



HAL
open science

Mesure des couplages γWW et ZWW dans ALEPH et au LEP

Stéphane Jézéquel

► **To cite this version:**

Stéphane Jézéquel. Mesure des couplages γWW et ZWW dans ALEPH et au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2005. tel-00008796

HAL Id: tel-00008796

<https://theses.hal.science/tel-00008796>

Submitted on 16 Mar 2005

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

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

LAPP-H-2005/01

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Synthèse de travaux scientifiques

pour obtenir

Habilitation à Diriger des Recherches
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE

Spécialité : Physique des particules

par

Stéphane Jézéquel

SUJET :

Mesure des couplages γ_{WW} et Z_{WW}
dans ALEPH et au LEP

Soutenue le 8 Mars 2005 devant la commission d'examen

J. Colas

P. Lutz *rapporteur*

J.-P. Martin *rapporteur*

B. Pietrzyk

R. Tenchini *rapporteur*

Table des matières

1	Activités antérieures aux travaux présentés dans ce mémoire	3
2	Introduction	7
3	La physique autour du boson W à LEP	11
3.1	Le Modèle Standard et les couplages ZWW et γWW	11
3.1.1	Symétries et invariances de jauge	11
3.1.2	Le Lagrangien électrofaible	12
3.1.3	Le Lagrangien effectif	15
3.1.4	Contributions virtuelles aux couplages	19
3.1.5	Les couplages anormaux aux collisionneurs e^+e^-	19
3.1.6	Les couplages anormaux aux collisionneurs hadroniques	21
3.1.7	Mesures des couplages avant LEP2	21
3.2	Production de paires de bosons W à LEP2	22
3.2.1	Production sur couche de masse	22
3.2.2	Largeurs partielles et rapports de branchement du boson W	27
3.2.3	Les corrections aux calculs à l'arbre	28
3.3	Production de W unique	30
3.3.1	Calculs à l'arbre	31
3.3.2	Corrections radiatives	34
3.4	Production de bruits de fond au boson W	36
4	L'expérience ALEPH auprès du LEP	39
4.1	L'accélérateur LEP	39
4.2	Le détecteur ALEPH	42
4.2.1	Vue générale	43
4.2.2	Les détecteurs de traces	43
4.2.3	Les calorimètres	45
4.2.4	Simulation du détecteur et traitement des données	46
4.3	Outils d'analyse pour le groupe W d'ALEPH	48
4.3.1	Gestion des lots d'événements simulés	48
4.3.2	Outils communs d'analyse au groupe W	49

5	Mesure de la section efficace de production de W unique	51
5.1	Mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ avec le détecteur ALEPH	51
5.2	Mesures combinées de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ au LEP	54
6	Mesure des couplages ZWW et γWW	57
6.1	Sélection et reconstruction des événements W^+W^-	57
6.1.1	Sélection des événements WW pour la mesure de la section efficace	58
6.1.2	Sélection et reconstruction des événements WW pour la mesure des sections efficaces différentielles	62
6.2	Mesure des couplages dans l'expérience ALEPH	64
6.2.1	Sections efficaces totales et couplages	64
6.2.2	Section efficace différentielle et couplages	66
6.2.3	Erreurs systématiques	69
6.2.4	Résultats	72
6.3	Mesure des couplages avec les quatre expériences LEP	74
6.4	Prospectives auprès des collisionneurs hadroniques et e^+e^- . .	75
6.4.1	Tevatron	76
6.4.2	LHC	78
6.4.3	Collisionneurs e^+e^-	81

Chapitre 1

Activités antérieures aux travaux présentés dans ce mémoire

Ce mémoire présente les travaux que j'ai effectués au sein de la collaboration ALEPH (1996-2004). Pour être complet, je rappelle succinctement, dans ce chapitre, mes activités antérieures.

Entre 1990 et 1992, j'ai fait ma thèse au LAPP au sein du groupe L3 sur la mesure des oscillations des mésons $B_{d/s}^0$ à LEP1 [1] à partir des événements collectés en 1990 et 1991. Les événements hadroniques $b\bar{b}$ étaient sélectionnés en demandant, pour chacun des deux jets, la présence d'un lepton (électron ou muon) de haute impulsion transverse. La charge électrique du lepton étiquetait la charge du quark b au moment de sa désintégration. Le paramètre d'oscillation du méson B^0 était mesuré à partir du rapport des nombres d'événements avec paires de leptons de mêmes charges ou de charges opposées. Ce travail a servi de base à la publication, en 1993, de la mesure de ce paramètre [2].

Pour la partie technique de mon travail de thèse, j'ai introduit, dans le programme de simulation du détecteur L3, les deux bouchons du calorimètre électromagnétique. Ils étaient chacun constitués de 1536 cristaux de Germanate de Bismuth (BGO). Enfin, j'ai développé une méthode de sélection des électrons et de réjection des π^\pm à partir du développement latéral des gerbes dans le calorimètre électromagnétique. Avant ce développement, le critère d'électromagnéticité était basé sur le rapport des énergies déposées dans des matrices de cristaux 5×5 et 3×3 . Pour être plus efficace vis-à-vis des électrons proches de jets, j'ai construit une fonction de maximum de vraisemblance n'utilisant que l'information contenue dans la matrice 3×3 . Les paramètres de cette fonction ont été calculés à partir d'électrons collectés en faisceau-test entre 2 et 50 GeV.

Après ma thèse, entre 1993 et 1999, j'ai travaillé au sein de la collaboration RD3 puis ATLAS pour préparer la construction du calorimètre électromagnétique à Argon Liquide pour le futur collisionneur hadronique LHC du CERN. Cet objet est constitué d'absorbeurs et d'électrodes en forme accordéon. Cette géométrie permet d'extraire directement les signaux électriques sur les faces avant et arrière du détecteur sans introduire de zone inefficace.

Parmi les différents éléments du calorimètre, je me suis plus particulièrement intéressé aux électrodes. Leur composition (cuivre, kapton, colle) et leurs rôles sont décrits dans la note [3]. Je rappelle rapidement ces derniers :

- Amener une tension de 2 kV en vis-à-vis des absorbeurs qui sont reliés à la masse. Ainsi, il est créé un champs électrique de 1 kV/mm dans l'argon liquide pour faire dériver les électrons d'ionisation (et les ions Argon). Le temps de dérive des électrons est de l'ordre de 400 ns.
- Collecter le courant induit sur l'électrode par cette dérive pour ensuite l'amener à la chaîne de lecture électronique.

Enfin, la division en cellules des pistes de cuivre des électrodes définit la granularité du calorimètre. Il est segmenté en trois zones en profondeur, la première ayant une segmentation transversale fine pour faire de la séparation γ/π^0 et avoir un point de mesure angulaire précis (principalement pour la recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$).

En 1993, la collaboration GEM (calorimètre électromagnétique à krypton liquide auprès du SSC) avait validé la fabrication et le bon fonctionnement d'électrodes avec de petites cellules de moins de 1 cm de large dans le plan longitudinal η pour la première zone d'échantillonnage. Dans le cadre de la collaboration RD3, j'ai contribué au développement d'électrodes pouvant mesurer simultanément les directions longitudinales (η) et transverses (ϕ) tout en gardant le même nombre de canaux d'électroniques et une bonne réjection des π^0 ayant une impulsion transverse typique de 50 GeV/c. En 1994, j'ai suivi le design, la fabrication et l'installation de 48 de ces électrodes dans une partie du calorimètre RD3. Dans cette région, des électrons et des photons ont été collectés puis analysés. Les résultats publiés [4] ont montré que ces électrodes remplissaient les critères pour faire partie d'un calorimètre électromagnétique auprès du LHC. Toutefois, pour des raisons d'intégrations, la collaboration a fait le choix de prendre une segmentation fine uniquement en η .

Profitant de l'expérience acquise, j'ai contribué au choix des matériaux et au 'design' des électrodes finales du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS [5]. Dans un premier temps, nous avons décidé de regrouper les sept électrodes en deux dans le plan longitudinal parce que les jeux introduits entre chaque pièce induisent des zones inefficaces. Des électrodes de 2 m \times 1 m au lieu de 0,6 m \times 0,6 m (RD3) ont été fabriquées tout en s'assurant que les tolérances demandées (mieux que le millimètre) étaient tenues. Ce travail s'est terminé en 1997. Entre 1997 et 2002, de telles électrodes dont 4096 finalement installées, ont été produites dans l'industrie.

En parallèle, j'ai suivi la mise au point et la validation d'une machine à plier les électrodes [6]. Partant d'électrodes plates en provenance du fabricant, elle devait leur donner une forme 'accordéon' sans endommager les parties résistives (cassantes). Cette machine a plié un tiers des électrodes tonneau. Les 4096 électrodes ont été montées dans les 32 modules du tonneau entre 2000 et 2003([7]). L'ensemble du tonneau a subi des derniers tests électriques avant de descendre dans le puits ATLAS.

Bibliographie

- [1] S. Jézéquel, *Etude du canal $B \rightarrow e$ et mesure du paramètre de mélange $B^0\bar{B}^0$ avec le détecteur L3*, Thèse de Doctorat de l'Université de Savoie, LAPP-T-9202.
- [2] B. Adeva *et al.* L3 Collaboration *An improved measurement of $B^0\bar{B}^0$ mixing in Z^0 decays*, Phys. Let. **B288** (1992) 395.
- [3] B. Aubert, S. Jézéquel and C. Marin, *Raw material for signal electrodes* ATL-LARG-98-102
- [4] J. Colas, S. Jézéquel, B. Mansoulié, *Principles of a stereo preshower integrated in the accordion calorimeter*, Note ATLAS ATL-CAL-94-040; ATL-AC-PN-40;
A. Astbury *et al.*, RD3 Collaboration, *Test beam results of a stereo preshower integrated in the liquid argon accordion calorimeter*, Nucl. Instrum. and Methods **A411** (1998) 313.
- [5] The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group (B. Aubert *et al.*), *Development and Construction of Large Size Signal Electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter*, CERN-PH-EP/2004-019.
- [6] B. Aubert *et al.*, *Bending machine for ATLAS barrel electrodes* Note LAPP-KAPT-9804;
B. Aubert *et al.*, *Evolution of the bending process-June 2000*, Note LAPP-KAPT-2000-01.
- [7] The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group (B. Aubert *et al.*), *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0*, Nucl. Instrum. and Methods **A500** (2003) 178;
The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group (B. Aubert *et al.*), *Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter End-cap Module 0*, Nucl. Instrum. and Methods **A500** (2003) 202.

Chapitre 2

Introduction

Dans ce chapitre, je rappelle rapidement l'ensemble des mes activités dans la collaboration ALEPH et dans le groupe de travail du LEP sur les couplages entre bosons. Je résume ensuite le manuscrit.

Mes activités dans l'expérience ALEPH

J'ai débuté mon activité dans l'expérience ALEPH en 1996. Je me suis rapidement intéressé à la mesure directe des couplages pour les vertex ZWW et γ WW à partir des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. J'ai participé à la publication de leur mesure à partir des données d'ALEPH collectées en 1997 et 1998 (voir Annexe D). J'ai ensuite produit une partie des résultats pour les conférences des années 1999, 2000 et 2001. J'ai finalement été une des deux personnes qui ont fait la mesure finale d'ALEPH et écrit le papier correspondant (voir Annexe E). Pour les prochaines conférences d'hiver, ce résultat devrait être combiné avec les autres expériences LEP pour publier la mesure finale qui restera la plus précise au monde dans les prochaines années.

Pour extraire le maximum d'informations des données d'ALEPH pour les couplages chargés, j'ai repris, en plus de l'analyse des états finaux de paires de W, celle de la production de W unique ($e^+e^- \rightarrow W\nu_e$). Elle avait été initiée par un physicien d'ALEPH mais abandonnée. Pour pouvoir calculer les efficacités de sélection de ce type d'événements j'ai dû, tout d'abord, valider le générateur KoralW qui était le seul disponible dans ALEPH (voir Annexe A). Ensuite, j'ai mesuré la section efficace de production avec les données d'ALEPH aboutissant à la rédaction et la publication d'un papier (voir Annexe B). Ce dernier contient aussi la mesure de la section efficace totale de production $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma^*)e^+e^-$ (analyse faite par P. Spagnolo (Pise)). Cette mesure a été incluse dans les combinaisons LEP présentées à ICHEP04. Finalement, sa compatibilité avec les prédictions théoriques dans le cadre du Modèle Standard a été traduite en mesure du couplage du vertex γ WW et combinée avec le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

Entre 2000 et 2003, j'ai encadré la thèse de R. Brunelière dont le sujet central était la mesure des couplages ZWW et γ WW à partir des événements WW d'ALEPH. Il a participé à la production des résultats pour les

conférences des années 2000, 2001 et 2003 et, en parallèle, préparé la mesure finale pour ALEPH. Il a passé en revue l'ensemble des erreurs systématiques. En particulier, il a travaillé, en collaboration avec le groupe de théoriciens de Cracovie (Pologne), sur l'impact pour la mesure apparente des couplages du calcul des corrections radiatives $\mathcal{O}(\alpha)$. Les premières estimations de ces corrections sont apparues durant l'année 2000. Elles ont induit une baisse de 2% de la section efficace théorique de production de paires de W et une modification significative des distributions angulaires de production des bosons W . Grâce à ce calcul, l'incertitude théorique sur la section efficace s'est réduite de 2 à 0,5 %. Concernant les sections efficaces différentielles, nous avons publié, en 2002, une estimation de l'incertitude résiduelle de cette correction pour le couplage appelé λ_γ (voir Annexe C). Comme pour la section efficace totale, elle était basée sur la comparaison de deux approches théoriques appliquées à deux générateurs. Elle incluait aussi l'effet de variations 'raisonnables' de paramètres internes à chacun de ces générateurs. Avant ce travail, l'incertitude était prise comme égale à l'amplitude de la correction et était du même ordre que l'erreur statistique.

Dans le cadre des combinaisons LEP, il a aussi validé une méthode de combinaison des différents résultats en traitant correctement la contribution des erreurs systématiques corrélées entre expériences. A la fin de LEP, ces dernières n'étant plus négligeables devant l'erreur statistique, il n'était plus possible d'avoir un résultat correct avec les méthodes précédemment utilisées. Son travail de thèse s'est ensuite étendu à la reconstruction des particules dans le calorimètre électromagnétique en se concentrant sur les comparaisons entre données réelles et simulées. Il a mis en évidence les limites de la simulation rapide de gerbe électromagnétique par paramétrisation d'ALEPH. Un désaccord dans la multiplicité des amas secondaires reconstruits autour de la gerbe était observé, affectant significativement la mesure. Concernant la mesure de la masse du boson W qui est faite avec une précision meilleure que 10^{-4} , l'erreur systématique induite était de l'ordre de 10^{-3} . Comme il n'était pas envisageable, si près de la fin des analyses d'ALEPH (2002), de modifier et de valider une nouvelle simulation du calorimètre, il a défini des coupures pour supprimer ces amas mal décrits dans la simulation. Pour cela, il s'est basé sur les états finaux e^+e^- et $q\bar{q}$ produits à l'énergie du Z . Elles ont été utilisées pour calculer la masse du boson W d'ALEPH présentée à la conférence de Moriond 2003. En parallèle, il a étudié le canal $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ qui sert à valider les algorithmes de reconstruction employés pour la mesure de la masse du boson W .

Comme contribution générale au fonctionnement de l'expérience, j'ai été responsable, pour le groupe W d'ALEPH, du sous-groupe d'étude des générateurs autour du boson W entre 1996 et 1998. Naturellement, je suis devenu l'intermédiaire du groupe W avec le responsable de la production d'événements simulés d'ALEPH.

En parallèle, j'ai pris en charge avec D. Dufournaud (Ingénieur de Recherche Informatique du LAPP) la maintenance des logiciels de simulation et d'analyse d'ALEPH au Centre de Calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3). J'avais

aussi la responsabilité de produire une partie des événements simulés et de gérer leur transfert entre le CCIN2P3 et le CERN par l'intermédiaire de bandes magnétiques.

A partir de l'année 2000 a été mis en place par quelques personnes d'ALEPH (B. Bloch-Devaux (CEA Saclay), J. Boucrot (LAL) et A. Bonnissent (CPPM)) un système de production automatique d'événements simulés au CERN pour l'analyse finale d'ALEPH. Le but était de construire un outil nécessitant le minimum d'intervention humaine et offrant les fonctionnalités suivantes :

- Les valeurs possibles des différents paramètres sont introduites une fois pour toute par un expert.
- La personne chargée de la production ne fait que choisir parmi les paramètres proposés (générateur, énergie du centre de masse, masse du boson W ,...). Le nom des fichiers en sortie contient toute l'information sur les valeurs des paramètres de la production.
- Après validation de la production par un programme de contrôle, les événements stockés sur bande sont introduits automatiquement dans la base de données d'ALEPH et mis à disposition de l'ensemble de la collaboration.

Dans un premier temps, il avait été développé pour fonctionner au CERN. Pour ma part, j'ai enrichi cet outil pour qu'il puisse fonctionner au CCIN2P3 afin d'y générer des événements et les transférer au CERN sur une zone de stockage (Castor) par le réseau informatique. Ce travail a permis de produire 24% des événements en dehors du CERN (CCIN2P3, Pise et Munich).

Depuis 1999, en collaboration avec A. Ealet (CPPM), j'ai pris en charge la production de PAW ntuples utilisés par l'ensemble des analyses W d'ALEPH. Ces ntuples incluaient des informations directement utilisable pour la sélection et la reconstruction des états finaux W^+W^- et $W e \nu_e$. Il a fallu construire un code modulaire pour intégrer 'facilement' les nouveaux algorithmes apparus avec l'avancement des analyses. De plus, comme plusieurs centaines de ntuples étaient produits à chaque version de ce code, j'ai créé des outils simples de soumission et de vérification automatiques des productions.

A partir du printemps 2001, j'ai pris en charge avec A. Venturi (Pise) la coordination du groupe W d'ALEPH. Notre but final est d'amener à la publication des papiers sur la physique du boson W à partir des données collectées par ALEPH. Je me suis plus particulièrement concentré sur les mesures des sections efficaces et des couplages. Dans ce cadre, je suis aussi la combinaison des résultats d'ALEPH avec les autres expériences LEP et l'utilisation des résultats d'ALEPH dans le futur.

Résumé du document

Ce document présentera d'abord les ingrédients théoriques pour l'étude des canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$. On se concentrera plus particulièrement sur leurs sections efficaces totales et différentielles et leur relation

avec la mesure des couplages des vertex γWW et ZWW . Les Annexes A et C apparaîtront dans ce chapitre. Ensuite, le détecteur et la chaîne d'analyse seront présentées rapidement. Après, l'analyse menant à la mesure de la section efficace du canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ sera décrite en se basant sur la publication associée (annexe B). Enfin, la mesure des couplages utilisant les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ sera décrite en reprenant ou en complétant les publications faites par ALEPH (annexe D et E). Cette mesure sera finalement combinée avec les trois autres expériences LEP pour obtenir la meilleure précision. Ce résultat sera mis en perspective avec les précisions attendues auprès des collisionneurs actuels (Tevatron) et futurs (LHC et collisionneur e^+e^-).

Chapitre 3

La physique autour du boson W à LEP

3.1 Le Modèle Standard et les couplages ZWW et γWW

Les symétries étant la pierre angulaire de la théorie quantique des champs, le formalisme Lagrangien est utilisé en physique des particules: en effet, le Lagrangien ou 'action' qui décrit un certain type d'interaction (électromagnétique par exemple) est une fonction qui doit être invariante sous les symétries considérées. Toutefois, ce formalisme ne peut être confronté à des résultats expérimentaux que dans des cas triviaux. Ce problème est actuellement résolu par l'introduction de la théorie des perturbations. Si on rend l'amplitude des interactions 'petites', elles peuvent être écrites par une formule contenant une suite infinie de termes d'amplitudes décroissantes et tendant vers zéro. Il est alors possible de se restreindre aux calculs des premiers termes qui sont les moins difficiles à évaluer. Les termes restant d'ordre supérieur induiront une incertitude sur la prédiction théorique dont la valeur totale doit être estimée. Elle diminuera avec le calcul des termes suivants de la suite.

Dans les prochains chapitres, je vais décrire le cheminement logique qui nous amènera des symétries de jauge aux Lagrangiens effectifs et la liste des paramètres des couplages décrivant les vertex ZWW et γWW .

3.1.1 Symétries et invariances de jauge

En mécanique classique, l'invariance sous des transformations comme la translation dans l'espace et dans le temps ou la rotation entraînent la conservation de l'impulsion, de l'énergie ou du moment angulaire. En théorie des champs, la conservation de la charge électrique ou de couleur, par exemple, peut s'écrire comme une invariance sous une transformation de jauge. Toute théorie vérifiant cette invariance est appelée 'théorie de jauge'. Formellement, le Lagrangien appliqué à un champ $\psi(x)$ reste invariant suivant la transfor-

mation :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x). \quad (3.1)$$

avec α une phase qui peut être une fonction de x ou non.

Si cette phase α est constante, la transformation est appelée 'globale' sinon elle est 'locale'. Aujourd'hui, on décrit pratiquement l'ensemble des interactions dans l'univers avec ces théories de jauge. Par exemple, la théorie QCD qui décrit la phase perturbative des interactions fortes, est invariante sous le groupe de symétrie $SU(3)_c$. La théorie électrofaible, invariante sous le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, est un autre exemple qui sera développé dans les prochains paragraphes. Toutefois, l'interaction gravitationnelle n'a pas encore pu être décrite englobée dans une telle théorie.

3.1.2 Le Lagrangien électrofaible

La théorie électrofaible a été développée au cours des années 60 par S.Glashow [1], S. Weinberg [2] et A. Salam [3]. Elle décrit et unifie les interactions électromagnétique et faible. Elle est basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce dernier est le plus simple qui soit compatible avec les données expérimentales actuelles sur ce type d'interaction. La partie $SU(2)_L$ échange les fermions de chiralité gauche (L) à l'intérieur d'un doublet (partie supérieure du tableau 3.1) alors que les droits (R) sont des singulets donc invariants (partie inférieure du tableau 3.1). L'isospin faible T associé à ce groupe prend la valeur $1/2$ pour les doublets et 0 pour les singulets. Tous les fermions sont définis comme états propres de T_3 . Ils le sont aussi pour le groupe $U(1)_Y$ avec une hypercharge associée Y définie comme :

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (3.2)$$

où Q est la charge électrique du fermion.

Les valeurs des nombres quantiques électrofaibles des différents fermions sont résumés dans le tableau 3.1. La notation avec des indices 'prime' rappelle que les états propres de $SU(2)_L$ ne sont pas les mêmes que ceux de masse. Afin de relier les deux, il est nécessaire d'introduire la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa [4]. Différentes mesures [5] montrent que les termes diagonaux sont dominants. Les termes non-diagonaux entrent dans les études de violation de la symétrie CP.

Lors d'une transformation de jauge, les fermions gauches décrits par la fonction d'onde ψ_L et droits (ψ_R) se transforment comme :

$$\begin{aligned} \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)\cdot\mathbf{T} + i\beta(x)Y}\psi_L, \\ \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\beta(x)Y}\psi_R. \end{aligned} \quad (3.3)$$

L'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge locale entraîne l'introduction de deux dérivées covariantes

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu,$$

	T	T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	-1	0
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1	-1
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/3	2/3
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	1/3	-1/3
$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/3	2/3
$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	1/3	-1/3
e_R^-	0	0	-2	-1
μ_R^-	0	0	4/3	2/3
τ_R^-	0	0	-2/3	-1/3
u_R	0	0	4/3	2/3
c_R	0	0	-2/3	-1/3
t_R	0	0	-2/3	-1/3
d_R	0	0	-2/3	-1/3
s_R	0	0	-2/3	-1/3
b_R	0	0	-2/3	-1/3

TAB. 3.1 – Résumé des nombres quantiques électrofaibles pour les trois familles de quarks et leptons.

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (3.4)$$

pour les fermions gauches et droits respectivement. Cette dernière transformation utilise le fait que les matrices de Pauli $\vec{\tau}$ forment une représentation de $SU(2)_L$. Les termes g et g' sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. \vec{W}_μ est un vecteur représentant les trois champs de jauge associés aux générateurs du groupe $SU(2)_L$, alors que B_μ est l'unique champ de jauge de $U(1)_Y$. Les transformations de ces champs sont données par :

$$\begin{aligned} \vec{W}_\mu &\rightarrow \vec{W}_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{W}_\mu \times \vec{\alpha}(x), \\ B_\mu &\rightarrow B_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x). \end{aligned} \quad (3.5)$$

En reprenant tous ces points, on construit le Lagrangien électrofaible (\mathcal{L}_{EF}) qui est divisible en trois termes :

$$\mathcal{L}_{EF} = \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{YM}, \quad (3.6)$$

avec :

- Le premier terme \mathcal{L}_H permet de rendre les bosons W^\pm et Z massifs grâce au mécanisme de Higgs de brisure spontanée de symétrie. Dans ce but, le doublet de champs scalaires complexes Φ d'hypercharge $Y = 1$ dans un Lagrangien du type :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (3.7)$$

est introduit avec $V(\Phi) = \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi)$. On choisit $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$ pour que le minimum de $V(\Phi)$ se trouve en $|\Phi|^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2} \neq 0$, impliquant une valeur moyenne $|\langle \Phi \rangle|^2$ non nulle du champ dans le vide. Par un choix approprié de jauge, le doublet Φ peut s'écrire alors sous la forme

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

où le champ scalaire réel de Higgs apparaît. Lorsque cette paramétrisation de Φ est appliquée dans l'équation (3.7), les termes de masse suivants apparaissent :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H^{M_W, M_Z} = & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} g v \right)^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \right)^2 \left(W_\mu^3, B_\mu \right) \begin{pmatrix} g^2 & -g g' \\ -g g' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Cette équation relie les champs \vec{W}_μ et B_μ aux champs physiques W_μ^\pm , Z_μ et A_μ par les relations :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad (3.10)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

où l'angle de mélange faible θ_W vérifie :

$$g \cdot \sin \theta_W = g' \cdot \cos \theta_W = e, \quad (3.12)$$

avec e la charge électrique du positron.

- Le deuxième terme du Lagrangien contient les termes cinétiques relatifs aux fermions, les termes d'interactions entre bosons de jauge et fermions, et l'interaction de Yukawa entre fermions et champs scalaires

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L \\ & + \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \\ & - (G_1 \bar{L} \phi R + G_2 \bar{L} \phi_c R + \text{hermitien conjugué}), \end{aligned} \quad (3.13)$$

où L dénote un doublet de fermions gauches et R un singulet de fermion droit.

- Le troisième terme \mathcal{L}_{YM} est un Lagrangien du type Yang-Mills. Il contient les termes cinétiques des champs de jauge ainsi que leurs interactions entre eux. Il s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (3.14)$$

avec $\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$ et $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

En utilisant les définitions (3.10) et (3.11), le Lagrangien de Yang-Mills de l'équation (3.14) peut se diviser en trois composantes :

$$\mathcal{L}_{YM} = \mathcal{L}_{Kin} + \mathcal{L}_{TGC} + \mathcal{L}_{QGC} \quad (3.15)$$

- \mathcal{L}_{Kin} qui contient les termes cinématiques des bosons :

$$\mathcal{L}_{Kin} = -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \quad (3.16)$$

- \mathcal{L}_{TGC} qui contient les termes de couplages à trois bosons chargés (ZWW et γ WW) et s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{TGC} = & -ig(\cos\theta_W Z^\mu + \sin\theta_W A^\mu)[W_{\mu\nu}^-W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\nu}] \\ & -\frac{ig}{2}(\cos\theta_W Z^{\mu\nu} + \sin\theta_W A^{\mu\nu})W_\mu^+W_\nu^- \end{aligned} \quad (3.17)$$

- \mathcal{L}_{QGC} qui contient les termes de couplages à quatre bosons (ZZWW, $\gamma\gamma$ WW, γ ZWW et WWWW) et s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QGC} = & g^2\cos^2\theta_W Z_\nu[Z_\mu W^{+\nu}W^{-\mu} - Z^\nu W_\mu^+W^{-\mu}] \\ & +g^2\sin^2\theta_W A_\nu[A_\mu W^{+\nu}W^{-\mu} - A^\nu W_\mu^+W^{-\mu}] \\ & +g^2\cos\theta_W\sin\theta_W[W^{+\nu}W^{-\mu}(Z_\mu A_\nu + A_\mu Z_\nu) - W_\mu^+W^{-\mu}(Z_\nu A^\nu + A_\nu Z^\nu)] \\ & +\frac{g^2}{2}W_\nu^-W_\mu^+(W^{-\nu}W^{+\mu} - W^{-\mu}W^{+\nu}) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Il faut d'abord remarquer que les vertex ZWW et γ WW apparaissent à l'arbre dans \mathcal{L}_{TGC} . Ceci est une conséquence directe du caractère non abélien de la théorie électrofaible. A l'opposé, les couplages à trois bosons neutres $\gamma\gamma\gamma$, $\gamma\gamma Z$, γZZ et ZZZ n'apparaissent pas donc n'existent pas au niveau de l'arbre. La recherche de ces derniers ne sera pas traitée dans ce document mais les mesures combinées des expériences LEP sont accessibles à partir de cette publication du 'Working Group LEP' [6]. La dépendance en g^2 des couplages à quatre bosons dans \mathcal{L}_{QGC} indique que l'impact de nouvelle physique sur ces couplages sera plus faible que pour les couplages à trois bosons chargés. Dans la suite, je ne reviendrais pas sur ces termes mais on pourra retrouver les mesures faites au LEP dans cette publication [6].

3.1.3 Le Lagrangien effectif

Dans le cadre du Modèle Standard, le terme \mathcal{L}_{TGC} s'écrit aussi :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{TGC} = & -ig_{WW\gamma}[g_1^\gamma A^\mu(W_{\mu\nu}^-W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\nu}) + \kappa_\gamma A^{\mu\nu}W_\mu^+W_\nu^-] \\ & -ig_{WWZ}[g_1^Z Z^\mu(W_{\mu\nu}^-W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\nu}) + \kappa_Z Z^{\mu\nu}W_\mu^+W_\nu^-] \end{aligned} \quad (3.19)$$

où les paramètres g_1^γ et κ_γ associés au vertex γ WW sont reliés à la charge électrique Q_W , les moments magnétiques dipolaires μ_W et électriques quadrupolaires q_W du boson W par les équations suivantes :

$$Q_W = e g_1^\gamma \quad (3.20)$$

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma) \quad (3.21)$$

$$q_W = -\frac{e}{2m_W^2}\kappa_\gamma \quad (3.22)$$

Maintenant, sortons du Modèle Standard et plaçons-nous dans le cadre d'une théorie avec de la nouvelle physique à l'échelle d'énergie Λ_{FF} . L'effet de cette nouvelle physique peut être exprimée par le développement d'un opérateur effectif faisant apparaître des opérateurs de dimension d dans le Lagrangien \mathcal{L}_{TGC} dont l'amplitude est réduite par un facteur $(\sqrt{\hat{s}}/\Lambda_{FF})^{d-4}$ [7, 8], $\sqrt{\hat{s}}$ étant l'échelle d'énergie au vertex. Dans l'approximation habituelle où $\sqrt{\hat{s}} \ll \Lambda_{FF}$, seuls les termes d'ordre 4 et 6 restent.

En requérant que le Lagrangien \mathcal{L}_{TGC} soit invariant sous les transformations de Lorentz et de jauge $U(1)_{em}$ et en ne gardant que les opérateurs de dimension inférieure ou égale à 6, il reste 7 paramètres complexes pour chacun des vertex ZWW et γ WW [9] pouvant être regroupés en trois catégories (avec $V=Z$ ou γ) :

- \mathcal{L}_1 invariant sous les symétries C et P :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 = g_{WWV} & [g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) \\ & + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \\ & + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^-] \end{aligned} \quad (3.23)$$

- \mathcal{L}_2 invariant sous la symétrie CP mais non sous C et P séparément :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_2 = g_{WWV} & [ig_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma \\ & + ig_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu)] \end{aligned} \quad (3.24)$$

- \mathcal{L}_3 violant la symétrie CP :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_3 = g_{WWV} & [-\frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} \\ & - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \epsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta}], \end{aligned} \quad (3.25)$$

les termes $g_{WW\gamma}$ et g_{WWZ} étant respectivement égaux à e (charge du positron) et $e \cot \theta_W$. L'introduction de termes d'ordre supérieur à 6 aurait introduit une dépendance des couplages en fonction de l'impulsion créant une sorte de facteur de forme. La contrainte de l'invariance de symétrie du Lagrangien sous $U(1)_{em}$ implique que $g_1^\gamma=1$ et $g_5^\gamma=0$. En comparant l'équation (3.17) avec les expressions de \mathcal{L}_1 , \mathcal{L}_2 et \mathcal{L}_3 , on en déduit les valeurs des paramètres de couplages dans le cadre du Modèle Standard à l'arbre présentées dans le tableau 3.2. Dans la littérature et dans ce document, les notations $\Delta\kappa_V = \kappa_V - 1$ et $\Delta g_1^V = g_1^V - 1$ sont utilisées et correspondent à l'écart par rapport à la valeur du Modèle Standard. Les déviations par rapport aux valeurs du Modèle Standard seront appelées 'couplages anormaux'.

Hors du Modèle Standard et en ne demandant que la symétrie $U(1)_{em}$, la charge électrique du boson W et les moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires électriques associés deviennent [10, 11] :

$$Q_W = e$$

Couplages	C	P	CP	Dimension de l'opérateur	Modèle Standard à l'arbre
$g_1^Z, g_1^\gamma, \kappa_Z, \kappa_\gamma$	+	+	+	4	1
$\lambda_Z, \lambda_\gamma$				6	0
g_5^Z, g_5^γ	-	-	+	4	0
g_4^Z, g_4^γ	-	+	-	4	0
$\tilde{\kappa}_Z, \tilde{\kappa}_\gamma$	+	-	-	4	
$\tilde{\lambda}_Z, \tilde{\lambda}_\gamma$				6	0

TAB. 3.2 – Parité suivant les transformations C , P et CP des opérateurs associés aux couplages ainsi que leur dimension. Les valeurs des paramètres de couplage dans le Modèle Standard à l'arbre sont indiquées.

$$\begin{aligned}\mu_W &= \frac{e}{2M_W}(1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \\ q_W &= -\frac{e}{2M_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma)\end{aligned}\quad (3.26)$$

Les moments dipolaires électriques (d_W) et quadrupolaires magnétiques (\tilde{q}_W) apparaissent sous la forme :

$$\begin{aligned}d_W &= \frac{e}{2M_W}(\tilde{\kappa}_\gamma + \tilde{\lambda}_\gamma) \\ \tilde{q}_W &= -\frac{e}{2M_W^2}(\tilde{\kappa}_\gamma - \tilde{\lambda}_\gamma)\end{aligned}\quad (3.27)$$

Dans la partie expérimentale de ce document, nous montrerons que ces 28 valeurs réelles de ces paramètres ont été mesurées individuellement par l'expérience ALEPH (en fixant les autres paramètres à leur valeur dans le cadre du Modèle Standard). Toutefois, à cause du nombre limité de bosons W produits ($\sim 10^4$ par expérience LEP), l'analyse communément faite à LEP cherche à minimiser le nombre de paramètres mesurés simultanément. Basé sur des considérations théoriques [12, 13, 14], il semble raisonnable d'appliquer les contraintes suivantes sur les paramètres :

- Ils sont réels (Lagrangien hermitien).
- Seuls ceux qui conservent C et P sont considérés.

Il reste alors 5 paramètres libres : $g_1^Z, \kappa_\gamma, \kappa_Z, \lambda_\gamma$ et λ_Z . Les autres sont fixés à leur valeur dans le cadre du Modèle Standard. Enfin, le nombre de paramètres libres se réduit à 3 ($g_1^Z, \kappa_\gamma, \lambda_\gamma$) en se restreignant aux théories de jauge englobant le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui décrit actuellement les données expérimentales. κ_Z et λ_Z sont liés aux trois autres termes par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_Z &= -\Delta\kappa_\gamma \times tg^2\theta_W + \Delta g_1^Z \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma\end{aligned}\quad (3.28)$$

Dans les analyses au Tevatron, n'ayant pas de sensibilité à g_1^Z , une contrainte appelée 'HISZ scenario' [15] est utilisée pour ne garder que κ_γ et λ_γ comme

paramètres libres. L'équation 3.29 explicite cette contrainte.

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} \Delta \kappa_\gamma \\ \Delta \kappa_Z &= \frac{1}{2} (1 - t g^2 \theta_W) \Delta \kappa_\gamma \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma\end{aligned}\tag{3.29}$$

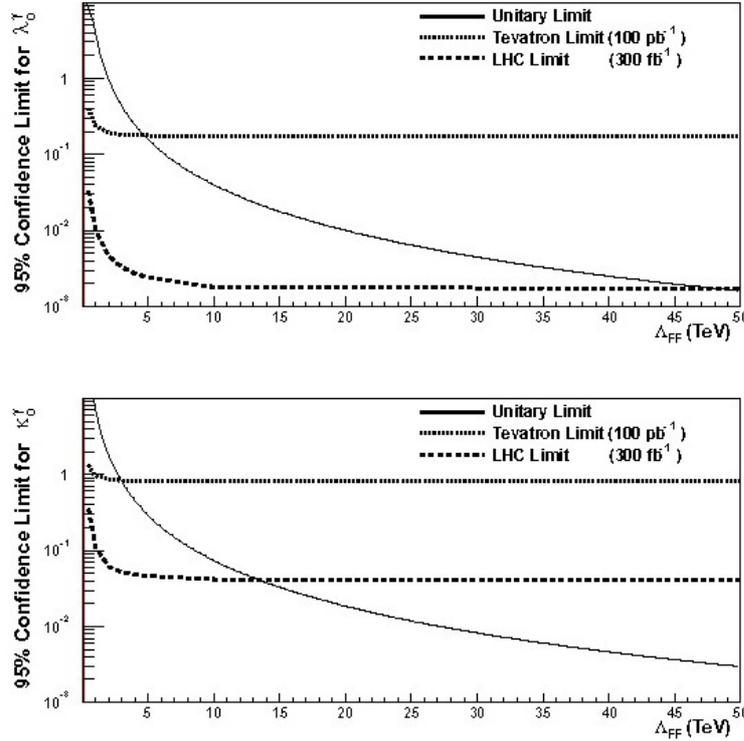


FIG. 3.1 – Limites attendues en fonction de Λ_{FF} pour les couplages λ_γ^o et κ_γ^o à partir des événements $W\gamma$ dans les données attendues au Tevatron (trait pointillé) et au LHC (trait tireté). La limite provenant de la contrainte d'unitarité est représentée par la courbe pleine.

A LEP2, la précision obtenue dans la mesure des couplages conservant C et P est de $\mathcal{O}(10^{-2})$. A partir de considérations faites dans les références [15, 16], on en déduit que l'échelle de nouvelle physique accessible par cette mesure est inférieure au TeV.

Pour finir, il faut remarquer que le lagrangien \mathcal{L}_{TGC} n'est plus unitaire. Sur un collisionneur e^+e^- où la valeur de $\sqrt{\hat{s}}$ ne varie pas beaucoup, ce problème ne se pose pas. Au contraire, sur un collisionneur hadronique, $\sqrt{\hat{s}}$ peut varier entre M_W (81 GeV) et l'énergie du collisionneur (14 TeV au LHC). Dans ce cas, pour éviter la violation de l'unitarité, les couplages F sont alors communément réécrits comme des facteurs de forme :

$$F(\hat{s}) = \frac{F_o}{\left(1 + \frac{\hat{s}}{\Lambda_{FF}^2}\right)^n}\tag{3.30}$$

avec $n > 1/2$ (resp. $n > 1$) pour les couplages $\Delta\kappa_V$ (resp. $\lambda_V, \Delta g_1^V$). En général, on trouve dans la littérature des limites exprimées avec $n=2$. Pour une valeur de Λ_{FF} , l'unitarité sera respectée si le couplage F^o ne dépasse pas une valeur maximale comme présentée sur la figure 3.1. En combinant limite d'unitarité et précision attendue sur les couplages au Tevatron ou au LHC, on en déduit que l'échelle de nouvelle physique Λ_{FF} est sondée jusqu'à 2 TeV au Tevatron et 10 TeV au LHC.

3.1.4 Contributions virtuelles aux couplages

Dans le cadre d'un modèle renormalisable comme l'est le Modèle Standard, il existe une contribution des graphes en boucles au niveau du vertex VWW qui modifie la valeur effective des paramètres de couplage. Toutefois, son amplitude est de l'ordre de $(g^2/16\pi^2) \simeq 2,7 \cdot 10^{-3}$. Dans le cadre du Modèle Standard, la valeur de $\Delta\kappa_\gamma$ effective est $5 \cdot 10^{-3}$ pour $m_t \simeq 170$ GeV et $m_H = 100-1000$ GeV [17]. Pour λ_V , la correction est 3 fois plus petite. Ces corrections sont un ordre de grandeur en dessous de la précision atteinte à LEP2. Si on se place dans le cadre d'extensions du Modèle Standard comme le Minimal SuperSymetric Model (MSSM), l'effet reste de quelques 10^{-3} [17]. De tels modèles ne provoqueront pas de deviations observables au LEP vue la précision atteinte. Toutefois, si des particules participants à la boucle se couplent 'fortement', l'échelle $(g^2/16\pi^2)$ peut être augmentée [18].

3.1.5 Les couplages anormaux aux collisionneurs e^+e^-

Le principal canal d'étude des couplages est la production de paires de bosons W ($e^+e^- \rightarrow W^+W^-$). Elle est dominée, à l'arbre (Born), par les graphes appelés 'CC03' (voir chapitre 3.2.1) et présentés dans la figure 3.2. Les vertex ZWW et γWW apparaissent dans la voie s.

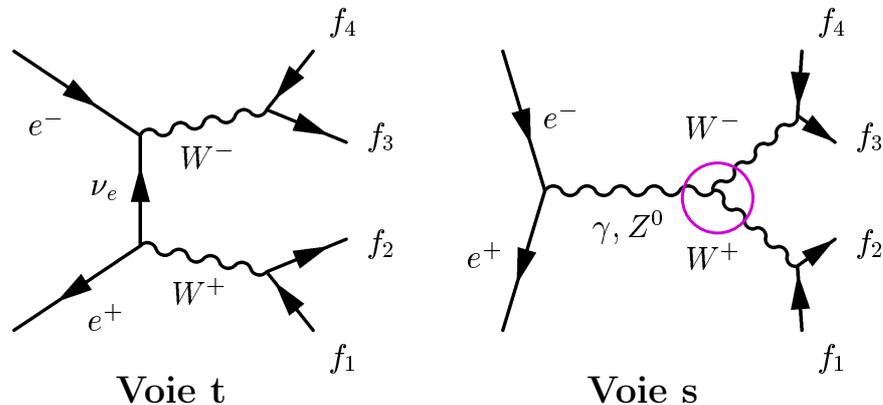


FIG. 3.2 – Graphes de Feynman (appelés CC03) dominant la production de paires de W. Le vertex à trois bosons (Z/γ)WW est signalé par un cercle.

Le second canal est la production de W unique ($e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$). Dans ce cas, l'électron dans l'état final est faiblement dévié par rapport à sa direction initiale. La figure 3.3 montre les graphes de la production résonante. A LEP, ce canal n'a une sensibilité similaire à l'état final WW que pour le paramètre κ_γ .

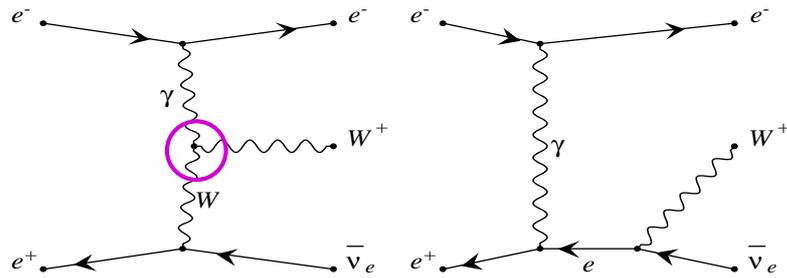


FIG. 3.3 – Graphes de Feynman pour la production d'un W unique résonant. Le vertex à trois bosons γWW est signalé par un cercle.

Le dernier canal est la production de γ unique ($e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$). La figure 3.4 montre que, en dehors de l'émission de photons dans l'état initial, elle est faite, à l'arbre, par la fusion de bosons W virtuels faisant intervenir le vertex γWW . Ce canal ne sera pas développé dans la suite du mémoire parce qu'il a une faible sensibilité aux couplages par rapport aux deux autres canaux. Pour être complet, il sera inclus au moment de la combinaison finale des résultats d'ALEPH (voir chapitre 6.2.4).

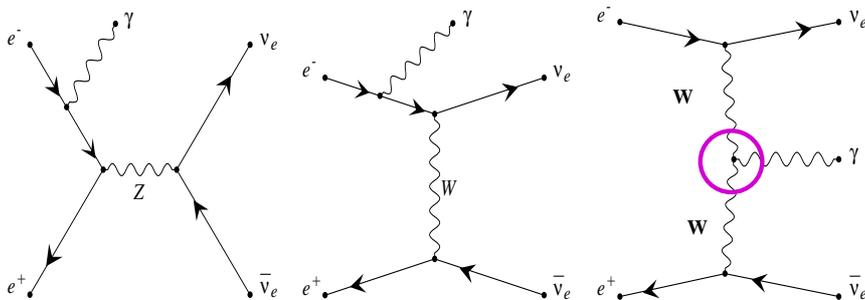


FIG. 3.4 – Graphes de Feynman pour la production d'un photon unique. Le vertex à trois bosons γWW est signalé par un cercle.

3.1.6 Les couplages anormaux aux collisionneurs hadroniques

Aux collisionneurs hadroniques (Tevatron ou LHC), les événements contenant deux bosons dans l'état final (WZ/WW ou $W\gamma$) sont utilisés pour mesurer les couplages. Comme pour les collisionneurs e^+e^- , la sensibilité aux couplages se fait à travers la voie s (voir figure 3.5).

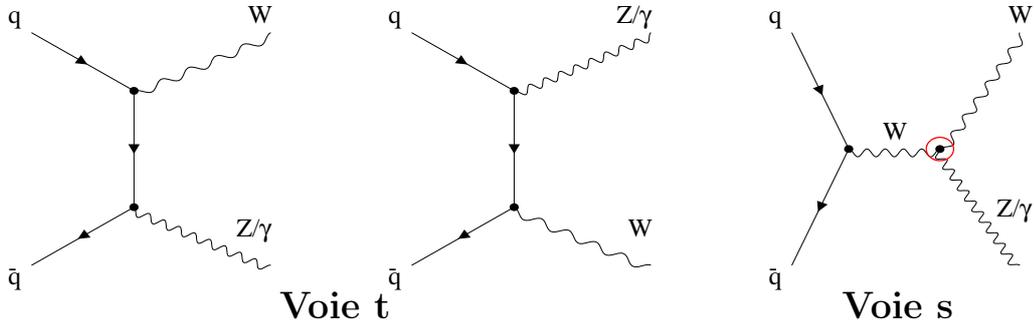


FIG. 3.5 – Graphes de Feynman dominant la production d'événements WZ et $W\gamma$. Le vertex à trois bosons $WW(Z/\gamma)$ est signalé par un cercle.

3.1.7 Mesures des couplages avant LEP2

Avant le démarrage de la phase LEP2, les couplages ont été mesurés de manière directe avec une faible précision et indirecte avec une bien meilleure précision mais en passant par l'intermédiaires de modèles. Nous allons passer en revue ces différents types de mesures.

Mesures directes

Les seules mesures directes ont été faites auprès des collisionneurs hadroniques, la première provenant de l'expérience UA2 [19]. Ensuite, les expériences auprès du Tevatron ont pris la relève. Finalement, la mesure la plus précise provient de l'évaluation par l'expérience DØ [20] de la section efficace des canaux $p\bar{p} \rightarrow W\gamma + X$, $p\bar{p} \rightarrow WZ + X$ et $p\bar{p} \rightarrow WW + X$ avec les données des Run Ia et Ib. Pour avoir une description de l'analyse, on se reportera au chapitre 6.4.1.

Les limites à 95% de degré de confiance (CL) obtenues par l'expérience DØ étaient et sont toujours :

$$\begin{aligned}
 -0.23 &\leq \Delta g_1^Z \leq 0.47 & (\Delta \kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0), \\
 -0.29 &\leq \Delta \kappa_\gamma \leq 0.53 & (\Delta g_1^Z = \lambda_\gamma = 0), \\
 -0.18 &\leq \lambda_\gamma \leq 0.19 & (\Delta g_1^Z = \Delta \kappa_\gamma = 0).
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

Mesures indirectes

Les mesures indirectes des couplages conservant C et P ont été faites à partir des données de LEP1. Il s'agissait d'étudier les corrections au propagateur des bosons W , Z et γ . Dans le cadre d'une paramétrisation linéaire des couplages g_1^Z et κ_γ , on obtient les limites suivantes [21] :

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= -0.017 \pm 0.018(\text{stat.})_{-0.003}^{+0.018}(\text{syst.})(\Delta\kappa_\gamma = 0) \\ \Delta\kappa_\gamma &= +0.016 \pm 0.019(\text{stat.})_{-0.013}^{+0.009}(\text{syst.})(\Delta g_1^Z = 0),\end{aligned}\quad (3.32)$$

l'incertitude systématique provenant principalement de celle sur la masse du Higgs (de 90 à 1000 GeV). Dans ce papier, une mesure simultanée des deux paramètres est aussi faite. Des analyses ont aussi été accomplies pour des paramétrisations non-linéaires [16] (pas de boson de Higgs) donnant aussi des limites de l'ordre de 10^{-2} . Bien que ces limites soient du même ordre que les mesures directes de LEP2, elles sont très dépendantes des modèles. Il est donc important de les confirmer par des mesures directes.

Les termes violant CP sont principalement contraints par la mesure du moment dipolaire électrique du neutron [22, 23]. Les intervalles à 95% de degré de confiance sont :

$$|\tilde{\kappa}_\gamma| \leq 1 \cdot 10^{-3} \quad (\tilde{\lambda}_\gamma = 0), \quad |\tilde{\lambda}_\gamma| \leq 2.5 \cdot 10^{-4} \quad (\tilde{\kappa}_\gamma = 0). \quad (3.33)$$

Il faut prendre ces limites avec précaution car il a fallu faire une extrapolation entre ces mesures faites dans des expériences travaillant à des énergies au MeV et l'échelle d'énergie correspondant à la masse du boson W (81 GeV).

3.2 Production de paires de bosons W à LEP2

3.2.1 Production sur couche de masse

A LEP2, la production de bosons W se fait principalement par paires dont les trois principaux graphes de Feynman sont dessinés dans la figure 3.2. La figure 3.6 confirme expérimentalement que le calcul de la section efficace nécessite l'ensemble des trois graphes. On remarque que, au seuil, la voie t domine alors que la contribution des graphes de la voie s augmente avec l'énergie. Comme la voie s inclut les vertex à trois bosons, la sensibilité à ces couplages augmente avec l'énergie.

Au premier ordre, la production de boson W peut être calculée en se restreignant au calcul à l'arbre et avec l'approximation de couche de masse. Cela signifie que la largeur du boson W est considérée comme nulle. Comme le montre la figure 3.7, l'introduction d'une largeur non nulle et de corrections au delà de l'arbre, ne modifie, loin du seuil, la section efficace totale de production que de 10%.

Pour comprendre la mesure ultérieure des couplages à trois bosons, il est utile de mettre en évidence les variables cinématiques sensibles. L'amplitude de production décrite par :

$$e^-(k, \sigma) + e^+(\bar{k}, \bar{\sigma}) \rightarrow W^-(q, \lambda) + W^+(\bar{q}, \bar{\lambda}) \quad (3.34)$$

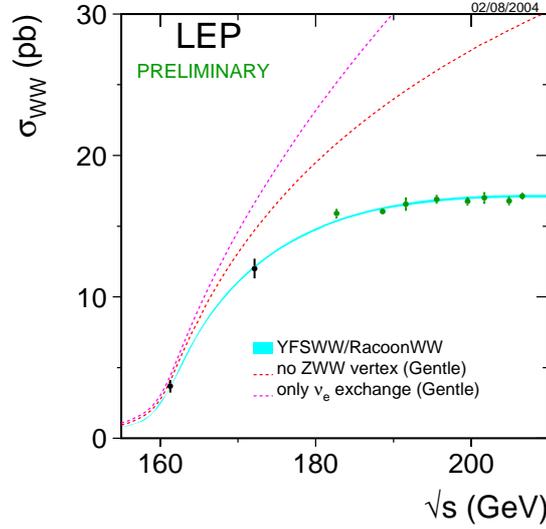


FIG. 3.6 – Comparaison de la section efficace 'CC03' de production de paires de bosons W mesurée par les quatre expériences LEP (cercles pleins) avec les prédictions théoriques : en ne tenant compte que de la voie t (trait tireté supérieur), en supprimant le vertex ZWW (trait tireté inférieur) et en tenant compte de tous les graphes $CC03$ (zone pleine).

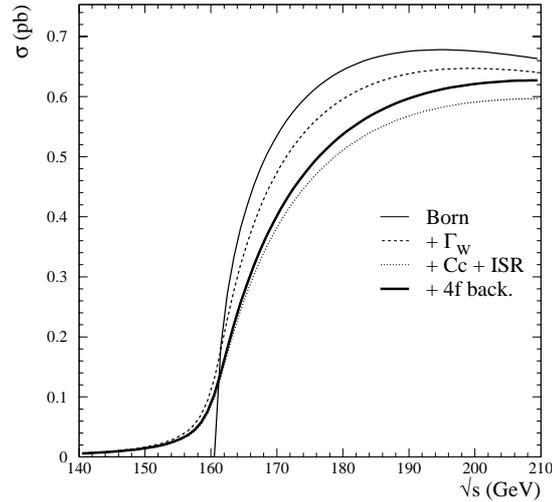


FIG. 3.7 – Section efficace théorique (calculée à partir du programme Gentle [24]) du canal $e^+e^- \rightarrow \nu\nu_\mu q\bar{q}$ en fonction de l'énergie du centre de masse. Au niveau Born, les sections efficaces d'embranchement utilisées ont été calculées dans [25]. Ces courbes correspondent à des améliorations successives dans le calcul: à l'arbre (trait plein), en ajoutant la largeur du boson W (trait tireté), en ajoutant à nouveau les corrections radiatives (trait pointillé) et en ajoutant, en plus, les contributions des autres graphes 4 fermions.

s'écrit donc

$$\mathcal{M}(\sigma, \bar{\sigma}, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\nu, \quad (3.35)$$

avec $\sigma/2$, $\bar{\sigma}/2$, λ , $\bar{\lambda}$ les hélicités et k , \bar{k} , q , \bar{q} les impulsions des différentes particules initiales et finales. Aux énergies du LEP, les masses des électrons et positrons incidents peuvent être négligées entraînant $\bar{\sigma} = -\sigma$. Chacune des neuf combinaisons d'hélicités alors possibles est décrite par l'équation 3.36 [17]

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}; \theta) = \sqrt{2}\sigma e^2 \tilde{\mathcal{M}}_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}(\theta) d_{\sigma, \lambda - \bar{\lambda}}^{J_0}(\theta). \quad (3.36)$$

Pour écrire cette équation, l'axe z est défini par l'électron incident et θ est l'angle entre l'électron et le W^- produit. Les valeurs de J_0 associées à la fonction 'd', introduite dans cette note [26], peuvent être 1 ou 2 suivant les hélicités. Une valeur de J_0 nulle n'est pas possible à cause la conservation de la chiralité de l'électron incident. Dans le cas où $(\lambda, \bar{\lambda}) = (\pm, \mp)$ qui peut aussi s'écrire $|\lambda - \bar{\lambda}| = 2$ ou encore $J_0 = 2$, seule la voie t contribue. Cette configuration n'est pas sensible aux couplages à trois bosons. La voie s n'est possible que dans les cas $|\lambda - \bar{\lambda}| = 0$ ou 1. Les amplitudes associées peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{M}}_\gamma &= -\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^\gamma, \\ \tilde{\mathcal{M}}_Z &= +\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^Z \left[1 - \delta_{\sigma, -1} \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \right] \frac{s}{s - m_Z^2}, \\ \tilde{\mathcal{M}}_\nu &= +\delta_{\sigma, -1} \frac{1}{2\beta \sin^2 \theta_W} \left[B_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta} C_{\lambda\bar{\lambda}} \right], \end{aligned} \quad (3.37)$$

avec s représentant l'énergie dans le centre de masse et $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ la vitesse des W. Les fonctions A^V , B et C sont explicitées dans la table 3.3. La figure 3.8 montre la distribution angulaire de production du W^- dans le cadre du Modèle Standard. Seuls sept combinaisons d'hélicités de paires de W contribuent à la section efficace de production dont chacune inclut une combinaison linéaire des paramètres de couplage. Il n'est donc pas possible de relier directement un paramètre de couplage avec une combinaison d'hélicité.

En regardant le tableau 3.3 et en se concentrant sur la production de W polarisés longitudinalement, les points suivants apparaissent :

- Prise individuellement, chaque amplitude \mathcal{M} diverge lorsque s tend vers l'infini
- Dans le cadre la théorie de jauge du Modèle Standard, les relations entre les couplages fermions-bosons et à trois bosons induisent une annulation des divergences.
- Si des couplages anormaux à trois bosons apparaissent, l'annulation de la somme des différents \mathcal{M} ne se fait plus. La matrice totale \mathcal{M} n'est plus unitaire à haute énergie. Ce point aura surtout un impact sur les collisionneurs hadroniques (voir chapitre 3.1.3).

Plus généralement, la dépendance en β des termes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z implique une augmentation, avec l'énergie dans le centre de masse, de la sensibilité pour la mesure des paramètres des couplages.

$\lambda\bar{\lambda}$	$A_{\lambda\bar{\lambda}}^V$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}^{J_0}$
++	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$
--	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$
+0	$\gamma(f_3^V - ig_4^V + \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
0-	$\gamma(f_3^V + ig_4^V + \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
0+	$\gamma(f_3^V + ig_4^V - \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$
-0	$\gamma(f_3^V - ig_4^V - \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$
00	$g_1^V + 2\gamma^2\kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$

TAB. 3.3 – Fonctions A^V , B , C et d pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans le cas \tilde{M} lorsque $J_0 = 1$. On a $\gamma = \sqrt{s}/2M_W$ et on utilise l'abréviation $f_3^V = g_1^V + \kappa_V + \lambda_V$. Les fonctions "d" correspondantes sont aussi représentées.

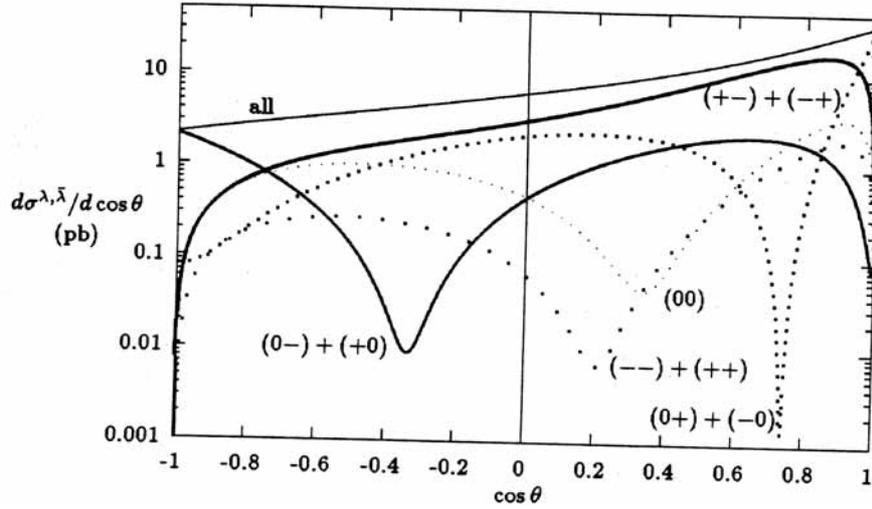


FIG. 3.8 – Distribution angulaire $d\sigma/d\cos\theta$ pour $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à $\sqrt{s}=190$ GeV pour des combinaisons d'hélicités $\lambda\bar{\lambda}$.

Grâce à la structure V–A de la désintégration du boson W, les distributions angulaires de ses produits de désintégrations sont des sondes efficaces pour remonter à sa polarisation initiale [9, 13]. Habituellement, elles sont calculées dans le centre de masse du W. Pour la suite de la démonstration, on définit le plan $x-z$ comme celui contenant les éléments de l'interaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. En se mettant dans le centre de masse du W^- , on définit le quadri-vecteur p_1 du fermion f_1 dans la désintégration $W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2$:

$$p_1 = (p_1^x, p_1^y, p_1^z, E_1) = \frac{M_W}{2}(\sin\theta_1 \cos\phi_1, \sin\theta_1 \sin\phi_1, \cos\phi_1, 1). \quad (3.38)$$

En négligeant la masse des fermions, l'élément de matrice associé à la désintégration du W vaut :

$$\mathcal{M}(\lambda) = \frac{eM_W}{\sqrt{2} \cdot \sin\theta_W} \cdot \ell_\lambda(\theta_1, \phi_1) \quad (3.39)$$

avec la fonction de dépendance angulaire définie par :

$$(l_-, l_0, l_+)(\theta_1, \phi_1) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \cos\theta_1)e^{-i\phi_1}, -\sin\theta_1, \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \cos\theta_1)e^{i\phi_1} \right). \quad (3.40)$$

De manière analogue, le quadri-vecteur p_4 de l'anti-fermion f_4 dans la désintégration $W^+ \rightarrow f_3\bar{f}_4$ est défini comme :

$$p_4 = (p_4^x, p_4^y, p_4^z, E_4) = \frac{M_W}{2}(\sin\theta_2 \cos\phi_2, \sin\theta_2 \sin\phi_2, \cos\phi_2, 1). \quad (3.41)$$

La cinématique de chaque événement $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ est alors complètement définie par les cinq angles suivants :

- θ angle polaire de production du W^- par rapport à la direction de l'électron incident
- θ_1 et ϕ_1 les angles polaire et azimutal de production du fermion dans le centre de masse du W^-
- θ_2 et ϕ_2 les angles polaire et azimutal de production de l'anti-fermion dans le centre de masse du W^+

Ces angles sont explicités dans la figure 3.9.

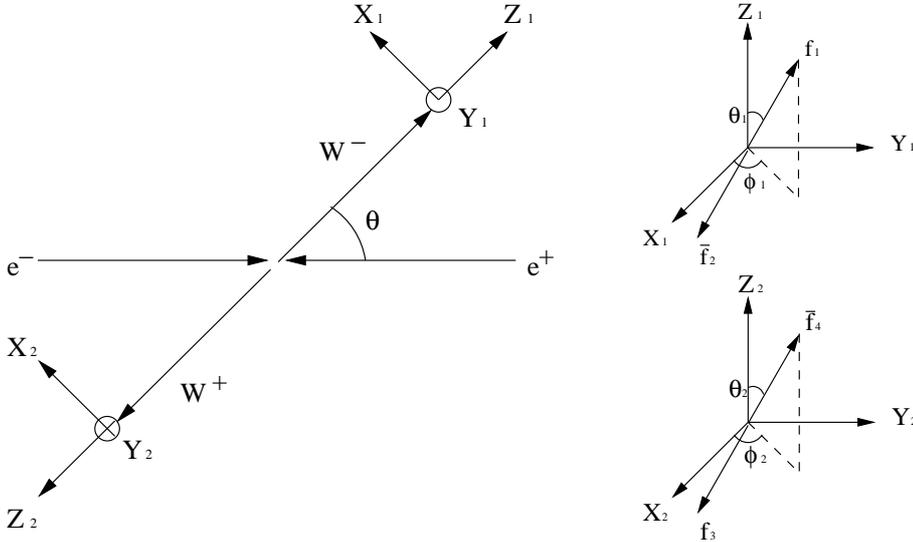


FIG. 3.9 – Les cinq angles nécessaires pour reconstruire un événement $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ se désintégrant en quatre fermions. θ correspond à l'angle entre le W^- et l'axe défini par l'électron incident. θ_1 et ϕ_1 sont respectivement les angles polaire et azimutal associés au fermion f_1 dans le référentiel du centre de masse du W^- . De même, θ_2 et ϕ_2 sont reliés à l'anti-fermion \bar{f}_4 dans le centre de masse du W^+ .

A l'arbre et dans la limite d'une largeur du boson W nulle, la section efficace différentielle du canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1 d\cos\theta_2 d\phi_2} = \frac{\beta}{128\pi s} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^2 B(W \rightarrow f_1\bar{f}_2)B(W \rightarrow f_3\bar{f}_4)$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}, \lambda', \bar{\lambda}'} \mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) \mathcal{M}^*(\sigma, \lambda', \bar{\lambda}') \\ & \times D_{\lambda, \lambda'}(\theta_1, \phi_1) D_{\bar{\lambda}, \bar{\lambda}'}(\pi - \theta_2, \phi_2 + \pi), \end{aligned} \quad (3.42)$$

avec $\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})$ l'amplitude définie en (3.36), $B(W \rightarrow f_1 \bar{f}_2)$ le rapport d'embranchement d'un W en $[f_1, \bar{f}_2]$, et $D_{\lambda, \lambda'}$ définie par :

$$D_{\lambda, \lambda'}(\theta, \phi) = l_\lambda(\theta, \phi) l_{\lambda'}^*(\theta, \phi). \quad (3.43)$$

L'information contenue dans l'équation 3.42 est utilisée pour isoler différentes combinaisons linéaires des couplages VWW. Par exemple, du fait de la distribution en $\sin^2 \theta_i$, les bosons W^- polarisés longitudinalement sont sélectionnés en gardant le cas où le fermion est produit orthogonalement à la direction de vol du W. Ensuite, la dernière ligne du tableau 3.3 montre qu'un lot enrichi en paires de W longitudinaux sera sensible à la combinaison $g_1^V + 2\gamma^2 \kappa_V$.

Toutefois, pour bénéficier de cette information, il faut mesurer ces angles mais surtout apparier correctement les quatre fermions pour reconstruire les axes des W et savoir si la particule reconstruite correspond à un fermion ou anti-fermion. Ce sera particulièrement difficile dans les événements avec 4 jets.

3.2.2 Largeurs partielles et rapports de branchement du boson W

Le boson W se couple aux fermions par les couplages de Yukawa comme indiqué dans l'équation 3.13. Il se désintègre en une paire fermion-antifermion (quark, lepton ou neutrino). A l'arbre, la largeur partielle du boson W en une paire de fermion f_i et d'antifermion \bar{f}_j dont les masses sont négligeables devant celle du boson W, est donnée par la formule suivante :

$$\Gamma_{W f_i \bar{f}_j}^{Born} = N_C^f \frac{\alpha}{6} \frac{M_W}{2s_w^2} |V_{ij}|^2 \quad (3.44)$$

avec M_W la masse du boson W, α la constante de couplage électromagnétique et $s_w^2 = \sin^2 \theta_W \simeq 0,223$. Pour la désintégration leptonique $W \rightarrow \ell \nu_\ell$, N_C^f est égal à 1 et la matrice V diagonale vaut 1. Pour la désintégration hadronique, N_C^f vaut 3 et la matrice V correspond à la matrice CKM.

Pour dépasser les calculs à l'arbre, il faut inclure les corrections radiatives électrofaibles et QCD qui ont été calculées dans cette publication [27].

Pour les corrections radiatives électrofaibles, il faut tenir compte de la variation de la valeur effective de α et des corrections venant de la contribution virtuelle du quark top. Une manière élégante d'en tenir compte est d'exprimer la largeur du boson W en fonction de la constante de Fermi (G_μ) et de M_W au lieu de α et s_w^2 . La contribution du Higgs du Modèle Standard est négligeable car inférieure à 0,5%.

Canal	Rapport de branchement (%)
$W \rightarrow e\nu_e$	10,8
$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	10,8
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	10,8
$W \rightarrow \text{lepton}$	32,5
$W \rightarrow \text{ud}$	32,1
$W \rightarrow \text{cs}$	32,1
$W \rightarrow \text{us}$	1,7
$W \rightarrow \text{cd}$	1,7
$W \rightarrow \text{cb}$	$\mathcal{O}(10^{-2})$
$W \rightarrow \text{ub}$	$\mathcal{O}(10^{-4})$
$W \rightarrow \text{hadrons}$	67,5

TAB. 3.4 – *Rapports de branchements pour les différents canaux de désintégration du boson W.*

L'intégration de la correction QCD augmente la largeur hadronique partielle du W d'un facteur $1+2\alpha_s(M_W^2)/(3\pi)$. En prenant comme valeur de la compte de couplage forte $\alpha_s(M_W^2)=0.123$, on obtient une augmentation de 2,6%.

Les rapports de branchements obtenus pour les différents canaux sont listés dans la table 3.4. On en déduit que, dans le cadre de la production de paires de bosons W sur couche de masse à l'arbre, on obtient les rapports de branchements suivants :

- 45,5% pour le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (hadronique)
- 43,9% pour le canal $W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'$ (semi-leptonique)
- 10,6% pour le canal $W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (leptonique)

3.2.3 Les corrections aux calculs à l'arbre

Un certain nombre des corrections à l'arbre étaient connues, avant le démarrage de LEP2, avec une précision suffisante en regard de la précision statistique attendue. Par exemple, les corrections liées à la production de photons dans l'état initial (ISR) ou final (FSR) étaient décrits dans la référence [17].

Le calcul des sections efficaces avec des bosons W hors couche de masse a nécessité l'inclusion des graphes non résonants ou simplement résonant (voir la figure 3.10 par exemple) pour rendre les amplitudes des éléments de matrices $CC03$ invariants de jauge lorsque le boson W est produit hors couche de masse. Le nombre de diagrammes présents à l'arbre pour chaque état est résumé dans le tableau 3.5. Techniquement, les éléments de matrice de ces graphes sont fournis par le programme Grace [28]. Si on se restreint aux espaces de phase pertinents pour les événements WW sélectionnés (voir paragraphe 6.1), ces graphes additionnels ne font pas apparaître de divergence.

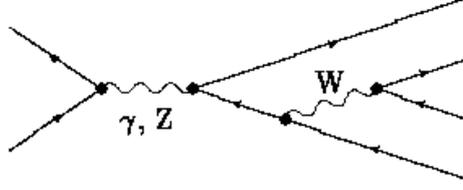


FIG. 3.10 – Exemple de graphe $e^+e^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ n'incluant qu'une seule résonance.

Ce n'est pas le cas pour l'étude de la production $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ où un électron est produit le long de l'axe faisceau.

	$\bar{d}u$	$\bar{s}c$	$e^+\nu_e$	$\mu^+\nu_\mu$	$\tau^+\nu_\tau$
$\bar{d}u$	43	11	20	10	10
$e^-\bar{\nu}_e$	20	20	56	18	18
$\mu^-\bar{\nu}_\mu$	10	10	18	19	9

TAB. 3.5 – Nombre de diagrammes de Feynman pour les états finaux pouvant faire intervenir deux W.

Du point de vue théorique, pendant les années LEP2, la principale surprise a été le biais important apporté par le calcul complet des corrections $\mathcal{O}(\alpha)$ avec un boson W de largeur non nulle. Elle a induit une diminution de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ de 2% alors que la mesure expérimentale est faite avec une précision de 1%. De plus, elle a modifié la distribution angulaire théorique de production des W qui est l'ingrédient principal pour la mesure des couplages anormaux.

Pour introduire à la fois la largeur du boson W et les corrections $\mathcal{O}(\alpha)$, l'approximation du pôle dominant [29] est utilisée. Cette méthode ne marche qu'au delà du seuil de production de la paire de boson ($\sqrt{s} > 170$ GeV). Nous partons des graphes 'CC03' et faisons un développement en puissance de Γ/M autour des deux résonances W. On peut faire simultanément un développement similaire pour les corrections radiatives. Mais il faut d'abord séparer ces corrections en deux catégories :

- Les contributions factorisables comprennent tous les diagrammes pouvant être réduits à deux bosons W instables (voir figure 3.11). Ces corrections sont pris en charge par les corrections associées à la production ou à la désintégration du boson W.
- Les contributions qui ne sont pas factorisables dont les exemples sont présentés dans la figure 3.12. L'approximation de pôle dominant est appliquée à ces diagrammes. Mais on se restreint à l'échange ou l'émission de photons d'énergie inférieure à Γ_W pour rester autour du pôle.

Quand on regarde dans le détail l'introduction de cette approximation, il

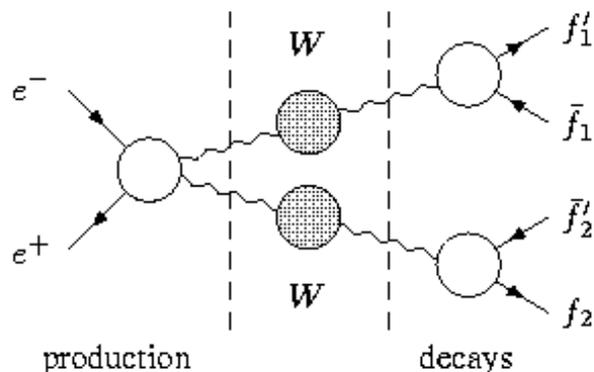


FIG. 3.11 – *Structure de graphes factorisables. Dans ce cas, les corrections $\mathcal{O}(\alpha)$ peuvent être inclus au niveau des cercles ouverts. Les cercles pleins correspondent aux résonances.*

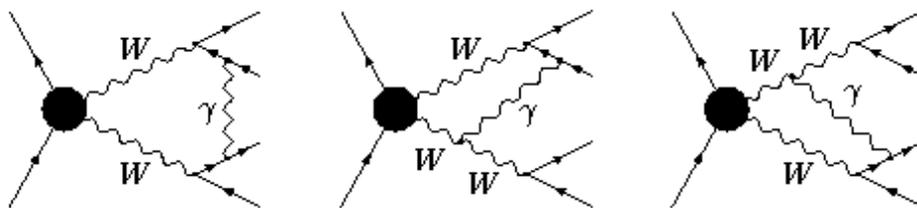


FIG. 3.12 – *Exemple de graphes non factorisables.*

reste des degrés de liberté. Leur impact sur les valeurs de sections efficaces de production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ serviront à estimer l'incertitude théorique [30]. Une telle étude a été faite pour connaître l'incertitude sur la correction appliquée au paramètre de couplage λ_γ . Ce travail a abouti à la publication présentée dans l'annexe C. Pour la section efficace totale, un travail similaire a montré que l'incertitude théorique résiduelle est de 0,5% à comparer avec l'effet de 2% de cette correction.

3.3 Production de W unique

Ce chapitre contient des considérations théoriques sur la production de W unique ($e^+e^- \rightarrow We\nu_e$). Ce canal est plus difficile à calculer que la production de paires de W. Toutefois, la précision expérimentale relative sur la mesure de la section efficace avec les données d'ALEPH étant de 7%, une incertitude théorique de 5% reste acceptable.

3.3.1 Calculs à l'arbre

Le chapitre 3.2 s'est concentré sur la production de paires de bosons $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Au premier ordre, chaque boson W a pu être traité indépendamment de l'autre. Ce traitement est correct tant que les deux bosons sont produits pratiquement sur couche de masse. Dans le cas contraire, des diagrammes de Feynman supplémentaires doivent être introduits. En dehors de la production de quatre quarks dans l'état final, ils ont une contribution significative au calcul de la section efficace totale lorsqu'il y a au moins un électron dans l'état final ($e\nu_e f\bar{f}'$ avec $f=e, \mu, \tau$ et q) :

- dans le cas $e\nu_e f\bar{f}'$ ($f \neq e$), il faut ajouter la contribution de W unique ou la paire $f\bar{f}'$ est proche de la masse du W
- dans le cas $e^-\bar{\nu}_e e^+\nu_e$, en plus de la contribution du canal W unique, il faut ajouter la production de paires de Z, $Z\gamma^*$ et $Z(\gamma^*)e^+e^-$.

A l'arbre, les nombres totaux de diagrammes pour les états finaux $e\nu_e q\bar{q}'$, $e\nu_e \ell^+\nu_\ell$ (avec $\ell = \mu, \tau$) et $e^-\bar{\nu}_e e^+\nu_e$ sont respectivement 20, 18 et 56. Comme le montre la figure 3.13 pour l'état final $e\nu_e u\bar{d}$, les graphes additionnels par rapport à la production $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$ proviennent de l'échange de bosons dans la voie t . Leur contribution est significative si l'électron est produit dans une direction proche de la particule incidente (cas de production de W unique).

Ce type d'événement est intéressant pour deux raisons. Tout d'abord, la production de W unique donne une mesure des couplages chargés à trois boson ZWW et γWW indépendante de celle du canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Ensuite, ce canal est un bruit de fond important pour la recherche directe de certaines nouvelles particules. Il sera aussi le principal mode de production de bosons W au collisionneur linéaire à 500 GeV. Il est donc important que ce canal puisse être décrit correctement par des générateurs d'événements. Toutefois, l'intervention de la voie t avec production d'au moins un électron complique les calculs théoriques. Contrôler ce canal est donc un défi pour les théoriciens.

Dans la suite, nous allons nous intéresser au cas particulier du canal $e^+e^- \rightarrow e\nu_e u\bar{d}$ décrit par 20 graphes (et donc appelé *CC20*) illustrés dans la figure 3.13. Bien que la mécanique quantique nous interdise de les différencier, il est possible de les diviser en catégories en fonction de l'espace de phase associé.

- Les trois premiers diagrammes sont reliés à la production résonante de paires de bosons W appelés *CC03* (voir chapitre 3.2.1). La masse invariante de chaque paire de fermion est donc centrée autour de la masse du boson W.
- Pour les diagrammes 4 à 10, seule une des deux paires à une masse invariante proche de la masse du boson W. Ils peuvent être considérés comme des corrections à la production d'une paire de fermions avec émission dans l'état final d'un boson W. On en déduit que la section efficace associée est de quelques fb donc négligeable comparée au précédent point.

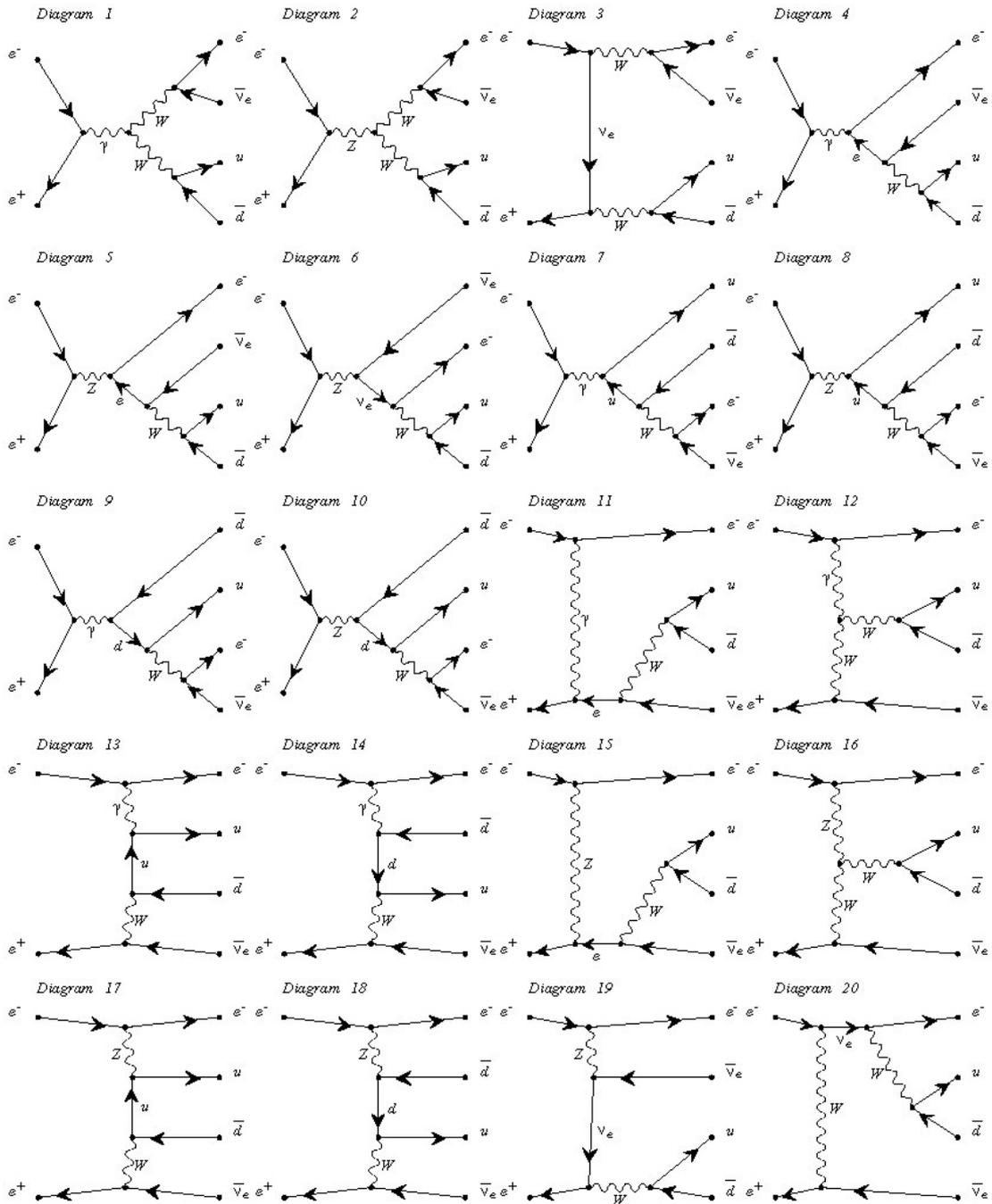


FIG. 3.13 – Ensemble des graphes de Feynman à l'arbre pour le canal $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e u \bar{d}$.

- Les dix diagrammes abordés dans les deux précédents points forme une sous-classe qui est invariante de jauge. Ils décrivent complètement la production d'événements $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$ et $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$. Ils ne contiennent que des annihilations de fermions contrairement aux graphes 11 à 20. Ces deux catégories seront donc traitées différemment pour ce qui concerne les corrections radiatives.
- Les graphes 11 à 20 incluent l'échange d'un boson dans la voie t et forment aussi une classe invariante de jauge. Les graphes 11 à 14 ont une plus grande amplitude car ils contiennent l'échange d'un photon dans la voie t contrairement aux graphes 15 à 20 qui nécessitent la production d'un boson Z massif. L'électron sortant est produit proche de la direction du fermion associé incident. Cette zone n'est en général pas instrumentée. Par contre, au vertex d'émission du boson W, la présence d'un propagateur incluant un boson massif fait que le neutrino sortant sera produit à grand angle avec une grande impulsion transverse. L'événement reconstruit contiendra donc une importante impulsion transverse manquante. Les graphes 11 et 12 contiennent la production d'un boson W résonant: ils correspondent donc à la production de boson W unique. Au contraire, les graphes 13 et 14 appelés 'multipériphériques' donnent généralement une faible masse invariante hadronique.
- Les deux classes de graphes (11-12 et 13-14) affectant des espaces de phase différents, on pourra négliger les termes d'interférences.
- Les graphes 11 à 14 peuvent aussi être interprétés comme la production $\gamma e \rightarrow \nu_e q\bar{q}$, le photon étant émis par l'autre électron. Le flux de photons et leur énergie augmente de manière logarithmique avec l'énergie du centre de masse de la collision e^+e^- . La section efficace du canal $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ va donc augmenter avec l'accroissement de l'énergie des collisionneurs e^+e^- contrairement à la production de paires de W qui décroît comme $1/s$. A $\sqrt{s}=800$ GeV, la section efficace typique sera de 5 et 10 pb^{-1} pour les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ à comparer à 17 et 0,5 pb^{-1} à LEP2.
- Pour les graphes de la voie t , les vertex à trois bosons ZWW et γWW apparaissent dans les diagrammes 12 et 16 respectivement. Mais le graphe 16 est fortement supprimé parce qu'il inclut un propagateur massif. Le canal W unique ne sera donc sensible qu'aux vertex γWW .

Dans le cas des canaux $e\nu_e\ell^+\nu_\ell$, la plupart des arguments développés sont encore valables. Mais la production de W unique se manifestera alors par la détection d'un seul lepton de grande impulsion transverse.

Pour mesurer une section efficace de production de W unique (graphes 11-12), il faut définir des coupures pour minimiser les contributions des autres graphes. L'expérience ALEPH a choisi de faire les coupures cinématiques suivantes [31] appliquées au niveau générateur à l'ensemble des graphes contribuant au canal $e^+e^- \rightarrow e\nu_e f\bar{f}'$:

- Un électron ou positron doit être produit avec un angle inférieur à

34 mrad (limite d'acceptance du détecteur pour la détection de dépôt d'énergie) par rapport à l'axe du faisceau.

- Dans le cas de désintégration leptonique du boson W, le lepton doit avoir une énergie supérieure à 20 GeV et un angle vérifiant $|\cos \theta| < 0.95$ (limite d'acceptance du détecteur pour identifier et reconstruire un lepton).
- Dans le cas d'une désintégration hadronique, la masse invariante des deux quarks doit excéder $60 \text{ GeV}/c^2$.

Cette définition du signal a été utilisée pour la mesure de la section efficace par l'expérience ALEPH (voir chapitre 6.4.3).

Le groupe de travail du LEP (LEPEWWG) [29] a lui choisi de se restreindre aux diagrammes de la voie t et d'appliquer les coupures plus lâches et qui sont les suivantes :

- Dans le cas de désintégration leptonique du boson W, le lepton doit avoir une énergie supérieure à 20 GeV.
- Pour l'état final $e^- \bar{\nu}_e e^+ \nu_e$, un des électrons doit avoir un angle vérifiant $|\cos \theta| < 0.95$ et l'autre $|\cos \theta| > 0.95$.
- Dans le cas d'une désintégration hadronique, la masse invariante des deux quarks doit excéder $45 \text{ GeV}/c^2$.

Cette définition sera prise pour combiner les mesures de section efficace $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ des quatre expériences LEP. L'annexe A montre que, pour passer de la définition ALEPH à celle du LEP, il suffit d'appliquer un facteur 1,5 pour les canaux leptoniques et hadroniques. Ce facteur ne varie pas significativement entre $\sqrt{s}=183$ et 209 GeV.

3.3.2 Corrections radiatives

En plus de traiter correctement l'ensemble des graphes à l'arbre des canaux $e \nu_e f \bar{f}'$, il faut aussi inclure l'ensemble des corrections radiatives. Dans ce chapitre, elles sont listées. Parfois, plusieurs de leurs implémentations au niveau générateur existent. Toutefois, nous nous restreindrons à celles faites dans les générateurs suivants :

- KORALW [32] (version 1.53.3): il a été utilisé par l'expérience ALEPH pour calculer l'efficacité de sélection des événements W unique lors de la publication des résultats finaux (voir Annexe B). Des premiers résultats obtenus avec ce générateur pour le canal W unique avait fait l'objet de cette publication [33] par ses auteurs. Mais, il a fallu le comparer avec d'autres générateurs déjà reconnus par le LEPEWG pour qu'il soit complètement validé par la collaboration ALEPH. Ce travail a fait l'objet d'une note interne ALEPH (voir Annexe A) écrite en collaboration avec les auteurs des générateurs KoralW et Grace.
- Grace [28] (version 2.2.43): ce générateur a été utilisé pour la publication d'ALEPH des données entre 161 et 183 GeV et a été validé au cours du LEP2 Workshop en 2000 [29]. Les auteurs avaient publié leurs premiers résultats pour ce canal dans cet article [34].

Il faut noter que ces deux générateurs utilisent les mêmes bibliothèques d'éléments de matrice à l'arbre. Pour être complètement exhaustif, on peut citer aussi le générateur WPHACT [35] mais il ne sera pas étudié dans ce document. Il apparaîtra lors la comparaison des sections efficaces de productions de W unique mesurées par l'ensemble des quatre expériences LEP avec les prédictions théoriques.

Nous commençons par les corrections les plus importantes que sont l'émission de photons dans l'état initial (ISR) et final (FSR). Dans le cas de $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, il y a compensation entre les divergences introduites par les corrections ISR infra-rouge associées aux particules e^+ et e^- entrantes, et la correction du vertex $Z(\gamma^*)e^+e^-$. Cette correction ISR varie alors comme $\log(s/m_e^2)$ et induit une réduction de la section efficace de 12% aux énergies du LEP. Pour la production de W unique, la voie t domine. La compensation se fait alors entre les électrons (resp. positrons) entrant et sortant. La correction varie alors comme $\log(|t|/m_e^2)$ entraînant une diminution de la section efficace de 6 à 8%.

Il faut aussi prendre en compte le terme d'interférence entre les productions de photons ISR et FSR pour le même électron produit à très bas angle. Ce point est appelé 'Electric Charge Screening' dans le papier [33] et appliqué à la version 1.53.3 du générateur KoralW. Il prédit que les photons sont produits préférentiellement dans la direction de l'électron sortant et en moins grand nombre. Aux énergies du LEP, cet effet induit une augmentation de 5% de la section efficace.

La production de photons FSR provenant de la désintégration du boson W ne change pas la section efficace mais la présence de photons à grand angle par rapport à la paire de fermions diminue l'efficacité de sélection (cf chapitre 4.1.1 et 4.1.2 de l'annexe A). Pour la production de photons FSR provenant de la désintégration leptonique du boson W, le package 'PHOTOS' [36] est utilisé dans la plupart des générateurs. Dans le cas d'une désintégration hadronique, l'ajustement des paramètres de JETSET [37] à partir des désintégrations hadroniques du Z est censé inclure cet effet qui est en compétition avec l'émission de gluons. Pour ce canal, on peut ajouter les corrections QCD dont le calcul est trivial si il est restreint à une masse invariante de la paire de quark supérieure à $45 \text{ GeV}/c^2$.

Enfin, il faut aussi prendre en compte la correction provenant des boucles dans le propagateur du photon de la voie t . Pour la production de paires de W à LEP2, on prend une constante de couplage du photon calculée au seuil de production soit $\alpha_{em}(4M_W^2)=1/128,07$. Ceci est correct pour les diagrammes de la voie s . Dans le cas de la production de W unique, le photon a une énergie de transfert $t \sim 0 \text{ GeV}^2$. Le générateur Grace utilise, par exemple, une valeur moyenne $\alpha_{em} = \sqrt{\alpha(0) \cdot \alpha(M_W^2)} = 1/132,44$. Pour le générateur KoralW, le calcul de α_{em} est fait pour chaque événement et est pris égal à $\alpha(t)$. Elle induit une diminution de la section efficace de 5% aux énergies du LEP.

En comparant les générateurs KoralW et Grace qui incluent autant que possible ces corrections, la note ALEPH présentée dans l'annexe A montre les points suivants :

- Les sections efficaces de production de W unique ne diffèrent pas de plus de 5%. Le générateur KoralW rentre donc dans la fenêtre de 5% d'incertitude théorique sur la section efficace totale. On pourra donc garder une erreur systématique de 5%.
- Les taux de productions de photons (ISR ou FSR) pouvant être détectés par le détecteur ($E_\gamma > 500 \text{ MeV}$ et $\theta < 1,95^\circ$) sont différents de 3%. Pour être conservateur, une incertitude systématique sur l'efficacité de sélection de 3% sera prise.

Le générateur KoralW étant maintenant validé pour le canal $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$, il est utilisé pour générer de tels événements qui serviront à la mesure de section efficace de production (présentée dans l'annexe B) ainsi que la mesure des couplages ZWW et γWW (présentée dans l'annexe E).

3.4 Production de bruits de fond au boson W

L'analyse des canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ doit prendre en compte le niveau des différents bruits de fonds. Pour donner des ordres de grandeur, la figure 3.14 montre les sections efficaces des différents signaux et bruits de fonds de haute impulsion transverse. Pour les canaux de faible multiplicité ($l\nu l\nu$), il faut ajouter la production $e^+e^- \rightarrow e^+e^- l\bar{l}$ qui à une section efficace de l'ordre du nanobarn comme pour le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$.

Les bruits de fond ont donc des sections efficaces supérieures à celles des signaux allant jusqu'à un facteur 100. Les coupures appliquées pour réduire ces bruits de fonds seront décrites dans les chapitres 5.1 et 6.1.

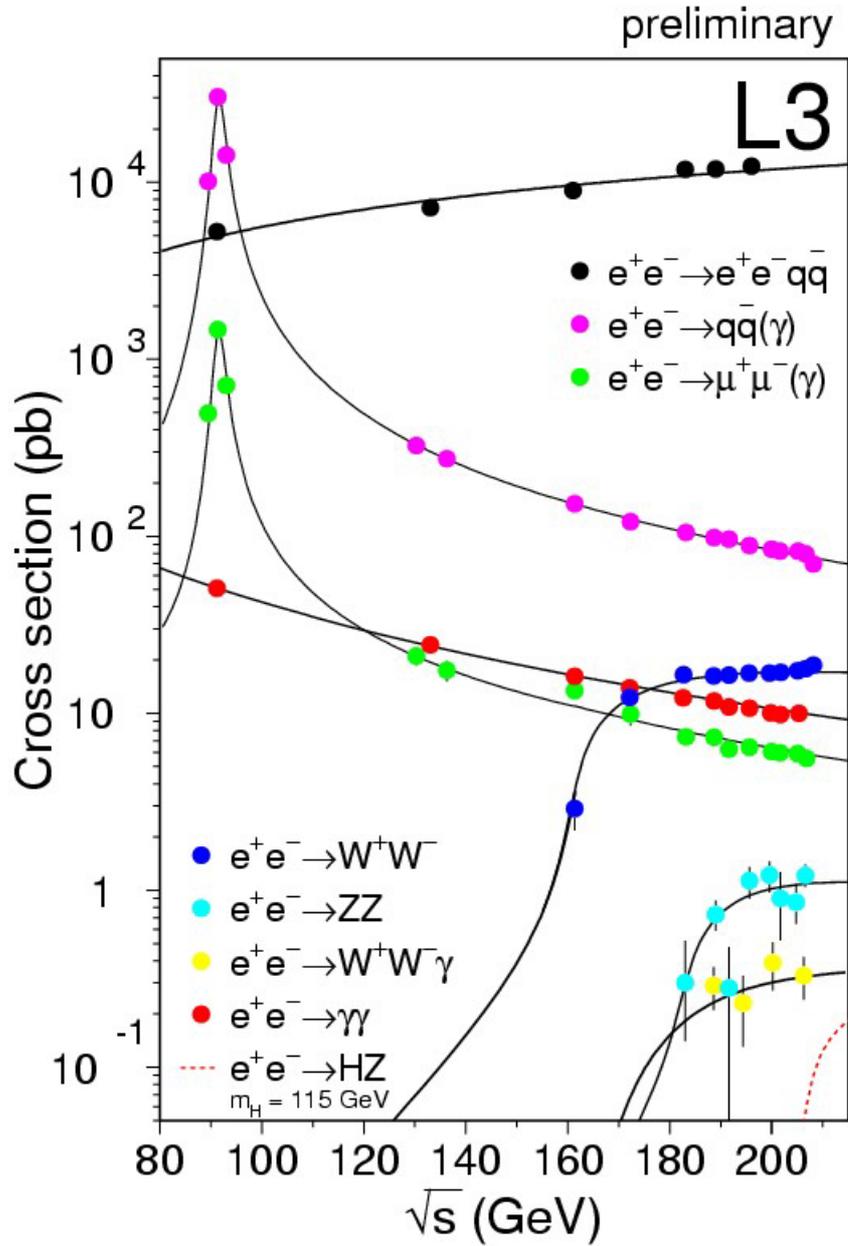


FIG. 3.14 – Mesures par l'expérience L3 [38] des sections efficaces de production pour les canaux de large impulsion de transfert.

Chapitre 4

L'expérience ALEPH auprès du LEP

4.1 L'accélérateur LEP

Le LEP (Large Electron-Positron collider) était un collisionneur symétrique e^+e^- . Les collisions étaient effectuées en quatre points sur lesquels se trouvaient les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Travaillant sur les couplages ZWW et γ WW, il est important de noter que les deux faisceaux ne sont pas polarisés.

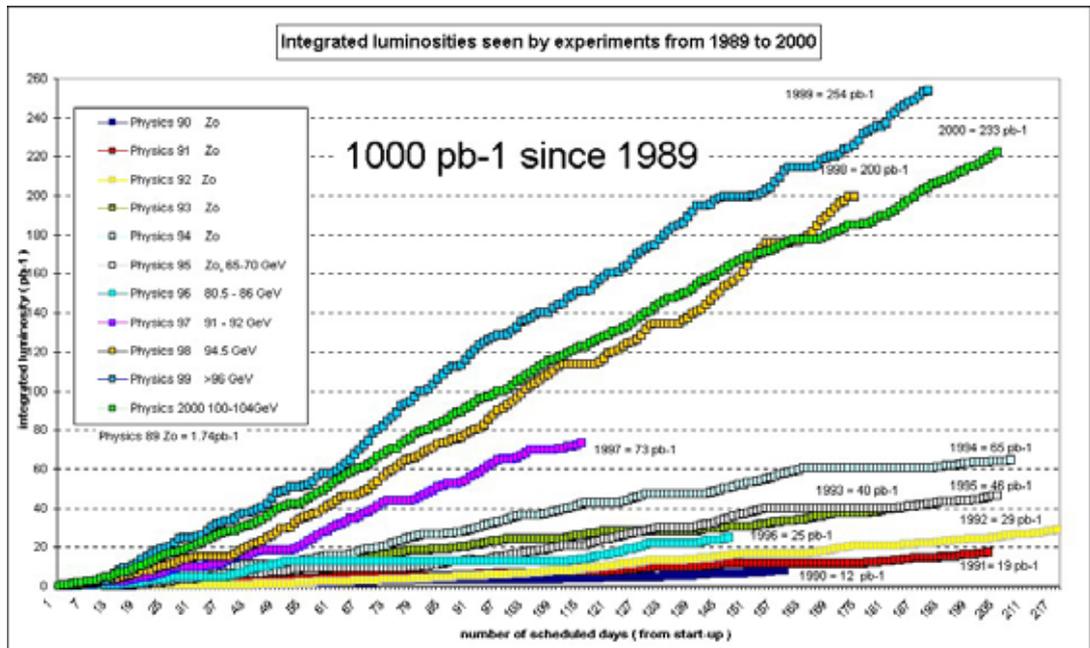


FIG. 4.1 – Luminosité intégrée en fonction du temps délivrée chaque année par l'accélérateur LEP.

Entre 1989 et 1995, l'énergie dans le centre de masse était centrée sur la résonance du boson Z à 91 GeV. Chaque expérience a collecté plusieurs

millions de Z permettant une mesure précise de ses propriétés (masse, largeur totale et partielle,...). D'autres thèmes de physique y ont été abordés comme les interactions fortes (en particulier QCD), les saveurs lourdes et la recherche directe de nouvelles particules.

A partir de 1996, l'énergie par faisceau s'est accrue graduellement de 45 GeV à 104,5 GeV. Les principaux objectifs de physique étaient la recherche directe de nouvelles particules, la mesure des paramètres du boson W (masse, couplages, largeur,...) et celle des diverses sections efficaces de production (paires de fermions ou de bosons, production de boson uniques). Toute déviation de ces mesures de précision (de l'ordre ou mieux que le pourcent) par rapport aux prédictions théoriques dans le cadre du Modèle Standard aurait indiqué l'existence de nouvelles particules dont le seuil de production aurait été au dessus des possibilités du LEP.

La figure 4.1 montre l'accumulation de luminosité entre 1989 et 2000 en fonction du nombre de jours de fonctionnement pour chaque année. Ces chiffres correspondent à la luminosité délivrée par l'accélérateur.

TAB. 4.1 – *Energies moyennes dans le centre de masse des données simulées et réelles. Les luminosités collectées et les erreurs associées relatives, mesurées par le détecteur ALEPH, sont indiquées pour chaque lot en énergie.*

Année	Simulation		Data	
	Energie (GeV)	Energie (GeV)	Luminosité (pb ⁻¹)	Erreur relative (%)
1997	182,60	182,65	56,8	0,55
1998	188,60	188,63	174,2	0,44
1999	191,60	191,58	28,9	0,50
	195,50	195,52	79,9	0,45
	199,50	199,52	86,3	0,44
	201,60	201,62	41,9	0,48
2000	204,90	204,86	81,4	0,47
	206,50	206,53	133,2	0,45

La table 4.1, extraite de la note [39] présente, pour chaque année, la luminosité collectée par le détecteur ALEPH et estimée par ce même détecteur. Elle montre aussi l'énergie moyenne de centre de masse (CM) au point ALEPH qui est calculée à partir des données de la machine. La division en quatre périodes de l'année 1999 correspond aux différentes montées en énergie. Pour l'année 2000, la montée en énergie se faisait par 'miniramp' au sein du même 'fill'. Par conséquent, pour faciliter les analyses, les 'runs' ont été séparés en deux groupes. La figure 4.2 présente la distribution des énergies de collision pour la période de fonctionnement à 189 GeV. La largeur typique de cette distribution est de 50 MeV. Il faut enfin noter que les énergies moyennes entre données simulées et réelles de différent pas de plus de 50 MeV.

La luminosité est calculée à partir du flux de bhabhas ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)

produits à bas angle par rapport aux faisceaux. Les erreurs statistiques et systématiques sont présentées dans la note [40]. L'erreur statistique provenant de la taille finie du lot de données réelles (resp. simulées) varie entre 0,15-0,20% (resp. 0,2-0,3%). L'incertitude expérimentale qui est dominante, est estimée à 0,34 %. Elle est principalement liée au positionnement des luminomètres, de leur zone sensible et de celui du faisceau. Elle est donc corrélée à pratiquement 100% entre les différents lots d'énergie. L'incertitude théorique obtenue à partir du générateur BHLUMI [41] est évaluée à 0,12 %. L'erreur systématique totale (voir table 4.1) est de l'ordre 0,5% et, pour être conservateur, est considérée comme corrélée à 100 % entre les 8 différents lots. Par contre, elle ne le sera pas entre expériences LEP.

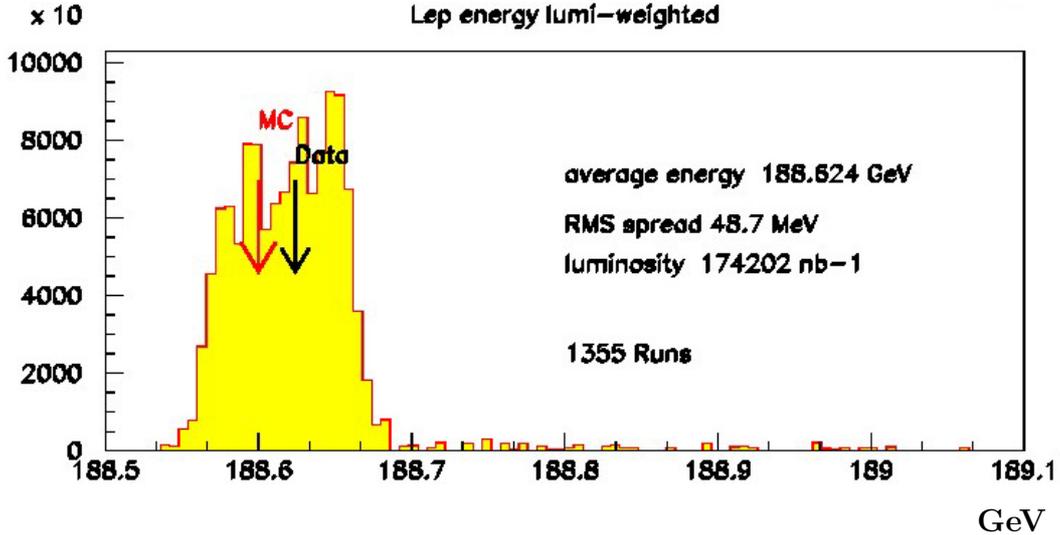


FIG. 4.2 – Distribution de l'énergie dans le centre de masse pondérée par la luminosité au point de collision d'ALEPH pendant la période '189 GeV'. Pour indication, l'énergie des événements simulés associés est indiquée (flèche grise) ainsi que la valeur moyenne de l'énergie des données réelles.

Une des mesures phare de LEP2 étant celle de la masse du boson W avec une précision inférieure à 0,5 pour mille, l'énergie de chaque faisceau doit être aussi connue avec la même précision relative : en effet, l'erreur sur l'énergie d'un faisceau (ΔE_b) et l'erreur systématique associée pour ΔM_W sont reliés par l'équation

$$\frac{\Delta M_W}{M_W} \simeq \frac{\Delta E_b}{E_b} \quad (4.1)$$

Par conséquent, l'incertitude relative sur l'énergie des faisceaux ne doit pas dépasser $2 \cdot 10^{-4}$ soit 20 MeV.

A tout instant, la valeur de l'énergie de collision a été calculée par le LEP Energy Working Group et fournie aux expériences. Leur méthode de mesure est décrite dans cette note [42]. Elle est basée sur les mesures de 16 sondes sensibles à la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Elles sont calibrées en utilisant la Dépolarisation Résonante. Cette méthode avait permis d'estimer

l'énergie de chaque faisceau (45 GeV) à 0,2 MeV près soit $\sim 0,5 \cdot 10^{-5}$ d'erreur relative autour du pic du Z. Une polarisation suffisante n'étant obtenue que pour un faisceau d'énergie comprise entre 40 et 60 GeV, la calibration est restreinte à cette zone et il faut faire une extrapolation avec des modèles magnétiques jusqu'à des énergies de faisceau entre 90 et 105 GeV. La linéarité de cette extrapolation a été vérifiée en comparant les résultats avec trois autres types de mesure :

- 'Flux Loop': les 16 sondes RMN ne couvrant pas l'ensemble de l'anneau du LEP, les mesures des variations de flux magnétique en fonction de l'énergie d'un faisceau dans ces sondes sont comparées avec celles des boucles en cuivre installées sur l'ensemble des 32000 aimants dipolaires. A 100 GeV, la différence entre cette méthode et la RMN est de -5 MeV et l'erreur systématique relative est de $16 \cdot 10^{-5}$.
- Spectromètre: un aimant dipolaire du LEP a été remplacé par un autre dont une cartographie magnétique précise avait été réalisée. Trois moniteurs de positions étaient placés autour de cet aimant pour mesurer la déflexion du faisceau. Cet ensemble est calibré avec la dépolarisation résonante dans la bande 41-60 GeV. A 92 GeV, la différence de mesure de cette méthode avec la RMN est de -5 ± 18 MeV et l'erreur systématique relative est de $20 \cdot 10^{-5}$.
- Fréquence synchrotron : La variation de la fréquence synchrotron en fonction de la tension des cavités accélératrices est une fonction 'simple' de l'énergie du faisceau. La mesure des points de cette fonction permet d'estimer cette énergie. Nécessitant de pouvoir augmenter la tension des cavités, elle n'est possible que jusqu'à 90 GeV dans le centre de masse. A 85 GeV, la différence de mesure de cette méthode avec la RMN est de -3 ± 16 MeV et l'erreur systématique relative est de $30-60 \cdot 10^{-5}$.

La figure 4.3 montre les contributions de ces différentes méthodes à l'estimation finale de l'énergie d'un faisceau. Pour les années 1997, 1998 et 1999 (183-202 GeV), la précision relative sur l'estimation de l'énergie dans le centre de masse est de $12 \cdot 10^{-5}$. Pour l'année 2000, travaillant à la limite des possibilités de la machine, l'erreur augmente et est estimée à $20 \cdot 10^{-5}$. La corrélation des erreurs entre différentes énergies et expériences est pratiquement de 100%. En conclusion, cette erreur (~ 15 MeV) est petite par rapport à l'erreur statistique attendue pour la mesure de la masse du boson W (~ 30 MeV). Pour la mesure des couplages, cette incertitude systématique aura un impact négligeable.

4.2 Le détecteur ALEPH

Ce chapitre contient une description du détecteur ALEPH. Je ferai ensuite une rapide description de la chaîne de production des données depuis le détecteur (réalité) ou l'ordinateur (simulation) jusqu'à celles entrant dans les programmes en bout de chaîne d'analyse.

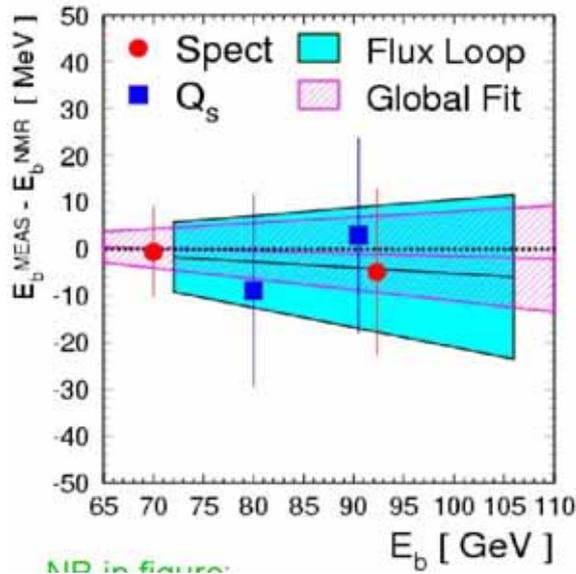


FIG. 4.3 – Incertitude sur la comparaison entre les estimations de l'énergie d'un faisceau en fonction de cette énergie, par la méthode du spectromètre (point rouge), de la fréquence synchrotron (carré bleu), de la boucle de flux (zone foncée) et leur combinaison (zone claire). La valeur de référence est la valeur fournie par RMN.

4.2.1 Vue générale

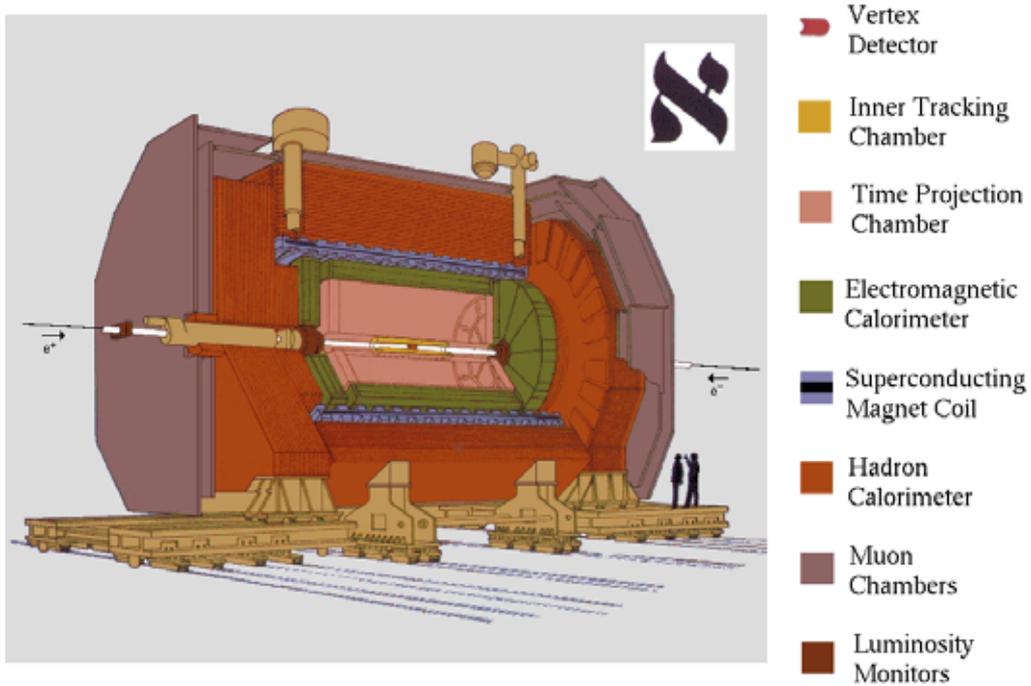
Je ferai une courte description du détecteur ALEPH qui a déjà fait l'objet de maintes présentations. Ce premier article [43] passe en revue le détecteur au démarrage de LEP. Des informations détaillées sur les constituants du détecteur à la fin de la phase LEP1, sont disponibles dans cette revue [44]. Ses performances sont données dans cette publication [45].

Je rappellerai juste les points importants dans la perspective de l'étude du boson W . Tout d'abord, le détecteur a une symétrie cylindrique autour de l'axe des faisceaux comme le montre la figure 4.4. Elle met aussi en évidence une symétrie par rapport au plan transverse contenant le point théorique d'interaction.

Son système de coordonnées de référence est décrit par la figure 4.5. L'axe z est dirigé suivant celui des électrons du faisceau, x pointe horizontalement vers le centre de l'anneau LEP et donc y est dirigé vers le haut. L'angle azimutal θ des particules est défini par rapport à l'axe z .

4.2.2 Les détecteurs de traces

En partant du point d'interaction, une particule traverse le micro-vertex (VDET) qui est constitué de deux couches de silicium double-face placés à 6,3 et 11 cm du faisceau. Grâce à une longueur efficace de 40 cm suivant l'axe z , elles ont une acceptation spatiale de $|\cos\theta| \leq 0,95$ et 0,87. Une résolution spatiale de 10 μm est obtenue dans le plan transverse et 15 à 50 μm en z suivant l'angle θ .



The ALEPH Detector

FIG. 4.4 – *Le détecteur ALEPH.*

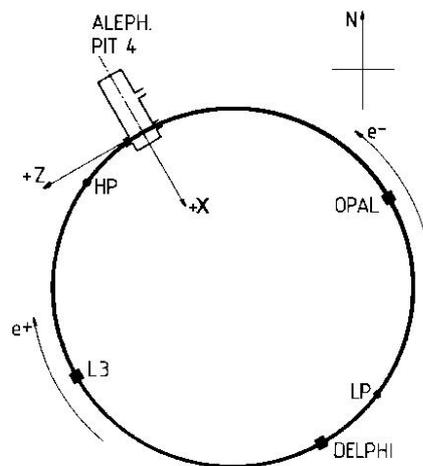


FIG. 4.5 – *Système de coordonnées du détecteur ALEPH par rapport aux faisceaux du LEP.*

Ensuite, il traverse une chambre à derive multi-fils (ITC) de 2 m de long avec un rayon compris entre 13 et 29 cm. Elle donne d'abord 8 points de passage pour chaque trace avec une précision de $150 \mu\text{m}$ dans le plan transverse. De plus, elle a un temps de réponse suffisamment rapide pour être pris en compte par le premier niveau de déclenchement.

Le dernier sous-détecteur dédié à la mesure des trajectoire des particules chargées est la Chambre à Projection Temporelle (TPC). C'est un cylindre de 470 cm de long avec des rayons internes et externes de 31 et 180 cm. Les électrons d'ionisation sont collectés sur les faces à grand z . A chaque trace peut correspondre jusqu'à 21 points de mesure ayant une résolution de $173 \mu\text{m}$ et $740 \mu\text{m}$ dans les plans transverses et longitudinaux. En plus, il est possible de mesurer la perte d'énergie par ionisation du gaz (dE/dx) pour identifier les traces correspondants à des électrons, des pions ou des kaons.

L'ensemble de ces sous-détecteur baigne dans un champ magnétique solénoïdale de 1,5 T. Il est créé par un solénoïde supra-conducteur qui se trouve entre les calorimètres électromagnétique et hadronique. Il permet de courber la trajectoire des particules chargées pour pouvoir calculer leur impulsion et leur charge électrique.

A partir des informations collectées par ces trous sous-détecteur, on obtient les résolutions en impulsion présentées dans le tableau 4.2. Les traces peuvent être reconstruites jusqu'à une valeur de 0,96 pour $|\cos\theta|$. La résolution angulaire sur leur direction est de l'ordre du mrad dans les plans longitudinal et transverse [46].

Détecteur	Impulsion transverse $\sigma(1/p_T)(\text{GeV}/c)^{-1}$
TPC	$1,2 \times 10^{-3}$
+ITC	$0,8 \times 10^{-3}$
+VDET	$0,6 \times 10^{-3}$

TAB. 4.2 – Résolution sur l'impulsion transverse p_T d'une trace. On observe ainsi les améliorations successives apportées par les différents détecteurs de traces. Les traces considérées doivent contenir au moins deux impacts dans le détecteur de vertex. Ce tableau est tiré de la référence [45].

4.2.3 Les calorimètres

Sortant des détecteurs de traces, les particules rencontrent les calorimètres électromagnétique (ECAL) puis hadronique (HCAL).

Le ECAL est un calorimètre à échantillonnage gazeux de haute granularité. Il est constitué d'un tonneau divisé en douze modules en Φ , et de deux bouchons constitués chacun de douze pétales. Le tonneau a une longueur de 4,77 m et a pour rayons interne et externe 1,84 et 2,25 m autour de l'axe du faisceau. Chaque bouchon a une épaisseur de 56 cm, des rayon interne et externe de 0,54 et 1,88 m. L'ensemble couvre une zone angulaire

$0 \leq |\cos \theta| \leq 0,97$. Un module est divisé d'un empilement de 45 plaques de plomb (absorbeur) séparées par des cellules de détection contenant un mélange gazeux (milieu ionisé). Il est séparé en trois secteurs en profondeur de 4, 9 et 9 X^0 chacun. Latéralement, les cellules sont regroupées en tours projectives de section $30 \times 30 \text{ mm}^2$ correspondant à une segmentation de $0,9^\circ$. Ce calorimètre a une résolution en énergie de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,18}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0,009. \quad (4.2)$$

Le calorimètre hadronique est constitué de plaques de fer séparées par des cellules détectrices fonctionnant en mode 'saturé'. Sa couverture angulaire va jusqu'à 105 mrad soit $|\cos \theta| \leq 0,994$. Il représente 7,2 longueurs d'interactions sous incidence normale. Le tonneau est divisé en 24 modules alors que les deux bouchons le sont en six. Les tours font $3,7^\circ \times 3,7^\circ$ correspondant à 4×4 tours du calorimètre électromagnétique. La résolution relative en énergie du calorimètre pour des pions à incidence normale est de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,85}{\sqrt{E/\text{GeV}}}. \quad (4.3)$$

En dehors des neutrinos, seuls les muons d'énergie supérieure à 3 GeV atteignent les chambres à muons derrière les calorimètres. Elles sont constituées de deux plans détecteur de conception proche de ceux du calorimètre hadronique.

Pour que le détecteur ALEPH puisse mesurer la luminosité délivrée par le LEP, des luminomètres sont placés à bas angle par rapport au faisceau. Ils sont aussi utilisés pour compléter la couverture angulaire du détecteur. Mais, en contre partie, ils reçoivent des particules éjectées du faisceau. Le premier élément est le LCAL (Luminosity Calorimeter) de conception similaire aux bouchons du calorimètre électromagnétique. Il est composé de deux modules semi-circulaires couvrant la zone entre 170 et 55 mrad . Il se trouve donc en partie devant le calorimètre hadronique. Le deuxième élément est le SiCAL (Silicon Calorimeter). Il a une géométrie cylindrique autour du faisceau. Il est constitué d'une succession de 12 couches de tungstène (milieu absorbeur) séparés par un milieu sensible en silicium. Il couvre la région entre 58 et 24 mrad mais il est aveuglé à LEP2 en dessous de 32 mrad par un masque anti-radiation. Ce dernier point sera important pour l'étude de la production de W unique (voir chapitre 3.3.1).

4.2.4 Simulation du détecteur et traitement des données

Les processus de physique des particules au LEP $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ et $e^+e^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ sont générés par différents programmes interfacés au programme de simulation d'ALEPH. Le programme KoralW [32] produit les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$. Le canal $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ qui est le principal bruit de fond de

haute impulsion transverse est traité par le programme KK2F [47]. Pour une liste exhaustive des générateurs utilisés par ALEPH pour les analyses sur le boson W, on pourra se référer à ce papier [48]. Après la production de 2 ou 4 fermions, la cascade des désintégrations et le passage de quarks à des jets de particules est pris en charge par le programme JETSET [37]. Le programme KINGAL [49] gère l'ensemble de ces étapes et écrit dans son format, l'histoire des particules depuis la paire e^+e^- jusqu'aux particules allant interagir avec le détecteur. Ces informations resteront accessibles jusqu'à la fin de la chaîne d'analyse d'ALEPH.

L'interaction des particules stables avec les éléments du détecteur ALEPH est pris en charge par le programme GALEPH [50]. Il s'appuie sur le programme GEANT [51] pour définir la géométrie du détecteur et les interactions entre matière et particules à l'exception des électrons et des photons dans le ECAL. Pour ces derniers, le développement de la gerbe électromagnétique est modélisé en partant des données de faisceau test. Enfin, GALEPH traite la collection, la numérisation et l'introduction du bruit électronique. Les données simulées sont alors stockées dans un format similaire à celui des données réelles.

A ce stade, les données réelles ou simulées sont traitées par le programme JULIA [52]. Il fabrique les informations suivantes :

- des traces uniques combinant les informations des détecteurs VDET, ITC et TPC
- des amas calorimétriques

Il peut aussi faire des associations pour reconstruire les objets plus complexes suivants :

- vertex secondaires (conversion de photons ou K_s^0)
- identifier des muons (trace + minimum d'ionisation dans le HCAL + chambre à muons touchée)
- identifier et calculer l'énergie des électrons et photons en se basant sur la forme longitudinale et transversale du dépôt d'énergie dans le ECAL et le dE/dx mesuré par la TPC pour les électrons

Les données sont alors écrites dans un format appelé DST. La taille des données va alors être réduite en ne gardant que les données pertinentes pour les analyses de physique. A la fin de LEP2, toutes les analyses pouvaient être faites avec ces données réduites appelées 'MINI'. Les données réelles et simulées d'ALEPH au format MINI ont une taille de 180 et 5400 Go. Je reviendrais plus loin sur les raisons d'avoir tant des données simulées ainsi que la manière de gérer leur production.

Lors de la fabrication des fichiers MINI, on ajoute des informations calculées à partir d'un algorithme de flux d'énergie [45]. Son but est de mesurer les caractéristiques des particules produites dans l'événement en combinant les informations des différents groupes de sous-détecteurs et en évitant un double comptage. Par exemple, un proton étant vu par les détecteurs de traces et les calorimètres, il ne faut pas compter cette énergie deux fois. En sortie, les particules sont classées par type (électron, photon, amas hadronique neutre

ou chargé,...).

Pour conclure, la résolution en énergie d'ALEPH en prenant les objets "flux d'énergie", est [45]

$$\sigma(E) = (0,59 \pm 0,03)\sqrt{E/\text{GeV}} + (0,6 \pm 0,3)\text{GeV}. \quad (4.4)$$

4.3 Outils d'analyse pour le groupe W d'ALEPH

Après avoir décrit les outils généraux de productions de données réduites commun à toute l'expérience ALEPH, je vais passer à ceux qui sont spécifiques au groupe travaillant sur la physique du boson W, groupe qui sera dorénavant appelé 'Groupe W'. Des outils informatiques pour gérer la production d'événements simulés et des ntuples ont été construits pour être simple d'utilisation et pour automatiser les transferts d'information. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur l'expérience acquise au cours des précédentes années et la disponibilité d'une importante puissance de calcul. Je développerai donc cet outil dans ce chapitre.

4.3.1 Gestion des lots d'événements simulés

Pour obtenir les résultats sur la physique du boson W, il a été nécessaire de produire une grande quantité et une grande variété de données simulées. La puissance de calcul disponible et l'espace disque, en particulier au CERN, ayant fortement augmenté, il est maintenant possible d'utiliser des techniques d'analyse gourmandes en temps de calcul et nécessitant une grande quantité d'événements.

Concernant la grande variété des configurations, il a fallu traiter de l'ordre de 500 configurations différentes pour les raisons suivantes. Tout d'abord, utilisant des données réelles produites à huit énergies dans le centre de masse significativement différentes, chaque production devait se faire aux huit valeurs. Concernant le bruit de fond au boson W, il a fallu générer de l'ordre d'une dizaine de canaux différents pour chaque énergie. Pour le signal, il a fallu générer des lots $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ avec différents paramètres pour le boson W (masse, largeur, couplage). A cela s'ajoute la production des lots de référence avec différents types de fragmentation, reconnection de couleur et effet de Bose-Einstein.

Pour ce qui est du nombre total d'événements simulés, il a été généré 150 millions d'événements dont 100 millions d'événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à comparer à la production de 10000 paires de W par l'accélérateur LEP. Ce grand facteur entre nombres d'événements réels et simulés est justifié par les points suivants. Pour le bruit de fond, il faut d'abord noter qu'il a une section efficace supérieure ou égale au signal. Ensuite, la sélection des événements se faisant à base de réseau de neurones avec plusieurs variables après une première pré-sélection, le nombre d'événements nécessaire pour s'affranchir des fluctuations statistiques doit être important. Pour le signal, la mesure

des couplages anormaux et de la masse du boson W se faisant par pondération d'un lot de référence, ce dernier doit aussi contenir un grand nombre d'événements. Enfin, il y a multiplication des lots pour les études systématiques associées à des modifications de modèle ou de paramètre au niveau générateur (modèle de fragmentation par exemple). L'erreur systématique est calculée en comparant le lot de référence et le lot modifié. Pour diminuer l'erreur statistique sur la différence observée, la corrélation entre les deux lots est maximisée en 'régénérant' les événements du lot de référence à partir des mêmes fermions et photons ISR et FSR.

La complexité de cette production a donc pu être assumée avec un minimum de main d'oeuvre grâce à un outil informatique décrit dans la note [53]. Mon travail a consisté à porter au CCIN2P3 cet outil qui avait été développé pour fonctionner au CERN. La soumission se faisait depuis le CCIN2P3 en accédant une base de donnée d'ALEPH au CERN pour obtenir les bons paramètres d'initialisation. L'ensemble des fichiers étaient créés au CCIN2P3 puis transférés automatiquement au CERN par le réseau informatique, ne gardant au CCIN2P3 que les fichiers de contrôle. La principale difficulté a consisté à faire des outils automatiques de contrôle concernant les transferts géographiques de fichiers. Cette adaptation a suffisamment bien fonctionné pour qu'elle soit aussi utilisée sur une ferme de calcul à Pise (Italie). Au final, la participation du CCIN2P3 à la production d'événements simulés se monte à 15%. Pour ma part, j'ai suivi cette production qui était principalement dédiée à la physique du boson W.

4.3.2 Outils communs d'analyse au groupe W

A partir de début 1999, une personne d'ALEPH a écrit un code d'analyse qui rassemble les différents algorithmes développés par les différents sous-groupe du groupe W. Son but était de fournir des ntuples au format 'PAW' contenant les informations nécessaire à la sélection et à la reconstruction des événements W. Ils servaient de base pour la publication de résultats et pour comparaison avec les résultats provenant de nouveaux algorithmes. Ce regroupement a aussi permis de faire partager la correction d'erreurs de programmation. Suite à ce travail, il a été plus facile d'avoir des résultats cohérents à l'intérieur du groupe W.

Faisant le suivi de la production des événements simulés pour le groupe W, j'ai repris cet outil pour l'automatiser et rendre rapide la production des ntuples associés. Cette automatisation a permis de réduire la quantité de main d'oeuvre nécessaire à la production de 3300 fichiers ntuples à partir de 5400 Go de données simulées au format MINI. De plus, grâce aussi à la puissance de calcul disponible au CERN, il était possible en quelques jours de reproduire de nouveaux ntuples, en particulier, en cas d'introduction d'un nouvel algorithme.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace de production de W unique

Dans ce chapitre, je ferai une présentation rapide de la mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ avec le détecteur ALEPH. Elle utilise l'ensemble des données collectées entre 183 et 207 GeV. J'indiquerai les principaux résultats de ce papier, le détail de l'analyse étant accessible dans l'annexe B. Les résultats seront comparés avec diverses prédictions théoriques. La précision sur cette mesure étant limitée par l'erreur statistique, je passerai aux résultats combinés des quatre expériences LEP.

5.1 Mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ avec le détecteur ALEPH

L'analyse du canal $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ publiée par l'expérience ALEPH utilise la définition du signal appelée 'ALEPH' dans le chapitre 3.3.1. La sélection des événements $W e \nu_e$ est basée sur les propriétés suivantes déjà décrite dans le chapitre 3.3 :

- Pour une désintégration leptonique du boson W , l'événement ne doit contenir qu'un seul lepton (electron, muon ou tau) avec une grande énergie ($E > 20$ GeV dans le cas électron ou muon) et la masse invariante totale ne doit pas excéder $5 \text{ GeV}/c^2$. De plus, avec la présence de deux neutrinos, l'événement doit avoir une grande impulsion transverse manquante ($p_T > 0.06 \sqrt{s}$). Enfin, pour supprimer le fond deux photons ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$), aucun amas d'énergie ou trace ne doit être observée en dessous de 14° par rapport à l'axe du faisceau. L'efficacité de sélection est de 70% pour les états finaux $W \rightarrow e/\mu\nu$ et 28% pour $W \rightarrow \tau\nu$. La pureté obtenue est de 64% avec un bruit de fond dominé par le canal $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma^*)e^+e^-$ (60% du fond).
- Pour une désintégration hadronique, il doit contenir deux jets acolinéaires dans l'acceptance du détecteur ayant une grande masse invariante, au moins 7 traces regroupant au moins 10% de l'énergie du centre de masse. L'axe de l'impulsion manquante doit pointer dans

l'acceptance ($|\cos\theta_{miss}| < 0,90$). Ensuite, après avoir défini deux hémisphères séparés par le plan orthogonal à l'axe de poussée ('thrust'), l'acolinéarité entre ces deux hémisphères ne doit pas dépasser 165° . Puis, la masse invariante de l'événement doit excéder $40 \text{ GeV}/c^2$. Enfin, l'énergie détectée en dessous de 14° doit être inférieure à $0,025\sqrt{s}$. Pour s'affranchir du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (en particulier semi-leptonique), les événements passant la sélection $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (voir chapitre 6.1) sont rejetés ainsi que ceux contenant un lepton (électron ou muon) d'énergie supérieure à $0,05\sqrt{s}$. Finalement, un réseau de neurones basé sur des variables globales de l'événement et liées à la reconstruction d'un tau est utilisé. L'efficacité de sélection est de 38% avec une pureté de 44%. Les bruits de fond restant sont les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ avec $W^+W^- \rightarrow \tau\nu_\tau q\bar{q}'$ (54% du bruit de fond) et $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (41%). Lors de l'analyse des couplages ZWW et γWW pour le canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$, il faudra tenir compte du fait que le bruit de fond WW a aussi une dépendance à ces mêmes couplages.

Le tableau 5.1 donne, pour chaque énergie, les nombres d'événements observés et attendus pour le signal et le bruit de fond.

Energie (GeV)	Leptonique			Hadronique		
	Evts observés	Signal attendu	Bruit de fond attendu	Evts observés	Signal attendu	Bruit de fond attendu
183	7	4.7 ± 0.1	3.3 ± 0.1	11	4.9 ± 0.1	5.5 ± 0.1
189	25	15.7 ± 0.1	9.9 ± 0.3	40	18.3 ± 0.2	26.2 ± 0.2
192	6	2.7 ± 0.1	1.6 ± 0.1	6	2.5 ± 0.1	3.2 ± 0.1
196	13	8.2 ± 0.1	4.8 ± 0.1	22	8.9 ± 0.1	11.2 ± 0.1
200	14	9.4 ± 0.1	5.2 ± 0.2	38	11.8 ± 0.1	15.0 ± 0.1
202	4	4.8 ± 0.1	2.7 ± 0.1	16	6.2 ± 0.1	8.0 ± 0.1
205	15	9.7 ± 0.1	4.9 ± 0.2	23	12.7 ± 0.1	15.8 ± 0.2
207	18	16.4 ± 0.1	8.6 ± 0.3	49	21.8 ± 0.2	26.3 ± 0.3
Total	102	71.7 ± 0.3	40.8 ± 0.5	205	87.1 ± 0.3	111.2 ± 0.4

TAB. 5.1 – Nombre d'événements observés dans les canaux de désintégration leptonique et hadronique de l'état final $We\nu_e$ ainsi que les nombres attendus pour le signal et le bruit de fond. Les erreurs mentionnées proviennent de la taille finie des lots d'événements simulés.

Le tableau 5.2 présente les différentes erreurs systématiques dont les sources sont décrites dans l'annexe B. La principale provient de l'incertitude sur l'estimation de l'efficacité de sélection (3%). Ce point est développé dans l'annexe A avec une comparaison des prédictions des générateurs Grace et KoralW (ce dernier est utilisé dans cette analyse pour le calcul d'efficacité). Ensuite vient la taille finie des lots d'événements simulés utilisés pour calculer les efficacités de sélection du signal et des bruits de fonds (2%). Pour le canal hadronique, il faut ajouter une erreur de 2,1% pour la modélisation du détecteur. Toutes les autres systématiques sont inférieures ou égales à 1,5%. L'ensemble des sources d'erreurs systématiques sont corrélées entre

5.1 Mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ avec le détecteur ALEPH3

TAB. 5.2 – Erreurs systématiques relatives sur la mesure de la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ pour les canaux leptoniques et hadroniques.

Source	Erreur relative en %	
	Leptonique	Hadronique
Différences entre générateurs	3.0	3.0
Statistique Monte-Carlo	2.0	2.0
Simulation des détecteurs	0.7	2.1
Taux de bruit de fond	1.5	1.1
Bruit associé au faisceau	0.7	1.1
Luminosité	0.7	1.1
Hadronisation	-	1.0
Simulation du déclenchement	0.2	-
Identification des leptons	<0.1	-
Total	4.1	4.7

énergies à l'exception de celle associée à la taille finie des lots d'événements simulés. En résumé, les erreurs systématiques totales sont respectivement 4,1 et 4,7% pour les canaux de désintégrations leptoniques et hadroniques. Il faut noter que l'incertitude relative sur la section efficace théorique du canal $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ a été estimée par le LEPWWG [29] à 5%.

Le tableau 5.3 montre les différentes sections efficaces mesurées pour les canaux leptoniques et hadroniques. Elles seront utilisées pour la mesure des couplages décrite dans le chapitre 6.2.1. L'erreur statistique est bien plus grande que la systématique. Le tableau 5.4 somme les sections efficaces des deux canaux et montre le rapport avec la prédiction du générateur Grace.

TAB. 5.3 – Mesures des sections efficaces leptonique (σ_{lep}) et hadronique (σ_{had}) du canal $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ pour chaque énergie.

Energie (GeV)	$\sigma_{\text{lep}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	$\sigma_{\text{had}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
	(pb)	(pb)
183	$0,11 \pm 0,08 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,18 \pm 0,01$
189	$0,14 \pm 0,05 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,10 \pm 0,01$
192	$0,25 \pm 0,14 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,31 \pm 0,01$
196	$0,17 \pm 0,07 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,18 \pm 0,01$
200	$0,17 \pm 0,07 \pm 0,01$	$0,70 \pm 0,19 \pm 0,02$
202	$0,05 \pm 0,08 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,24 \pm 0,02$
205	$0,21 \pm 0,08 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,15 \pm 0,02$
207	$0,12 \pm 0,05 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,13 \pm 0,02$

Au final, on combine les rapports entre sections efficaces totales du canal $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ mesurées et prédites par plusieurs générateurs. Pour chaque générateur, on obtient le rapport R_W suivant :

- $R_W = 0,96 \pm 0,11(\text{stat.}) \pm 0,04(\text{syst.})$ pour Grace

TAB. 5.4 – Mesures de la section efficace $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$. La deuxième colonne indique les rapports entre la mesure et la valeur prédite par le générateur Grace (R_W).

Energie (GeV)	$\sigma \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$ (pb)	$R_W \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
183	$0,40 \pm 0,19 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,46 \pm 0,04$
189	$0,36 \pm 0,12 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,25 \pm 0,04$
192	$0,60 \pm 0,32 \pm 0,02$	$1,21 \pm 0,65 \pm 0,04$
196	$0,58 \pm 0,18 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,35 \pm 0,04$
200	$0,87 \pm 0,17 \pm 0,02$	$1,55 \pm 0,31 \pm 0,04$
202	$0,53 \pm 0,25 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,43 \pm 0,04$
205	$0,43 \pm 0,18 \pm 0,03$	$0,71 \pm 0,30 \pm 0,04$
207	$0,54 \pm 0,14 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,23 \pm 0,04$

- $R_W = 1,00 \pm 0,12(\text{stat.}) \pm 0,04(\text{syst.})$ pour KoralW

Les deux générateurs prédisent donc des valeurs de section efficace du canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ compatibles avec la mesure faite par l'expérience ALEPH. La précision de la comparaison étant limitée par la statistique, la combinaison des mesures des quatre expériences LEP diminuera l'erreur totale.

5.2 Mesures combinées de la section efficace $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ au LEP

Pour les conférences d'été 2004, le groupe LEPEWWG a combiné les résultats des différentes expériences LEP [6]. Contrairement aux résultats publiés par ALEPH avec sa propre définition du signal, le groupe LEPEWWG utilise une définition du signal basée sur les diagrammes de la voie t (voir chapitre 3.3.1). Le passage de la section efficace calculée avec la définition 'ALEPH' à celle utilisée par le LEPEWWG se fait en multipliant la mesure par 1,50 pour les canaux leptoniques et hadroniques. Les valeurs pour les différentes expériences sont indiquées dans le tableau 5.5. Les résultats des expériences ALEPH et L3 sont finaux.

Le tableau 5.6 et la figure 5.1 présentent la concordance des mesures des sections efficaces combinées de LEP avec les prédictions théoriques des générateurs Grace et WPHACT [35]. Lors de cette combinaison, les corrélations entre expériences sont prises en compte. L'expérience OPAL ne prévoyant pas de compléter le tableau des mesures en dehors de 189 GeV, les erreurs présentées ne devraient pas significativement diminuer lors de la combinaison finale des mesures des expériences LEP.

La conclusion est que la section efficace du canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ est mesurée avec une précision de 7% qui est du même ordre que l'incertitude sur la prédiction théorique (5%). La précision de la mesure est toujours limitée par l'erreur statistique (6,8 %). Il faudra attendre le prochain collisionneur e^+e^-

TAB. 5.5 – Section efficace totale du canal $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ mesurée par les quatre expériences LEP ainsi que les valeurs combinées pour les huit différentes énergies entre 183 et 207 GeV. Les résultats définitifs sont indiqués par une *.

Energie (GeV)	Section efficace totale (pb)				
	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
183	$0,60^{+0,32}_{-0,26}$ *	–	$0,80^{+0,28}_{-0,25}$ *	–	$0,70 \pm 0,20$
189	$0,55^{+0,18}_{-0,16}$ *	$0,70^{+0,30}_{-0,26}$	$0,69^{+0,16}_{-0,15}$ *	$0,67^{+0,17}_{-0,15}$	$0,64 \pm 0,09$
192	$0,89^{+0,58}_{-0,44}$ *	$0,12^{+0,29}_{-0,14}$	$1,11^{+0,48}_{-0,41}$ *	–	$0,81 \pm 0,30$
196	$0,87^{+0,31}_{-0,27}$ *	$0,90^{+0,41}_{-0,36}$	$0,97^{+0,27}_{-0,25}$ *	–	$0,91 \pm 0,17$
200	$1,31^{+0,32}_{-0,29}$ *	$0,45^{+0,33}_{-0,20}$	$0,88^{+0,26}_{-0,24}$ *	–	$0,90 \pm 0,16$
202	$0,80^{+0,42}_{-0,35}$ *	$1,09^{+0,52}_{-0,43}$	$1,50^{+0,45}_{-0,40}$ *	–	$1,12 \pm 0,23$
205	$0,65^{+0,27}_{-0,23}$ *	$0,56^{+0,36}_{-0,30}$	$0,78^{+0,29}_{-0,25}$ *	–	$0,67 \pm 0,18$
207	$0,81^{+0,22}_{-0,20}$ *	$0,58^{+0,26}_{-0,23}$	$1,08^{+0,21}_{-0,20}$ *	–	$0,85 \pm 0,14$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$					11,1/16

TAB. 5.6 – Rapports entre les sections efficaces du canal $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ mesurées par les expériences LEP et celles prédites par les générateurs Grace et WPHACT. L'erreur présentée pour chaque énergie est la combinaison des contributions statistiques et systématiques. Dans la partie basse, le rapport est moyenné sur toutes les énergies et les erreurs statistiques et systématiques sont indiquées.

Energie (GeV)	$\mathcal{R}_{W e \nu_e}^{\text{Grace}}$	$\mathcal{R}_{W e \nu_e}^{\text{WPHACT}}$
183	$1,121 \pm 0,312$	$1,156 \pm 0,322$
189	$0,913 \pm 0,133$	$0,941 \pm 0,137$
192	$1,099 \pm 0,400$	$1,133 \pm 0,412$
196	$1,156 \pm 0,209$	$1,192 \pm 0,216$
200	$1,071 \pm 0,185$	$1,103 \pm 0,190$
202	$1,286 \pm 0,265$	$1,325 \pm 0,273$
205	$0,726 \pm 0,191$	$1,325 \pm 0,196$
207	$0,901 \pm 0,147$	$0,923 \pm 0,152$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	11,1/16	11,1/16
Moyenne	$0,973 \pm 0,067(\text{stat.})$ $\pm 0,029(\text{syst.})$	$1,002 \pm 0,069(\text{stat.})$ $\pm 0,030(\text{syst.})$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	16,0/24	16,1/24

pour progresser du coté expérimental sur ce sujet.

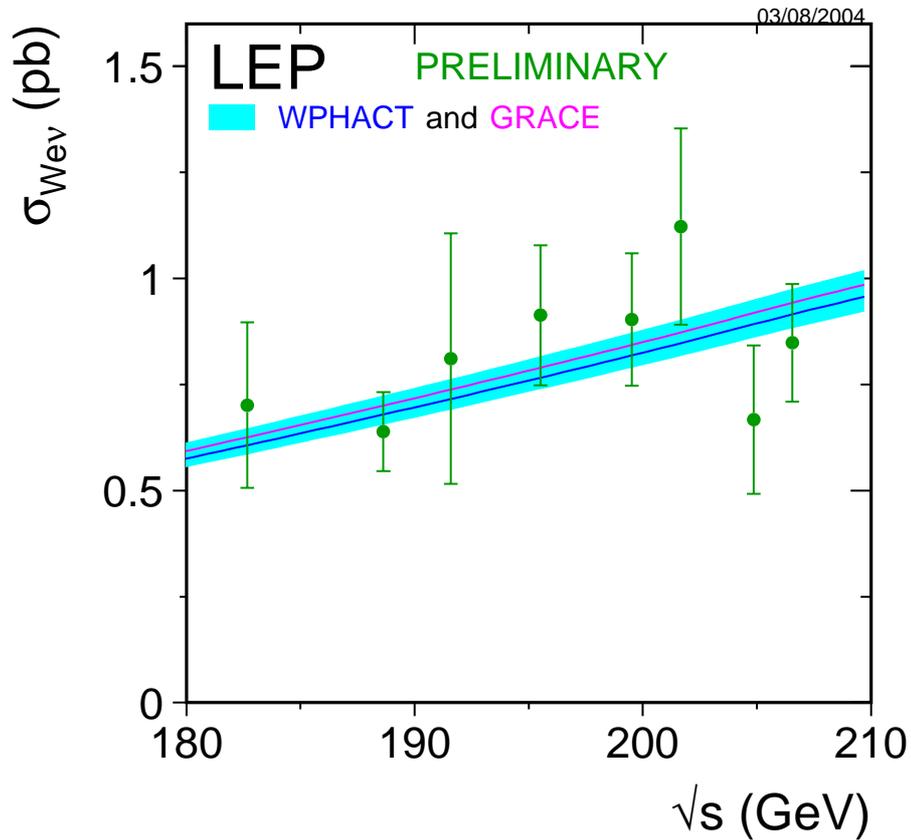


FIG. 5.1 – Mesures combinées des sections efficaces du canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ par les expériences LEP et valeurs prédites par les générateurs Grace et WPHACT. L'erreur présentée pour chaque énergie est la combinaison des contributions statistiques et systématiques.

Chapitre 6

Mesure des couplages ZWW et γ WW

Une introduction théorique sur les couplages chargés à trois bosons (γ WW et ZWW) a été faite au chapitre 3.1. Je vais maintenant décrire les grandes lignes de la mesure de ces couplages dans l'expérience ALEPH. Elle utilise les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$. L'analyse de l'état final $We\nu_e$ ayant été décrite dans le chapitre précédent, je me concentrerai sur la sélection et la reconstruction des paires de W. Je passerai ensuite à la méthode d'extraction des couplages et à la présentation des résultats qui sont maintenant finaux. Pour plus de détails sur les méthodes d'analyses, on pourra se reporter à la thèse de R. Brunelière [54] et à l'annexe D. L'analyse et les résultats finaux qui sont résumés dans ce chapitre, sont accessibles dans l'annexe E.

Cette mesure étant limitée par l'erreur statistique, je passerai à la combinaison des résultats des quatre expériences LEP publiée par le LEPEWWG pour les conférences d'été 2004 [6]. Enfin, je présenterai les analyses qui sont envisagées au LHC et au prochain collisionneur linéaire (ILC) avec les précisions attendues.

6.1 Sélection et reconstruction des événements W^+W^-

La mesure des paramètres des couplages γ WW et ZWW est basée sur l'étude des sections efficaces totale et différentielle pour le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Les événements utilisés pour l'analyse des couplages doivent, tout d'abord, remplir les critères retenus pour la mesure de la section efficace totale. Pour l'analyse des sections efficaces différentielles, les coupures sont plus strictes car il faut identifier et reconstruire complètement les quatre fermions.

6.1.1 Sélection des événements WW pour la mesure de la section efficace

Les différents algorithmes de sélection des événements WW sont détaillés dans la publication de la mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ [48]. Les chiffres d'efficacité et de pureté donnés pour les différents canaux sont normalisés aux graphes 'CC03'. Je liste les principaux ingrédients de chaque sélection. Pour éviter tout recouvrement entre les lots (hadroniques, semi-leptoniques et leptoniques), les algorithmes sont appliqués dans l'ordre du texte et un événement sélectionné ne sera plus traité dans les sélections suivantes. Pour information, le principal recouvrement aurait pu se faire entre, d'une part, l'état final $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$ et, d'autre part, les états $q\bar{q}q\bar{q}$ et $e/\mu\nu q\bar{q}'$.

$$W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'$$

On recherche d'abord les événements de type $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$ puis $e\nu_e q\bar{q}'$ enfin $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$ qui sont caractérisés par un lepton de haute énergie, une grande impulsion transverse manquante et deux jets énergétiques. Les bruits de fond dominants sont les états finaux $q\bar{q}(\gamma)$ (avec production d'un électron de conversion ou d'un lepton provenant d'un des jets), $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^- q\bar{q}$ et $Z(\gamma^*)e^+e^-$. Pour le canal $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$, il faut aussi tenir compte du fond $\gamma\gamma$. Le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ est réduit en demandant au moins 35 GeV d'énergie manquante et une coupure fonction de \sqrt{s} sur l'impulsion longitudinale manquante.

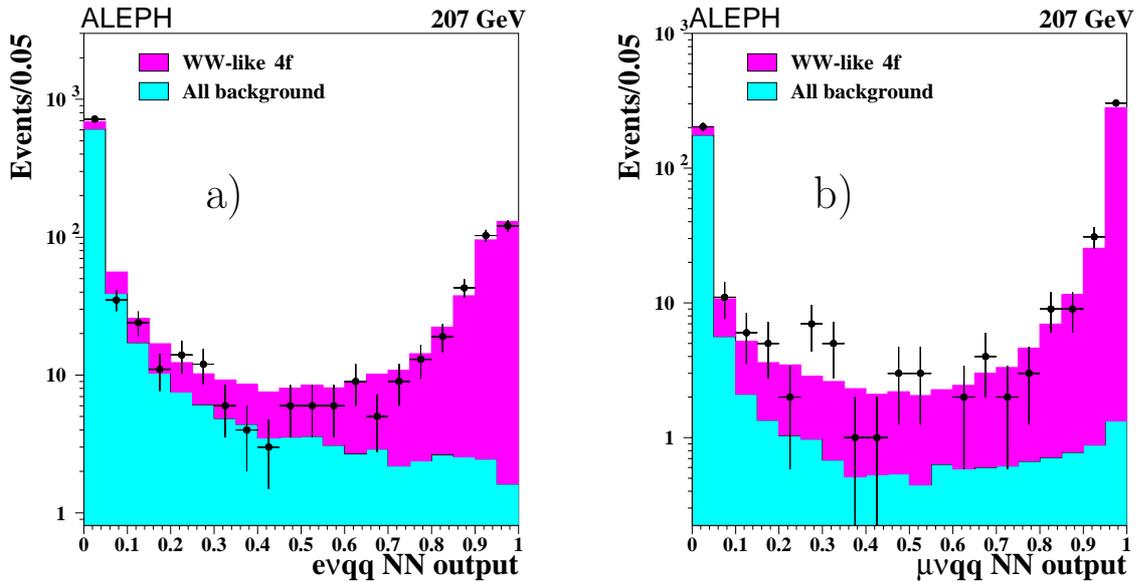


FIG. 6.1 – Distributions des valeurs des réseaux de neurones pour la recherche des états finaux a) $e\nu_e q\bar{q}'$ et b) $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$. La partie sombre correspond au signal alors que le bruit de fond est grisé. Les points représentent les données réelles.

Pour les états finaux $e/\mu\nu q\bar{q}'$, le lepton est associé à la trace qui à le meilleur compromis entre impulsion maximale et isolation maximale par rap-

port au jet le plus proche. Si cette trace, pouvant être associée à un amas calorimétrique, ne remplit pas les conditions pour être sélectionnée comme électron ou muon, l'événement est rejeté. Enfin, si, la somme des énergies du lepton et manquante est supérieure à 30 GeV, la valeur calculée à partir d'un réseau de neurones à 3 variables (énergie manquante transverse, énergie du lepton et isolation du lepton) doit excéder 0,6. Les figures 6.1 montrent les distributions, pour le signal et le bruit de fond, des valeurs des réseaux de neurones pour les deux états finaux recherchés $e\nu_e q\bar{q}'$ et $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$. On obtient une efficacité de sélection typique de 78% pour le canal $e\nu_e q\bar{q}'$ et 84% pour $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$ avec des puretés respectives de 90 et 92%.

Pour les événements comprenant un électron ou un muon identifié mais n'ayant pas une valeur de réseau de neurones suffisante pour avoir été sélectionné comme état final $e\nu_e q\bar{q}'$ et $\mu\nu_\mu q\bar{q}'$, on leur applique un nouveau réseau de neurones basé sur les mêmes variables mais recherchant les désintégrations leptoniques du τ pour l'état final $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$. La coupure est fixée à 0,4. La distribution correspondante est montrée dans la figure 6.2.

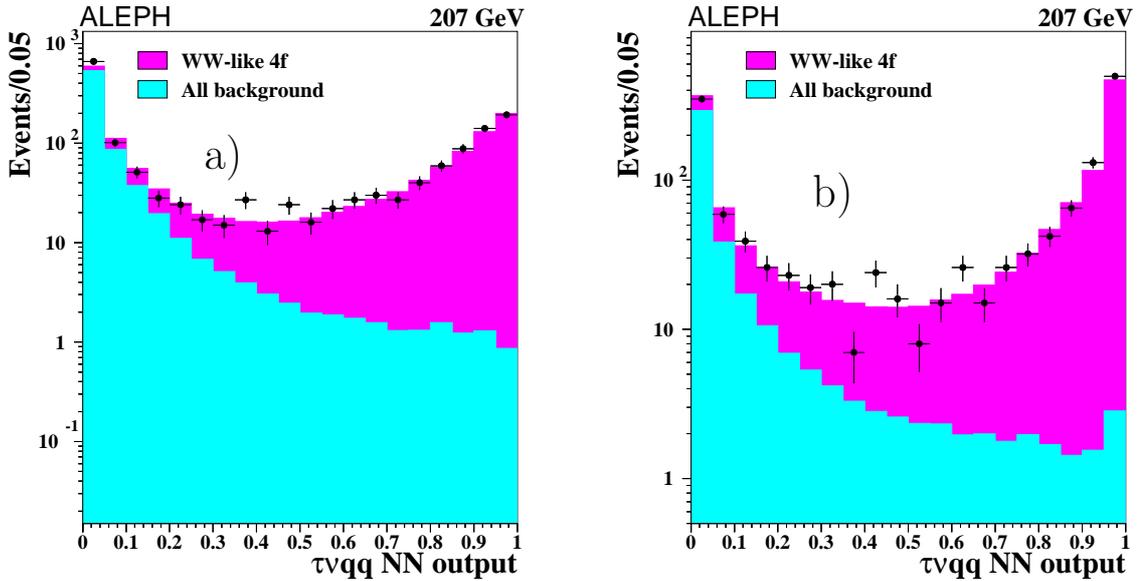


FIG. 6.2 – Distributions des valeurs des réseaux de neurones pour la recherche de l'état final $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$ pour les désintégrations a) leptonique et b) hadronique. La partie sombre correspond au signal alors que le bruit de fond est grisé. Les points représentent les données réelles.

Enfin, pour les désintégrations hadroniques des états finaux $\tau\nu_\tau q\bar{q}'$, l'algorithme de recherche et de reconstruction du jet associé au τ est développé dans cette thèse [55]. Il se caractérise par la présence d'une ou trois particules chargées et, en option, d'amas calorimétriques. Toutes les traces chargées du jet associé au τ sont retrouvées dans 75% des cas. Dans 12%, le jet initial n'est reconstruit qu'en partie. Diverses coupures sont ensuite appliquées pour réduire, en particulier, la contribution du $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$. Finalement, une

coupure à 0,4 sur la sortie d'un réseau de neurones à 15 variables est appliquée pour supprimer les autres bruits de fond ($q\bar{q}$ principalement). Les distributions du signal et bruit de fond sont montrées sur la figure 6.2. L'efficacité de sélection typique est de 54% avec un pureté de 79%.

$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

Après avoir recherché les événements semi-leptoniques, nous passons à la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Ils se caractérisent par la présence de quatre jets et l'absence d'énergie manquante. Les principaux bruits de fond à éliminer sont la production de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec émission de gluons énergétiques et les états finaux à quatre quarks hors WW (par exemple le canal $e^+e^- \rightarrow ZZ$ avec désintégration hadronique des Z). Après avoir supprimer les événements avec énergie manquante, l'algorithme de 'clustering' des particules (DURHAM-PE [56]) est appliqué en forçant la formation de quatre jets. Si ce n'est pas possible ou si la transition entre trois et quatre jets se fait pour un y_{cut} inférieur à 0,001, l'événement est rejeté. Pour supprimer ceux du type $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma g$, les événements contenant au moins un jet dont 95% de l'énergie est sous forme électromagnétique et contenue dans un cône de 1° , est éliminé. Il en est de même si une particule contient au moins 90% de l'énergie d'un jet.

Finalement, pour chaque événement, un réseau de neurones est appliqué. Il est basé sur 14 variables pouvant se regrouper en quatre catégories :

- Propriétés globales de l'événement
- Réjection des saveurs lourdes par réjection des événements avec vertex déplacé
- Propriétés des jets
- Compatibilité avec la cinématique d'un événement $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Les distributions pour le signal et le bruit de fond sont fournies par la figure 6.3. Une coupure à 0,4 est appliquée donnant une efficacité de sélection de 86% et une pureté de 85%.

$W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$

Les états finaux $W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ sont caractérisés par deux leptons (e , μ et τ) énergétiques et acoplanaires et une importante impulsion transverse manquante créée par les deux neutrinos. Les leptons doivent avoir un angle polaire vérifiant $|\cos\theta| < 0,95$. Le principal bruit de fond est la production leptonique deux photons ($\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$) et celle de quatre fermions hors W^+W^- (par exemple $ZZ \rightarrow \ell\nu\ell\nu$). Un événement sera sélectionné si il passe un des deux algorithmes qui vont être décrits. Ils ont des efficacités et des niveaux de bruit de fond similaires mais couvrent des espaces de phases différents.

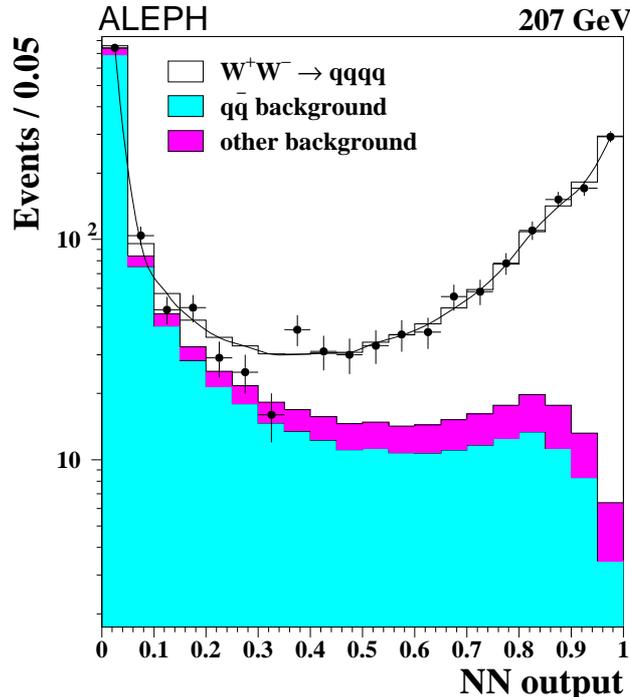


FIG. 6.3 – Distributions, à 207 GeV, des valeurs des réseaux de neurones pour la recherche de l'état final $q\bar{q}q\bar{q}$. La zone claire correspond au signal, les zones grisées et foncées aux états finaux $q\bar{q}$ et le reste.

Le premier ne cherche pas à d'identifier des leptons mais utilise des variables topologiques. Un événement est sélectionné si il contient deux ou quatre traces dont la somme des charges est nulle. Dans le cas quatre traces, les trois donnant la masse invariante minimale sont regroupées pour former un τ . L'événement est conservé si cette masse invariante est inférieure à $1,5 \text{ GeV}/c^2$. Des coupures supplémentaires sont appliquées pour rejeter les événements simplement ou doublement radiatifs ($Z\gamma(\gamma)$).

Le second algorithme accepte des événements contenant de deux à six traces. En utilisant l'algorithme JADE [57] avec un y_{cut} égal à 0,0002, les particules doivent s'agglomérer en deux ou trois jets. Le jet le plus énergétique doit contenir entre 20 et 80% de l'énergie totale reconstruite. Dans le cas trois jets, l'événement est rejeté si le troisième a une énergie supérieure à 5 GeV ou contient une particule chargée. Enfin, pour éliminer le fond $\gamma\gamma$, toute identification d'énergie dans un cône de 14° autour des axes faisceau entraîne le rejet de l'événement. A partir d'événements de déclenchement aléatoire, on a pu mesurer que l'apparition dans cette zone d'énergie se fait dans 1 à 4% des cas dans les données réelles. Cette inefficacité non simulée est corrigée dans l'analyse. La classification de chacun des deux leptons en e ou μ suit les mêmes critères que pour le canal $\ell\nu q\bar{q}'$. Si le lepton n'est ni électron ni muon, il est étiqueté τ .

L'efficacité globale de sélection est de 68% avec une pureté de l'ordre de 96%.

6.1.2 Sélection et reconstruction des événements WW pour la mesure des sections efficaces différentielles

Pour la mesure de sections efficaces différentielles, il est nécessaire d'identifier et de reconstruire la charge et les quadri-impulsions des quatre fermions. Pour cette raison, un ajustement cinématique basé sur la conservation de l'énergie-impulsion de l'événement est calculé [58] permettant de vérifier la compatibilité avec un état final $W^+W^- \rightarrow ffff$ et d'améliorer la résolution en énergie et direction. Les paramètres du fit sont calculés avec des événements WW simulés à 207 GeV. Les événements dont l'ajustement cinématique ne sera pas possible ou très mauvais seront rejetés. Dans le cas de paires de jets, il ne sera pas possible de différencier le quark de l'anti-quark d'origine. Il restera donc toujours cette ambiguïté. On pourra trouver des détails dans l'annexe D.

$$W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'$$

Pour ce type d'événement, on reconstruit un lepton et une paire de jets. On se restreint à des leptons dont l'angle polaire vérifie $|\cos\theta| < 0,95$. La charge électrique du lepton indique si c'est un fermion ou un anti-fermion. L'appariement du lepton et du neutrino d'un côté, et celui des deux jets pour former les deux bosons W est trivial. La charge du boson W parent du lepton est égale à celle de ce même lepton. En appliquant un ajustement cinématique basé sur la conservation de l'énergie-impulsion totale de l'événement et en demandant que les deux masses de W reconstruites soient égales, on obtient le quadri-vecteur du neutrino et on améliore la résolution en énergie et en angle des deux jets. En conclusion, les quadri-vecteurs de chaque fermion sont connus ainsi que la saveur du lepton et du neutrino. Les efficacités et puretés sont similaires à celle de la section efficace totale (voir chapitre 6.1.1).

$$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$$

L'état final $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ est celui qui est le plus difficile à reconstruire. Au départ, il y a quatre jets. Il existe donc trois manières de les appairer pour reconstruire les deux bosons W. Le choix se fait en appliquant, pour chaque appariement, un ajustement cinématique utilisant la conservation de l'énergie-impulsion et demandant que la masse invariante des deux jets soient le plus proche possible de la masse du boson W. L'appariement choisi est celui dont le χ^2 est le plus petit. Les événements dont l'ajustement ne converge pas bien (probabilité de χ^2 inférieure à 10^{-10}) sont rejetés. L'appariement est correct dans 78% des cas.

Ensuite, pour assigner une charge au boson W, on utilise un algorithme basé sur le calcul de la charge des jets. La charge du jet i est calculée en faisant la moyenne des charges pondérées par leur pseudo-rapacité par rapport à l'axe du jet. On donne alors au boson W la charge Q_W qui est la somme des charges des jets associés. La distribution de cette charge pour des événements $q\bar{q}q\bar{q}$ est montrée par la figure 7a de l'annexe D. On peut vérifier la cohérence entre

données simulées et réelles en utilisant la charge du W hadronique dans les événements semi-leptoniques (voit figure 7c et 7d). Pour choisir le W^+ dans les événements hadroniques, on calcule la différence ΔQ entre les charges de deux W ($\Delta Q = Q_{W_1} - Q_{W_2}$). En se basant sur la distribution au niveau simulation de Q_{W^+} et Q_{W^-} , on peut calculer la probabilité P_+ pour un certain ΔQ que W_1 soit un W^+ (voir figure 7b). L'affectation de la bonne charge électrique aux bosons W se fait dans 79% des cas. Bien que cette probabilité ne varie pas de plus que quelques pourcents, la fonction est construite pour chacun des lots en énergie. Finalement, pour chaque événement $q\bar{q}q\bar{q}$, les deux affectations possibles de charges seront faites en appliquant un poids P_+ et $1 - P_+$. En conclusion, les quadri-vecteurs des quatre fermions sont calculés mais il reste beaucoup de combinaisons à traiter au niveau de leur étiquetage.

$$W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$$

L'état final $\ell\nu\ell\nu$ se caractérise par la présence de deux leptons et deux neutrinos. En appliquant la conservation de l'énergie-impulsion et en supposant la masse des neutrinos nulles, il reste 6 variables inconnues pour quatre équations. Le système se résout complètement en demandant que les masses invariantes des deux paires $\ell\nu$ aient des valeurs égales à celles du boson W ($M_W \sim 80,35 \text{ GeV}/c^2$) [59]. Si le lepton est un τ , la présence d'un neutrino dans ses produits de désintégrations empêche de retrouver M_W . On élimine donc tout événement contenant au moins un lepton τ . Pour les événements restants, on obtient une équation du second degré. Elle peut avoir deux, une ou aucune solution. Si il n'y a pas de solution, l'événement est rejeté. Dans le cas de deux solutions, elles sont symétriques par rapport au plan contenant les deux leptons. Comme il n'est pas possible de choisir, les deux solutions seront gardées avec un poids de 0,5. En conclusion, la reconstruction des angles avec étiquetage des fermions des événements $\ell\nu\ell\nu$ sélectionnés ne pose pas de problème mais deux configurations seront à prendre en compte.

Bilan

Pour conclure la description des sélections, le nombre d'événements sélectionnés pour les analyses section efficace et angulaire est résumé dans le tableau 6.1.

Comme indiqué dans le chapitre 3.2.1, les angles pertinents pour la mesure des couplages sont :

- θ angle polaire de production du W
- θ_1^* et ϕ_1^* les angles polaire et azimutal de production du fermion dans le centre de masse du W^-
- θ_2^* et ϕ_2^* les angles polaire et azimutal de production de l'anti-fermion dans le centre de masse du W^+

Leurs distributions pour les trois différents états finaux sont présentées dans les figures 6.4, 6.5 et 6.6. La dépendance des ces distributions aux cou-

TAB. 6.1 – Nombre d'événements sélectionnés, pour les analyses section efficace (Sect. Eff.) et angulaire (Ang.), observés et attendus pour les états finaux $\ell\nu q\bar{q}'$, $q\bar{q}q\bar{q}$ et $\ell\nu\ell\nu$ en sommant tous les lots d'énergie. Ce tableau contient aussi le nombre d'événements signaux attendus dans le cadre du Modèle Standard.

Canal	$\ell\nu q\bar{q}'$		$q\bar{q}q\bar{q}$		$\ell\nu\ell\nu$	
	Sect. Eff.	Ang.	Sect. Eff.	Ang.	Sect. Eff.	Ang.
Données réelles	4423	4190	5357	4748	824	372
Données simulées	4392,1	4153,8	5440,9	4877,5	878,7	381,8
dont signal	3803,1	3682,8	4528,5	4141,4	794,4	353,2

plages est indiquée. Pour les canaux hadroniques, l'effet de l'impossibilité d'étiquetage des fermions apparaît clairement.

6.2 Mesure des couplages dans l'expérience ALEPH

La mesure des couplages γ WW et ZWW se fait principalement par l'intermédiaire des distributions différentielles des cinq angles (décrits dans le chapitre précédent) pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Pour améliorer la résolution de cette mesure et confirmer toute déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard, les informations provenant des sections efficaces totales de production de $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ sont ajoutées.

Les mesures se font par comparaison de données réelles et simulées. La dépendance aux couplages est introduite dans les données de simulation en calculant le poids de chaque événement en fonction de valeurs de couplages. Il est calculé à partir du programme KoralW [32] pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et Excalibur [60] pour le canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$.

6.2.1 Sections efficaces totales et couplages

La mesure de la section efficace en fonction des couplages est représentée par la fonction de maximum de vraisemblance suivante :

$$\log \mathcal{L} = \log \frac{(N_{\text{exp}}(g))^{N_{\text{obs}}} e^{-N_{\text{exp}}(g)}}{N_{\text{obs}}!} \quad (6.1)$$

avec N_{obs} le nombre total d'événements observés dans les données d'ALEPH et $N_{\text{exp}}(g)$ le nombre attendus qui est une fonction du couplage g . Pour le canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$, il faut noter que le bruit de fond principal est le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ qui a aussi une dépendance en fonction des couplages.

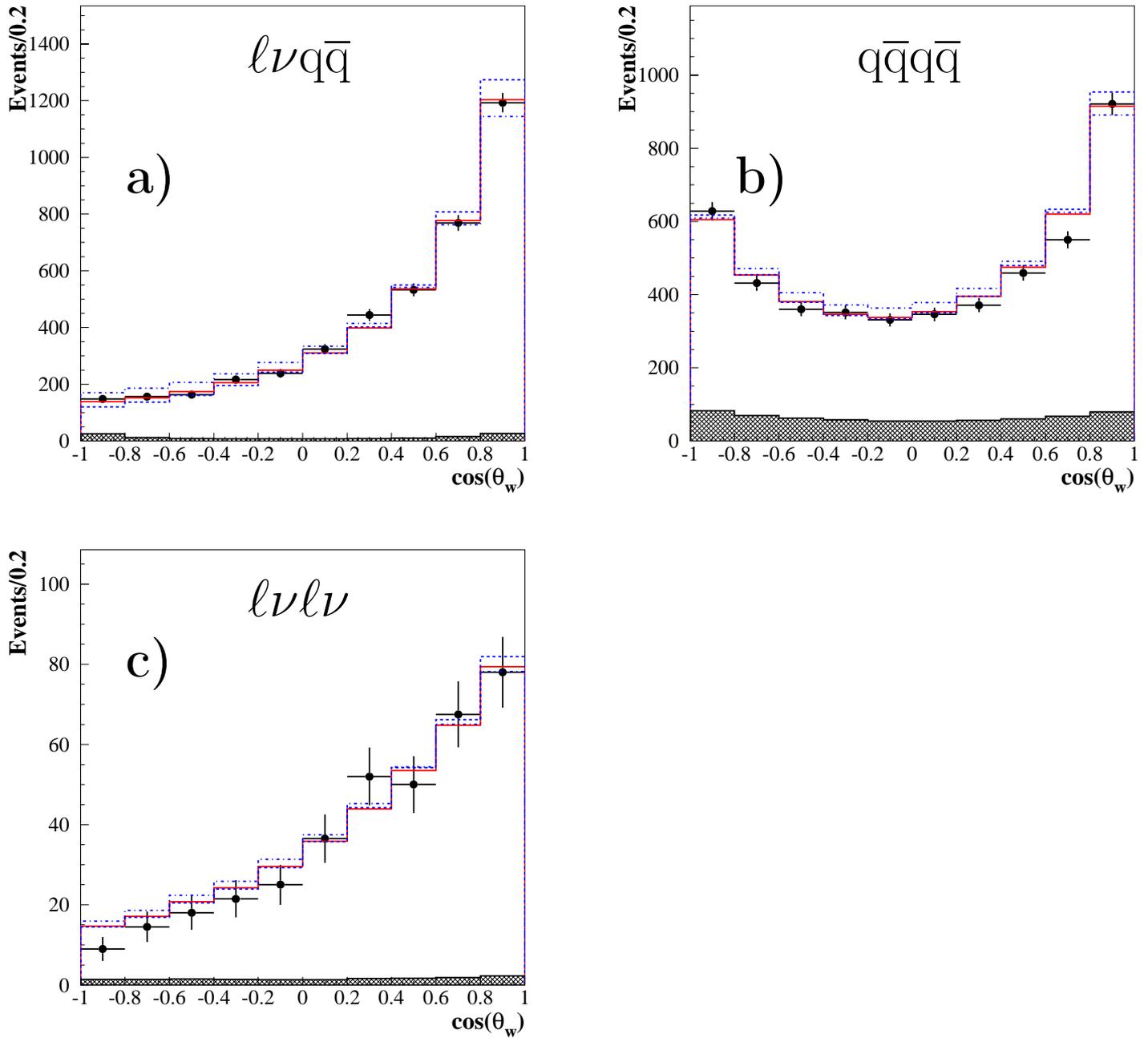


FIG. 6.4 – Distributions du cosinus de l'angle de production du W^- $\cos\theta_W$ pour les canaux a) $l\nu q\bar{q}$, b) $q\bar{q}q\bar{q}$ et c) $l\nu l\nu$. Pour les événements $q\bar{q}q\bar{q}$, chacun contribue deux fois dans les distributions avec des poids P_+ et $1-P_+$, où P_+ est la probabilité pour une paire de jets de provenir d'un W^+ . Pour les événements $l\nu l\nu$, les deux solutions contribuent avec un poids 0,5. Les données sont représentées par les points. La ligne continue montre la prédiction du Modèle Standard alors que les histogrammes tiretés et point-tiretés correspondent respectivement à $\lambda_\gamma = +0.2$ et $\lambda_\gamma = -0.2$. La contribution du bruit de fond est matérialisée par la zone hachurée.

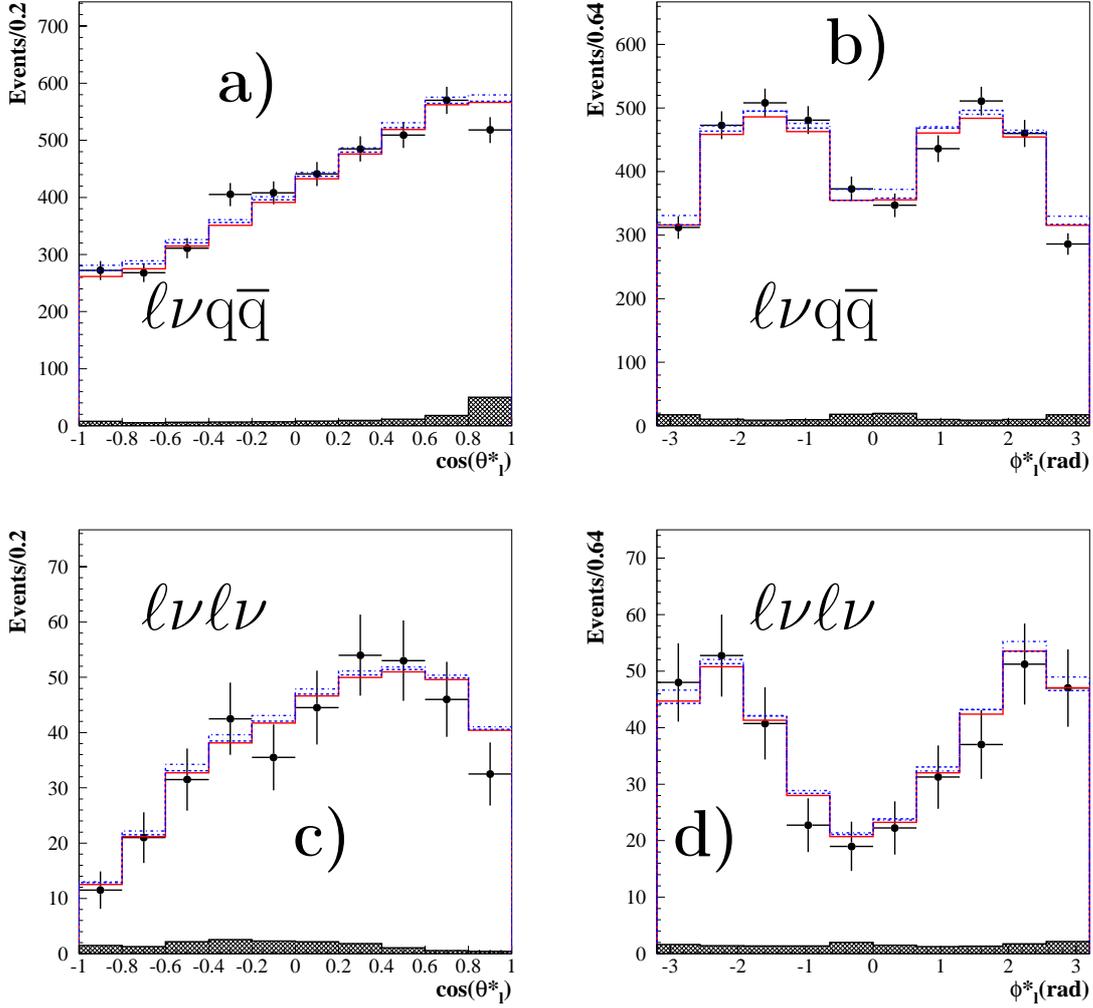


FIG. 6.5 – Distributions des angles polaires et azimuthaux des leptons, $\cos\theta_\ell^*$ et ϕ_ℓ^* , dans le référentiel du W originel pour les canaux $l\nu q\bar{q}$ a) et b) et pour $l\nu l\nu$ c) et d). Pour les événements $l\nu l\nu$, chaque lepton pour chacune des deux solutions possibles sont incluses avec un poids 0,25. Les données sont représentées par les points. La ligne continue montre la prédiction du Modèle Standard alors que les histogrammes tiretés et point-tiretés correspondent respectivement à $\lambda_\gamma = +0.2$ et $\lambda_\gamma = -0.2$. La contribution du bruit de fond est matérialisée par la zone hachurée.

6.2.2 Section efficace différentielle et couplages

L'extraction des couplages à partir des distributions différentielles des angles peut se faire en écrivant une fonction de maximum de vraisemblance comme suit :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{obs}}} f(g, \vec{\theta}_i) \quad (6.2)$$

avec f la fraction d'événement simulés associés aux angles $\vec{\theta}_i = (\theta, \theta_1^*, \phi_1^*, \theta_2^*, \phi_2^*)$ de l'événement i . La fonction f dépendant du couplage est calculée à par-

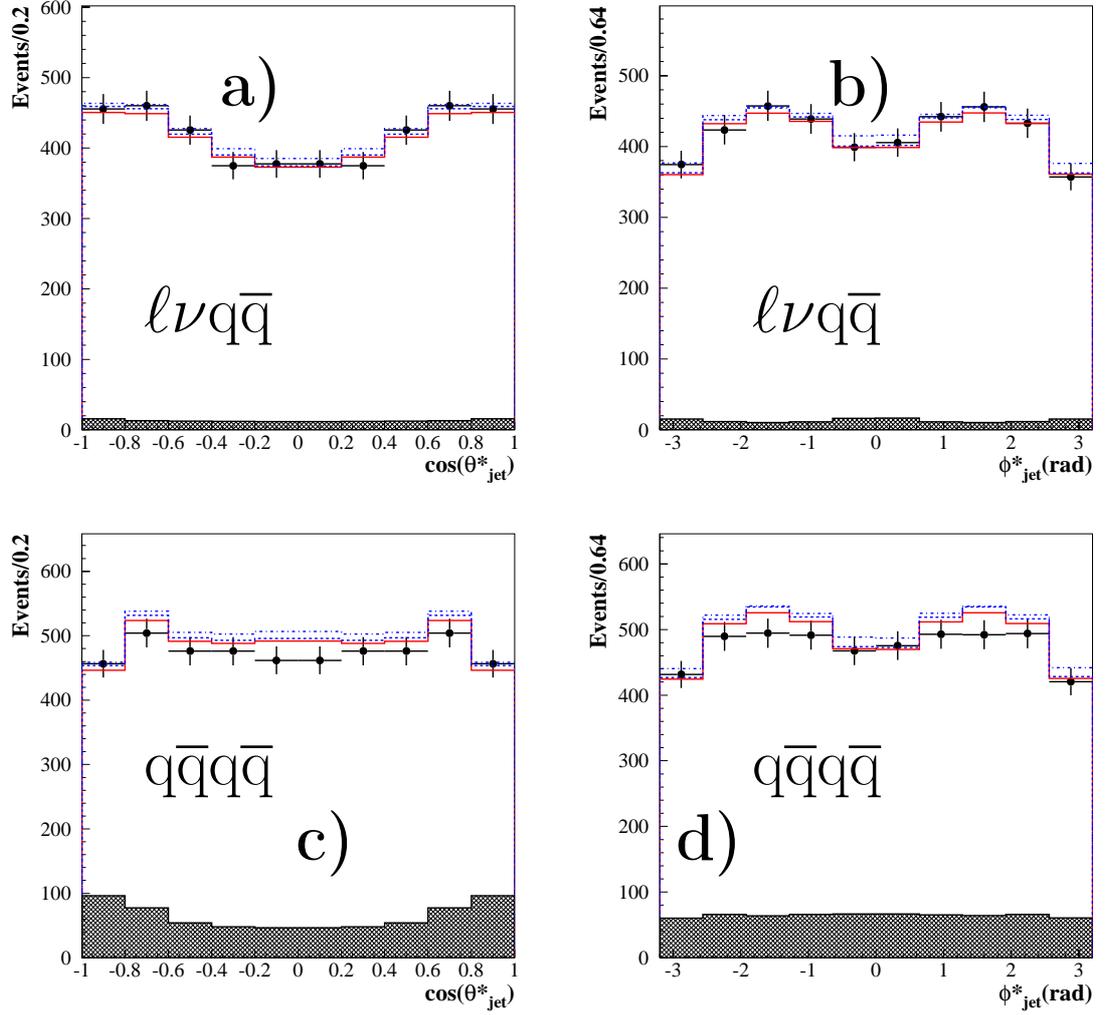


FIG. 6.6 – Distributions des angles polaires et azimuthaux des jets, $\cos \theta_{jet}^*$ et ϕ_{jet}^* , dans le référentiel du W originel pour $l\nu q\bar{q}$ a) et b) et pour $q\bar{q}q\bar{q}$ c) et d). Pour un même boson W , l'assignation d'un jet à un quark ou un anti-quark reste ambiguë. Les deux (quatre) possibilités sont incluses dans l'histogramme avec un poids 0,5 pour le canal $l\nu q\bar{q}$ (0,25 pour le canal $q\bar{q}q\bar{q}$). Les données sont représentées par les points. La ligne continue montre la prédiction du Modèle Standard alors que les histogrammes tiretés et point-tiretés correspondent respectivement à $\lambda_\gamma = +0.2$ et $\lambda_\gamma = -0.2$. La contribution du bruit de fond est matérialisée par la zone hachurée.

tir d'événements simulés. Cette méthode qui est utilisée par les expériences L3 et DELPHI, nécessite une grande quantité d'événements simulés car il faut couvrir un espace à cinq dimensions. Au sein d'ALEPH, une méthode de maximum de vraisemblance a été développée (voir annexe D et E) où le nombre d'événements est calculé comme une convolution de quadri-vecteurs au niveau fermion avec une paramétrisation des effets de détecteur. Elle nécessite un traitement spécifique pour les états finaux $\tau\nu_\tau q\bar{q}$ et $q\bar{q}q\bar{q}$ où la résolution du détecteur ne peut être paramétrée par une gaussienne. Au fi-

nal, il a été montré que ce mode de calcul moins gourmand en événements simulés est aussi efficace que la méthode précédente. Elle est utilisée par ALEPH [61] pour mettre des limites sur les valeurs réelles et imaginaires des 14 paramètres décrivant les couplages ZWW et γ WW (pour chaque mesure, les valeurs du Modèle Standard sont attribuées aux 27 autres paramètres). Elle a aussi servi de 'benchmark' pour la méthode de la variable optimale décrite dans le paragraphe suivant.

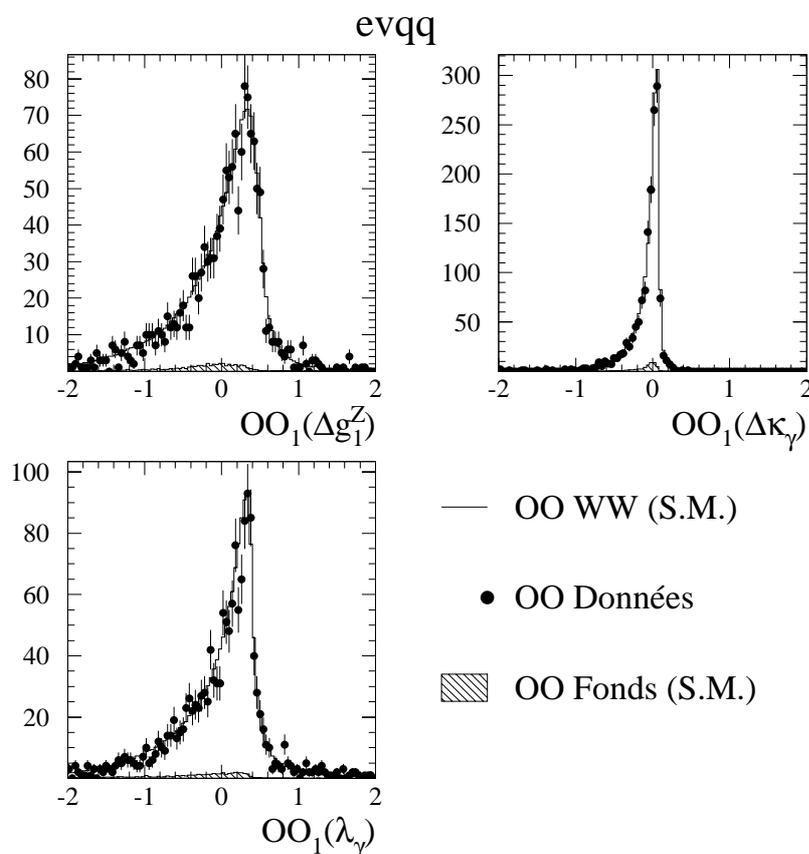


FIG. 6.7 – Distributions pour les données réelles et simulées d'ALEPH des variables $OO_1(g_1^Z)$, $OO_1(\kappa_\gamma)$ et $OO_1(\lambda_\gamma)$. Les données correspondent à l'état final $e\nu_e q\bar{q}'$ à 189 GeV.

Utilisant la dépendance quadratique de l'élément de matrice en fonction d'un couplage g (voir équation 6.3), une méthode de variable optimale [62, 63] semble adéquate. Elle consiste à construire une observable dite optimale, qui contient autant d'information que l'ensemble des variables de départ (ici θ). Elle est le plus efficace lorsque la section efficace différentielle du processus considéré est une fonction linéaire de la variable à mesurer. Cependant, on peut l'étendre aux cas où la section efficace peut s'écrire comme un développement limité de la variable comme c'est le cas pour les couplages. L'élément

de matrice \mathcal{M} peut s'écrire :

$$\mathcal{M}(g, \vec{\theta}) = \mathcal{M}(g = 0, \vec{\theta})(1 + \sum_i OO_{1,i}(\vec{\theta})g_i + \sum_{ij} OO_{2,ij}(\vec{\theta})g_i g_j) \quad (6.3)$$

On peut alors montrer, pour des petites valeurs de g , que la valeur moyenne de OO_1 contient autant d'informations que la méthode de maximum de vraisemblance. Mais, pour vérifier des courbes de calibration et calculer les contours d'exclusion, il faut traiter des valeurs importantes de g (en particulier pour le couplage κ_γ). Le terme suivant du développement limité OO_2 est donc introduit. Une autre approche aurait été d'utiliser une méthode itérative pour faire les calculs de OO_1 avec des petites variations de g mais elle très gourmande en temps de calcul. La table 5 de l'annexe D montre que les couplages g_1^Z , κ_γ et λ_γ sont mesurés avec la même précision statistique avec les méthodes de maximum de vraisemblance, OO_1 itérative et OO_1+OO_2 . Pour plus de détails sur les variables optimales dans le cadre des couplages, on pourra se reporter à la thèse de R. Brunelière [54]. Les figures 6.7 et 6.8 montrent les distributions des valeurs de OO_1 et OO_2 avec les données d'ALEPH pour l'état final $e\nu_e q\bar{q}'$ à 207 GeV. La figure 6.9 montre la dépendance des variables OO_1 , OO_2 et N_{exp} en fonction du couplage g_1^Z à 189 GeV.

Cette méthode a servi pour la mesure officielle des couplages g_1^Z , κ_γ et λ_γ avec la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Elle a aussi permis de confirmer certaines mesures des valeurs réelles et imaginaires des 14 paramètres cités dans le paragraphe précédent.

6.2.3 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques étant décorréliées entre les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$, elles sont traitées de manière indépendante.

Pour le canal $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$, la principale erreur systématique provient de l'incertitude sur le calcul théorique de la section efficace totale qui est évaluée à 5%. Elle est corrélée entre énergies. Pour les autres erreurs, il suffit de prendre les incertitudes décrites dans le chapitre 5.1 qui sont toutes inférieures ou égale à 3%. Je rappelle que l'erreur statistique, pour l'expérience ALEPH, est de 10% et donc est bien supérieure à l'erreur systématique totale.

Pour le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, les sources d'erreurs systématiques ayant un effet significatif sur la mesure des couplages, sont les suivantes :

- la taille finie des lots d'événements simulés entraîne des fluctuations statistiques
- la précision sur la mesure de la luminosité. Elle est légèrement inférieure à 0,5% (voir chapitre 4.1).
- l'incertitude sur le calcul théorique de la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ qui est de 0,5%. Elle est estimée des différences entre les prédictions des générateurs YFSWW et RacoonWW qui ont une approche différente pour le calcul des corrections $\mathcal{O}(\alpha)$.

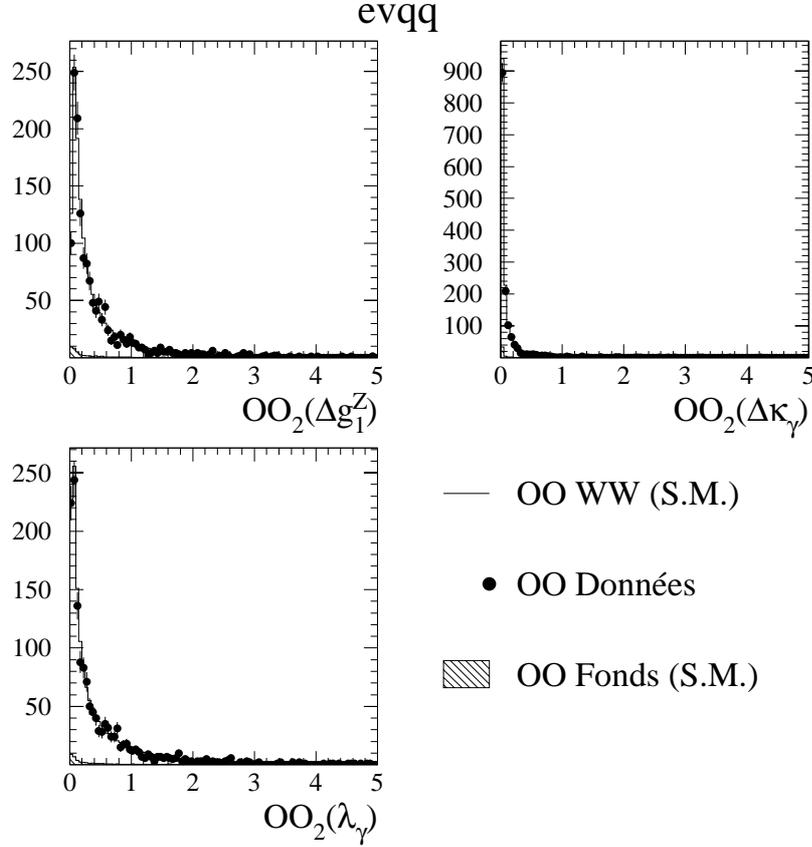


FIG. 6.8 – Distributions pour les données réelles et simulées $e\nu_e q\bar{q}'$ d’ALEPH des variables $OO_2(g_1^Z)$, $OO_2(\kappa_\gamma)$ et $OO_2(\lambda_\gamma)$. Les données correspondent à l’état final $e\nu_e q\bar{q}'$ à 189 GeV.

- les incertitudes sur les sections efficaces de production des bruits de fond et valent :
 - 2% pour $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$
 - 5% pour $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma^*)e^+e^-$
 - 15% pour le fond $\gamma\gamma$
- l’incertitude sur la modélisation de l’hadronisation des quarks. Elle est calculée à partir des différences entre les prédictions des modèles JETSET [37], HERWIG [64] et ARIADNE [65]. Il faut ajouter les corrélations de Bose-Einstein entre bosons (principalement les pions) et la reconnection de couleur dans les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ pendant l’hadronisation.
- les incertitudes sur les modélisations et les calibrations des détecteurs de traces et des calorimètres.
- l’incertitude sur la valeur de l’énergie de collision (40 MeV) calculée par les experts de la machine LEP [42]. Il faut ajouter la différence entre les énergies du collisions qui ne dépasse pas 50 MeV entre les données

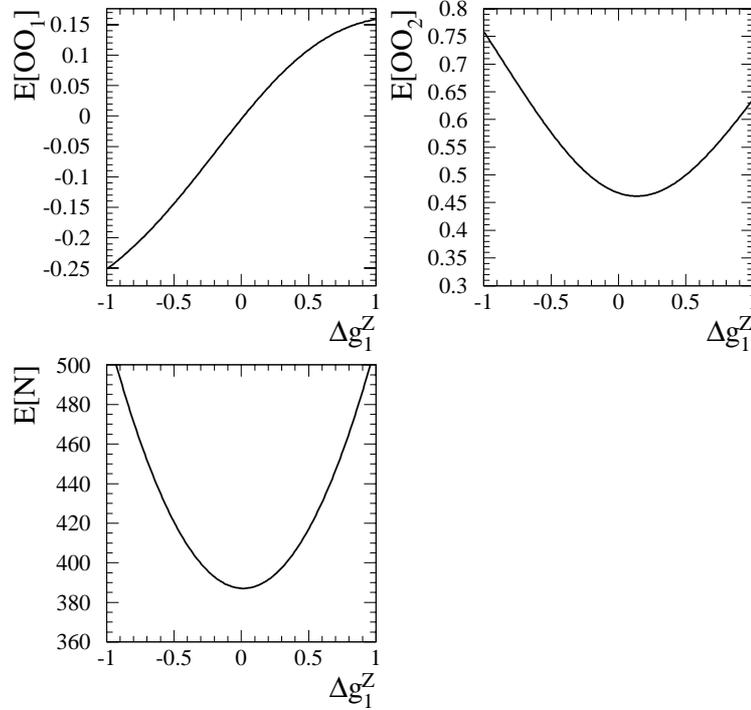


FIG. 6.9 – Variations des valeurs moyennes de $OO_1(g_1^Z)$, $OO_2(g_1^Z)$ et $N(g_1^Z)$. Les données correspondent à l'état final $ev_e q\bar{q}'$ à 189 GeV.

réelles et simulées (voir table 4.1).

Il reste l'incertitude théorique sur la correction des distributions angulaires des corrections radiatives $\mathcal{O}(\alpha)$. L'amplitude de cette correction en fonction de l'angle polaire θ du boson W est montrée par la figure 6.10. En n'oubliant pas la distribution piquée vers l'avant de $\cos\theta$ (voir figure 1a de l'annexe E), on calcule que la correction $\mathcal{O}(\alpha)$ diminue la section efficace totale de 2% et qu'elle affecte surtout les W^- produits dans la direction opposée à celle de l'électron incident. Transcrite en unité de couplage, elle induit, par exemple, un biais de 0,010, 0,011 et 0,025 sur g_1^Z , λ_γ et κ_γ . Jusqu'à récemment, ce biais était pris comme erreur systématique. Mais, au niveau de la combinaison LEP, il n'était pas négligeable par rapport à des erreurs statistiques de l'ordre de 0,015 pour g_1^Z et λ_γ et 0,035 pour κ_γ .

Pour réduire cette erreur, R. Brunelière et moi-même avons participé au travail de deux groupes de théoriciens qui comparaient les prédictions des générateurs YFSWW et RacoonWW (voir section 3.2.3). L'analyse se restreignait au couplage λ_γ en utilisant la distribution de $\cos\theta$. Nous avons montré qu'une incertitude de 0,005 pouvait être utilisée. Ce travail a été généralisé aux autres couplages dans cette thèse [66], obtenant une différence de 0,4% sur la pente de $\cos\theta$. En appliquant une telle variation dans les trois couplages, l'expérience ALEPH obtient des valeurs compatibles avec la

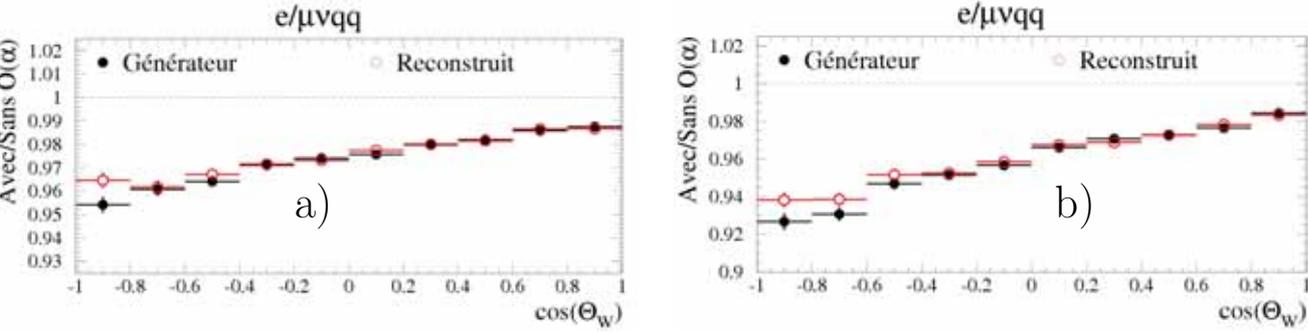


FIG. 6.10 – Poids moyen de la correction radiative $\mathcal{O}(\alpha)$ pour les événements $W^+W^- \rightarrow e/\mu\nu q\bar{q}'$ en fonction de $\cos\theta$ a) à 189 GeV et b) à 207 GeV. Les cercles pleins et vides correspondent aux corrections avant (cercle plein) ou après sélection et reconstruction (cercle vide).

première approche. En résumé, cette incertitude a été divisée par un facteur 2 à 3.

Le tableau 6.2 liste les valeurs des erreurs systématiques sur les différents couplages.

TAB. 6.2 – Incertitudes systématiques pour la mesure des couplages g_1^Z , κ_γ and λ_γ . Tous les canaux de désintégration WW et tous les lots d'énergie sont combinés.

Source	g_1^Z	κ_γ	λ_γ
Luminosité	0,003	0,020	0,003
Energie de faisceau	0,001	0,002	0,001
Section efficace WW	0,001	0,015	0,002
Distribution angulaire WW	0,006	0,012	0,005
Hadronisation	0,004	0,013	0,002
Section efficace du bruit de fond	0,001	0,010	0,002
Simulation du détecteur de traces	0,002	0,012	0,002
Simulation du calorimètre	0,006	0,009	0,004
Interaction dans l'état final	0,004	0,011	0,003
Taille les lots d'événement simulés	0,002	0,010	0,002
Total	0,013	0,037	0,011

6.2.4 Résultats

Les résultats finaux utilisant les états finaux WW pour les trois couplages avec la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont présentés dans le tableau 6.3. On voit que le canal $W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'$ donne une bien meilleure précision que les

deux autres. Les distributions associées de 'log-likelihood' sont visibles dans la figure 4 de l'annexe E.

TAB. 6.3 – Valeurs mesurées des paramètres g_1^Z , κ_γ et λ_γ pour les trois canaux de désintégration des paires W^+W^- séparément et combinés. Les erreurs statistiques et systématiques sont présentées. Toutes les énergies sont incluses dans le résultat.

Canal	g_1^Z	κ_γ	λ_γ
	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
$l\nu q\bar{q}'$	$1,004^{+0,032}_{-0,031} \pm 0,007$	$0,940^{+0,081}_{-0,071} \pm 0,030$	$-0,005^{+0,032}_{-0,031} \pm 0,009$
$q\bar{q}q\bar{q}$	$0,986^{+0,053}_{-0,049} \pm 0,041$	$1,090^{+0,162}_{-0,128} \pm 0,130$	$-0,048^{+0,056}_{-0,051} \pm 0,032$
$l\nu l\nu$	$1,044^{+0,108}_{-0,113} \pm 0,095$	$1,407^{+0,277}_{-0,282} \pm 0,230$	$0,089^{+0,106}_{-0,110} \pm 0,088$
W^+W^-	$1,001^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,013$	$0,979^{+0,072}_{-0,064} \pm 0,037$	$-0,012^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,011$

Le tableau 6.4 montre la mesure des trois couplages en ajoutant les canaux $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$. Seul ce dernier canal a un impact significatif sur la mesure de κ_γ . Les distributions de 'log-likelihood' n'étant pas paraboliques, il n'est pas correct de travailler simplement avec les mesures et leurs erreurs paraboliques. Les fonctions de 'log-likelihood' sont sommées (figure 6 de l'annexe E) avant de calculer le résultat et l'erreur combinées. La précision sur ces trois mesures est limitée par le nombre d'événements collectés par l'expérience ALEPH.

TAB. 6.4 – Valeurs mesurées des couplages g_1^Z , κ_γ et λ_γ avec les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ ('single- W ') et $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ ('single- γ '). Les erreurs statistiques et systématiques sont indiquées.

Canal	g_1^Z	κ_γ	λ_γ
	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$	$\pm(\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$
W^+W^-	$1,001^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,013$	$0,979^{+0,072}_{-0,064} \pm 0,037$	$-0,012^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,011$
Single- W	-	$0,925^{+0,094}_{-0,105} \pm 0,061$	$-0,168^{+0,424}_{-0,269} \pm 0,192$
Single- γ	-	$0,950^{+0,300}_{-0,250} \pm 0,160$	$0,100 \pm 0,350 \pm 0,180$
Combined	$1,001^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,013$	$0,971^{+0,057}_{-0,054} \pm 0,030$	$-0,012^{+0,027}_{-0,026} \pm 0,011$

Si on prend en compte les limites indirectes provenant des précédentes mesures (voir chapitre 3.1.7), il est plus intéressant de faire un ajustement

simultané des trois couplages. Pour cette mesure, les erreurs systématiques sont traitées de la même manière que pour l'ajustement individuel de chaque paramètre. Le tableau 6.5 montre le résultat de cette mesure ainsi que les corrélations entre les différents paramètres. La figure 7 de l'annexe E présente le contour de la mesure qui est encore limitée par l'erreur statistique.

TAB. 6.5 – *Résultat de l'ajustement simultané des paramètres g_1^Z , κ_γ et λ_γ en utilisant les informations provenant des états finaux W^+W^- , $W\nu_e$ et $\nu\bar{\nu}\gamma$. Les erreurs statistiques et systématiques sont combinées. L'erreur totale est définie comme la valeur qui augmente celle du 'log-likelihood' de 0,5. La deuxième partie du tableau indique les corrélations entre paramètres.*

Couplage	Résultat $\pm(\text{stat.}) \pm(\text{syst.})$	Correlation		
		g_1^Z	κ_γ	λ_γ
g_1^Z	$1,042^{+0,036}_{-0,048} \pm 0,013$	1,0	-0,17	-0,62
κ_γ	$0,951^{+0,060}_{-0,047} \pm 0,030$		1,0	-0,15
λ_γ	$-0,040^{+0,036}_{-0,036} \pm 0,011$			1,0

Dans l'annexe E, on pourra aussi trouver les mesures des valeurs réelles et imaginaires des 14 paramètres. Une limite est aussi mise sur la masse d'un techni- ρ qui modifierait la production de W longitudinaux.

6.3 Mesure des couplages avec les quatre expériences LEP

Les mesures des couplages par chacune des expériences étant limitées par l'erreur statistique, leur combinaison permettra de les améliorer significativement. La combinaison est faite par addition des fonctions de 'log-likelihood' de chaque expérience. Elle doit inclure l'erreur statistique ainsi que les erreurs systématiques non corrélées entre expériences (luminosité, simulation et calibration des détecteurs, statistique des événements simulés). Par contre, les erreurs corrélées entre expériences (sections efficaces des canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (0,5%) et $e^+e^- \rightarrow W\nu_e$ (5%), hadronisation, effet de $\mathcal{O}(\alpha)$ sur les distributions angulaires, interactions des l'état final du canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) doivent être insérées au moment de la combinaison de 'log-likelihood'. Leur contribution est résumée dans le tableau 6.6.

En 2001, l'erreur systématique corrélée totale, dominée par le biais induit par la correction $\mathcal{O}(\alpha)$ sur les distributions angulaires de $\cos\theta$, avait une contribution de 58% sur l'erreur totale donc non négligeable. Les expériences utilisant soit une fonction de maximum de vraisemblance (L3, DELPHI) soit la variable optimale (ALEPH, OPAL), une procédure décrite dans la note [67] a été choisie. R. Brunelière, au sein du groupe de travail LEP sur

Source	g_1^Z	λ_γ	κ_γ
Correction angulaire $\mathcal{O}(\alpha)$	0,010	0,010	0,020
σ_{WW}	0,003	0,005	0,014
Hadronisation	0,004	0,002	0,004
FSI	0,007	0,005	0,013
$\sigma_{W e \nu}$	-	-	0,011

TAB. 6.6 – Contribution des erreurs systématiques pour la mesure combinée des couplages.

les couplages, l'a validée dans ce papier [68] en comparant ses résultats avec ceux de la variable optimale (qui est mathématiquement correcte).

TAB. 6.7 – Mesures des couplages g_1^Z , κ_γ et λ_γ par les quatre expériences LEP ainsi que leur combinaison. Elles correspondent aux résultats publiés pour les conférences d'été 2004.

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
g_1^Z	$1,026^{+0,034}_{-0,033}$	$1,002^{+0,038}_{-0,040}$	$0,928^{+0,042}_{-0,041}$	$0,985^{+0,035}_{-0,034}$	$0,991^{+0,022}_{-0,021}$
κ_γ	$1,022^{+0,073}_{-0,072}$	$0,955^{+0,090}_{-0,086}$	$0,922^{+0,071}_{-0,069}$	$0,929^{+0,085}_{-0,081}$	$0,984^{+0,042}_{-0,047}$
λ_γ	$0,012^{+0,033}_{-0,032}$	$0,014^{+0,044}_{-0,042}$	$-0,058^{+0,047}_{-0,044}$	$-0,063^{+0,036}_{-0,036}$	$-0,016^{+0,021}_{-0,023}$

Les résultats de l'ajustement individuel de chacun des trois paramètres (g_1^Z , κ_γ et λ_γ) présentés dans la note [6] sont résumés dans le tableau 6.7. Seuls les ajustements simultanés de paires de paramètres sont disponibles pour les résultats combinés des expériences LEP. La figure 6.11 montre les zones compatibles à 68 et 95% avec la mesure combinée.

A ce jour, les expériences ALEPH, L3 et OPAL ont publié leurs résultats définitifs. DELPHI devrait publier rapidement les siens permettant la publication de la mesure finale de LEP. Son erreur totale devrait légèrement décroître grâce au remplacement comme erreur systématique du biais de $\mathcal{O}(\alpha)$ par l'incertitude sur cette correction.

6.4 Prospectives auprès des collisionneurs hadroniques et e^+e^-

Les expériences LEP ayant pratiquement fini leurs analyses, les prochains progrès se feront dans les expériences actuelles (au Tevatron) et surtout futures (LHC ou ILC). Je vais donc lister les précisions attendues pour chacun de ces projets scientifiques.

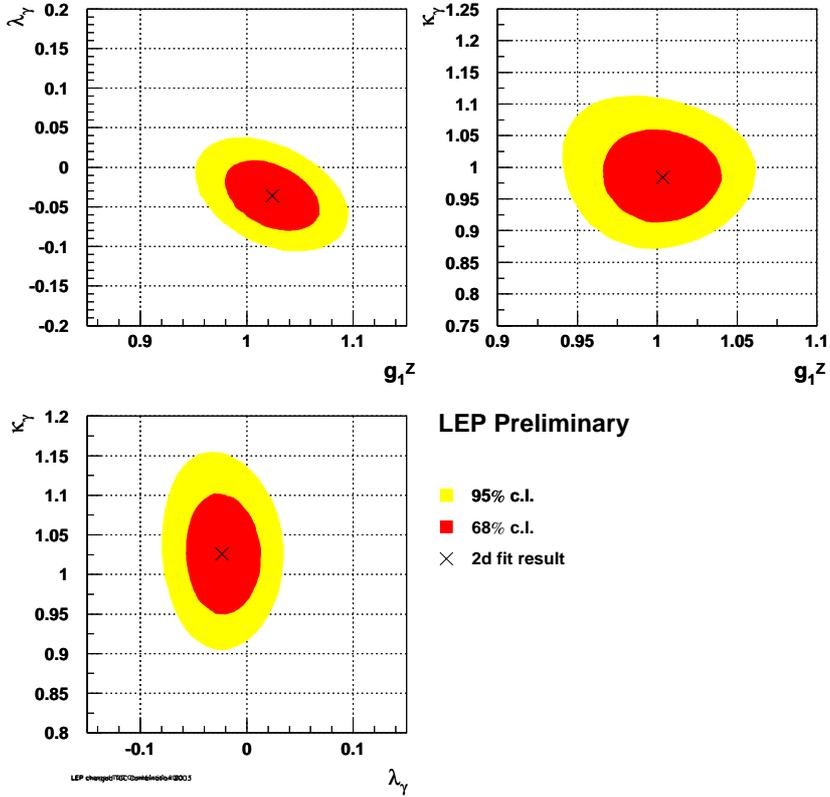


FIG. 6.11 – Zones compatibles à 68 (foncée) et 95% (grisée) avec les mesures combinées des expériences LEP pour les paires de paramètres $(g_1^Z - \lambda_\gamma)$, $(g_1^Z - \kappa_\gamma)$ et $(\lambda_\gamma, \kappa_\gamma)$.

6.4.1 Tevatron

Les expériences auprès de l'accélérateur Tevatron (CDF et DØ) seront les prochaines à publier de nouvelles mesures des couplages. Leurs analyses basées sur la recherche d'un excès d'événements contenant les états finaux WW, WZ ou $W\gamma$ de haute impulsion transverse, devraient être similaires à celles déjà publiées (voir chapitre 3.1.7 pour les valeurs).

La sélection des événements WW ou WZ demande :

- un W de haute impulsion transverse se désintégrant en une paire $e\nu_e$. On observera donc un électron énergétique et une grande impulsion transverse manquante, la masse invariante transverse du système devant être importante.
- un W ou un Z se désintégrant en paire de jets. Cette paire de jets doit avoir une grande masse invariante compatible avec celle d'un boson W ou Z (entre 60 et 110 GeV/c^2).

Les principaux bruits de fond sont la production de $W + \geq 2$ jets, d'événements

ments multi-jets avec apparition d'un lepton ou de paires de quark top. Pour réduire leur contribution, il est demandé l'absence d'un troisième jet d'énergie transverse importante (>50 GeV). Ensuite, pour la mesure des couplages, une coupure est appliquée sur l'impulsion transverse minimum de la paire de jets ($p_T(jj)$). Avec l'augmentation de la luminosité, il est nécessaire de réduire le bruit de fond et sa systématique associée pour ne pas effacer le gain sur l'erreur statistique. Il est prévu d'augmenter la coupure sur $p_T(jj)$ à 150 et 200 GeV/c pour des luminosités intégrées de 0,1 et 1 fb^{-1} . Mais la perte de signal peut devenir rédhibitoire. A partir de $\mathcal{L}=10\text{fb}^{-1}$ où il faut appliquer $p_T(jj) >250$ GeV/c, il devient plus efficace de passer aux désintégrations leptoniques du W/Z: en effet, bien que le rapport de branchement soit plus petit, il n'est plus nécessaire de rejeter le bruit de fond avec une coupure sur le P_T du W/Z.

Les précisions attendues au Tevatron pour plusieurs valeurs de luminosité intégrée sont montrées sur la figure 6.12. Ces chiffres correspondent à $\Lambda_{FF}=2$ TeV avec deux paramètres libres (les trois autres sont contraints par le 'HISZ scénario'). L'analyse ne consiste qu'à compter les événements au dessus du seuil en $p_T(jj)$. L'amélioration prévue en faisant un ajustement de la distribution $p_T(jj)$ est estimée entre 20 et 40%.

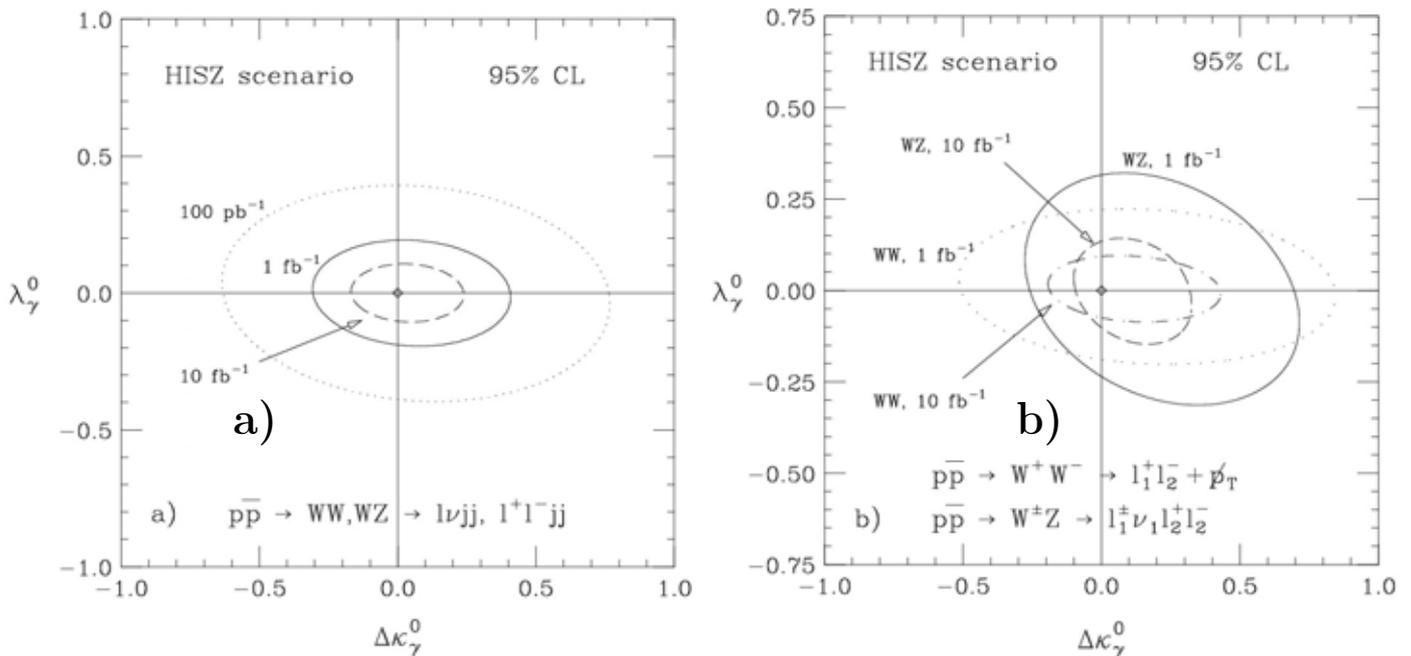


FIG. 6.12 – Précisions attendues sur les mesures des couplages λ_γ et κ_γ avec les états finaux WW et WZ (désintégration a) semi-leptonique et b) purement leptonique) pour différentes valeurs de luminosité intégrée. La valeur de l'échelle d'énergie Λ_{FF} est 2 TeV.

Au Tevatron, la mesure des couplages est aussi faite à partir de l'état final $W\gamma$ avec désintégration leptonique (électron) du W. On recherche un lepton et un photon énergétiques et suffisamment séparés l'un de l'autre pour éviter le fond $W \rightarrow e\nu_e\gamma$. Les principales erreurs systématiques sont les

incertitudes sur le calcul de la luminosité intégrée, les densités de partons et la contribution QCD des ordres supérieurs. L'erreur totale est estimée à 5% et l'analyse se fait par ajustement de la distribution reconstruite $p_T(e\nu)$. La figure 6.13 montre une sensibilité similaire à l'analyse des états finaux WW et WZ.

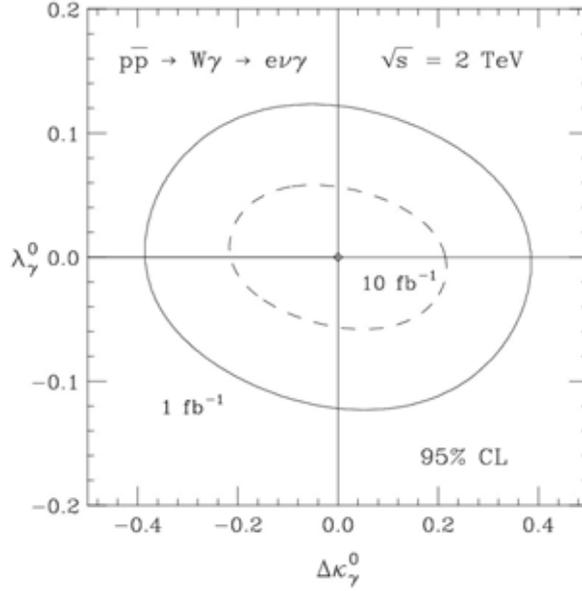


FIG. 6.13 – Précisions attendues sur les mesures des couplages λ et κ_γ avec l'état final $W\gamma$ pour différentes valeurs de luminosité intégrée.

6.4.2 LHC

Le LHC fera le même type d'analyse que Tevatron mais bénéficiera d'un bien plus grand nombre d'événements et de l'augmentation de l'énergie du centre de masse. L'augmentation de la statistique permet de se restreindre aux désintégrations leptoniques (électrons ou muons) des bosons et ainsi d'avoir accès aux distributions angulaires des produits de désintégration. L'analyse se restreint aux états finaux WZ et $W\gamma$. Mais, pour garder l'erreur théorique au niveau de la statistique, les calculs des phénomènes QCD doivent être faits au 'next to leading order' (NLO) [75]. Malgré cela, cette incertitude demeure la principale composante de l'erreur systématique. La figure 6.14 montre la variation de l'erreur totale des différents couplages en fonction de la luminosité. Pour les couplages λ_γ et κ_γ , la mesure est dominée par l'erreur statistique jusque vers 300 fb^{-1} . Pour les couplages κ_Z et λ_Z , l'erreur statistique devient similaire à la systématique pour $\mathcal{L}=100 \text{ fb}^{-1}$. Enfin, pour g_1^Z , l'égalité est atteinte dès 30 fb^{-1} .

Pour illustration, je vais décrire les algorithmes de sélection des événements WZ et $W\gamma$ choisis par l'expérience ATLAS [70]. L'expérience CMS [71] a le même type de coupures.

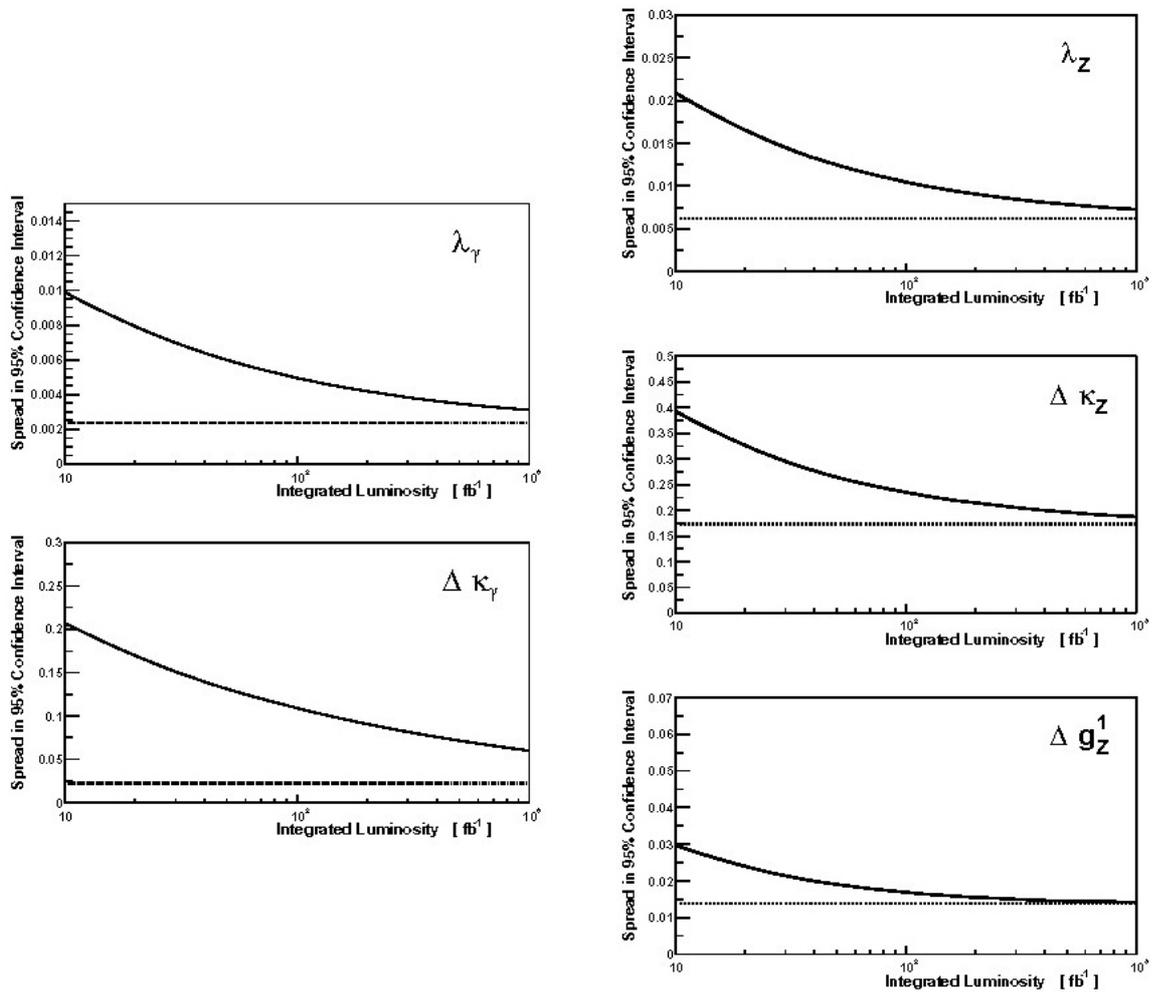


FIG. 6.14 – Largeur de l'intervalle de confiance de 95% en ne prenant en compte que de la composante systématique (ligne horizontale) ou en y ajoutant la composante statistique (ligne supérieure) en fonction de la luminosité collectée par l'expérience ATLAS.

Les événements WZ sont signés par la présence de trois leptons et un neutrino énergétiques. Les bruits de fond initiaux sont les paires de Z ou de quarks top et Z +jets. Ils sont rejetés en demandant une impulsion transverse supérieure à $25 \text{ GeV}/c$, que la masse invariante de deux leptons soit compatible avec la masse du boson Z (à 10 GeV près) et que l'impulsion transverse totale manquante supérieure à $25 \text{ GeV}/c$. Enfin, pour réduire l'espace de phase sensible aux corrections 'NLO', l'impulsion transverse des objets restant doit être inférieure à $100 \text{ GeV}/c$. Un rapport signal sur bruit (S/B) de 16 est obtenu.

Le canal $W\gamma$ se caractérise par la présence d'un photon, d'un lepton et d'un neutrino énergétiques. Beaucoup de bruits de fond produisent de telles topologies. Pour les réduire, il est demandé un photon (resp lepton) d'impulsion transverse supérieure à 100 (resp. 25) $\text{ GeV}/c$, une impulsion trans-

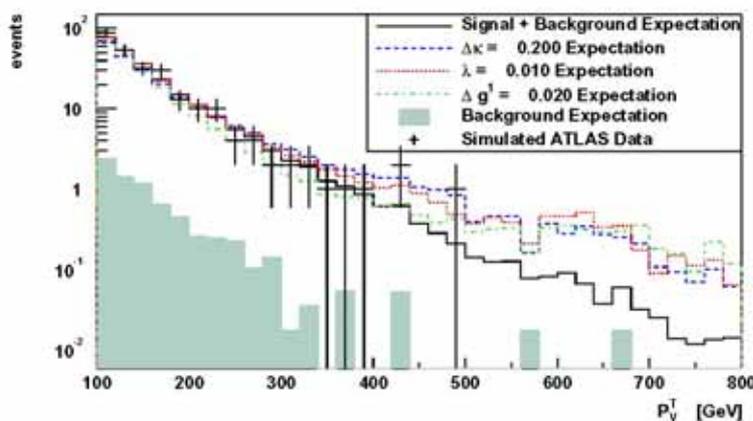


FIG. 6.15 – Distributions de l'impulsion transverse du photon p_T^Z pour les états finaux $W\gamma$. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 30fb^{-1} collectées par l'expérience ATLAS.

verse manquante dépassant $25\text{ GeV}/c$ et une grande séparation angulaire entre le lepton et le photon. La coupure sur l'impulsion transverse restante à $100\text{ GeV}/c$ est appliquée comme pour le canal WZ. Le rapport S/B obtenu est de 1,6 avec une forte contribution du canal W+jet.

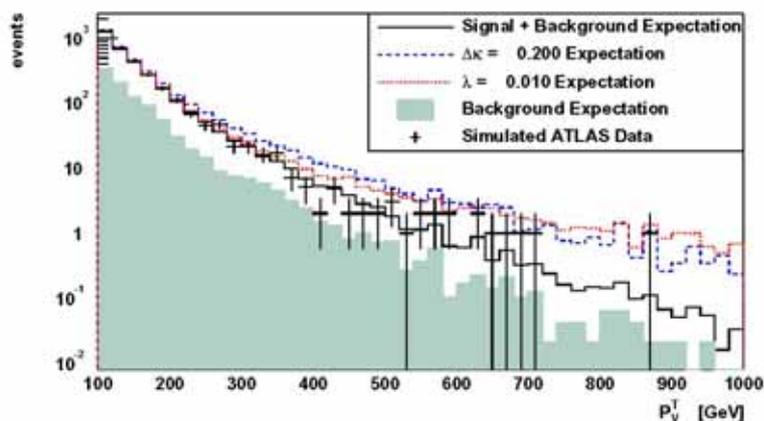


FIG. 6.16 – Distributions de l'impulsion transverse du photon p_T^γ pour les états finaux $W\gamma$. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 30fb^{-1} collectées par l'expérience ATLAS.

Maintenant que les événements ont été sélectionnés, nous passons aux variables discriminantes pour les couplages. La variable la plus sensible est l'impulsion transverse (p_T) du boson Z ou γ . Les figures 6.16 et 6.15 montrent les distributions de cette invariable pour les états finaux $W\gamma$ et WZ. Le nombre d'événements attendus dans et hors du cadre du Modèle Standard sont présentés.

Au LHC, d'autres variables sont définies avec $V=\gamma$ ou Z :

- l'impulsion transverse du lepton par rapport à la direction de vol du W parent ($p_{W\ell}^T$).

- la masse invariante m_{WV} .
- le cosinus de l'angle de production du boson V par rapport à l'axe faisceau dans le centre de masse des deux bosons ($\cos\theta_V^*$).

L'utilisation de ces variables en plus de $p_T(V)$ permet de faire apparaître une sensibilité aux couplages κ_γ et κ_Z comme le montre le tableau 6.8 d'ATLAS [70]. La figure 6.17 résume la sensibilité de l'expérience CMS [71] à la mesure simultanée des couplages κ_γ et λ_γ .

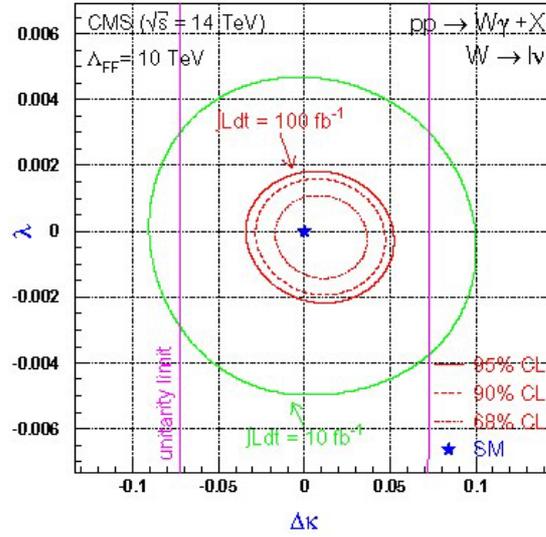


FIG. 6.17 – Contours de sensibilité avec les états finaux $W\gamma$ pour un ajustement simultané de κ_γ et λ_γ pour des luminosités de 10 et 100fb^{-1} .

Vertex	Couplage	p_V^T	$(p_V^T, p_{W\ell}^T)$	$(m_{WV}, \cos\theta_V^*)$
γWW	κ_γ	0,075(0,073)	0,084(0,070)	0,086(0,064)
$\Lambda_{FF}=10\text{ TeV}$	λ_γ	0,0035(0,0033)	0,0037(0,0034)	0,0035(0,0033)
ZWW	g_1^Z	0,011(0,008)	0,010(0,008)	0,0014(0,007)
	κ_Z	0,15(0,12)	0,11(0,11)	0,15(0,08)
$\Lambda_{FF}=10\text{ TeV}$	λ_Z	0,0072(0,0066)	0,0073(0,0066)	0,0079(0,0066)

TAB. 6.8 – Limite de sensibilité à 95% de l'expérience ATLAS pour les couplages κ_γ , λ_γ , g_1^Z , κ_Z et λ_Z en prenant une luminosité intégrée de 30fb^{-1} . Le chiffre entre parenthèse correspond à la limite à 95% sans prendre en compte l'erreur systématique.

6.4.3 Collisionneurs e^+e^-

Un collisionneur e^+e^- à 500 ou 800 GeV mesurera les couplages bien plus précisément: en effet, la haute luminosité (1000fb^{-1}) permettra la production

de millions de paires de bosons W et la polarisation des faisceaux augmentera la sensibilité aux couplages.

La production des bosons W se fait par les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$. Le premier, dominé par les graphes $CC03$ décroît comme $1/s$ en s'éloignant du seuil de production (200 GeV). Au contraire, la production de W unique augmente logarithmiquement mais ce canal n'est pas être utilisé pour mesurer les couplages. Ces variations de la section efficace en fonction de l'énergie sont résumés dans la figure 6.18a.

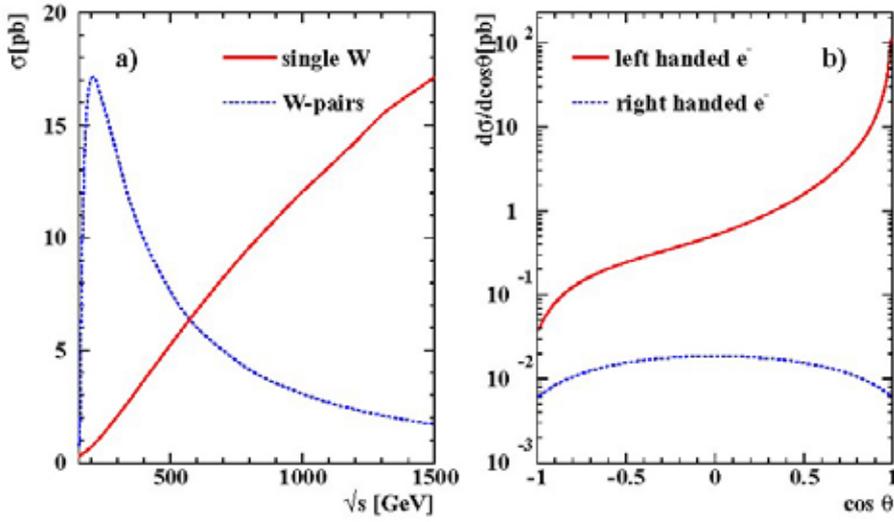


FIG. 6.18 – a) Sections efficaces de productions des canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$ en fonction de l'énergie du centre de masse. b) Section efficace différentielle de production de paires de W pour différentes polarisations de faisceau.

A cause de la nature (V-A) des courants chargés, la contribution de la voie t qui pollue la mesure des couplages peut être significativement réduite en polarisant un des faisceaux. La figure 6.18b montre que la section efficace sera fortement réduite mais seulement d'un ordre de grandeur dans la région centrale du détecteur. La polarisation espérée est de 80% pour le faisceau électron et 60% pour l'autre.

L'analyse des couplages n'est envisagée que pour le canal $W^+W^- \rightarrow e/\mu\nu q\bar{q}'$ qui apporte, comme à LEP2, la meilleure précision par rapport aux autres états finaux ($q\bar{q}q\bar{q}$ et $\ell\nu\ell\nu$). Elle se base sur les distributions angulaires des cinq angles (θ , $\theta_{W^\pm}^*$ et $\phi_{W^\pm}^*$) définis au chapitre 3.2.1. Les mêmes ambiguïtés entre jets qu'à LEP sont présentes. Mais, grâce au grand 'boost' des W, les angles sont mesurés avec une bien meilleure précision qu'au LEP. De plus, les effets de détecteurs sur les angles de désintégrations des bosons W sont négligeables.

Les erreurs systématiques sur les bruits de fond et la connaissance des détecteurs sont faibles. La mesure de la polarisation [72, 73] se fait à partir

des données permettant une faible contribution à l'erreur systématique. Au dessus de 500 GeV, l'incertitude théorique est sous contrôle grâce aux calculs de corrections logarithmiques [74] provenant de l'échange de 'soft' bosons de jauge colinéaires.

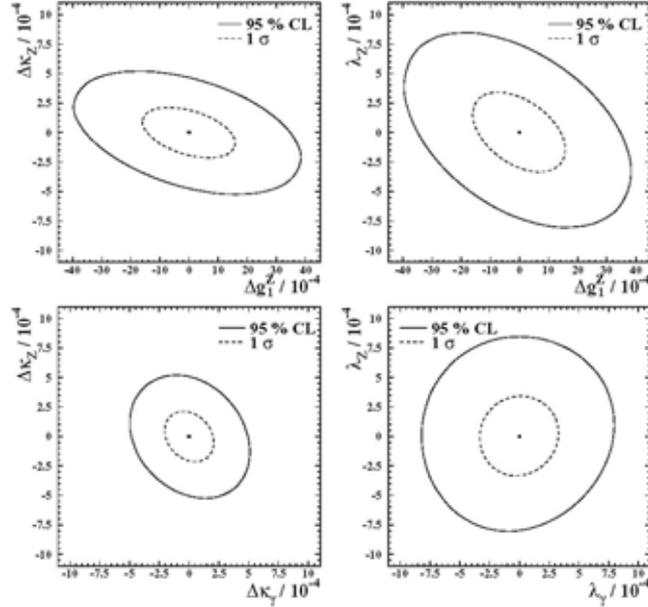


FIG. 6.19 – Projections des contours à 1σ et limites à 95 % C.L. dans les plans $(\Delta g_1^Z - \Delta \kappa_Z)$, $(\Delta g_1^Z - \lambda_Z)$, $(\Delta \kappa_\gamma - \Delta \kappa_Z)$ et $(\lambda_\gamma - \lambda_Z)$ de l'ajustement des cinq paramètres conservant la symétrie CP ($\sqrt{s}=800\text{GeV}$, $\mathcal{L}=1000\text{fb}^{-1}$, $\mathcal{P}_{e^-}=0,8$ et $\mathcal{P}_{e^+}=0,6$). Les autres paires de paramètres ont des corrélations négligeables.

La grande quantité de bosons W permet de mesurer précisément les trois couplages g_1^Z , κ_γ et λ_γ avec la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Mais, il est surtout possible de mesurer les cinq couplages qui conservent la symétrie CP simultanément sans appliquer la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il est aussi possible de mesurer précisément les termes violant CP . Le tableau 6.9 récapitule les précisions attendues pour la mesure de chacun des couplages.

La figure 6.19 montre des projections en deux dimensions de la mesure simultanée des cinq couplages g_1^Z , κ_γ , κ_Z , λ_γ et λ_Z .

Au final, la précision sur la mesure des couplages obtenue est de l'ordre de 10^{-4} qui est un ordre de grandeur en dessous des corrections à l'arbre du Modèle Standard et des modèles supersymétriques. Il sera donc possible de tester différents modèles en particulier si le Higgs n'a pas été mis en évidence au LHC.

Pour terminer cette prospective, la figure 6.20 indique les précisions attendues pour les différents collisionneurs.

Couplage	Erreur $\times 10^{-4}$	
	$\sqrt{s}=500$ GeV $\mathcal{L}=500$ fb $^{-1}$	$\sqrt{s}=800$ GeV $\mathcal{L}=1000$ fb $^{-1}$
Termes conservant C et P avec $SU(2)_L \times U(1)_Y$		
g_1^Z	2,8	1,8
κ_γ	3,1	1,9
λ_γ	4,3	2,6
Termes conservant C et P		
g_1^Z	15,5	12,6
κ_γ	3,3	1,9
λ_γ	5,9	3,3
κ_Z	3,2	1,9
λ_Z	6,7	3,0
Termes ne conservant pas C et P		
g_5^Z	16,6	14,4
g_4^Z	45,9	18,3
$\tilde{\kappa}_Z$	39,0	14,3
$\tilde{\lambda}_Z$	7,5	3,0

TAB. 6.9 – Précision attendue à 1σ pour les mesures individuelles de différents couplages. Le calcul est fait avec $\mathcal{L}=500$ fb $^{-1}$ à 500 GeV et $\mathcal{L}=1000$ fb $^{-1}$ pour 800 GeV. Dans les deux cas, on suppose des polarisations $\mathcal{P}_{e^-}=0,8$ et $\mathcal{P}_{e^+}=0,6$.

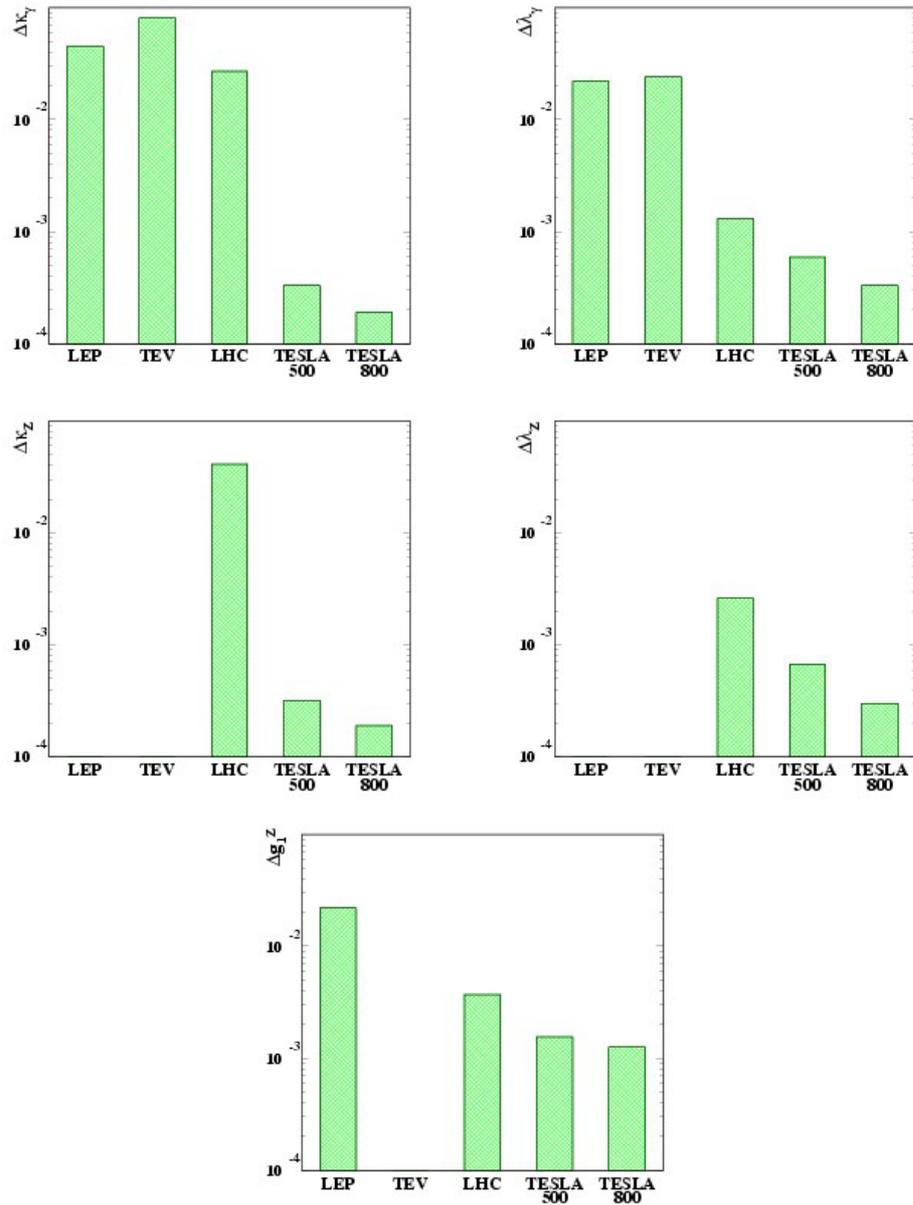


FIG. 6.20 – Précisions obtenues pour les couplages conservant la symétrie CP pour différentes machines (TEVATRON: $\mathcal{L}=1\text{fb}^{-1}$; LHC: $\mathcal{L}=300\text{fb}^{-1}$; TESLA($\sqrt{s}=500\text{ GeV}$) $\mathcal{L}=500\text{fb}^{-1}$; TESLA($\sqrt{s}=800\text{ GeV}$) $\mathcal{L}=1000\text{fb}^{-1}$). Pour LEP et Tevatron, la contrainte $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est appliquée.

Conclusion

La mesure directe des couplages des vertex ZWW et γWW a été faite par l'expérience ALEPH en utilisant les canaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu_e$. J'ai fortement participé à cette analyse en encadrant, en particulier, la thèse de R. Brunelière. Grâce aux calculs des corrections $\mathcal{O}(\alpha)$ et à la nouvelle estimation de l'incertitude associée, l'erreur statistique domine cette mesure même après combinaison avec les autres expériences LEP. La précision atteinte au LEP est de l'ordre de 10^{-2} ne sera pas dépassée avant le démarrage du LHC. Le futur collisionneur e^+e^- devrait atteindre une précision de 10^{-4} permettant de mettre en évidence des effets très fins prédits par différents modèles théoriques. L'absence de découverte du boson de Higgs au LHC sera une des configurations qui donnera le plus d'intérêt à ces mesures.

Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 569.
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [3] A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968),367.
- [4] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;
M. Kobayashi and M. Maskawa, *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Prog. Th. Phys. **49** (1973) 652.
- [5] The Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D66** (2002) 1.
- [6] LEP Electroweak Working Group, Note LEPEWWG/2004-01, hep-ex/0412015.
- [7] G. Gounaris, F. Renard and G. Tsirigoti, Phys. Lett. **B338** (1994) 51.
- [8] G. Gounaris, F. Renard and G. Tsirigoti, Phys. Lett. **B350** (1995) 212.
- [9] K. Hagiwara, K. and Peccei, R. D. and Zeppenfeld, D. and Hikasa, K., Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [10] H. Aronson, Phys. Rev. 186 (1969) 1434.
- [11] Kim, Kwang Je and Tsai, Yung-Su, Phys. Rev. D7 (1973) 3710.
- [12] A. De Rújula, M.B. Gavela, O. Pène and F.J. Vegas Nucl. Phys. **B357** (1991) 311.
- [13] M. Bilenky, J.L. Kneur, F.M. Renard and D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B409** (1993) 22.
- [14] G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaqa and F.M. Renard, Int. J. Mod. Phys. **A 8** (1993) 3285.
- [15] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D48 (1993) 2182.
- [16] T.L. Barklow (ed.), S. Dawson (ed.), H.E. Haber (ed.) and J.L. Siegrist (ed.), *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*, Singapore, Singapore: World Scientific (1996) 736 p. (Advanced series on directions in high energy physics. 16)
- [17] D. Zeppenfeld, G. Gounaris, J.L. Kneur, *Physics at LEP2, vol 1*, p.525
- [18] T. Barklow *et al.*, arXiv:hep-ph/9704217.
- [19] UA2 Collaboration, J. Alitti *et al.*, *Direct measurement of the $W\text{-}\gamma$ coupling at the CERN $p - \bar{p}$ collider* pb**B277**1992194.

- [20] The DØ Collaboration, *Limits on anomalous $WW\gamma$ and WWZ couplings from $WW/WZ \rightarrow evjj$ production*, Phys. Rev. **D62** (2000) 052005.
- [21] P. Molár and M. Grünewald, *Measuring ZWW and γ WW coupling constants with Z^0 pole data* Phys. Lett. **B461** (1999) 149.
- [22] F. Boudjema, K. Hagiwara, C. Hamzaoui and K. Numata, *Anomalous moments of quarks and leptons from nonstandard γ WW couplings*. Phys. Rev. **D43** (1991) 2223.
- [23] W. J. Marciano and A. Quijeiro, *Bound on the W boson electric dipole moment*, Phys. Rev. **D33** (1986) 3449.
- [24] D. Bardin *et al.*, *GENTLE/4fan v2.0 A program for Semi-Analytic Calculation of Predictions for the process $e^+e^- \rightarrow 4f$* . hep-ph/9612409, 1996.
- [25] W. Beenakker and D. Denner. *Standard Model predictions for W pair production in electron-positron collisions*. Int. J. Mod. Phys. A9 (4837) 1994.
- [26] *Review of Particles Properties*, Phys. Rev. D50 (1994) 1173.
- [27] A. Denner and T. Sack, Zeit. Phys. **C46** (1990) 653.
- [28] J. Fujimoto *et al.*, *grc4f v1.1: a Four-fermion Event Generator for e^+e^- Collisions*, Comp. Phys. Commun. **100** (1997) 128[arXiv:hep-ph/9605312].
- [29] S. Jadach (ed.), G. Passarino (ed.) and R. Pittau (ed.), *Reports of the working groups on precision calculation for LEP-2 physics* CERN 2000-009.
- [30] Jadach, S. and Placzek, W. and Skrzypek, M. and Ward, B. F. L. and Was, Z., *Precision predictions for (un)stable $W^+ W^-$ pair production at and beyond LEP2 energies*, Phys. Rev. D65 (2002) 093010.
- [31] The ALEPH Collaboration, *A study of Single W Production in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}=161-183$ GeV*, Phys. Lett. **B462** (1999) 389.
- [32] S. Jadach *et al.*, *The Monte Carlo Program KoralW version 1.51 and The Concurrent Monte-Carlo KORALW&YFSWW3 with all Background Graphs and First Order Corrections to W-Pair*, Comp. Phys. Commun. 140 (2001) 475.
- [33] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward and Z. Was, *Electric charge screening effect in single W production with the KoralW Monte Carlo*, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 19 [arXiv:hep-ph/0209268].
- [34] Y. Kurihara, J. Fujimoto, T. Ishikawa, Y. Shimizu, K. Kato, K. Tobimatsu and T. Munehisa, *QED radiative correction for the single-W production using a parton shower method*, Eur. Phys. J. **C20** (2001) 253,[arXiv:hep-ph/0011276].
- [35] E. Accomando and A. Ballestrero, Comp. Phys. Commun. **99** (1997) 270;
E. Accomando, A. Ballestrero and E. Maina, Comp. Phys. Commun. **150** (2003) 166.

- [36] E. Barbiero and Z. Wąs, *PHOTOS: A universal Monte-Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0*, Comp. Phys. Commun. **79** (1994) 291.
- [37] T. Sjöstrand, *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Commun. 82 (1994) 74.
- [38] http://cern.ch/l3/gif/l3_xsbig.gif
- [39] B. Bloch-Devaux, *Final Run Selection, Luminosities and average LEP Energies for the W analyses* Note interne ALEPH 2004-003, PHYSICS 2004-003
- [40] B. Bloch-Devaux and P. Hansen, *Luminosities errors at LEP II* Note interne ALEPH 2002-014, PHYSICS 2002-010
- [41] S. Jadach, W. Placzek, E. Richter-Was, B.F.L. Ward and Z. Wąs *Upgrade of the Monte-Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04* Comp. Phys. Commun. 102 (229) 1997
- [42] R. Assman *et al.*, Calibration of the centre-of-mass energies at LEP2 for a precise measurement of the W boson mass CERN-PH-EP-2004-032, CERN-AB-2004-030 OP
- [43] The ALEPH Collaboration, *ALEPH: a detector for electron - positron annihilations at LEP*, Nucl. Instrum. and Methods **A294** (1990) 121.
- [44] The ALEPH Collaboration, *The ALEPH Handbook 1995 Vol. 1 and 2*, published by C. Bowdery at CERN.
- [45] The ALEPH Collaboration, *Performance of the ALEPH detector at LEP*, Nucl. Instrum. and Methods **A360** (1995) 481.
- [46] B. Raeven, *Measurements of the mass and width of the W boson from $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu)\nu q\bar{q}$ events with the ALEPH detector* PhD thesis, Glasgow University, 2000.
- [47] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, *The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in e^+e^- collisions*, Comp. Phys. Commun. 130 (2000) 260.
- [48] The ALEPH collaboration, *Measurement of W-pair production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies from 183 to 209 GeV*, Eur. Phys. J. **C38** (2004) 147.
- [49] B. Bloch-Devaux and others, *KINGAL Users Guide*, Note interne ALEPH, ALEPH 87-53, 1987.
- [50] F. Ranjard, *GALEPH - Monte Carlo Program for ALEPH*, Note interne ALEPH, ALEPH 88-119, 1988.
- [51] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire and A.C. McPherson and P. Zancarini, *GEANT3*, CERN-DD/EE/84-1.
- [52] J. Knobloch, *JULIA Users and Programmers Guide*, Note interne ALEPH, ALEPH 90-11", 1990.
- [53] *The ALEPH Monte-Carlo production tool*, Note interne ALEPH: ALEPH 2002-010, SOFTWR 2002-001.
- [54] R. Brunelière, *Mesure des couplages à trois bosons dans l'expérience ALEPH au LEP*, Thèse de Doctorat de l'Université de Savoie (2003), LAPP-T-2003/02 and CERN-THESIS-2003-018.

- [55] D. Boumediene, *Mesure de la masse du boson W^\pm dans l'expérience ALEPH*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (2002), DAPNIA-2002-03-T and CERN-THESIS-2003-008.
- [56] Yu.L. Dokshitzer, J. Phys. **G17** (1991) 1441.
- [57] W. Bartel *et al.*, Zeit. Phys. **C33** (1986) 23;
S. Bethke *et al.*, Phys. Lett. 213 (1988) 235.
- [58] ALEPH Collaboration, *Measurement of the W mass and width in e^+e^- collisions at 189 GeV*, Eur. Phys. J. **C17** (2000) 241.
- [59] Thèse de G. Fontaine, *Contribution à la recherche de certains états finaux comportant deux neutres non détectés*, Paris, Printemps 1973.
- [60] F.A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, Comp. Phys. Commun. **85** (1995) 437.
- [61] The ALEPH collaboration, *Improved measurement of the triple gauge-boson couplings γWW and ZWW in e^+e^- collisions*, CERN-EP-PH-2004-065, soumis à Physics Letters.
- [62] M. Diehl and O. Nachtmann, Zeit. Phys. **C62** (1994) 397.
- [63] D.K. Fanourakis, D. Fassouliotis and S.E. Tzamarias, Nucl. Instrum. and Methods **A412** (1998) 465; Nucl. Instrum. and Methods **A414** (1998) 399.
- [64] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*. JHEP,01:010,2001.
- [65] L. Lonnblad, *ARIADNE version 4: A program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*, Comp. Phys. Commun. **71** (1992) 15.
- [66] M. Dierckxsens, *Measurement of Triple Gauge Boson Couplings in e^+e^- Collisions at LEP*, Ph. D. thesis, University of Nijmegen, 2004.
- [67] J. Alcaraz, *A proposal for the combination of TGC measurements*, L3 Note 2718.
- [68] R. Brunelière, *Tests on the LEP TGC combination procedures*, ALEPH 2002-008 PHYSICS 2002-007.
- [69] T. L. Barklow *et al.*, "Strong coupling electroweak symmetry breaking," in *Proc. of DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics (Snowmass 1996)*, Snowmass, Colorado, eConf **C960625** (1996) STC118.
- [70] M. Dobbs *et al.*, *Prospects for Probing the three Gauge-boson couplings in $W+\text{photon}$ production at the LHC*, Note ATLAS ATL-PHYS-2002-022;
M. Dobbs *et al.*, *Prospects for Probing the three Gauge-boson couplings in $W+Z$ production at the LHC*, Note ATLAS ATL-PHYS-2002-023.
- [71] A. Oh, *Measuring triple gauge boson couplings with CMS* Note CMS CR 2004/044.
- [72] A. Blondel, Phys. Lett. **B202** (1988) 145.

-
- [73] K. Mönig, *The use of positron polarization for precision measurements* Note LC-PHSM-2000-059.
- [74] M. Melles, *Resummation of Yukawa enhanced and subleading Sudakov logarithms in longitudinal gauge boson and Higgs production*, hep-ph/0012157.
- [75] J. Ohnemus, *An order α_S calculation of hadronic W^+W^- production*, Phys. Rev. D **44** (1991) 1403;
J. Ohnemus, *An order α_S calculation of hadronic $W^\pm Z$ production*, Phys. Rev. D **44** (1991) 3477;
J. Ohnemus, *An order α_S calculation of hadronic $W^\pm\gamma$ and $Z\gamma$ production*, Phys. Rev. D **47** (1993) 940.
- [76] U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, *QCD corrections to hadronic $W\gamma$ production with nonstandard γWW couplings*, Phys. Rev. D **48** (1993) 5140;
U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, *WZ production at hadron colliders: Effects of nonstandard ZWW couplings and QCD corrections*, Phys. Rev. D **51** (1995) 3381.
- [77] J.A. Aguilair-Saavedra *et al.*, *TESLA Technical Design Report Part III: Physics in e^+e^- linear collider*, 2001.

Annexe A

The systematic errors for single W production in ALEPH at generator level based on KoralW/Grace comparisons

Note interne ALEPH: ALEPH:2004-004, PHYSICS:2004-004.

Annexe B

The ALEPH Collaboration,
**Single vector boson production in e^+e^- collisions at centre-of-mass
energies from 183 to 209 GeV**

Papier commun avec la mesure de la section efficace dans le canal $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma^*)e^+e^-$.
(Phys. Lett. **B605** (49) 2005).

Annexe C

Papier publié en commun avec les auteurs des générateurs KoralW et RacoonWW

On theoretical uncertainties of the W angular distribution in W-pair production at LEP2 energies

(Phys. Lett. **B533** (75) 2002).

Annexe D

The ALEPH Collaboration
Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at LEP energies up to 189 GeV Eur. Phys. J. **C21** (2001) 423.

Annexe E

The ALEPH Collaboration

**Improved measurement of the Triple Gauge-Boson Couplings γWW
and ZWW in e^+e^- collisions**

Papier accepté par la collaboration ALEPH et soumis à Physics Letters.