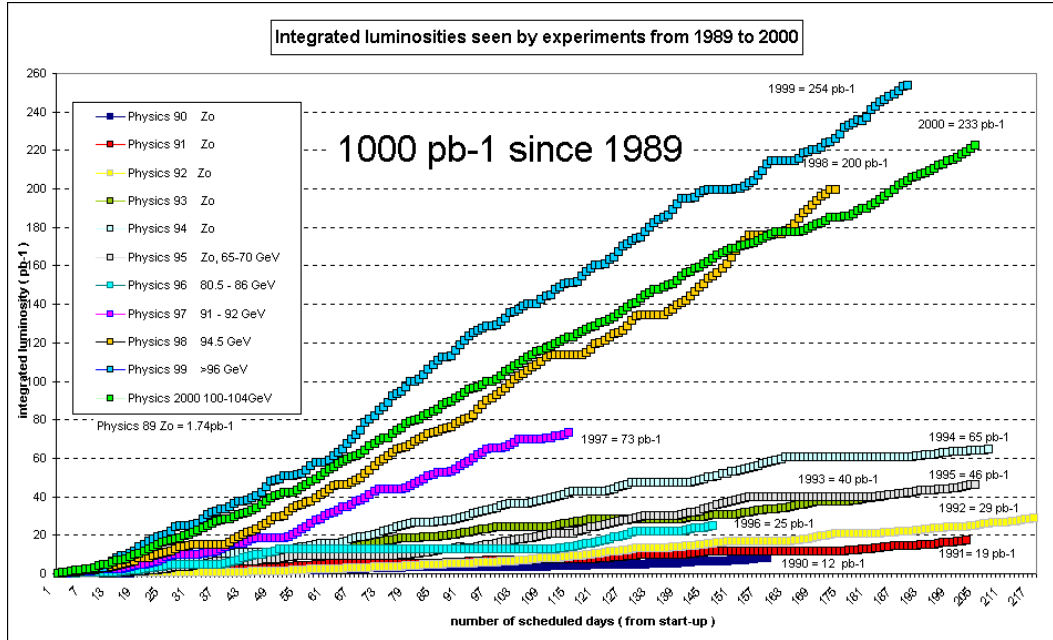


FIG. 2.2 – Luminosité intégrée mesurée par le LEP depuis 1989 en fonction du nombre de jours de prise de données.

Année	$\sqrt{s}$ [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]
1997	182.7	56.8
1998	188.6	174.2
1999	191.6	28.9
1999	195.5	79.8
1999	199.5	86.3
1999	201.6	41.9
2000	204.9 (200-205)	81.6
2000	206.5 (205-209)	134.6

TAB. 2.1 – Luminosités intégrées enregistrées par le détecteur ALEPH lors de la phase 2 du LEP par année de prise de données et énergie dans le centre de masse.

Durant l'année 2000, la machine a fonctionné en “mode boson de Higgs”, où une nouvelle technique a été développée pour augmenter l'énergie dans le centre de masse. Cette

méthode dite des “mini-ramp” permet, après avoir stabilisé le faisceau à sa luminosité maximale, d’augmenter à nouveau l’énergie (limitée par les contraintes de la machine) lorsque la luminosité a naturellement baissé. Ce schéma est réitéré jusqu’à atteindre une luminosité trop faible, mais en pratique, l’instabilité des klystrons aux énergies maximales ne permet pas de conserver le faisceau plus de quelques minutes. C’est pourquoi il y a autant d’énergies différentes entre 200 GeV et 209 GeV.

Les énergies dans le centre de masse sont obtenues par plusieurs mesures de dépolarisation résonante à basse énergie et extrapolées à haute énergie où les faisceaux ne sont pas suffisamment polarisés pour être utilisés directement.

2.2 Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH³ [18], représenté schématiquement sur la Figure 2.3, est de forme cylindrique et s’inscrit dans un cube d’approximativement 12 m de côté. Il est constitué de trois éléments de détection : une partie centrale en forme de tonneau et deux parties en forme de bouchon, qui rendent l’ensemble hermétique de manière à avoir une couverture angulaire la plus proche de 4π stéradians. La reconstruction des trajectoires ainsi que la mesure de leur impulsion sont réalisées par l’ensemble des traceurs : le détecteur de vertex, la chambre à dérive interne et la chambre à projection temporelle. La mesure de l’énergie des particules est fournie par les calorimètres électromagnétique et hadronique. La détermination de la luminosité est assurée par deux calorimètres situés au plus près de la ligne des faisceaux. L’origine du système de coordonnées correspond au centre du détecteur. L’axe z est dirigé selon l’axe du faisceau d’électrons. Les deux autres composantes sont déterminées soit d’après un système cartésien (x, y, z) , où l’axe x pointe vers le centre du LEP, soit d’après un système cylindrique (r, ϕ, z) . Les différents sous-détecteurs rencontrés sont décrits dans les sections qui suivent.

2.2.1 La reconstruction des traces chargées

La trajectoire des traces chargées est fournie en combinant les mesures des trois sous-détecteurs VDET, ITC et TPC.

Le détecteur de vertex

Le VDET est le premier élément rencontré à partir du point d’impact, qui permet un positionnement précis du vertex des produits de désintégration des particules chargées. Il est constitué de 2 cylindres concentriques, respectivement 9 et 15 facettes constituées de silicium double face à micro-pistes, dont les dimensions radiales sont 6.5 cm et 11.3 cm pour une longueur totale de 40 cm (voir Figure 2.4). Les facettes permettent d’un côté la détermination de l’angle ϕ , et de l’autre la mesure de z . L’acceptance du détecteur de vertex couvre toute la région dont $|\cos \theta| < 0.95$ pour la première couche et $|\cos \theta| < 0.88$ pour la couche la plus éloignée du faisceau. La résolution spatiale obtenue avec des traces à trois impacts est de 10 μm dans le plan azimutal $r\phi$. La résolution sur z est de 15 μm

³Apparatus for LEP PHysics

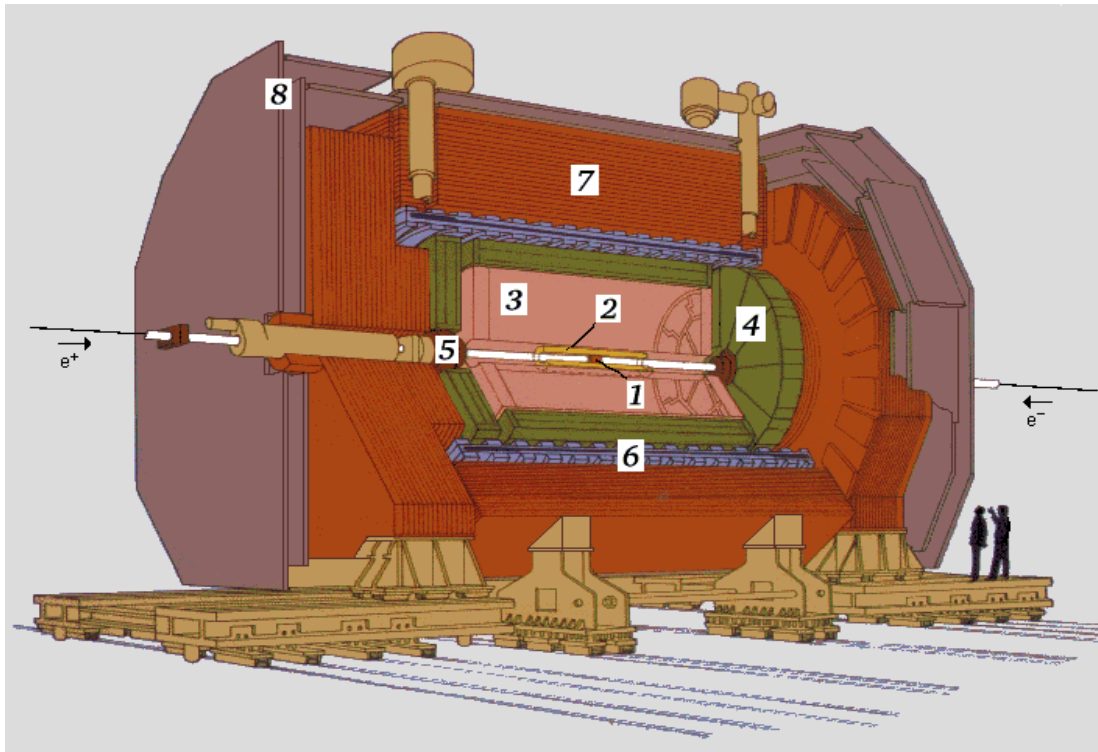


FIG. 2.3 – Le détecteur ALEPH. 1 : VDET, 2 : ITC, 3 : TPC, 4 : ECAL, 5 : LCAL, 6 : Aimant supraconducteur, 7 : HCAL, 8 : Chambres à muons.

pour un angle polaire de 90° et augmente avec le cosinus de l'angle polaire pour atteindre environ $50 \mu\text{m}$ en bord d'acceptance.

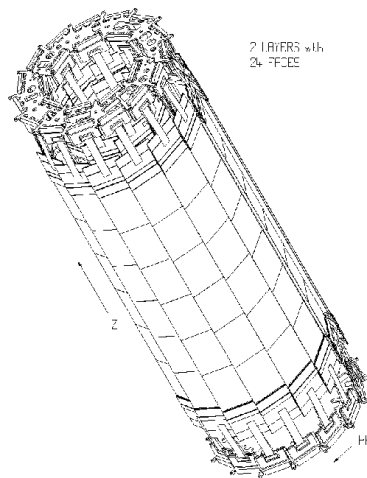


FIG. 2.4 – Vue schématique du VDET.

La chambre à dérive interne

L'ITC est une chambre à fils cylindrique de 2 m de long entourant le détecteur de vertex, de rayons interne et externe respectivement de 12.8 cm et 28.8 cm, composée d'un

mélange d' $ArCO_2$. L'ITC comporte 8 couches concentriques de fils de cathode parallèles au faisceau portés à une valeur de potentiel située entre 1.8 et 2.5 kV. Chaque fil est entouré de 8 fils d'anode formant un hexagone appelé cellule. Les quatre premières couches comportent 96 cellules et les quatre dernières en comportent 144. La mesure du temps de dérive à l'intérieur d'une cellule permet la mesure en $r\phi$ avec une résolution de $150 \mu m$. La coordonnée z est obtenue en mesurant la différence d'arrivée des impulsions électriques de chaque côté de l'ITC avec une résolution d'environ 7 cm (voir Figure 2.5). L'ITC permet de mesurer jusqu'à huit points d'impact pour les particules chargées et contribue ainsi à la reconstruction des traces. Son temps de réponse rapide, 500 ns en $r\phi$ et moins de $2 \mu s$ en $rz\phi$, fait de l'ITC la seule information sur les traces pour le premier niveau de déclenchement de l'acquisition des données.

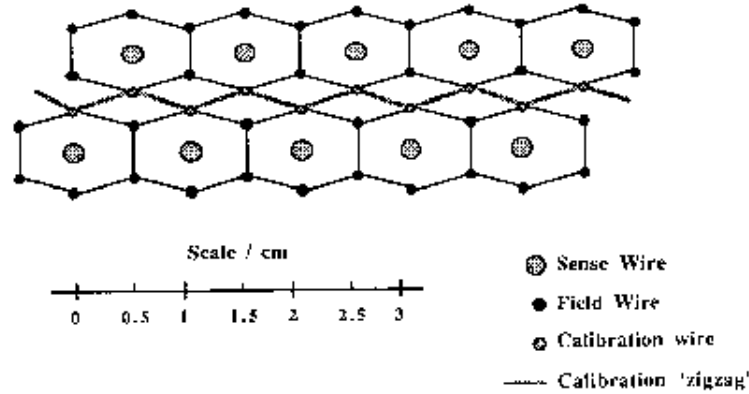


FIG. 2.5 – Vue schématique d'une cellule de dérive dans l'ITC.

La chambre à projection temporelle

La TPC, cylindre de 4.7 m de long, de rayons interne et externe respectivement de 31 et 180 cm, remplie d'un mélange d' $ArCH_4$ (91% Ar et 9% CH_4), est le détecteur central d'ALEPH. La chambre est divisée en deux par une membrane située au centre et portée à un potentiel de -27 kV. L'ionisation du gaz provoquée par les particules chargées crée des électrons libres qui migrent vers l'une ou l'autre des extrémités de la TPC où se trouvent des chambres multi-fils. Chaque côté de la TPC est séparé en 18 secteurs, chaque secteur étant constitué de fils et de damiers de cathode permettant la mesure de $r\phi$. La coordonnée z est obtenue par la mesure du temps de dérive des électrons.

La TPC est placée dans un champ magnétique de 1.5 Tesla qui donne une trajectoire hélicoïdale aux particules chargées. La TPC permet de mesurer 21 points pour reconstruire l'hélice, dont au moins 4 sont requis, et permet ainsi d'obtenir l'impulsion $\vec{P}$ de la particule qui l'a initiée. Les résolutions obtenues en $r\phi$ et z sont respectivement de $170 \mu m$ et $740 \mu m$. La résolution angulaire est de l'ordre de 1 mrad, permettant la séparation de paires e^+e^- créées par conversion de photons. De plus, la perte d'énergie par ionisation dE/dx mesurée par les fils des chambres proportionnelles participe à l'identification des particules, en déduisant la masse et l'identité des particules chargées de la dépendance du dE/dx moyen sur la vitesse et de l'information sur le moment.

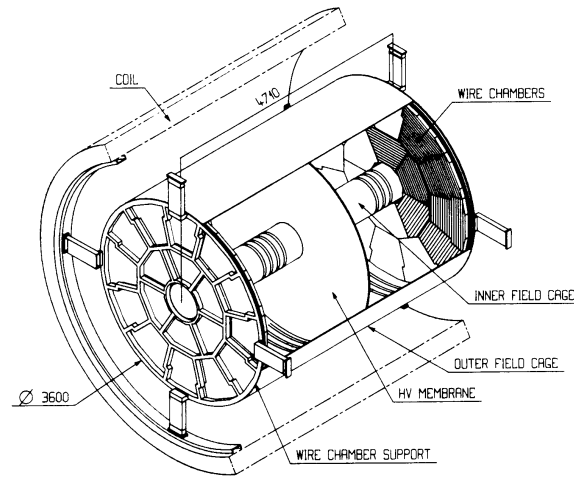


FIG. 2.6 – Vue schématique de la TPC.

La résolution sur l'impulsion et sur les mesures de $r\phi$ et rz du paramètre d'impact, obtenues avec des muons de 45 GeV, sont reportées dans le Tableau 2.2.

Détecteur	Impulsion transverse	Paramètre d'impact	
	$\sigma(1/p_T) \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$r\phi \text{ (}\mu\text{m)}$	$rz \text{ (}\mu\text{m)}$
TPC	1.2×10^{-3}	310	808
+ ITC	0.8×10^{-3}	107	808
+ VDET	0.6×10^{-3}	23	28

TAB. 2.2 – Résolutions sur l'impulsion et le paramètre d'impact. Les détecteurs s'empilent à chaque nouvelle ligne.

2.2.2 Le système calorimétrique

Les particules perdant toute leur énergie par interaction avec la matière, deux calorimètres ECAL et HCAL sont là pour mesurer cette énergie, suivant qu'une gerbe électromagnétique ou hadronique se développe.

Le calorimètre électromagnétique

Le ECAL, avec une épaisseur de 22 longueurs de radiation, est constitué d'un cylindre en plomb de 4.77 m de long (le tonneau) fermé par deux plateaux (les bouchons) décalés de 15° par rapport au tonneau. Les zones mortes représentent 2% de la surface du tonneau et 6% de la surface des bouchons. Chaque morceau est divisé en 12 modules couvrant un angle solide de 3.9π (voir Figure 2.7). Chaque module est composé par une succession de 45 couches de plomb et de chambres proportionnelles plongées dans un mélange gazeux de Xe(80%) et CO_2 (20%). Chaque couche contient un ensemble de damiers cathode de dimensions $30 \times 30 \text{ mm}^2$ qui permettent de mesurer l'énergie des avalanches électromagnétiques par influence capacitive. Les damiers des différents plans sont regroupés en 74000 tours pointant sur la zone d'interaction. Pour la lecture en sortie,

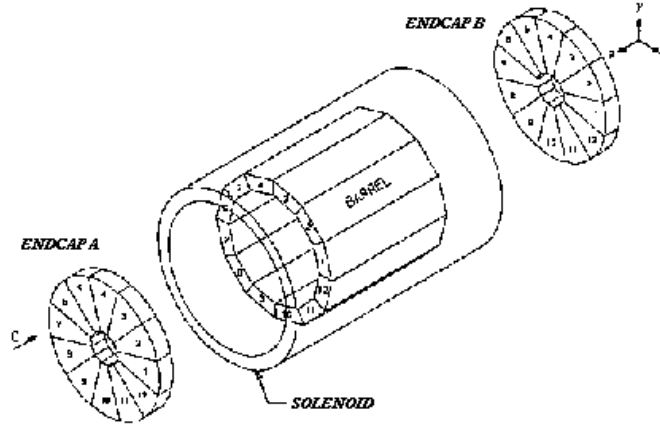


FIG. 2.7 – Vue schématique du ECAL.

ces tours sont divisées en trois étages, ou “storeys”, correspondant à respectivement 4, 9 et 9 longueurs de radiation. Les signaux recueillis sur les fils anodiques sont sommés plan par plan, permettant un suivi précis du développement longitudinal d’une gerbe, alors que les damiers sont lus par “storey”, le tout permettant une identification des électrons et des photons.

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} + 0.009 \quad (2.3)$$

pour des électrons émis à 90° et détectés dans le tonneau. La résolution sur la position des gerbes électromagnétiques est :

$$\sigma(\phi) = \frac{\sigma(\theta)}{\sin \theta} = 0.25 + \frac{2.5}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \text{ mrad} \quad (2.4)$$

Ces résolutions sont dégradées dans la zone de recouvrement entre tonneau et bouchon (de 37° à 42°).

L’aimant supraconducteur

L’aimant est constitué par un empiècement de fer, le HCAL, et un solénoïde supraconducteur produisant un champ magnétique uniforme de 1.5 T, parallèle à la direction du faisceau du LEP. Le solénoïde opère à 4 K, utilisant 5000 A et consommant seulement 100 W pour la réfrigération.

Le calorimètre hadronique

Le HCAL, de structure semblable au ECAL, est un cylindre de fer divisé en 12 modules fermé par deux bouchons divisés en 6 modules chacun (voir Figure 2.8), qui permet de mesurer l’énergie des hadrons et aide à l’identification des muons. Il contient aussi le retour de flux du champ magnétique du solénoïde. Chaque module est composé de 23 couches de chambres à fils fonctionnant en mode streamer intercalées avec une couche de fer de 5 cm d’épaisseur. Comme pour le ECAL, les plans de cathode des chambres à fils

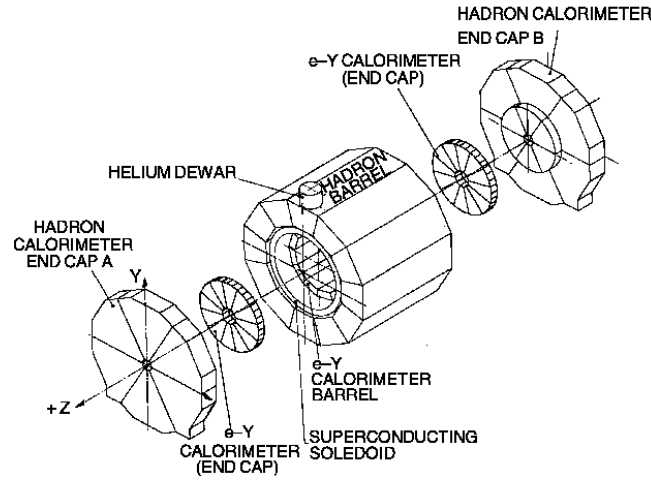


FIG. 2.8 – Vue schématique du HCAL.

sont segmentés en damiers, représentant la base des 4788 tours projectives de $3.7^\circ \times 3.7^\circ$ correspondant en moyenne à 14 tours du ECAL. Le HCAL est tourné de 37.2 mrad par rapport à ce dernier afin d'éviter de prolonger les zones mortes. L'énergie déposée est mesurée par effet capacitif sur les plans de cathode et sommée le long des tours. La résolution du HCAL sur l'énergie des pions en incidence normale est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \quad (2.5)$$

2.2.3 Les chambres à muons

Les éléments de détection les plus éloignés du point d'interaction sont les chambres à muons, constituées de deux couches de chambres à fils fonctionnant en mode streamer, qui détectent les muons dont l'impulsion transverse est d'au moins $3 \text{ GeV}/c$ pour avoir atteint cette zone. Comme les deux couches sont séparées de 50 cm , la position et l'angle d'incidence peuvent être mesurés avec une résolution spatiale de 3.5 mm . 95% des muons de plus de 5 GeV sont identifiés, pour une contamination correspondante en pions chargés et en kaons de 0.7 et 1.6%.

2.2.4 Les luminomètres

La détermination de la luminosité est basée sur la mesure du taux de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$, en comptabilisant les électrons en coïncidence, divisé par la section efficace Bhabha. Les luminomètres sont placés à bas angle aux deux extrémités du détecteur, là où la section efficace Bhabha devient très grande⁴ et les effets d'interférence sont fortement supprimés.

Les trois calorimètres électromagnétiques utilisés par ALEPH dans ce but sont :

- Le LCAL (Luminosity Calorimeter), de conception similaire au ECAL, qui est installé autour du tube à vide à 2.67 m de part et d'autre du point d'interaction et permet

⁴ $d\sigma_{Bhabha}/d\Omega = 4\alpha^2/E^2\theta^4$, où Ω est l'angle solide, E l'énergie du faisceau et α la constante de structure fine.

d'identifier les événements Bhabha entre 2° et 7° avec une résolution en énergie sur les électrons et les positrons de $0.33/\sqrt{E}$ (GeV).

- Le SICAL (Silicon Calorimeter), dont l'acceptance couvre les angles de 35 à 58 mrad, qui a une résolution en énergie de $0.23/\sqrt{E}$ GeV et permet une comparaison avec le LCAL.
- Le BCAL (Bhabha Calorimeter) qui assure une mesure en temps réel. Avec un éloignement à 7.7 m du point d'interaction, il couvre un domaine angulaire entre 5.1 et 9 mrad, malgré une couverture en ϕ partielle.

2.2.5 Le système de déclenchement

Le but du système de déclenchement est l'acquisition des événements issus de l'annihilation e^+e^- . ALEPH utilise un système à trois niveaux, qui permet de réduire le taux d'événements enregistrés de 45 kHz à environ 1 Hz avec une efficacité de 99.99 ± 0.01 %.

- Niveau 1 : décision rapide en $5 \mu s$ (par rapport aux temps de croisement des faisceaux de $22 \mu s$) sur l'acceptation de l'événement grâce aux informations de l'ITC, du HCAL et du ECAL, dont la présence d'énergie électromagnétique et la coïncidence entre une trace chargée et un dépôt calorimétrique.
- Niveau 2 : après validation du niveau 1, l'information sur la TPC, utilisable au bout de $50 \mu s$, remplace celle de l'ITC, et déclenche la lecture de la réponse de tous les sous-détecteurs si la décision est confirmée.
- Niveau 3 : basé sur des algorithmes beaucoup plus complexes, permet de rejeter les "mauvais événements", comme des interactions faisceau-gaz, des particules off momentum, ... en utilisant l'information de tous les sous-détecteurs.

2.2.6 L'acquisition des données

Deux tâches incombent à la DAQ, dont le contrôle efficace a été pour une grande partie responsable de la bonne luminosité intégrée collectée pendant LEP2 : lire les données de chaque détecteur, après une décision positive de niveau 2, et reconstruire les événements.

- Le "Main Event Builder" supervise l'assemblage des sous-événements construits par l'"Event Builder" pour chaque sous-détecteur dont la lecture a été initialisée par les "Readout Controllers". L'événement ainsi créé est collecté par le "Main Readout Computer" qui l'enregistre et enclenche l'analyse "online" et les tâches de vérification.
- La reconstruction des événements est effectuée par FALCON⁵ qui opère directement après la fin d'un run⁶ ainsi qu'à la fin d'une période de prise de données en reprocessant toutes les données avec les dernières connaissances sur le détecteur. Des fichiers POT⁷ sont ainsi produits et sauvegardés. La reconstruction complète est exécutée par le programme JULIA⁸ [19], qui traite l'information de chaque sous-détecteur de la manière suivante : reconstruction des traces chargées, utilisation du dE/dx , reconstruction du vertex primaire, clusterisation des dépôts calorimétriques, analyse "energy flow" [20] (qui

⁵Facility for ALepH COmputing and Networking

⁶Un run contient un certain nombre d'événements qui correspondent à 2 heures de prises de données ou 600 Mbytes maximum.

⁷Production Output Tape

⁸Job to Understand Lep Interactions in Aleph

associe les traces aux dépôts d'énergie⁹ pour former des “objets”) et identification des particules.

A ce niveau, tout est en place pour une analyse dédiée à un canal spécifique de physique.

2.3 L'identification des particules

2.3.1 Électrons

Les trois estimateurs d'électrons définis par les informations de la TPC et du ECAL sont utilisés pour identifier les électrons. Ce sont le dE/dx (R_I)¹⁰ et le profil transverse (R_T)¹¹ et longitudinal (R_L)¹² des gerbes électromagnétiques. La valeur de l'ajustement [20] du dE/dx doit converger avec au moins 50 valeurs mesurées du dE/dx . L'estimateur R_L est utilisé pour rejeter les événements qui ont un moment mal mesuré dans la TPC. Les deux autres variables dépendent de la géométrie du ECAL : $R_T > -3$ pour le tonneau et les bouchons, $R_T > -5$ ou $R_I > -0.5$ pour la zone intermédiaire, $R_T > -7$ ou $R_I > -0.5$ correspondant à une partie non-instrumentée du ECAL.

2.3.2 Muons

Comme les muons pénètrent entièrement le détecteur, leur sélection requiert au moins un signal déposé dans les chambres à muons ou un chemin caractéristique dans le HCAL d'au moins 7 longueurs de radiation, relié au rapport du nombre d'impacts observés par rapport au nombre d'impacts attendus qui doit être supérieur ou égal à 40%, à la largeur des impacts, moins de 1.5 dépôts d'énergie en moyenne dans les 11 derniers plans et au moins 10 impacts dans les 10 derniers plans. Le moment minimum requis pour le muon est de 3 GeV/c.

2.3.3 La reconstruction des jets

A cause de l'hadronisation des quarks issus de la désintégration des bosons massifs, leurs propriétés physiques ne sont accessibles que via la reconstruction de jets. Les particules produites sont rassemblées suivant une procédure indépendante du processus de fragmentation qui permet de reproduire le plus fidèlement possible les propriétés des partons initiaux.

Ces algorithmes reposent sur la fusion itérative entre des particules i et j d'un événement dont la métrique dans l'espace des phases y_{ij} est inférieure à une valeur de

⁹La résolution en énergie totale est réduite au final à $\Delta E = (0.59 \pm 0.03) \sqrt{E} \text{ (GeV)} + (0.6 \pm 0.3) \text{ GeV}$.

¹⁰ $R_I = (I - \langle I \rangle) / \sigma_I$ où I est le dE/dx mesuré, $\langle I \rangle$ la moyenne du dE/dx mesuré pour un électron et σ_I la résolution.

¹¹ $R_T = (E_4/p - \langle E_4/p \rangle) / \sigma_{E_4/p}$ où E_4 est l'énergie déposée dans les tours sélectionnées et p le moment de la trace chargée dans la TPC. Le rapport E_4/p est la fraction d'énergie déposée dans les quatre tours centrales et $\sigma_{E_4/p}$ est la résolution du rapport.

¹² $R_L = (X_L - \langle X_L \rangle) / \sigma_{X_L}$ où $X_L = E_4 / \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j$ est l'inverse de la position principale de l'énergie longitudinale avec E_i^j l'énergie déposée dans le segment j du storey i et S_i la profondeur de la déposition d'énergie dans ce segment, obtenue par itération.

coupure y_{cut} . Les jets sont identifiés aux particules ou pseudo-particules obtenues par cette technique, et leurs propriétés dépendent donc directement de la métrique utilisée et du processus de fusion des pseudo-particules.

JADE [21]

Sa métrique $y_{ij} = 2E_i E_j (1 + \cos \theta_{ij}) / E_{vis}^2$ est proportionnelle à la masse invariante des particules i et j , tout en négligeant la masse de ces dernières, normalisée à l'énergie de l'évènement.

L'idée de base est due au fait que les partons initiaux ont de faibles masses, ainsi en fusionnant des particules par paires de masse invariante croissante jusqu'à une valeur du y_{cut} judicieusement choisie, on arrive aux particules mères, les quarks. Le problème principal relié à ce type d'algorithme est l'association de gluons mous émis à grand angle par rapport à la direction du quark initial créant ainsi des jets supplémentaires au lieu de les associer aux partons initiaux.

DURHAM [22]

Cette fois la métrique n'est plus proportionnelle au produit des énergies des deux particules, mais plutôt à l'énergie transverse de l'une par rapport à l'autre : $y_{ij} = 2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij}) / E_{vis}^2$.

Cette définition réduit l'effet du critère de masse au profit de la proximité angulaire et supprime donc le problème des jets artificiels.

Les schémas de fusion

Pour définir l'énergie et l'impulsion des jets ainsi formés, différents schémas de sommation des quadri-impulsions peuvent être utilisés¹³ : E (conservation de l'énergie-impulsion), P (conservation de l'impulsion) et E₀ (conservation de l'énergie). C'est le schéma "PE" qui est utilisé dans les analyses, c'est-à-dire réduction du mélange entre jets et invariance de Lorentz, car le schéma P assigne les particules au bon jet avec la plus grande efficacité puis le schéma E forme le quadrimoment de chaque jet de manière invariante de Lorentz.

¹³Schéma E : $E_{ij} = E_i + E_j$ et $P_{ij} = P_i + P_j$

Schéma P : $E_{ij} = |P_{ij}|$ et $P_{ij} = P_i + P_j$

Schéma E₀ : $E_{ij} = E_i + E_j$ et $P_{ij} = E_{ij} \cdot (P_i + P_j) / |P_i + P_j|$

Chapitre 3

La Simulation Monte Carlo

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux générateurs Monte Carlo utilisés dans ALEPH pour simuler les différents processus physiques qui interviennent soit comme signal, soit comme bruit de fond, afin d'être comparés aux données enregistrées par le détecteur. La Figure 3.1 donne un aperçu des sections efficaces des processus physiques attendus aux différentes énergies balayées.

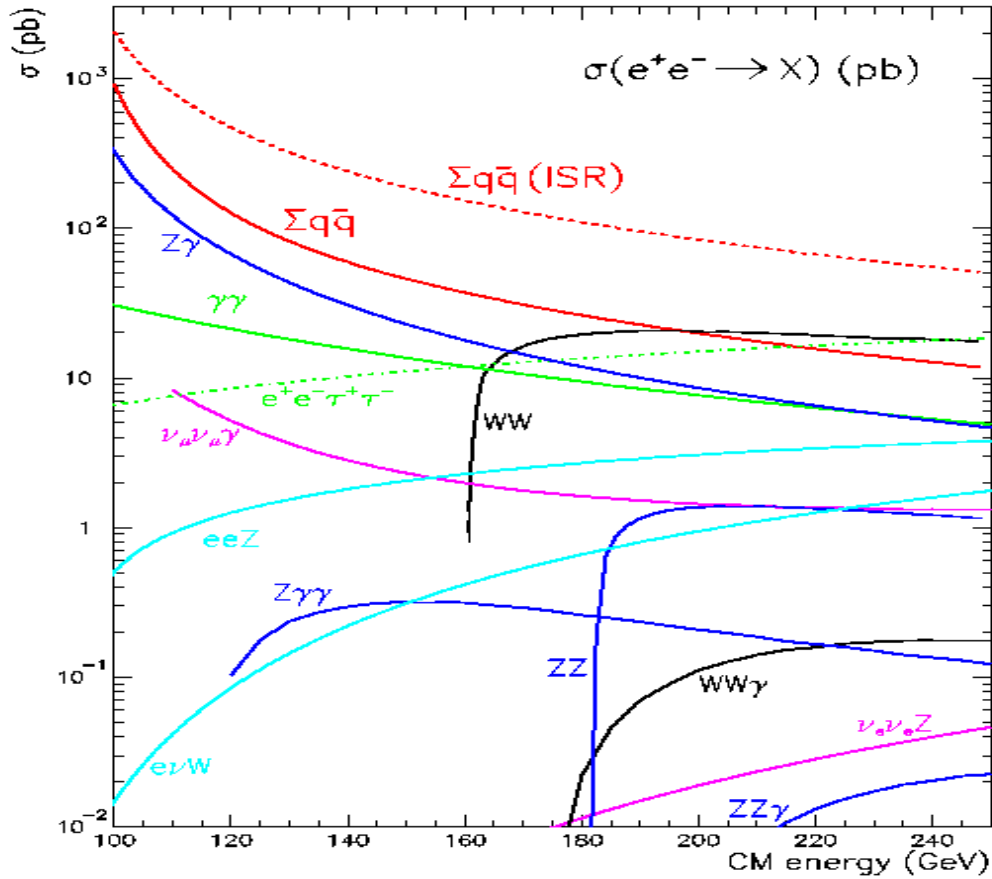


FIG. 3.1 – Sections efficaces des principaux processus physiques produits à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les processus à deux photons ne sont pas représentés, leur section efficace étant supérieure à 10^3 pb.

Compte tenu de la figure précédente et des processus de production de paires ZZ et WW qui vont être analysés dans les chapitres suivants, les états finals qui pourront contribuer au signal et aux bruits de fond se répartissent en trois catégories principales : les états finals à quatre (4f) et deux (2f) fermions et les processus à deux photons ($\gamma\gamma$), dont les générateurs vont être détaillés ci-dessous. Les différents lots Monte Carlo effectivement utilisés pour les analyses ZZ et WW sont donnés dans les Annexes A et C respectivement.

3.1 Les générateurs

La simulation Monte Carlo se déroule généralement en trois étapes : initialisation par des paramètres d'entrée, génération des événements un à un, fermeture du programme et calcul de la section efficace générée pour ce processus.

3.1.1 Processus 4f

La production de paires résonantes de W ou de Z impose quatre fermions dans l'état final. Certains états finals identiques sont produits par différents Monte Carlo et devront ainsi être décomptés afin d'éviter un chevauchement. Les générateurs PYTHIA, KORALW et ZNNB vont permettre de simuler ces processus à quatre fermions dans l'état final (voir Figure 3.2).

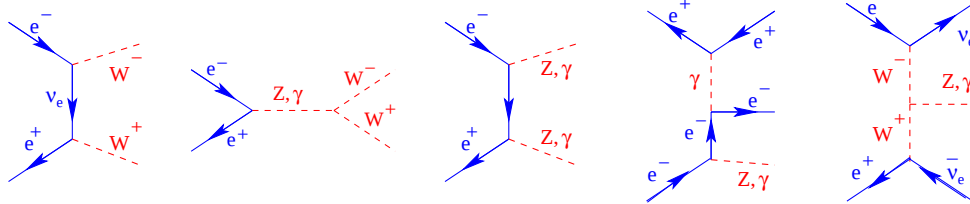


FIG. 3.2 – Exemples de processus à quatre fermions à l'arbre : production de paires de W par voie transverse et par triple couplage, production résonante de Z , Ze^+e^- et $Z\nu\bar{\nu}$.

PYTHIA 6.1

Les états finals ZZ ont été produits par le générateur PYTHIA [23], qui est la dernière version unifiée de JETSET/PYTHIA. Une coupure sur la masse minimale du boson généré est effectuée. La partie doublement résonante du signal peut être séparée des autres diagrammes ZZ , et les lots Monte Carlo correspondants sont appelés PZZNC2 pour le signal résonant et PZZNC8 pour les autres diagrammes.

Le processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ est lui aussi généré par PYTHIA et est nommé PZe.

KORALW 1.53

Le générateur KORALW [24] permet de produire des états finals à quatre fermions compatibles avec la désintégration d'une paire de W , avec approximation des corrections radiatives QED, dont la partie résonante du signal peut être séparée.

Ses diagrammes se séparent en évènements WW -like et ZZ -like, comme indiqué sur la Figure 3.3, dont il faudra tenir compte pour éviter un double comptage entre les évènements générés par PYTHIA et KORALW (voir le chapitre suivant). Un lot d'évènements ZZ -like uniquement, généré par KORALW, a été produit sous le nom de KZZ, parallèlement à KWW.

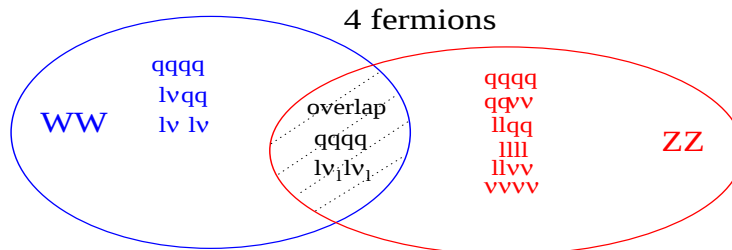


FIG. 3.3 – Production des états finals à quatre fermions par KORALW et PYTHIA.

Les diagrammes de bruit de fond comme le $We\nu$, ainsi que certaines des topologies ZZ et Ze^+e^- , sont interfacés directement dans KORALW par GRACE 2.0 [25].

Les corrections d'ordre supérieur $\mathcal{O}(\alpha)$ dans le cas factorisable sont prises en compte par la technique d'exponentiation de YFS [26].

ZNNB01

Le générateur ZNNB [27] donne un état final $Z\nu\bar{\nu}$ où le Z provient d'une fusion de W (nommé Znn). Il inclut les radiations dans l'état initial.

3.1.2 Processus 2f

Un signal ZZ ou WW avec deux neutrinos dans l'état final ou une particule qui n'est pas détectée (tube à vide, ...) peut être confondu avec un retour radiatif sur le Z ou un évènement Bhabha. Les générateurs KK2f et BHWIDE vont simuler ces processus compatibles avec deux fermions dans l'état final (voir Figure 3.4).

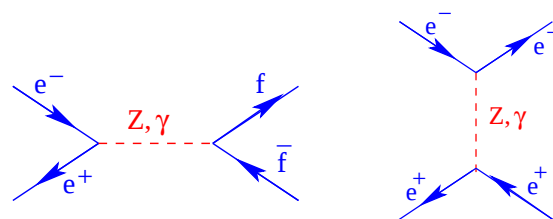


FIG. 3.4 – Processus à deux fermions à l'arbre, dans la voie longitudinale et la voie transverse.

KK2f02

Ce nouveau générateur di-fermion KK2f02 [28] inclut les interférences QED dans les radiations dans l'état initial et final ainsi que les éléments de matrice exacts pour 2 photons (le lot Monte Carlo correspondant est appelé Kqq). Il est utilisé dans les interactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ et $q\bar{q}$.

BHWIDE 1.01

Le processus spécifique $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est généré par BHWIDE [29] qui utilise les diffusions Bhabha à grand angle (lot Bee). Les corrections virtuelles électrofaibles à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ ainsi que l'exponentiation YFS pour inclure les ISR sont prises en compte.

3.1.3 Processus $\gamma\gamma$

Comme pour les processus 2f, le diagramme multipériphérique de la Figure 3.5 peut produire des états compatibles avec du signal dont une ou plusieurs particules n'auraient pas été détectées. Ces bruits de fond sont générés par PHOT02.

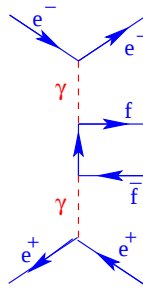


FIG. 3.5 – Processus $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$.

PHOT02

Les interactions dans l'état initial avec deux photons sont les processus avec la plus grande section efficace présents à LEP2. Ils ne devraient pas être confondus avec le signal, mais ils sont produits en un si grand nombre que certains événements pourraient se retrouver dans la région d'espace de phase du signal recherché. Ces événements sont simulés par PHOT02 [30] et les lots Monte Carlo correspondants se nomment Gxx, où x représente le fermion de l'état final $f\bar{f}$ considéré.

3.2 Obtention des états physiques

Les générateurs précédents ont fourni une liste d'événements à quatre ou deux fermions dans l'état final sans prendre en compte les effets de QCD et les radiations dans l'état final. Ce sont les générateurs suivants qui vont se charger de cette simulation. Ils sont toujours directement activés à la suite des générateurs de la section précédente.

3.2.1 Fragmentation

Le confinement ne permet pas aux quarks d'exister à l'état libre. Le procédé de fragmentation rend compte du passage des quarks aux hadrons libres.

Tout d'abord se développe une cascade de partons où un quark peut rayonner un gluon de bremsstrahlung, qui peut à son tour se séparer en une paire quark-antiquark ou en une paire de gluons. La gerbe s'arrête quand le moment de transfert disponible pour les différentes séparations devient inférieure à un certain seuil. Cette technique est utilisée par JETSET [31] et HERWIG [32]. ARIADNE [33] utilise l'approche de la cascade de dipôles où la paire de quarks rayonne un gluon. Le $q\bar{q}g$ ainsi formé est traité comme deux dipôles. Chaque dipôle va de nouveau rayonner un gluon qui va produire un nouveau dipôle.

Dans une deuxième phase, des modèles phénoménologiques sont utilisés pour décrire la transition des partons aux hadrons : c'est l'hadronisation. Dans le modèle de fragmentation de corde, utilisé par JETSET et ARIADNE, un tube de flux de couleur relie les quarks. Tant que l'énergie est suffisante, le tube se brise en créant une nouvelle paire de quarks, ce qui réduit l'énergie de la nouvelle corde. HERWIG utilise le modèle des paquets, où à la fin de la cascade de partons, les paires $q\bar{q}$ voisines sont rassemblées si l'objet ainsi formé est un singulet de couleur. Le paquet se désintègre alors en paire de paquets plus légers (hors couche de masse) ou en hadrons (sur couche de masse). Le processus se répète jusqu'à ce qu'il ne reste que des hadrons dans l'état final.

Enfin, dans un troisième temps, après que les hadrons primaires aient été produits, les particules instables se désintègrent en fonction de leurs éléments de matrice correspondants. Les temps de vie, masses et rapports d'embranchements sont incorporés dans le modèle. Comme JETSET possède le meilleur accord [34] avec les données prises au pic du Z , HERWIG et ARIADNE seront seulement utilisés pour déterminer l'incertitude systématique sur la fragmentation.

3.2.2 Radiation dans l'état final

Deux effets vont être ajoutés : PHOTOS [35] simule les radiations dans l'état final des électrons et des muons grâce à une approximation des logarithmes dominants dans un calcul du second ordre de la radiation d'une particule chargée et GEANT [36] simule le bremsstrahlung des électrons dans le détecteur.

3.3 Simulation totale

La simulation Monte Carlo complète des événements nécessite en fait trois étapes :

- La première étape consiste à simuler la cinématique et la dynamique des interactions e^+e^- . Les différents générateurs précédents permettant de simuler les processus rencontrés au LEP sont regroupés dans la librairie KINGAL [37].
- Les interactions des particules avec la matière dans le détecteur sont simulées par GEANT [36]. Il est interfacé avec la librairie GALEPH [38] contenant la géométrie d'ALEPH. Il permet également de simuler la réponse de l'ensemble des sous-détecteurs.
- La reconstruction, à partir des réponses des sous-détecteurs, est alors prise en compte par le programme JULIA [19], tout comme pour les événements réels.

Chapitre 4

La Section Efficace ZZ

La montée en énergie du LEP au-dessus de leur seuil de production (182 GeV) a permis l'observation de paires de bosons Z résonants. Ce chapitre décrit comment sont sélectionnés puis traités les événements enregistrés, pour en extraire la section efficace ZZ . Au-delà d'un test fort du secteur de jauge du MS, l'état final ZZ se présente aussi comme un bruit de fond irréductible pour la recherche du boson de Higgs.

4.1 La production de paires de Z

Dans le MS, il n'y a que deux diagrammes (voir Figure 4.1), qui contribuent au premier ordre au processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ et qui sont appelés $\mathcal{NC}2$ ¹. Les mesures qui suivent seront définies par rapport à ces deux diagrammes qui constitueront le signal recherché².

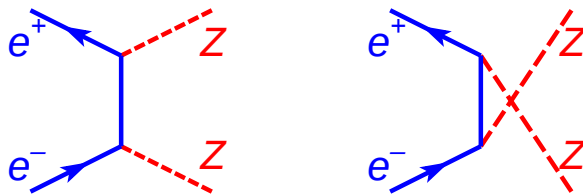


FIG. 4.1 – Diagrammes de Feynman pour le processus $\mathcal{NC}2$.

4.1.1 Amplitudes d'hélicité

Contrairement au cas des W qui ne peuvent être produits au LEP que par paires et nécessitent donc une description théorique détaillée, le Z a largement été étudié pendant la phase LEP1 par résonance directe. La production de paires de Z , accessible depuis 1997 seulement, a fourni des informations supplémentaires sur la section efficace de production et l'existence potentielle des couplages anomaux neutres. Il ne sera donc rappelé dans cette partie que les amplitudes d'hélicité [39] (basé sur [40]) pour le processus

¹ $\mathcal{NC}2$ pour deux diagrammes “neutral current”.

²C'est la section efficace $\mathcal{NC}2$, $\sigma_{ZZ}^{\mathcal{NC}2}$, qui est mesurée et non la section efficace à quatre fermions σ_{ZZ}^{4f} .

$$e^-(k, \sigma) + e^+(\bar{k}, \bar{\sigma}) \rightarrow Z(q_1, \lambda_1) + Z(q_2, \lambda_2),$$

où les deux Z ont respectivement des polarisations ϵ_1 et ϵ_2 dans le repère au repos du Z (ϵ_1^* et ϵ_2^* dans le repère du laboratoire) et des masses M_1 et M_2 .

L'électron et le positron incidents possèdent un quadrimoment $k = (\frac{\sqrt{s}}{2}, \frac{\sqrt{s}}{2}\hat{e}_Z)$ et $\bar{k} = (\frac{\sqrt{s}}{2}, -\frac{\sqrt{s}}{2}\hat{e}_Z)$ et des hélicités $\sigma, \bar{\sigma} \in \{-1, 1\}$.

Les deux Z ont un quadrimoment $q_i = (E_i, \pm\sqrt{E_i^2 - M_i^2}\hat{q})$ où leur énergie est donnée par $E_i = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{M_i^2 - M_j^2}{2\sqrt{s}}$ et des hélicités $\lambda_i \in \{-1, 0, 1\}$. La direction de propagation des Z est portée par $\hat{q} = (\sin\theta_Z \cos\phi_Z, \sin\theta_Z \sin\phi_Z, \cos\theta_Z)$. Les masses M_i n'ont pas besoin d'être égales à la masse m_Z sur couche de masse puisque les Z vont être considérés par la suite comme des particules virtuelles se désintégrant en fermions.

L'élément de matrice de production correspondant est :

$$\mathcal{M}(\sigma, \bar{\sigma}; \lambda_1, \lambda_2) = -(g_\sigma^{Ze^+e^-})^2 \sqrt{s} \delta_{\sigma, -\bar{\sigma}} \left[\frac{S(\epsilon_1^*, q_1, \epsilon_1^*, \sigma)}{-2kq_1 + M_1^2} + \frac{S(\epsilon_2^*, q_2, \epsilon_2^*, \sigma)}{-2kq_2 + M_2^2} \right] \quad (4.1)$$

où les fonctions $S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, \sigma)$ sont données par :

$$S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, +) = (\epsilon_a^1 + i\epsilon_a^2, -\epsilon_a^0 - \epsilon_a^3) \begin{pmatrix} \sqrt{s} - q_b^0 - q_b^3 & -q_b^1 + iq_b^2 \\ -q_b^1 - iq_b^2 & -q_b^0 + q_b^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_b^0 - \epsilon_b^3 \\ -\epsilon_b^1 - i\epsilon_b^2 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$S(\epsilon_a, q_b, \epsilon_b, -) = (\epsilon_a^0 + \epsilon_a^3, -\epsilon_a^1 - i\epsilon_a^2) \begin{pmatrix} -q_b^0 + q_b^3 & q_b^1 - iq_b^2 \\ q_b^1 + iq_b^2 & \sqrt{s} - q_b^0 - q_b^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_b^1 - i\epsilon_b^2 \\ -\epsilon_b^0 - \epsilon_b^3 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

les indices supérieurs indiquant les composantes des quadrivecteurs. Les couplages effectifs gauche/droit des bosons neutres aux fermions sont donnés par :

$$g_+^{Zf\bar{f}} = -2Q_f \sin^2 \bar{\theta}_W (\sqrt{2}G_\mu m_Z^2)^{1/2} \quad (4.4)$$

$$g_-^{Zf\bar{f}} = g_+^{Zf\bar{f}} + 2I_3 (\sqrt{2}G_\mu m_Z^2)^{1/2} \quad (4.5)$$

$$g_+^{\gamma f\bar{f}} = Q_f (4\pi\alpha(M_{\gamma^*}^2))^{1/2} \quad (4.6)$$

$$g_-^{\gamma f\bar{f}} = g_+^{\gamma f\bar{f}} \quad (4.7)$$

où Q_f est la charge du fermion f en unité de charge du positron, la constante de couplage électromagnétique est évaluée à l'échelle de masse du photon virtuel $M_{\gamma^*}^2$, I_3 est la troisième composante de l'isospin faible ($\pm 1/2$), $\sin^2 \bar{\theta}_W$ est la valeur effective du carré du sinus de l'angle de Weinberg et G_μ est la constante de couplage de Fermi. L'introduction des couplages effectifs au Z absorbe les corrections radiatives électrofaibles importantes et sont obtenus en substituant $\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \bar{\theta}_W$ et $e^2/4\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W \rightarrow \sqrt{2}G_\mu m_Z^2$.

Comme le Z se désintègre en une paire de fermions, la signature expérimentale du processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ sera un état final à quatre fermions. En négligeant la masse des fermions devant la masse du Z , on obtient l'amplitude de désintégration, dans le repère au repos du Z :

$$\mathcal{M}_{Ziff}(\lambda_i, \lambda, \bar{\lambda}) = g_\lambda^{Zf\bar{f}} M_i \delta_{\lambda, -\bar{\lambda}} [\epsilon_i(v_1 - i\lambda v_2)] \quad (4.8)$$

où $v_1 = (0, \cos\theta_f \cos\phi_f, \cos\theta_f \sin\phi_f, -\sin\theta_f)$ et $v_2 = (0, -\sin\phi_f, \cos\phi_f, 0)$. $\lambda, \bar{\lambda}$ sont les hélicités respectives du fermion et de l'antifermion.

4.1.2 Topologie des évènements ZZ

L'analyse est basée sur la reconnaissance des topologies correspondant aux états finals ZZ , avec la contrainte d'une masse invariante reconstruite proche de la masse³ du Z .

Signal

Le boson Z se désintègre en une paire de fermions de charge totale nulle ($Z \rightarrow l^+l^-$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, $Z \rightarrow q\bar{q}$). Dans le cas de l'état final à quatre fermions $ZZ \rightarrow f_1\bar{f}_1f_2\bar{f}_2$, les six topologies différentes accessibles sont (voir Figure 4.2) :

- $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, avec quatre jets identifiés, sans énergie manquante, BR = 48.85 % (BR = 18.86 % pour $ZZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ et BR = 29.99 % pour $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, c'est à dire sans b identifié)
- $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, avec deux jets et de l'énergie manquante, BR = 27.98 %
- $ZZ \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$, avec deux jets et deux leptons énergétiques, BR = 14.13 %
- $ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, avec 4 leptons identifiés, BR = 1.02 %
- $ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$, avec deux leptons et de l'énergie manquante, BR = 4.05 %
- $ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$, invisible, BR = 4.01 %

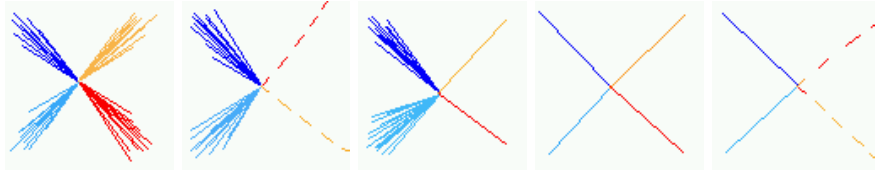


FIG. 4.2 – Les cinq topologies visibles $ZZ \rightarrow 4f$: $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, $q\bar{q}l\bar{l}$ et $l\bar{l}l\bar{l}$ et $l\bar{l}\nu\bar{\nu}$.

Bruits de fond

Comme indiqué au chapitre 3, les bruits de fond se répartissent en trois classes de processus, où les états finals à quatre fermions vont représenter la contribution la plus importante.

- Processus 4 fermions :

Le principal bruit de fond sera le W^+W^- de par la proche masse du W et du Z qui produisent les mêmes états finals (la contribution $We\nu$ est incluse dans Kww).

Il faudra aussi tenir compte de la correction “4f”, qui prend en compte la différence entre le signal $\mathcal{N}C2$ et l'ensemble des diagrammes à quatre fermions (voir Figures 4.3 et 4.4) compatibles avec une désintégration résonante ZZ (la contribution Ze^+e^- est incluse dans KZZ et $Ze^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}e^+e^-$ dans Kww). On définit aussi le $ZZ - \mathcal{N}C8$ qui n'est pas l'ensemble des diagrammes ZZ à quatre fermions mais une bonne approximation limitée à 8 diagrammes où les Z du $\mathcal{N}C2$ sont remplacés par des γ .

Par la suite, les deux contributions au quatre fermions WW et ZZ seront regroupées sous le terme correction “4f”, étant donné que les Monte Carlo WW simulent aussi des

³ $m_Z = 91.1882 \pm 0.0022$ GeV et $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0026$ GeV

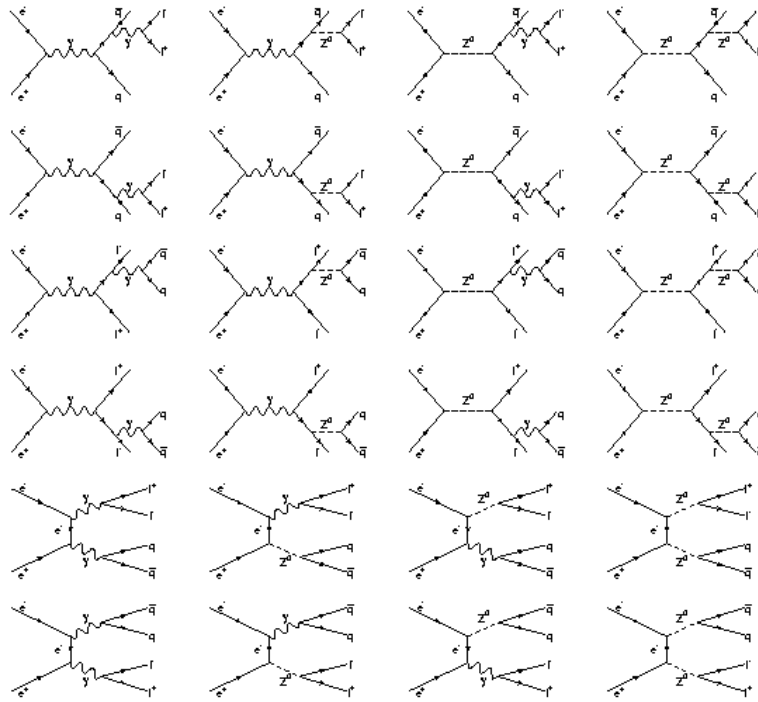


FIG. 4.3 – Les diagrammes avec échange de courant neutre NC24. Les 8 diagrammes des deux dernières lignes représentent le sous-ensemble NC8.

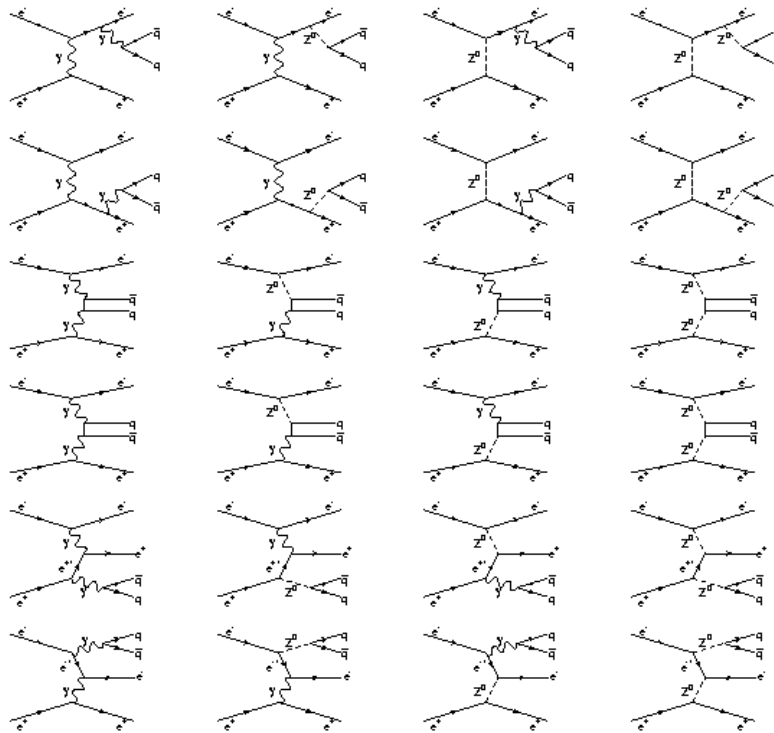


FIG. 4.4 – En plus des diagrammes NC24, ces contributions avec au moins un électron diffusé forment l'ensemble NC48.

états finals ZZ -like. Cette contribution est (voir Figure 4.5) :

$$\Delta 4f = WW\text{-like}(4f) + ZZ\text{-like}(4f) - \mathcal{NC}2 \quad (4.9)$$

où les termes $(4f)$ proviennent du Monte Carlo KoralW qui est scindé en deux lots : K_{ww} qui produit des états finals WW -like et certains ZZ -like et K_{ZZ} qui produit uniquement les états finals ZZ -like non générés par K_{ww} . Cette correction “4f” représente plus de 80% des événements bruit de fond sélectionnés⁴.

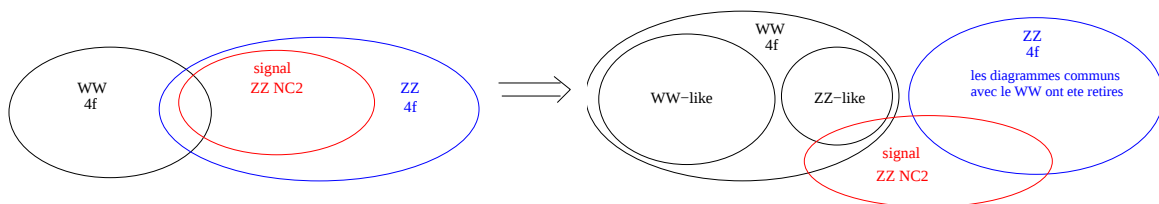


FIG. 4.5 – Le calcul de la correction “4f”.

Le processus, non $\mathcal{NC}2$, $e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$ est le plus mal éliminé, mais sa section efficace très faible fait qu’il ne représente que 0.7% des événements bruit de fond sélectionnés.

- Processus 2 fermions : malgré une section efficace importante, nous montrerons par la suite que les réactions leptoniques $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau, \nu$) sont bien maîtrisées et représentent moins de 0.04% des événements bruit de fond sélectionnés. Par contre la réjection de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est moins performante et laisse 17.8% de hadrons dans les événements bruit de fond sélectionnés.
- Processus $\gamma\gamma$: les événements $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$) et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c, b$) seront également une source additionnelle de contamination possible. Les désintégrations hadroniques seront totalement rejetées par la sélection, comme nous le verrons par la suite, et les désintégrations leptoniques auront aussi très peu d’influence.

4.2 Sélection des événements ZZ

Les analyses utilisées pour sélectionner les différents états finals visibles sont détaillées une à une [41]. Par la suite, le symbole l s’applique à un électron ou un muon, et X s’applique à un quark ou un lepton chargé.

Les efficacités et le nombre d’événements sélectionnés pour les états finals décrits ci-dessous sont listés dans les Tables B.1 à B.8, données en Annexe B.

4.2.1 L’état final $l^+l^-\nu\bar{\nu}$

La présélection requiert exactement deux électrons ou muons identifiés sans aucune autre particule chargée reconstruite. Ces leptons doivent être de la même espèce et avoir une charge opposée. La fraction d’énergie dans le centre de masse déposée dans

⁴Essentiellement dû au WW

le détecteur au-delà de 30° de l'axe du faisceau, f_{30° , doit satisfaire la condition $0.4 < f_{30^\circ} < 0.6$. L'angle entre les directions des deux leptons doit être inférieure à 178° .

Des coupures sur les quantités cinématiques sont alors appliquées pour supprimer davantage de bruit de fond. La masse invariante des leptons et la masse manquante sont attendues à l'intérieur d'une ellipse de "rayon" $r < 1.7$ définie comme suit

$$r^2 = \left(\frac{m_{ll} - m_Z}{\sigma_{m_{ll}}} \right)^2 + \left(\frac{M - m_Z}{\sigma_M} \right)^2 \quad (4.10)$$

avec $\sigma_M = 3.3 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{m_{ll}} = 2.5 \text{ GeV}/c^2$. L'angle entre le moment manquant et l'axe du faisceau doit être supérieur à 6.7° , et l'énergie totale non associée aux leptons doit être inférieure à 5.6 GeV .

4.2.2 L'état final $l^+l^-X\bar{X}$

Les événements sélectionnés ont au moins quatre particules chargées reconstruites. L'énergie totale de toutes les particules chargées E_{ch} doit vérifier $E_{ch} > 0.1 E_{CM}$, où E_{CM} est l'énergie du centre de masse. Pour éliminer les retours radiatifs sur le Z , le photon isolé le plus énergétique doit avoir une énergie inférieure à $0.75 \gamma_{\text{peak}}$, où γ_{peak} est l'énergie la plus probable du photon provoquant le retour radiatif et est donné par $\gamma_{\text{peak}} = 0.5 (\sqrt{s} - m_Z^2/\sqrt{s})$.

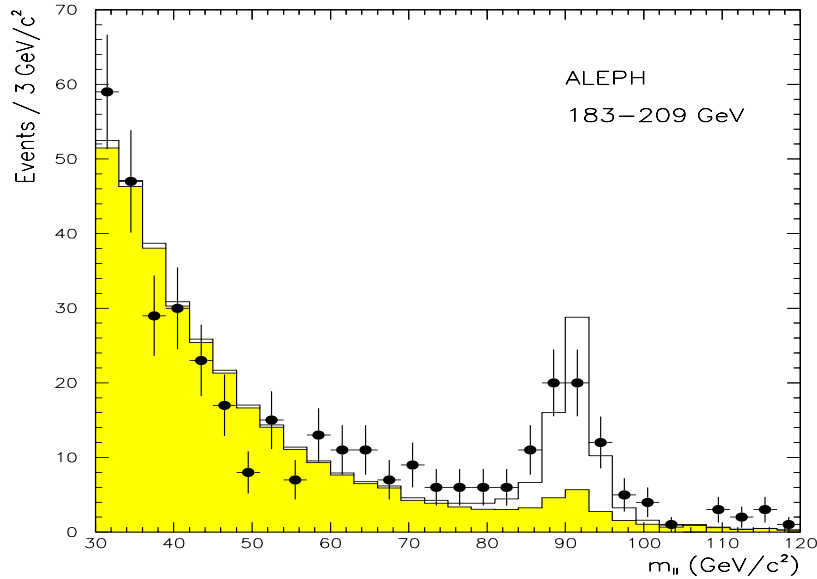


FIG. 4.6 – Distribution de la masse invariante dileptonique pour le canal $l^+l^-X\bar{X}$ pour toutes les énergies après application des coupures décrites dans cette section à l'exception de la coupure de masse elliptique. Les points représentent les données, alors que l'histogramme en blanc est le signal $\mathcal{N}2C2$ et celui en gris est la contribution du bruit de fond.

Les coupures standards sur les leptons⁵ sont utilisées pour identifier électrons et muons. Les énergies des électrons sont corrigées de pertes possibles par bremsstrahlung.

⁵Voir la section 2.3.1.

Pour garder une bonne efficacité, les particules chargées isolées sont aussi considérées comme des candidats leptoniques. L'isolation est définie comme le demi-angle du plus grand cône par rapport à la direction d'une particule qui contient 5% ou moins de l'énergie totale de l'évènement. Les particules isolées ont un angle d'isolation supérieur à 10° . La paire candidate de leptons chargés de charge opposée avec la masse invariante la plus proche de la masse du Z est choisie comme la paire $Z \rightarrow ll$. Seules les paires avec au moins un lepton identifié sont retenues et les combinaisons $e\mu$ sont rejetées. Les photons compatibles avec une radiation dans l'état final sont inclus dans le calcul de la masse invariante de la paire de leptons. Les évènements dans lesquels la paire leptonique contient un électron compatible avec un électron provenant d'une conversion de photons sont aussi rejetés.

Après que la paire $Z \rightarrow ll$ ait été sélectionnée, l'algorithme DURHAM clusterise le reste de l'évènement en deux jets, ces jets devant contenir au moins une particule chargée. Pour rejeter les évènements $Z\gamma^*$, la sélection impose que la masse invariante des deux jets excède $15 \text{ GeV}/c^2$. Pour rejeter les évènements $q\bar{q}$, la somme des moments transverses des leptons par rapport au jet le plus proche doit être supérieure à $20 \text{ GeV}/c$, où le jet le plus proche est celui qui forme la plus petite masse invariante avec le lepton.

Pour rejeter le très important bruit de fond $WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$ lorsque $Z \rightarrow ll$ contient un lepton identifié et une particule chargée isolée, les deux masses de W sont calculées en assumant que l'évènement provient bien de ce processus. La masse m_{lep} est la masse invariante du lepton identifié et du moment manquant ; l'autre masse m_{had} est la masse invariante du reste de l'évènement. Pour les évènements sélectionnés, ces masses doivent satisfaire soit $m_{\text{had}} + m_{\text{lep}} < 150 \text{ GeV}/c^2$ soit $m_{\text{had}} - m_{\text{lep}} > 20 \text{ GeV}/c^2$.

La masse de la paire de leptons est utilisée comme la masse du premier candidat Z ; celle du second candidat est la masse de recul contre les deux leptons, ces deux masses bosoniques devant être supérieures à $30 \text{ GeV}/c^2$.

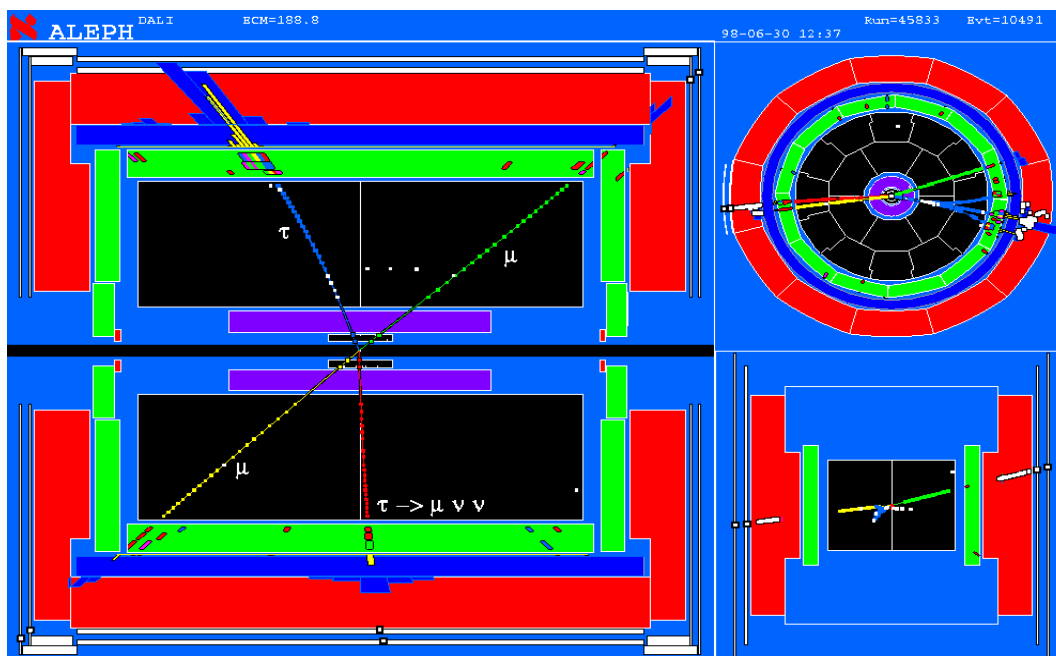


FIG. 4.7 – Un évènement $ZZ \rightarrow \tau\tau\mu\mu$ où un des τ se désintègre en $\mu\nu\bar{\nu}$ à 189 GeV .

Une partie du bruit de fond restant après ces différentes étapes est rejeté en imposant que les deux masses reconstruites soient compatibles avec une masse de Z . Comme la masse invariante leptonique et la masse de recul ont des résolutions différentes, une coupure elliptique définie comme dans l'équation 4.10 ci-dessus est utilisée avec $\sigma_{m_{\text{ll}}} = 2.5 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{m_{\text{recul}}} = 3.3 \text{ GeV}/c^2$. Les événements sélectionnés ont $r < 3$.

La Figure 4.6 montre la distribution de la masse invariante des dileptons sur tout le spectre d'énergie avant la coupure de masse elliptique, alors que la Figure 4.7 montre la reconstruction d'un événement sélectionné à 189 GeV.

4.2.3 L'état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

L'analyse commence par une présélection dans laquelle les événements contiennent plus de quatre particules chargées reconstruites et dont l'énergie totale de toutes les particules chargées doit dépasser 10% de l'énergie dans le centre de masse. Le plan perpendiculaire à l'axe du thrust sépare l'événement en deux hémisphères. Ces deux hémisphères sont considérés comme les "jets" (non physiques) utilisés pour calculer toutes les variables cinématiques décrites ci-dessous. Chacun des deux hémisphères doit avoir une énergie non nulle.

La présélection rejette les événements avec une énergie totale au-delà de 30° de l'axe du faisceau inférieure à $0.25 \sqrt{s}$ et une énergie transverse manquante inférieure à $0.05 \sqrt{s}$. Cette coupure enlève principalement les événements $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$.

Deux coupures supplémentaires suppriment la plupart du bruit de fond $q\bar{q}$ avec radiation dans l'état initial. Premièrement, l'amplitude du moment longitudinal doit être inférieure à $50 \text{ GeV}/c$. Deuxièmement, la masse manquante doit être supérieure à $50 \text{ GeV}/c^2$.

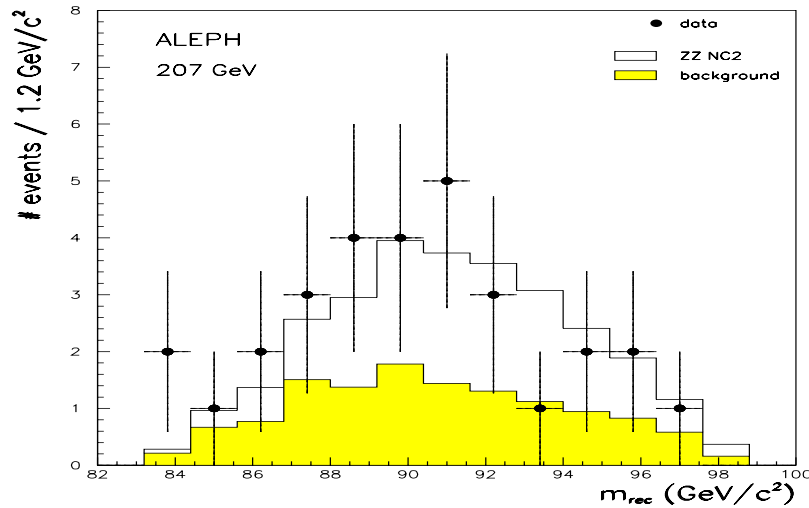


FIG. 4.8 – Distribution des masses reconstruites pour le canal $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ à 207 GeV après application des coupures décrites dans cette section.

La sélection continue en imposant l'acoplanarité A_{12} supérieure à 0.08 pour rejeter plus d'événements $q\bar{q}$ avec deux photons radiatifs ou plus dans l'état initial. L'acoplanarité des

deux jets est $A_{12} = (\hat{j}_1 \times \hat{j}_2) \cdot z$, où les $\hat{j}_i$ sont les vecteurs unitaires le long des directions des jets.

L'autre bruit de fond dominant est formé par des paires de bosons W qui se désintègrent en $WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$. Pour rejeter les cas où le tau se désintègre lui-même leptoniquement, une coupure sur l'isolation des leptons identifiés est appliquée. L'isolation, définie comme la somme de l'énergie dans un cône de 30° autour de la direction du lepton, doit être supérieure à 13 GeV. Lorsque le lepton provenant d'un tau n'est pas identifié ou que le tau se désintègre hadroniquement, la coupure précédente est inadaptée, et l'angle entre la particule chargée reconstruite avec le plus grand moment et la plus proche particule chargée doit alors être inférieur à 20° . De plus, l'évènement est reclusterisé en minijets avec l'algorithme JADE en utilisant $y_{\text{cut}} = (2 \text{ GeV}/\sqrt{s})^2$. L'énergie du minijet le plus isolé doit être inférieure à 8 GeV.

Pour enlever les évènements provenant des processus $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow W e \nu$ et $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ qui ont un électron dans l'état final détecté près de l'axe du faisceau, l'analyse demande que l'énergie dans un cône de 12° autour de cet axe soit inférieure à $0.02 \sqrt{s}$. Pour rejeter les évènements ayant du moment manquant près de l'axe du faisceau et pouvant être faiblement mesuré, le plus petit angle entre le moment manquant et l'axe du faisceau doit être supérieur à 25° .

Grâce à la connaissance de la masse du Z , l'information sur la masse peut être utilisée efficacement pour rejeter le reste du bruit de fond. La masse reconstruite m_{rec} est la masse invariante des deux jets calculée avec la masse manquante contrainte à m_Z . Comme pour les autres canaux, cette sélection utilise une coupure de masse elliptique (équation 4.10) de "rayon" $r < 2.4$, où $\sigma_{m_{\text{rec}}} = 3.1 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_{\mathbb{M}} = 8.5 \text{ GeV}/c^2$. Un ajustement cinématique à deux contraintes sur l'énergie et la masse est aussi appliqué, ce qui permet une meilleure utilisation de l'information sur les masses reconstruites et manquantes, comme les deux masses sont contraintes à être égales à la masse du Z dans l'ajustement. Une coupure sur la probabilité de l'ajustement cinématique est alors introduite, requérant que $\text{Prob}(\chi^2, 2C)$ soit supérieure à 0.01.

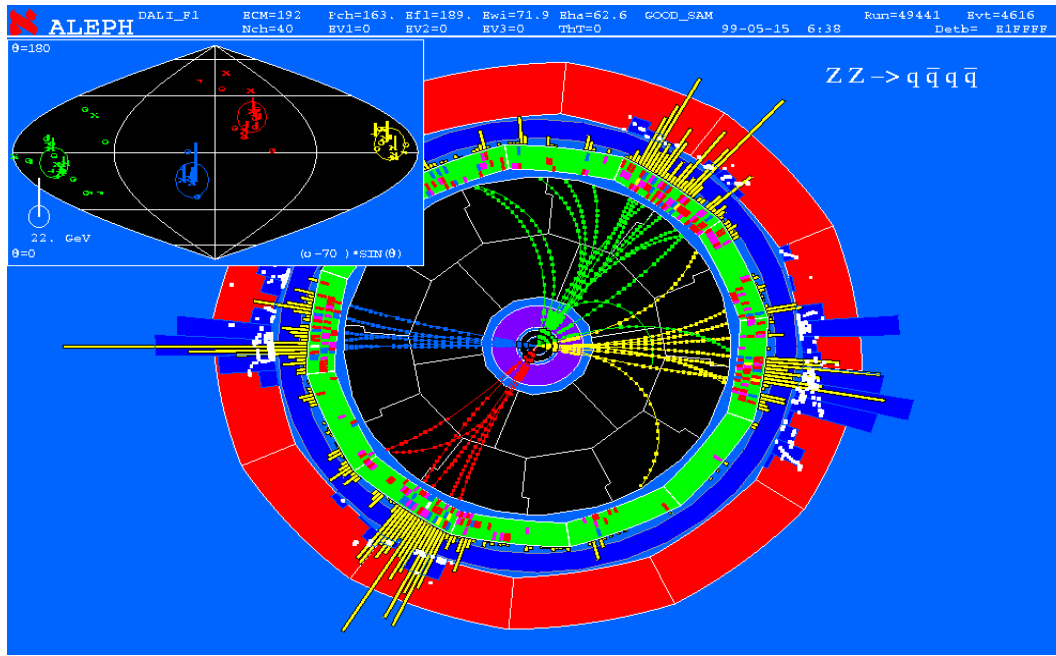
La Figure 4.8 montre la distribution de la masse reconstruite à 207 GeV pour les candidats ayant passé toutes les coupures décrites ci-dessus.

4.2.4 L'état final $q\bar{q}q'\bar{q}'$

Deux sous-analyses sont appliquées : une sélection $Q\bar{Q}Q'\bar{Q}'$ et une sélection $b\bar{b}q\bar{q}$, où Q dénote un quark autre que le quark b , alors que q remplace n'importe quel quark. Les désintégrations hadroniques étant toujours les plus contaminées, la reconnaissance d'un ou plusieurs b , hautement favorisée dans ALEPH par la bonne résolution du VDET, est fortement utilisée pour la discrimination signal-bruit de fond. Les états restants, non b , sont aussi pris en compte dans une analyse dédiée. Un tel évènement est représenté sur la Figure 4.9.

L'analyse commence par une présélection, où l'évènement doit contenir au moins huit traces chargées et l'énergie totale de toutes les traces chargées doit dépasser 10% de l'énergie dans le centre de masse.

L'algorithme DURHAM clusterise l'évènement en quatre jets. Pour éliminer les évènements incompatibles avec une topologie en quatre jets, la valeur de y_{34} , le y_{cut} dans la clusterisation qui change l'évènement d'une topologie trois jets à une topologie quatre

FIG. 4.9 – Un évènement $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ à 192 GeV.

jets, doit être supérieure à 0.004. En addition, chaque jet doit contenir au moins une trace chargée.

Deux coupures supplémentaires suppriment les évènements avec radiation dans l'état initial. Dans un premier temps, le moment longitudinal de l'évènement doit satisfaire $|p_z| < 1.5 (M_{\text{vis}} - 90)$ avec M_{vis} en GeV/c^2 et p_z en GeV/c , pour enlever les évènements dans lesquels le photon de l'état initial est le long de l'axe du faisceau et en dehors du volume fiduciel du détecteur. Ensuite, la fraction électromagnétique de tous les jets doit être inférieure à 80% pour éliminer les évènements dans lesquels le photon est à l'intérieur du volume fiduciel. Cette seconde coupure enlève également le chevauchement $q\bar{q}e^+e^-$ avec le canal semi-leptonique décrit au-dessus.

L'analyse resserre la présélection avec trois coupures additionnelles. Les deux premières ciblent les évènements $q\bar{q}$: la valeur du thrust de l'évènement doit être inférieure à 0.9 et la somme des quatre plus petits angles entre les jets supérieure à 350° . La troisième coupure réduit le chevauchement des évènements $q\bar{q}\mu^+\mu^-$ entre les sélections $q\bar{q}q\bar{q}$ et $llXX$. Les évènements acceptés ont une masse invariante des deux candidats muons les plus énergétiques $m_{\mu\mu}$ inférieure à $50 \text{ GeV}/c^2$ et satisfont la condition $p_1 + p_2 - m_{\mu\mu}c < 35 \text{ GeV}/c$, où p_1 et p_2 sont les moments des deux muons. Pour les évènements avec seulement un muon identifié, cette coupure se réduit à $p_1 < 35 \text{ GeV}/c$.

Le reste de la sélection repose principalement sur l'étiquetage des jets provenant d'un quark b et sur l'information de la masse des dijets. Un ajustement à quatre contraintes est ensuite appliqué pour améliorer la résolution sur le moment du jet. Un réseau de neurones pour l'étiquetage du b produit une valeur η_i pour chaque jet qui est proche de l'unité pour un jet de b et proche de zéro pour les autres jets.

L'analyse en quatre jets est alors divisée en trois sous-analyses : une sélection $b\bar{b}b\bar{b}$, une sélection $b\bar{b}q\bar{q}$ et une sélection sans quark b . Pour le calcul de la section efficace, les deux

sélections de b sont traitées comme un seul canal. La dernière sous-analyse remplace les coupures sur l'étiquetage du b par des contraintes fortes sur la masse pour rejeter efficacement le bruit de fond, tout en conservant une bonne efficacité pour la majorité des événements ZZ qui ne contiennent pas de jets de quarks b .

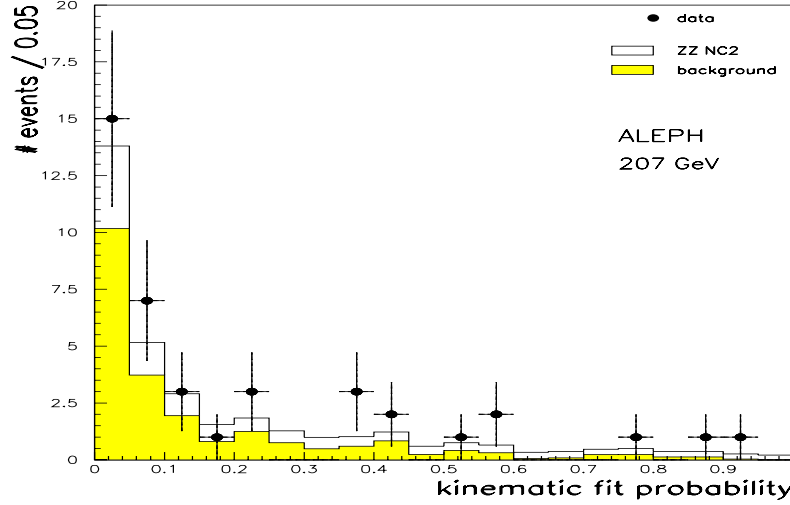


FIG. 4.10 – Distribution de la probabilité de l’ajustement cinématique pour le canal $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$ à 207 GeV après application des coupures décrites dans cette section.

Sous-analyse $b\bar{b}b\bar{b}$

Cette analyse sélectionne les événements avec un fort contenu en b , des jets bien isolés et des grandes masses de dijets. Cela impose que $y_{34} > 0.02$, que la somme des masses des dijets pour au moins une des combinaisons de dijets soit au-dessus de $170 \text{ GeV}/c^2$, et que $9.5y_{34} + \sum \eta_i > 3.1$ où la somme porte sur les quatre jets reconstruits.

Sous-analyse $b\bar{b}Q\bar{Q}$

Pour cette sélection, l’étiquetage du b resserre les contraintes sur la masse des dijets. L’information de masse est contenue dans les quantités χ_W et χ_Z définies comme :

$$\chi_i^2 = \left(\frac{m_{12} + m_{34} - 2m_i}{\sigma_S^i} \right)^2 + \left(\frac{m_{12} - m_{34}}{\sigma_D^i} \right)^2 \quad (4.11)$$

où i est soit un W soit un Z . Les quantités σ_S^i et σ_D^i sont les résolutions respectives de la somme et de la différence des masses de dijets pour la bonne combinaison de deux jets. Les contours de χ_W et χ_Z constants définissent deux ellipses appelées ellipses WW et ZZ dans le reste de cette section. Pour les ellipses WW et ZZ respectivement, les valeurs $4 \text{ GeV}/c^2$ et $3 \text{ GeV}/c^2$ sont utilisées pour σ_S^i et les valeurs $10 \text{ GeV}/c^2$ et $16 \text{ GeV}/c^2$ pour σ_D^i .

La sélection requiert qu’au moins une combinaison de deux jets tombe à l’intérieur de l’ellipse ZZ avec $\chi_Z < 2.40$. Pour cette combinaison, le dijet ne contenant pas le jet de b le plus faiblement étiqueté doit être compatible avec $Z \rightarrow b\bar{b}$ en terme d’étiquetage de b : $\min(\eta_1, \eta_2) > 0.20$ et $-\log_{10}(1 - \eta_1)(1 - \eta_2) > 1.50$.

Sous-analyse $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$

Finalement, la sélection pour les événements en quatre quarks sans jets de b amène la coupure sur y_{34} à 0.006. Un ajustement cinématique à six contraintes est appliqué au lieu d'utiliser la coupure de masse elliptique sur le candidat Z comme pour les sélections avec un contenu en b . L'ajustement 6C est un outil très puissant pour augmenter la résolution des désintégrations résonantes, comme pour le W et le Z , où en plus de la conservation de l'énergie et du moment, une double contrainte de masse peut être introduite. D'autant plus que le χ^2 de l'ajustement est une mesure de la qualité pour l'hypothèse testée.

Pour un événement signal, il y a trois appariements possibles de jets pour former deux candidats Z . La combinaison avec le plus petit χ^2 est sélectionnée. Une coupure sur la probabilité du fit cinématique, $\text{Prob}(\chi^2, 6C) > 0.5\%$, est aussi appliquée, la distribution correspondante est montrée sur la Figure 4.10.

Pour maintenir l'indépendance statistique des sélections avec ou sans b , cette sous-analyse accepte uniquement des événements qui n'ont pas déjà été sélectionnés par les coupures $b\bar{b}b\bar{b}$ ou $b\bar{b}q\bar{q}$.

4.2.5 Combinaison des canaux

Les cinq analyses sont effectuées séquentiellement⁶, pour être sûr de ne pas prendre en compte plusieurs fois le même événement. C'est pourquoi certaines coupures communes aux différents canaux ont été décrites à chaque fois dans les sélections correspondantes.

Le nombre d'événements sélectionnés, signal ainsi que bruit de fond, par l'analyse des Monte Carlo est normalisé à la luminosité des données :

$$N^{att} = N^{sel} \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_{gen}} \quad (4.12)$$

où $\mathcal{L}_{gen} = N_{gen}/\sigma_{gen}$ (voir Annexe A).

Les efficacités croisées sont calculées comme :

$$\varepsilon_{i,j} = N_{i,j}^{sel} / N_j^{gen} \quad (4.13)$$

où $N_{i,j}^{sel}$ est le nombre d'événements sélectionnés dans le canal i mais ayant été générés dans le canal j . Si l'analyse est performante, les termes non diagonaux de $\varepsilon_{i,j}$ doivent tendre vers zéro, ce qui est le cas, à l'exception d'un mélange dans les canaux hadroniques entre quarks avec ou sans composante b .

4.3 Mesure de la section efficace ZZ

Les informations se rapportant à chaque canal, y compris le recouvrement (même minime) entre sélections, sont utilisées dans un ajustement basé sur la probabilité de sélectionner, pour chaque état final, le nombre d'événements observés. Dans notre cas, cet ajustement utilise le maximum de la vraisemblance.

⁶ $l^+l^-X\bar{X}$ puis $l^+l^-\nu\bar{\nu}$ puis $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ puis $b\bar{b}q\bar{q}$ et enfin $q\bar{q}q'\bar{q}'$.

4.3.1 Ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance

La densité de probabilité d'observer N_i^{obs} évènements pour N_i^{att} évènements attendus dans le canal i suit une loi de Poisson :

$$\mathcal{P}(N_i^{obs}, N_i^{att}) = \frac{(N_i^{att})^{N_i^{obs}} \exp(-N_i^{att})}{(N_i^{obs})!} \quad (4.14)$$

La méthode du maximum de vraisemblance [42] consiste à supposer que la densité de probabilité d'observer N_i^{obs} évènements dans chaque canal i est le produit des densités de probabilité individuelles :

$$\mathcal{F}(N_1^{obs}, N_2^{obs}, \dots) = \prod_i \mathcal{P}(N_i^{obs}, N_i^{att}) \quad (4.15)$$

La maximisation de la fonction de vraisemblance $\mathcal{F}$ est obtenue en résolvant⁷ l'équation 4.15 à l'aide du programme de minimisation numérique MINUIT [43] :

$$-\frac{\partial \ln \mathcal{F}}{\partial N_i^{att}} = 0 \quad (4.16)$$

avec :

$$N_i^{att} = N_i^{bdf} + N_i^{ZZ} \quad (4.17)$$

$$N_i^{ZZ} = \mathcal{L} \sum_{j=1}^{ncan} \varepsilon_{i,j}^{NC2} BR_j \sigma_{ZZ} \quad (4.18)$$

où i est le canal de sélection et la somme varie sur les canaux considérés dans l'analyse ($ncan = 5$). $\mathcal{L}$ est la luminosité, BR_j le produit des rapports d'embranchement pour le canal de production j , et $\varepsilon_{i,j}^{NC2}$ est la matrice d'efficacité du ZZ pour les différents canaux. N_i^{bdf} indique le nombre d'évènements bruit de fond attendus et N_i^{ZZ} le nombre d'évènements signal, c'est-à-dire $\mathcal{NC2}$ attendus.

Finalement, c'est donc bien la section efficace totale σ_{ZZ} qui reste le seul paramètre libre à ajuster.

4.3.2 Section efficace totale

Lors de l'ajustement, effectué indépendamment à chaque énergie, les valeurs des rapports d'embranchement⁸ sont contraintes aux valeurs du MS [44], ce qui donne⁹

$B(ZZ \rightarrow l^+ l^- \nu \bar{\nu}) = 4.05 \%$, $B(ZZ \rightarrow l^+ l^- X \bar{X}) = 15.15 \%$, $B(ZZ \rightarrow qq \nu \bar{\nu}) = 27.98 \%$, $B(ZZ \rightarrow qq q \bar{q}) = 29.99 \%$ et $B(ZZ \rightarrow b \bar{b} q \bar{q}) = 18.86 \pm 0.05 \%$.

Les résultats de l'ajustement pour la section efficace $ZZ \mathcal{NC2}$ sont indiqués Table 4.1 pour chaque énergie, où l'erreur statistique est l'erreur provenant de l'ajustement. La Figure 4.11 montre la section efficace mesurée en comparaison des prédictions du MS, et la Figure 4.12 donne un aperçu de l'ajustement à 189 GeV.

⁷La "loglikelihood" $\ln L$ effectivement résolue par MINUIT est $-\ln L = \sum_i N_i^{att} - N_i^{obs} \ln N_i^{att}$, où la somme s'effectue sur tous les canaux de production.

⁸Comme les efficacités leptoniques sont calculées sur les trois familles de leptons, même si l'analyse ne porte que sur deux d'entre elles, alors le rapport d'embranchement leptonique $B(Z \rightarrow l^+ l^-)$ tient compte lui aussi des trois familles de leptons.

⁹ $B(ZZ \rightarrow x \bar{x} y \bar{y}) = 2 * B(Z \rightarrow x \bar{x}) * B(Z \rightarrow y \bar{y})$ et $B(ZZ \rightarrow x \bar{x} x \bar{x}) = B(Z \rightarrow x \bar{x}) * B(Z \rightarrow x \bar{x})$

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{ZZ}^{mes.}(\text{pb})$	$\sigma_{ZZ}^{MS}(\text{pb})$
182.7	$0.14 \pm_{0.15}^{0.21} \pm 0.06$	0.26
188.6	$0.63 \pm_{0.12}^{0.14} \pm 0.04$	0.65
191.6	$0.62 \pm_{0.32}^{0.40} \pm 0.06$	0.78
195.5	$0.73 \pm_{0.21}^{0.24} \pm 0.06$	0.90
199.5	$0.91 \pm_{0.21}^{0.24} \pm 0.08$	0.98
201.6	$0.71 \pm_{0.26}^{0.31} \pm 0.08$	1.02
204.9	$1.20 \pm_{0.25}^{0.27} \pm 0.08$	1.05
206.5	$1.05 \pm_{0.20}^{0.21} \pm 0.06$	1.06

TAB. 4.1 – Résultats de la mesure de la section efficace ZZ, comprenant les incertitudes statistiques et systématiques, avec les valeurs attendues par le MS.

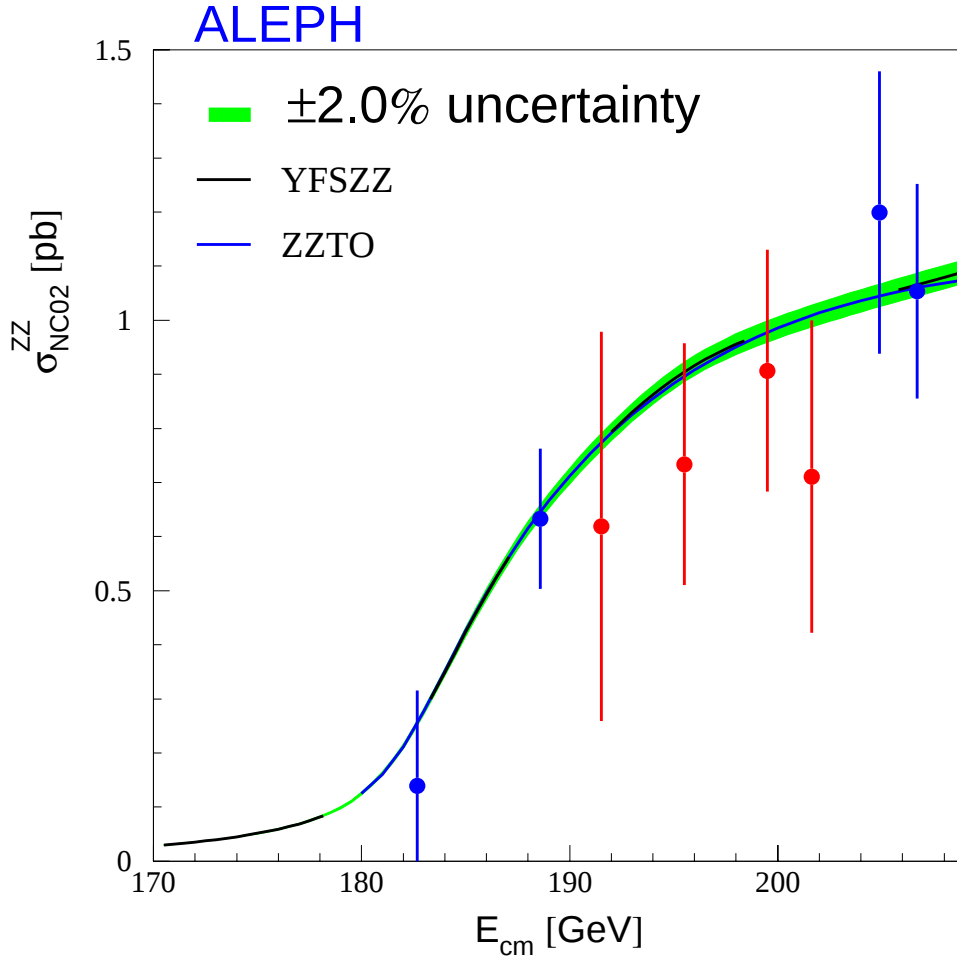


FIG. 4.11 – La section efficace mesurée $\mathcal{NC}2$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, comparée aux prédictions du MS de YFSZZ et ZZTO.

4.3.3 Rapport entre sections efficaces mesurées et prédites

L'accord entre la section efficace ZZ mesurée, σ_{ZZ}^{mes} , et la valeur prédite par un modèle théorique, σ_{ZZ}^{theo} , peut être exprimé quantitativement par leur rapport :

$$\mathcal{R} = \sigma_{ZZ}^{mes} / \sigma_{ZZ}^{theo} \quad (4.19)$$

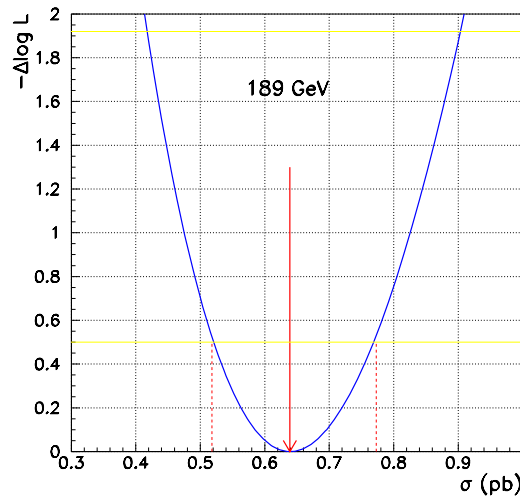


FIG. 4.12 – Ajustement de la section efficace à 189 GeV où sont précisées la valeur centrale et les limites à $\pm 1\sigma$.

Les résultats pour chacun des deux modèles considérés sont donnés Table 4.2. Sur la Figure 4.13, la bande centrale jaune indique une erreur relative de 2% sur la valeur théorique prédite. Comme déjà noté qualitativement sur la Figure 4.11, les sections efficaces mesurées au-dessus du seuil de production sont en bon accord¹⁰ avec les prédictions de ZZTO [45] et YFSZZ [46].

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{R}_{ZZ}^{\text{ZZTO}}$	$\mathcal{R}_{ZZ}^{\text{YFSZZ}}$
182.7	0.50 ± 0.64	0.57 ± 0.73
188.6	0.95 ± 0.19	0.98 ± 0.20
191.6	0.78 ± 0.45	0.79 ± 0.46
195.5	0.81 ± 0.25	0.82 ± 0.25
199.5	0.92 ± 0.23	0.92 ± 0.23
201.6	0.70 ± 0.29	0.70 ± 0.29
204.9	1.15 ± 0.25	1.14 ± 0.25
206.5	0.99 ± 0.19	0.99 ± 0.19
combinaison	0.92 ± 0.09	0.93 ± 0.09

TAB. 4.2 – Rapports des sections efficaces ZZ mesurées et des prédictions de ZZTO et YFSZZ. Les erreurs sont statistiques seulement.

4.4 Tests de la stabilité de la mesure

Les études suivantes représentent des tests sur les générateurs Monte Carlo et les valeurs obtenues sont des indications fortes de la stabilité des mesures effectuées et non des sources d'incertitudes systématiques supplémentaires.

¹⁰Les différences entre les deux générateurs s'expliquent du fait que certaines valeurs de YFSZZ utilisées sont plus proches de l'énergie du centre de masse que celles de ZZTO (par exemple 182.5 GeV contre 183 GeV).

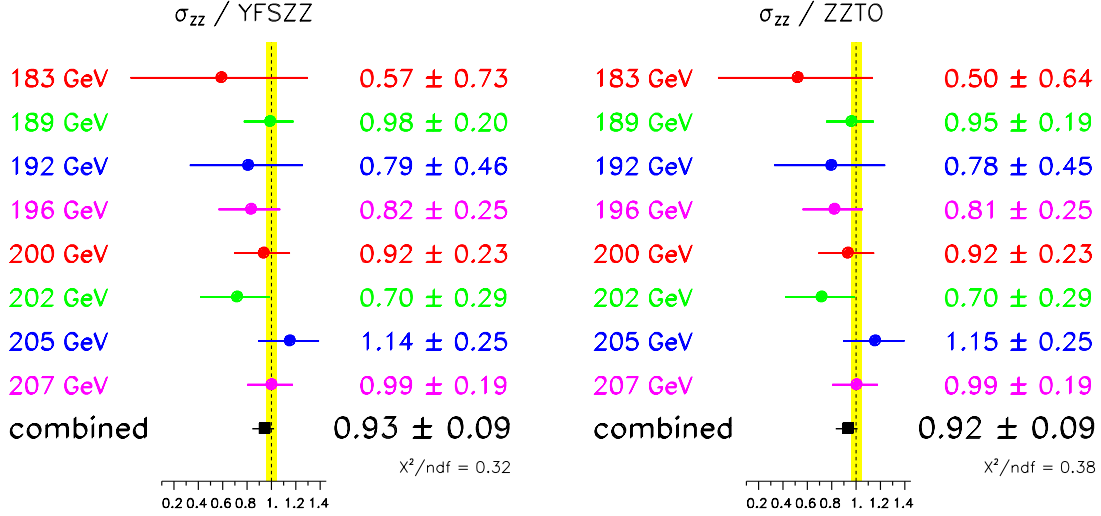


FIG. 4.13 – Rapports des sections efficaces ZZ mesurées et des prédictions de YFSZZ et ZZTO. La bande centrale jaune indique une erreur relative de 2% sur la valeur des sections efficaces théoriques prédites.

4.4.1 Inclusion des effets d'ordre supérieur pour le WW

Le générateur KORALW permet de tenir compte des corrections d'ordre α . Ces corrections baissent la section efficace WW d'environ 2%.

Les résultats suivants permettent de vérifier que l'inclusion des corrections d'ordre supérieur est bien compatible avec une diminution de la section efficace, et que leur prise en compte n'inclue donc pas de correction systématique supplémentaire. Les différences obtenues entre les sections efficaces mesurées avec et sans ces corrections d'une part, et entre les sections efficaces mesurées avec la section efficace de production du WW baissée de 2% artificiellement et les sections efficaces mesurées sans corrections d'autre part sont données Table 4.3.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_w / \mathcal{O}(\alpha) - \sigma_{w/o} \mathcal{O}(\alpha)$	$\sigma_{WW-2\%} - \sigma_{w/o} \mathcal{O}(\alpha)$
183	1	2
189	8	6
192	5	12
196	13	14
200	12	13
202	5	10
205	2	14
207	12	16

TAB. 4.3 – Différences enregistrées en fb à toutes les énergies avec ou sans correction d'ordre supérieur.

4.4.2 Coupures sur le générateur $\gamma\gamma$

Deux générations Monte Carlo différentes pour les interactions $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ont été produites avec des coupures lâches et des coupures plus resserrées sur l'énergie minimale de toutes les traces et le moment transverse minimal. Ce dernier passe de 0.15 GeV/c à 0.35 GeV/c pour les leptons tandis que l'énergie minimale de toutes les traces passe de 2.5 GeV à 9.5 GeV. C'est le premier ensemble qui est utilisé tout au long de l'analyse. Les différences $\sigma_{\text{resserrées}} - \sigma_{\text{lâches}}$ observées sont reportées Table 4.4. Les deux ensembles sont compatibles et n'induisent pas d'erreur systématique supplémentaire, malgré l'écart à 192 GeV, non significatif, qui vient du fait que les deux lots ne contiennent pas le même nombre d'évènements générés.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\Delta\gamma\gamma$ (fb)	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\Delta\gamma\gamma$ (fb)
182.7	0	188.6	-1 (+1 $qq\nu\nu$)
191.6	+32 (-1 $llXX$)	195.5	0
199.5	0	201.6	0
204.9	0	206.5	-1 (+1 $llXX$)

TAB. 4.4 – Différences enregistrées dans la mesure de la section efficace avec des évènements $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ générés avec des coupures plus strictes ainsi que le nombre d'évènements effectivement impliqués.

4.4.3 Limitation des diagrammes 4f pour le ZZ

Au lieu d'utiliser l'ensemble des diagrammes à quatre fermions pour le ZZ , on utilise le signal $\mathcal{NC}8$ pour simuler la contribution du bruit de fond à quatre fermions ZZ . Le bruit de fond Ze^+e^- est alors réincorporé dans l'ensemble des bruits de fond contaminants. La correction "4f" devient alors :

$$\Delta 4f = WW + Zee + \mathcal{NC}8_{\text{WW-like retiré}} - \mathcal{NC}2 \quad (4.20)$$

où le WW de l'équation précédente représente les évènements provenant de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, contenant des états finals WW -like et ZZ -like, et $\mathcal{NC}8_{\text{WW-like retiré}}$ est la contribution des évènements $\mathcal{NC}8$ qui sont " ZZ -like" uniquement, c'est-à-dire dont les diagrammes interférant avec le WW ont été supprimés pour éviter un double comptage, de même que pour le Ze^+e^- .

Il faut aussi noter que dans le cas du $\mathcal{NC}8$, le signal soustrait est généré par PZZNC2, alors que dans le cas du ZZ -4f, le signal soustrait est comptabilisé par KoralW en appliquant un poids $\mathcal{NC}2$ pour chaque évènement (disponible dans le générateur). Les mêmes générateurs pour le calcul du 4f et du $\mathcal{NC}2$ sont utilisés pour ne pas introduire de biais.

Le nombre d'évènements PZZNC8 sélectionnés est systématiquement inférieur à celui de KZZ4f, comme attendu (voir Table 4.5), ce qui augmente la section efficace mesurée, comme indiqué dans la Table 4.6 où est reporté $\sigma_{\mathcal{NC}8} - \sigma_{4f}$.

La plus grosse différence intervient dans les canaux $ll\nu\nu$ et $llXX$, où le 4f contient 24 diagrammes sur 48 où l'électron diffusé se retrouve dans l'état final et contribuent donc

189 GeV	$ll\nu\nu$	$llXX$	$qq\nu\nu$	$qqqq$	$bbqq$
NC8+Zee	0.94 ± 0.05	9.20 ± 0.16	15.05 ± 0.20	4.62 ± 0.10	5.12 ± 0.11
KZZ	1.26 ± 0.28	10.37 ± 0.82	15.01 ± 1.00	4.93 ± 0.56	5.33 ± 0.58
$\sum$ bkg	correction “4f” = (Kww+Zee+PZZNC8-PZZNC2)				
	1.28 ± 0.14	0.68 ± 0.18	13.65 ± 0.31	27.26 ± 0.32	4.82 ± 0.23
$\sum$ bkg	correction “4f” = (Kww+KZZ -(KwwNC2+KZZNC2))				
	1.35 ± 0.40	1.58 ± 1.22	14.04 ± 1.42	27.52 ± 0.83	4.88 ± 0.84
207 GeV	$ll\nu\nu$	$llXX$	$qq\nu\nu$	$qqqq$	$bbqq$
NC8+Zee	0.83 ± 0.04	10.44 ± 0.16	15.67 ± 0.19	6.67 ± 0.12	6.19 ± 0.11
KZZ	1.15 ± 0.34	10.00 ± 1.05	15.58 ± 1.33	7.50 ± 0.90	6.83 ± 0.86
$\sum$ bkg	correction “4f” = (Kww+Zee+PZZNC8-PZZNC2)				
	0.56 ± 0.06	1.41 ± 0.19	12.12 ± 0.27	27.15 ± 0.31	4.30 ± 0.20
$\sum$ bkg	correction “4f” = (Kww+KZZ -(KwwNC2+KZZNC2))				
	0.60 ± 0.47	1.40 ± 1.45	12.23 ± 1.88	27.35 ± 1.29	4.29 ± 1.22

TAB. 4.5 – Nombre d’événements attendus avec l’ensemble des diagrammes ZZ à quatre fermions et en se limitant au NC8 à 189 et 207 GeV.

à ces canaux, contrairement au NC8. L’importante erreur statistique sur KZZ vient de la taille limitée des échantillons Monte Carlo.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{NC8} - \sigma_{4f}$ (fb)	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{NC8} - \sigma_{4f}$ (fb)
189	33	207	6

TAB. 4.6 – Différences enregistrées dans la mesure de la section efficace avec le générateur KZZ4f au lieu de PZZNC8.

C’est-à-dire une différence de 5.2% à 189 GeV et de 0.6% à 207 GeV entre les sections efficaces mesurées, les diagrammes résonants (NC8) étant moins dominant au seuil (189 GeV) qu’à plus haute énergie (207 GeV), d’où une contribution plus importante des autres processus 4f et un plus grand désaccord pour des énergies proches du seuil de production.

4.5 Incertitudes systématiques

Cette dénomination regroupe les études effectuées pour estimer les biais systématiques résultant d’une modélisation imparfaite du comportement du détecteur, des processus physiques et de la limitation statistique des simulations. Comme indiqué précédemment, étant donné l’incertitude statistique qui entache la mesure, ces études sont destinées à donner un ordre de grandeur sur les biais attendus.

4.5.1 Effets expérimentaux

Calibration des calorimètres

La calibration des calorimètres ECAL et HCAL est indépendante et effectuée en utilisant des données réelles enregistrées au pic du Z . Dans le cadre de cette étude, une incertitude relative de 0.3% déterminée pour la mesure de la section efficace WW à 189 GeV [47] a été utilisée¹¹.

Calibration des détecteurs de traces

Il existe un désaccord entre les données et la simulation pour les traces chargées à bas angle. À partir de l'étude des événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ enregistrés au pic du Z chaque année, un facteur correctif [48] est appliqué aux événements réels.

Pour évaluer l'erreur induite par cette correction, la correction inverse est appliquée aux simulations du signal et des bruits de fond. Les différences obtenues sont calculées à partir de l'incertitude relative de 1.2% obtenue à 207 GeV.

Luminosité

Les incertitudes statistiques et systématiques sur la mesure de la luminosité introduisent une erreur sur la mesure de la section efficace d'environ 0.45%.

4.5.2 Erreurs provenant des simulations

Normalisation du bruit de fond

Le bruit de fond n'est pas toujours correctement normalisé en raison des incertitudes sur la valeur de la section efficace théorique des processus générés. Pour le bruit de fond QCD, cette contribution a été étudiée en utilisant des événements enregistrés en 1994 au pic de la résonance du Z [49]. Cette étude a permis de corriger les simulations par les écarts entre les données et les simulations QCD, ce qui conduit à modifier la normalisation totale du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ de $\pm 5\%$. Le W^+W^- comporte une incertitude théorique de $\pm 0.5\%$ sur sa section efficace qui était de 2% avant l'inclusion des corrections d'ordre supérieur. L'erreur systématique ainsi obtenue contribue pour environ 0.4% dans le cas du WW et pour environ 0.8% dans le cas du $q\bar{q}$ à l'erreur systématique totale.

Fragmentation

Comme mentionné au chapitre 3, le rayonnement de gluons par les quarks et la simulation de la cascade partonique peuvent être générés par différentes méthodes Monte Carlo. Les simulations utilisées, dans le cadre de ce travail, pour produire la cascade partonique des événements font appel au programme JETSET. Afin d'étudier l'effet de la modélisation de la fragmentation dans les désintégrations hadroniques des bosons W et du bruit de fond QCD, JETSET a été remplacé par le programme HERWIG.

Les différences obtenues sont de l'ordre de 0.6% de la section efficace totale.

¹¹Dans un esprit conservatif, l'incertitude systématique relative évaluée pour la production de W a été directement transférée à la production de paires de Z de par la similitude des masses et des états finals communs aux deux paires de bosons.

Identification des leptons

Dans plusieurs canaux, la sélection repose sur l'identification correcte des leptons. Néanmoins il existe des différences entre les efficacités d'identification estimées sur les données réelles et simulées. Pour simuler ce biais, une erreur relative de 0.3% [47] a été utilisée.

Limitation statistique

L'ensemble des performances de la sélection a été estimé à partir d'un nombre limité d'évènements simulés pour chaque processus. Pour tenir compte de cette limitation, l'efficacité $\varepsilon_{i,j} \pm \Delta\varepsilon_{i,j}$ et le nombre d'évènements bruit de fond par canal $N_{bdf}^i \pm \Delta N_{bdf}^i$ avec $i, j = 1, 5$ vont être tirés au hasard dans une gaussienne d'écart standard égal à l'incertitude statistique sur ε et N_{bdf} respectivement et centrée sur ε et N_{bdf} respectivement.

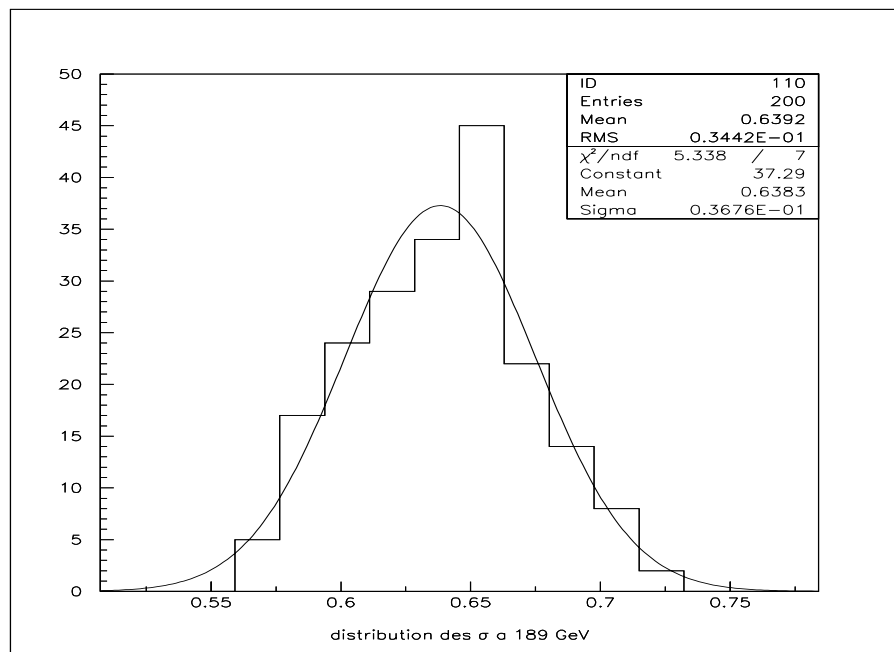


FIG. 4.14 – La distribution des 200 pseudo-mesures de la section efficace à 189 GeV.

Un nombre suffisamment important de pseudo-mesures de la section efficace va être ainsi effectué, 200 dans notre cas (voir Figure 4.14), et l'écart standard de la distribution gaussienne de ces mesures sera pris comme l'incertitude systématique. Les valeurs obtenues représentent une contribution d'environ 8% (et près de 45% à 183 GeV) uniquement due à la trop faible statistique Monte Carlo sur le $ZZ - 4f$.

4.5.3 Erreur systématique totale

L'incertitude systématique totale est prise comme la somme en quadrature de toutes les contributions précédentes et est reportée Table 4.9 (la Table 4.8 donne la contribution en pourcentage due à la seule limitation statistique). La Table 4.7 indique l'incertitude systématique totale obtenue sans la contribution de la limitation statistique du Monte Carlo. Ce tableau a été rajouté pour la discussion du chapitre 8.

$\sqrt{s}$ (GeV)	calo.	traces	$\mathcal{L} \pm \Delta\mathcal{L}$	$\sigma_{WW} \pm 0.5\%$	$\sigma_{q\bar{q}} \pm 5\%$	frag.	id. lep	Sous Total
182.7	± 0	± 2	± 1	± 1	± 4	± 4	± 0	± 6
188.6	± 2	± 8	± 3	± 2	± 2	± 4	± 2	± 10
191.6	± 2	± 7	± 3	± 3	± 6	± 4	± 2	± 10
195.5	± 2	± 9	± 3	± 4	± 7	± 5	± 2	± 14
199.5	± 3	± 11	± 3	± 3	± 5	± 5	± 3	± 14
201.6	± 2	± 9	± 3	± 2	± 4	± 5	± 2	± 12
204.9	± 4	± 14	± 4	± 4	± 6	± 5	± 4	± 18
206.5	± 3	± 13	± 3	± 4	± 7	± 5	± 3	± 17

TAB. 4.7 – Contribution des différentes erreurs systématiques étudiées (en fb).

$\sqrt{s}$ (GeV)	MC stat.
182.7	$\pm 43.8 \%$
188.6	$\pm 5.9 \%$
191.6	$\pm 10.2 \%$
195.5	$\pm 8.6 \%$
199.5	$\pm 9.1 \%$
201.6	$\pm 11.0 \%$
204.9	$\pm 6.1 \%$
206.5	$\pm 5.6 \%$

TAB. 4.8 – Incertitude systématique relative (en %) due à la limitation statistique par rapport à la section efficace mesurée.

$\sqrt{s}$ (GeV)	MC stat.	TOTAL
182.7	± 61	± 61
188.6	± 37	± 38
191.6	± 62	± 63
195.5	± 62	± 63
199.5	± 81	± 82
201.6	± 76	± 76
204.9	± 73	± 75
206.5	± 58	± 60

TAB. 4.9 – Erreur systématique totale en ajoutant l'incertitude due à la limitation statistique (en fb).

4.6 Mesure des rapports d'embranchement

Une fois que les sections efficaces ont été mesurées, pour tester plus en avant la fiabilité de l'analyse et la stabilité de l'ajustement des données, on peut calculer les rapports d'embranchement du Z en ses différents produits de désintégration.

Pour cela, le même ajustement que pour l'extraction de la section efficace totale est effectué en combinant les données collectées depuis 183 GeV jusqu'à 207 GeV, tout en appliquant différentes contraintes. En assumant l'universalité des leptons, les inconnues sont les rapports d'embranchement leptonique, invisible, hadronique et en b , ainsi que les huit sections efficaces totales à chaque énergie.

	$B(Z \rightarrow l^+l^-)$	$B(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})$	$B(Z \rightarrow q\bar{q})$	$B(Z \rightarrow b\bar{b})$
ajustement (%)	9.15 ± 1.71	20.91 ± 3.42	69.94 ± 3.82	15.09 ± 0.82
MS (%)	10.11 ± 0.00	20.02 ± 0.06	69.89 ± 0.07	15.13 ± 0.05

TAB. 4.10 – Résultats de l'ajustement des rapports d'embranchement. Le rapport d'embranchement hadronique est fixé à $1 - B_l - B_\nu$. Le rapport d'embranchement en b est calculé en utilisant $R_b = 21.57 \pm 0.02 \%$.

Plusieurs contraintes peuvent être appliquées :

- en ajustant uniquement deux rapports d'embranchement et les huit sections ef-

ficaces, trois mesures peuvent être effectuées. Dans ces trois cas, le rapport d'embranchement en b est fixé au rapport d'embranchement hadronique par la valeur de $R_b = 21.57\%$ [44]. Pour chaque ajustement, le troisième rapport d'embranchement est fixé par $1 - B_1 - B_2$ où B_1 et B_2 sont les paramètres libres. En raison du faible nombre d'évènements dans chaque canal, nous donnons seulement l'erreur statistique sur la mesure. Les résultats de ces ajustements sont présentés Table 4.10. La comparaison des huit sections efficaces obtenues par cet ajustement et des valeurs données dans la partie sur la section efficace totale diffèrent de l'ordre de 1%.

- en fixant tous les rapports d'embranchement à leur valeur dans le MS, et ne laissant que B_b libre ainsi que les huit sections efficaces, on obtient $B(Z \rightarrow b\bar{b}) = 14.90 \pm 3.59 \%$.

Les valeurs obtenues des rapports d'embranchement sont compatibles avec les prédictions du MS.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode du maximum de vraisemblance a été utilisée pour mesurer $\sigma_{ZZ}^{\mathcal{NC}2}$. L'extraction des rapports d'embranchement du Z a servi de vérification à la méthode utilisée. Les résultats obtenus sont stables en fonction des contraintes appliquées, et compatibles entre eux et avec les valeurs attendues par le MS.

Chapitre 5

Les Couplages Anomaux Neutres

Contrairement aux couplages chargés à trois bosons qui existent dans le MS, les couplages entre trois bosons neutres sont interdits dans ce même MS. Mais en utilisant l'approche générale des couplages anomaux décrite dans le chapitre 1, on peut écrire un lagrangien effectif contenant ce type de couplage. C'est l'étude des paramètres associés appelés NGC¹ provenant de l'état final ZZ , qui sera détaillée ci après.

5.1 Le lagrangien des NGC

Des couplages anomaux apparaissent à travers les interactions montrées sur la Figure 5.1.

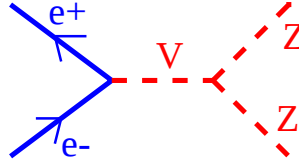


FIG. 5.1 – La contribution anormale à l'état final ZZ où $V = Z^*, \gamma^*$.

En admettant la production sur couche de masse des deux Z sortants et en appliquant l'invariance de Lorentz et l'invariance de jauge électromagnétique, ainsi que la symétrie de Bose, l'expression la plus générale pour la fonction de vertex anormal est [40] :

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^{ZZV}(q_1, q_2, P) = i \frac{s - m_V^2}{m_Z^2} \left[f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) - f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho \right] \quad (5.1)$$

où $P = q_1 + q_2$ est le quadrimoment du boson échangé V et q_1 et q_2 les quadrimoments des deux Z . La fonction de vertex 5.1 s'annule pour $s = m_V^2$ à cause de l'invariance de jauge pour $V = \gamma$ et de la symétrie de Bose pour $V = Z$. Nous obtenons alors quatre couplages indépendants f_i^V de dimension six, où $i = 4, 5$ et $V = Z, \gamma$. Les opérateurs f_4^V violent C et CP alors que les opérateurs f_5^V conservent CP mais violent P.

Ces quatre couplages sont tous nuls au niveau du MS et ont des valeurs négligeables à travers des boucles d'ordre supérieur (de l'ordre de 10^{-4}).

¹Neutral Gauge Couplings

Les amplitudes d'hélicité avec contribution anormale sont alors [39] :

$$\mathcal{M}_{NGC}^{f_4^V}(\sigma, \bar{\sigma}, \lambda_1, \lambda_2) = -ie f_4^V g_\sigma^{Vee} \frac{s}{m_Z^2} \delta_{\sigma, -\bar{\sigma}} [\varepsilon_1^{0*} (\varepsilon_2^{1*} + i\sigma \varepsilon_2^{2*}) + \varepsilon_2^{0*} (\varepsilon_1^{1*} + i\sigma \varepsilon_1^{2*})] \quad (5.2)$$

$$\mathcal{M}_{NGC}^{f_5^V}(\sigma, \bar{\sigma}, \lambda_1, \lambda_2) = -ie f_5^V g_\sigma^{Vee} \frac{\sqrt{s}}{m_Z^2} \delta_{\sigma, -\bar{\sigma}} (\varepsilon^{1\alpha\beta\rho} + i\sigma \varepsilon^{2\alpha\beta\rho}) \varepsilon_{1\alpha}^* \varepsilon_{2\beta}^* (q_{1\rho} - q_{2\rho}) \quad (5.3)$$

En comparaison des amplitudes MS, les contributions anormales augmentent avec l'énergie dans le centre de masse de la collision.

L'existence des couplages anormaux induirait des changements dans :

- la section efficace totale
- la distribution angulaire des Z produits (voir Figure 5.2)
- la polarisation moyenne des Z

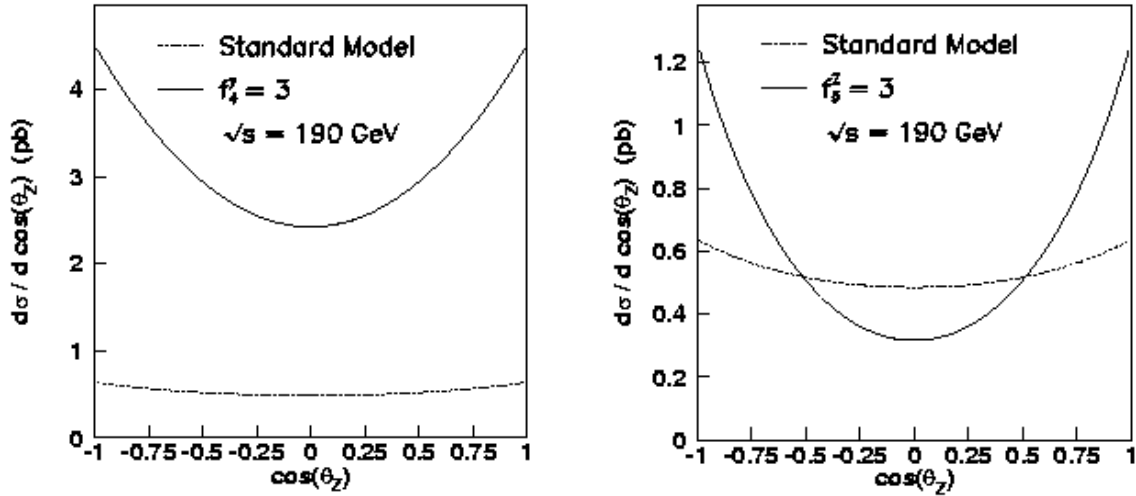


FIG. 5.2 – Effet d'une valeur non nulle des couplages f_4^γ et f_5^Z dans la distribution de la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ à 190 GeV. L'effet est renforcé aux petits angles polaires.

Les deux contributions, et de la section efficace, et de la distribution angulaire, seront effectivement utilisés conjointement dans un ajustement du maximum de vraisemblance étendu.

5.2 Repondération

Les événements signal ZZ ont été générés au niveau Monte Carlo en accord avec les sections efficaces différentielles du MS. Pour introduire la présence de couplages anormaux, une méthode de repondération utilisant les éléments de matrice du programme YFSZZ sera utilisée. Ces poids, calculés pour chaque événement, se définissent comme le rapport entre la section efficace différentielle incluant les éléments de matrice avec couplage non

nul et la section efficace différentielle MS :

$$w_{ZZ}(\sigma, \lambda, \lambda'; PS) = \frac{\left| \sum_{\lambda_1, \lambda_2} (\mathcal{M}_{Z_1 Z_2} + \mathcal{M}_{NGC}) \mathcal{M}_{Z_1 f_1 \bar{f}_1} \mathcal{M}_{Z_2 f_2 \bar{f}_2} \right|^2}{\left| \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \mathcal{M}_{Z_1 Z_2} \mathcal{M}_{Z_1 f_1 \bar{f}_1} \mathcal{M}_{Z_2 f_2 \bar{f}_2} \right|^2} \quad (5.4)$$

où les différentes amplitudes, excepté $\mathcal{M}_{NGC}$, sont celles calculées dans le chapitre 4. σ est l'hélicité de l'électron initial et λ, λ' l'hélicité des fermions produits, PS représente l'espace de phase considéré.

La Figure 5.3 donne à titre d'exemple la contribution relative du couplage $f_4^\gamma = +1$ par rapport au MS. On voit nettement la dépendance avec l'énergie dans le centre de masse.

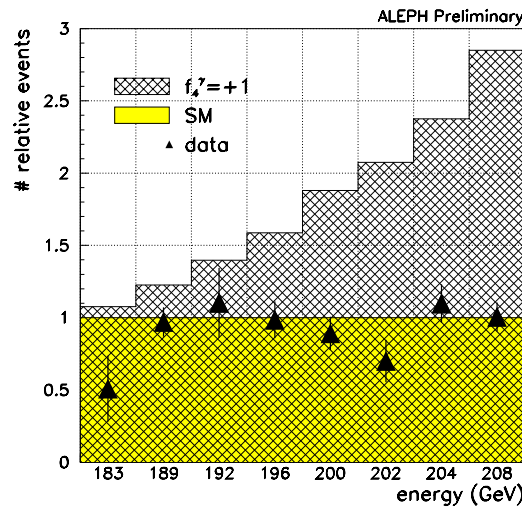


FIG. 5.3 – Contribution relative du nombre d'évènements avec un couplage non nul ($f_4^\gamma = +1$) par rapport au MS. Les données semblent suivre les prédictions du MS.

5.3 L'information sur la section efficace

Comme l'expression du vertex ZZV (eq. 5.1) est linéaire par rapport à f_i^V , la section efficace va être quadratique par rapport aux couplages, et le nombre d'évènements n_j^{signal} par canal j ($j = 1, 5$) peut donc être paramétrisé par une expression quadratique :

$$n_j^{signal}(f_i^V) = a + b * f_i^V + c * (f_i^V)^2 \quad (5.5)$$

où les coefficients réels a, b, c sont déterminés par un ajustement polynomial sur le nombre d'évènements générés pour différentes valeurs des couplages.

Les courbes de calibration pour chacun des couplages considérés sont compatibles avec une pente de valeur unitaire et ne présentent pas de déviation par rapport à l'origine (voir Figure 5.4).

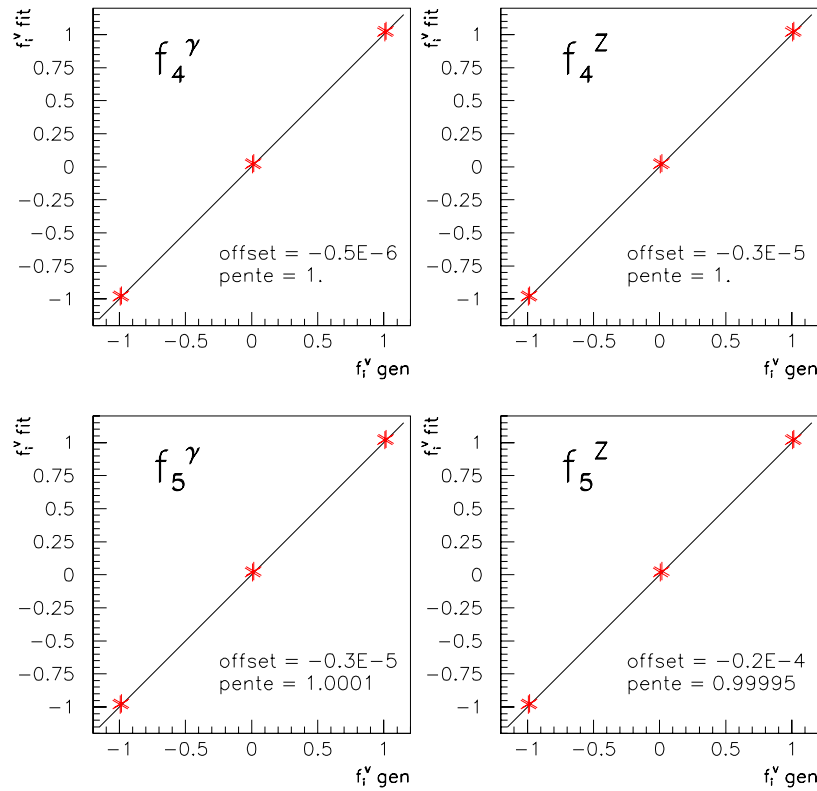


FIG. 5.4 – Courbes de calibration pour chacun des quatre couplages neutres à 189 GeV.

En pratique, trois points sont choisis pour déterminer la fonction parabolique. Étant donné que les couplages attendus ne peuvent qu'avoir une faible valeur, ces trois points sont pris proches de zéro et sont reportés Table 5.1.

couplage	valeur générée		
f_4^γ	-0.3	0	0.3
f_4^Z	-0.4	0	0.4
f_5^γ	-0.5	0	0.5
f_5^Z	-0.6	0	0.6

TAB. 5.1 – Différents lots de valeurs utilisées pour la détermination de la dépendance quadratique du nombre d'événements en fonction des couplages.

Pour tester l'efficacité de cette reconstruction, le même ajustement avec un nombre plus important de points a été effectué. L'erreur sur la reconstruction de la fonction parabolique est inférieure à 0.002%. La Figure 5.5 montre les valeurs des coefficients ajustés à 189 GeV pour f_5^Z dans l'intervalle en $\cos\theta_Z \in] -0.5, 0]$ pour 3 et 7 points entrant dans la paramétrisation.

La même méthode est appliquée lorsque deux couplages sont laissés libres en même temps, mais la paramétrisation de cette dépendance comporte cette fois des termes

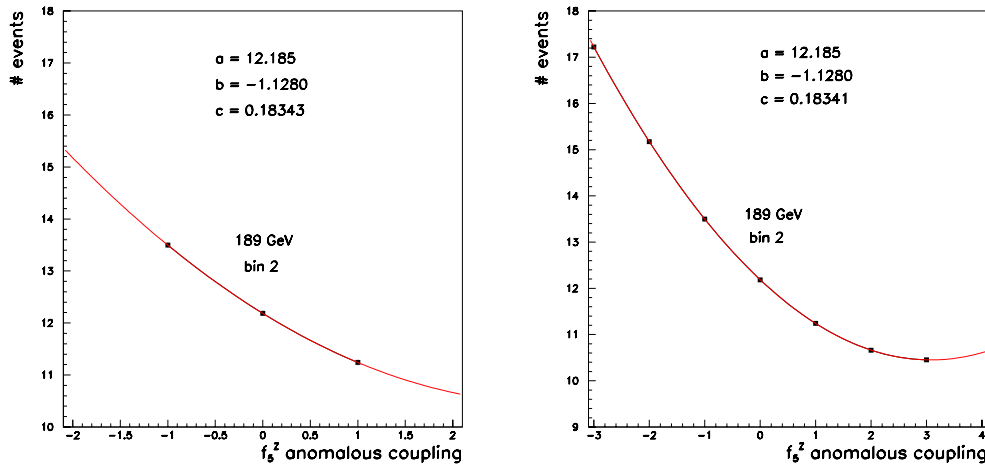


FIG. 5.5 – Effet de la paramétrisation de la fonction parabolique $n_{signal} = \text{func}(f_i^V)$ avec un ajustement à 3 points $(-1, 0, +1)$ et 7 points $(-3, -2, 0, +1, +2, +3)$. Les courbes représentent le nombre d'évènements obtenus en fonction du couplage f_5^Z à 189 GeV dans l'intervalle en $\cos \theta_Z$ $[-0.5, 0]$. Les constantes a , b et c sont les coefficients de la fonction parabolique 5.5.

croisés :

$$n_j^{signal}(f_i^\gamma, f_i^Z) = a * (f_i^\gamma)^2 + b * (f_i^Z)^2 + c * f_i^\gamma f_i^Z + d * f_i^\gamma + e * f_i^Z + f \quad (5.6)$$

La méthode développée pour calculer la section efficace totale ZZ au chapitre précédent est intégralement réutilisée pour obtenir la contamination bruit de fond et le nombre d'évènements observés dans les données. Par contre le nombre d'évènements signal attendus n'est plus fonction de la section efficace mais des couplages, et c'est cette corrélation qui sera exploitée dans l'ajustement des couplages anomaux. La Figure 5.6 montre la dépendance de la section efficace, c'est-à-dire du nombre d'évènements signal, en fonction d'un couplage. La Figure 5.7 montre la contribution relative des cinq différents canaux dans l'extraction des couplages, à travers les courbes de maximum de vraisemblance combinées canal par canal. On s'aperçoit que les canaux hadroniques ont la plus grande influence.

5.4 L'information sur la distribution angulaire

Pour extraire avec une signification améliorée les couplages anomaux, on utilise en plus l'information sur l'angle de production du Z , qui va surtout influencer les couplages f_5^V à cause des termes d'interférence. La Figure 5.8 donne la distribution expérimentale du $\cos \theta_Z$ pour des évènements Monte Carlo générés sans couplages.

Un binning variable avec 200 évènements Monte Carlo signal par intervalle est choisi pour garder une distribution statistiquement significative. La Figure 5.9 montre l'information apportée par les couplages f_5^V en comparaison des couplages f_4^V . Dans les canaux avec un faible rapport d'embranchement, comme le $ll\nu\nu$, on impose au minimum quatre bins. Ce sont les mêmes intervalles en $\cos \theta_Z$ qui sont utilisés pour les bruits de fond.

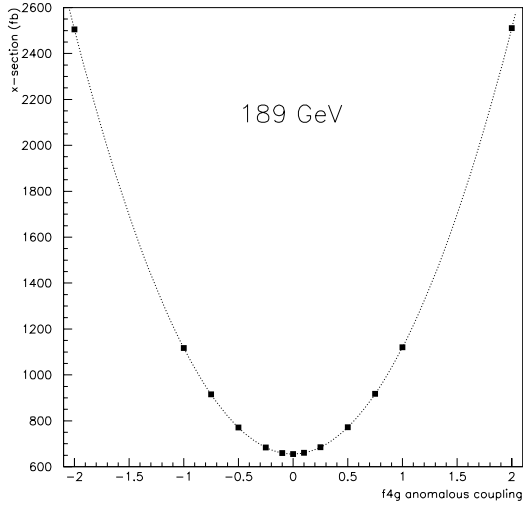


FIG. 5.6 – Dépendance de la section efficace par rapport au couplage f_4^γ à 189 GeV.

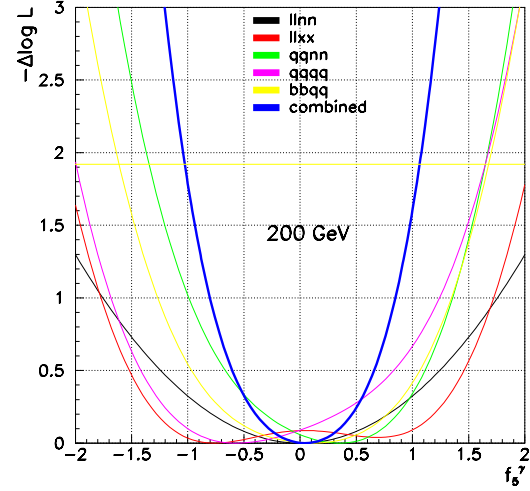


FIG. 5.7 – Les contributions des cinq différents canaux au couplage f_5^γ à 200 GeV.

De la même façon qu’avec l’information sur la section efficace, le nombre d’évènements $n_{j,k}^{signal}$ par bin k et par canal j est paramétrisé en fonction des couplages f_i^V suivant l’équation 5.5.

La fonction de vraisemblance qui est le produit des probabilités d’apparition dans le bin k des données $\prod_{i=1}^{N_{obs}} p_i^k$ sera réalisée comme :

$$\prod_{j=1}^5 \prod_{k=1}^{n_j^{bins}} (p_{j,k})^{n_{j,k}^{obs}} \quad (5.7)$$

où $p_{j,k}$ est la probabilité de l’intervalle k du canal j :

$$p_{j,k} = \frac{n_{j,k}(f_i^V)}{\sum_{l=1}^{n_j^{bins}} n_{j,l}(f_i^V)} \quad (5.8)$$

et où la sommation sur les données a été remplacée par une sommation sur les cellules d’espace de phase.

5.5 Extraction des couplages

Afin d’extraire la valeur des couplages anomaux, la méthode du maximum de vraisemblance étendue est utilisée. Cette méthode réalise l’ajustement en tenant compte, outre de l’information sur la distribution angulaire de l’angle de production du Z , du nombre total d’évènements produits. La fonction de maximum de vraisemblance ou “likelihood” correspondante est :

$$L = \frac{N_{att}(f_i^V)^{N_{obs}} \exp(-N_{att})}{N_{obs}!} \times \prod_j^{N_{obs}} p_j^i \quad (5.9)$$

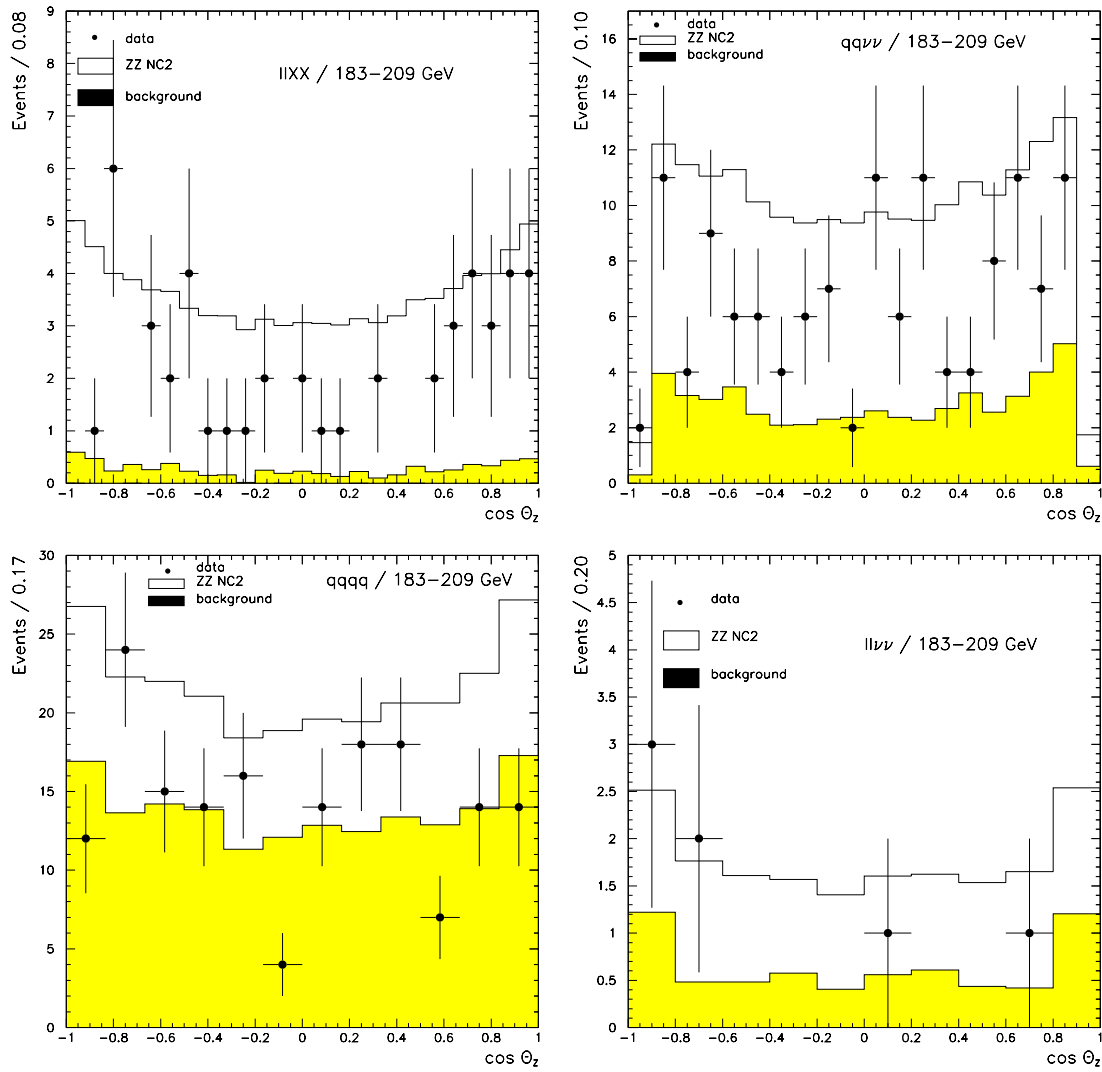


FIG. 5.8 – L'angle de production du Z pour les différents canaux de désintégration, toutes énergies confondues. Les points représentent les données et les histogrammes le signal (en blanc) et les bruits de fond (en grisé) pour des événements générés avec des valeurs MS.

et la fonction qui sera effectivement minimisée par MINUIT est :

$$\begin{aligned}
 -\log L &= \sum_{j=1}^5 \left(n_j^{att} - n_j^{obs} + n_j^{obs} \log \frac{n_j^{obs}}{n_j^{att}} \right) \\
 &\quad - \sum_{j=1}^5 \sum_{k=1}^{n_j^{bins}} n_{j,k}^{obs} \log p_{j,k}
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

où $n_j^{att} = n_j^{signal}(f_i^V) + n_j^{bdf}$ et n_j^{obs} sont les nombres d'évènements attendus et observés dans le canal de production j . $p_{j,k}$ est la probabilité qu'un évènement provenant du canal j tombe dans le bin k en $\cos \theta_Z$.

Les limites combinées à toutes les énergies sont obtenues en ajoutant les courbes

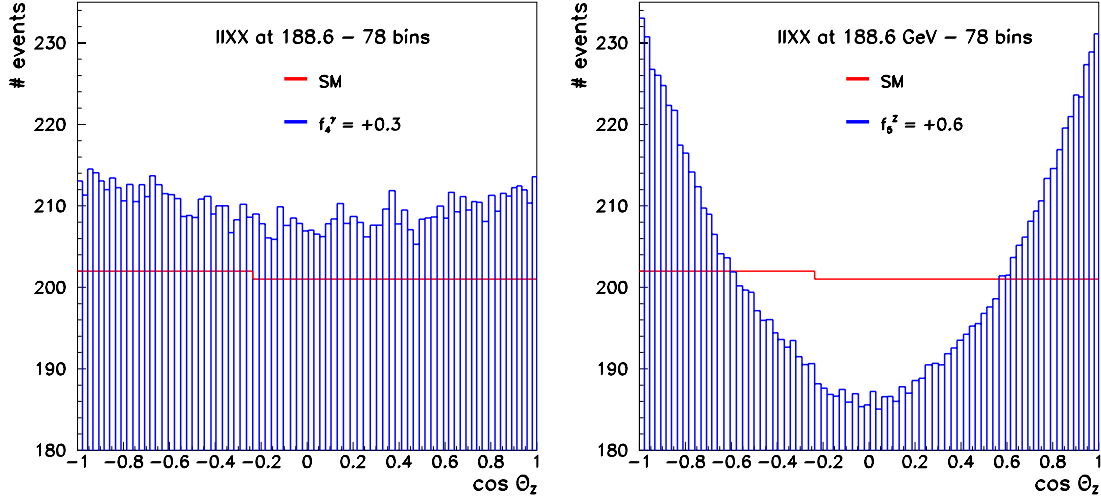


FIG. 5.9 – La distribution de l’angle de production des Z pour deux valeurs non nulles des couplages : f_4^γ et f_5^Z à 189 GeV dans le canal $llXX$ pour le signal MC repondéré. La courbe horizontale concerne la répartition équiprobable des évènements dans le MS.

$-\Delta \log L$ obtenues pour chaque énergie. Les intervalles de niveau de confiance sont déduits des courbes en imposant :

$$-\Delta \log L < 0.5 \quad CL = 68\% \quad (5.11)$$

$$-\Delta \log L < 1.92 \quad CL = 95\% \quad (5.12)$$

La Figure 5.10 montre les courbes de “log-likelihood” pour les différentes énergies² (seule l’information sur la section efficace est utilisée, sans incertitude systématique). On peut voir que plus l’énergie dans le centre de masse augmente et plus les courbes se resserrent, c’est-à-dire donnent une meilleure limite sur les valeurs des couplages. Cela vient du fait que la sensibilité aux couplages augmente avec l’énergie.

Les limites obtenues sur les couplages neutres, dans le cas où un seul couplage peut varier à la fois, les autres étant fixés à zéro, sont présentées Table 5.2 et visualisées Figure 5.11. Les incertitudes systématiques sont considérées comme étant corrélées entre les années. Lors du calcul de l’intervalle à 95% de niveau de confiance, l’erreur systématique totale est incluse dans la courbe du maximum de vraisemblance par [50] :

$$L' = \frac{\sigma_{stat}^2}{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2} L \quad (5.13)$$

où σ_{stat} est l’erreur statistique totale sur la mesure et σ_{syst} l’erreur systématique totale.

Les relation 5.11 et 5.12 valables uniquement à une dimension sont remplacées par les suivantes dans le cas où deux couplages peuvent varier en même temps, les autres étant fixés à zéro :

$$-\Delta \log L < 1.15 \quad CL = 68\% \quad (5.14)$$

$$-\Delta \log L < 3. \quad CL = 95\% \quad (5.15)$$

Les contours correspondants sont représentés Figure 5.12 et indiqués Table 5.3.

²Les courbes effectivement représentées sont $-\Delta \log L = -\log L - (-\log L)_{min}$.

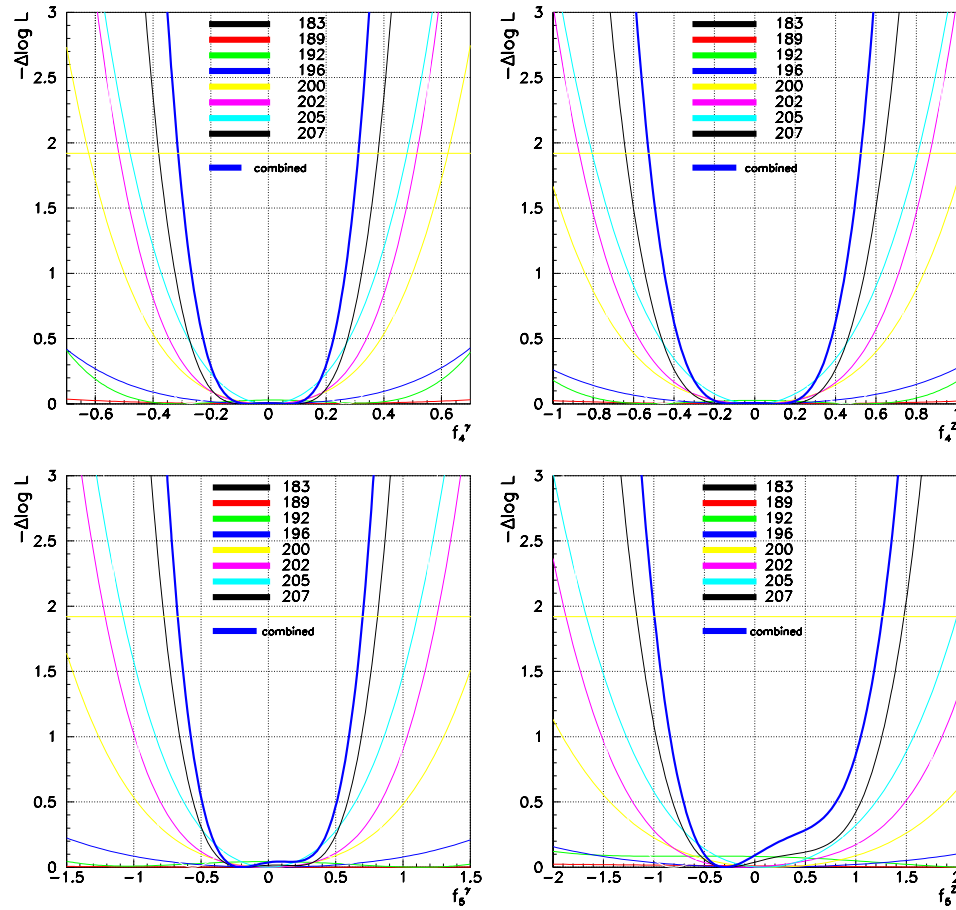


FIG. 5.10 – Les courbes de “log-likelihood” pour les quatre couplages anomaux neutres f_i^V , données pour chaque énergie. Seule l’information sur la section efficace est utilisée, sans incertitude systématique. Dans chaque cas la valeur minimale de $\log L$ est soustraite.

couplage	valeur centrale $\pm$ stat. $\pm$ syst.	95% CL
f_4^γ	$-0.078^{+0.301}_{-0.151} \pm 0.084$	$[-0.321, +0.318]$
f_4^Z	$+0.122^{+0.259}_{-0.503} \pm 0.140$	$[-0.534, +0.534]$
f_5^γ	$-0.239^{+0.716}_{-0.267} \pm 0.200$	$[-0.724, +0.733]$
f_5^Z	$-0.442^{+0.499}_{-0.336} \pm 0.336$	$[-1.194, +1.190]$

TAB. 5.2 – Résultats de l’analyse unidimensionnelle en combinant les énergies entre 183 GeV et 207 GeV.

5.5.1 La contrainte $SU(2) \times U(1)$

Étant donné l’excellent accord entre les données expérimentales et les prédictions du MS, tout signal de Nouvelle Physique respectera sûrement la symétrie sous-jacente du MS à l’échelle électrofaible, à savoir $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

En suivant cette condition, seulement un opérateur conservant CP et un opérateur violant CP sont permis [51], ce qui contraint les couplages à :

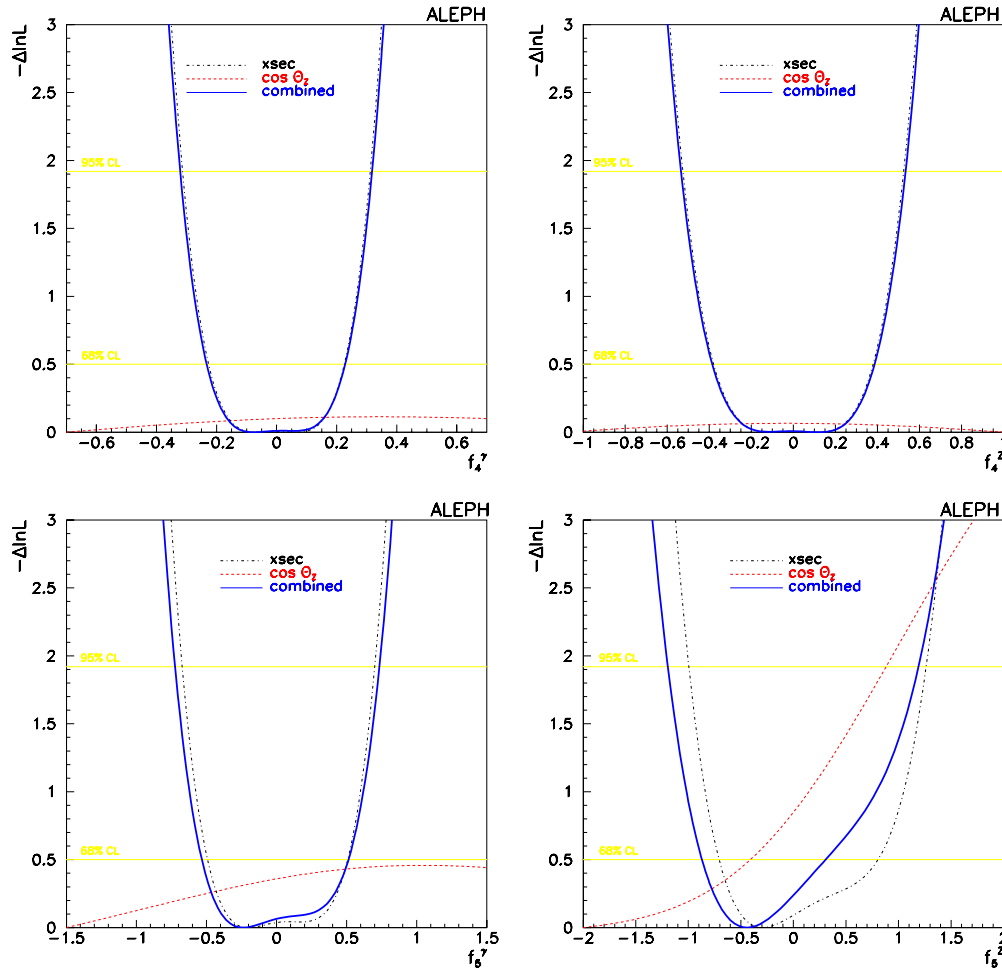


FIG. 5.11 – Les courbes de “log-likelihood” pour les quatre couplages anomaux neutres f_i^V , combinant l’information sur la section efficace et sur la distribution angulaire. Dans chaque cas la valeur minimale de la “log-likelihood” est soustraite.

couplage	valeur centrale	95% CL	corrélations
f_4^γ	+0.03	[-0.36 , +0.36]	1. +0.44
f_4^Z	-0.29	[-0.60 , +0.60]	+0.44 1.
f_5^γ	+0.02	[-0.79 , +0.79]	1. -0.17
f_5^Z	-0.44	[-1.22 , +1.10]	-0.17 1.

TAB. 5.3 – Résultats de l’analyse à deux dimensions en combinant les énergies entre 183 GeV et 207 GeV.

$$f_4^Z = -f_4^\gamma \tan \theta_w \quad (5.16)$$

$$f_5^Z = -f_5^\gamma \tan \theta_w \quad (5.17)$$

où θ_w est l’angle de mélange électrofaible.

Pratiquement, au lieu d’effectuer un ajustement à deux dimensions dans le plan

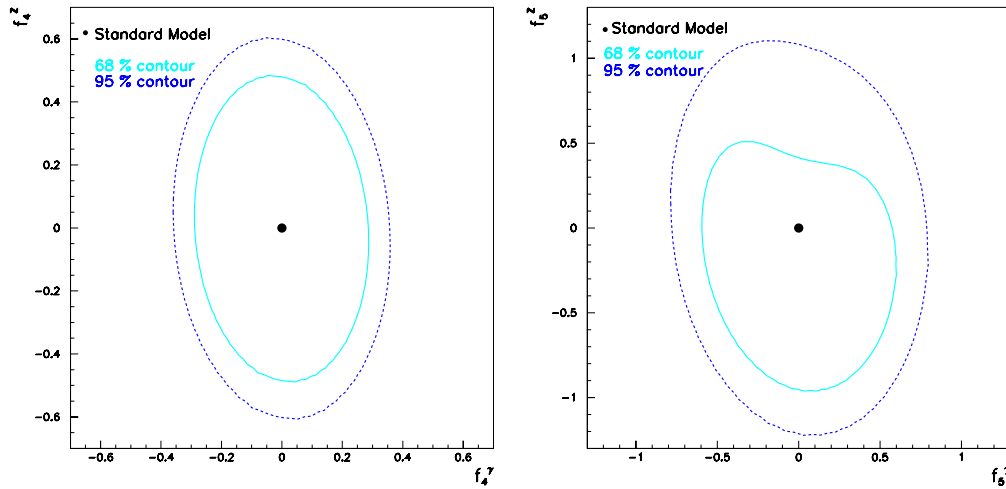


FIG. 5.12 – Contours bidimensionnels des niveaux de confiance à 68% et 95% lorsque deux couplages peuvent varier en même temps.

(f_i^γ, f_i^Z) , un des deux couplages est remplacé par son expression en fonction de l'autre couplage des équations 5.16 et 5.17.

Les limites obtenues avec cette restriction sont présentées Table 5.4.

couplage	valeur centrale	95% CL
f_4^γ	$-0.12^{+0.36}_{-0.13} \pm 0.06$	$[-0.32, +0.32]$
f_4^Z	$+0.06^{+0.07}_{-0.19} \pm 0.03$	$[-0.17, +0.17]$
f_5^γ	$+0.27^{+0.26}_{-0.72} \pm 0.15$	$[-0.69, +0.71]$
f_5^Z	$-0.15^{+0.42}_{-0.16} \pm 0.14$	$[-0.42, +0.41]$

TAB. 5.4 – Résultats de l'analyse bidimensionnelle en utilisant la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

On s'aperçoit que les limites pour les couplages f_i^Z (-66% à 95% CL) se resserrent de façon plus importante que pour les f_i^γ (-3% à 95% CL), du fait que dans le premier cas, l'information apportée est proportionnelle à $\cotan \theta_w \sim 1.8$, donc importante, alors que dans le second cas elle est proportionnelle à $\tan \theta_w \sim 0.5$ et ne contribue pas ou presque.

5.6 Incertitudes systématiques

5.6.1 Information sur la distribution angulaire

Contrairement au chapitre précédent où l'information angulaire n'était pas prise en compte, cette dernière représente une source d'incertitude systématique supplémentaire. Pour en tenir compte, le nombre d'évènements requis dans chaque intervalle en $\cos \theta_Z$ est changé de 200 à 150 et les résultats obtenus sont reportés dans la Table 5.5.

L'influence de ce changement sur la valeur des couplages est la plus faible d'entre les sources d'incertitudes, ce qui corrobore le fait que la mesure est dominée par le taux d'évènements attendus.

5.6.2 Information sur la section efficace

Théoriquement, les mêmes sources d'incertitudes systématiques que pour la mesure de la section efficace ZZ devraient être utilisées. Or on a pu remarquer que la limitation statistique due aux générateurs Monte Carlo (essentiellement le ZZ 4f) est la contribution de loin la plus importante et sera donc la seule prise en compte dans cette partie. Par contre une incertitude théorique de $\pm 2\%$ sur la section efficace ZZ sera ajoutée à cette dernière (voir Table 5.5).

5.6.3 Erreur systématique totale

L'incertitude systématique totale est prise comme la somme en quadrature de toutes les contributions précédentes et est reportée Table 5.5

couplage	bin	$\sigma_{ZZ} \pm 2\%$	MC stat.	Total
f_4^γ	± 0.012	± 0.015	± 0.082	± 0.084
f_4^Z	± 0.005	± 0.027	± 0.137	± 0.140
f_5^γ	± 0.020	± 0.068	± 0.187	± 0.200
f_5^Z	± 0.020	± 0.061	± 0.330	± 0.336

TAB. 5.5 – Incertitude systématique totale.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, à travers la méthode du maximum de vraisemblance étendue, et l'information sur la section efficace ZZ et l'information sur l'angle de production du Z ont été utilisées pour extraire les limites à 95% de niveau de confiance sur les couplages anomaux neutres. Ces limites ont été obtenues par un ajustement uni et bi-dimensionnel, ainsi qu'en appliquant la contrainte de symétrie de l'échelle électrofaible. Dans tous les cas, il n'est pas observé de déviation par rapport au MS.

Chapitre 6

La Polarisation des W

Le secteur de jauge abordé au chapitre 1 comprend des bosons neutres Z , mais aussi des bosons chargés $W^\pm$. Après avoir étudié les bosons neutres aux chapitres précédents, nous allons nous attarder ici sur quelques propriétés essentielles des bosons chargés.

Dans ce chapitre, la description théorique des propriétés de polarisation des W sera abordée, ainsi qu'un aperçu de la méthode expérimentale d'extraction des éléments de la matrice densité¹ (SDM) et du calcul des sections efficaces polarisées, dont la mesure sera effectuée au chapitre suivant. En effet, ces degrés de polarisation sont la conséquence directe de la brisure de symétrie électrofaible.

6.1 Production de paires de W au LEP

La Production de paires de W est possible au LEP, qui a dépassé le seuil de production² d'une paire de W (161 GeV) depuis 1996, à travers les trois processus³ décrits par les diagrammes de la Figure 6.1, désignés par la suite $\mathcal{CC}03$.

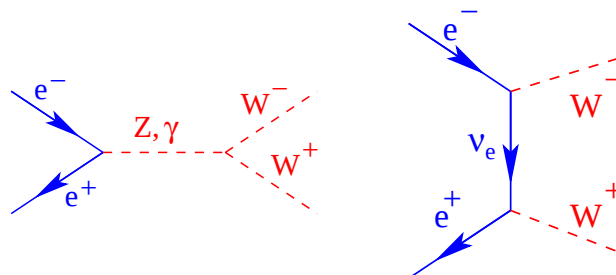


FIG. 6.1 – Diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

En réalité de nombreux diagrammes contribuent à un état final à quatre fermions similaire à WW , dont vingt par échange de courant chargé (voir Figures 6.2 et 6.3). Par la suite, les seuls événements provenant d'une paire résonante de W , c'est-à-dire $\mathcal{CC}03$,

¹Spin Density Matrix

² $M_W = 80.42 \pm 0.06$ GeV

³ $\mathcal{CC}03$ pour 3 diagrammes avec interaction "charged current"

seront considérés comme du signal, le reste des processus à quatre fermions dans l'état final sera considéré comme du bruit de fond (de la même façon que pour le ZZ).

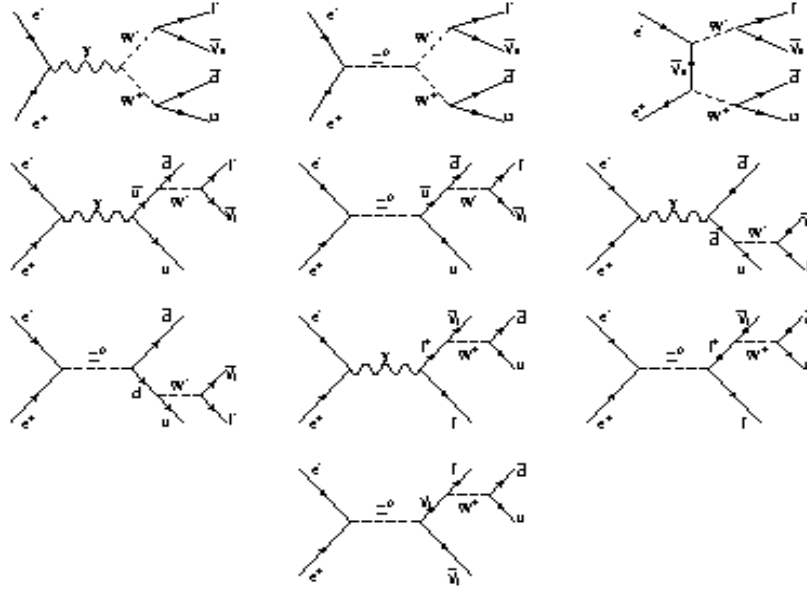


FIG. 6.2 – Les diagrammes d'échange par courant chargé $\mathcal{CC}10$. Les diagrammes de la première ligne sont les $\mathcal{CC}03$

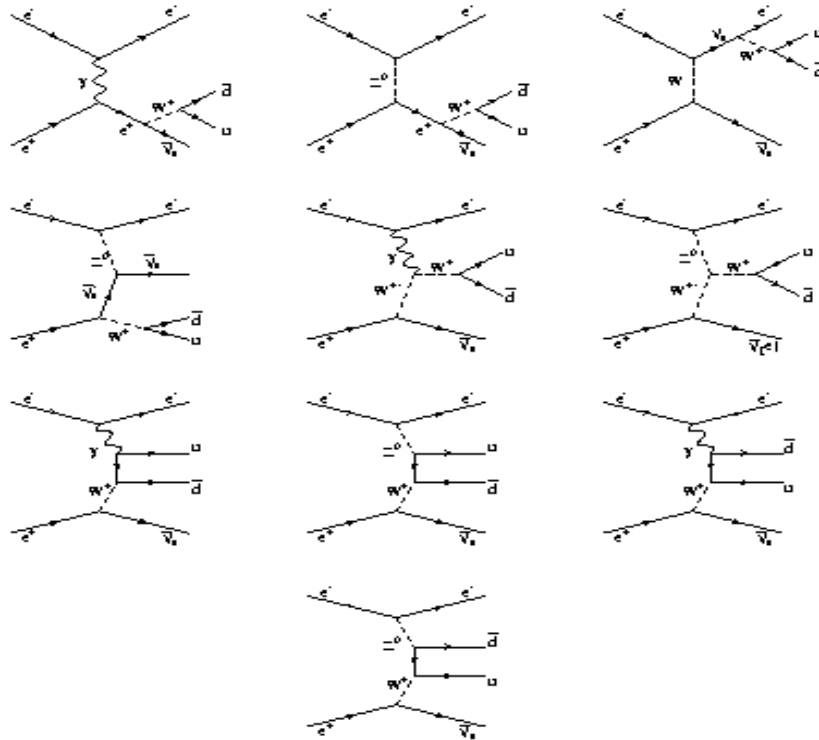


FIG. 6.3 – Les dix autres diagrammes d'échange par courant chargé qui forment la contribution $\mathcal{CC}20$.

La Figure 6.4 montre la variation de la section efficace de production d'une paire de W en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

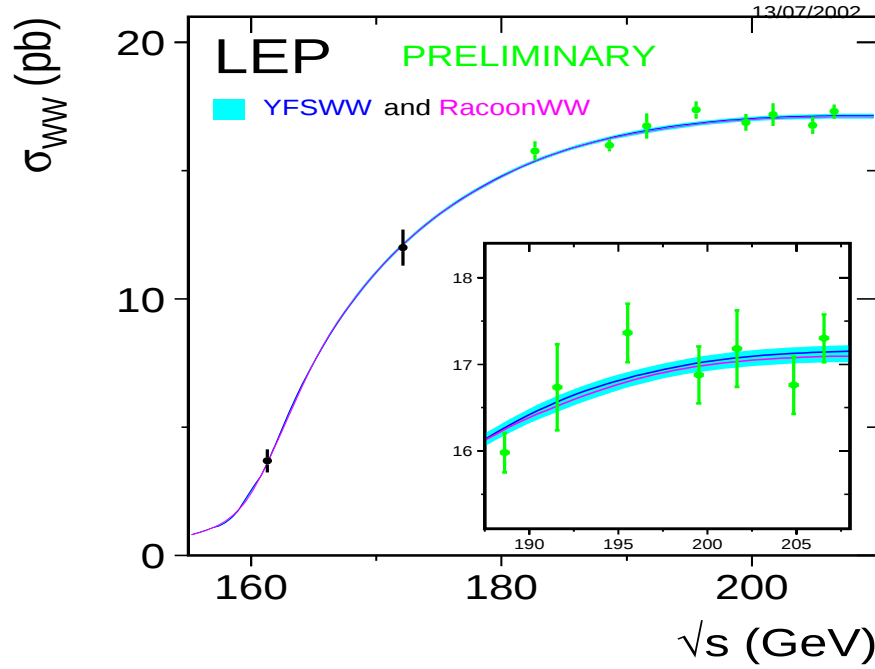


FIG. 6.4 – La section efficace WW combinée pour les quatre expériences LEP [52].

6.1.1 La polarisation du système W^+W^-

Les W peuvent avoir une hélicité ± 1 (polarisation transverse T) ou 0 (polarisation longitudinale L). Il y a donc quatre états finals polarisés pour une paire de W : TT, LL, TL et LT. Toutes ces combinaisons peuvent être produites dans les voies s et t à l'exception⁴ du cas où les deux W ont des hélicités opposées ± 1 et ∓ 1 , accessibles uniquement par l'échange d'un neutrino.

L'amplitude d'hélicité pour le processus $e^+(-\lambda)e^-(\lambda) \rightarrow W^+(\tau')W^-(\tau)$, où $\lambda = \pm 1/2$ est l'hélicité initiale de l'électron et τ, τ' sont les hélicités respectives du W^- et W^+ , est :

$$F_{\lambda\tau\tau'} = - \frac{e^2\lambda}{2}s[C^{(\nu)}(\lambda, t)\mathcal{M}^{(\nu)}(s, \cos\theta_W) + \sum_{i=1}^2 \left(C_i^{(\gamma)}(\lambda, s) + C_i^{(Z)}(\lambda, s) \right) \mathcal{M}_{i,\lambda\tau\tau'}^{(TGC)}(s, \cos\theta_W)] \quad (6.1)$$

où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse et θ_W est l'angle entre la direction de l'électron et du W^- (l'angle de production du W). t est le quadrimoment de transfert donné par :

$$t = M_W^2 - \frac{1}{2}s(1 - \beta \cos\theta_W) \quad \text{avec} \quad \beta = (1 - 4M_W^2/s)^{1/2} \quad (6.2)$$

⁴Le moment angulaire $J = 2$.

L'équation 6.1 consiste en trois parties. La première, avec l'indice (ν), correspond à la production de W par échange de neutrinos. Les deux autres concernent les couplages γWW et ZWW respectivement (indices (γ) et (Z)). La partie concernant les couplages à trois bosons est sommée sur les couplages présents au niveau du MS de l'équation 1.7.

Pour calculer l'amplitude totale pour une certaine combinaison d'hélicité, les facteurs C s'obtiennent à partir de la Table 6.1 en multipliant le terme de la première ligne par le terme de sa propre colonne correspondant à la combinaison d'hélicité choisie, les trois colonnes (contributions du neutrino, γ et Z) étant sommées avant d'être multipliées par le facteur multiplicatif correspondant. Dans la table, $D_Z \simeq s - M_Z^2$ car $s > 4M_W^2$, $a = (4 \sin^2 \theta_w - 1)/(4 \sin \theta_w \cos \theta_w)$, $b = -1/(4 \sin \theta_w \cos \theta_w)$, $s_w = \sin \theta_w$ et $c_w = \cot \theta_w$.

$\frac{2\lambda-1}{4t s_w^2}$ (échange de neutrino)	$\frac{-2g_1^\gamma}{s} + \frac{2g_1^Z c_w^2(a-2b\lambda)}{D_Z}$	$\frac{1-\kappa_\gamma}{s} + \frac{s_w^2(\kappa_\gamma-1)g_1^Z(a-2b\lambda)}{D_Z}$
combinaison : $\tau = \tau' = \pm 1$		
facteur multiplicatif = $\frac{-e^2 s \lambda}{2} \sin \theta_W$		
$\cos \theta_W - \beta$	$-\beta$	0
combinaison : $\tau = -\tau' = \pm 1$		
facteur multiplicatif = $\frac{-e^2 s \lambda}{2} \sin \theta_W$		
$-\cos \theta_W - 2\tau\lambda$	0	0
combinaison : $\tau = \tau' = 0$		
facteur multiplicatif = $\frac{-e^2 s \lambda}{2} \sin \theta_W$		
$\frac{s}{2M_W^2} [\cos \theta_W - \beta(1 + \frac{2M_W^2}{s})]$	$-\beta(1 + \frac{s}{2M_W^2})$	$-\beta \frac{s}{M_W^2}$
combinaison : $\tau = 0, \tau' = \pm 1, \epsilon = +1$		
facteur multiplicatif = $\frac{-e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}} (\tau' \cos \theta_W - 2\lambda)$		
$\frac{\sqrt{s} [\cos \theta_W (1+\beta^2) - 2\beta]}{2M_W} - \frac{2M_W \tau' \sin^2 \theta_W}{\sqrt{s}(\tau' \cos \theta_W - 2\lambda)}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$

TAB. 6.1 – Expressions explicites des termes C de l'équation 6.1. La première colonne donne $C^{(\nu)}$, la seconde $C^{(\gamma)}$ et la dernière $C^{(Z)}$.

La section efficace différentielle due à l'échange de neutrino et aux canaux TGC peut être écrite en terme des amplitudes d'hélicité :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d \cos \theta_W} = \frac{|\vec{P}|}{16\pi s \sqrt{s}} \sum_{\lambda\tau\tau'} |F_{\tau\tau'}^\lambda|^2 \quad (6.3)$$

où le moment du W dans le centre de masse est $|\vec{P}| = \sqrt{s/4 - M_W^2}$.

Ceci conduit au calcul des sections efficaces polarisées σ_{TT} , σ_{LL} , σ_{TL} et σ_{LT} , dont l'allure est représenté sur la Figure 6.5.

6.1.2 La désintégration des W

Comme les W sont des bosons massifs, leur courte durée de vie fait qu'ils se désintègrent avant d'avoir pu être observés directement. Seuls leurs produits de désintégrations sont accessibles (lepton-neutrino ou quark-antiquark). Il y a donc trois états finals WW différents : leptonique $l\bar{\nu}_l l'\nu_{l'}$, semi-leptonique $l\bar{\nu}_l q\bar{q}$ et hadronique $q\bar{q}q'\bar{q}'$. Les rapports de branchement sont respectivement 10.5%, 43.9% et 45.6%.

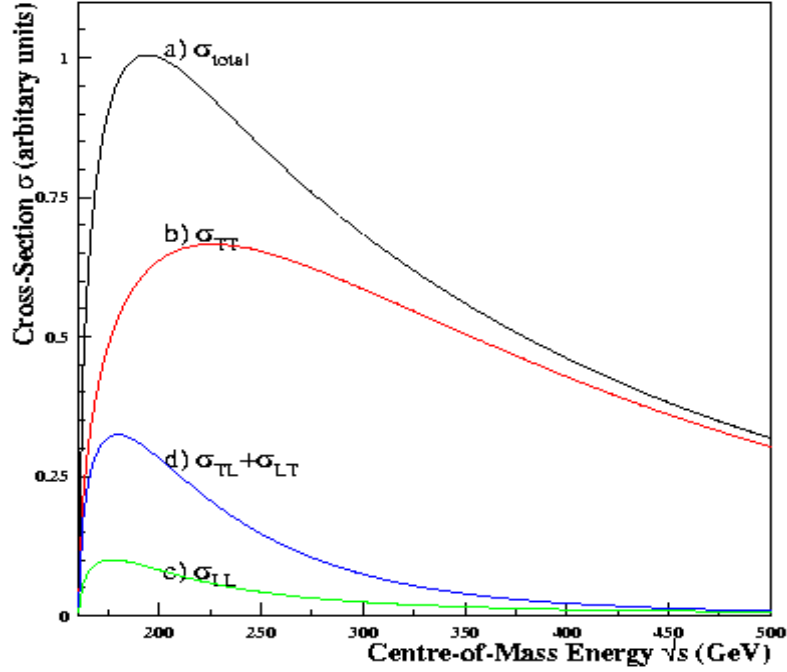


FIG. 6.5 – Les sections efficaces MS polarisées pour la production de paires de W en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Les W se désintégrant en fermions via le couplage standard $V - A$, il est possible de prédire la distribution angulaire des fermions si les hélicités des W sont connues. Cette dépendance est donnée par les fonctions D , où $D_{\tau'\tau}(\theta^*, \phi^*) = D_{\tau\tau'}^*(\theta^*, \phi^*)$:

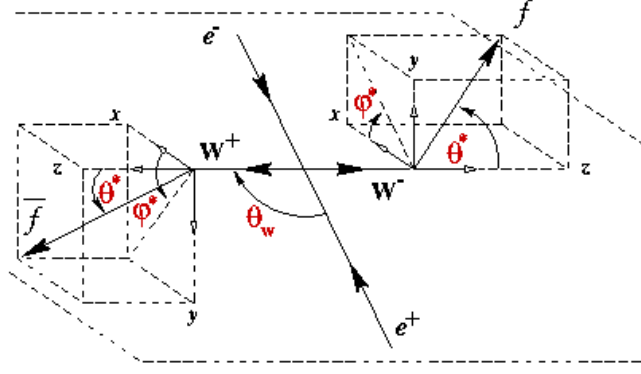
$$\begin{aligned}
 D_{\pm\pm} &= \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta^*) \mp \cos \theta^* \\
 D_{00} &= \sin^2 \theta^* \\
 D_{+-} &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta^* e^{2i\phi^*} \\
 D_{\pm 0} &= \pm \frac{1}{2} \sqrt{2} \sin \theta^* (\cos \theta^* \mp 1) e^{\pm 2i\phi^*}
 \end{aligned} \tag{6.4}$$

où θ^* , ϕ^* sont les angles polaire et azimutal de désintégration du fermion dans le repère au repos du W , comme indiqué sur la Figure 6.6.

La section efficace cinq fois différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ s'écrit donc compte tenu de l'équation 6.1 :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \text{Br}(W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2)\text{Br}(W^+ \rightarrow f_3\bar{f}_4) \frac{|\vec{P}|}{16\pi s\sqrt{s}} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \\
 &\times \sum_{\lambda\tau_1\tau_1'\tau_2\tau_2'} [F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos \theta_W)] [F_{\tau_1'\tau_2'}^\lambda(s, \cos \theta_W)]^* \\
 &\times D_{\tau_1\tau_1'}(\theta_{f_1}, \phi_{f_1}) D_{\tau_2\tau_2'}(\pi - \theta_{\bar{f}_4}, \phi_{\bar{f}_4} + \pi)
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

avec $d\Omega = d\cos \theta_W d\cos \theta_{f_1} d\phi_{f_1} d\cos \theta_{\bar{f}_4} d\phi_{\bar{f}_4}$, où θ_{f_1} et ϕ_{f_1} sont les angles de production de la particule provenant du W^- dans le repère du W^- et $\theta_{\bar{f}_4}$ et $\phi_{\bar{f}_4}$ sont les angles

FIG. 6.6 – Angles de production et de désintégration de la paire de W .

de production de l'anti-particule provenant du W^+ dans le repère du W^+ . $\cos \theta_W$ est l'angle de production du W^- . Les arguments du second D sont transformés de π , ce qui correspond à l'échange de la particule et de l'anti-particule.

Si on intègre les fonctions D sur les angles de désintégration du W , on obtient :

$$\int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} D_{\tau\tau'}(\theta_f, \phi_f) d \cos \theta_f d\phi_f = 2\pi \frac{4}{3} \delta_{\tau\tau'} \quad (6.6)$$

ce qui redonne la section efficace de production d'une paire de W de l'équation 6.3 en intégrant sur les angles de désintégration du W^+ et du W^- .

6.2 Propriétés de polarisation

6.2.1 Matrice densité de spin à deux particules

Les propriétés de polarisation des bosons W dans le cas d'une production de paires de W sont complètement décrites par la matrice densité de spin à deux particules [53] dont les éléments sont tels que (voir Figure 6.7) :

$$\rho_{\tau_1 \tau'_1 \tau_2 \tau'_2}(s, \cos \theta_W) = \frac{\sum_{\lambda} [F_{\tau_1 \tau_2}^{\lambda}(s, \cos \theta_W)] [F_{\tau'_1 \tau'_2}^{\lambda}(s, \cos \theta_W)]^*}{\sum_{\lambda \tau_1 \tau_2} |F_{\tau_1 \tau_2}^{\lambda}(s, \cos \theta_W)|^2} \quad (6.7)$$

Les éléments diagonaux de la SDM, réels, sont les probabilités de produire une paire de W avec un état d'hélicité $\tau_1 \tau_2$. On impose donc la condition de normalisation :

$$\sum_{\tau_1 \tau_2} \rho_{\tau_1 \tau_1 \tau_2 \tau_2} = 1 \quad (6.8)$$

La SDM étant hermitique et normalisée, il reste 80 éléments indépendants des 81 de l'équation 6.5. Si l'on impose l'invariance sous CP :

$$F_{\tau_1 \tau_2}^{\lambda} = F_{-\tau_2 -\tau_1}^{\lambda} \quad (6.9)$$

on se ramène à 35 coefficients⁵.

⁵Par exemple, sous invariance CP, $\rho_{++++} = \rho_{+--+} = \rho_{-+-+} = \rho_{----}$, et $\rho_{000+} = \rho_{0-00-}$.

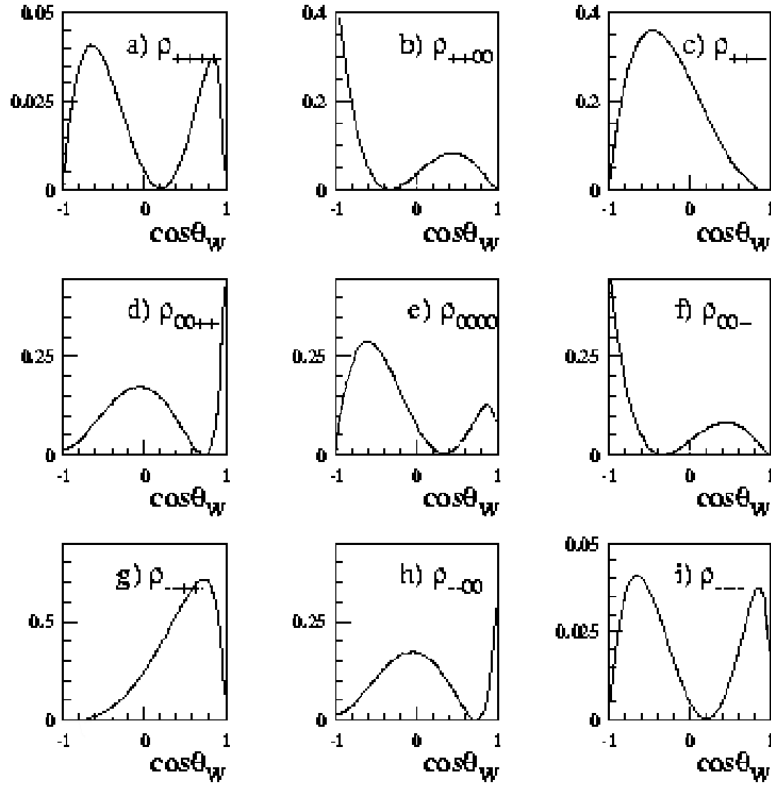


FIG. 6.7 – Les éléments diagonaux ρ_{++++} , ρ_{++00} , ρ_{++--} , ρ_{00++} , ρ_{0000} , ρ_{00--} , ρ_{--++} , ρ_{--00} , ρ_{----} de la matrice densité de spin à deux particules.

La section efficace différentielle 6.5 peut alors être écrite en fonction de la SDM :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta_W d\cos\theta_{f_1} d\phi_{f_1} d\cos\theta_{\bar{f}_4} d\phi_{\bar{f}_4}} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta_W} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \quad (6.10)$$

$$\times \sum_{\lambda\tau_1\tau'_1\tau_2\tau'_2} \rho_{\tau_1\tau'_1\tau_2\tau'_2}(s, \cos\theta_W) D_{\tau_1\tau'_1}(\theta_{f_1}, \phi_{f_1}) D_{\tau_2\tau'_2}(\pi - \theta_{\bar{f}_4}, \phi_{\bar{f}_4} + \pi)$$

L'isolation des termes TT, LL, TL et LT, dont l'information est contenue dans les ρ , donne [54] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{TT}}{d\cos\theta_W} &= \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} (\rho_{++++} + \rho_{++--} + \rho_{--++} + \rho_{----}) \\ \frac{d\sigma_{LL}}{d\cos\theta_W} &= \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} (\rho_{0000}) \\ \frac{d\sigma_{TL}}{d\cos\theta_W} &= \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} (\rho_{++00} + \rho_{--00}) = \frac{d\sigma_{LT}}{d\cos\theta_W} \end{aligned} \quad (6.11)$$

6.2.2 Matrice densité de spin du W seul

En ne s'occupant que d'un seul des deux W , on obtient la section efficace trois fois différentielle. Ainsi pour le W^- :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow W^+ + f_1\bar{f}_2)}{d\cos\theta_W d\cos\theta_{f_1} d\phi_{f_1}} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta_W} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \quad (6.12)$$

$$\times \sum_{\tau_1\tau_1'} \rho_{\tau_1\tau_1'}^{W^-}(s, \cos\theta_W) D_{\tau_1\tau_1'}(\theta_{f_1}, \phi_{f_1})$$

La matrice des ρ décrit complètement les propriétés de polarisation d'un des W quand la sommation a été effectuée sur tous les états de l'autre W (voir Figure 6.8) :

$$\rho_{\tau_1\tau_1'}^{W^-}(s, \cos\theta_W) = \sum_{\tau_2} \rho_{\tau_1\tau_1'\tau_2\tau_2}(s, \cos\theta_W) \quad (6.13)$$

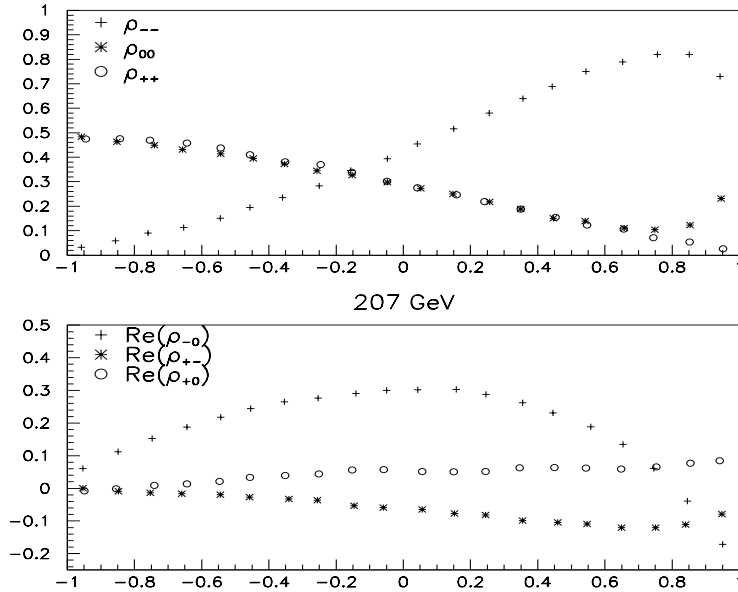


FIG. 6.8 – Exemples d'éléments de la matrice densité de spin du W seul à 207 GeV, calculés au niveau MS.

Les sections efficaces polarisées correspondantes sont, dans le cas du W^- :

$$\frac{d\sigma_T}{d\cos\theta_W} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W_T^-)}{d\cos\theta_W} = \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} (\rho_{++}^{W^-} + \rho_{--}^{W^-})$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\cos\theta_W} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W_L^-)}{d\cos\theta_W} = \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} (\rho_{00}^{W^-}) \quad (6.14)$$

Invariance sous CP et CPT

A l'ordre le plus bas, le théorème CPT impose [55] :

$$F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos\theta_W) = (F_{-\tau_2-\tau_1}^\lambda(s, \cos\theta_W))^* \quad (6.15)$$

ce qui donne :

$$\rho_{\tau\tau'}^{W^-}(s, \cos \theta_W) = (\rho_{-\tau-\tau'}^{W^+}(s, \cos \theta_W))^* \quad (6.16)$$

En séparant parties réelles et imaginaires, on obtient les deux relations suivantes :

$$\text{Re} \left(\rho_{\tau\tau'}^{W^-} \right) - \text{Re} \left(\rho_{-\tau-\tau'}^{W^+} \right) = 0 \quad (6.17)$$

$$\text{Im} \left(\rho_{\tau\tau'}^{W^-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{-\tau-\tau'}^{W^+} \right) = 0 \quad (6.18)$$

L'invariance sous CP, équation 6.9, donne :

$$\rho_{\tau\tau'}^{W^-}(s, \cos \theta_W) = \rho_{-\tau-\tau'}^{W^+}(s, \cos \theta_W) \quad (6.19)$$

soit en séparant les parties réelles et imaginaires :

$$\text{Im} \left(\rho_{\tau\tau'}^{W^-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{-\tau-\tau'}^{W^+} \right) = 0 \quad (6.20)$$

la partie réelle étant la même que sous invariance CPT.

La combinaison de ces équations implique que les parties imaginaires de tous les éléments de la SDM sont nuls à l'arbre dans une interaction invariante sous CP. Toute déviation dans la partie imaginaire est donc un test de la violation de CP à l'arbre. Toutefois, ces relations ne sont plus valables en incorporant des effets d'ordre supérieur.

Les effets de boucle vont toujours donner une valeur non nulle aux parties imaginaires mais identiques pour le W^+ et le W^- . On peut alors former les combinaisons suivantes, où les effets de boucle s'annulent. Toute déviation par rapport à zéro sera alors interprétée comme une violation de CP à l'arbre :

$$\begin{aligned} \text{Im} \left(\rho_{+-}^{W^-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{-+}^{W^+} \right) &= 0 \\ \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W^-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W^+} \right) &= 0 \\ \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W^-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W^+} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (6.21)$$

A l'inverse, le lot suivant d'équations teste uniquement des effets d'ordre supérieur ou de violation de CPT. En effet, les termes concernant la violation de CP s'annulent dans celles-ci.

$$\begin{aligned} \text{Im} \left(\rho_{+-}^{W^-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{-+}^{W^+} \right) &= 0 \\ \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W^-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W^+} \right) &= 0 \\ \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W^-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W^+} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (6.22)$$

6.3 Application aux données

Maintenant que le cadre théorique pour l'utilisation des propriétés de polarisation des bosons W a été défini, la méthode expérimentale pour l'extraction des éléments de la SDM et des sections efficaces différentielles polarisées peut être mise en place.

6.3.1 Les éléments de la SDM

Les fonctions D de l'équation 6.4, qui donnent les distributions angulaires pour une certaine hélicité, peuvent être inversées de façon à obtenir l'hélicité pour une certaine distribution angulaire. Ce sont des opérateurs de projection⁶ $\Lambda_{\tau\tau'}^{W^\pm}$, formés à partir des fonctions D , qui permettent d'extraire l'information sur l'hélicité des W :

$$\begin{aligned}\Lambda_{\pm\pm}^{W^-} &= \Lambda_{\mp\mp}^{W^+} = \frac{1}{2}(5\cos^2\theta_f \mp 2\cos\theta_f - 1) \\ \Lambda_{00}^{W^-} &= \Lambda_{00}^{W^+} = 2 - 5\cos^2\theta_f \\ \Lambda_{+-}^{W^-} &= \Lambda_{+-}^{W^+} = 2e^{-2i\phi_f} \\ \Lambda_{\pm 0}^{W^-} &= -\left(\Lambda_{\mp 0}^{W^+}\right)^* = \frac{-8}{3\pi\sqrt{2}}(1 \mp 4\cos\theta_f)e^{\mp i\phi_f}\end{aligned}\quad (6.23)$$

Les éléments de la SDM à un seul W sont ainsi calculés par :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta_W} \rho_{\tau\tau'}^{W^\pm} &= \\ \frac{1}{\text{BR}(W^\pm \rightarrow f\bar{f})} \int \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^\pm f\bar{f})}{d\cos\theta_W d\cos\theta_f d\phi_f} \Lambda_{\tau\tau'}^{W^\pm}(\theta_f, \phi_f) d\cos\theta_f d\phi_f\end{aligned}\quad (6.24)$$

En intégrant sur les combinaisons des W^+ et des W^- , on retrouve la SDM pour la production de deux W :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta_W} \rho_{\tau_1\tau'_1\tau_2\tau'_2} &= \\ \frac{1}{\text{BR}(W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2)\text{BR}(W^+ \rightarrow f_3\bar{f}_4)} \int \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2 f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta_W d\cos\theta_{f_1} d\phi_{f_1} d\cos\theta_{\bar{f}_4} d\phi_{\bar{f}_4}} \\ \times \Lambda_{\tau_1\tau'_1}^{W^-}(\theta_{f_1}, \phi_{f_1}) \Lambda_{\tau_2\tau'_2}^{W^+}(\theta_{\bar{f}_4}, \phi_{\bar{f}_4}) d\cos\theta_{f_1} d\phi_{f_1} d\cos\theta_{\bar{f}_4} d\phi_{\bar{f}_4}\end{aligned}\quad (6.25)$$

Si les données sont rassemblées en intervalles de $\cos\theta_W$, alors l'équation 6.24 peut être réalisée expérimentalement comme une somme discrète :

$$\rho_{\tau\tau'}^{W^\pm}(k) = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} \Lambda_{\tau\tau'}^{W^\pm}(\cos\theta_f, \phi_f)_i \quad (6.26)$$

où k est un bin de $\cos\theta_W$ et N_k le nombre d'événements dans ce bin.

Un exemple des distributions angulaires utilisées dans le calcul des projecteurs est indiqué pour 189 GeV au niveau Monte Carlo sur la Figure 6.9.

Le respect de l'invariance CPT permet de combiner⁷ les informations du W^- et du W^+ comme la somme sur $W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2$ et $W^+ \rightarrow f_3\bar{f}_4$ avec les transformations appropriées sous CPT des opérateurs de projection.

La relation utilisée pour calculer la SDM à un seul W quand les angles de désintégration du W^- et du W^+ sont mesurés est :

$$\rho_{\tau\tau'}^{W^-}(k) = \frac{1}{2N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k} \Lambda_{\tau\tau'}^{W^-}(\cos\theta_{f_1}, \phi_{f_1})_i + \sum_{i=1}^{N_k} \left(\Lambda_{-\tau-\tau'}^{W^+}(\cos\theta_{\bar{f}_4}, \phi_{\bar{f}_4})_i \right)^* \right] \quad (6.27)$$

⁶ $\Lambda_{\tau\tau'} = \Lambda_{\tau'\tau}^*$

⁷ $\rho_{\tau_1\tau_2}^{W^-} = \left(\rho_{-\tau_1-\tau_2}^{W^+}\right)^*$

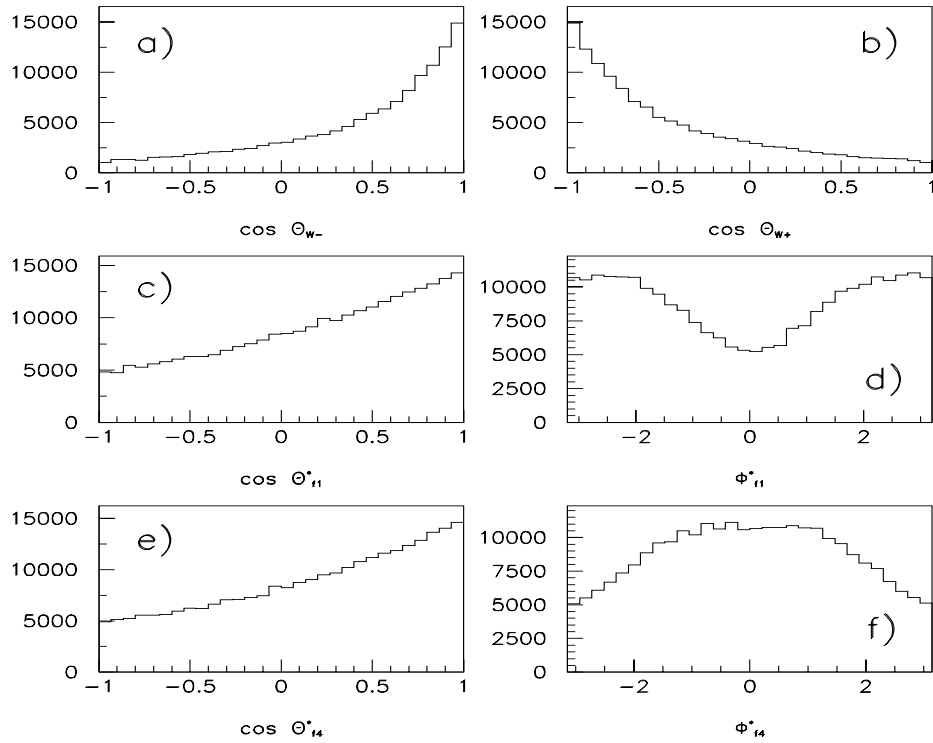


FIG. 6.9 – Les distributions angulaires du processus W^+W^- au niveau Monte Carlo. a) l'angle de production du W^- . b) l'angle de production du W^+ . c) et d) les angles polaire et azimutal du fermion dans le repère du W^- . e) et f) les angles polaire et azimutal de l'anti-fermion dans le repère du W^+ .

Si un seul des W est mesuré dans chaque évènement, la relation précédente devient

$$\rho_{\tau\tau'}^{W^-}(k) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W^-}} \Lambda_{\tau\tau'}^{W^-}(\cos \theta_{f_1}, \phi_{f_1})_i + \sum_{i=1}^{N_k^{W^+}} \left(\Lambda_{-\tau-\tau'}^{W^+}(\cos \theta_{\bar{f}_4}, \phi_{\bar{f}_4})_i \right)^* \right] \quad (6.28)$$

où $N_k^{W^-}$ est le nombre d'évènements $W^- \rightarrow f_1 \bar{f}_2$ dont les angles sont mesurés, $N_k^{W^+}$ le nombre d'évènements $W^+ \rightarrow f_3 \bar{f}_4$ dont les angles sont mesurés, et ainsi $N_k = N_k^{W^-} + N_k^{W^+}$.

Les équations 6.29 à 6.37 donnent la forme explicite de ces éléments de la SDM pour un seul W :

$$\rho_{00}^{W^-}(k) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W^-}} \Lambda_{00}^{W^-}(i) + \sum_{i=1}^{N_k^{W^+}} \Lambda_{00}^{W^+}(i) \right] \quad (6.29)$$

$$\rho_{++}^{W^-}(k) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W^-}} \Lambda_{++}^{W^-}(i) + \sum_{i=1}^{N_k^{W^+}} \Lambda_{--}^{W^+}(i) \right] \quad (6.30)$$

$$\rho_{--}^{W-}(k) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Lambda_{--}^{W-}(i) + \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Lambda_{++}^{W+}(i) \right] \quad (6.31)$$

$$\Re(\rho_{+-}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Re(\Lambda_{+-}^{W-}(i)) + \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Re(\Lambda_{+-}^{W+}(i)) \right] \quad (6.32)$$

$$\Im(\rho_{+-}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Im(\Lambda_{+-}^{W-}(i)) + \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Im(\Lambda_{+-}^{W+}(i)) \right] \quad (6.33)$$

$$\Re(\rho_{+0}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Re(\Lambda_{+0}^{W-}(i)) + \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Re(\Lambda_{-0}^{W+}(i)) \right] \quad (6.34)$$

$$\Im(\rho_{+0}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Im(\Lambda_{+0}^{W-}(i)) - \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Im(\Lambda_{-0}^{W+}(i)) \right] \quad (6.35)$$

$$\Re(\rho_{-0}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Re(\Lambda_{-0}^{W-}(i)) + \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Re(\Lambda_{+0}^{W+}(i)) \right] \quad (6.36)$$

$$\Im(\rho_{-0}^{W-}(k)) = \frac{1}{N_k} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W-}} \Im(\Lambda_{-0}^{W-}(i)) - \sum_{i=1}^{N_k^{W+}} \Im(\Lambda_{+0}^{W+}(i)) \right] \quad (6.37)$$

Pour la SDM à deux particules, les angles de désintégration du W^- et du W^+ ont besoin d'être mesurés simultanément. La relation devient simplement :

$$\rho_{\tau_1 \tau'_1 \tau_2 \tau'_2}(k) = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} \Lambda_{\tau_1 \tau'_1}(\cos \theta_{f_1}, \phi_{f_1})_i \Lambda_{\tau_2 \tau'_2}(\cos \theta_{f_4}, \phi_{f_4})_i \quad (6.38)$$

6.3.2 Les sections efficaces polarisées

Une fois obtenus les éléments de la SDM à un et deux W , le calcul des sections efficaces polarisées se déduit des équations 6.11 et 6.14. Les Figures 6.10 et 6.11 montrent ces sections efficaces distribuées selon $\cos \theta_W$.

6.3.3 Le choix des données

Les équations précédentes montrent l'importance de connaître et reconstruire correctement les distributions angulaires. Des trois canaux de désintégration d'une paire de W , seul le canal semi-leptonique présente les plus faibles ambiguïtés concernant la reconstruction des angles de désintégration et sera choisi comme le processus signal.

En effet, le canal leptonique, en plus d'un faible rapport d'embranchement, possède une double ambiguïté due au moment manquant des neutrinos, qui sera accentuée soit

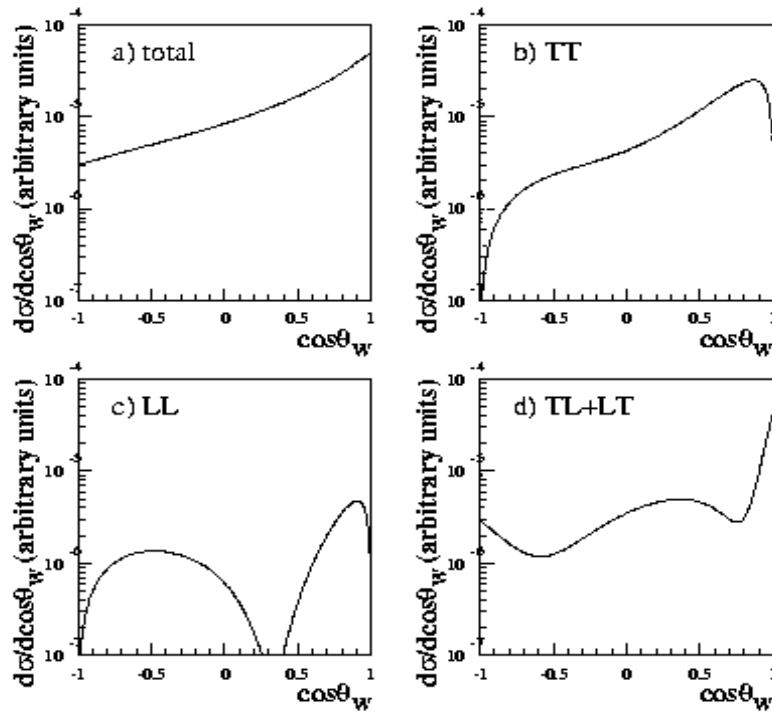


FIG. 6.10 – Les sections efficaces polarisées jointes à 189 GeV au niveau MS.

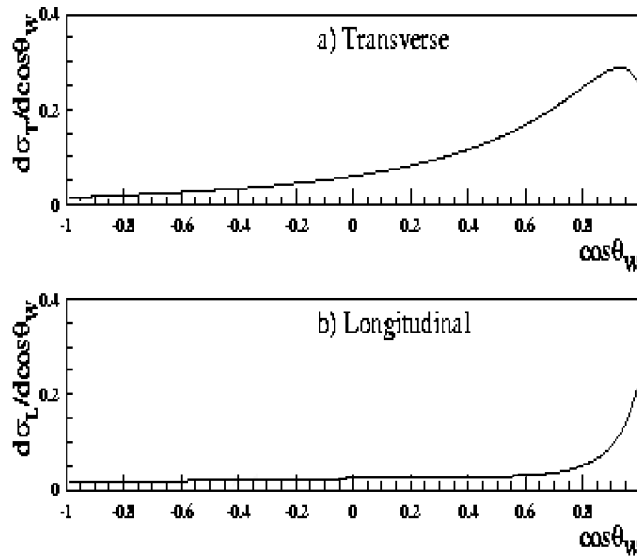


FIG. 6.11 – Les sections efficaces polarisées pour différents états d'hélicité des W , à 189 GeV au niveau MS.

par des radiations dans l'état initial, soit si le lepton issu d'un des W est un τ .

Le canal hadronique repose sur trois ambiguïtés. Tout d'abord chaque hadron doit être assigné au bon jet. Ensuite deux jets doivent être rassemblés comme provenant du

même W . Enfin la charge des jets doit être mesurée. Toutes ces étapes sont loin d'être efficaces à 100% et cette perte d'efficacité due aux mauvaises assignations ne permet pas d'extraire la polarisation avec une bonne précision.

Dans le canal semi-leptonique, l'angle de production du W est mesuré grâce à la partie hadronique du système dont tout le moment est connu, et l'identification de la charge des W est donnée par la partie leptonique. Reste le problème de la reconnaissance du parton et de l'anti-parton entre les deux jets hadroniques qui doivent aussi être reconstruits le plus correctement possible, sans mélange de particules d'un jet à l'autre. C'est pourquoi les désintégrations leptoniques en tau ne seront pas prises en compte dans ce travail.

Ainsi seule la partie leptonique pourra être utilisée pour extraire les éléments de la SDM. Néanmoins, certaines combinaisons d'éléments de la SDM sont invariantes sous la transformation :

$$\theta_f \rightarrow \pi - \theta_f \quad (6.39)$$

$$\phi_f \rightarrow \phi_f + \pi \quad (6.40)$$

ce qui est équivalent à l'échange du fermion et de l'anti-fermion de l'un des W . Dès lors, les projecteurs invariants sous cette transformation peuvent être utilisés avec la partie hadronique du processus. Ce sont :

$$\begin{aligned} \Lambda_{++}^{W^\pm} + \Lambda_{--}^{W^\pm} &= 5 \cos^2 \theta_f - 1 \\ \Lambda_{00}^{W^\pm} &= 2 - 5 \cos^2 \theta_f \end{aligned} \quad (6.41)$$

ce qui permet de calculer ρ_{00} et $\rho_{++} + \rho_{--}$ qui sont les termes nécessaires pour obtenir σ_L et σ_T . De la même façon, les sections efficaces où la paire de W est polarisée, σ_{TT} , σ_{LL} , σ_{TL} et σ_{LT} , ne font intervenir que des combinaisons linéaires des projecteurs de l'équation 6.41 et peuvent donc être calculées en utilisant toute l'information de la paire W^+W^- .

$$\begin{aligned} \sigma_{TT} &\propto \rho_{++++} + \rho_{----} + \rho_{++--} + \rho_{--++} \\ &\propto \Lambda_{++}^{W^-} \Lambda_{++}^{W^+} + \Lambda_{--}^{W^-} \Lambda_{--}^{W^+} + \Lambda_{++}^{W^-} \Lambda_{--}^{W^+} + \Lambda_{--}^{W^-} \Lambda_{++}^{W^+} \\ &\propto (\Lambda_{++}^{W^-} + \Lambda_{--}^{W^-})(\Lambda_{++}^{W^+} + \Lambda_{--}^{W^+}) \end{aligned} \quad (6.42)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{LL} &\propto \rho_{0000} \\ &\propto \Lambda_{00}^{W^-} \Lambda_{00}^{W^+} \end{aligned} \quad (6.43)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{TL} &\propto \rho_{++00} + \rho_{--00} \\ &\propto \Lambda_{++}^{W^-} \Lambda_{00}^{W^+} + \Lambda_{--}^{W^-} \Lambda_{00}^{W^+} \\ &\propto (\Lambda_{++}^{W^-} + \Lambda_{--}^{W^-}) \Lambda_{00}^{W^+} \end{aligned} \quad (6.44)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{LT} &\propto \rho_{00++} + \rho_{00--} \\ &\propto \Lambda_{00}^{W^-} \Lambda_{++}^{W^+} + \Lambda_{00}^{W^-} \Lambda_{--}^{W^+} \\ &\propto \Lambda_{00}^{W^-} (\Lambda_{++}^{W^+} + \Lambda_{--}^{W^+}) \end{aligned} \quad (6.45)$$

Chapitre 7

Les Sections Efficaces Polarisées WW

Maintenant que les outils théoriques pour l'extraction des éléments de la matrice densité de spin et donc des sections efficaces polarisées sont décrits, il ne reste plus qu'à sélectionner parmi les données les événements W^+W^- semi-leptoniques, d'appliquer les corrections adéquates au calcul des éléments de la matrice densité de spin et d'en déduire les sections efficaces polarisées correspondantes.

7.1 Sélection des événements semi-leptoniques

La sélection des événements W^+W^- [56] commence par une présélection destinée à éliminer le bruit de fond dominant. La sélection continue par la recherche de muons isolés. La compatibilité des événements restants avec un électron isolé est ensuite testée. Tout ce qui n'est pas reconnu comme muon ou électron est divisé en deux groupes, les quatre-quarks et le $\tau\nu q\bar{q}$. Après avoir clusterisé les hadrons en jets, la sélection est peaufinée en utilisant un réseau de neurones. La Figure 7.1 donne l'exemple d'une paire de W se désintégrant dans le canal semi-leptonique à 200 GeV dans le centre de masse.

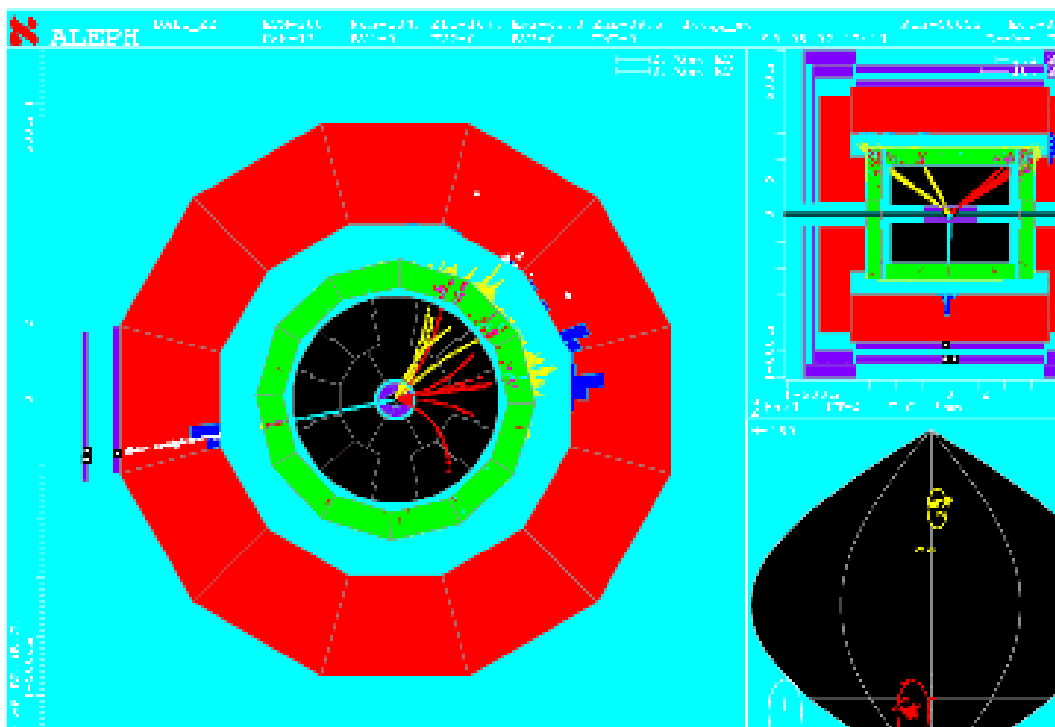
Pour la mesure de la section efficace, seules les désintégrations semi-leptoniques $W^+W^- \rightarrow e(\mu)\nu q\bar{q}$ sont prises en compte comme indiqué à la fin du chapitre précédent. Leur signature [57] est la présence d'un électron ou muon isolé avec un moment important et ayant son origine au point d'interaction, combiné avec beaucoup de moment manquant.

7.1.1 Présélection

Cette présélection a pour but de s'affranchir des bruits de fond qui ont une topologie différente de celle du $WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$, sans perte d'efficacité.

Pour cela, une "bonne" trace chargée est définie comme ayant au moins quatre impacts dans la TPC, provenant d'un cylindre de 20 cm de longueur dans la direction z et un rayon maximum de 2 cm centré sur le point d'interaction, et faisant un angle θ avec le faisceau tel que $|\cos\theta| < 0.95$. Tous les événements qui n'ont pas quatre bonnes traces chargées sont écartés. Cela élimine la plupart des événements purement leptoniques.

De plus, l'énergie totale de toutes les bonnes traces chargées doit dépasser 10% de l'énergie totale dans le centre de masse pour éliminer les interactions à deux photons.

FIG. 7.1 – Un évènement $W^+W^- \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$ à 200 GeV.

Une coupure sur le moment manquant permet de réduire le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$, où le photon émis est un photon d'ISR, émis principalement le long du faisceau. Cela conduit à un moment longitudinal non balancé qui va être utilisé pour éliminer ce bruit de fond. Le moment manquant de l'évènement est calculé en appliquant la conservation du quadrimoment. L'énergie du photon est alors :

$$E_\gamma = \frac{E_{CM}}{2} \left(1 - \frac{M_Z^2}{E_{CM}^2} \right) \quad (7.1)$$

où M_Z est la masse du Z et E_{CM} l'énergie du centre de masse. Une coupure à deux dimensions est alors appliquée :

$$\not{p}_z < \max \left(2E_\gamma - \sqrt{\not{E}^2 - \not{p}_t^2} - 6, E_\gamma - 27.5 \right) \quad (7.2)$$

où $\not{E}$ est l'énergie manquante et $\not{p}_t$ le moment transverse manquant.

7.1.2 Sélection de la partie leptonique

Toutes les traces chargées sont considérées successivement pour identifier le lepton. Chaque trace à son tour est exclue de l'évènement et les traces restantes sont clusterisées en deux jets. Une variable discriminante est calculée pour chaque trace :

$$V = P * \sin \theta \quad (7.3)$$

où P est le moment de la particule et θ l'angle d'isolation de la trace. La trace qui maximise la variable V est prise comme la trace leptonique. Si la somme du moment

manquant et du moment du lepton candidat est inférieure à 30 GeV/c, l'évènement est rejeté. De cette façon les désintégrations hadroniques $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sont éliminées.

Si la trace leptonique passe les critères de sélection de l'électron et du muon (2% des cas), cette trace est sélectionnée comme un muon.

Corrections

Une fois la trace leptonique identifiée, il faut la corriger d'éventuelles radiations de photons qui modifieraient son quadrimoment. Cette situation $W \rightarrow e\nu(\gamma)$ se produit dans 44% des cas avec un photon de bremsstrahlung d'énergie supérieure à 500 MeV. Pour cela, le moment de toute déposition d'énergie dans un cône de 2.5° autour du point d'impact dans le ECAL de la trace leptonique est ajouté au moment du lepton et on corrige aussi de la différence entre l'énergie déposée dans le ECAL et l'énergie mesurée dans la TPC.

Après cet effet de détecteur généré principalement par les interfaces VDET-ITC et ITC-TPC, un algorithme de recherche des photons¹ émis par l'électron ou le muon dans l'état final (FSR) est appliqué grâce au package GAMPEX [58]. Chaque photon d'énergie supérieure à 500 MeV est ajouté à la trace du lepton.

Dans le reste de l'analyse, l'énergie reconstruite est toujours composée de la trace leptonique et du photon.

7.1.3 Sélection de la partie hadronique

Le quark et l'antiquark issus du W s'hadronisent. En clusterisant les particules issues d'un même quark, on obtient un jet dont le quadrimoment représente le meilleur estimateur du moment du quark original résultant de la désintégration du W .

Pour former ces jets, l'algorithme DURHAM plutôt que JADE est utilisé car il produit une meilleure résolution angulaire et est moins sensible aux radiations molles de gluons. C'est le schéma PE qui est utilisé en forçant l'évènement en deux jets, ce qui ne rejette aucun évènement.

Corrections

Chaque année, le détecteur est calibré par environ 3pb^{-1} de données au pic de résonance du Z , ce qui permet des comparaisons data-Monte Carlo. À la résonance, les Z sont produits au repos, c'est-à-dire que les deux jets sont produits dos à dos et l'énergie de chaque jet est la moitié de la masse du Z . L'énergie du jet est alors comparée à l'énergie du faisceau pour les données et le Monte Carlo. Un double rapport est construit :

$$Ratio = \frac{(E_{jet}/E_{faisceau})_{donnees}}{(E_{jet}/E_{faisceau})_{MC}} \quad (7.4)$$

Ce rapport présente une divergence inférieure à 3% surtout dans les bouchons et à l'interface entre le tonneau et les bouchons. Ainsi l'énergie des jets simulés est corrigée par la valeur du double rapport 7.4 pour un intervalle donné en $\cos \theta$.

¹Pour comparaison, on utilise PHOTOS pour générer un photon dans 18% des désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et 9% des désintégrations $W \rightarrow \mu\nu$. Ce photon se retrouve dans 90% des cas dans un cône de 30° autour de la trace chargée.

7.1.4 Réseau de neurones

Après la reconstruction de l'évènement, on affine la sélection en utilisant un réseau de neurones qui augmente la pureté de l'échantillon sans trop réduire l'efficacité. Les trois variables d'entrée du réseau sont le moment corrigé du lepton, le moment transverse manquant et l'isolation du lepton.

L'isolation du lepton est définie comme :

$$Iso = \log(\tan(\alpha_{jet})/2) + \log(\tan(\alpha_{ch})/2) \quad (7.5)$$

où α_{jet} est l'angle entre le lepton et le jet le plus proche alors que α_{ch} est l'angle entre le lepton et la bonne trace chargée la plus proche.

La qualité $Q = \sqrt{\epsilon\rho}$ de la sélection est définie seulement par rapport à l'efficacité ϵ et la pureté ρ . La coupure sur la sortie du réseau de neurones est choisie de façon à maximiser Q .

Le nombre d'évènements sélectionnés aux différentes énergies, reportés dans les Tables 7.1 et 7.2, est obtenu en appliquant une coupure de 0.6 sur la sortie du réseau de neurones, ce qui donne une pureté d'environ 92% sur le semi-leptonique et une efficacité de 82% pour le canal $evq\bar{q}$ et de 88% pour le canal $\mu\nu q\bar{q}$. La qualité de la sélection varie peu en fonction de l'énergie dans le centre de masse comme le montre la Table 7.3.

$evq\bar{q}$								
$\sqrt{s}$ (GeV)	182.7	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6	204.9	206.5
$WW \rightarrow evq\bar{q}$	106.8	346.0	57.3	160.1	173.1	84.2	163.6	267.7
$WW \rightarrow autre$	4.8	17.3	3.2	9.2	9.8	4.8	9.9	16.6
$\Delta 4f$	1.3	6.5	1.1	3.7	4.5	2.4	5.0	8.1
$q\bar{q}(\gamma)$	2.9	8.7	1.0	3.0	2.6	1.4	2.8	4.7
ZZ	0.3	1.1	0.2	0.5	0.5	0.3	0.6	1.0
Zee	0.9	3.4	0.4	1.3	1.1	0.7	1.5	2.6
$Z\nu\nu$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$l^+l^-(\gamma)$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$\gamma\gamma$	0.0	0.1	0.0	0.0	0.1	0.0	0.1	0.1
N_{att}	117.1	383.2	63.2	177.7	191.7	93.9	183.4	300.8
N_{obs}	130	389	64	175	190	105	174	295

TAB. 7.1 – Nombre d'évènements sélectionnés dans le canal semi-leptonique $evq\bar{q}$ pour le Monte Carlo et les données.

7.1.5 Distributions angulaires

De l'évènement entièrement reconstruit, on en déduit les différents angles qui vont intervenir dans le calcul des éléments de la SDM. Pour cela, on associe les masses invariantes de la partie leptonique et de la partie hadronique aux masses des deux W , différenciés suivant la charge du lepton, c'est-à-dire $W^- \rightarrow 1 + 2$ où 1 est un fermion et $W^+ \rightarrow 3 + 4$ où 3 est un anti-fermion. Le moment de chaque W est alors calculé comme résultant de la somme des moments des deux particules issues de sa désintégration, ce qui permet d'en déduire son angle de désintégration dans le repère du laboratoire. Pour

$\mu\nu q\bar{q}$								
$\sqrt{s}$ (GeV)	182.7	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6	204.9	206.5
$WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$	113.1	367.2	61.7	172.2	187.6	91.4	177.3	290.3
$WW \rightarrow \text{autre}$	6.1	20.5	3.0	8.9	11.0	5.2	10.5	17.1
$\Delta 4f$	0.1	0.2	0.0	0.1	0.1	0.0	0.1	0.1
$q\bar{q}(\gamma)$	0.2	0.7	0.1	0.3	0.3	0.2	0.4	0.5
ZZ	0.6	2.1	0.3	1.0	1.3	0.6	1.4	2.2
Zee	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$Z\nu\nu$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$l^+l^-(\gamma)$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$\gamma\gamma$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
N_{att}	120.1	390.8	65.2	182.4	200.2	97.4	189.6	310.3
N_{obs}	116	389	65	167	208	96	192	355

TAB. 7.2 – Nombre d'évènements sélectionnés dans le canal semi-leptonique $\mu\nu q\bar{q}$ pour le Monte Carlo et les données.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$e\nu q\bar{q}$		$\mu\nu q\bar{q}$	
	ε (%)	ρ (%)	ε (%)	ρ (%)
182.7	83.8	91.2	88.4	94.2
188.6	83.4	90.3	88.3	94.0
191.6	81.7	90.7	87.9	94.6
195.5	81.4	90.1	87.7	94.4
199.5	80.6	90.3	87.4	93.7
201.6	80.5	89.7	87.2	93.8
204.9	80.1	89.2	87.0	93.5
206.5	80.1	89.0	86.7	93.6

TAB. 7.3 – Efficacité et pureté de la sélection semi-leptonique aux différentes énergies.

calculer les angles de désintégration des fermions dans le repère au repos du W , le boost du W est tout d'abord appliqué, ce qui permet d'en déduire le moment du fermion et donc les angles θ^* et ϕ^* . La même procédure est appliquée pour le W^- et le W^+ en calculant les angles de désintégration dans le premier cas sur le fermion et dans le deuxième cas sur l'anti-fermion.

Les Figures 7.2, 7.3 et 7.4 donnent un aperçu des distributions angulaires de la désintégration d'une paire de W . Les trois premiers graphiques représentent l'angle de production du W alors que les huit petits sont les angles de désintégration des W .

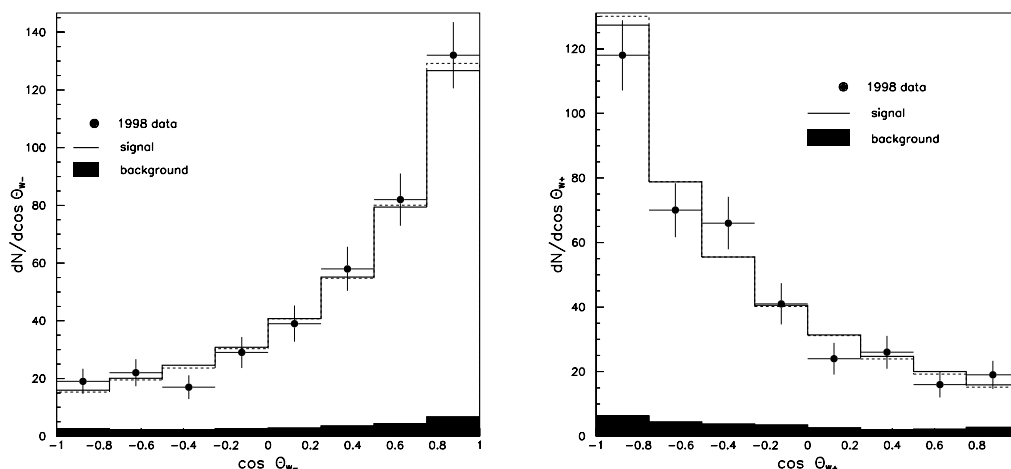


FIG. 7.2 – L'angle de production de $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_\pm$ à 189 GeV après reconstruction (trait plein). Les pointillés indiquent la distribution angulaire au niveau de la génération Monte Carlo. Les points représentent les données sélectionnées à 189 GeV.

7.2 Correction des effets de détecteur

Les corrections de résolution angulaire, d'efficacité de sélection et d'effets d'acceptance sont introduites à travers un facteur de correction [59] dans le calcul des éléments de la SDM.

Ce facteur de correction est calculé pour un volume fini de l'espace de phase comme le rapport entre le nombre d'événements dans cet espace de phase avant et après sélection :

$$f = \left(\frac{d\sigma}{d \cos \theta_W d \cos \theta_l^* d \cos \theta_j^* d \phi_l^* d \phi_j^*} \right)^{rec} / \left(\frac{d\sigma}{d \cos \theta_W d \cos \theta_l^* d \cos \theta_j^* d \phi_l^* d \phi_j^*} \right)^{gen} \quad (7.6)$$

La séparation de la distribution du $\cos \theta_W$ en k intervalles va créer un ensemble de k facteurs de corrections. De même, si l'angle polaire de désintégration du lepton θ_l^* est séparé en k_θ intervalles, les facteurs de correction vont se répartir en $k \times k_\theta$ valeurs. θ_j^* est l'angle polaire replié de désintégration du hadron ($[-1, +1] \rightarrow [0, +1]$). Les éléments

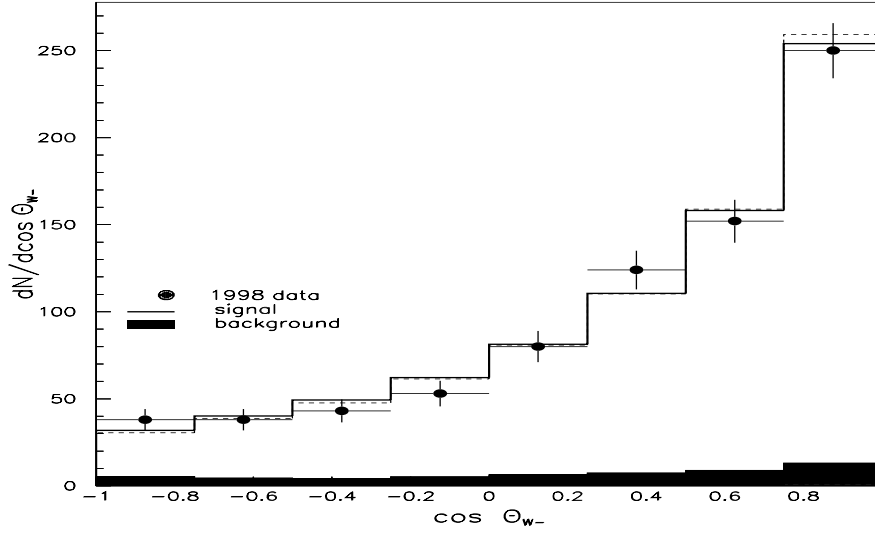


FIG. 7.3 – La même distribution que la Figure 7.2 en combinant les W^+ et les W^- à 189 GeV.

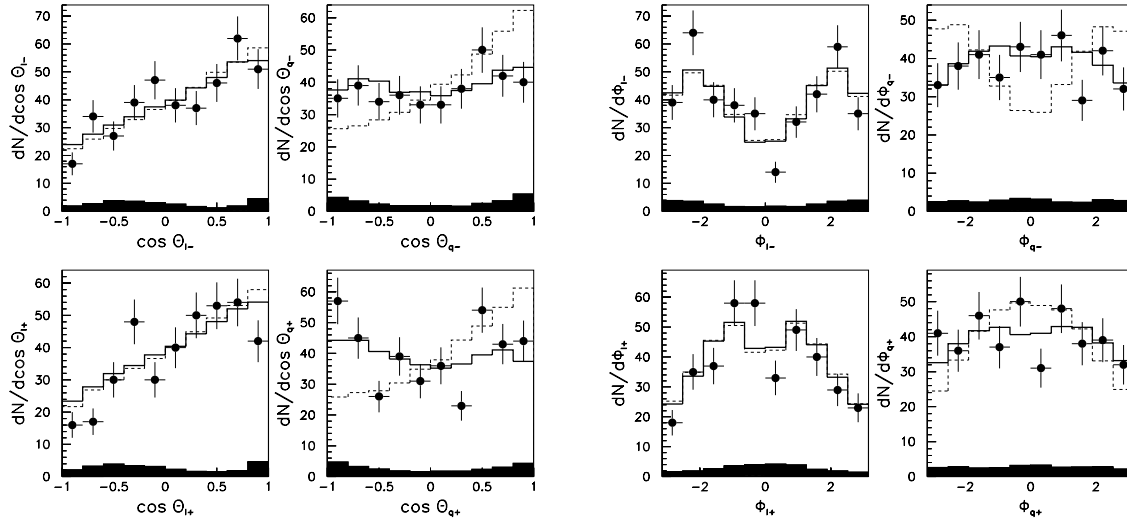


FIG. 7.4 – Les angles polaire et azimutal de production (trait plein) des leptons et des quarks dans le repère au repos du W après reconstruction, à 189 GeV. Les pointillés indiquent la distribution angulaire au niveau de la génération Monte Carlo.

de la SDM à deux W deviennent alors :

$$\rho_{\tau\tau\tau'\tau'}^k = \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_l^*, \theta_j^*)_i} \Lambda_{\tau\tau}(\cos \theta_l^*)_i \Lambda_{\tau'\tau'}(\cos \theta_j^*)_i \quad (7.7)$$

où N_k^{cor} , le nombre d'événements corrigés dans le bin k , est donné par :

$$N_k^{cor} = \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_l^*, \theta_j^*)_i} \quad (7.8)$$

Les éléments de la SDM à un seul W ne sont fonction que de l'angle de désintégration d'un des deux W , mais vont également faire intervenir l'angle azimutal, $f_i^k = f^k(\theta^*, \phi^*)_i$. En ajoutant cet angle azimutal, on obtient une matrice de correction $k \times k_\theta \times k_\phi$.

7.2.1 Résolutions

La largeur des intervalles utilisés doit être suffisamment étroite pour avoir une bonne sensibilité, en tenant compte des événements migrant entre les bins, mais cette largeur est limitée par la résolution des variables angulaires. Les résolutions angulaires des angles de production et de désintégration du W sont représentées sur les Figures 7.5, 7.6 et 7.7.

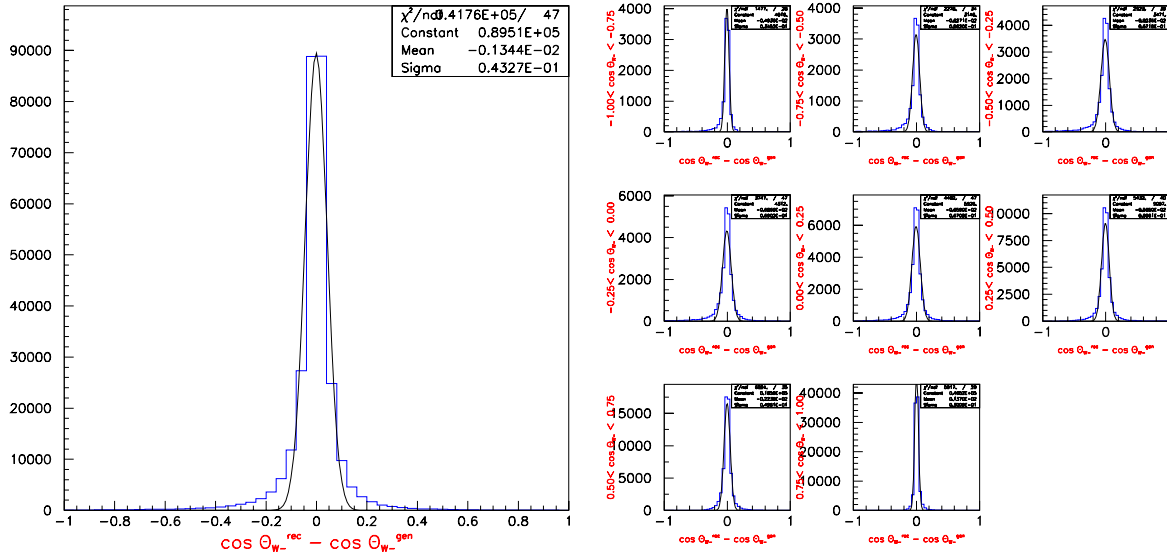


FIG. 7.5 – Les résolutions angulaires pour l'angle de production $\cos \theta_W$ (reconstruit-généré) à 189 GeV. Les petits graphiques de droite montrent la résolution pour chacun des huit intervalles en $\cos \theta_W$.

La résolution en $\cos \theta_W$, obtenue par un ajustement gaussien, est inférieure à 0.05, pour une largeur d'intervalle de 0.25 (8 bins). La résolution en $\cos \theta_l^*$ est de l'ordre de 0.07, pour une largeur d'intervalle de 0.10 (20 bins) et celle de ϕ_l^* de l'ordre de 0.11 pour 0.20 (10 bins). La résolution en $\cos \theta_{jet}^*$ est inférieure à 0.13, pour une largeur d'intervalle de 0.20 (10 bins).

7.2.2 Migration entre bins

Malgré l'optimisation de la taille des intervalles des distributions angulaires, certains événements vont migrer d'un bin à l'autre. Cet effet sera très faible pour des bins éloignés

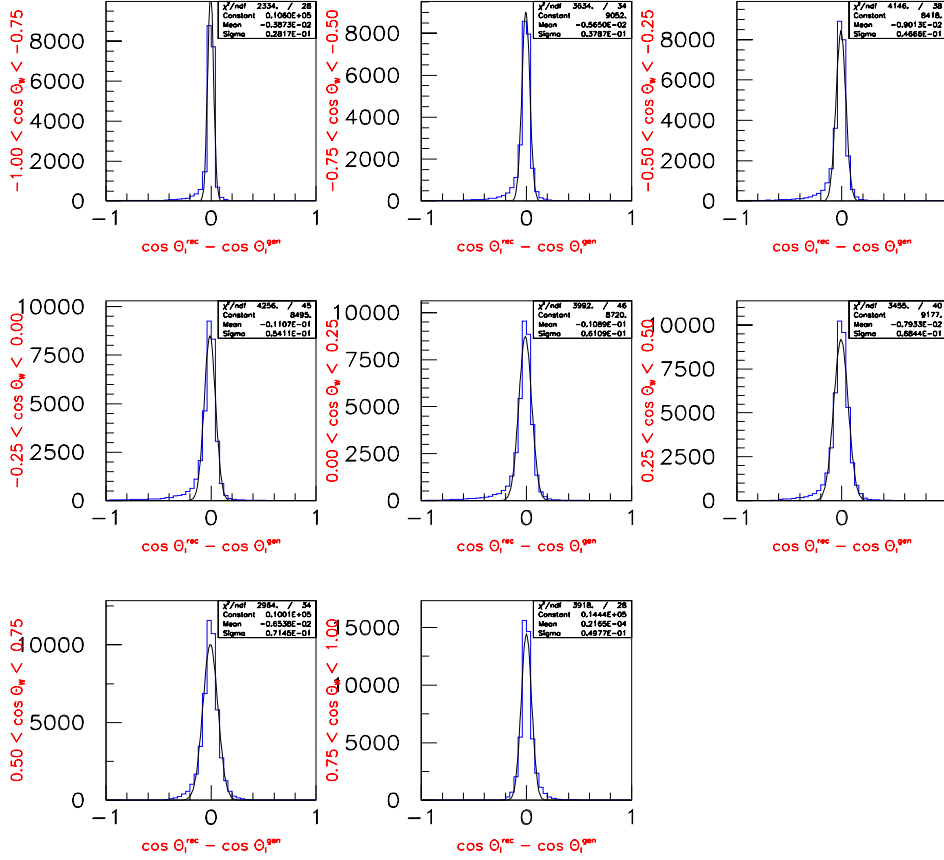


FIG. 7.6 – Les résolutions angulaires pour les angles polaire de désintégration leptonique du W à 189 GeV. Les différences “reconstruit-généré” pour $\cos \theta_l^*$ sont représentées pour chacun des huit intervalles en $\cos \theta_W$.

de la valeur reconstruite de l’angle, mais pourra avoir un effet de l’ordre de 10% pour les bins voisins, comme le montre la Table 7.4 qui donne la matrice de migration à 189 GeV.

L’effet de migration entre bins est donné à titre d’exemple car il n’est pas encore inclu dans les facteurs de corrections.

7.2.3 Facteurs de correction

Les Figures 7.8, 7.9, 7.10 et 7.11 indiquent la distribution des facteurs de correction f^k en intervalles de $\cos \theta_W$, $\cos \theta_W / \cos \theta_{lepton}^*$, $\cos \theta_W / \phi_{lepton}^*$ et $\cos \theta_W / \cos \theta_{lepton}^* / \phi_{lepton}^*$ (pour un bin de $\cos \theta_W$ donné) respectivement.

Dans le cas où la polarisation d’un seul des W est prise en compte, ce sera effectivement le facteur de correction $f^k(\theta_W, \theta^*, \phi^*)$ qui sera utilisé, et $f^k(\theta_W, \theta_l^*, \theta_j^*)$ pour le cas où les deux W sont utilisés conjointement.

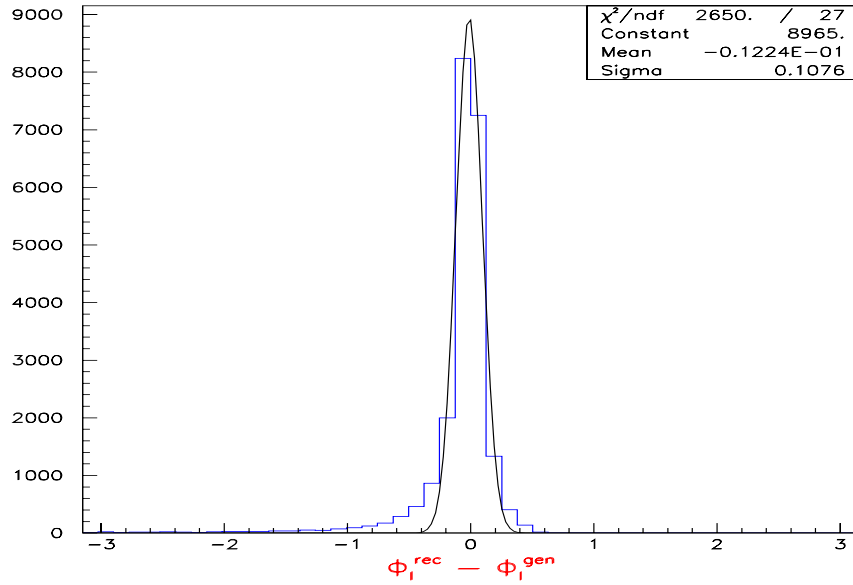


FIG. 7.7 – La résolution angulaire pour l’angle azimutal de désintégration leptonique du W à 189 GeV.

bin généré	reconstruit / généré							
bin 1 : $-1. < \cos \theta_W < -0.75$	0.85	0.12	0.02	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00
bin 2 : $-0.75 < \cos \theta_W < -0.5$	0.09	0.77	0.11	0.01	0.01	0.00	0.01	0.00
bin 3 : $-0.5 < \cos \theta_W < -0.25$	0.00	0.10	0.76	0.11	0.01	0.00	0.00	0.00
bin 4 : $-0.25 < \cos \theta_W < 0.$	0.00	0.01	0.12	0.75	0.11	0.01	0.01	0.00
bin 5 : $0. < \cos \theta_W < 0.25$	0.00	0.00	0.02	0.10	0.74	0.12	0.01	0.00
bin 6 : $0.25 < \cos \theta_W < 0.5$	0.00	0.00	0.00	0.02	0.10	0.76	0.11	0.01
bin 7 : $0.5 < \cos \theta_W < 0.75$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.09	0.79	0.10
bin 8 : $0.75 < \cos \theta_W < 1.$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.07	0.92
bin reconstruit	bin 1	bin 2	bin 3	bin 4	bin 5	bin 6	bin 7	bin 8

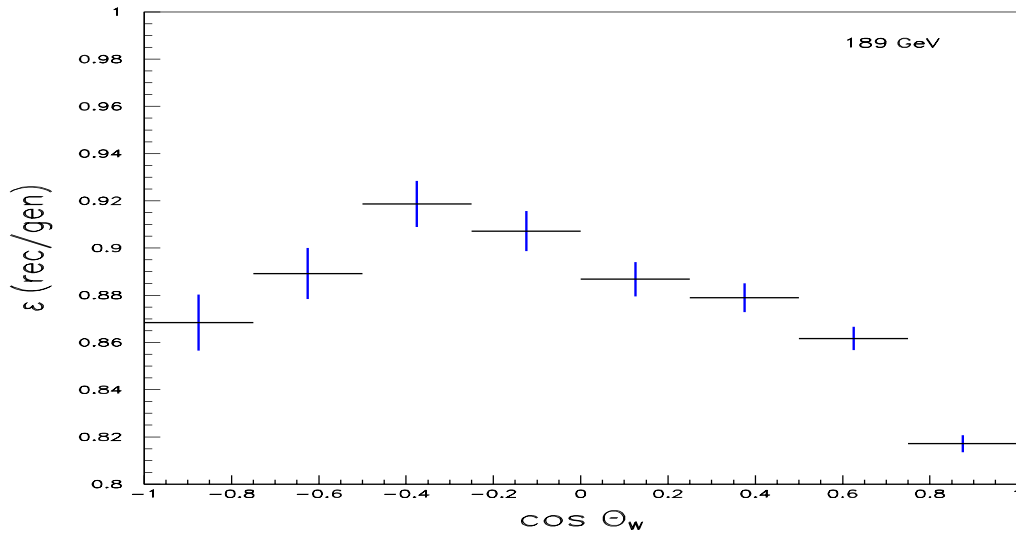
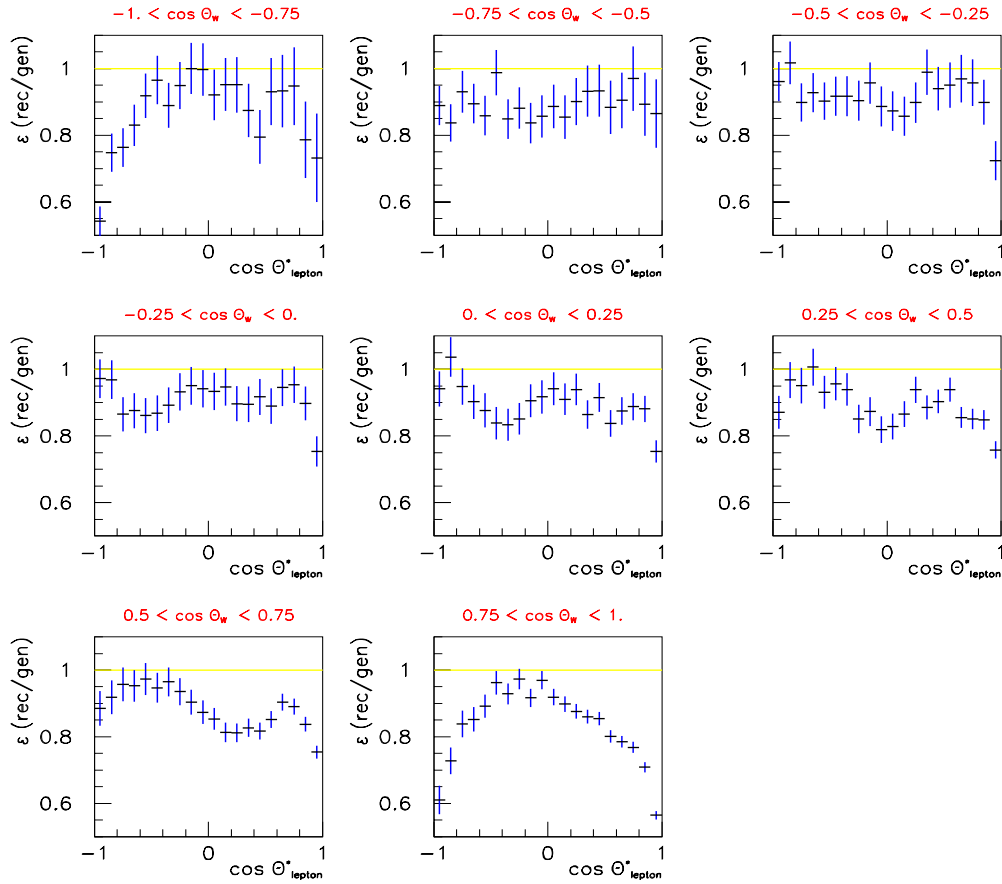
TAB. 7.4 – Matrice de migration entre bins à 189 GeV. Les valeurs sont normalisées au nombre d’événements générés par bin de $\cos \theta_W$.

7.3 Correction du bruit de fond

Le bruit de fond est incorporé dans l’analyse par une correction sur la pureté, de la même façon que pour la correction d’efficacité, qui est calculée suivant les éléments de la SDM considérés, soit en intervalles de $\cos \theta_W / \cos \theta_{lepton}^* / \phi_{lepton}^*$ soit en intervalles de $\cos \theta_W / \cos \theta_{lepton}^* / \cos \theta_{hadron}^*$. Les Figures 7.12 et 7.13 présentent ces distributions de la pureté en bins de $\cos \theta_W$ et de $\cos \theta_W / \cos \theta_{lepton}^*$ respectivement.

Le facteur f^k de l’équation 7.7 devient $f^{k'} = f^k / p^k$, avec la pureté calculée comme $p^k = N_{signal} / (N_{signal} + N_{bdf})$, c’est à dire :

$$\rho_{\tau\tau\tau'\tau'}^k = \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{p^k(\theta_l^*, \theta_j^*)_i}{f^k(\theta_l^*, \theta_j^*)_i} \Lambda_{\tau\tau}(\cos \theta_l^*)_i \Lambda_{\tau'\tau'}(\cos \theta_j^*)_i \quad (7.9)$$

FIG. 7.8 – Facteurs de correction pour les huit intervalles en $\cos \theta_W$ à 189 GeV.FIG. 7.9 – Facteurs de correction en intervalles de $\cos \theta_{lepton}^*$ pour chaque bin en $\cos \theta_W$ à 189 GeV.

où N_k^{cor} est maintenant fonction de f^k .

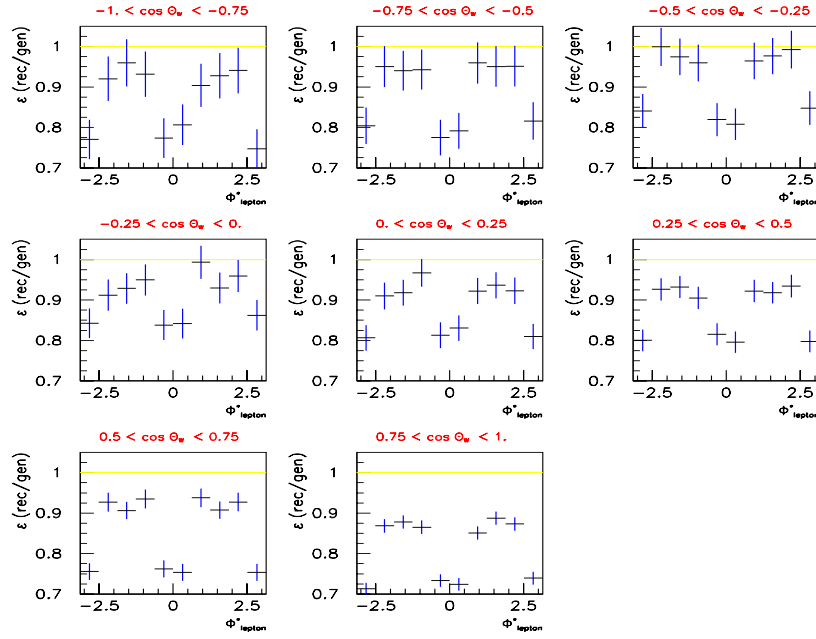


FIG. 7.10 – Acceptance en intervalles de ϕ_{lepton}^* pour chaque bin en $\cos \theta_W$ à 189 GeV.

7.4 Mesure des éléments de la SDM

7.4.1 La SDM à un seul W

L'équation 6.28 devient :

$$\rho_{\tau\tau'}(k) = \frac{1}{N_k^{cor}} \left[\sum_{i=1}^{N_k^{W^-}} \frac{p_i^k}{f_i^k} (\Lambda_{\tau\tau'}^{W^-})_i + \sum_{i=1}^{N_k^{W^+}} \frac{p_i^k}{f_i^k} \left((\Lambda_{-\tau-\tau'}^{W^+})_i \right)^* \right] \quad (7.10)$$

où $N_k^{cor} = \sum_{i=1}^{N_k} p_i^k / f_i^k$, avec f^k le facteur de correction sur l'efficacité de sélection et p^k le facteur de correction sur la contamination du bruit de fond.

La Figure 7.14 donne la distribution de ces éléments à 189 GeV pour les désintégrations leptoniques. La Figure 7.15 montre la contribution de chacun des W .

7.5 Mesure des sections efficaces polarisées

Les équations 6.11 et 6.14 montrent que les sections efficaces différentielles polarisées sont égales à une combinaison adéquate des éléments de la SDM multiplié par la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma_X}{d\cos\theta_W} = \rho_X \frac{d\sigma}{d\cos\theta_W} \quad (7.11)$$

L'ensemble complet d'équations utilisées pour calculer les combinaisons d'éléments de la SDM qui serviront à l'extraction des sections efficaces polarisées jointes et individuelles

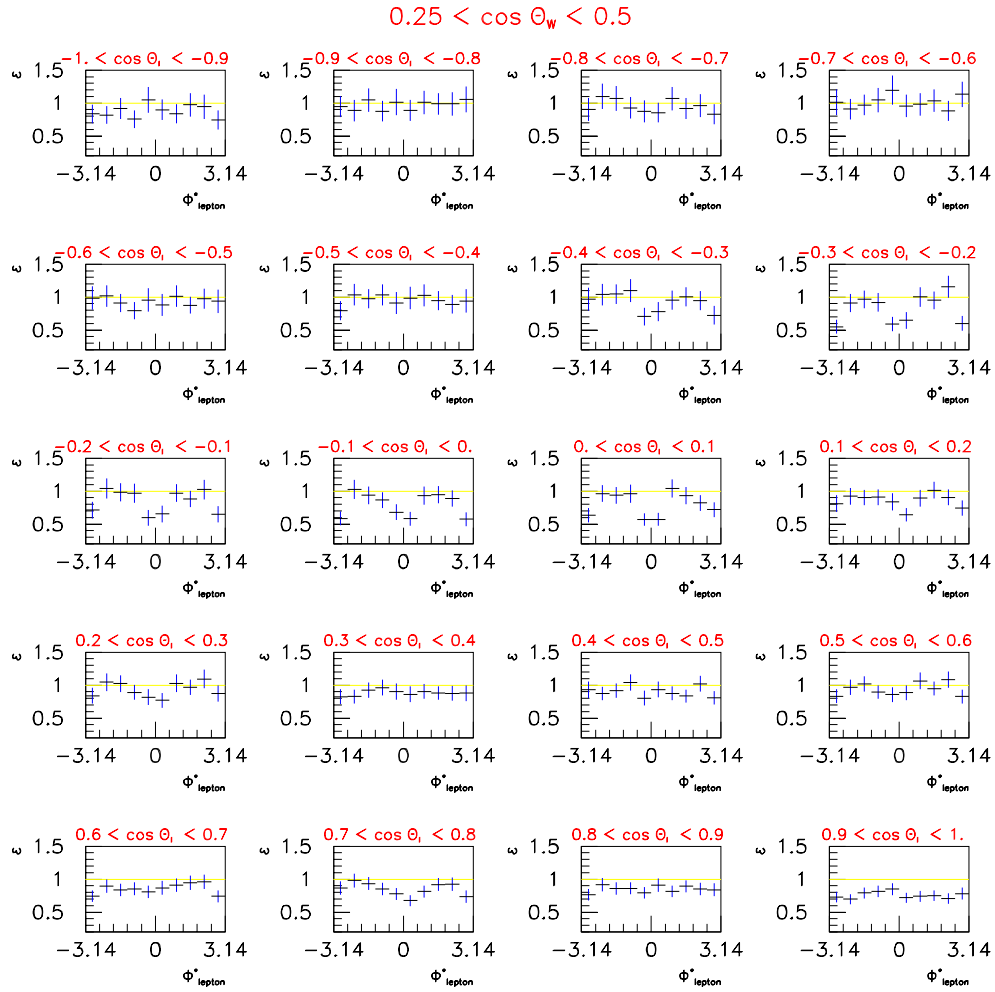


FIG. 7.11 – Exemple des facteurs de correction en intervalles de ϕ_{lepton}^* pour les 20 bins de $\cos \theta_{lepton}^*$ pour un bin donné de $\cos \theta_W$ à 189 GeV.

sont :

$$TT \equiv \rho_{++++} + \rho_{++--} + \rho_{--++} + \rho_{----} \quad (7.12)$$

$$= \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_l^*, \theta_q^*)_i} (5 \cos^2 \theta_l^* - 1)_i (5 \cos^2 \theta_q^* - 1)_i$$

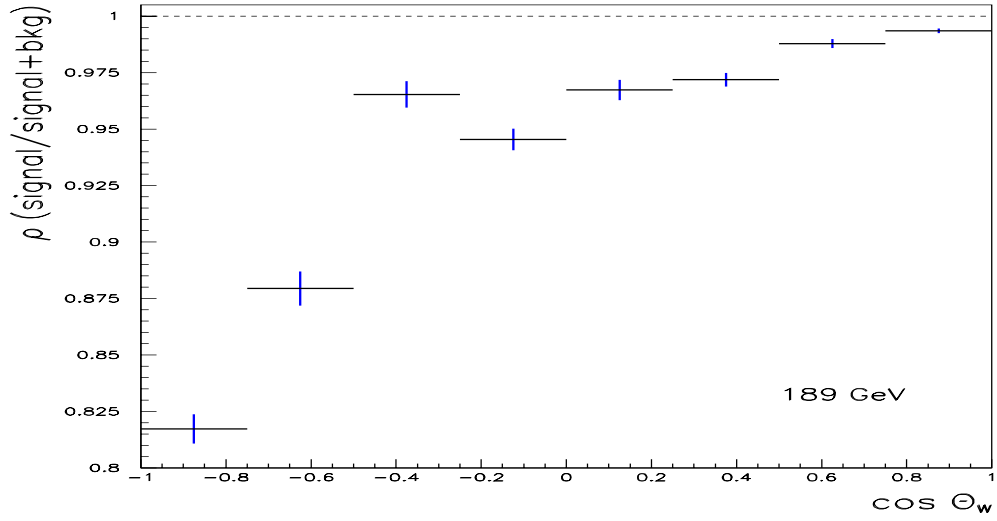
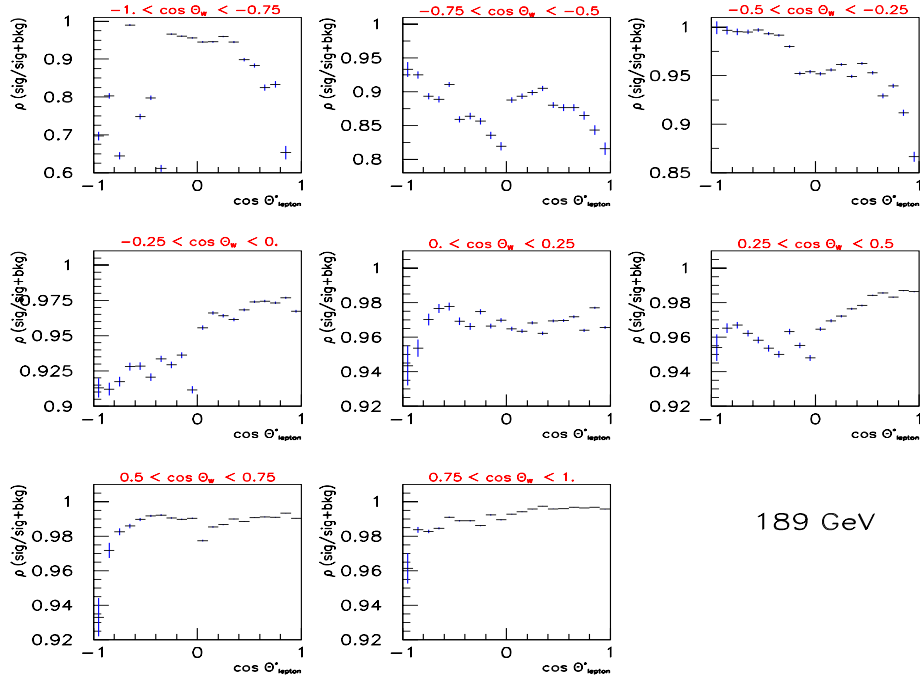
$$LL \equiv \rho_{0000} \quad (7.13)$$

$$= \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_l^*, \theta_q^*)_i} (2 - 5 \cos^2 \theta_l^*)_i (2 - 5 \cos^2 \theta_q^*)_i$$

$$TL + LT \equiv \rho_{++00} + \rho_{--00} + \rho_{00++} + \rho_{00--} \quad (7.14)$$

$$= \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_f^*, \theta_{\bar{f}}^*)_i} (5 \cos^2 \theta_f^* - 1)_i (2 - 5 \cos^2 \theta_{\bar{f}}^*)_i$$

$$+ \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_f^*, \theta_{\bar{f}}^*)_i} (2 - 5 \cos^2 \theta_f^*)_i (5 \cos^2 \theta_{\bar{f}}^* - 1)_i$$

FIG. 7.12 – Pureté pour les huit intervalles en $\cos \theta_W$ à 189 GeV.FIG. 7.13 – Puretés en intervalles de $\cos \theta_{lepton}^*$ pour chaque bin en $\cos \theta_W$ à 189 GeV.

$$T \equiv \rho_{++} + \rho_{--} \quad (7.15)$$

$$= \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_i^*)} (5 \cos^2 \theta_i^* - 1)$$

$$L \equiv \rho_{00} \quad (7.16)$$

$$= \frac{1}{N_k^{cor}} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{f^k(\theta_i^*)} (2 - 5 \cos^2 \theta_i^*)$$

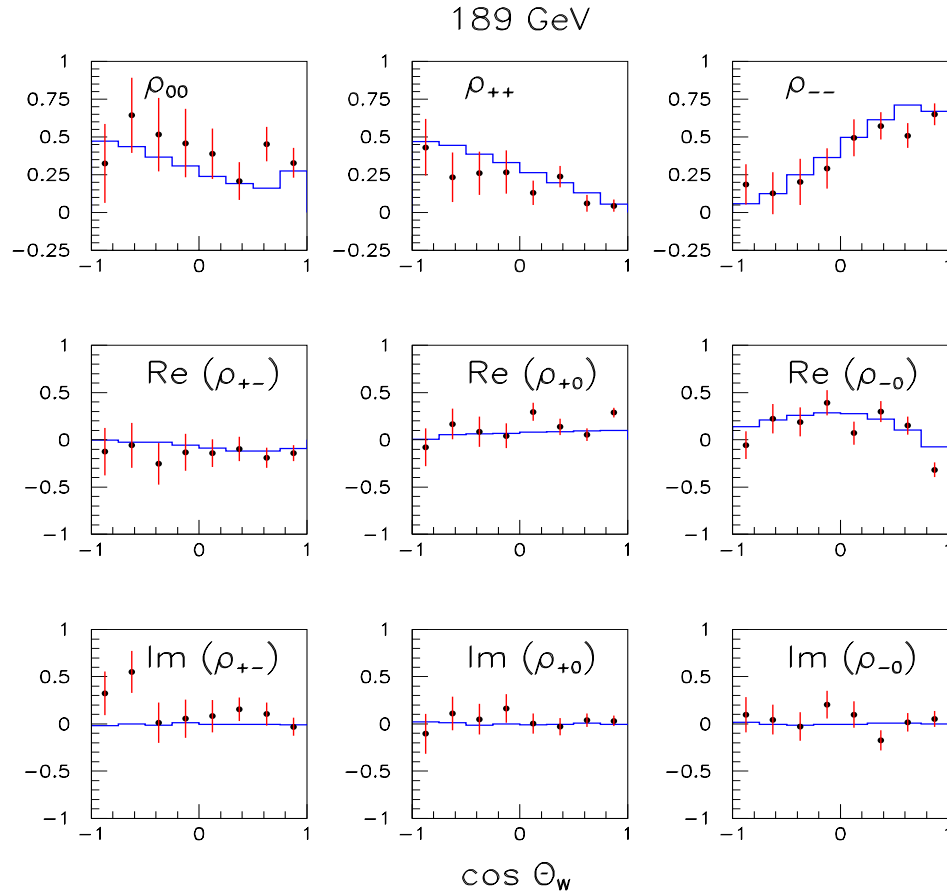


FIG. 7.14 – Les éléments de la SDM à 189 GeV pour les désintégrations leptoniques $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu^\pm$ ($l = e, \mu$) distribués en intervalles de $\cos \theta_W$. La ligne pleine représente la distribution théorique attendue Monte Carlo.

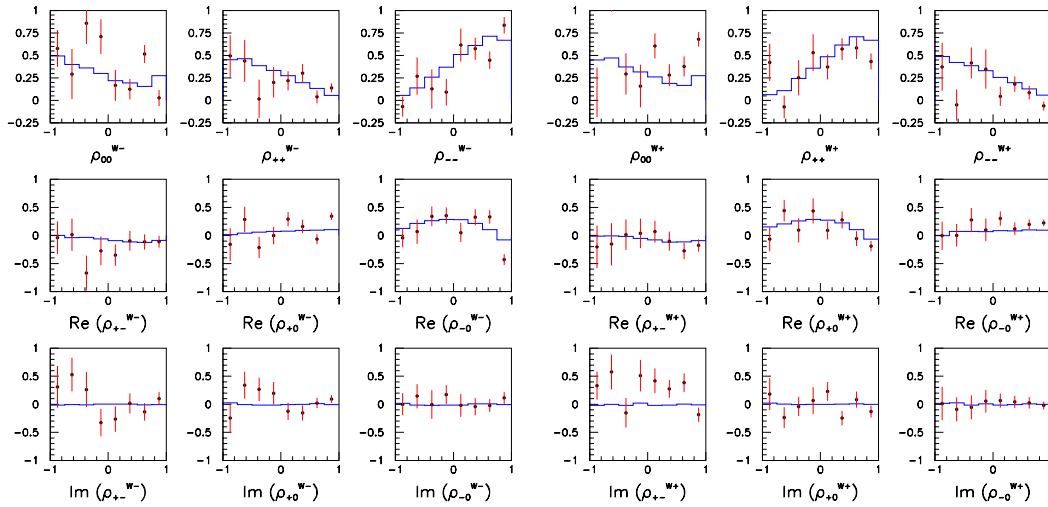


FIG. 7.15 – Les éléments de la SDM à 189 GeV différenciés selon la charge du W : à gauche $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$ et $W^+ \rightarrow l^+ \nu$ à droite.

Les fractions de chaque état de polarisation sont obtenues en intégrant sur $\cos \theta_W$ puis en divisant par la section efficace totale. Les résultats ainsi obtenus pour la polarisation longitudinale des W , pour les désintégrations leptoniques, dans le cas de la SDM réduite sont reportés Table 7.5 et représentés Figure 7.16.

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ_L/σ (%)	σ_T/σ (%)	$\sigma_L^{MS}/\sigma^{MS}$ (%)
183	45.26 ± 10.61	57.03 ± 9.75	27.12
189	33.53 ± 5.64	66.47 ± 5.67	26.64
192	38.27 ± 13.34	61.73 ± 13.19	24.88
196	33.54 ± 8.23	67.31 ± 8.43	24.23
200	31.51 ± 8.13	70.39 ± 8.19	23.81
202	24.55 ± 11.59	76.50 ± 12.05	23.64
205	24.43 ± 8.49	77.54 ± 8.90	22.50
207	42.79 ± 6.53	60.07 ± 6.10	21.97

TAB. 7.5 – Fraction des états de polarisation longitudinal et transversal dans le cas de la SDM réduite, pour les désintégrations leptoniques. Les erreurs sont statistiques seulement.

On obtient toujours plus de 100% de polarisation en sommant la contribution longitudinale et transverse, car la relation $\sigma = \sigma_L + \sigma_T$ n'est valable que si la contrainte de normalisation $\rho_{00} + \rho_{++} + \rho_{--} = 1$ est respectée, ce qui n'est pas le cas puisque ces trois éléments sont mesurés indépendamment. La Table 7.6 donne la valeur de cette somme pour toutes les énergies, ainsi que sa répartition bin à bin en $\cos \theta_W$.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sum \rho_{\tau\tau}$	[-1,-0.75]	[-0.75,-0.5]	[-0.5,-0.25]	[-0.25,0]	[0,0.25]	[0.25,0.5]	[0.5,0.75]	[0.75,1]
183	1.01 ± 0.26	0.94	1.01	1.00	1.02	1.01	1.02	1.02	1.04
189	1.00 ± 0.23	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
192	1.00 ± 0.30	0.91	0.98	0.99	1.04	1.01	1.00	1.02	1.06
196	1.00 ± 0.25	0.93	0.94	1.03	1.02	0.98	1.02	1.02	1.01
200	1.01 ± 0.26	0.95	1.03	1.00	1.04	1.03	0.98	1.02	1.03
202	1.02 ± 0.32	0.89	1.05	1.07	1.09	1.01	0.99	1.01	1.01
205	1.01 ± 0.29	1.01	1.11	0.94	0.97	1.02	0.99	1.03	1.04
207	1.02 ± 0.25	1.07	0.99	0.99	1.01	1.06	1.00	1.02	1.05

TAB. 7.6 – Somme des éléments diagonaux de la SDM à un seul W pour la partie leptonique. Les valeurs sont aussi présentées en fonction des huit intervalles en $\cos \theta_W$.

7.6 Tests de la violation de CP et de CPT

Les parties imaginaires des éléments de la SDM à un W rendent compte de la violation de CP (équations 6.21). Les distributions en bins de $\cos \theta_W$ de ces quantités sont représentées sur les trois graphiques de gauche de la Figure 7.17, où l'information apportée par les huit énergies a été utilisée. Comme on peut le constater, ces distributions sont tout à fait compatibles avec zéro.

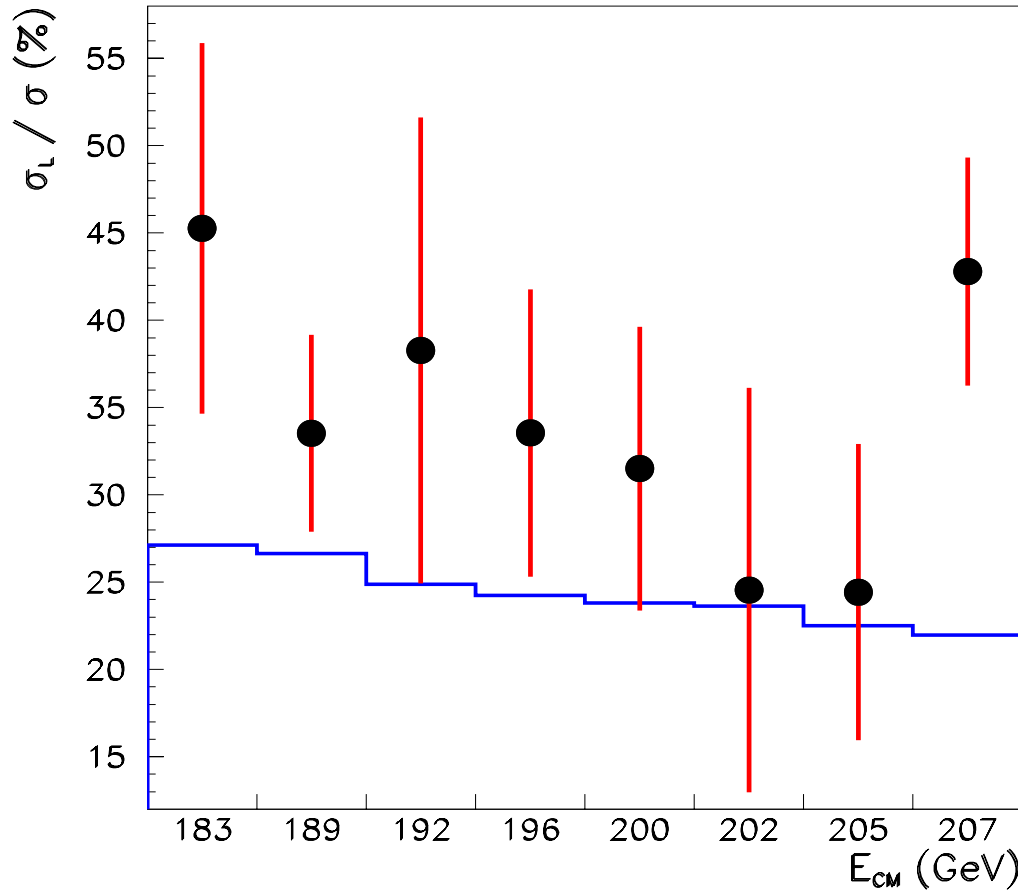


FIG. 7.16 – La fraction de polarisation longitudinale pour les différentes énergies. Les points représentent les fractions mesurées et le trait plein la prédiction théorique Monte Carlo.

Le χ^2 par degrés de liberté pour les différentes combinaisons donne² :

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{+-}^{W-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{-+}^{W+} \right) = 4.07$$

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W+} \right) = 1.34$$

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W-} \right) - \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W+} \right) = 0.92$$

Toute déviation dans les trois graphiques de droite de la Figure 7.17 serait due à des effets de boucles ou une violation de CPT.

Le χ^2 par degrés de liberté pour les différentes combinaisons des équations 6.22 donne :

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{+-}^{W-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{-+}^{W+} \right) = 2.57$$

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W+} \right) = 0.67$$

$$\chi^2_{/ddl} : \text{Im} \left(\rho_{-0}^{W-} \right) + \text{Im} \left(\rho_{+0}^{W+} \right) = 0.99$$

Les résultats n'indiquent pas d'effet de violation de CP ou CPT, et sont compatibles

²Il y a huit degrés de liberté qui sont les huit bins en $\cos \theta_W$.

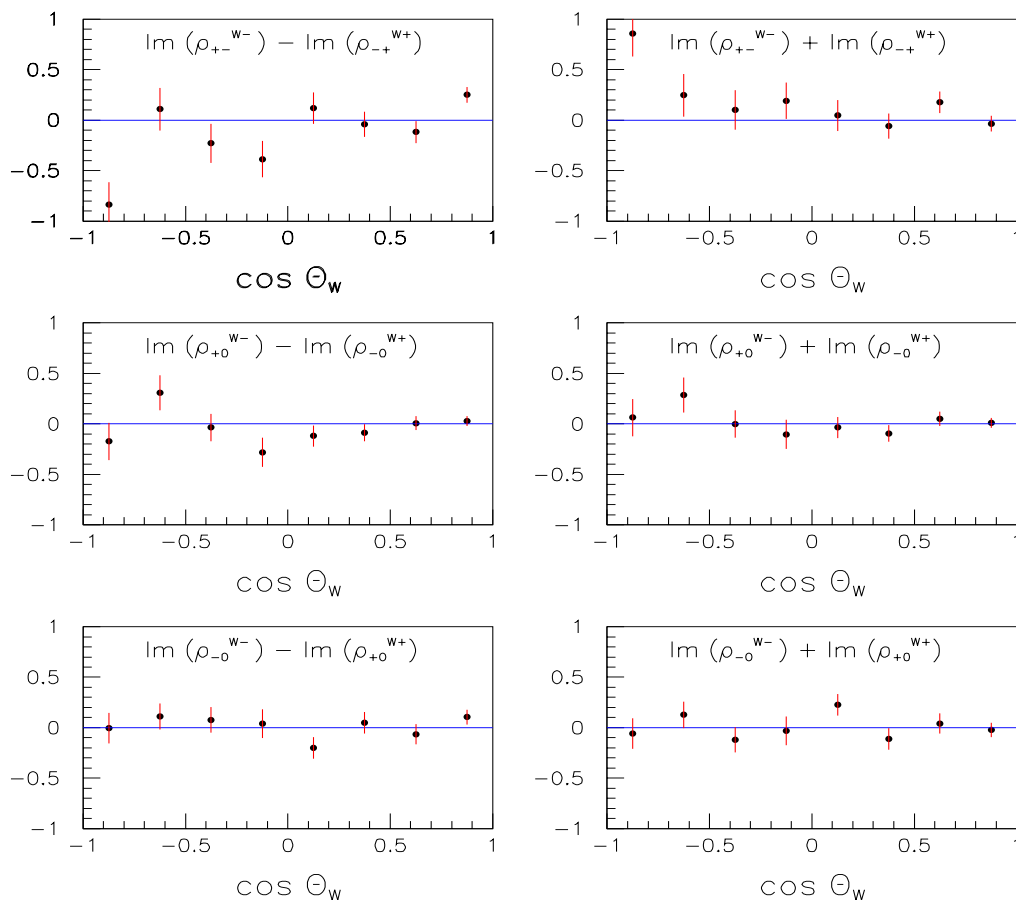


FIG. 7.17 – Les trois graphiques de gauche sont un test de la violation de CP et les trois graphiques de droite un test de la violation de CPT, en combinant les informations apportées par toutes les énergies.

avec les attentes du MS. Les valeurs élevées du χ^2 pour $\rho_{\pm\mp}$ semblent provenir d'une erreur systématique importante sur le premier bin en $\cos \theta_W$, qui contient le plus faible nombre d'évènements sélectionnés et est donc plus sensible que les autres bins aux effets de migration, qui statistiquement vont directement avoir un effet important.

7.7 Conclusion

Les résultats obtenus dans ce chapitre donnent des valeurs de la section efficace polarisée en accord avec le MS, avec une déviation de plus d'un écart standard. Par ailleurs les termes imaginaires de la SDM sont compatibles avec la valeur zéro et donc aucune violation de CP n'a été mise en évidence.

Chapitre 8

Interprétation des résultats

Les mesures effectuées dans les chapitres précédents vont maintenant être discutées et comparées avec d'autres résultats.

La démarche consiste, dans un premier temps, à comparer les valeurs observées aux prédictions du MS pour en tester la validité. En cas de compatibilité, la précision des mesures sera exploitée dans le but d'établir des limites sur les déviations potentielles provenant d'une théorie plus générale que le MS dont les mesures expérimentales pourraient s'accomoder. Parallèlement à cette démarche, les mesures faisant l'objet de ce travail de thèse seront confrontées à d'autres mesures expérimentales, dans le but de combiner les divers résultats de manière à pouvoir interpréter les valeurs moyennes les plus précises possibles des paramètres étudiés. Vient ensuite une partie critique sur les résultats obtenus, en indiquant les manques et les qualités de ces mesures.

Ces étapes seront suivies successivement dans le cas de la mesure de la section efficace ZZ , des couplages anomaux neutres et de la polarisation des bosons W .

8.1 Mesure de la section efficace ZZ

8.1.1 Comparaison avec le MS

Les valeurs données dans la Table 4.1 du chapitre 4 sont toutes compatibles avec les valeurs du MS à une déviation standard près. Le rapport des sections efficaces mesurées et des prédictions théoriques est lui aussi en bon accord. Les différents tests, dont la mesure des rapports de branchement du Z , indiquent une méthode stable et non biaisée.

8.1.2 Comparaison avec les valeurs actuelles

Les résultats obtenus dans cette thèse [60] sont compétitifs, du point de vue de la signification statistique et des erreurs systématiques, avec les valeurs données par les quatre expériences du LEP [61][62][63][64][52][65] qui sont reportées Table 8.1.

$\sigma_{ZZ}^{V\ell\ell^2}$ (pb)	Thèse	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
183 GeV	$0.14 \pm_{-0.15}^{+0.21} \pm 0.06$	$0.11 \pm_{-0.11}^{+0.16} \pm 0.04$	$0.40 \pm_{-0.16}^{+0.21} \pm 0.02$	$0.31 \pm_{-0.16}^{+0.16} \pm 0.05$	$0.12 \pm_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.03$	0.22 ± 0.08
189 GeV	$0.63 \pm_{-0.12}^{+0.14} \pm 0.04$	$0.67 \pm_{-0.12}^{+0.13} \pm 0.04$	$0.53 \pm_{-0.11}^{+0.12} \pm 0.02$	$0.73 \pm_{-0.15}^{+0.15} \pm 0.03$	$0.80 \pm_{-0.13}^{+0.14} \pm 0.06$	0.66 ± 0.07
192 GeV	$0.62 \pm_{-0.32}^{+0.40} \pm 0.06$	$0.53 \pm_{-0.27}^{+0.34} \pm 0.02$	$0.70 \pm_{-0.31}^{+0.37} \pm 0.02$	$0.29 \pm_{-0.22}^{+0.22} \pm 0.02$	$1.13 \pm_{-0.39}^{+0.46} \pm 0.11$	0.62 ± 0.18
196 GeV	$0.73 \pm_{-0.24}^{+0.24} \pm 0.06$	$0.69 \pm_{-0.20}^{+0.23} \pm 0.03$	$1.08 \pm_{-0.22}^{+0.25} \pm 0.02$	$1.18 \pm_{-0.24}^{+0.24} \pm 0.09$	$1.19 \pm_{-0.24}^{+0.27} \pm 0.09$	1.00 ± 0.12
200 GeV	$0.91 \pm_{-0.24}^{+0.24} \pm 0.08$	$0.70 \pm_{-0.20}^{+0.22} \pm 0.03$	$0.77 \pm_{-0.18}^{+0.21} \pm 0.02$	$1.25 \pm_{-0.25}^{+0.25} \pm 0.09$	$1.09 \pm_{-0.23}^{+0.25} \pm 0.08$	0.90 ± 0.12
202 GeV	$0.71 \pm_{-0.26}^{+0.31} \pm 0.08$	$0.70 \pm_{-0.28}^{+0.33} \pm 0.02$	$0.90 \pm_{-0.29}^{+0.33} \pm 0.02$	$0.95 \pm_{-0.38}^{+0.38} \pm 0.07$	$0.94 \pm_{-0.32}^{+0.37} \pm 0.08$	0.84 ± 0.18
205 GeV	$1.20 \pm_{-0.25}^{+0.27} \pm 0.08$	$1.21 \pm_{-0.23}^{+0.26} \pm 0.03$	$1.05 \pm_{-0.20}^{+0.23} \pm 0.02$	$0.88 \pm_{-0.21}^{+0.24} \pm 0.07$	$1.07 \pm_{-0.24}^{+0.26} \pm 0.09$	1.01 ± 0.13
207 GeV	$1.05 \pm_{-0.20}^{+0.21} \pm 0.06$	$1.01 \pm_{-0.17}^{+0.19} \pm 0.02$	$0.97 \pm_{-0.15}^{+0.16} \pm 0.02$	$1.23 \pm_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.09$	$1.07 \pm_{-0.19}^{+0.20} \pm 0.08$	1.03 ± 0.10

TAB. 8.1 – Sections efficaces ZZ obtenues par les différentes expériences LEP.

8.1.3 Amélioration des résultats d’ALEPH

La Table 8.1 ci-dessus montre une différence entre les résultats finals obtenus dans cette thèse, et ceux présentés précédemment par ALEPH¹. Ce point a été longuement discuté [66], il s’explique par le fait que :

- les données ont été retraitées entre les deux mesures, conduisant à une différence dans le nombre d’évènements sélectionnés,
- l’analyse a été améliorée dans les canaux hadroniques par des ajustements cinématiques après les résultats présentés de 183 à 202 GeV par ALEPH,
- la dernière production Monte Carlo distribuée dans ALEPH a été réalisée avec une meilleure prise en charge des corrections radiatives. C’est elle qui a été utilisée pour ce travail.

8.1.4 Incertitudes systématiques

Les Tables 4.7 et 4.9 du chapitre 4 montrent que l’incertitude systématique est de loin dominée par la limitation statistique du Monte Carlo (essentiellement KZZ). En utilisant le générateur PZZNC8 au lieu de KZZ, on obtient les incertitudes présentées Table 8.2.

$\sqrt{s}$ (GeV)	syste.	$\sqrt{s}$ (GeV)	syste.	$\sqrt{s}$ (GeV)	syste.	$\sqrt{s}$ (GeV)	syste.
182.7	± 0.002	188.6	± 0.004	191.6	± 0.008	195.5	± 0.005
199.5	± 0.006	201.6	± 0.004	204.9	± 0.007	206.5	± 0.006

TAB. 8.2 – Erreurs systématiques dues à la limitation statistique en utilisant PZZNC8 au lieu de KZZ (en pb).

L’auteur a préféré utilisé KZZ au lieu de PZZNC8 car c’est la solution la plus acceptable physiquement, ce qui n’introduit pas d’incertitude systématique. L’effroyable correction due à la limitation statistique du Monte Carlo ne demande qu’à rejoindre les valeurs obtenues ci-dessus avec PZZNC8, dès lors que plus d’évènements Monte Carlo auront été générés (ce qui n’est qu’une question de temps, et à court terme). Les valeurs de la section efficace aux différentes énergies en tenant compte de cette incertitude réduite, c’est-à-dire en utilisant PZZNC8 au lieu de KZZ, sont indiquées Table 8.3.

Pour l’instant les systématiques sont dominés par le Monte Carlo KZZ, mais dès ce problème réglé, les sources d’incertitudes systématiques ne seront plus que de l’ordre de

¹Les résultats d’ALEPH ont été publiés à 183 et 189 GeV et sont préliminaires pour les autres énergies (contribution aux conférences).

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{ZZ}^{\text{mes.}}(\text{pb})$	$\sigma_{ZZ}^{SM}(\text{pb})$
182.7	$0.14 \pm_{0.15}^{0.21} \pm 0.01$	0.26
188.6	$0.63 \pm_{0.12}^{0.14} \pm 0.01$	0.65
191.6	$0.62 \pm_{0.32}^{0.40} \pm 0.01$	0.78
195.5	$0.73 \pm_{0.21}^{0.24} \pm 0.02$	0.90
199.5	$0.91 \pm_{0.21}^{0.24} \pm 0.02$	0.98
201.6	$0.71 \pm_{0.26}^{0.31} \pm 0.01$	1.02
204.9	$1.20 \pm_{0.25}^{0.27} \pm 0.02$	1.05
206.5	$1.05 \pm_{0.20}^{0.21} \pm 0.02$	1.06

TAB. 8.3 – Résultats de la mesure de la section efficace ZZ , avec une incertitude réduite sur la limitation statistique.

2% de la mesure, contrairement aux incertitudes statistiques qui sont de l'ordre de 20%. Néanmoins pour toute étude future, où la contribution statistique est amenée à baisser, un soin particulier devra être apporté à l'estimation des incertitudes systématiques, où les problèmes d'étiquetage du quark b , de la reconstruction des jets et des leptons, ... auront alors une importance significative.

8.2 Les couplages anomaux neutres

8.2.1 Comparaison avec le MS

Les valeurs données dans le chapitre 5 sont toutes compatibles avec une valeur nulle des couplages anomaux neutres, c'est-à-dire pas de déviation par rapport au MS, quelles que soient les contraintes appliquées.

8.2.2 Comparaison avec les valeurs actuelles

Les résultats obtenus dans cette thèse [60] sont compétitifs, statistiquement et systématiquement, avec les valeurs données par les quatre expériences du LEP [67][68][69][64][70] qui sont reportées Table 8.4 dans le cas unidimensionnel.

paramètre	Thèse	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
f_4^γ	[-0.32, +0.32]	[-0.26, +0.26]	[-0.26, +0.28]	[-0.24, +0.26]	[-0.36, +0.36]	[-0.17, +0.19]
f_4^Z	[-0.53, +0.53]	[-0.44, +0.43]	[-0.49, +0.42]	[-0.43, +0.41]	[-0.55, +0.64]	[-0.31, +0.28]
f_5^γ	[-0.72, +0.73]	[-0.54, +0.56]	[-0.48, +0.61]	[-0.48, +0.56]	[-0.82, +0.72]	[-0.36, +0.40]
f_5^Z	[-1.19, +1.19]	[-0.73, +0.83]	[-0.42, +0.69]	[-0.46, +1.20]	[-0.96, +0.31]	[-0.36, +0.39]

TAB. 8.4 – Limites à 95% de niveau de confiance sur les couplages f_i^V obtenues par les différentes expériences LEP. Dans chaque cas le paramètre listé varie alors que les autres sont fixés à leur valeur MS.

8.2.3 Résultats publiés précédemment dans ALEPH

De la même façon que pour la mesure de la section efficace ZZ , le résultat de la mesure des couplages neutres f_i^V a évolué par rapport aux résultats préliminaires présentés par ALEPH lors des conférences passées.

En fait, l'extraction des couplages est dominée par l'information sur la section efficace. Les anciennes valeurs de la mesure de la section efficace étaient plus inférieures aux prédictions du MS que les dernières obtenues avec les améliorations décrites paragraphe 8.1.3. Ceci avait pour conséquence de restreindre plus fortement² la possibilité d'existence des couplages anomaux.

8.2.4 Le problème de la statistique Monte Carlo

Comme pour la section efficace, la limitation statistique due aux générateurs Monte Carlo donne des limites sur les couplages surestimées par rapport à un lot d'évènements Monte Carlo générés avec une précision statistique suffisante. La Table 8.5 donne la valeur de ces couplages à 95% de niveau de confiance en utilisant le Monte Carlo ZZ NC8 simulant la contribution ZZ 4f, au lieu du Monte Carlo KZZ.

couplage	1D	2D	$SU(2) \times U(1)$
f_4^γ	[-0.31 , +0.31]	[-0.36 , +0.36]	[-0.31 , +0.31]
f_4^Z	[-0.53 , +0.53]	[-0.60 , +0.60]	[-0.17 , +0.17]
f_5^γ	[-0.69 , +0.69]	[-0.73 , +0.74]	[-0.66 , +0.67]
f_5^Z	[-1.04 , +0.87]	[-1.14 , +0.95]	[-0.37 , +0.36]

TAB. 8.5 – Limites à 95% de niveau de confiance sur la mesure des couplages, avec une incertitude sur la limitation statistique réduite.

8.2.5 L'information angulaire

Il est vrai que l'information sur l'angle de production du Z est faible, voire même insignifiante pour les canaux hadroniques vu leur contamination importante. Néanmoins, cette distribution angulaire apporte une contrainte supplémentaire qui sera d'autant plus efficace dès que le nombre de paires de Z produites aura augmenté. De toute façon cette information ne contribue de façon significative que pour les limites sur f_5^V . Malgré la faible statistique accumulée à LEP2, on peut constater que cette information est déjà suffisante pour resserrer les limites de leurs log-likelihoods par rapport à la contribution de la section efficace seule. La Table 8.6 donne les limites obtenues en utilisant ou non l'information sur cette distribution angulaire.

²On peut visualiser cette dépendance en imaginant que l'on tire la valeur centrale de la courbe de vraisemblance vers un niveau inférieur (qui correspondrait à une valeur inférieure de la section efficace mesurée), ce qui allongerait la courbe, tout en réduisant son élargissement, c'est-à-dire que les limites à un niveau de confiance donné se seraient resserrées.

couplage	xsec	xsec+cos θ_Z
f_4^γ	[-0.31 , +0.31]	[-0.36 , +0.36]
f_4^Z	[-0.52 , +0.52]	[-0.52 , +0.52]
f_5^γ	[-0.66 , +0.69]	[-0.67 , +0.67]
f_5^Z	[-0.98 , +1.25]	[-1.03 , +0.85]

TAB. 8.6 – Limites à 95% de niveau de confiance sur la mesure des couplages avec ou sans l’information sur la distribution angulaire de l’angle de production du Z . Les incertitudes systématiques ne sont pas prises en compte dans ces limites.

8.2.6 Les couplages hors couche de masse

Une des dernières extensions proposées concernant l’étude des couplages neutres est le relâchement de l’approximation des bosons sortant sur couche de masse. Sont ainsi introduits 44 nouveaux couplages [71] dont la restriction à des bosons sur couche de masse redonne les couplages habituels cités dans cette thèse. À ce niveau, les états finaux ZZ et $Z\gamma$ sont mélangés, c’est pourquoi la contrainte $SU(2) \times U(1)$ permet de relier les couplages h et f .

Néanmoins, les différences entre le traitement sur et hors couche de masse sont négligeables [72] car les analyses sont appliquées à des régions où la production de Z résonants est dominante. Cette remarque reste valide pour des études futures à plus haute énergie [73].

8.3 Les dimensions supplémentaires

L’introduction de théories avec des dimensions supplémentaires d’espace pour pallier les incomplétudes du MS fait apparaître un canal où une annihilation e^+e^- donne un état final ZZ à travers l’échange d’un graviton qui se propage dans ces dimensions supplémentaires.

Ce type d’interaction peut être analysé par analogie avec les couplages anomaux neutres, en écrivant la section efficace de production comme étant la section efficace MS à laquelle on rajoute un terme d’interférence et un terme tenant compte de l’interaction gravitationnelle. Ces deux derniers termes sont proportionnels à l’échelle de masse de cette interaction, ce qui permet de donner une limite inférieure sur celle-ci, qui est de l’ordre du TeV.

Ce point n’a pas été abordé dans cette thèse, mais il représente le prolongement direct des études qui y ont été menées.

8.4 Polarisation

8.4.1 Comparaison avec le MS

Les valeurs données dans le chapitre 7 sont compatibles avec les prédictions du MS, malgré une déviation de plus d’un écart standard pour les sections efficaces différentielles polarisées. Cela se retrouve sur les valeurs élevées du χ^2 lors des test de l’invariance de CP et CPT. Comme indiqué au chapitre précédent, une étude des incertitudes systématiques,

et des migrations entre bins semble donner la solution à ces problèmes.

Il est important de réaliser que l'extraction de ces sections efficaces polarisées représente un test clé du secteur bosonique du MS, puisque ce sont en quelque sorte les degrés de liberté des modes de Goldstone qui sont mesurés, c'est-à-dire que l'on teste directement le mécanisme de Higgs.

De plus, la méthode de la SDM repose sur un cadre qui ne dépend pas du modèle considéré et à ce titre devrait servir de vérification pour toute mesure concernant les W . Cette méthode permet entre autre d'extraire la valeur des couplages de jauge chargés usuels mais aussi des couplages violant CP.

Enfin, les prochaines générations de collisionneurs linéaires e^+e^- pourront fonctionner en mode polarisé, d'où la nécessité pour les expériences actuelles de fournir les résultats les plus précis possibles qui serviront de données de référence pour les études sur ces futurs accélérateurs.

8.4.2 Comparaison avec les valeurs actuelles

L'analyse de la polarisation des W par la méthode de la SDM est relativement récente pour les expériences LEP. Au départ, seul Opal [74] possédait des résultats concernant la polarisation des W . Puis DELPHI [75] et l'analyse présentée dans cette thèse pour ALEPH ont contribué à cette mesure. L3 [76] utilise maintenant la méthode de la SDM.

8.4.3 Finitions à apporter à l'analyse

Plusieurs points sont à noter concernant une amélioration de la mesure des sections efficaces polarisées :

- l'inclusion des désintégrations hadroniques permettra d'extraire les section efficaces polarisées jointes,
- pour une utilisation optimale de la statistique de LEP2, le canal en tau de la réaction semi-leptonique $W^+W^- \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$ devrait être utilisés dans l'analyse,
- les effets de migration entre bins ont une contribution non négligeable et devraient être pris en compte,
- Dans un esprit conservatif, l'ordre de grandeur des incertitudes systématiques peut être extrapolé à partir des mesures effectuées sur la section efficace totale WW , qui représente x% de la mesure. Toutefois, une étude dédiée permettrait une évaluation précise de ces incertitudes systématiques.

8.5 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette thèse sont en très bon accord avec les prédictions du MS et avec les valeurs données par les quatre expériences du LEP. Une étude plus rigoureuse des incertitudes systématiques est indispensable dans le cas d'une statistique améliorée.

Conclusion

*"Looks like the situation might finally be under control."
"That's normally when it goes to pieces."*

L'objectif du travail présenté dans cette thèse était de tester le secteur de jauge du Modèle Standard par un ensemble de mesures de précision qui n'avaient pas encore été réalisées. Pour cela, toutes les données collectées à LEP2 ont été utilisées pour extraire des résultats concernant **la section efficace ZZ , les couplages anomaux neutres f_i^V et les sections efficaces différentielles polarisées WW** . Ces différentes mesures bénéficient de la statistique la plus importante et des corrections les plus affinées en ce qui concerne le détecteur et les Monte Carlo. En outre chaque analyse porte sur un point sensible différent des orientations actuelles en physique des particules : mesure avec faible comptage pour la section efficace ZZ , théorie au-delà du Modèle Standard pour les couplages anomaux neutres f_i^V et étude approfondie des interactions entre bosons de jauge pour les sections efficaces différentielles polarisées WW .

Les valeurs mesurées des sections efficaces totales de la réaction $e^+e^- \rightarrow ZZ$, dans la restriction aux diagrammes $\mathcal{NC}2$, sont :

$$\begin{aligned}\sigma_{ZZ}(183 \text{ GeV}) &= 0.14 \pm 0.22 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(189 \text{ GeV}) &= 0.63 \pm 0.15 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(192 \text{ GeV}) &= 0.62 \pm 0.40 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(196 \text{ GeV}) &= 0.73 \pm 0.25 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(200 \text{ GeV}) &= 0.91 \pm 0.25 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(202 \text{ GeV}) &= 0.71 \pm 0.32 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(205 \text{ GeV}) &= 1.20 \pm 0.28 \text{ pb} \\ \sigma_{ZZ}(207 \text{ GeV}) &= 1.05 \pm 0.22 \text{ pb}\end{aligned}$$

Des contraintes sur la valeur des paramètres d'un lagrangien effectif ont été extraites par l'intermédiaire d'un ajustement uni et bi-dimensionnel, ainsi qu'en imposant l'invariance de jauge électrofaible. Les limites à 95% de niveau de confiance obtenues pour ces paramètres provenant d'un état final ZZ sont dans le cas unidimensionnel :

$$\begin{aligned}-0.32 < f_4^\gamma &< +0.32 \\ -0.53 < f_4^Z &< +0.53 \\ -0.72 < f_5^\gamma &< +0.73 \\ -1.19 < f_5^Z &< +1.19\end{aligned}$$

Les éléments de la Matrice Densité de Spin de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ont été calculés pour toutes les énergies. Cette méthode permet de tester indirectement la symétrie CP et CPT. Aucune violation de ces symétries n'a été mise en évidence. La détermination des éléments diagonaux a permis l'obtention des sections efficaces polarisées WW dans un cadre "modèle indépendant", puisque n'étant fonction que des angles de production et de désintégration des W .

La fraction de la composante longitudinale par rapport à la section efficace totale est dans le cadre des désintégrations leptoniques de la matrice densité de spin réduite :

σ_L/σ (183 GeV)	=	45.26 ± 10.61	%
σ_L/σ (189 GeV)	=	33.53 ± 5.64	%
σ_L/σ (192 GeV)	=	38.27 ± 13.34	%
σ_L/σ (196 GeV)	=	33.54 ± 8.23	%
σ_L/σ (200 GeV)	=	31.51 ± 8.13	%
σ_L/σ (202 GeV)	=	24.55 ± 11.59	%
σ_L/σ (205 GeV)	=	24.43 ± 8.49	%
σ_L/σ (207 GeV)	=	42.79 ± 6.53	%

En résumé, dans aucune des trois analyses dédiées n'a été décelé de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Le secteur de jauge de l'interaction électrofaible sera testé encore plus en détails auprès des accélérateurs futurs qui devraient permettre d'obtenir des améliorations de plusieurs ordres de grandeur sur les valeurs observées, et de trancher sur l'existence d'une Nouvelle Physique, puisque l'échelle de cette Physique Nouvelle, supérieure au TeV, sera directement accessible.

Annexe A

Monte Carlo ZZ utilisés aux différentes énergies

Dans cette annexe, Tables A.1 à A.8, sont détaillées les différentes statistiques Monte Carlo utilisées à chaque énergie pour l'analyse de la section efficace ZZ et des couplages neutres, les générateurs utilisés étant ceux décrits dans le chapitre 3. N_{gen}/N_{att} donne le rapport statistique entre le nombre d'évènements générés et le nombre d'évènements attendus. N_{sel}/N_{gen} donne l'efficacité totale de sélection d'un évènement, c'est à dire le rapport entre le nombre d'évènements sélectionnés et générés, pour l'analyse décrite au chapitre 4. On remarque une nette variation entre les différentes valeurs à 183 GeV et aux autres énergies du fait que le seuil de production de la paire de Z est juste atteint.

Les différents Monte Carlo qui ont été utilisés pour les processus décrits dans les Tables suivantes sont, d'après le chapitre 3 :

PZZNC2 pour $ZZ \mathcal{NC}2$

PZZNC8 pour $ZZ \mathcal{NC}8$

KZZ pour $ZZ 4f$

Kww pour W^+W^-

PZe pour Ze^+e^-

ZNNB pour $Z\nu\bar{\nu}$

BHWIDE pour $e^+e^-(\gamma)$

KK2f pour $\mu^+\mu^-(\gamma)$, $\tau^+\tau^-(\gamma)$ et $q\bar{q}(\gamma)$

PHOT02 pour $\gamma\gamma \rightarrow X\bar{X}$

$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.247 ± 0.001	14253	22.58
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	1.887 ± 0.004	1866	2.65
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	27 k	12.871 ± 0.061	37	1.17
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	16.638 ± 0.022	1270	0.39
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	7.867 ± 0.018	447	0.01
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.010 ± 0.000	88010	7.04
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1020 k	1029.310 ± 0.382	17	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	80 k	9.925 ± 0.012	142	0.01
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	8.878 ± 0.009	198	0.01
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	6.141 ± 0.002	143	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	110.535 ± 0.094	318	0.03
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	500 k	3706.031 ± 11.074	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	400 k	3470.804 ± 7.347	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	600 k	423.451 ± 0.685	25	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1000 k	1687.053 ± 2.433	10	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	82.988 ± 0.366	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	300 k	251.790 ± 0.638	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.262 ± 0.011	349	0.00

TAB. A.1 – Statistique Monte Carlo utilisée à 183 GeV.

 $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.638 ± 0.001	1799	37.78
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.176 ± 0.005	528	9.11
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	40 k	13.156 ± 0.034	17	1.63
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	2200 k	18.085 ± 0.023	698	1.39
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.012 ± 0.018	143	0.03
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.011 ± 0.000	26093	19.83
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	965.741 ± 0.187	18	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	9.215 ± 0.006	187	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	50 k	8.261 ± 0.008	35	0.01
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.750 ± 0.002	50	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	101.527 ± 0.086	113	0.06
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3773.053 ± 10.389	1	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	580 k	3524.900 ± 6.160	1	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	600 k	431.246 ± 0.685	8	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	610 k	1713.963 ± 3.090	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	200 k	84.271 ± 0.275	14	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	170 k	256.868 ± 0.859	4	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	50 k	1.290 ± 0.007	222	0

TAB. A.2 – Statistique Monte Carlo utilisée à 189 GeV.

$\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.764 ± 0.002	9051	38.60
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.256 ± 0.005	3065	10.87
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	20 k	13.527 ± 0.101	51	2.14
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.146 ± 0.023	2286	1.61
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.114 ± 0.018	852	0.03
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.012 ± 0.000	144061	23.05
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1000 k	936.344 ± 0.315	37	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	8.913 ± 0.006	1164	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.961 ± 0.008	434	0.00
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.582 ± 0.002	310	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	1970 k	97.554 ± 0.083	698	0.07
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3803.384 ± 10.476	5	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	3565.224 ± 6.189	6	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	600 k	436.268 ± 0.703	48	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	500 k	1727.304 ± 3.561	10	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	50 k	85.970 ± 0.560	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	120 k	260.975 ± 0.999	16	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.285 ± 0.013	673	0

TAB. A.3 – Statistique Monte Carlo utilisée à 192 GeV.

 $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.881 ± 0.002	2844	38.05
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.318 ± 0.005	1081	12.00
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	16 k	13.735 ± 0.041	15	2.17
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1300 k	18.796 ± 0.023	866	1.82
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.200 ± 0.018	306	0.04
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.013 ± 0.000	48177	22.16
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	899.510 ± 0.174	42	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	330 k	8.530 ± 0.005	485	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.591 ± 0.008	165	0.00
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.433 ± 0.002	115	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	92.663 ± 0.078	270	0.08
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3821.505 ± 10.530	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	580 k	3596.151 ± 6.319	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	570 k	439.960 ± 0.696	16	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1750.756 ± 2.062	11	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	150 k	116.433 ± 0.492	16	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	370 k	263.335 ± 0.607	18	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.343 ± 0.010	233	0

TAB. A.4 – Statistique Monte Carlo utilisée à 196 GeV.

$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.960 ± 0.002	2414	36.85
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.347 ± 0.005	987	12.00
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	16 k	14.173 ± 0.054	13	2.31
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	19.044 ± 0.023	730	1.89
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.320 ± 0.019	279	0.04
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.015 ± 0.000	38626	19.41
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	864.211 ± 0.168	40	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	280 k	8.146 ± 0.005	398	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.253 ± 0.008	160	0.01
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.207 ± 0.002	111	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	88.150 ± 0.094	263	0.08
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3883.008 ± 10.848	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	3633.012 ± 6.273	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	580 k	446.223 ± 0.725	15	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1742.034 ± 2.081	10	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	86.611 ± 0.376	13	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	265.942 ± 0.571	17	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.370 ± 0.012	211	0

TAB. A.5 – Statistique Monte Carlo utilisée à 200 GeV.

 $\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	0.991 ± 0.002	4807	36.34
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.350 ± 0.005	2027	12.51
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	20 k	14.360 ± 0.069	33	2.10
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.832 ± 0.023	1518	1.89
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.360 ± 0.019	570	0.05
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.016 ± 0.000	74440	17.87
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1000 k	846.556 ± 0.285	28	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.963 ± 0.005	897	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.093 ± 0.007	336	0.00
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.176 ± 0.002	230	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	1970 k	85.945 ± 0.073	546	0.06
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	900 k	3908.171 ± 8.825	5	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	3651.785 ± 6.400	4	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	580 k	447.384 ± 0.729	31	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1000 k	1773.914 ± 2.553	13	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	87.146 ± 0.399	27	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	250 k	267.45 ± 0.729	22	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.357 ± 0.011	439	0

TAB. A.6 – Statistique Monte Carlo utilisée à 202 GeV.

$\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	1.023 ± 0.002	2395	35.24
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.348 ± 0.005	1043	12.54
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	17k	14.689 ± 0.097	14	2.12
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.925 ± 0.023	777	1.82
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.420 ± 0.019	291	0.04
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.017 ± 0.000	36025	15.85
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	900 k	819.460 ± 0.290	13	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.691 ± 0.005	478	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	6.842 ± 0.007	179	0.00
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	5.027 ± 0.002	122	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	1970 k	82.542 ± 0.070	292	0.08
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3921.180 ± 10.927	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	3679.853 ± 6.291	2	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	580 k	452.830 ± 0.739	16	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1786.822 ± 2.124	10	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	88.717 ± 0.390	14	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	270.228 ± 0.580	18	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.381 ± 0.011	222	0

TAB. A.7 – Statistique Monte Carlo utilisée à 205 GeV.

 $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}2$	200 k	1.036 ± 0.002	1444	34.71
$e^+e^- \rightarrow ZZ \mathcal{NC}8$	200 k	2.340 ± 0.005	639	12.58
$e^+e^- \rightarrow ZZ 4f$	20 k	14.763 ± 0.050	10	2.10
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	2200 k	19.127 ± 0.023	861	1.79
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.470 ± 0.019	177	0.04
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.017 ± 0.000	22006	14.52
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	600 k	807.011 ± 0.364	807	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.561 ± 0.005	297	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	6.742 ± 0.007	111	0.00
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$	50 k	4.967 ± 0.002	75	0
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	1950 k	81.006 ± 0.068	180	0.08
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	3948.159 ± 10.975	1	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	3681.829 ± 6.378	1	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	600 k	453.631 ± 0.728	10	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1970 k	1795.526 ± 1.863	8	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	200 k	88.486 ± 0.287	17	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	700 k	271.910 ± 0.458	19	0
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.410 ± 0.012	133	0.00

TAB. A.8 – Statistique Monte Carlo utilisée à 207 GeV.

Annexe B

Évènements ZZ sélectionnés aux différentes énergies

Les tables ci-dessous récapitulent les efficacités croisées calculées à partir du Monte Carlo $\mathcal{NC}2$, multipliées par leur rapport de branchement respectif, ainsi que le nombre d'évènements attendus $ZZ - \mathcal{NC}2$, bruit de fond et Modèle Standard, et enfin le nombre d'évènements sélectionnés à chaque énergie (voir le chapitre 4).

$$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.80 ± 0.03	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.80 ± 0.03
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	6.71 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	6.71 ± 0.10
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.04 ± 0.00	7.23 ± 0.09	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.27 ± 0.09
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.03 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.65 ± 0.04	0.31 ± 0.01	1.99 ± 0.04
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.11 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.20 ± 0.01	5.48 ± 0.08	5.79 ± 0.08
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.11 ± 0.00	0.94 ± 0.01	1.02 ± 0.01	0.28 ± 0.01	0.82 ± 0.01	3.16 ± 0.02
b.d.f.	0.61 ± 0.17	0.57 ± 0.37	2.45 ± 0.44	2.14 ± 0.27	0.71 ± 0.29	6.48 ± 0.72
SM	0.73 ± 0.17	1.50 ± 0.37	3.47 ± 0.44	2.42 ± 0.27	1.53 ± 0.29	9.64 ± 0.72
observés	0	1	2	2	2	7

TAB. B.1 – Efficacités et événements observés et attendus à 183 GeV.

$$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	1.22 ± 0.04	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.23 ± 0.04
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.90 ± 0.11	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.90 ± 0.11
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.01 ± 0.00	0.06 ± 0.01	13.58 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	13.65 ± 0.14
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.14 ± 0.01	0.00 ± 0.00	6.33 ± 0.08	1.25 ± 0.03	7.72 ± 0.09
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.14 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.25 ± 0.01	6.93 ± 0.09	7.32 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	1.35 ± 0.03	8.72 ± 0.09	15.17 ± 0.13	8.57 ± 0.09	8.18 ± 0.09	41.99 ± 0.20
b.d.f.	1.35 ± 0.40	1.58 ± 1.12	14.04 ± 1.42	27.52 ± 0.83	4.88 ± 0.84	49.35 ± 2.20
SM	2.69 ± 0.40	10.30 ± 1.13	29.20 ± 1.43	36.09 ± 0.83	13.06 ± 0.84	91.34 ± 2.21
observés	2	12	28	31	14	87

TAB. B.2 – Efficacités et événements observés et attendus à 189 GeV.

$$\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	1.20 ± 0.04	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.24 ± 0.04
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.98 ± 0.11	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.98 ± 0.11
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.05 ± 0.00	13.65 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	13.70 ± 0.15
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.16 ± 0.01	0.00 ± 0.00	6.76 ± 0.09	1.31 ± 0.03	8.23 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.13 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.26 ± 0.01	7.08 ± 0.10	7.47 ± 0.10
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.27 ± 0.01	1.76 ± 0.02	3.01 ± 0.03	1.82 ± 0.02	1.67 ± 0.02	8.53 ± 0.04
b.d.f.	0.27 ± 0.09	0.58 ± 0.34	2.58 ± 0.39	5.31 ± 0.25	0.93 ± 0.25	9.67 ± 0.63
SM	0.54 ± 0.09	2.34 ± 0.34	5.60 ± 0.39	7.13 ± 0.25	2.60 ± 0.25	18.20 ± 0.63
observés	1	2	5	12	0	20

TAB. B.3 – Efficacités et événements observés et attendus à 192 GeV.

$$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	1.07 ± 0.04	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.11 ± 0.04
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.73 ± 0.11	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.73 ± 0.11
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.04 ± 0.00	13.24 ± 0.14	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	13.28 ± 0.14
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.18 ± 0.01	0.00 ± 0.00	7.06 ± 0.09	1.35 ± 0.03	8.59 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.12 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.26 ± 0.01	7.00 ± 0.09	7.38 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.74 ± 0.02	5.37 ± 0.06	9.37 ± 0.08	6.05 ± 0.06	5.22 ± 0.05	26.76 ± 0.13
b.d.f.	0.58 ± 0.23	1.00 ± 1.01	7.79 ± 1.20	17.10 ± 0.76	2.72 ± 0.78	29.19 ± 1.92
SM	1.32 ± 0.23	6.37 ± 1.01	17.16 ± 1.20	23.15 ± 0.77	7.94 ± 0.78	55.94 ± 1.92
observés	1	4	16	30	6	57

TAB. B.4 – Efficacités et événements observés et attendus à 196 GeV.

$$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.99 ± 0.03	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	1.00 ± 0.03
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.40 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.40 ± 0.10
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.03 ± 0.00	12.45 ± 0.13	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	12.48 ± 0.13
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.15 ± 0.01	0.00 ± 0.00	7.27 ± 0.09	1.41 ± 0.03	8.83 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.12 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.25 ± 0.01	6.79 ± 0.09	7.16 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.84 ± 0.02	6.12 ± 0.06	10.32 ± 0.09	7.29 ± 0.07	5.96 ± 0.06	30.53 ± 0.15
b.d.f.	0.49 ± 0.30	1.09 ± 1.23	8.29 ± 1.39	18.91 ± 0.88	3.11 ± 0.90	31.89 ± 2.26
SM	1.33 ± 0.30	7.21 ± 1.23	18.61 ± 1.39	26.20 ± 0.88	9.07 ± 0.90	62.42 ± 2.26
observés	0	8	20	23	8	59

TAB. B.5 – Efficacités et événements observés et attendus à 200 GeV.

$$\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$$

$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.96 ± 0.03	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.96 ± 0.03
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.20 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.20 ± 0.10
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.03 ± 0.00	12.16 ± 0.13	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	12.19 ± 0.13
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.16 ± 0.01	0.00 ± 0.00	7.37 ± 0.09	1.37 ± 0.03	8.90 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.12 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.26 ± 0.01	6.70 ± 0.09	7.08 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.40 ± 0.01	2.98 ± 0.03	5.06 ± 0.04	3.70 ± 0.04	2.98 ± 0.03	15.12 ± 0.07
b.d.f.	0.29 ± 0.16	0.50 ± 0.44	4.03 ± 0.61	9.26 ± 0.38	1.46 ± 0.36	15.55 ± 0.93
SM	0.69 ± 0.16	3.48 ± 0.44	9.09 ± 0.61	12.96 ± 0.38	4.44 ± 0.36	30.67 ± 0.93
observés	0	4	9	7	3	23

TAB. B.6 – Efficacités et événements observés et attendus à 202 GeV.

$\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$						
$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.93 ± 0.03	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.93 ± 0.03
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	7.01 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	7.01 ± 0.10
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.02 ± 0.00	11.49 ± 0.12	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	11.51 ± 0.12
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.16 ± 0.01	0.00 ± 0.00	7.25 ± 0.09	1.42 ± 0.03	8.83 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.11 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.23 ± 0.01	6.56 ± 0.09	6.90 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	0.77 ± 0.02	5.87 ± 0.06	9.68 ± 0.09	7.33 ± 0.07	5.79 ± 0.06	29.43 ± 0.14
b.d.f.	0.32 ± 0.18	1.18 ± 1.01	7.26 ± 1.32	17.32 ± 0.84	2.73 ± 0.79	28.81 ± 2.03
SM	1.09 ± 0.19	7.05 ± 1.01	16.93 ± 1.32	24.64 ± 0.85	8.52 ± 0.79	58.24 ± 2.03
observés	1	8	20	25	9	63

TAB. B.7 – Efficacités et événements observés et attendus à 205 GeV.

$\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$						
$\varepsilon * BR (\%)$	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.91 ± 0.03	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.91 ± 0.03
$l^+l^-X\bar{X}$	0.00 ± 0.00	6.85 ± 0.10	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	6.85 ± 0.10
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	0.00 ± 0.00	0.02 ± 0.00	11.29 ± 0.12	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	11.31 ± 0.12
$q\bar{q}q'\bar{q}'$	0.00 ± 0.00	0.17 ± 0.01	0.00 ± 0.00	7.28 ± 0.09	1.36 ± 0.03	8.81 ± 0.10
$b\bar{b}q\bar{q}$	0.00 ± 0.00	0.12 ± 0.01	0.00 ± 0.00	0.23 ± 0.01	6.45 ± 0.06	6.80 ± 0.09
attendus	$l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$l^+l^-X\bar{X}$	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q'\bar{q}'$	$b\bar{b}q\bar{q}$	Σ
$\mathcal{NC}2$	1.24 ± 0.03	9.42 ± 0.10	15.55 ± 0.14	12.22 ± 0.12	9.63 ± 0.10	48.07 ± 0.24
b.d.f.	0.60 ± 0.47	1.40 ± 1.45	12.23 ± 1.88	27.35 ± 1.29	4.29 ± 1.22	45.87 ± 3.00
SM	1.84 ± 0.48	10.82 ± 1.45	27.78 ± 1.89	39.57 ± 1.30	13.92 ± 1.22	93.94 ± 3.01
observés	2	8	30	40	16	96

TAB. B.8 – Efficacités et événements observés et attendus à 207 GeV.

Annexe C

Monte Carlo WW utilisés aux différentes énergies

Dans cette annexe, Tables C.1 à C.8, sont détaillées les différentes statistiques Monte Carlo utilisées à chaque énergie pour l'analyse des éléments de matrice densité et des sections efficaces polarisées WW , les générateurs utilisés étant ceux décrits dans le chapitre 3. N_{gen}/N_{att} donne le rapport statistique entre le nombre d'événements générés et le nombre d'événements attendus. N_{sel}/N_{gen} donne l'efficacité totale de sélection d'un événement, c'est à dire le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés et générés, pour l'analyse décrite au chapitre 7. L'efficacité au signal n'est que de l'ordre de 24%, contrairement aux 85% énoncés Table 7.3, car le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ indiqué ci-dessous prend en compte tous les canaux de désintégration de la paire de W et pas seulement le canal semi-leptonique e, μ .

Les différents Monte Carlo qui ont été utilisés pour les processus décrits dans les Tables suivantes sont, d'après le chapitre 3 :

- Kww pour W^+W^-
- PZZNC8 pour ZZ
- PZe pour Ze^+e^-
- ZNNB pour $Z\nu\bar{\nu}$
- BHWIDE pour $e^+e^-(\gamma)$
- KK2f pour $\mu^+\mu^-(\gamma)$, $\tau^+\tau^-(\gamma)$ et $q\bar{q}(\gamma)$
- PHOT02 pour $\gamma\gamma \rightarrow X\bar{X}$

$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1000 k	16.604 ± 0.025	1060	24.46
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	1.887 ± 0.004	1865	0.80
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	7.866 ± 0.013	447	0.19
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.010 ± 0.000	88010	0.50
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1020 k	1029.242 ± 0.251	17	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	9.928 ± 0.004	532	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	8.882 ± 0.007	198	0.02
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	110.532 ± 0.069	318	0.05
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	200 k	172.962 ± 0.636	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	200 k	170.142 ± 0.374	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	200 k	91.441 ± 0.193	38	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1000 k	1687.013 ± 1.723	10	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	83.089 ± 0.276	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	300 k	251.759 ± 0.452	21	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.262 ± 0.008	349	0.02

TAB. C.1 – Statistique Monte Carlo utilisée à 183 GeV.

 $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	17.712 ± 0.026	389	24.34
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.176 ± 0.005	528	0.85
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.011 ± 0.013	143	0.24
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.011 ± 0.000	26092	0.59
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	965.707 ± 0.133	18	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	9.222 ± 0.004	187	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	8.228 ± 0.006	70	0.02
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	101.532 ± 0.063	113	0.05
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	600 k	175.513 ± 0.349	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	600 k	173.583 ± 0.216	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	600 k	93.897 ± 0.108	37	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	2500 k	1716.004 ± 1.100	8	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	300 k	84.054 ± 0.160	21	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	500 k	257.736 ± 0.268	20	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	50 k	1.289 ± 0.006	223	0.03

TAB. C.2 – Statistique Monte Carlo utilisée à 189 GeV.

$\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.084 ± 0.027	2294	23.93
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.257 ± 0.005	3063	0.76
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.112 ± 0.013	852	0.16
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.012 ± 0.000	144061	0.53
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1000 k	936.269 ± 0.225	37	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	8.913 ± 0.004	1164	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.960 ± 0.006	434	0.01
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	97.543 ± 0.060	709	0.04
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	100 k	177.014 ± 0.950	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	100 k	175.412 ± 0.562	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	100 k	95.745 ± 0.297	36	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	500 k	1727.157 ± 2.541	10	0
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	50 k	86.049 ± 0.445	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	150 k	261.205 ± 0.660	20	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.285 ± 0.009	673	0.02

TAB. C.3 – Statistique Monte Carlo utilisée à 192 GeV.

 $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1300 k	18.449 ± 0.027	883	23.79
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.318 ± 0.006	1081	0.80
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.199 ± 0.013	306	0.17
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.013 ± 0.000	48176	0.59
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	899.399 ± 0.124	42	0.00
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	350 k	8.529 ± 0.004	514	0.00
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.590 ± 0.006	165	0.01
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	92.656 ± 0.057	270	0.04
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	300 k	180.079 ± 0.525	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	300 k	177.090 ± 0.315	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	300 k	96.493 ± 0.160	39	300000
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1750.608 ± 1.457	11	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	150 k	86.208 ± 0.236	22	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	263.303 ± 0.417	19	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.343 ± 0.007	233	0.02

TAB. C.4 – Statistique Monte Carlo utilisée à 196 GeV.

$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1150 k	18.713 ± 0.027	712	23.62
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.348 ± 0.006	987	0.90
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.321 ± 0.014	279	0.16
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.015 ± 0.000	38626	0.56
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	864.173 ± 0.119	40	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	8.147 ± 0.004	427	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.254 ± 0.006	160	0.01
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	88.141 ± 0.054	263	0.04
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	300 k	182.186 ± 0.529	19	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	300 k	180.008 ± 0.319	19	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	300 k	97.824 ± 0.163	36	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1769.490 ± 1.482	10	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	175 k	86.962 ± 0.212	23	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	265.864 ± 0.408	17	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.370 ± 0.008	211	0.02

TAB. C.5 – Statistique Monte Carlo utilisée à 200 GeV.

 $\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.809 ± 0.027	1520	23.50
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.350 ± 0.006	2027	0.94
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.361 ± 0.014	570	0.20
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.016 ± 0.000	74440	0.56
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	1000 k	846.525 ± 0.204	28	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.964 ± 0.004	897	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	7.0956 ± 0.006	336	0.00
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	85.919 ± 0.053	554	0.04
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	200 k	185.177 ± 0.674	26	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	200 k	182.185 ± 0.410	26	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	200 k	98.273 ± 0.205	48	0
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1000 k	1773.812 ± 1.806	13	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	100 k	87.099 ± 0.300	27	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	300 k	267.405 ± 0.476	27	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.357 ± 0.008	439	0.03

TAB. C.6 – Statistique Monte Carlo utilisée à 202 GeV.

$\sqrt{s} = 205 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1200 k	18.928 ± 0.027	777	23.37
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.348 ± 0.006	1043	1.03
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.423 ± 0.014	291	0.23
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.017 ± 0.000	36025	0.56
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3000 k	819.347 ± 0.113	45	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.690 ± 0.003	478	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	$6.8430.005 \pm$	179	0.01
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	82.551 ± 0.051	297	0.05
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	300 k	187.001 ± 0.550	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	300 k	183.885 ± 0.326	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	300 k	99.605 ± 0.168	37	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	1500 k	1786.523 ± 1.501	10	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	150 k	88.353 ± 0.240	21	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	270.101 ± 0.413	18	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.381 ± 0.008	222	0.01

TAB. C.7 – Statistique Monte Carlo utilisée à 205 GeV.

 $\sqrt{s} = 207 \text{ GeV}$

processus	# générés	section efficace (pb)	N_{gen}/N_{att}	$N_{sel}/N_{gen} (\%)$
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	1150 k	18.966 ± 0.027	454	23.34
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	200 k	2.340 ± 0.006	639	1.04
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	200 k	8.472 ± 0.014	177	0.23
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	50 k	0.017 ± 0.000	22006	0.60
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	3200 k	806.830 ± 0.108	30	0
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	300 k	7.562 ± 0.003	297	0
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	100 k	6.743 ± 0.005	111	0.02
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	2000 k	81.003 ± 0.050	263	0.05
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	500 k	187.782 ± 0.416	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	500 k	184.387 ± 0.254	20	0
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	500 k	100.162 ± 0.129	37	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$	2000 k	1794.782 ± 1.305	8	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow s\bar{s}$	175 k	88.539 ± 0.208	17	0
$\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$	400 k	271.761 ± 0.323	19	0.00
$\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$	25 k	1.410 ± 0.008	133	0.03

TAB. C.8 – Statistique Monte Carlo utilisée à 207 GeV.

Annexe D

La véritable interprétation des résultats

Afin de bien pouvoir saisir la portée intrinsèque de tout résultat publié, il n'est pas inutile de rappeler à la communauté scientifique certaines définitions très usitées¹ :

It has long been known = I haven't bothered to look up the reference

It may be shown that = I don't understand the theory

It is believed = I think

It is generally believed = Somebody else told me so

It is not unreasonable to assume = If you believe this, you'll believe anything

Of great theoretical importance = I find it interesting

Of great practical importance = I can get some mileage out of it

Typical results are shown = The best results are shown

Melting sharply at 72° = Melting point 65° – 79° with decomposition

3 samples were chosen for further study = The others didn't make sense, so we ignored them

The 4 hour sample was not studied = I dropped it on the floor

The 4 hour determination may not be significant = I dropped it on the floor, but scooped most of it up

The significance of these results is unclear = Look at the pretty artifact

It has not been possible to provide definitive answers = The experiment was negative, but at least I can publish the data somewhere

Correct within an order of magnitude = Wrong

It might be argued that = I have such a good answer for this objection that I shall now raise it

Much additional work is needed = This paper is not very good, but neither are all the others in this miserable field

These investigations proved highly rewarding = My grant is going to be renewed

I thank X for assistance with the experiments and Y for useful discussions = X did the experiments and Y explained them to me

¹Les citations sont données dans la langue originale de publication des articles scientifiques.

Bibliographie

- [1] Francis HALZEN and Alan D. MARTIN. *Quarks and Leptons, An introductory course in modern particle physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [2] Ta-Pei CHENG and Ling-Fong LI. *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*. Oxford University Press, 1984.
- [3] Elliot LEADER and Enrico PREDAZZI. *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 1996. 2 volumes.
- [4] Michio KAKU. *Quantum Field Theory, A modern introduction*. Oxford University Press, 1993.
- [5] Steven WEINBERG. *The Quantum Theory of Fields*. Cambridge University Press. 3 volumes : Foundations and Modern Applications (1995), and Supersymmetry (2000).
- [6] S. WEINBERG. *Phys. Rev. Lett.* 19, 1967.
- [7] G. 'T HOOFT. Renormalization of Gauge Theories. *hep-th/9812203*, 1999.
- [8] The LEP Collaborations and The LEP Electroweak Working Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. *LEPEWWG/2002-01*, 2002.
- [9] The LEP Collaborations and The LEP Working Group for Higgs Boson Searches. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *LHWG/2002-01*, 2002.
- [10] Kenneth LANE. Two Lectures on Technicolor. *hep-ph/0202255*, 2002.
- [11] Julius WESS and Jonathan BAGGER. *Supersymmetry and Supergravity*. Princeton University Press, 1992. 2nd edition.
- [12] Joint LEP2 SUSY Working Group. <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy>.
- [13] Michio KAKU. *Strings, Conformal Fields and M-Theory*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer, 2000.
- [14] I. BARS. 2T-Physics 2001. *hep-th/0106021*, 2001.
- [15] L. RANDALL and R. SUNDRUM. An Alternative to Compactification. *Phys. Rev. Lett.* 83, pages 4690–4693, 1999.
- [16] N. ARKANI-HAMED, S. DIMOPOULOS and G. DVALI. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. *Phys. Lett. B* 249, 1998.
- [17] LEP Design Report. Vol.1 : The LEP injector chain, Vol.2 : The LEP main ring, Vol.3 : LEP2. *CERN-LEP/TH/83-29*, *CERN-LEP/84-01*, *CERN-AC/96-01*, 1983, 1984 and 1996.
- [18] C. BOWDERY et al. (The ALEPH Collaboration). *The 1995 ALEPH HANDBOOK*. CERN, Geneva, Switzerland, 1995 and 1997. 2 volumes.

- [19] Job to Understand Lep Interactions in Aleph - JULIA users guide. *ALEPH 90-115/SOFTWR 90-011*.
- [20] D. BUSKULIN et al. (The ALEPH Collaboration). Performance of the ALEPH detector at LEP. *Nucl. Instr. Meth. A360*, page 481, 1995.
- [21] W. BARTEL et al. (The JADE Collaboration). Experimental studies on multi-jet production in e^+e^- annihilation at PETRA energies. *Z. Phys. C33*, page 23, 1986.
- [22] S. CATANI et al. New Clustering Algorithm for Multi-Jet Cross Sections in e^+e^- Annihilation. *Phys. Lett. B269*, page 432, 1991.
- [23] T. SJÖSTRAND. *Comp. Phys. Commun. 82*, page 74, 1994.
- [24] M. SKRZYPEK, S. JADACH, B.F.L. WARD and Z. WAS. Monte Carlo program KORALW 1.02 for W-pair production at LEP2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation. *Comp. Phys. Commun. 94*, page 216, 1996.
- [25] Minami-Tateya coll. Brief manual of GRACE system ver. 2.0/ β . *KEK Report 95-126*, 1995.
- [26] D. YENNIE, S. FRAUTSCHI and H. SUURA. The infrared divergence phenomena and high-energy processes. *Ann. Phys. 13*, page 379, 1961.
- [27] S. AMBROSANIO and B. MELE. *Nucl. Phys. B374*, page 3, 1992.
- [28] S. JADACH, B.F.L. WARD and Z. WAS. The precision monte carlo event generator *kk* for two-fermion final states. *hep-ph/9912214*, 1999.
- [29] S. JADACH et al. Event generators for Bhabha scattering. *Physics at LEP2, Yellow Report CERN 96-01*, page 229, 1996. vol. 2.
- [30] D. BUSKULIN et al. (The ALEPH Collaboration). A Direct Measurement of the Invisible Width of the Z from Single Photon Counting. *Phys. Lett. 313*, page 509, 1993.
- [31] T. SJÖSTRAND. High-Energy Physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comp. Phys. Commun. 82*, page 74, 1994.
- [32] G. MARCHESINI et al. HERWIG : A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission with interfering gluons Version 5.1. *Comp. Phys. Commun. 67*, page 465, 1992.
- [33] L. LÖNNBLAD. ARIADNE Version 4 : A program for simulation of QCD cascades implementing the colour dipole model. *Comp. Phys. Commun. 71*, page 15, 1992.
- [34] R. BARATE et al. (The ALEPH Collaboration). Studies of QCD with the ALEPH detector. *Phys. Rep. 294*, page 1, 1998.
- [35] E. BARBIERO and Z. WAS. PHOTOS : A universal Monte Carlo for QED radiative corrections Version 2.0. *Comp. Phys. Commun. 79*, page 291, 1994.
- [36] *GEANT, Detector and Simulation Tool*. CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993.
- [37] B. BLOCH-DEVAUX et al. KINGAL users guide. *ALEPH 97-53*, 1988.
- [38] GALEPH users guide. *ALEPH 88-119*, 1998.
- [39] J. ALCARAZ, M.A. FALAGÀN and E. SÀNCHEZ. Anomalous gauge boson couplings in the e^+e^- process. *hep-ph/9812435*, 1998.

- [40] K. HAGIWARA, K. HIKASA, R.D. PECCEI, and D. ZEPPENFELD. *Nucl. Phys. B*282, pages 253–307, 1987.
- [41] R. BARATE et al. (The ALEPH Collaboration). Measurement of the $e^+e^- \rightarrow ZZ$ production cross section at centre-of-mass energies of 183 and 189 gev. *Phys. Lett. B*469, pages 287–302, 1999.
- [42] D. DRIJARD, W.T. EADIE et al. *Statistical Methods in Experimental Physics*. North Holland.
- [43] F. JAMES and M. ROOS. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*. CERN Program Library Long Writeup D506, 1988. Version 94.1.
- [44] D.E. GROOM et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. Jour. C*15, 2000.
- [45] M. W. GRÜNEWALD et al. *hep-ph/0005309*, 2000.
- [46] S. JADACH, W. PLACZEK and B.F.L. WARD. *Phys. Rev. D*56, page 6939, 1997.
- [47] R. BARATE et al. (The ALEPH Collaboration). Measurement of W-pair production in e^+e^- collisions at 189 GeV. *Phys. Lett. B*484, pages 205–217, 2000.
- [48] A. BONISSENT et al. (The ALEPH Collaboration). On Z peak calibration data throughout the LEP2 running. *ALEPH 98-024, SOFTWR 98-001*, 1998.
- [49] R. BARATE et al. (The ALEPH Collaboration). *Phys. Lett. B*401, page 347, 1997.
- [50] A. VAN LYSEBETTEN. *Contribution to the study of the Triple Gauge Boson Couplings in fully hadronic WW final states at LEP2*. PhD thesis, 2001. Vrije Universiteit Brussel, Faculteit van De Wetenschappen.
- [51] G.J. GOUNARIS, J. LAYSSAC, and F.M. RENARD. Addendum to Off-shell structure of the anomalous Z and γ self-couplings. *hep-ph/0005269*, 2001.
- [52] The LEPEW Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/4f/>, 2002.
- [53] M. BILENKY, J.L. KNEUR, F.M. RENARD, and D. SCHILDKNECHT. Trilinear Couplings among the Electroweak Vector Bosons and their Determination at LEP2. *Nucl. Phys. B*409, pages 22–68, 1993.
- [54] G.J. GOUNARIS, J. LAYSSAC, G. MOULTAKA and F.M. RENARD. *Int. Jour. Mod. Phys. A*8, page 3285, 1993.
- [55] G.J. GOUNARIS, D. SCHILDKNECHT, and F.M. RENARD. *Phys. Lett. B*263, page 291, 1991.
- [56] The ALEPH Collaboration. Measurement of W-pair production and W branching ratios in e^+e^- collisions up to 208 GeV. *ALEPH/2001-013*, 2001.
- [57] G. LEIBENGUTH. *Measurement of the W boson mass with the ALEPH detector*. PhD thesis, 2002. Faculties for Natural Sciences and Mathematics, University of Heidelberg.
- [58] E. THOMSON. *Measurement of the W boson mass from $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow lvq\bar{q}$ events with the ALEPH detector*. PhD thesis, 1998. Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow.
- [59] J.P. COUCHMAN. *A Measurement of the triple gauge boson couplings and W boson polarisation in W-pair production at LEP2*. PhD thesis, 2000. University College London.

- [60] D. FAYOLLE (The ALEPH Collaboration). The $e^+e^- \rightarrow ZZ$ Production. *ALEPH/2002-xxx*, 2002. Note en préparation.
- [61] H. LI (The ALEPH Collaboration). *ALEPH/2001-006 - CONF/2001-003*, 2001.
- [62] The DELPHI Collaboration. *DELPHI/2002-056 - CONF/590*, 2002.
- [63] The L3 Collaboration. *L3 Note 2641*, 2001.
- [64] The OPAL Collaboration. Study of Z pair production and anomalous couplings in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ between 190 and 209 GeV. *OPAL PN482*, 2001.
- [65] The Working Group on Photon and Weak Boson Production. Tevatron Run II. *hep-ph/0005226*, 2000.
- [66] D. FAYOLLE. *Communication privée*.
- [67] D. FAYOLLE, J. JOUSSET, and B. TROCME (The ALEPH Collaboration). Limits on anomalous neutral gauge couplings using data from ZZ and $Z\gamma$ production between 183-208 GeV. *ALEPH/2001-061 - CONF/2001-041*, 2001.
- [68] The DELPHI Collaboration. Study of trilinear gauge boson couplings ZZZ , $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$. *DELPHI/2001-097 - CONF/525*, 2001.
- [69] The L3 Collaboration. Z Boson pair production at LEP. *L3 Note 2696*, 2001.
- [70] The LEPEW Working Group. Combined preliminary results of electroweak gauge boson couplings measurements by the LEP experiments. *LEPEWWG/TGC/2001-03*, 2001.
- [71] G.J. GOUNARIS, J. LAYSSAC, and F.M. RENARD. Off-shell structure of the anomalous Z and γ self-couplings. *hep-ph/0005269*, 2000.
- [72] J. ALCARAZ. On the experimental effect of the off-shell structure in anomalous neutral triple gauge vertices. *L3 Internal Note 2722*, 2001.
- [73] F.M. RENARD. La physique des bosons de jauge au Tevatron et au LHC. *PM/98-21 - Cours Ecole de GIF 98*, 1998.
- [74] The OPAL Collaboration. Measurement of W boson polarisations and CP-violating triple gauge couplings from W^+W^- production at LEP. *CERN-EP/2000-13*, 2000.
- [75] C. DE CLERCQ and A. VAN LYSEBETTEN. Spin density matrix analysis of the reaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at 189 GeV. *DELPHI/2001-098 - CONF/526*, 2001.
- [76] The L3 Collaboration. Spin density matrix analysis in W -pair production at $\sqrt{s} = 189$ GeV. *L3 Note 2752*, 2002.

“Prolegomena to any future study on gauge bosons that will come forward as complete”

Abstract

The start of LEP2 at energies in the centre of masse above the W -pair production threshold, has made possible for the first time to test the least bounded sector of the Standard Model, the bosonic sector.

This thesis consists in three strong measurements of the validity of the Standard Model using the whole LEP2 data set recorded by the ALEPH detector :

- The measurement of the ZZ cross section through the five visible decay channels of the Z -pair.
- The measurement of the anomalous neutral gauge couplings in the ZZ final state. These couplings are forbidden in the Standard Model and their existence would be the sign of a New Physics. The information on the cross section as well as the angular distribution of the Z is used to extract them.
- The measurement of the longitudinal and transverse polarised states of the W bosons through the W^+W^- production in the semi-leptonic channel. The spin density matrix method is used because it introduces a “model independent” framework.

No deviation is observed with respect to the Standard Model predictions.

Keywords :

ALEPH
Cross section
Gauge bosons
LEP2
Neutral gauge couplings
Polarisation
Standard Model

Résumé

La phase LEP2, à des énergies supérieures au seuil de production des paires de W et de Z , a permis l'étude du secteur le moins contraint du Modèle Standard, le secteur des bosons de jauge.

Le travail de cette thèse, en utilisant l'ensemble des données de LEP2 enregistrées par le détecteur ALEPH, consiste en trois mesures fortes sur la validité de ce Modèle Standard :

- La mesure de la section efficace ZZ à travers les cinq canaux visibles de désintégration de la paire de Z . La faible statistique associée à la production de paires de Z en fait un processus délicat à discriminer.
- La mesure des couplages anomaux neutres dans l'état final ZZ . Ces couplages sont interdits dans le Modèle Standard et leur présence serait signe d'une Physique Nouvelle. Leur extraction utilise l'information sur la section efficace et l'angle de production du Z .
- La mesure des états de polarisation longitudinal et transverse des bosons W à travers la production W^+W^- dans le canal semi-leptonique. L'extraction se fait à partir de la matrice densité de spin ce qui permet d'obtenir des résultats indépendants du modèle utilisé pour décrire le phénomène.

Les résultats obtenus dans ces trois domaines de mesure ne présentent pas de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Mots clés :

ALEPH
Bosons de jauge
Couplages anomaux neutres
LEP2
Modèle Standard
Polarisation
Section efficace