

UNIVERSITÉ GRENOBLE I - JOSEPH FOURIER

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ GRENOBLE I
Spécialité : Physique des particules

Préparée au Service de Physique des Particules du DAPNIA
(CE Saclay)

présentée et soutenue publiquement
par

A.-M. Garance FAÏF

le 8 Décembre 1998

Titre :

Mesure de la section efficace totalement leptonique
et des rapports d'embranchement des bosons W^{\pm}
dans le cadre de l'expérience ALEPH à LEP2.

Jury :

MM.	Michel BAUBILLIER	Président du jury
	Jacques JOUSSET	Rapporteur
	Eric LANÇON	Directeur de thèse
	Gérard SAJOT	
	Robert ZITOUN	Rapporteur

Remerciements

Je remercie Joël Feltesse de m'avoir permis d'effectuer cette thèse au Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée du CEA-Saclay, ainsi que Michel Spiro, de m'avoir accueillie dans le service de Physique des Particules.

Je tiens également à remercier Brigitte Bloch-Devaux, chef du groupe de Saclay lors de mon arrivée, qui m'a permis de faire cette thèse. Ma reconnaissance va à Eric Lançon pour avoir dirigé cette thèse en me laissant une grande liberté dans mon travail.

Plus généralement, je voudrais remercier chaleureusement pour leurs nombreuses lectures de ce manuscrit et leur soutien, les membres du groupe ALEPH-Saclay qui ont suivi avec attention mon travail.

Un merci particulier à Patrice Perez pour ses conseils et commentaires, pour ce qu'il m'a appris ; merci à lui et à Jérôme Schwindling de m'avoir accueillie dans leur bureau. Merci encore à Bertrand Vallage pour ses rires et sourires, pour avoir accepté le rôle délicat de Parrain ; j'espère qu'il ne le regrette pas ! Merci encore et toujours à André Rosowsky pour tout le temps qu'il a passé à lire et (re-)relire cette thèse lors des rendez-vous du vendredi 16h45.

J'exprime ma gratitude à l'ensemble du jury : Michel Baubillier qui a accepté de présider le jury de soutenance, Jacques Jousset et Robert Zitoun qui en tant que rapporteurs m'ont fait bénéficier de leurs commentaires et enfin Gérard Sajot pour l'enseignement dont il m'a fait profité en DEA et son aide lors des correspondances avec l'Université.

Une pensée pour Andrei Kataev qui a suivi mon travail tout au long de mon parcours universitaire et qui a bien voulu "lire" mon manuscrit malgré la barrière du langage, ainsi que pour les autres thésards que j'ai eu le plaisir de rencontrer dans ALEPH et ailleurs.

Enfin, merci à mes amis, à ma famille qui m'a toujours soutenue et surtout à mes parents, ma soeur Emilie et Nicolas qui m'ont supportée (dans les deux sens du terme) et encouragée lorsqu'il le fallait.

Merci à Jean, pour tout ça et pour tout le reste, pour tout ce qui a été dit et tout ce qui ne se dit pas.

Table des matières

Introduction	1
I Le W dans le Modèle Standard et ses caractéristiques expérimentales	3
I.1 Le Modèle Standard	3
I.1.1 Groupe de symétrie et composants du Modèle Standard . .	3
I.1.2 Le lagrangien Electro-Faible	5
I.1.3 La masse des bosons	6
I.1.4 La masse des fermions	7
I.1.5 Couplage des fermions aux bosons de jauge	7
I.1.6 Les paramètres du Modèle Standard	8
I.1.7 Renormalisabilité du Modèle	9
I.1.8 Propriétés du W	10
I.2 Mesures actuelles sur le W	11
I.2.1 Mesure de la masse du boson W	12
I.2.2 Mesure des rapports d'embranchement leptoniques dans les collisionneurs $p\bar{p}$	13
I.2.3 Mesure des rapports d'embranchement du W à LEP2 . . .	17
I.3 Conclusion	17
II Processus physiques à LEP2	19
II.1 Différents processus physiques	20
II.1.1 Production des paires de W	20
II.1.2 Etats finals quatre fermions ($4f$)	22
II.1.3 Bruits de fond aux états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$	24
II.2 Section efficace de production des paires de W à LEP2	27
II.2.1 Approximation de Born pour deux W de largeur nulle . . .	28
II.2.2 Prise en compte de la largeur du W	34
II.2.3 Corrections radiatives	38
II.2.4 Mesure de la masse à partir de la section efficace de pro- duction des paires de W	40

II.3 Conclusion	42
III Contexte expérimental	45
III.1 Le LEP	45
III.1.1 Le Programme LEP	45
III.1.2 Dispositif d'injection des faisceaux	46
III.1.3 Conditionnement des faisceaux	48
III.1.4 La luminosité	48
III.1.5 Mesure de l'énergie des faisceaux	49
III.2 Le détecteur ALEPH	51
III.2.1 Les différents sous-détecteurs	53
III.2.2 Système de déclenchement	61
III.3 Reconstruction des événements	62
III.3.1 Critères de sélection des traces chargées	62
III.3.2 Algorithme Energy Flow (EFLW)	63
III.3.3 Algorithme de reconstruction des jets	64
III.4 Identification des leptons légers chargés	65
III.4.1 Identification des électrons	65
III.4.2 Identification des muons	69
III.4.3 Comparaison entre données réelles et simulées	71
III.5 Conclusion	73
IV Sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$	75
IV.1 Maximisation du facteur de qualité	76
IV.2 Topologie recherchée	78
IV.2.1 Variables caractéristiques	78
IV.2.2 Différentes topologies des états finals du signal	80
IV.2.3 Caractéristiques des bruits de fond	82
IV.3 Sélection des événements	86
IV.3.1 Présélection	86
IV.3.2 Coupures topologiques	87
IV.3.3 Performances de la sélection	93
IV.3.4 Correction quatre fermions	97
IV.4 Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	99
IV.5 Accord entre simulations et données réelles	99
IV.6 Sources d'erreurs systématiques	100
IV.6.1 Effets expérimentaux	100
IV.6.2 Erreurs provenant des simulations	105
IV.6.3 Identification des leptons	107

IV.6.4	Résumé des erreurs systématiques	107
IV.7	Conclusion	108
V	Sélection $l\bar{\nu}l\nu$ et mesure directe de $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ aux énergies de LEP2	109
V.1	Changements de topologie avec l'énergie de collision	110
V.2	Réajustement des sélections	110
V.2.1	Présélection	110
V.2.2	Réajustement des coupures	113
V.2.3	Performance de la sélection	114
V.3	Erreurs systématiques	115
V.4	Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	119
V.5	Conclusion	120
VI	Sections efficaces et rapports d'embranchement du W	121
VI.1	Ajustement	121
VI.1.1	Méthode du maximum de vraisemblance	122
VI.1.2	Contraintes appliquées	123
VI.2	Canal totalement leptonique	124
VI.2.1	Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	125
VI.2.2	Mesure des sections efficaces individuelles $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ à 183 et 189 GeV	126
VI.3	Mesure de la section efficace de production des paires de W . . .	128
VI.4	Mesure des rapports d'embranchement du W	131
VI.4.1	Mesure du rapport d'embranchement hadronique du W . .	131
VI.4.2	Mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W .	132
VI.5	Comparaison avec les mesures actuelles	134
VI.6	Conclusion	135
	Conclusion	137
A	Générateurs	139
B	Sélection états finals $l\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $q\bar{q}'q\bar{q}'$	143
B.1	Sélection des états finals $l\bar{\nu}q\bar{q}'$	143
B.2	Sélection des états finals $q\bar{q}'q\bar{q}'$	145
C	Erreurs systématiques sur les paramètres ajustés	149
	Liste des figures	153
	Liste des tableaux	157

Bibliographie

159

Introduction

Les particules élémentaires et leurs interactions sont décrites par une théorie appelée “Modèle Standard”. Il regroupe les trois forces présentes à l’échelle subatomique. Les médiateurs de ces interactions sont : les gluons pour l’interaction forte, le photon (γ) pour l’interaction électromagnétique et les bosons W^\pm et Z^0 pour l’interaction faible. Les fermions constituent la matière et sont regroupés par familles. Dans le Modèle Standard, les couplages des bosons aux différentes familles de fermions sont identiques. La mesure des rapports d’embranchement des bosons permet de vérifier cette hypothèse d’universalité.

Les bosons Z^0 et W^\pm sont produits lors des collisions $p\bar{p}$, pp ou e^+e^- . A partir de leurs désintégrations, les rapports d’embranchements peuvent être déterminés afin de tester l’universalité des couplages des bosons vecteurs aux trois familles de leptons. Dans les collisionneurs hadroniques, le rapport des sections efficaces de production de ces bosons est calculé en utilisant les couplages du Modèle Standard et les fonctions de distribution des partons dans les protons. De plus, la sensibilité aux canaux de désintégration hadronique est faible. Au LEP, les mesures peuvent être effectuées à partir de l’ensemble des canaux de désintégration des bosons Z^0 et W^\pm et sans l’utilisation d’hypothèse théorique. La précision relative atteinte lors des tests d’universalité du couplage électrofaible effectués sur les Z^0 produits au LEP, est de l’ordre de 0.2 %. Les valeurs actuelles sur les rapports d’embranchement du W mesurés dans les collisions hadroniques, atteignent une précision d’environ 3.5 %. Les données enregistrées à LEP2 permettront d’améliorer cette précision.

Le travail de thèse présenté ici porte sur la mesure de la section efficace de production des paires de W au LEP dans le canal totalement leptonique (les deux W se désintègrent en leptons). La section efficace totale de production des paires de W et les rapports d’embranchement du boson W sont déduits en tenant compte des mesures des sections efficaces dans les autres canaux.

Le premier chapitre donne un aperçu du Modèle Standard nécessaire à l’étude des couplages du bosons W et les mesures expérimentales actuelles caractérisant ce boson. L’ensemble des processus physiques à LEP2 intervenant dans cette étude sont détaillés dans le chapitre II. La variation de la section efficace de production de paires de W avec l’énergie de collision, et sa dépendance en fonction de la masse du W y sont aussi discutées.

Les données utilisées pour cette analyse ont été enregistrées de 1996 à 1998 par l'expérience ALEPH. Elles correspondent à une luminosité totale intégrée de 180 pb^{-1} répartie selon quatre énergies de collision dans le centre de masse, de 161 à 189 GeV . Le détecteur ALEPH, les outils utilisés pour la reconstruction et l'analyse des événements, sont décrits dans le chapitre III.

Pour séparer le signal $WW \rightarrow \ell\bar{\nu}\ell\nu$ des bruits de fond, environ 600 fois plus importants, une procédure de sélection basée sur des critères topologiques a été développée. Dans le chapitre IV, la sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est décrite pour une énergie de collision de 183 GeV . La section efficace totalement leptonique y est mesurée et les erreurs systématiques ont été étudiées. Le réajustement des coupures et la comparaison des performances de l'analyse aux différentes énergies étudiées sont décrits dans le chapitre V, ainsi que la mesure de la section efficace totalement leptonique et des erreurs systématiques correspondantes.

A partir de l'identification des événements sélectionnés, les sections efficaces totalement leptoniques, les sections efficaces de production des paires de W et les rapports d'embranchement sont déterminés par une méthode d'ajustement décrite dans le chapitre VI. Ces mesures sont indépendantes du modèle, contrairement à celles effectuées par les expériences UA1, UA2 et au TEVATRON (collisionneurs hadroniques). A la fin du programme LEP, la précision relative sur les rapports d'embranchement leptoniques individuels du W sera d'environ 2 %. Ce sera la meilleure précision atteinte sur les rapports d'embranchements des W avant la nouvelle période de prise de données au TEVATRON qui débutera en l'an 2000.

Chapitre I

Le W dans le Modèle Standard et ses caractéristiques expérimentales

I.1 Le Modèle Standard

La théorie d'unification des interactions électromagnétique et faible, a été élaborée dans les années 60 [1]. Elle n'a expérimentalement été vérifiée que dans les années 80, lors de la mise en évidence par les expériences UA1 et UA2 [2], des bosons W^\pm et Z^0 de l'interaction faible. L'interaction électrofaible et la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) sont regroupées en une théorie globale de description des particules élémentaires et de leurs interactions fondamentales appelé "Modèle Standard" [1, 3]. La brisure spontanée de la symétrie de jauge électrofaible par le mécanisme de Higgs engendre les masses des bosons et des fermions.

I.1.1 Groupe de symétrie et composants du Modèle Standard

Les particules constituant le Modèle Standard se divisent selon deux catégories. Les bosons dont le nombre est fixé, véhiculent les interactions entre particules. Les fermions, séparés en quarks et leptons, sont les constituants élémentaires de la matière. Les leptons ne sont sensibles qu'à la force électrofaible, alors que les quarks subissent aussi l'interaction forte.

A chaque interaction est associée une symétrie de groupe, définie à partir des quantités conservées sous l'interaction forte. L'interaction forte est représentée par le groupe non abélien $SU(3)_C$ où C est la charge de couleur. Huit gluons de masse nulle transmettent l'interaction forte. Trois états de couleur sont possibles pour chaque quark. Les leptons sont des singulets de couleur.

L'interaction électromagnétique est invariante sous $U(1)_Y$. Le photon, sans masse, en est le médiateur. L'hypercharge Y , associée au groupe de symétrie, est liée à la troisième

composante de l'isospin I_3 par la formule de Gell-Mann Nishijima [4] :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (\text{I.1})$$

L'interaction faible a pour groupe de symétrie $SU(2)_I$. Il existe trois bosons massifs, vecteurs de l'interaction faible : le Z^0 et les deux bosons chargés W^+ et W^- responsables de la désintégration β . L'action de l'interaction faible diffère suivant la chiralité gauche (notée L) ou droite (notée R) des fermions (f) :

$$f_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)f \quad (\text{I.2})$$

$$f_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)f \quad (\text{I.3})$$

où γ_5 est la matrice de Dirac. La troisième composante de l'isospin est égale à $\pm\frac{1}{2}$ pour les fermions gauches (doublets d'isospin) et nulle pour les fermions droits (singulet d'isospin). L'interaction faible n'agit que sur les fermions gauches. Les neutrinos droits ne se couplent pas aux autres particules.

Le Modèle Standard associe ces trois interactions en une théorie de jauge localement invariante sous $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Le mécanisme de Higgs introduit un boson supplémentaire qui brise spontanément la symétrie $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ et qui est à l'origine des masses des particules.

Les fermions sont regroupés en familles composées de deux leptons et deux quarks. Le nombre de familles n'est pas fixé par le Modèle Standard mais la mesure de la largeur invisible du Z^0 effectuée au LEP, a montré qu'il n'en existait que trois dont la masse des neutrinos est inférieure à 45 GeV [5, 6] :

$$\begin{aligned} 1 : & \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad e_R \quad u_R \quad d_R \\ 2 : & \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \mu_R \quad c_R \quad s_R \\ 3 : & \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \tau_R \quad t_R \quad b_R \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7] (CKM) donne les relations existant entre les états propres de masse des quarks et les états propres de l'interaction faible. Par convention, les quarks de charge $2/3$ ne subissent pas de mélange et la matrice n'agit que sur les quarks de charge $1/3$. Cette matrice 3×3 , complexe, est unitaire et caractérisée par trois angles. Les termes non diagonaux sont petits. La présence d'un terme de phase complexe induit des violations de CP. Pour les leptons, cette matrice se réduit à la matrice unité.

I.1.2 Le lagrangien Electro-Faible

L'étude du boson W permet de tester le secteur électrofaible du Modèle Standard. Le lagrangien électrofaible décrit les interactions des bosons W^\pm et Z^0 avec la matière. Les champs de jauge associés à $SU(2)_I$ forment le triplet \vec{W}_μ dont le couplage est g . Au groupe $U(1)_Y$ est associé le champ scalaire B_μ et la constante de couplage g' .

Le lagrangien électrofaible \mathcal{L}_{EW} , se décompose en une somme de plusieurs termes [8]. Le premier décrit les énergies cinétiques des bosons de jauge et leurs énergies propres (champs libres) :

$$\mathcal{L}_L = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\cdot\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}\cdot B^{\mu\nu} \quad (\text{I.5})$$

où

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu \vec{W}_\nu^i - \partial_\nu \vec{W}_\mu^i + g\epsilon_{ijk}\vec{W}_\mu^j\vec{W}_\nu^k \quad (\text{I.6})$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (\text{I.7})$$

Un second terme exprime l'énergie cinétique des fermions, quel qu'en soit le nombre, et leurs interactions avec les bosons de jauge électrofaibles. Lorsque les mélanges induits par la matrice CKM sont négligés, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_F = \bar{f}_L\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)f_L + \bar{f}_R\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)f_R \quad (\text{I.8})$$

où les composantes du vecteur $\vec{\sigma}$ représentent les trois matrices de Pauli.

L'introduction dans l'expression de \mathcal{L}_{EW} du terme de champ de Higgs, invariant sous $U(1)$, brise spontanément la symétrie. Le doublet de champs scalaires ($Y = 1$) complexes Φ , ou champs de Higgs [9], déplace le niveau d'énergie minimale du vide (μ^2 et λ positifs). La valeur ϕ_0 de Φ dans le vide est :

$$\phi_0 \equiv \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \end{pmatrix} \equiv \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

La symétrie $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ est brisée en $U(1)_{em}$ dont la constante de couplage est e . Le champ correspondant est de masse et une charge nulle : c'est le photon. Les trois autres bosons ne sont plus états propres du lagrangien et ils acquièrent une masse en se couplant au boson de Higgs.

I.1.3 La masse des bosons

Après la brisure spontanée de la symétrie, les vecteurs propres de masse ou champs physiques associés, sont définis comme une combinaison linéaire des champs de jauge :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (\text{I.10})$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{I.11})$$

où A_μ représente le photon γ , Z_μ le Z^0 , W_μ^\pm les deux bosons W et θ_W est l'angle de mélange de Weinberg défini comme :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (\text{I.12})$$

Le lagrangien \mathcal{L}_H décrit les couplages des bosons électrofaibles au Higgs et les masses des bosons :

$$\mathcal{L}_H = \left| \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W} - \mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \quad (\text{I.13})$$

La masse du boson de Higgs apparaît à travers l'expression du potentiel qu'il engendre :

$$M_H = \sqrt{2}\mu \quad (\text{I.14})$$

Les masses des bosons sont contenues dans le terme cinétique de \mathcal{L}_H et s'expriment en fonction des couplages et de la valeur dans le vide du champ de Higgs :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{v}{2}g \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \\ M_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

L'inégalité entre les masses des bosons W^\pm et celle du boson Z^0 provient du mélange entre les champs W_μ^3 et B_μ . Le paramètre ρ caractérise le poids relatif des courants neutres (échanges de Z^0) et chargés (échanges de W^\pm) de l'interaction faible :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (\text{I.16})$$

Dans le cas du Modèle Standard Minimal (un doublet de Higgs), $\rho = 1$ et l'angle θ_W permet de relier M_W à M_Z :

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad (\text{I.17})$$

La constante de couplage e du groupe $U(1)_{em}$ s'exprime aussi en fonction de l'angle de mélange :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (\text{I.18})$$

I.1.4 La masse des fermions

Le même doublet de Higgs qui donne une masse aux bosons engendre la masse des fermions à travers le terme \mathcal{L}_{mf} qui est invariant de jauge sous $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_{mf} = -y_f (\bar{f}_R \frac{v}{\sqrt{2}} f_L + \text{hermitique conjugué}) \quad (\text{I.19})$$

où y_f est la constante de Yukawa. Les mélanges induits par la matrice CKM pour les quarks sont négligés.

En remplaçant l'expression du champ de Higgs dans l'équation I.19, la masse des fermions apparaît comme une fonction de y_f :

$$m_f = \frac{y_f v}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.20})$$

La constante de Yukawa étant une constante arbitraire, la valeur des masses des fermions n'est pas prédite par le Modèle Standard.

I.1.5 Couplage des fermions aux bosons de jauge

Le boson de Higgs ne peut être produit directement lors des collisions e^+e^- car son couplage aux fermions est proportionnel à m_f/v où $v = 247 \text{ GeV}$. Il ne peut éventuellement

contribuer à la production de W qu'au travers des diagrammes correctifs (boucles, ...).

Dans le Modèle Standard, les trois familles de leptons se couplent de la même façon aux bosons de jauge. Cette universalité a été vérifiée à LEP1 lors de la mesure des rapports d'embranchement au Z^0 avec une précision relative de l'ordre de 0.2 % [6]. La mesure des rapports d'embranchement du W permet de tester cette universalité pour les bosons W^\pm .

Le couplage des fermions au photon est de type vectoriel :

$$eQ\bar{f}_R\gamma^\mu f_L \times A^\mu \quad (\text{I.21})$$

Le couplage au Z^0 a par définition une composante vectorielle (g_V) et une composante axiale (g_A)

$$g_A = I_3 \quad (\text{I.22})$$

$$g_V = (I_3 - 2Q \sin^2 \theta_W) \quad (\text{I.23})$$

qui sont combinées dans le terme de couplage :

$$\frac{g}{2}\bar{f}_R(g_V - \gamma^5 g_A)f_L \times Z_\mu \quad (\text{I.24})$$

Enfin, les couplages des bosons de jauge W^\pm aux fermions sont de la forme ($V - A$) :

$$\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{f}_R\gamma^\mu(1 - \gamma^5)f'_L \times W_\mu^\pm \quad (\text{I.25})$$

Les W ne se couplent qu'aux fermions de chiralité gauche et aux anti-fermions de chiralité droite.

I.1.6 Les paramètres du Modèle Standard

Les observables physiques s'expriment en fonction des 19 paramètres libres du Modèle Standard : les masses des fermions, celles des bosons, les paramètres de la matrice CKM et les constantes de couplages. C'est à partir des mesures expérimentales d'une partie de ces paramètres que l'on peut évaluer la valeur attendue d'autres quantités. Plusieurs choix de variables sont possibles pour le lot minimal de paramètres.

A LEP2, en raison de la précision de $2.1 \text{ MeV}/c^2$ [10] atteinte sur la mesure de la masse du Z^0 et des contraintes que la mesure de la masse du W impose, l'ensemble de paramètres suivant est utilisé :

$$\alpha, G_\mu, M_Z, M_H, m_f$$

α est la constante de structure fine pour $q^2 = 0$:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \quad (\text{I.26})$$

et G_μ est la constante de Fermi déterminée par le temps de vie du muon :

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \left(1 - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right) \quad (\text{I.27})$$

$$\begin{aligned} G_\mu &= \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} & (\text{I.28}) \\ &= \frac{1}{v^2\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Les valeurs expérimentales des paramètres mesurés sont [11] :

$$\alpha = 1/137.0359895(61) \quad (\text{I.29})$$

$$G_\mu = 1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (\text{I.30})$$

$$M_Z = 91.1863(20) \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.31})$$

L'utilisation de G_μ , α et M_Z permet de décrire toutes les observables à l'ordre le plus bas. Les autres paramètres interviennent lorsque les ordres supérieurs sont pris en compte dans les calculs (de M_W par exemple). La confrontation de ces résultats et des mesures expérimentales permet d'observer d'éventuelles incohérences. Les valeurs de paramètres non encore mesurés peuvent aussi être contraintes. La masse du Higgs est ainsi indirectement calculable en ajustant l'ensemble des observables connues qui y sont reliées.

I.1.7 Renormalisabilité du Modèle

En tant que théorie de jauge spontanément brisée, le Modèle Standard est renormalisable [14] : aucune divergence n'apparaît dans les calculs lorsque tous les ordres sont pris en compte. Les divergences qui peuvent apparaître dans les calculs aux ordres les plus bas sont réabsorbées par une renormalisation des paramètres.

Le calcul de la section efficace de production des paires de W au LEP se fait à partir des trois diagrammes de la figure I.1 et peut être décomposée en deux termes selon que les W sont polarisés longitudinalement ou transversalement. Lorsque la masse des fermions est prise en compte dans le calcul [8], la section efficace de production des W longitudinaux diverge à grand \sqrt{s} . Or, la présence du boson de Higgs à l'origine de la masse des

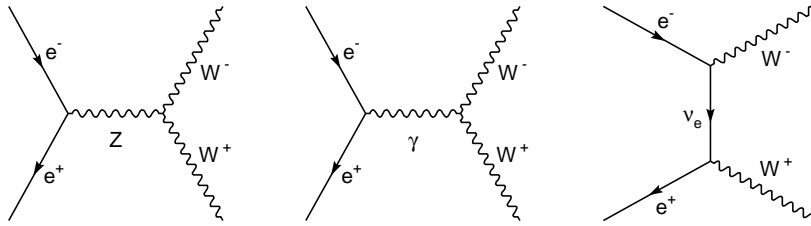


FIG. I.1: Diagrammes de Feynman représentant la production des paires de W à l'arbre dans les collisions e^+e^- .

fermions, introduit un diagramme supplémentaire présenté sur la figure I.2 qui réabsorbe les divergences.

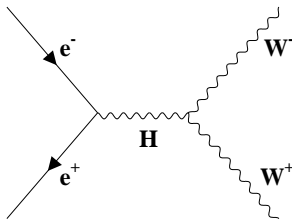


FIG. I.2: Diagramme de Feynman représentant la production des paires de W à travers la production d'un boson Higgs dans les collisions e^+e^- .

L'introduction d'un Higgs scalaire permet d'engendrer les masses des bosons de l'interaction faible et des fermions sans détruire la *renormalisabilité* du Modèle Standard.

I.1.8 Propriétés du W

A partir des paramètres du Modèle Standard, les propriétés du boson W peuvent être déduites.

La masse du W , M_W , peut être déterminée à partir des paramètres définis au paragraphe précédent : $M_W = 80.367 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [6]. La largeur totale du W attendue est $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$. [12, 13].

Le boson W se désintègre en deux fermions, $q\bar{q}'$ ou $\ell\bar{\nu}_\ell$. La désintégration en paire $t\bar{b}$ est cinématiquement interdite, le quark top étant trop lourd [12] :

$$m_{top} = 173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$$

Lorsque les masses des fermions sont négligées, la valeur de la largeur partielle leptonique attendue est $\Gamma(W \rightarrow \ell\nu) = 226.5 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$ [12], ce qui correspond à un rapport d'embranchement du W en lepton de 10.82 % [13]. De même, la largeur partielle hadronique attendue est $\Gamma(W \rightarrow u_i\bar{d}_j) = (707 \pm 1)|V_{ij}|^2 \text{ MeV}$ [12], ce qui correspond à un rapport d'embranchement du W en hadron de 67.56 %. La prise en compte des masses des fermions a un effet maximal de l'ordre de 7 pour dix-mille sur les largeurs partielles leptoniques (proportionnel à $-(3/2)(m_f/M_W)^2$), négligeable devant la résolution de 2 % attendue à la fin du programme LEP2.

La phénoménologie correspondant à la production de paires de W au LEP est décrite dans le paragraphe II.1.1.

I.2 Mesures actuelles sur le W

Actuellement, l'ensemble des mesures expérimentales effectuées sur les Z^0 et les W^\pm , sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

La valeur combinée du LEP et du SLD (SLAC Large Detector) de l'angle de mélange faible $\sin^2 \theta_w^{eff}$ relié aux constantes de couplage est [10] :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_w^{eff} &= \frac{1}{4}(1 + g_V^\ell/g_A^\ell) \\ &= 0.23157 \pm 0.00018 \end{aligned} \tag{I.32}$$

où ℓ représente les leptons et θ_w^{eff} leur angle de couplage effectif au Z^0 . La valeur théorique est 0.23146 ± 0.00022 [6].

La mesure précise de la masse du W permet de contraindre la masse du Higgs encore non observé, qui intervient dans le calcul de M_W à travers les corrections radiatives. La limite actuelle est $m_H < 260 \text{ GeV}$ à 95 % de niveau de confiance avec une valeur centrale de $76_{-47}^{+85} \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ [10].

Les collisions e^+e^- permettent également de tester l'universalité du couplage des bosons W aux leptons. Après avoir rappelé les valeurs actuelles de la masse du W , les méthodes employées au TEVATRON et au LEP pour mesurer les rapports d'embranchement seront décrites.

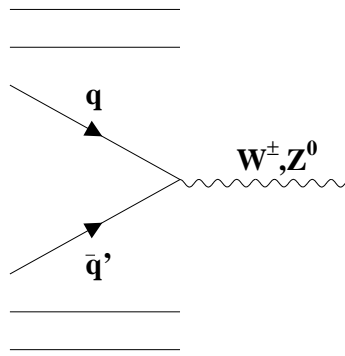


FIG. I.3: Diagramme de production des bosons électrofaibles dans les collisions hadroniques.

I.2.1 Mesure de la masse du boson W

La mesure précise de la masse du boson W est un test important du Modèle Standard. En effet, reliée à la constante de Fermi G_μ , mesurée avec précision, M_W apporte une contrainte essentielle sur la détermination des masses du Higgs et du quark top, qui interviennent dans les corrections d'ordre supérieur sur G_μ . La résolution attendue à la fin du programme LEP sur la masse du W , est de $30 \text{ MeV}/c^2$ et devrait ainsi égaler celle atteinte par les contraintes indirectes des autres paramètres mesurés ($M_W = 80.367 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [6]). La compatibilité des deux valeurs présente un test de la cohérence du Modèle Standard.

Les premières mesures sur les W ont été effectuées par les expériences UA1 et UA2 au CERN [2] (collisions $p\bar{p}$) et sont encore prises en compte. A l'heure actuelle, la masse du boson W est mesurée à la fois au TEVATRON (expériences CDF et D0, collisionneur $p\bar{p}$) et au LEP.

Au TEVATRON les bosons sont produits au travers des réactions $p\bar{p} \rightarrow WX$ (voir diagramme I.3). Pour isoler ces événements du bruit de fond, seules les désintégrations leptoniques des bosons sont utilisées. Compte tenu des bruits de fonds hadroniques, la masse est mesurée à partir des désintégrations leptoniques des W (les désintégrations en τ sont considérées comme un bruit de fond) en ajustant la masse transversale et l'impulsion transversale des leptons :

$$M_W = 80.41 \pm 0.09(\text{tot}) \text{ GeV}/c^2$$

dont $0.07 \text{ GeV}/c^2$ d'erreur systématique [15].

Au LEP, les W sont produits par paires lors des annihilations e^+e^- . Tous les canaux de désintégration des paires de W peuvent être étudiés. Deux méthodes différentes ont été employées pour mesurer M_W . Au seuil de production, la section efficace totale de production des paires de W dépend fortement de M_W . La masse du boson W est déterminée à

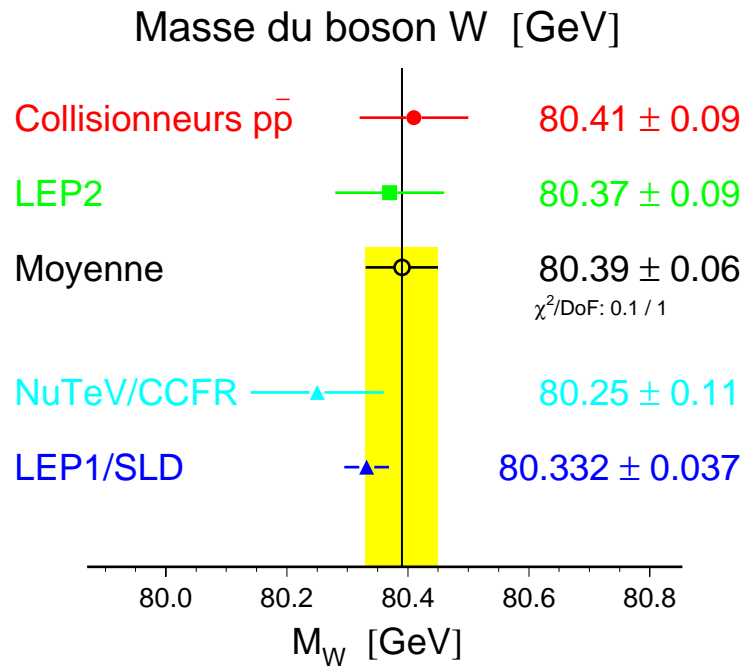


FIG. I.4: Différentes mesures de M_W .

partir de l’ajustement de la section efficace expérimentale et de la section efficace calculée par le programme GENTLE [16]. Aux énergies supérieures (172 et 183 GeV), la masse du W est reconstruite directement à partir des paires de W sélectionnées. La connaissance précise de l’énergie de collision permet d’utiliser les modes de désintégration totalement hadronique et semi-leptoniques (un W en lepton, l’autre en hadron) des paires de W pour cette méthode. En combinant l’ensemble des résultats obtenus pour chacune des quatre expériences du LEP, la masse du boson W a pour valeur :

$$M_W = 80.37 \pm 0.09 \text{ (tot) } GeV/c^2$$

dont $0.05 GeV/c^2$ d’erreur systématique [6].

La valeur moyenne mondiale obtenue en combinant les résultats du TEVATRON, du LEP et des expériences UA1 et UA2 est [10] :

$$M_W = 80.39 \pm 0.06 GeV/c^2$$

I.2.2 Mesure des rapports d’embranchement leptoniques dans les collisionneurs $p\bar{p}$

Avant la phase “haute énergie” du LEP, seuls les collisionneurs hadroniques $p\bar{p}$ permettaient de produire le boson W et d’en étudier les propriétés.

Les méthodes utilisées

Dans les collisions $p\bar{p}$, la production des bosons Z^0 et W^\pm a lieu lors de l'annihilation de deux quarks. Les canaux de désintégration hadronique des bosons faibles ne peuvent être séparés du bruit de fond du collisionneur. Les désintégrations leptoniques de W sont caractérisées par un lepton chargé isolé (e^\pm, μ^\pm) de grande impulsion transversale (P_T) et de grande impulsion transversale manquante (\cancel{P}_T) provenant du neutrino. La désintégration hadronique du lepton τ ne permet pas l'utilisation des événements $W \rightarrow \tau\nu$. Les désintégrations en τ sont considérées comme du bruit de fond.

Expérimentalement ce sont les produits $\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)$ et $\sigma(ZX) \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$ qui sont mesurés. Les sections efficaces de production des Z^0 notée $\sigma(ZX)$, et des W^\pm notée $\sigma(WX)$, ne peuvent être déterminés qu'en modélisant les interactions entre les protons [17]. Faire le rapport $\frac{\sigma(WX)}{\sigma(ZX)}$, affranchit les calculs de l'effet de structure qui décrit les distributions en impulsion des quarks et gluons dans les protons et supprime des sources d'erreurs systématiques. Mais la mesure des rapports d'embranchement dépend du Modèle Théorique.

Dans les expériences UA1 et UA2, les rapports d'embranchement leptoniques ont été calculés en faisant le rapport de la section efficace expérimentale $\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)$ et de $\sigma(WX)$ théorique [18, 19].

Les expériences du TEVATRON utilisent une méthode qui tient compte des mesures effectuées à LEP1. Le LEP dans sa phase d'étude du boson Z^0 entre 1989 et 1995, a permis un test systématique du Modèle Standard et des mesures précises des largeurs partielles de désintégration du Z^0 ($\Gamma_{\ell\ell}(Z^0) = 83.90 \pm 0.10 \text{ MeV}$ [6]). Pour calculer les rapports d'embranchement leptoniques, la relation suivante est utilisée :

$$R = \frac{\sigma(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)} = \frac{\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma(ZX) \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)} \quad (\text{I.33})$$

Les rapports d'embranchement du W sont déterminés à partir de la mesure de R , de la valeur théorique du rapport des sections efficaces $\sigma(WX)/\sigma(ZX) = 3.33 \pm 0.03$ [17, 20] et de la valeur moyenne mondiale $Br(Z \rightarrow \ell\ell) = 3.367 \pm 0.006 \%$ [12].

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = \frac{1}{R} \frac{\sigma(ZX)}{\sigma(WX)} \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-) \quad (\text{I.34})$$

En combinant la mesure des rapports d'embranchement avec la valeur théorique de la largeur partielle $\Gamma(W \rightarrow \ell\nu) = 226.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$ [12], la largeur totale du W est mesurée :

$$\Gamma_W = \frac{\Gamma(W \rightarrow \ell\nu)}{Br(W \rightarrow \ell\nu)} \quad (\text{I.35})$$

Aucune des méthodes exposées précédemment n'est indépendante des hypothèses et prédictions du Modèle Standard.

La seule mesure directe reliée aux rapports d'embranchement du boson W , est celle de la largeur Γ_W , effectuée par CDF [21] à partir de la distribution de la masse transversale des événements sélectionnés comme des W , figure I.5. La distribution de Breit-Wigner de production des W dans laquelle intervient Γ_W , décroît plus lentement que la composante gaussienne de la résolution sur la masse transversale (voir figure I.6).

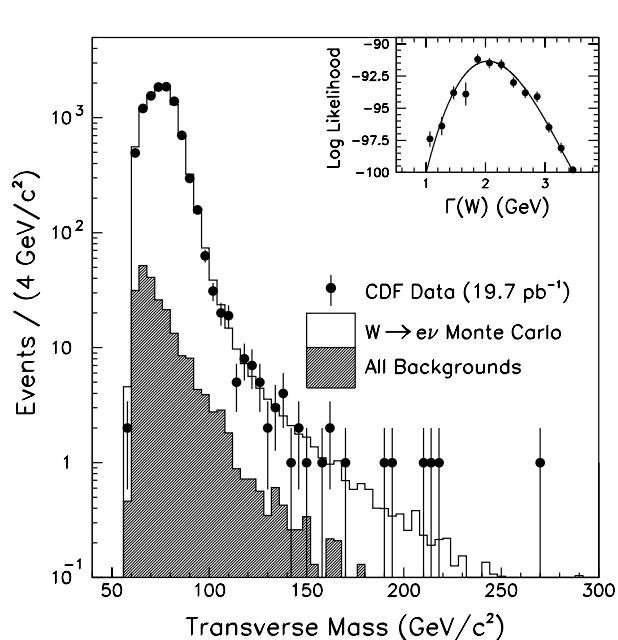


FIG. I.5: Spectre de la masse transversale des les événements $W \rightarrow e\nu$ sélectionnés par l'expérience CDF.

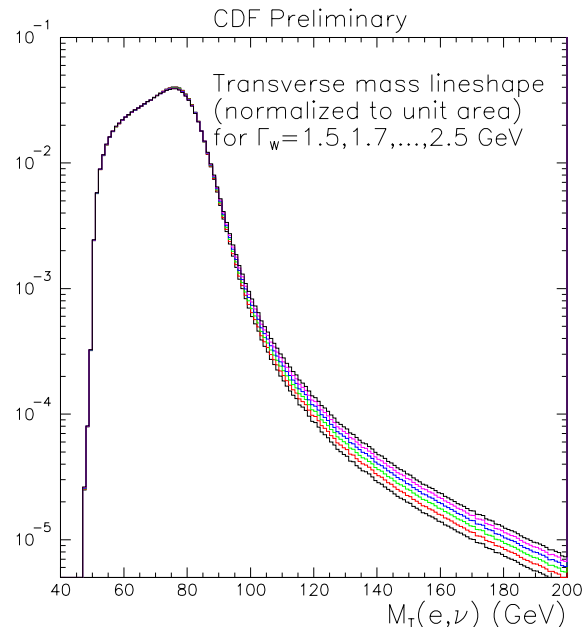


FIG. I.6: Dépendance en Γ_W du spectre de masse transversale des événements $W \rightarrow e\nu$ simulés dans CDF.

Valeurs des rapports d'embranchement du W

L'expérience UA1 donne le rapport R combiné pour les canaux e et μ [22] et non les rapports d'embranchement :

$$R_{e,\mu} = 9.5^{+1.1}_{-1.0} \text{ (stat. } \oplus \text{ syst.)}$$

L'expérience UA2 ne possédant pas de détecteur de muons n'a mesuré que le rapport R_e [23] :

$$R_e = 9.38^{+0.82}_{-0.72} \text{ (stat.)} \pm 0.25 \text{ (syst.)}$$

dont le rapport d'embranchement leptonique est déduit [24] :

$$Br(W \rightarrow e\nu) = 10.0 \pm 1.4 \text{ (exp.)}_{-3}^{+2} \text{ (théo.)}\%$$

La première erreur contient à la fois l'erreur statistique et l'erreur systématique, alors que la seconde provient de l'incertitude sur la valeur théorique de la section efficace totale.

A FermiLab, les expériences D0 [18] et CDF [19] obtiennent des résultats plus précis. Seuls les résultats des *RUN 0* et *RUN 1A* ont été publiés. CDF obtient [25, 26] :

$$\begin{aligned} Br(W \rightarrow e\nu) &= 10.90 \pm 0.43 \text{ (stat. } \oplus \text{ syst.)}\% \\ Br(W \rightarrow \mu\nu) &= 10.1 \pm 1.0 \text{ (stat. } \oplus \text{ syst.)}\% \end{aligned}$$

Ce qui donne [27] :

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = 10.66 \pm 0.37 \text{ (stat. } \oplus \text{ syst.)}\% \quad (\text{I.36})$$

L'expérience D0 mesure le rapport d'embranchement leptonique [15] en combinant les canaux e et μ :

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = 10.59 \pm 0.44 \text{ (stat. } \oplus \text{ syst.)}\%$$

Au TEVATRON, l'erreur systématique dominante provient de la mesure de la luminosité.

Dans ces trois expériences, le rapport d'embranchement $W \rightarrow \tau\nu$ n'est pas mesuré. L'universalité des couplages des W aux trois familles de leptons est supposée et le rapport d'embranchement leptonique moyen est déduit.

Toutes ces mesures sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard : couplage identique au W pour les trois familles de leptons et rapport d'embranchement leptonique du W égal à 10.82 % [13].

Comme il l'a déjà été précisé, la mesure de Γ_W est aussi un important test des couplages du W aux particules visibles. Les deux méthodes utilisées au TEVATRON donnent des valeurs compatibles avec la valeur attendue pour dans Modèle Standard $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$. [12, 13] :

$$\Gamma_{indirect}^{CDF}(W) = 2.064 \pm 0.061 \pm 0.059 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.37})$$

$$\Gamma_{direct}^{CDF}(W) = 2.19_{-0.16}^{+0.17} \pm 0.09 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.38})$$

La mesure indirecte de Γ_W est plus précise que la mesure directe mais elle s'appuie sur des hypothèses théoriques [15].

I.2.3 Mesure des rapports d'embranchement du W à LEP2

Jusqu'à présent, les mesures effectuées sur les collisionneurs $p\bar{p}$ donnaient la meilleure précision expérimentale sur les rapports d'embranchement. Les résultats récents et futurs du LEP, où les W sont produits en paires, devraient permettre de diminuer sensiblement l'erreur sur ces mesures. La détermination des paramètres de désintégration des W y est une mesure indépendante des hypothèses et prédictions théoriques. En l'absence d'hypothèse d'universalité, les différences dans le couplage du W aux différents leptons, si elles existent, devraient être observées.

Au LEP, les rapports d'embranchement sont obtenus à partir des sections efficaces partielles. Au premier ordre, la mesure des $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ est indépendante de la luminosité. L'unique hypothèse utilisée pour cette mesure est celle d'une désintégration en modes visible du W ($\sum Br = 1$). Les trois rapports d'embranchement leptoniques, et pour la première fois $Br(W \rightarrow q\bar{q}')$ sont déterminés.

I.3 Conclusion

Le succès du Modèle Standard repose sur l'accord entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques.

Les tests du Modèle Standard se poursuivent dans le secteur électrofaible : le boson de Higgs n'a toujours pas été observé et la précision sur la mesure directe de la masse du W est encore inférieure à la résolution sur la détermination indirecte. La mesure précise des rapports d'embranchement du W permettra de tester l'universalité imposée par la symétrie $SU(2)_I$ du secteur faible du Modèle Standard, et d'améliorer les connaissances des couplages de ce boson. C'est le but de ce travail à travers la mesure de la section efficace de production totalement leptonique des paires de W .

En effet, la mesure de valeurs différentes de celles attendues pour les rapports d'embranchement du W pourrait être en particulier le signe de particules lourdes nouvelles intervenant dans les corrections radiatives sur la largeur du boson. Cependant, la sensibilité espérée dans ce domaine à la fin de LEP est inférieure à celle attendue pour la recherche directe. La limite sur la largeur invisible du W d'ores et déjà mesurée au LEP, est de $27 \text{ MeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance [28], et le rapport d'embranchement du W en particules supersymétriques est inférieur à environ 1.5 % [28].

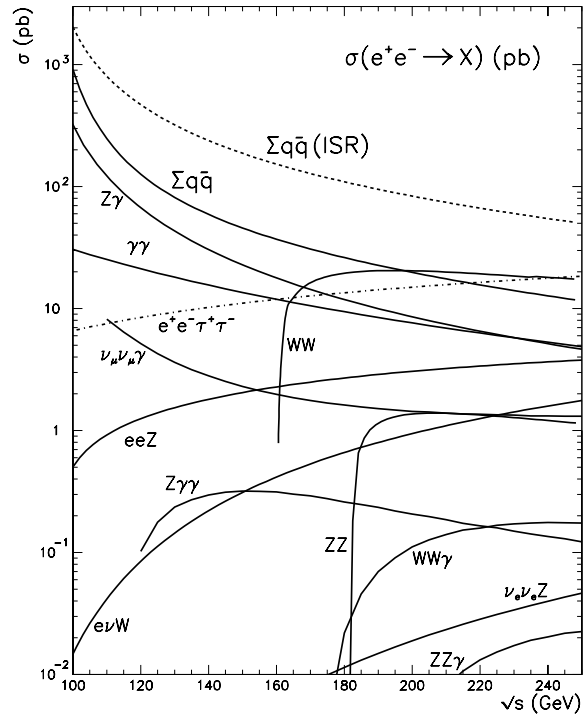
Dans le chapitre suivant, l'ensemble des processus physiques à LEP2 ainsi que le calcul théorique de la section efficace de production des paires de W dans le cadre du Modèle Standard sont décrits.

Chapitre II

Processus physiques à LEP2

La figure II.1 [29] montre les contributions relatives attendues des différents états finals à la section efficace d'annihilation e^+e^- . Sur toute la gamme d'énergie accessible au LEP, la production de paire de W est dominée par d'autres processus physiques. Elle augmente rapidement au dessus du seuil, puis croît lentement après $\sqrt{s} = 170 \text{ GeV}$, pour diminuer au dessus de 210 GeV .

FIG. II.1: Sections efficaces $e^+e^- \rightarrow X$ en fonction de l'énergie du centre de masse. L'énergie maximale prévue à LEP2 est $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. Les interactions $\gamma\gamma \rightarrow ee$, $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ont des sections efficaces supérieures aux limites de la figure.



Les bruits de fond sont différents suivant les modes de désintégration des paires de W considérés. Dans une première partie, les processus susceptibles de contaminer la sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$ sont décrits. Dans une deuxième partie, le calcul de la section efficace de production des paires de W est détaillé et sa variation avec \sqrt{s} discutée.

II.1 Différents processus physiques

II.1.1 Production des paires de W

Les trois diagrammes décrivant la production de paires de W à LEP2 à l'ordre le plus bas sont représentés sur la figure II.2. Ces diagrammes sont appelés *CC03* (Courants Chargés 3 diagrammes). Deux diagrammes sont dans la voie s , échange d'un photon ou d'un Z^0 , et un dans la voie t , échange de neutrino. La possibilité de production des paires de W par l'intermédiaire d'un boson de Higgs dans la voie s est négligée (voir paragraphe I.1.5).

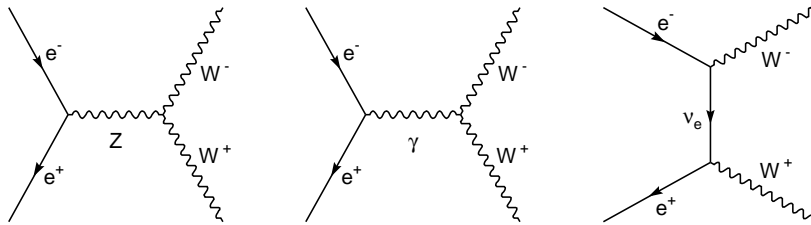


FIG. II.2: Diagrammes de Feynman représentant la production des paires de W dans les collisions e^+e^- (*diagrammes CC03*).

Les bosons W sont caractérisés par leur mode de désintégration : en deux quarks de masse inférieure à $M_W/2$ ou en lepton-neutrino, avec des rapports d'embranchement respectifs de 67.6 % et 32.4 %. La désintégration en quarks $b\bar{t}$ est cinématiquement interdite car le quark t a une masse de $173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$ [12]. Les désintégrations individuelles des W induisent un classement des désintégrations des paires de W suivant la nature des fermions de l'état final. Le canal *totalelement leptonique* que l'on cherche à sélectionner (état final $\ell\bar{\nu}\ell\nu$) représente 10.5 % des désintégrations des paires de W . Le canal *semi-leptonique* (état final $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$) représente 43.8 % des événements et enfin le canal *totalelement hadronique* (état final $q\bar{q}'q\bar{q}'$) contribue pour 45.7 % aux états finals issus des désintégrations des paires de W . Ces trois canaux ont des topologies différentes qui permettent de les séparer.

Les deux W sont supposés être produits avec la même masse et une largeur nulle. Dans le repère de la collision e^+e^- ($(\sqrt{s}, 0, 0, 0)$), qui au LEP coïncide avec le repère de laboratoire, lorsqu'il n'y a pas d'émission d'ISR, l'impulsion emportée par les bosons, la vitesse, est :

$$P = \sqrt{(\sqrt{s}/2)^2 - M_W^2} \quad (\text{II.1})$$

La section efficace différentielle de production des paires de W à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$, est représentée sur la figure II.3 en fonction de l'angle polaire du W^+ par rapport au positon incident [30] et pour différents ordres de calcul. La section efficace de production des W^+ à $\theta = 180^\circ$ est environ 13 fois plus faible qu'à $\theta = 0^\circ$. Les $W^{+(-)}$ sont majoritairement produits dans la direction que l'électron (positon). On reviendra dans le paragraphe II.2 sur l'importance des corrections radiatives lors du calcul de la section efficace $CC03$.

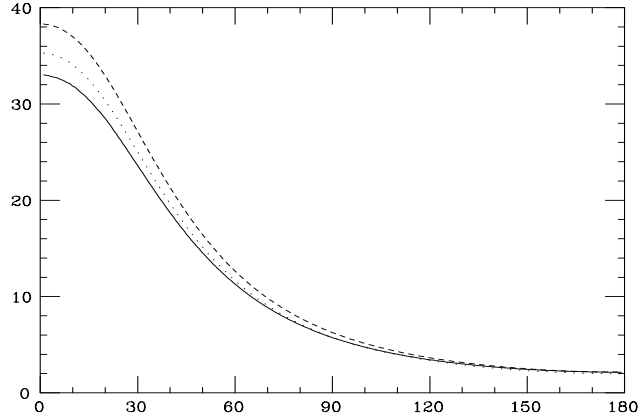


FIG. II.3: Section efficace différentielle de production des paires de W en fonction de l'angle polaire du W^+ par rapport au e^+ incident ; $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$. La courbe en pointillés correspond à l'approximation de Born, celle hachurée à l'approximation de Born dans la représentation G_μ et la ligne pleine au calcul complet des corrections électromagnétiques.

Lorsqu'un W sur sa couche de masse se désintègre, la formule suivante donne l'énergie maximale et minimale des fermions produits :

$$E_{\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} (1 \pm \sqrt{1 - 4M_W^2/s}) \quad (\text{II.2})$$

Dans la table II.1 sont reportés les vitesses et les énergies extrêmes des fermions pour les quatre énergies étudiées et les masses utilisées pour les simulations.

Lors de la désintégration des bosons, la particule la plus légère emporte le plus d'impulsion. L'autre particule suit la direction d'entraînement du référentiel : plus le W a une grande vitesse, plus le lepton chargé est émis dans une direction proche de celle du boson.

Le canal $l\bar{\nu}l\nu$ est caractérisé par une faible multiplicité : typiquement entre 2 et 6 traces chargées. Les impulsions des leptons chargés sont comprises entre E_+ et E_- donnés dans

M_W (GeV/c^2)	80.39			
\sqrt{s} (GeV)	161	172	183	189
Vélocité (GeV/c)	4.2	30.6	43.7	49.7
E_+ (GeV)	42.4	57.9	67.6	72.1
E_- (GeV)	38.1	27.6	23.9	22.4

TAB. II.1: Vélocités des W et énergies maximales et minimales du spectre des leptons à différentes énergies de collisions et pour $M_W = 80.39 GeV/c^2$.

la table II.1. Lorsque le lepton chargé est un tau, son impulsion reconstruite est dégradée par la présence d'un ou deux neutrinos dans ses produits de désintégration. Les deux leptons issus du W ont des trajectoires non colinéaires à basse énergie. Lorsque la vélocité du W augmente, les leptons ont tendance à s'aligner. Les deux neutrinos non détectés sont à l'origine de la plus grande partie de l'impulsion manquante. Le rayonnement de photon(s) dans l'état initial (ISR), principalement émis dans le tube à vide, est une source supplémentaire d'énergie manquante. Lorsqu'un des deux leptons chargés n'est pas détecté, la trop faible multiplicité apparente conduit à rejeter l'événement.

Les bruits de fond caractéristiques pour ces états finals sont décrits dans le paragraphe II.1.3.

Expérimentalement, les W sont caractérisés par les quatre fermions de leur états finals.

II.1.2 Etats finals quatre fermions ($4f$)

Pour un état final donné, il existe plusieurs diagrammes compatibles avec la désintégration des paires de W . Ce sont les diagrammes dits quatre fermions ou $4f$. Parmi eux, seuls les diagrammes $CC03$ correspondent à la production des paires de W .

Le nombre de diagrammes qui contribuent à un état final dépend de la nature des fermions produits. Il est donné dans la table II.2 pour chaque combinaison possible de fermions.

- Il y a 9, 10 ou 11 diagrammes lorsque les deux paires de fermions de l'état final sont différentes et ne contiennent pas de paire $e\bar{\nu}_e$. Il y a un diagramme en moins par paire de leptons dans l'état final en comparaison des 11 existant pour deux paires hadroniques. Les diagrammes correspondant à l'état final $\mu\nu\tau\nu$ sont représentés sur la figure II.4.
- Il existe 18 et 20 diagrammes lorsque les deux paires de fermions sont différentes mais contiennent une paire $e\bar{\nu}_e$. Ces diagrammes supplémentaires par rapport au cas précédant proviennent des échanges dans la voie t . Lorsque les deux paires de fermions sont des leptons, il y a 18 diagrammes.

– Lorsque les deux paires de fermions de l'état final sont identiques, les diagrammes peuvent contenir des échanges de bosons neutres. Le nombre de diagrammes est de 43 lorsque les fermions sont des quarks, de 19 lorsque ce sont des leptons, mais de 56 lorsque ces deux leptons sont des paires $e\bar{\nu}_e$ (présence d'échanges dans la voie t). C'est dans la désintégration totalement leptonique des paires de W que le plus grand nombre de diagrammes interviennent.

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

TAB. II.2: Nombre de diagrammes de Feynman en fonction des états finals compatibles avec la désintégration de paires de W .

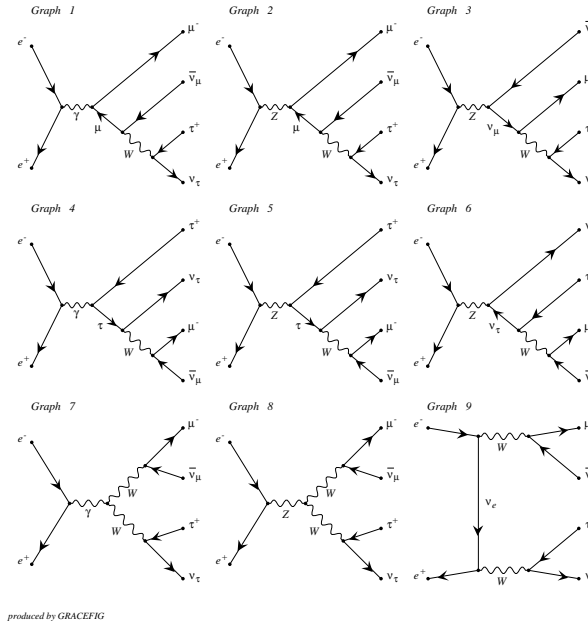


FIG. II.4: Ensemble des diagrammes correspondant à un état final $\mu\bar{\nu}_\mu\bar{\tau}\nu_\tau$. Les diagrammes 7, 8 et 9 correspondent aux diagrammes $CC03$.

Le calcul théorique de la section efficace $4f$ est mal contrôlé. La prise en compte de certains diagrammes (diffusion d'électrons) entraîne des divergences de la section efficace pour de petits θ . Dans le programme GRC4f [31], la prise en compte des masses des fermions et l'approximation aux ordres supérieurs permet de régulariser cette divergence. De

plus, le nombre de diagrammes pris en compte dépend du programme utilisé. En particulier, les états finals avec un électron, un ν_e ou deux paires de fermions identiques ne sont pas traités par GENTLE [16]. L'échange éventuel de bosons de Higgs n'est pris en compte que dans le générateur GRC4f, où la masse des fermions n'est pas nulle. Dans le programme EXCALIBUR [34], la masse des fermions est strictement nulle, ce qui ne permet pas par exemple, de tenir compte des diagramme d'échange de boson de Higgs. Des programmes Monte-Carlo comme KORALW [32, 33] ne permettent pas de calculer l'ensemble des états finals $4f$ mais simplement les états finals compatibles avec une désintégration de paires de W , sans tenir compte des interactions $\gamma\gamma$. Pour compléter la simulation des processus physiques, il faut utiliser d'autres simulations, telles que la production de paires de Z ou les interactions $\gamma\gamma$. Le mélange "états finals/processus physique" dans les simulations, peut amener à un double comptage des événements. Quelque soit la méthode de calcul utilisée, toutes les interférences entre les différents diagrammes ne sont pas prises en compte et les corrections électrofaibles ou hadroniques ne sont pas encore complètes. L'accord entre les différentes méthodes de calcul varie de 1 à 2 % [32].

Expérimentalement, c'est la section efficace $4f$ qui est mesurée. Cependant c'est à la section efficace $CC03$, théoriquement mieux connue, que les mesures sont comparées. Pour cela, lors de la mesure de la section efficace, il faut tenir compte des événements provenant des diagrammes $4f$ non doublement résonnants qui peuvent satisfaire aux critères de sélection. La différence entre les sections efficace $4f$ et $CC03$ est de l'ordre de 4 % au seuil puis de 2 % (voir annexe A et [32]). Elle est plus ou moins importante selon les canaux, en fonction du nombre de diagrammes possibles et de leurs amplitudes.

Cependant, les coupures de sélection rejettent une grande partie des événements provenant des diagrammes $4f$ et ceux restant ont de faibles amplitudes. La correction à appliquer est petite (de l'ordre de 20 fb) mais nécessaire étant donné la précision que l'on désire atteindre.

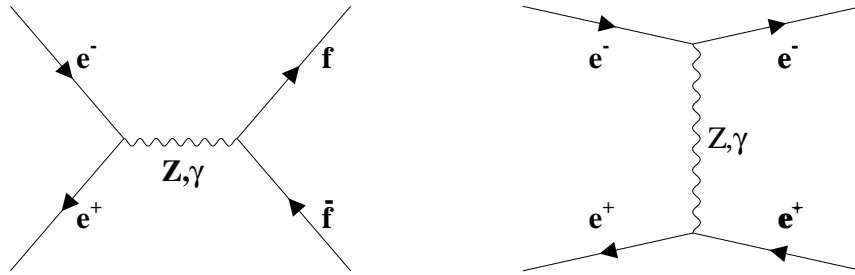
II.1.3 Bruits de fond aux états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$

Dans ce paragraphe, seuls les bruits de fond susceptibles de contaminer la sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ sont décrits. Plus de détails seront donnés dans le chapitre IV.

Etats finals $f\bar{f}$

La production des états finals $f\bar{f}$ (ou di-fermions) se fait par l'intermédiaire des diagrammes représentés sur la figure II.5. Le diagramme de la voie t n'intervient que pour la production des paires e^+e^- (diffusion Bhabha).

Les topologies de ces états finals changent suivant qu'il y ait eu émission d'un photon ISR ou non. Lorsqu'il n'y a pas d'émission ISR, les deux fermions de l'état final sont

FIG. II.5: Diagrammes de production des états finals $f\bar{f}$.

colinéaires de directions opposées (dits *dos à dos*); l'énergie visible est très proche de l'énergie de collision.

L'émission d'un photon ISR déplace l'énergie de collision. Lorsque l'énergie effective dans le centre de masse est celle de la résonance du Z^0 , ce processus est appelé *retour radiatif au Z*. Les photons ISR ont une énergie piquée à :

$$E_{\gamma}^{pic} = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{M_Z^2}{2\sqrt{s}} \quad (\text{II.3})$$

Ils sont émis la plupart du temps à très petit angle. Invisibles dans le détecteur, ils sont une source d'énergie manquante suivant l'axe \vec{z} . Dans ce cas, la masse visible est proche de celle du boson Z et les deux leptons ne sont plus dos à dos. Si ces photons sont détectés, seuls les états finals $\tau^+\tau^-$ présentent de l'énergie manquante. Elle provient de la désintégration des taus, $\tau \rightarrow X\nu_{\tau}$, et peut avoir une composante transversale.

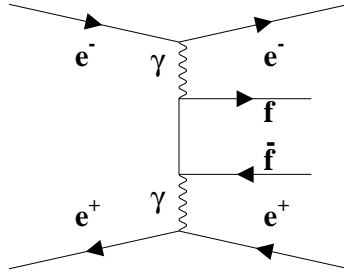
La diffusion Bhabha a une topologie légèrement différente. Le diagramme de la voie t est dominant et le pic de retour au Z est masqué par le spectre continue d'émission ISR de la diffusion dans la voie t . La section efficace e^+e^- varie en $1/\sqrt{s}$.

L'état final $\nu\bar{\nu}$ ne constitue un bruit de fond potentiel que s'il y a eu émission d'un photon ISR qui s'est converti en paires e^+e^- au contact des tout premiers détecteurs. Ces événements sont caractérisés par une grande énergie manquante dans le détecteur et deux leptons non colinéaires. Dans ce cas, la masse visible est proche de zéro.

Contrairement à la production des di-leptons, l'état final $q\bar{q}$ présente une grande multiplicité et de ce fait n'est pas une source de contamination pour la sélection $l\bar{\nu}l\nu$.

Interactions $\gamma\gamma$

Ces interactions sont représentées par des diagrammes du type de celui de la figure II.6. La masse invariante du système $f\bar{f}$ est petite : la section efficace $\gamma\gamma$ diverge lorsque la

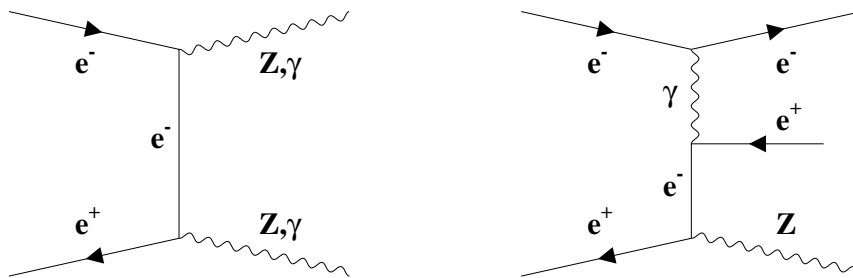
FIG. II.6: Diagramme d'interaction $\gamma\gamma$.

masse du système de fermions tend vers zéro. Cependant, seuls les événements de masse visible importante sont susceptibles d'être sélectionnés comme événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$.

Dans la majorité des cas, l'électron et le positron sont diffusés dans le tube à vide et seul le système $f\bar{f}$ peut être détecté. L'impulsion manquante provient de l'électron et du positron et elle est alignée avec l'axe des faisceaux. Si la paire de fermions est constituée de leptons τ , l'énergie manquante peut avoir une composante transversale non nulle provenant des neutrinos de désintégration des τ . Les interactions dont la paire de fermions est constituée de quarks présentent une trop grande multiplicité pour satisfaire aux critères de sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$.

Ces interactions ont des sections efficaces qui dominent largement les sections efficaces des autres processus accessibles à LEP2.

Processus $ZZ^{(*)}$ et Zee

FIG. II.7: Diagrammes pour les processus $ZZ^{(*)}$ et Zee .

Les états finals provenant des processus $ZZ^{(*)}$ et Zee compatibles avec une désintégration de paire de W sont classés comme états finals $4f$.

– $ZZ^{(*)}$:

La topologie des $ZZ^{(*)}$ dépend de l'énergie dans le centre de masse. Lorsque le seuil de production est atteint ($\sim 182 \text{ GeV}$), les deux Z peuvent être réels. Dans ce cas, chacun des Z peut se désintégrer en deux leptons ou deux quarks. Seul le cas où l'un des deux Z se désintègre en leptons chargés et l'autre en neutrinos est potentiellement contaminant pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Les neutrinos sont alors source d'énergie manquante dont la composante transversale est non nulle. Autour du seuil de production, l'impulsion des deux leptons chargés est de l'ordre de $45 \text{ GeV}/c$ et ils sont dos à dos.

Lorsque l'énergie de collision est inférieure au seuil de production, un des deux bosons est hors de sa couche de masse (Z^*) et il se désintègre en deux leptons non colinéaires. Lorsque le Z réel se désintègre en neutrinos, ces événements représentent un bruit de fond pour la sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Cependant, la masse visible associée au système est faible et la masse manquante importante.

– Zee :

Plusieurs cas de figure se présentent suivant que l'électron diffusé est visible ou non dans le détecteur. Le second électron est toujours reconstruit. Lorsque l'électron spectateur est diffusé à petit angle (cas le plus fréquent), ce processus ne constitue pas un bruit de fond à la sélection des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Parmi ces événements, les bruits de fond potentiels pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ sont ceux dont les deux e sont reconstruits et dont le Z se désintègre en neutrinos ou encore ceux correspondant à un électron invisible et un Z se désintégrant en deux leptons dont un n'est pas détecté.

II.2 Section efficace de production des paires de W à LEP2

La section efficace de production WW est définie à partir des trois diagrammes représentés sur la figure II.2. La masse et la largeur du boson W sont notées M_W et Γ_W . La section efficace de production des paires de W s'exprime comme [35, 36] :

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0(s, s_1, s_2) \quad (\text{II.4})$$

Les masses invariantes au carré des deux bosons W virtuels sont notées s_1, s_2 ; $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ représente la section efficace des trois diagrammes $CC03$ dans l'approximation de Born avec $\Gamma_W = 0$. C'est à travers le terme ρ , la densité de probabilité de produire un W , qu'intervient Γ_W .

Dans ce paragraphe, les calculs de la section efficace σ_{WW} sont détaillés en partant des hypothèses les plus simples (deux W sur leur couche de masse et de largeur nulle) jusqu'à la prise en compte des corrections radiatives électromagnétiques.

II.2.1 Approximation de Born pour deux W de largeur nulle

L'approximation de Born ne prend en compte aucune correction radiative. La largeur des W est considérée comme nulle : les deux W ont une seule et même masse (W sur leur couche de masse ou *on-shell*) et leur désintégration est négligée.

L'approximation on-shell de l'expression II.4 est obtenue en prenant la limite :

$$\rho(s) \xrightarrow{\Gamma_W \rightarrow 0} \delta(s - M_W^2) \quad (\text{II.5})$$

soit :

$$\sigma^{on-shell}(s) = \sigma_0(s, s_1, s_2) \quad (\text{II.6})$$

En sommant sur les hélicités, la section efficace $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ s'écrit en fonction des différents diagrammes d'échange ($\mathbb{M}_\gamma, \mathbb{M}_Z, \mathbb{M}_\nu$) et de leurs interférences ($\mathbb{M}_{\nu Z}, \mathbb{M}_{\nu\gamma}, \mathbb{M}_{\gamma Z}$) :

$$\sigma_0(s, s_1, s_2) = \mathbb{M}_\gamma + \mathbb{M}_Z + \mathbb{M}_\nu + \mathbb{M}_{\gamma Z} + \mathbb{M}_{\nu Z} + \mathbb{M}_{\nu\gamma} \quad (\text{II.7})$$

En négligeant les masses des électrons et positons, chacun des termes peut s'écrire de la façon suivante [35] :

$$\begin{aligned} \mathbb{M}_\gamma &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{2 \sin^4 \theta_W}{s^2} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_Z &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{8} \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2 + 1}{(s - M_Z^2)^2} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_\nu &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{4} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_2(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\gamma Z} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \sin^2 \theta_W \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W}{s(s - M_Z^2)} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\nu Z} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{4} \frac{2 - 4 \sin^2 \theta_W}{s - M_Z^2} \left(\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\nu\gamma} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{\sin^2 \theta_W}{s} \left(\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Avec $g^2 = e^2/\sin^2\theta_W$, $\sin^2\theta_W = (M_Z^2 - M_W^2)/M_Z^2$ et \mathcal{G}_i les fonctions cinématiques :

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{3/2}(s, s_1, s_2)[\lambda(s, s_1, s_2)/6 + 2(s(s_1 + s_2) + s_1s_2)] \\ \mathcal{G}_2(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)[\lambda(s, s_1, s_2)/6 + 2(s(s_1 + s_2) - 4s_1s_2)] \\ &\quad + 4s_1s_2(s - s_1 - s_2) \ln f(s, s_1, s_2) \\ \mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)[(s + 11s_1 + 11s_2)\lambda(s, s_1, s_2)/6 \\ &\quad + 2(s_1^2 + 3s_1s_2 + s_2^2)s - 2(s_1^3 + s_2^3)] \\ &\quad - 4s_1s_2((s_1 + s_2)s + s_1s_2) \ln f(s, s_1, s_2)\end{aligned}\tag{II.9}$$

$$\begin{aligned}\lambda(s, s_1, s_2) &= s^2 + s_1^2 + s_2^2 - 2(s_1s + s_2s + s_1s_2) \\ &\propto \beta^2\end{aligned}\tag{II.10}$$

$$f(s, s_1, s_2) = \frac{s - s_1 - s_2 - \lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)}{s - s_1 - s_2 + \lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)}\tag{II.11}$$

Les fonctions cinématiques \mathcal{G}_i sont proportionnelles à des puissances de $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E^2}$. Le terme λ est proportionnel à l'énergie \sqrt{s} d'un corps qui se désintègre en deux objets de masses $\sqrt{s_1}$ et $\sqrt{s_2}$. Dans le cas spécifique de l'approximation d'un W de largeur nulle, $\sqrt{s_1} = \sqrt{s_2} = M_W$

La section efficace de production des paires de W a un comportement différent suivant l'énergie disponible dans le centre de masse. Trois régions peuvent être distinguées sur la figure II.8. Dans les paragraphes suivants, l'influence des différentes contributions de la section efficace sur la dépendance en énergie et en masse est discutée.

Influence relative des différents termes pour les trois régions d'énergie

Au seuil, seul le diagramme t participe à la production des paires de W (voir figure II.8). La montée de la section efficace résulte du terme M_ν (diagramme dans la voie t) qui est proportionnel à β [30] par l'intermédiaire de la fonction cinématique \mathcal{G}_2 . En l'absence des diagrammes de la voie s (échange d'un photon ou d'un Z), la section efficace est indépendante des valeurs des couplages à trois bosons de jauge ou TGC (γWW et ZWW).

Le diagramme de la voie t domine les cinq autres termes quelle que soit l'énergie dans le centre de masse. Cependant, lorsque l'énergie augmente, les termes provenant des diagrammes s apparaissent et avec eux ceux des interférences entre les différentes

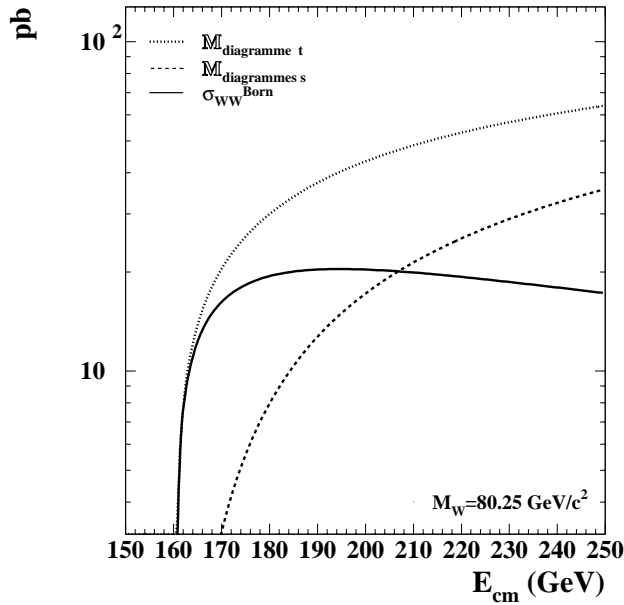


FIG. II.8: Variation des termes provenant des diagrammes s et t ainsi que de la section efficace de Born totale en fonction de \sqrt{s} .

contributions. La compétition entre les six termes amène à une compensation qui provoque la saturation de la section efficace puis sa décroissance.

Le comportement décroissant de la section efficace de Born à haute énergie dépend étroitement des termes d'interférence. En effet, la figure II.8 montre que les termes provenant des deux diagrammes s et du diagramme t ne peuvent expliquer à eux seuls la décroissance de σ_{WW}^{Born} pour les grands \sqrt{s} . Le rôle des interférences entre les trois diagrammes d'interaction est aussi visible sur la figure II.9 où les différentes contributions de la section efficace totale sont séparées. Chaque terme est successivement ajouté aux précédents.

Dans la table II.3 sont regroupées les différentes valeurs obtenues pour chaque terme ainsi que la section efficace totale dans l'approximation de Born pour différentes masses et \sqrt{s} . La contribution provenant de l'échange de photon n'est pas significative comparée aux autres termes. Au contraire, ce sont les interférences entre les voies s et t qui sont les termes les plus grands après la contribution de l'échange de neutrino. L'interférence entre les deux diagrammes de la voie s est négligeable.

Le diagramme d'échange de neutrino ne contribue que pour les électrons polarisés gauches alors que la voie s participe à tous les états de polarisation. Inversement, lorsque la section efficace totale est calculée séparément pour les deux états de polarisation, l'en-

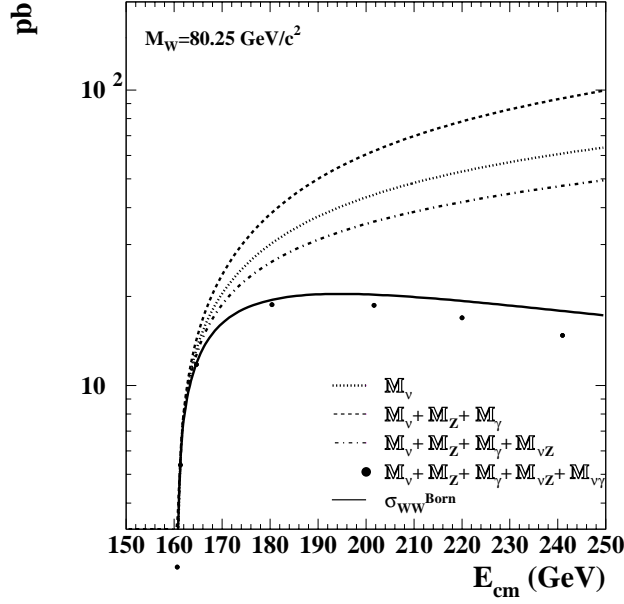


FIG. II.9: Influence des différentes contributions à la section efficace totale de production σ_{WW} dans l'approximation de Born, pour $M_{W1} = M_{W2} = 80.25 \text{ GeV}/c^2$.

M_W (Gev/c^2)	\sqrt{s} (GeV)	M_γ	M_Z (pb)	M_ν	$M_{\gamma Z}$	$M_{\nu\gamma}$ (pb)	$M_{\nu Z}$	$M_{\Sigma}^{\text{Born}} \text{interf}$ (pb)	$\sigma_{WW}^{\text{Born tot}}$ (pb)
79.25	161	0.145	0.328	8.927	0.009	-0.413	-0.635	-1.039	8.361
	172	1.580	3.193	21.58	0.096	-4.384	-6.364	-10.65	15.71
	183	3.409	6.300	29.63	0.197	-9.122	-12.80	-21.83	17.51
	200	6.342	10.56	38.87	0.349	-16.59	-21.85	-38.09	17.68
80.25	161	0.013	0.034	4.507	0.004	-0.040	-0.071	-0.107	4.447
	172	1.220	2.929	22.60	0.369	-3.693	-6.254	-9.578	17.17
	183	2.943	6.464	32.31	0.851	-8.683	-14.06	-21.90	19.82
	200	5.769	11.41	43.27	1.583	-16.45	-25.28	-40.14	20.31
81.25	161	—	—	—	—	—	—	—	—
	172	0.900	2.642	23.69	0.534	-2.998	-5.947	-8.411	18.83
	183	2.513	6.747	35.69	1.425	-8.152	-15.47	-22.20	22.75
	200	5.230	12.65	48.92	2.815	-16.39	-29.51	-43.09	23.71

TAB. II.3: Valeurs des différentes contributions pour différentes masses et \sqrt{s} .

semble des diagrammes contribuent à la section efficace *polarisée gauche* alors que seuls les diagrammes de la voie s sont à l'origine de la section efficace *polarisée droite*. Il s'en suit un important déséquilibre entre les deux termes au seuil où seul le diagramme t est impliqué : la contribution provenant des électrons polarisés droits est de l'ordre de 2 fb

alors qu'elle est de l'ordre de 7.6 pb pour les états polarisés gauches [36]. A plus haute énergie, la section efficace pour les électrons polarisés droits reste environ 100 fois plus faible que la section efficace pour les électrons polarisés gauches.

Dépendance en masse

La masse du boson W intervient directement dans la section efficace de Born aussi bien dans les termes cinématiques que dans le couplage électrofaible g . La figure II.10 montre que cette dépendance est plus ou moins importante suivant l'énergie disponible dans le centre de masse. Trois zones de sensibilité peuvent être distinguées ; elles coïncident avec les trois régimes précédemment décrits.

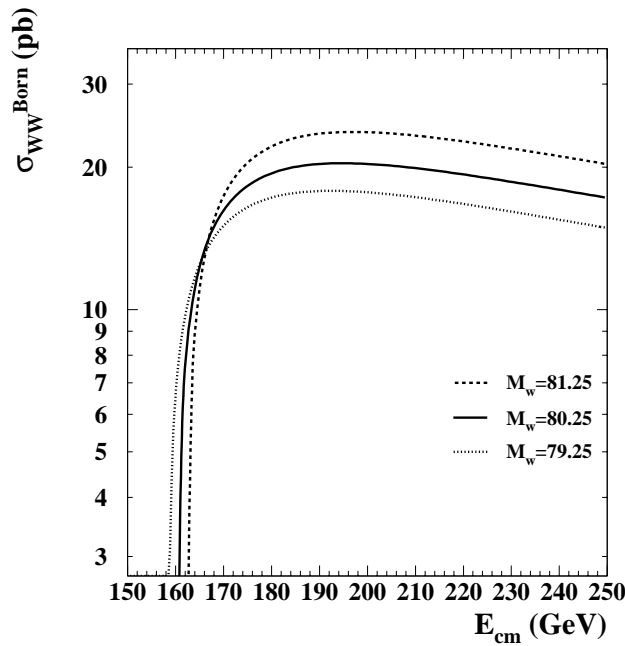


FIG. II.10: Variation de la section efficace dans l'approximation de Born pour trois masses de W en fonction de \sqrt{s} , avec $M_Z = 91.1867 \text{ GeV}/c^2$, $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.

Dans l'approximation des W de largeur nulle, la masse des deux bosons produits influence directement la position du seuil : plus la masse est petite, plus le seuil de production est bas. Le diagramme t qui domine est proportionnel à β et de ce fait très sensible à M_W . Ce comportement à été utilisé pour mesurer M_W à 161 GeV .

Après une augmentation très rapide de la section efficace totale, les interférences destructives interviennent. Plus la masse est élevée, plus les interférences apparaissent à basse énergie. La section efficace augmente d'autant plus que M_W est grande. Cela explique le croisement observé sur la figure II.10 entre les sections efficaces calculées pour

différentes masses du W . Dans cette zone de compensation¹, située autour de 168 GeV pour l'approximation de Born et $\Gamma_W = 0$, la section efficace de production des paires de W est insensible à M_W .

Enfin, à haute énergie, la section efficace de Born redevient sensible à la masse des W .

Afin d'expliquer quelle est l'origine de cette dépendance en M_W de la section efficace, les valeurs des différentes contributions pour différentes masses et différentes énergies ont été regroupées dans la table II.3 et leur évolution avec \sqrt{s} représentée sur les figures II.11 et II.12.

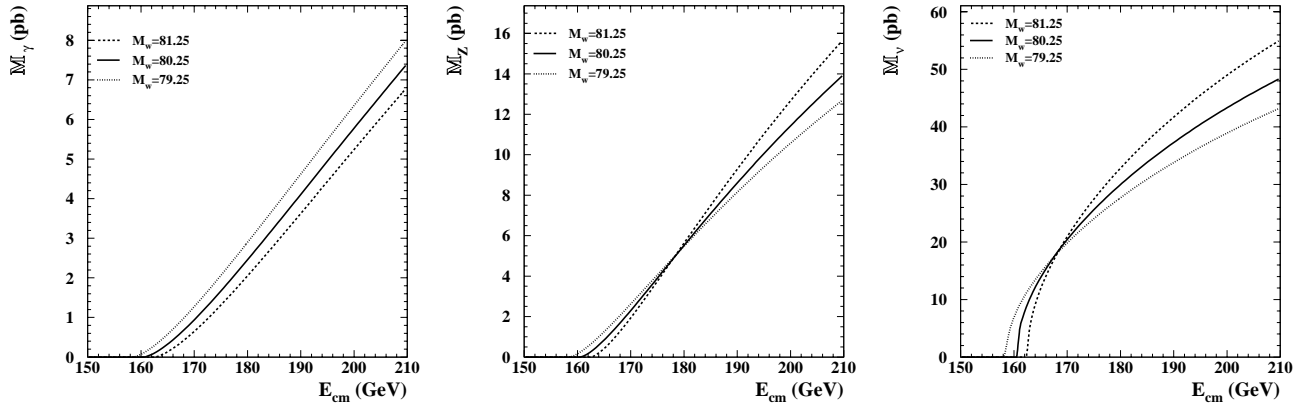


FIG. II.11: Contributions de chacun des trois diagrammes doublement résonants pour trois masses différentes.

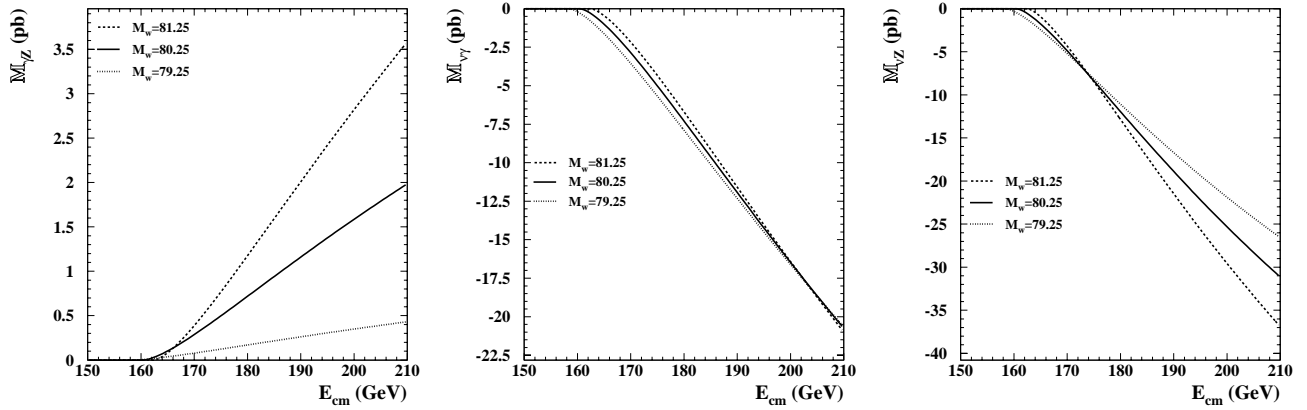


FIG. II.12: Contribution de chaque terme d'interférence entre les trois diagrammes $CC03$ pour trois masses différentes.

¹Les différentes courbes obtenues pour différentes masses se croisent en des points distincts mais sur un intervalle d'énergie très restreint.

Au dessus du seuil de production, la somme des contributions des interférences augmente d'autant plus rapidement que M_W est grande. Parmi tous les termes, seule la contribution \mathbb{M}_γ ne subit pas de changement de dépendance en masse : quelle que soit l'énergie, plus la masse est faible, plus \mathbb{M}_γ est grand. Les autres termes, après l'effet de seuil, présentent une inversion de leur dépendance en masse : plus la masse est petite, plus la valeur absolue de la contribution est faible. Ce phénomène est plus ou moins important et se produit à différentes énergie suivant les termes. La contribution $\mathbb{M}_{\gamma Z}$ étant négligeable, sa grande sensibilité à M_W n'influence pas la section efficace totale.

C'est la masse intervenant dans $\sin \theta_W$ qui est à l'origine de l'inversion de dépendance à grande énergie, lorsque les effets cinématiques s'estompent. Le couplage g commun à toutes les formules II.9 qui varie comme M_W impose la zone de croisement des courbes. La contribution du diagramme t domine l'ensemble du spectre de section efficace, c'est elle qui détermine le point de changement de dépendance en masse de la section efficace totale de production des paires de W .

II.2.2 Prise en compte de la largeur du W

L'approximation de Born avec un W de largeur nulle ne reflète pas la réalité physique. Pour pouvoir comparer les mesures expérimentales et les prédictions théoriques il faut tenir compte de ce paramètre de la désintégration des bosons. La largeur du W est déterminante dans le comportement de la section efficace au seuil [37].

Dans ce paragraphe, les fermions sont supposés avoir une masse nulle. Cette hypothèse est justifiée par l'énergie de collision très supérieure à la masse des leptons.

A l'ordre le plus bas, les largeurs partielles s'expriment comme :

$$\Gamma_{W \rightarrow f_i f'_j}^{Born} = N_C \frac{\alpha}{6} \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W} |V_{ij}|^2 \quad (\text{II.12})$$

Le facteur de couleur N_C est égal à 1 ou 3 suivant que le W se désintègre en leptons ou en quarks ; V_{ij} représente les éléments de la matrice CKM. Dans le cas des leptons $|V_{ij}| = 1$.

Deux types de corrections [36] interviennent dans l'expression de la largeur :

- les corrections électrofaibles (EW) qui comprennent la polarisation du vide, les corrections de vertex et les diagrammes en boîte dans lesquels des W et Z virtuels interviennent ;
- les corrections hadroniques (QCD) qui contribuent par l'émission de gluons dans les états finals contenant des quarks.

La largeur totale du W s'exprime ainsi [37] :

$$\begin{aligned}\Gamma_W &= \Gamma^{Born}(1 + \delta_{EW} + \delta_{QCD}) \\ \Gamma_W &= \frac{3G_\mu M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}\right)\end{aligned}\quad (\text{II.13})$$

où

$$\delta_{QCD} \approx 2\frac{\alpha_s(M_W^2)}{3\pi} \approx 2.6\% \quad (\text{II.14})$$

et

$$\delta_{EW} \leq 0.5\% \quad (\text{II.15})$$

La correction EW est négligée par rapport à celle provenant de QCD.

La largeur du boson W varie comme M_W^3 (voir figure II.13). La valeur mondiale combinée $\Gamma_W^{exp} = 2.06 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$ [12] est en accord avec la prédiction du Modèle Standard : $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ [12, 13].

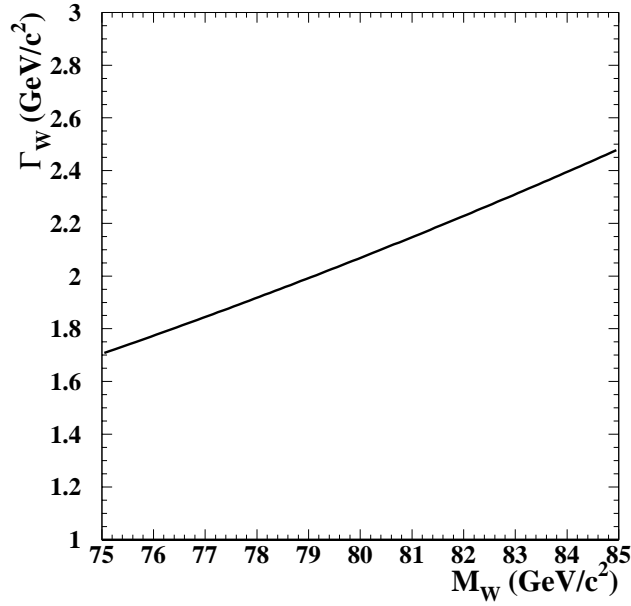


FIG. II.13: Variation en fonction de M_W de Γ_W corrigée de δ_{QCD} .

Les rapports d'embranchement sont définis comme le rapport des largeurs partielles et totale. A l'ordre de Born, ils ne dépendent que de la constante de couplage fort α_s et

des éléments $|V_{ij}|$ de la matrice CKM :

$$\begin{aligned}\Gamma_{W \rightarrow \ell_i \nu_i} &= \frac{G_\mu M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \\ \Gamma_{W \rightarrow q\bar{q}'} &= \frac{G_\mu M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} |V_{ij}|^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi}\right)\end{aligned}\quad (\text{II.16})$$

Le calcul numérique à l'ordre de Born donne 10.8 % pour la désintégration en leptons et 67.6 % pour la désintégration en quarks. Lorsque le calcul complet est effectué à partir des éléments de matrice en tenant compte de la masse des fermions, les rapports d'embranchement leptoniques sont légèrement différents pour les trois familles de leptons [30]. En effet, il existe un facteur correctif de l'ordre de $-(3/2)(m_f/M_W)^2$, soit 7 pour 10000 pour le plus lourd des leptons. Cette différence est négligeable comparée à la résolution expérimentale qui peut être atteinte et l'approximation de Born est justifiée.

Par l'intermédiaire de la mesure des rapports d'embranchement du W , les éléments de la matrice CKM sur lesquels l'incertitude est la plus grande peuvent être déterminés. Cette mesure se fait en supposant l'universalité des couplages leptoniques (trois rapports d'embranchement égaux) et en utilisant les valeurs des éléments de matrice connus avec précision qui interviennent dans la désintégration du W et la valeur mondiale de $\alpha_s(M_W^2)$:

$$B(W \rightarrow \text{hadrons}) = \frac{(1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi) \sum_{ij} |V_{ij}|^2}{1 + (1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi) \sum_{ij} |V_{ij}|^2} \quad (\text{II.17})$$

Dans le calcul de la largeur, il faut tenir compte de l'évolution des constantes de couplages avec \sqrt{s} . Les formules obtenues dans l'approximation de Born restent vraies mais la variation des corrections électrofaibles en fonction de l'énergie rend Γ_W dépendante de \sqrt{s} et modifie le propagateur [38] :

$$\frac{1}{s - m^2 + im\Gamma} \rightarrow \frac{1}{s - m^2 + im s \frac{\Gamma}{m}} \quad (\text{II.18})$$

Comme pour le boson Z , le changement suivant est opéré [39] :

$$\Gamma_W(s_i) = f(M_W, s_i) = \frac{s_i}{M_W^2} \Gamma_W \quad (\text{II.19})$$

Dans ce cas, $\Gamma_W(s)$ est une fonction linéaire de s pour une masse M_W fixée. De même, M_W et G_μ sont transformés en conséquence et sont fixes dans le nouveau propagateur : c'est le référentiel *largeur fixe*. Ces paramètres n'ont pas d'interprétation physique et doivent être corrigés pour être en correspondance avec les valeurs mesurées dans le

référentiel de largeur variable. D'après [40, 41], la correction à apporter à Γ_W pour tenir compte de la variation avec \sqrt{s} est de -0.7 MeV .

Dans l'expression de la section efficace totale, le terme de largeur intervient dans l'intégration des densités $\rho(s_i)$ pour des énergies variant de 0 à l'énergie totale disponible dans le centre de masse. Le terme ρ est une Breit-Wigner centrée sur M_W et de largeur Γ_W qui tient compte de l'espace de phase :

$$\rho(s_i) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s_i}{(s_i - M_W^2)^2 + s_i^2 \Gamma_W^2 / M_W^2} \quad (\text{II.20})$$

La densité ρ est représentée sur la figure II.14. Toutes les masses $M_{W_i} = \sqrt{s_i}$ sont accessibles mais avec des probabilités différentes : maximales autour de la couche de masse et négligeables pour les extrémités du spectre. L'effet de seuil est moins prononcé lorsque Γ_W est prise en compte car les W peuvent être produits en dehors de leur couche de masse.

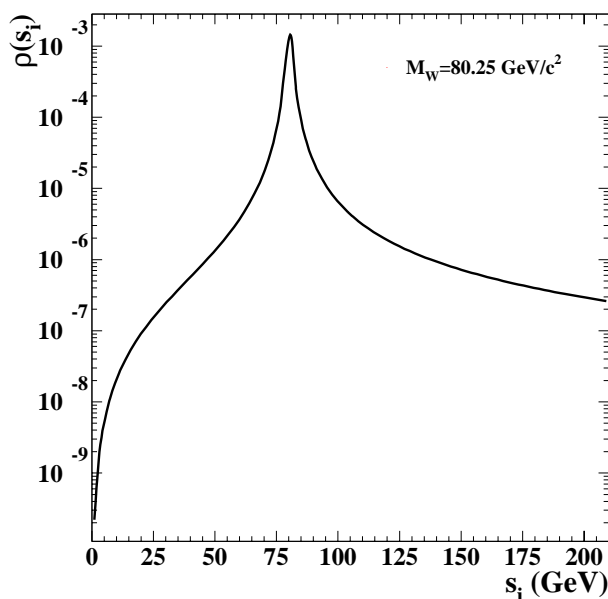


FIG. II.14: Variation de ρ en fonction de \sqrt{s} pour $M_W = 80.25 \text{ GeV}/c^2$ et Γ_W fixe en fonction de \sqrt{s} .

Pour procéder à l'intégration numérique nécessaire au calcul de la section efficace de production des W , le générateur semi-analytique GENTLE [16] est utilisé. Ce programme permet de calculer la section efficace $CC03$ (ou $4f$) dans le cadre du Modèle Standard en incluant l'effet de largeur finie du W ainsi que les corrections radiatives décrites dans le paragraphe suivant.

II.2.3 Corrections radiatives

Au LEP c'est la section efficace $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow 4f(n\gamma)$ qui est mesurée et il faut prendre en compte dans les calculs théoriques les corrections radiatives. Ces corrections sont considérées comme des termes perturbatifs à la section efficace totale :

$$\sigma_{WW}^{corr} = \sigma_{WW}(1 + \delta_{EW} + \delta_{QCD}) \quad (\text{II.21})$$

où σ^{WW} est la contribution des trois diagrammes $CC03$ calculée avec les propagateurs des W off-shell.

Les deux principales corrections sur σ_{WW} proviennent de l'électrodynamique quantique : le rayonnement de photon(s) dans l'état initial et final (ISR et FSR) et la correction coulombienne [42]. L'importance de ces corrections lors du calcul de la section efficace est observable sur la figure II.15. Elles sont décrites dans les paragraphes suivants.

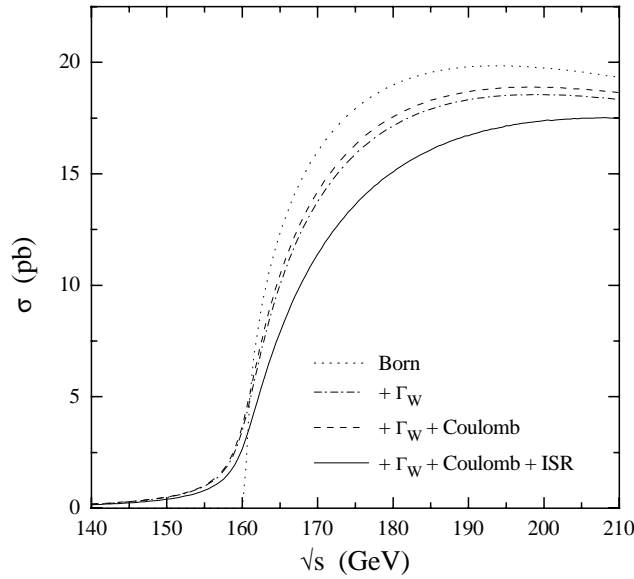


FIG. II.15: Section efficace $CC03$ de production des paires de W dans les collisions e^+e^- pour les différentes approximations mentionnées et $M_W = 80.23 \text{ GeV}/c^2$ [36].

Corrections ISR et FSR

Les ISR et FSR ne peuvent être séparés sans briser l'invariance de jauge $U(1)$ à cause de la présence des W chargés dans l'état final (diagramme t) : le photon émis par ISR ou FSR ne se couple plus à toutes les particules transportant de la charge. Les termes sont complexes et nécessitent l'utilisation d'expressions semi-analytiques [42].

L'émission d'un photon par un électron (positon) de l'état initial diminue l'énergie effective de la collision. Les conséquences sont doubles : la section efficace de production des paires de W est diminuée (voir figure II.15) et la cinématique de l'état final est différente. La plupart du temps, ces photons sont indétectables car de faible énergie et principalement émis parallèlement aux faisceaux.

La correction ISR est factorisable pour les diagrammes de la voie s . Cependant, dans le cas d'échange de neutrino dans la voie t , un traitement particulier doit être appliqué [42]. Une méthode pour contourner ce problème consiste à remplacer le ν_e par deux électrons de charge opposées. L'un est associé aux photons ISR et l'autre aux photons FSR. C'est la méthode de séparation du courant [43]. Les interférences entre ISR et FSR ne sont pas prises en compte. La correction totale à appliquer contient donc deux termes : l'un universel et l'autre non factorisable qui n'apparaît que dans le cas du diagramme t . L'expression de la section efficace différentielle corrigée des ISR est :

$$\frac{d\sigma_{ISR}^{CC03}(s)}{ds_1 ds_2} = \int \frac{ds'}{s} [G(s'/s)\sigma^{CC03}(s', s_1, s_2) + \sigma_{ISR, non-univ}^{CC03}(s, s', s_1, s_2)] \quad (\text{II.22})$$

Le facteur $G(s'/s)$ contient la correction ISR universelle ; $\sigma_{ISR, non-univ}^{CC03}$ est la contribution spécifique au diagramme t . L'émission de photons par les W de l'état intermédiaire n'est pas prise en compte dans ce calcul.

Les corrections FSR sont bien moins importantes que les corrections ISR. Elles représentent environ 0.2 % de la section efficace totale alors que les ISR ont un effet du même ordre que la prise en compte de la largeur du W [30, 42].

L'approximation des fonctions de structure est la méthode utilisée pour le calcul de la section efficace par GENTLE. Cette méthode consiste à déplacer l'énergie dans le centre de masse et à associer la perte d'énergie des e^\pm à l'émission d'un unique photon sans composante transversale de l'impulsion. Les rayonnements FSR ne sont pas pris en compte. Cette méthode ne permet pas de reconstruire les photons et par conséquent d'étudier l'influence sur les analyses. D'autres méthodes sont employées pour simuler les différents processus et sont brièvement décrites dans l'annexe A.

Correction Coulombienne

La deuxième correction QED à appliquer prend en compte les échanges de photons entre les deux W de l'état final sous l'action de l'attraction coulombienne (Singularité Coulombienne). Ces échanges sont à l'origine d'un biais systématique. Les diagrammes correspondants sont représentés sur la figure II.16. C'est une interaction à longue portée dont l'effet est particulièrement important au seuil lorsque les deux W sont pratiquement

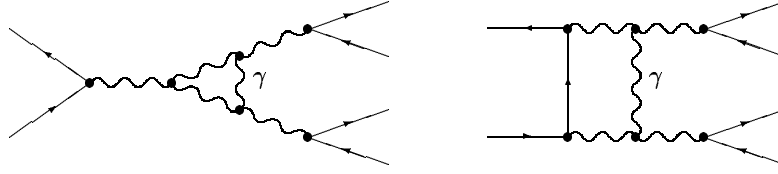


FIG. II.16: Diagrammes correspondant à la correction coulombienne.

au repos ($\beta \approx 0$). Elle peut être considérée comme une singularité infrarouge associée aux diagrammes II.16.

$$\Delta\sigma_{coul} \simeq \frac{\alpha_{em}\pi}{2\beta} \quad (\text{II.23})$$

Dans le cas du calcul de la section efficace $CC03$, la prise en compte de la correction coulombienne conduit à une augmentation de la section efficace allant jusqu'à $\sim 5.7\%$ au seuil [36]. Cet effet s'estompe avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse.

La prise en compte de la largeur des W diminue l'influence de cette correction et les ordres supérieurs peuvent être négligés.

II.2.4 Mesure de la masse à partir de la section efficace de production des paires de W

La section efficace dans l'approximation de Born dépend de M_W . La figure II.17 montre la variation σ_{WW}^{CC03} calculée avec le programme GENTLE, en tenant compte de la largeur du W et des corrections QED pour trois différentes masses du boson.

La prise en compte de ces effets ne change pas la dépendance en masse de la distribution de la section efficace. Le changement de dépendance en masse se produit autour de 185 GeV , énergie à laquelle la mesure de σ_{WW} est très peu dépendante de M_W . A haute énergie, la sensibilité à M_W est toujours observable mais atténué par rapport au calcul dans l'approximation de Born (voir figures II.10 et II.17).

Lorsque la section efficace dépend de M_W , la masse du W peut être mesurée en ajustant σ_{WW} . Dans cette méthode, tous les canaux, $l\bar{\nu}l\nu$ compris, sont utilisés : c'est une mesure globale de la masse et non une mesure événement par événement. L'erreur statistique sur la mesure de la section efficace totale dépend à la fois de l'efficacité de sélection du signal et de la luminosité utilisée pour la mesure :

$$\Delta\sigma_{WW} = \sqrt{\frac{\sigma_{WW}}{\varepsilon_{WW}\mathcal{L}}} \quad (\text{II.24})$$

où σ_{WW} est la section efficace mesurée, ε_{WW} l'efficacité de sélection du signal et \mathcal{L} la

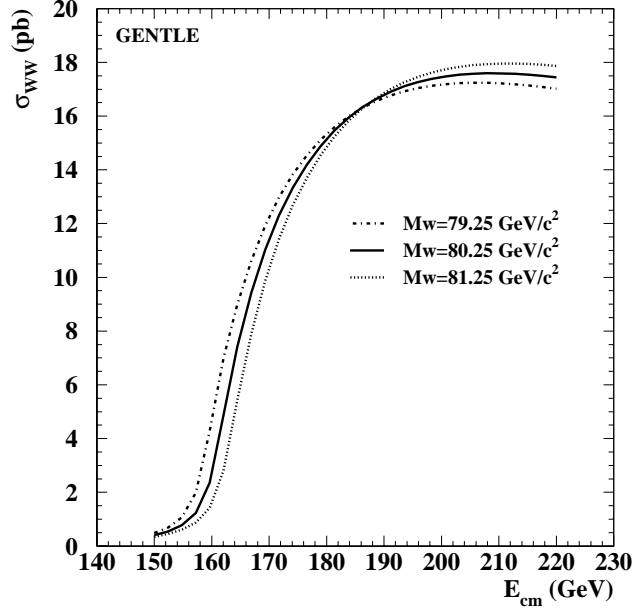


FIG. II.17: Section efficace CC03 de production des paires de W dans les collisions e^+e^- en fonction de \sqrt{s} , pour trois masses du W (programme GENTLE, Γ_W , émissions ISR et correction Coulombienne incluses).

luminosité intégrée correspondant aux données. Cette erreur entraîne une incertitude sur la mesure de la masse :

$$\Delta M_W = \sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{WW} \mathcal{L}}} \quad (\text{II.25})$$

La figure II.18 montre $\Delta M_W / (pb^{-1/2})$ en fonction de \sqrt{s} pour une efficacité de 100 % et un bruit de fond nul. La courbe présente un minimum autour de 161 GeV . A plus haute énergie, un minimum secondaire est visible autour de 215 GeV . La moindre sensibilité du minimum secondaire peut être compensée à haute énergie par une luminosité 100 fois plus grande.

Les erreurs sur la mesure de la masse obtenues par cette méthode sont reportées dans la table II.4. Elles ont été calculées avec les luminosités effectivement mesurées à 161 et 172 GeV , ou attendues pour les énergies les plus hautes. Sont aussi indiquées les erreurs statistiques expérimentales obtenues à 161 [44] et 172 GeV [45] par cette même méthode. Ces erreurs sont plus importantes que celles attendues car les efficacités réelles sont inférieures à 100 % et les bruits de fonds ont une contribution non négligeable.

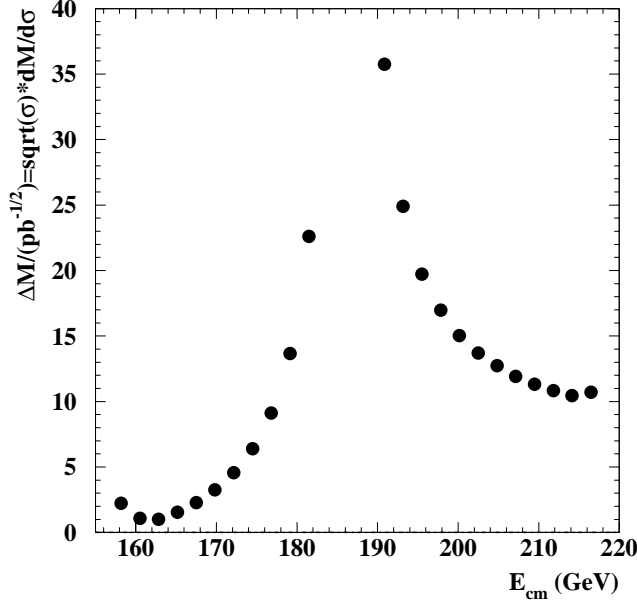


FIG. II.18: Erreur par $pb^{1/2}$ sur M_W mesurée à partir de la section efficace, pour une efficacité de 100 % et un bruit de fond nul.

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb^{-1})	ΔM_W (GeV/c^2)	ΔM_W^{exp} (GeV/c^2)
161	11	0.32	0.34
172	10.7	0.67	+1.15 -1.62
189	150	2.92	—
201	150	1.23	—

TAB. II.4: Erreurs statistiques attendues ($\varepsilon = 100$ % et bruit de fond nul) et expérimentales sur la mesure de M_W par l'ajustement de σ_{WW} à différents \sqrt{s} . A 161 et 172 GeV, la luminosité reportée est celle mesurée ; pour les autres énergies, la luminosité est celle attendue.

Au seuil, compte tenu de la statistique disponible, cette méthode est beaucoup plus précise que la mesure directe de la masse du W . Au dessus de 172 GeV, la mesure de M_W par l'ajustement de σ_{WW} nécessiterait des luminosités impensables pour obtenir une précision compétitive avec la mesure directe (plus de 22000 pb^{-1} pour $\Delta M_W = 100$ MeV à 200 GeV!).

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents processus physiques présents à LEP2 ont été décrits en mettant l'accent sur le signal $l\bar{\nu}l\nu$ et les caractéristiques topologiques qui permettent de

le distinguer des différents bruits de fond.

La mesure de la section efficace de production des paires de W au LEP nécessite une bonne compréhension des calculs théoriques décrivant son comportement avec \sqrt{s} . Les différentes corrections ont été détaillées et prises en compte. La précision théorique atteinte sur la section efficace $CC03$ est de l'ordre de 0.5 % [30, 46] et les différentes méthodes de calcul sont en accord [30, 36]. Le maximum d'incertitude se situe au seuil où l'influence de Γ_W est la plus importante. La différence entre la section efficace dite $4f$ et la section efficace dite $CC03$ est de l'ordre de 2 % pour les grandes énergies. Beaucoup d'états finals provenant de diagrammes non doublement résonnants sont indétectables. La correction à appliquer pour en tenir compte est faible mais nécessaire pour une mesure précise de la section efficace $CC03$. Les différences entre les méthodes de calculs sont de 1 à 2 % [32].

Ces informations seront utilisées dans les chapitres suivants après la description du contexte expérimental de cette analyse.

Chapitre III

Contexte expérimental

La précision atteinte sur les mesures présentées dans cette thèse, est conditionnée par les performances du LEP et du détecteur. La mesure des sections efficaces et des rapports d'embranchement du W , nécessitent un comptage et une classification des états finals, dont les outils seront décrits dans ce chapitre.

L'analyse présentée dans cette thèse utilise les données enregistrées par le détecteur ALEPH entre 1996 et 1998, pendant la seconde phase de fonctionnement du LEP.

III.1 Le LEP

Avec ses 26.7 km de circonférence, le LEP [47], ou Large Electron-Positron Collider, est le plus grand collisionneur circulaire e^+e^- au monde. L'anneau est une alternance de huit segments droits et huit segments courbes. Situé près de Genève au CERN, il a été mis en service en 1989 afin de rechercher de nouvelles particules et de tester le secteur électrofaible du Modèle Standard en produisant les bosons Z^0 et W^\pm .

Quatre détecteurs sont placés autour de l'anneau de collision : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

III.1.1 Le Programme LEP

De 1989 à 1995, pendant sa première phase de fonctionnement appelée LEP1, l'énergie de collision se situait autour de 91.2 GeV , la masse du boson Z^0 . L'importante quantité de données enregistrées, plus de 15 millions de Z^0 , a permis de mesurer avec précision les différents paramètres de la désintégration du Z^0 et en particulier sa masse et sa largeur.

Afin d'étendre ces tests au boson W et de rechercher de nouvelles particules, l'énergie dans le centre de masse est passée en 1996 à 161 GeV , le seuil de production des paires de W et a ensuite progressivement augmenté (172 GeV fin 1996, 183 GeV en 1997 et 189 GeV en 1998). En 1999, l'énergie de collision devrait être de l'ordre de 192 GeV pour atteindre les 200 GeV en l'an 2000. Cette phase est appelée LEP2. La luminosité intégrée

sur le temps de prise de données à la fin de LEP2 devrait être de 500 pb^{-1} par expérience ce qui correspond à une luminosité de l'ordre de $150 \text{ pb}^{-1}/\text{an}$ jusqu'en l'an 2000 pour ALEPH étant donné les 200 pb^{-1} enregistrés jusqu'à présent. Les changements d'énergie permettent notamment de déterminer la courbe de variation de la section efficace de production des paires de W .

L'énergie maximale de collision du LEP est limitée. Pour des particules de très petite masse telles que les électrons, la perte par rayonnement synchrotron est très importante : de l'ordre de $2 \text{ GeV}/\text{tour}$ pour une énergie de collision de 189 GeV (proportionnelle à $E_{\text{faisc.}}^4/R$, où R est le rayon de courbure du LEP). Les dipôles servant à courber les trajectoires des faisceaux reçoivent un flux continu de rayons X. La chaleur produite dans les aimants par ces rayons X est évacuée par un système de refroidissement. La capacité de refroidissement ne permet pas de fonctionner au delà de 210 GeV . Le rayon du LEP a été choisi comme compromis entre un grand rayon de courbure permettant de minimiser les rayonnements X, l'espace occupé et le coût de réalisation.

Des cavités radio-fréquences accélératrices sont placées sur les sections droites de l'anneau. Elles permettent d'une part d'accélérer les particules dans la phase d'injection, et d'autre part de maintenir l'énergie de collision constante en réaccélérant les faisceaux pour compenser les pertes.

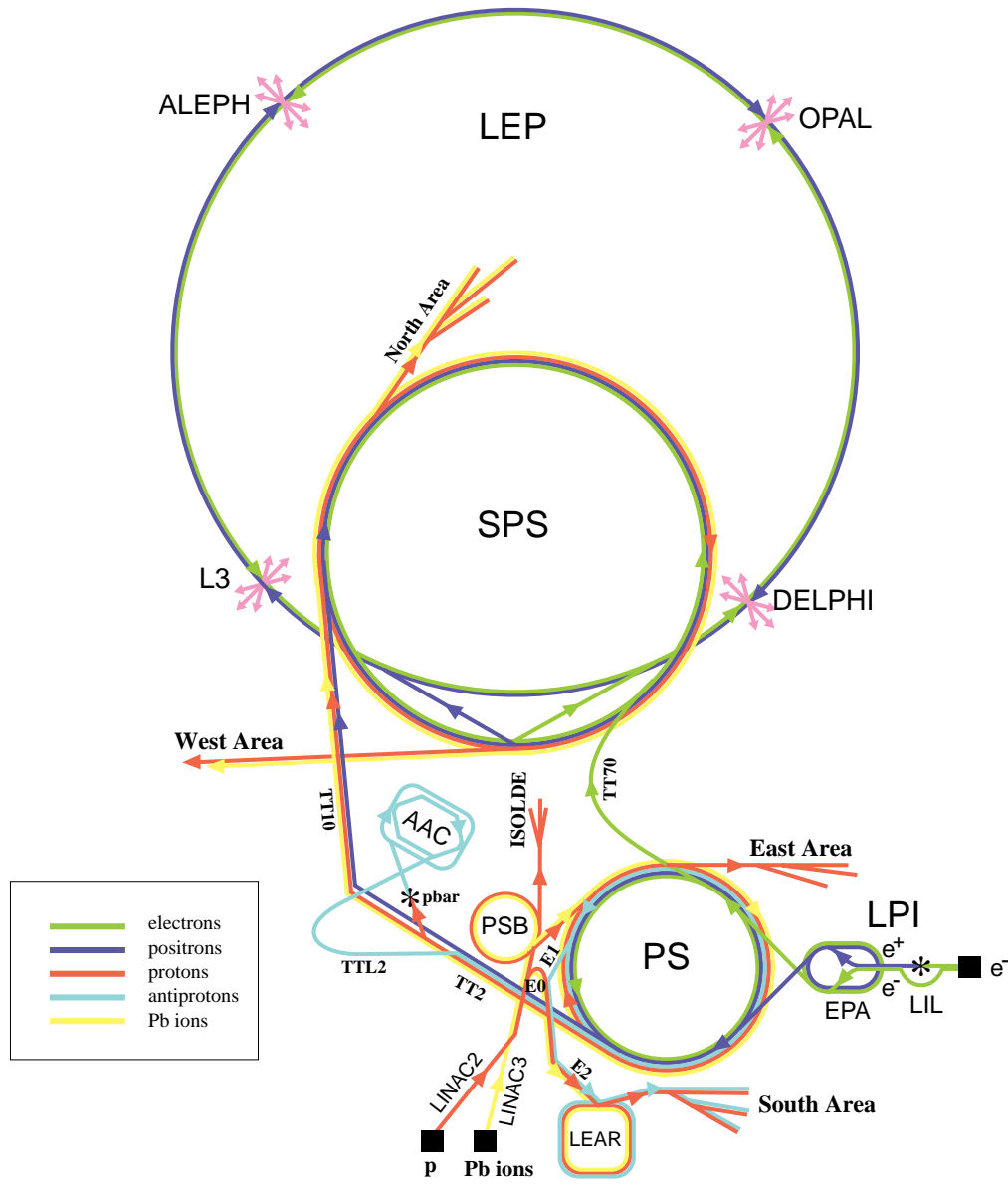
III.1.2 Dispositif d'injection des faisceaux

L'injection des faisceaux dans le LEP se fait par l'intermédiaire des installations déjà existantes du CERN. Le système d'accélérateur utilisé est représenté sur la figure III.1.

Les positons sont produits dans le LIL (Linear Injector Linacs) par la collision de paquets d'électrons de 200 MeV de grande intensité (2.5 A) sur une cible de tungstène. Les positons et les électrons sont alors accélérés jusqu'à 600 MeV puis stockés dans l'EPA (Electron Positron Accumulation ring). Une fois les faisceaux constitués, ils sont transférés dans le PS (Positron Synchrotron) où ils atteignent une énergie de 3.5 GeV . Dernière étape avant le LEP, les deux faisceaux sont accélérés dans le SPS (Super Proton Synchrotron) jusqu'à 22 GeV . Enfin, ils sont injectés dans le LEP où l'accélération finale jusqu'aux énergies de collision est effectuée.

L'intensité accumulée lors d'un remplissage est au maximum de 4 mA . La configuration la plus classique pour les collisions à haute énergie consiste à faire coexister dans l'accélérateur quatre paquets de particules par faisceau. Chacun de ces paquets est constitué d'électrons. Les croisements ont lieu toutes les $22 \mu\text{s}$ aux quatre points d'interaction.

CERN Accelerators



- | | |
|---|------------------------------------|
| LEP: Large Electron Positron collider | LPI: Lep Pre-Injector |
| SPS: Super Proton Synchrotron | EPA: Electron Positron Accumulator |
| AAC: Antiproton Accumulator Complex | LIL: Lep Injector Linac |
| ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice | LINAC: LINEar ACcelerator |
| PSB: Proton Synchrotron Booster | LEAR: Low Energy Antiproton Ring |
| PS: Proton Synchrotron | |

FIG. III.1: Dispositif d'injection du LEP et les quatre emplacements des détecteurs.

III.1.3 Conditionnement des faisceaux

Dans le tube à vide d'un diamètre d'environ 10 cm, les faisceaux de positons et d'électrons circulent sur deux orbites distinctes. Ce diamètre est réduit à 5.3 cm autour du point d'interaction théorique. Pour minimiser la conversion en paires e^+e^- des photons rayonnés et les diffusions multiples des traces chargées avant les premiers détecteurs, le matériau utilisé dans ces zones est du béryllium d'une épaisseur de 1.1 mm (0.00312 longueur de radiation à 90°). Aux points d'interaction, les deux faisceaux sont replacés sur la même orbite par les séparateurs situés de chaque côté des détecteurs.

Les trajectoires des faisceaux sont contrôlées par des électro-aimants de trois types :

- les dipôles qui courbent les trajectoires,
- les quadrupôles qui focalisent les faisceaux,
- les sextupôles qui permettent les corrections chromatiques.

Des collimateurs sont situés autour des points d'interaction. La focalisation se fait préférentiellement dans le plan vertical. Aux points de collision, les faisceaux ont pour dimension $\sigma_y \approx 5 \mu m$ dans le plan vertical et $\sigma_x \approx 250 \mu m$ dans le plan horizontal. Les paquets s'étendent sur 9 à 13 mm le long de l'axe du faisceau.

Pour minimiser les interactions du faisceau avec du gaz résiduel, le vide dans le tube où circulent les particules est très poussé et peut atteindre $2 \cdot 10^{-10}$ torr dans les zones expérimentales. Les interactions avec le gaz résiduel peuvent conduire à la diffusion des particules du faisceau par rapport à l'axe de collision initial. Près des zones de collision, les électrons décentrés peuvent être déviés dans l'appareillage par les quadrupôles. S'ils interagissent avec les calorimètres à bas angles, ils peuvent détériorer la mesure de la luminosité. Lorsqu'ils pénètrent avec un grand angle polaire dans le détecteur et qu'ils se superposent à l'enregistrement d'événements, ils peuvent contribuer à fausser les sélections qui s'appuient sur l'énergie déposée dans le détecteur. Ce phénomène, non simulé, fera l'objet d'une étude particulière dans l'estimation des erreurs systématiques au paragraphe IV.6.1 et dans le chapitre V.

III.1.4 La luminosité

La mesure de la luminosité est indispensable pour mesurer les sections efficaces. Elle caractérise le nombre d'interactions d'un processus donné en un point par unité de temps. Elle peut être définie à partir de différents processus de référence à partir de la relation :

$$\mathcal{L} \sigma = \frac{dN}{dt} \tag{III.1}$$

où σ représente la section efficace des interactions considérées. Le taux d'interaction par

unité de temps dépend des dimensions du faisceau, du nombre de paquets, du nombre de particules par paquet, de la fréquence de croisement de ces paquets et du courant.

Au LEP, la luminosité est définie à partir des diffusions Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) dont la section efficace théorique est connue avec une précision de 0.1 % à la résonance du Z . Un événement de diffusion Bhabha est caractérisé par deux gerbes électromagnétiques de directions opposées et d'énergie proche de celle du faisceau. La luminosité est obtenue en faisant le rapport entre le nombre d'événements détectés et la section efficace théorique de diffusion Bhabha intégrée sur l'acceptance du détecteur.

A l'ordre le plus bas en α , la section efficace différentielle est inversement proportionnelle à θ^4 , où θ est l'angle polaire de l'électron diffusé :

$$\frac{d\sigma_{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{16\alpha^2 (\hbar c)^2}{s \theta^4} \quad (\text{III.2})$$

La section efficace théorique est calculée avec le générateur BHLUMI [48, 32] qui inclut les termes de deuxième ordre en α . Les interférences avec les diagrammes d'échange dans la voie s sont négligeables à petit θ . L'incertitude théorique sur la section efficace est de 0.11 %. Les sources d'erreur systématiques [49] principales sont :

- la connaissance de l'acceptance du détecteur de luminosité qui intervient dans le calcul théorique de la section efficace, qui varie rapidement avec θ .
- le bruit de fond principal qui provient de coïncidences fortuites avec des électrons de basse énergie accompagnant le faisceau.

Les détecteurs utilisés pour la mesure de la luminosité dans ALEPH seront décrits dans le paragraphe III.2.1.

III.1.5 Mesure de l'énergie des faisceaux

L'énergie de collision est utilisée comme facteur de réajustement de la masse du W mesurée à LEP2. La précision expérimentale sur la masse devrait être de l'ordre de 30 MeV à la fin de LEP2. La relation $\Delta M_W/M_W = \Delta E_{cm}/E_{cm}$ impose de mesurer l'énergie des faisceaux avec une précision de 10 à 15 MeV .

La mesure de l'énergie de collision à LEP2 est effectuée en quatre étapes [50, 51] :

- lorsque la polarisation transversale est suffisante ($> 5\%$), une mesure précise est effectuée par la méthode de dépolarisation résonnante entre 45 et 55 GeV ;
- l'extrapolation aux énergies supérieures est effectuée à partir des "boucles de flux" qui permettent de suivre l'évolution du champ magnétique dans l'anneau du LEP, et en utilisant les sondes à résonance magnétique nucléaires (NMR) qui donnent une valeur précise du champ magnétique d'un lot d'aimants.

A LEP1, la polarisation était suffisante pour que la méthode de dépolarisation résonnante permette d'atteindre une précision de 1 MeV sur l'énergie du faisceau. Pour cela, il a fallu tenir compte des variations des dimensions de l'anneau provoquées par le niveau des eaux du lac de Genève ou encore des courants de fuite lors des passages des Trains à Grande Vitesse. Ces paramètres [52], dont les effets sont proportionnels à l'énergie, ont été extrapolés pour LEP2. La méthode de dépolarisation résonnante consiste à mesurer la fréquence ν de précession du spin des électrons et positons polarisés. Elle est proportionnelle à l'énergie du faisceau E , au nombre de précessions par tour a , et au champ magnétique dans le plan vertical [53] :

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{aE}{mc^2} = \frac{E \text{ (MeV)}}{440.6486(1) \text{ (MeV)}} & \text{(III.3)} \\ \nu &\propto \oint B \cdot d\ell \end{aligned}$$

A LEP2, la polarisation est insuffisante pour utiliser cette méthode. L'extrapolation est faite à partir des mesures effectuées en quatre points de plus basse énergie, environ 41, 45, 50 et 55 GeV , où une polarisation supérieure à 5 % a été observée. Pour cela, les sondes NMR installées sur certains dipôles afin de mesurer les changements locaux des champs magnétiques dans les aimants, sont utilisées. La précision sur la mesure du champ magnétique peut aller jusqu'à 10^{-6} . Mais le nombre de sondes est insuffisant (16 sondes) pour assurer l'homogénéité des mesures. Ces sondes fournissent une information continue. Une autre méthode indépendante consiste à mesurer le champ magnétique induit sur des boucles de courant entourant les aimants. C'est la méthode de boucle de flux qui mesure le champ magnétique total (environ 96.5 % du champ total) lorsqu'il n'y a pas de faisceau dans le LEP. La figure III.2 montre les deux systèmes de mesure du champ magnétique du LEP.

La calibration des sondes NMR a été effectuée à partir des quatre points de mesure par dépolarisation résonnante. Les mesures faites sur les boucles de flux ne sont pas calibrées en valeur absolue mais par rapport aux sondes NMR, en faisant l'hypothèse de variations linéaires avec l'énergie.

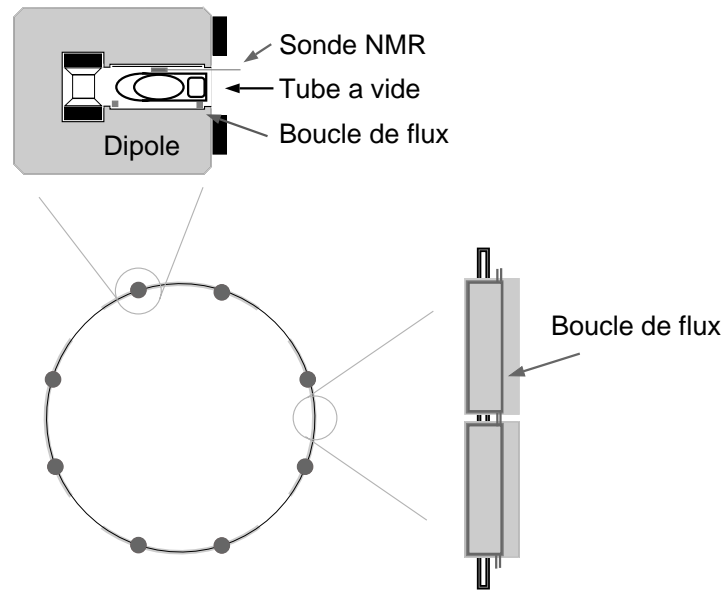


FIG. III.2: Les deux systèmes (NMR et boucle de flux) utilisés pour mesurer le champ magnétique du LEP.

D'autres méthodes permettant de tester le modèle d'extrapolation [54], ou l'utilisation des données enregistrées en condition de collision [55] sont actuellement à l'étude.

L'erreur sur la mesure de l'énergie de collision est dominée par l'extrapolation. Elle est de l'ordre de 50 *MeV* à 161 et 172 *GeV* et de 30 *MeV* à 183 *GeV*. La mesure précise de l'énergie à 189 *GeV* n'est pas encore terminée.

III.2 Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH (Apparatus for LEp PHYSics) est l'un des quatre détecteurs situés autour du LEP. Une vue d'ensemble est présentée sur la figure III.3.

Construit pour mesurer avec précision les impulsions des traces chargées et séparer les particules électromagnétiques grâce à la grande granularité de ses calorimètres, ALEPH a une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Le système de coordonnées associées au détecteur est représenté sur la figure III.4. L'origine se situe au point de croisement théorique des faisceaux. L'axe \vec{z} est orienté positivement dans le sens de circulation du faisceau d'électrons.

A LEP2, les photons de radiation synchrotron sont jusqu'à 100 fois plus nombreux qu'à LEP1. Afin de protéger les détecteurs, des masques en tungstène ont été installés autour du tube à vide au niveau des sous-détecteurs les plus proches du faisceau. D'une herméticité presque totale (seulement 6 % de zones non instrumentées), ALEPH est constitué de

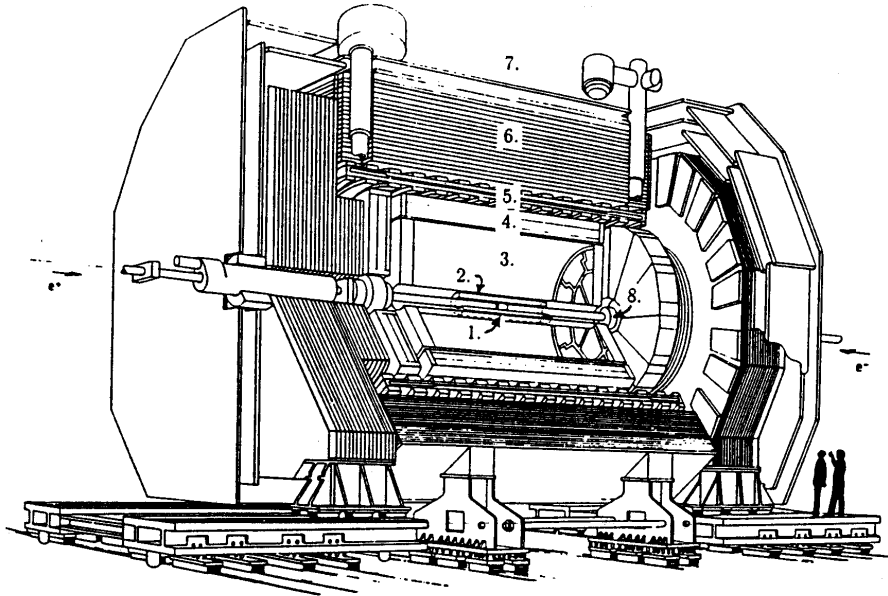


FIG. III.3: Vue d'ensemble du détecteur ALEPH : 1. Détecteur de Vertex, 2. Détecteur Interne de Traces, 3. Chambre à projection temporelle, 4. Calorimètre Electromagnétique, 5. Aimant Supraconducteur, 6. Calorimètre Hadronique, 7. Chambres à Muons, 8. Détecteurs de Luminosité.

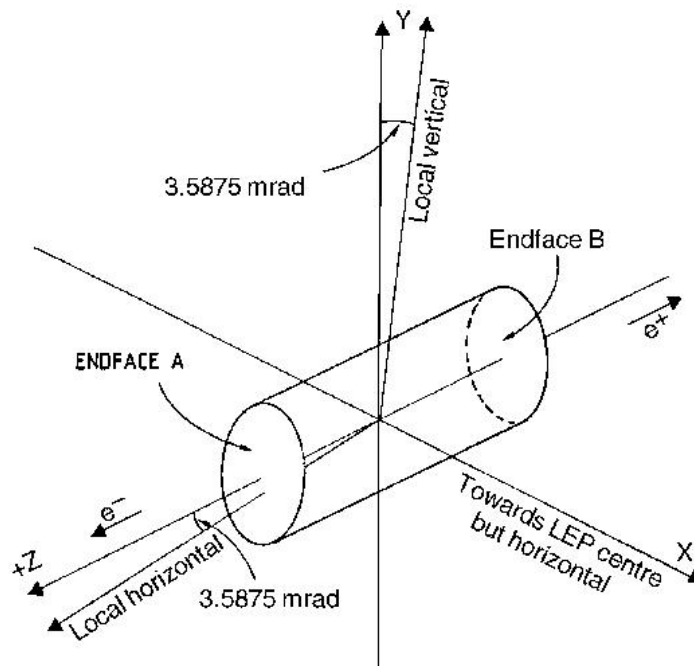


FIG. III.4: Système de coordonnées associées au détecteur.

plusieurs sous détecteurs concentriques autour du point d'interaction. Une description détaillée est donnée dans [56].

Constitué de deux bouchons et d'un cylindre central, les différents éléments du détecteur se succèdent de l'intérieur vers l'extérieur :

- les détecteurs de traces chargées qui permettent la mesure des trajectoires des traces chargées :
 - le détecteur de vertex (VDET),
 - la chambre à dérive (ITC),
 - la chambre à projection temporelle (TPC) ;
- les calorimètres qui permettent de mesurer l'énergie déposée par une particule :
 - le calorimètre électromagnétique (ECAL),
 - le calorimètre hadronique (HCAL) ;
- les chambres à muons,

Les détecteurs de luminosité sont situés dans les bouchons du détecteur autour du tube à vide afin de pouvoir compter les diffusions Bhabha.

Un aimant supraconducteur cylindrique, placé entre le ECAL et le HCAL, crée un champ uniforme solénoïdal de 1.5 T parallèle au faisceau. Il permet de courber les trajectoires des particules interagissant dans les détecteurs de traces et de mesurer leurs impulsions avec précision.

Une brève description des sous-détecteurs est donnée dans le paragraphe suivant. Les détecteurs dont les performances sont les plus susceptibles de contribuer à l'erreur sur les mesures présentées dans les chapitres IV, V et VI sont décrits avec plus de détails. L'ensemble des performances est donné dans [57, 58].

III.2.1 Les différents sous-détecteurs

Les différents sous-détecteurs sont décrits dans l'ordre croissant de leur distance au point d'interaction.

Le VDET :

Le détecteur de vertex, représenté sur la figure III.5, est le détecteur le plus proche du tube à vide. La version utilisée à LEP2 possède deux couches de détecteurs au silicium. Son rayon interne est de 6.3 cm et le rayon externe de 11 cm. La première couche comporte 9 bandes de détecteur, ou modules, et la seconde 15 ; une face est orientée selon $r\phi$ et l'autre selon z . Pour $\cos\theta < 0.4$, la résolution sur la position est d'environ $12\ \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$ et $14\ \mu\text{m}$ en z .

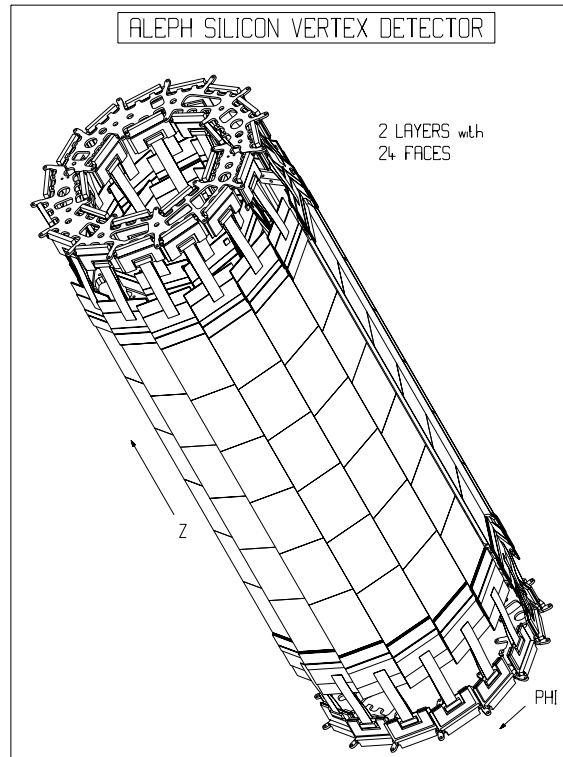


FIG. III.5: Détecteur de micro-Vertex.

La longueur a été doublée par rapport à la version du détecteur utilisé à LEP1. Elle est maintenant de 40 cm . La résolution spatiale a aussi été améliorée en diminuant la quantité de matériaux inerts. L'électronique a été adaptée au taux de radiation de LEP2.

L'ITC :

D'une longueur de 2 m, la chambre interne est une chambre à dérives composée de 8 couches cylindriques de fils parallèles au faisceau. Ces fils sont plongés dans un mélange ArC^{O_2} (80 % : 20 %). Ses rayons internes et externes mesurent respectivement 12.8 et 28.8 cm. Les informations sur la position sont corrélées en $r\phi z$: la mesure en $r\phi$ se fait par la mesure du temps de dérives et celle en z par la mesure de la différence de temps nécessaire au signal pour parvenir aux deux extrémités de la chambre. La résolution obtenue sur la position des traces est de $150 \mu m$ en $r\phi$ et de 7 cm en z .

Grâce au temps de réponse rapide obtenu, l'ITC sert également au déclenchement de niveau 1 décrit au paragraphe III.2.2. La décision en $r\phi$ est prise en $500 ns$ et en $r\phi z$ en $2 \mu s$.

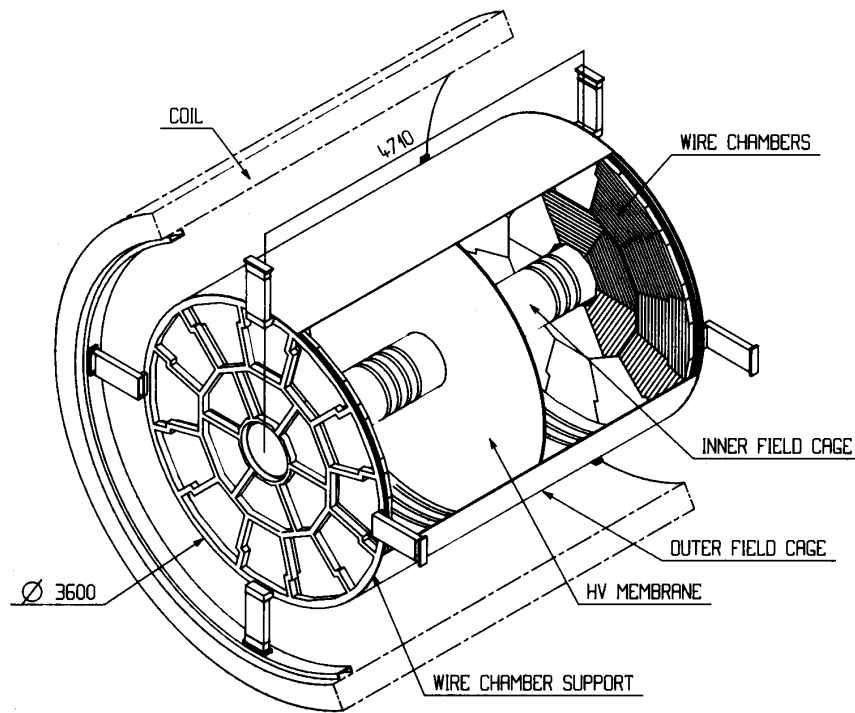


FIG. III.6: Vue d'ensemble de la TPC.

La TPC :

Dans ALEPH, la TPC, représentée sur la figure III.6, est l'instrument essentiel de mesure des impulsions des traces chargées. La courbure des trajectoires sous l'action du champ magnétique permet de mesurer avec une bonne résolution les impulsions. D'une longueur totale de 4.7 m et de rayons internes et externes de 0.31 et 1.8 m, c'est une grande chambre à dérive séparée en deux au centre par une membrane mise sous tension. Les particules chargées qui la traversent ionisent le gaz ($ArCH_4$, 91 % : 9 %). Les électrons d'ionisation dérivent parallèlement à l'axe \vec{z} sous l'action du champ électrique de 115 V/cm. Des chambres à fils constituent les anodes ; elles sont situées aux extrémités de la TPC et réparties sur 6 secteurs internes et 12 secteurs externes. Il y a 6336 fils au total. Des rangées de cathodes appelées damiers, sont placées derrière les fils. Ce sont des rectangles de $6.2 \times 30 \text{ mm}^2$. Cette structure permet de reconstruire les trajectoires des traces d'origine à partir des coordonnées xy du signal induit par les électrons d'ionisation et de la coordonnée z mesurée à partir du temps de dérive. Les secteurs internes et externes sont alternés afin de minimiser les zones non instrumentées.

Les trajectoires des particules chargées sont courbées en hélices par l'aimant. La reconstruction des traces se fait en associant entre eux les signaux les plus proches reçus par les chambres à fils et les damiers et en testant leur compatibilité avec une hélice.

La trace ainsi reconstruite est extrapolée aux autres détecteurs. Le rayon de courbure de l'hélice donne une mesure de l'impulsion.

La résolution sur la mesure des positions est de $173 \mu\text{m}$ en $r\phi$ et de $740 \mu\text{m}$ en z . La TPC fournit surtout une mesure directe de l'impulsion des traces avec une résolution :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 1.2 \times 10^{-3} \times P \quad (\text{III.4})$$

Si les informations de la TPC, de l'ITC et du VDET sont ajoutées, la précision atteint :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 0.6 \times 10^{-3} \times P \quad (\text{III.5})$$

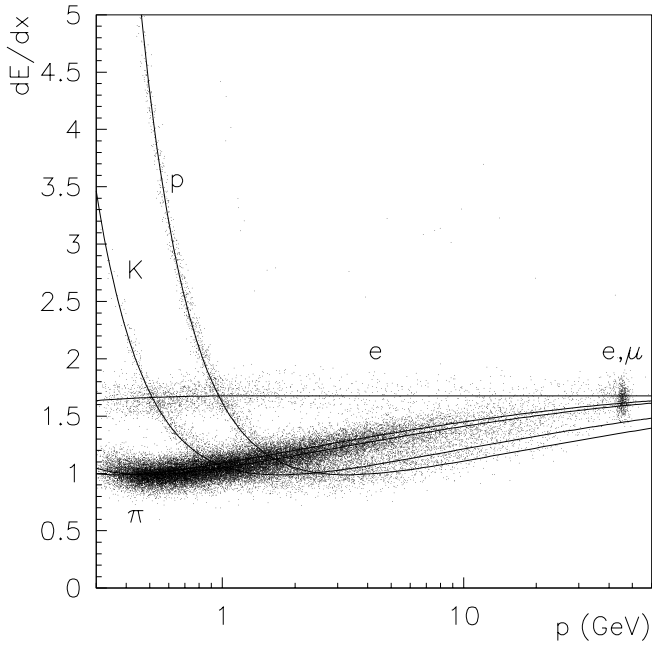


FIG. III.7: Perte linéique d'énergie dans la TPC pour des électrons, des pions, des kaons et des protons.

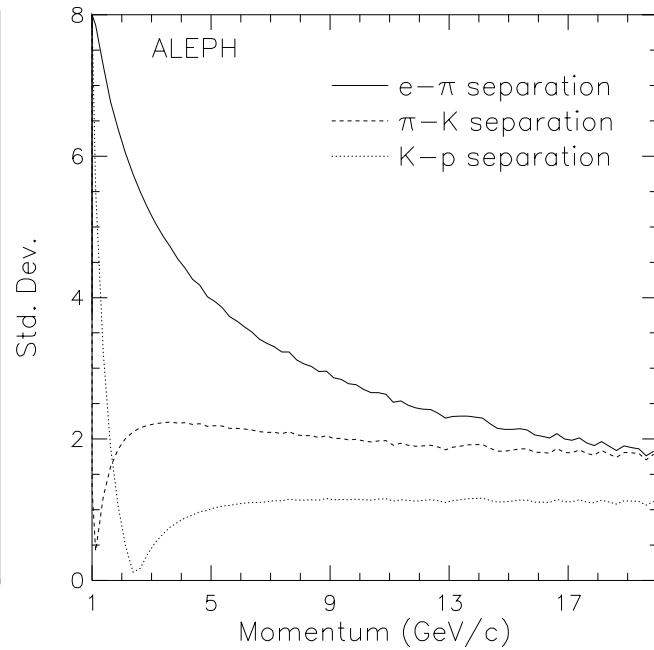


FIG. III.8: Pouvoir de séparation, en nombre de déviations standards, pour différentes particules.

La perte linéique d'énergie par ionisation mesurée dans la TPC, le dE/dx , est caractéristique du pouvoir d'ionisation des particules et peut permettre de différencier les pions, kaons et protons d'impulsions relativistes comme on peut l'observer sur les figure III.7 et III.8. Cette mesure nécessite au moins 50 fils touchés pour avoir suffisamment d'information. La séparation typique entre des électrons et des pions d'impulsion

inférieure à $8 \text{ GeV}/c$ est de 3 déviations standards σ ; elle est de 2σ pour les pions et kaons dans la région relativiste mais seulement de 1σ entre les kaons et les protons.

Le temps de dérive étant trop lent ($5.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$), la TPC n'intervient qu'au niveau 2 du système de déclenchement.

Le ECAL :

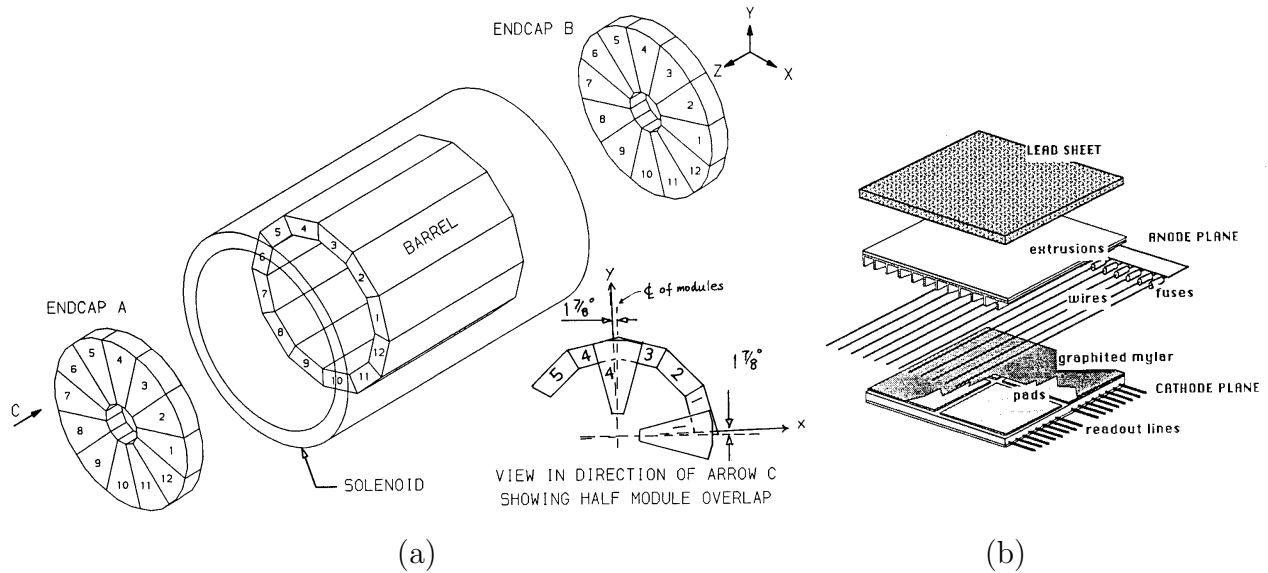


FIG. III.9: Vue d'ensemble du ECAL (a) et alternance des matériaux pour une couche du ECAL (b).

Le calorimètre électromagnétique est conçu pour identifier les électrons et les photons ainsi que pour mesurer leur énergie. Ces particules y déposent la plus grande partie de leur énergie alors que les hadrons n'y laissent qu'une partie de la leur. Ce détecteur est représenté sur les figures III.9 a et b.

Le ECAL est tourné de 16.875° par rapport à la TPC et au HCAL pour de ne pas aligner les zones non instrumentées qui correspondent respectivement pour le ECAL à 2 et 6 % du détecteur dans le tonneau et les bouchons. Le détecteur est entièrement plongé dans le champ magnétique induit par la bobine supraconductrice. Le cylindre principal est constitué de 12 modules en forme de trapèzes ; les deux bouchons sont eux aussi constitués de 12 modules appelés *pétales*. L'épaisseur du détecteur représente 22 longueurs de radiation. Jusqu'à 45 GeV , les gerbes induites par les électrons sont totalement contenues dans le ECAL.

C'est un calorimètre *sandwich* alternant un milieu dense passif qui induit les interactions (le plomb), et un milieu actif (chambres à fils en régime proportionnel) qui permet de mesurer l'énergie. La profondeur du ECAL est divisée en trois zones correspondant à

4, 9 et 9 longueurs de radiation. Cette structure améliore la séparation électrons/hadrons et facilite la mesure de l'énergie des photons mous. Pour des pions de 5 GeV , l'épaisseur correspond à $1 - 1.3$ longueurs d'interaction.

Les hadrons interagissent par réactions nucléaires, caractérisées par la longueur d'interaction nucléaire. Ces interactions produisent des pions ; les π^0 se désintègrent en deux photons qui eux induisent une gerbe électromagnétique. Les pions chargés continuent à interagir par réactions nucléaires. La gerbe est donc composée d'une fraction électromagnétique et d'une fraction hadronique. Le début de la gerbe se produit plus profondément dans le détecteur que pour des particules électromagnétiques.

La résolution en énergies pour un électron est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/GeV}} + 0.009 \text{ mrad} \quad (\text{III.6})$$

Cette résolution est dégradée dans la zone de recouvrement de la partie centrale et des bouchons.

Les cellules qui permettent les mesures de position ont pour dimension $3 \times 3 \text{ cm}$. Elles sont associées entre elles suivant leur position en $\theta\phi$ sur les trois couches pour former des tours pointant vers le point d'interaction. La dimension des tours est de $0.9^\circ \times 0.9^\circ$. La résolution angulaire correspondante est paramétrée en fonction de l'énergie (terme en $1/\sqrt{E}$) et d'un terme constant correspondant à la géométrie du détecteur à 90° :

$$\sigma_{\phi,\theta} = \frac{2.5}{\sqrt{E/GeV}} + 0.25 \quad (\text{III.7})$$

Dans le cas des conversions de photons ou de la désintégration des π^0 en photons, la granularité permet de séparer les deux gerbes électromagnétiques proches. Le profil caractéristique de la gerbe induite par les électrons et les photons est utilisé dans l'identification décrite au paragraphe III.4.1.

Le HCAL :

Le HCAL permet de mesurer l'énergie déposée par les hadrons. Situé autour de la bobine supraconductrice, son milieu absorbant constituée de fer, 23 plaques de 5 cm d'épaisseur, sert également de retour pour le champ magnétique et de filtre à muons. L'épaisseur du fer selon l'axe \vec{y} est de 1.2 m ce qui correspond à 7.16 longueurs d'interaction. La répartition des modules est différente suivant que l'on considère le tonneau (12 modules) ou les bouchons (6 modules chacun). Chaque module est séparé en deux zones symétriques qui baignent dans du gaz ($ArCO_2 + Isobutane, 12.5\% : 56.5\% : 30\%$).

Des chambres de tubes proportionnels sont intercalées entre les plaques de fer. Elles fonctionnent en mode saturé [59]. Chacun des tubes fournit un signal qui est utilisé dans l'identification des muons décrite au paragraphe III.4.2.

Les damiers de lecture sont associés en tours dont les dimensions varient suivant l'angle polaire. Dans la partie centrale du HCAL, ces tours ont pour dimension $\sigma_\phi = 3.7^\circ$, $\sigma_\theta \sim 3.7^\circ$ soit environ 12 fois la dimension des tours du ECAL.

La résolution en énergie est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{85\%}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.8})$$

Les chambres à Muons :

Elles constituent le détecteur le plus externe et permettent de compléter l'information du HCAL pour l'identification des muons, particules très pénétrantes.

Elles sont formées de deux couches de chambres à fils du même type que celles utilisées dans le HCAL. Chacune des couches est constituée de deux plans de lecture orthogonaux, ce qui permet de fournir les coordonnées bi-dimensionnelles des particules émergentes.

Il a été estimé d'après les études sur simulations, que 95 % des muons de plus de 5 GeV étaient identifiés, pour une contamination correspondante en pions chargés et en kaons de 0.7 et 1.6 %.

Les luminomètres :

La mesure de la luminosité est un des paramètres essentiels pour à la fois contrôler les performances du LEP et normaliser les sections efficaces mesurées. Le processus utilisé pour la mesure de la luminosité au LEP est la diffusion Bhabha. Les détecteurs utilisés doivent couvrir les zones de petit θ (dépendance en $1/\theta^4$ et faible contribution de l'interférence $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$) tout en assurant l'identification des électrons.

Un événement de diffusion Bhabha est identifié si les deux parties du détecteur signalent des gerbes électromagnétiques en coïncidence d'énergies compatibles avec celle du faisceau et de directions opposées.

Dans ALEPH, il existe trois détecteurs (LCAL, SICAL et BCAL) qui fournissent une mesure de la luminosité. Ils se composent tous de deux parties placées de chaque côté du détecteur afin d'observer les coïncidences :

1. SICAL (Silicon CALorimeter).

C'est un calorimètre cylindrique monté de chaque côté du point d'interaction et formé de deux modules entourant le tube à vide. Il est constitué de 12 couches absorbantes de tungstène alternées avec des détecteurs au silicium. Il couvre la région entre 24 et 58 mrad. La quantité de tungstène correspond à 22 longueurs de

radiation ce qui permet d'absorber l'ensemble d'une gerbe créée par un électron de 45 GeV et plus.

A LEP1, le SICAL était utilisé pour la mesure de la luminosité, le LCAL étant alors une extension du ECAL. A LEP2, le taux de bruit provenant du faisceau a augmenté et l'électronique est mal adaptée à la sous-structure des paquets de particules. De plus, l'installation des masques a réduit l'acceptance angulaire du SICAL et c'est le LCAL qui mesure la luminosité d'ALEPH à LEP2.

2. LCAL (Luminosity CALorimeter).

D'une structure proche de celle du ECAL, il se situe sous les bouchons de ce détecteur et est constitué d'une alternance de plans de plomb et de chambres proportionnelles qui représentent 24.6 longueurs de radiation. Le calorimètre entoure le tube à vide de chaque côté du point d'interaction à une distance de 2.63 m.

La région couverte est comprise entre 45 et 160 mrad.

3. BCAL (Bhabha CALorimeter).

Cette nouvelle version du détecteur a été adaptée aux énergies de LEP2 et installée pour la prise de donnée de 1998.

Le BCAL permet une mesure en temps réel de la luminosité. Il est constitué de 10 couches de tungstène alternées avec du plastique scintillant. Un plan de détecteurs au silicone est intercalé après 8 longueurs de radiation. Son éloignement du point d'interaction (7.7 m, derrière les quadrupôles) permet de couvrir le domaine entre 5.1 et 9 mrad. Par contre, la couverture en ϕ n'est que partielle : $-40^\circ \leq \phi \leq 40^\circ$.

Les luminosités intégrées enregistrées aux différentes énergies utilisées dans l'analyse sont regroupées dans le tableau III.1. Par la suite, les données enregistrées à 170 et 172 GeV seront notées 172 GeV et celles enregistrées entre 181 et 184 GeV seront notées 183 GeV .

\sqrt{s} (GeV)	161	170	172	181	182	183	184	189
\mathcal{L} (pb^{-1})	11.1	1.1	9.6	0.2	3.9	50.8	1.9	79.5

TAB. III.1: Luminosités intégrées enregistrées aux différentes énergies étudiées.

La précision sur la mesure de luminosité dépend de la connaissance de l'acceptance, des efficacités de détection et de reconstruction, de l'évaluation du bruit de fond et de la section efficace théorique de diffusion Bhabha. En tenant compte de tous ces paramètres, l'erreur systématique sur la luminosité mesurée avec le LCAL à LEP2 est de l'ordre de 0.5 %.

III.2.2 Système de déclenchement

Le système de déclenchement a pour but d'éviter l'enregistrement d'événements qui ne proviennent pas des interactions e^+e^- tout en ayant le maximum d'efficacité sur les processus physiques à mesurer. Etant donné que le temps mort nécessaire à l'acquisition des données est plus long que le temps de croisement des faisceaux, ce système évite d'occuper le détecteur par l'enregistrement de données inutiles. Les bruits de fond à rejeter sont les muons cosmiques, les photons radiatifs, le bruit électronique et les interactions du faisceau avec le gaz résiduel, le tube à vide ou les collimateurs. La décision de rejeter ou d'accepter un événement se fait en trois étapes :

- Le premier niveau de déclenchement est une décision rapide, de 2 à 3 μs , qui correspond au temps de réponse de l'ITC. En cas de dépôt neutre sans traces chargées, l'énergie déposée dans le ECAL doit être supérieure à 6 GeV dans le tonneau, 3 GeV dans l'un des bouchons ou 1.5 GeV dans les deux bouchons. La coïncidence entre l'information sur les traces de l'ITC et les impacts dans un module du HCAL déclenche aussi l'acquisition. Un déclenchement supplémentaire existe pour les coïncidences entre les traces ITC et les dépôts de plus de 1 GeV dans le ECAL. Un test pour les événements de diffusion Bhabha est effectué.
- Si une des conditions du premier niveau de déclenchement est remplie, le second est testé. L'information de la TPC est alors lue et remplace l'information de l'ITC. La décision est prise dans les 50 μs qui correspondent au temps de dérive de la TPC. Les événements ayant satisfait aux critères d'énergie, passent automatiquement ce niveau de déclenchement. Une fois le deuxième niveau déclenché, l'ensemble des informations des différents sous détecteurs est lue. En cas contraire, les données sont effacées et la lecture est réinitialisée.
- Le déclenchement de niveau trois utilise l'ensemble des informations pour rejeter les événements susceptibles d'être du bruit de fond.

L'efficacité de déclenchement sur les événements à faible multiplicité comme les états finals $l\bar{\nu}l\nu$, a été estimée à partir des événements di-leptons enregistrés au pic du Z . Elle est supérieure à 99.8 %.

III.3 Reconstruction des événements

Les programmes de simulation des différents processus physiques détaillés dans l'annexe A décrivent les particules produites et il faut ensuite reproduire les interactions de ces particules avec les différents sous détecteurs.

Dans ALEPH, il existe une interface entre les simulations des processus physiques et la simulation complète du détecteur : c'est le niveau KINGAL. Chaque particule est représentée par une quadri-impulsion et les particules à courte durée de vie se désintègrent selon les tables expérimentales. Ces quadri-impulsions représentent l'information que l'on cherchera à reconstruire à partir des quantités mesurées.

Le programme GALEPH permet de reproduire le passage des particules dans le détecteur ALEPH. GALEPH est construit à partir du programme GEANT [60] qui modélise les interactions avec les différents matériaux et les signaux engendrés dans les sous-détecteurs. Les données simulées ont alors le même format que les données réelles et seront traitées comme telles.

Les événements passant les trois niveaux de déclenchement sont reconstruits par le programme JULIA (Job to Understand Lep Interactions in Aleph). Le programme traite les traces chargées, l'identification standard des électrons et muons, calcule la luminosité recueillie et remplit les banques contenant les informations des différents détecteurs qui seront utilisées par les analyses.

Les traces chargées sont reconstruites à partir des informations combinées du VDET, de l'ITC et de la TPC. Les dépôts d'énergie non associés à une trace chargée sont regroupés et utilisés pour la reconstruction et l'identification des photons.

Le détail des outils utilisés pour la sélection et l'analyse des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est donné dans les paragraphes suivants.

III.3.1 Critères de sélection des traces chargées

Seules les traces provenant du point d'interaction sont prises en compte. Elles sont appelées bonnes traces chargées et sont définies par les critères suivants :

- au moins 4 points mesurés dans la TPC sont nécessaires afin de pouvoir reconstruire l'hélice ;
- $|d_0| < 2 \text{ cm}$ et $|z_0| < 10 \text{ cm}$, où d_0 est la distance minimale d'approche de l'axe \vec{z} et z_0 est la distance en z , mesurée à la distance d_0 de l'axe \vec{z} , par rapport au point d'interaction. Ceci permet de s'assurer que la trace provient du centre de la collision e^+e^- et non de rayons cosmiques par exemple ;
- $|\cos\theta| < 0.95$; ce dernier critère fait ignorer toute trace de moins de 18.3° d'angle polaire ce qui définit le volume fiduciel de l'analyse.

III.3.2 Algorithme Energy Flow (EFLW)

L'algorithme Energy FLOW [61] (EFLW) permet d'utiliser les informations combinées des différents détecteurs pour mesurer les quadri-impulsions ainsi que le flux d'énergie traversant ALEPH. Il associe l'identification standard des électrons, muons et photons, les mesures des calorimètres et la très bonne résolution en impulsion des détecteurs de traces.

Cet algorithme cherche d'abord à identifier les bonnes traces chargées à partir de leur perte d'énergie linéique par ionisation dans la TPC et leur profil de gerbe dans le ECAL. Les traces qui ne vérifient pas les critères de qualité sont acceptées si elles appartiennent à une paire provenant d'un vertex secondaire (V^0); cela peut se produire pour les conversions de photons dans la matière ou des hadrons qui se désintègrent.

Lorsqu'un dépôt d'énergie est associé à une trace chargée, une quantité d'énergie équivalente à l'impulsion de la trace est soustraite de l'énergie du dépôt. Cette association permet de tenir compte de l'énergie supplémentaire éventuellement mesurée dans les calorimètres et de garder la meilleure résolution possible sur les traces chargées. Les dépôts non associés à des traces sont interprétés comme des hadrons neutres ou des photons. A cette étape, une liste de particules associées à des quadri-impulsions est créée.

Pour les électrons, lorsque la différence entre l'énergie mesurée dans le ECAL et l'impulsion mesurée par la courbure des traces est importante, l'énergie supplémentaire est associée à un photon de Bremsstrahlung. Dans le cas contraire, elle est associée à l'électron.

Les muons ne déposent que très peu d'énergie dans les calorimètres. L'énergie provenant du ECAL et du HCAL qui leur est associée est limitée respectivement à 1 GeV et 400 MeV par couche.

Une fois toutes les particules identifiées (γ compris les π^0), les dépôts hadroniques associés à une trace chargée (qui peut *appartenir* à un V^0) sont considérés comme des pions; aucune identification plus précise n'est effectuée. Les dépôts résiduels dans les calorimètres ne sont associés à des hadrons neutres que si la différence avec l'énergie totale associée aux autres particules, chargées ou neutres, est supérieure à la résolution expérimentale, limitée à 500 MeV .

L'ajustement d'EFLW a été effectué sur les Z^0 à LEP1. La résolution obtenue avec cette méthode est environ deux fois meilleure que celle obtenue en sommant simplement toute l'énergie des calorimètres sans utiliser l'identification :

$$\sigma_E = \frac{0.59 \pm 0.03}{\sqrt{E} \text{ (GeV)}} + (0.6 \pm 0.3) \quad (\text{III.9})$$

Les traces EFLW sont utilisées dans cette thèse pour la reconstruction des jets mais l'identification des leptons est faite indépendamment, par la méthode décrite dans le paragraphe III.4.

III.3.3 Algorithme de reconstruction des jets

Un jet est un ensemble de particules associées entre elles selon un critère énergétique ou topologique. Il permet de reconstruire avec une résolution variable suivant les méthodes utilisées les particules à court temps de vie.

Dans le cas de la sélection des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, la construction de jets permet de reconstruire les leptons τ qui se désintègrent en 3 particules chargées dans 15 % des cas. Pour cette analyse, l'algorithme DURHAM [62] avec le schéma d'association des particules $P + E$ [63] a été choisi. Il convient mieux à la construction de jets focalisés comme ceux provenant de la désintégration des τ [64].

DURHAM

Cet algorithme associe les particules entre elles en fonction de leurs énergies transversales relatives. La distance mathématique y_{ij} est défini comme :

$$y_{ij} = \frac{2\min(e_i^2, e_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{s} \quad (\text{III.10})$$

elle caractérise la proximité angulaire des traces et est calculée pour chaque paire de particules. pour la reconstruction des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, exactement deux jets sont formés par événement. pour cela, toutes les paires de particules sont associées de proche en proche, suivant les valeurs croissantes de y_{ij} .

Les y_{ij} peuvent être calculés suivant différents schémas d'association des particules.

Schéma $P + E$

Le schéma d'association des particules entre elles définit l'énergie, l'impulsion et la masse associée à un jet ou une paire de particules en fonction des quantités mesurées pour chacune des particules.

Plusieurs schémas existent dont les principaux sont le schéma E et le schéma P :

– Schéma E :

$$\begin{aligned} \vec{p}_{ij} &= \vec{p}_i + \vec{p}_j \\ e_{ij} &= e_i + e_j \end{aligned}$$

– Schéma P :

$$\begin{aligned} \vec{p}_{ij} &= \vec{p}_i + \vec{p}_j \\ e_{ij} &= |\vec{p}_{ij}| \end{aligned}$$

Le premier schéma conserve l'énergie et l'impulsion alors que le second ne conserve que l'impulsion. cependant, la reconstruction obtenue avec le schéma p minimise le mélange entre les jets (particules mal associées).

Le schéma $P + E$ consiste d'abord à calculer tous les y_{ij} associés aux traces de l'événement. Les traces correspondant au y_{ij} le plus petit sont sommées suivant le schéma P défini précédemment : elles sont considérées comme une unique particule sans masse dont la nouvelle impulsion est la somme des impulsions des deux traces. L'association des traces est réitérée jusqu'à la formation de deux jets. Les jets ainsi créés n'ont pas de masse. Pour calculer correctement la masse tout en gardant la bonne association obtenue par le schéma P, les quadri-impulsions sont recalculées pour chaque jet à partir du schéma E, sans changer la répartition des particules. L'utilisation du schéma $P + E$ permet de reconstruire correctement l'impulsion et la masse des jets.

III.4 Identification des leptons légers chargés

L'identification des leptons de haute énergie est nécessaire pour la mesure des rapports d'embranchement et des sections efficaces partielles de désintégration des paires de W . L'algorithme d'identification [65] présenté ici est adapté à la recherche des leptons issus des W . Il privilégie l'efficacité à la pureté qui sera améliorée par la sélection topologique des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$.

III.4.1 Identification des électrons

Pour des électrons, l'énergie déposée dans le ECAL et l'impulsion mesurée par la TPC sont égales. Les informations combinées de ces deux détecteurs sont utilisées pour identifier les électrons. Les particules électromagnétiques (électrons, photons) ont un profil de gerbe dans le ECAL caractérisé par les estimateurs de la largeur transversale R_T , et du profil longitudinal R_L , de la gerbe.

Ces estimateurs sont par construction gaussiens, de valeur moyenne 0 et de largeur 1 :

– R_T

$$R_T = \frac{E_4/P - \langle E_4/P \rangle}{\sigma(E_4/P)} \quad (\text{III.11})$$

où E_4 est l'énergie déposée dans les quatre tours de plus grande énergie autour du point d'impact de la trace chargée et P l'impulsion de la trace. La résolution attendue sur la fraction d'énergie déposée dans le ECAL $\sigma(E_4/P)$, est dominée par la résolution du ECAL pour des traces de moins de 25 GeV et par celle de la TPC pour des traces plus énergiques. $\langle E_4/P \rangle$ est la valeur moyenne de la fraction

d'énergie déposée par un électron dans les quatre tours autour de la trace ; cette valeur est indépendante de P et est égale à 0.85 dans le tonneau et 0.89 dans les bouchons. La figure III.10 montre que R_T est particulièrement efficace pour rejeter les traces hadroniques de grande impulsion qui sont localisées dans la zone $R_T \leq -3$.

– R_L

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma(X_L)} \quad (\text{III.12})$$

où

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j} \quad (\text{III.13})$$

S_j est la profondeur moyenne de l'énergie déposée dans la $J^{\text{ème}}$ couche du ECAL. X_L correspond à l'inverse de la moyenne du dépôt longitudinal de la gerbe et est indépendant de l'angle d'incidence.

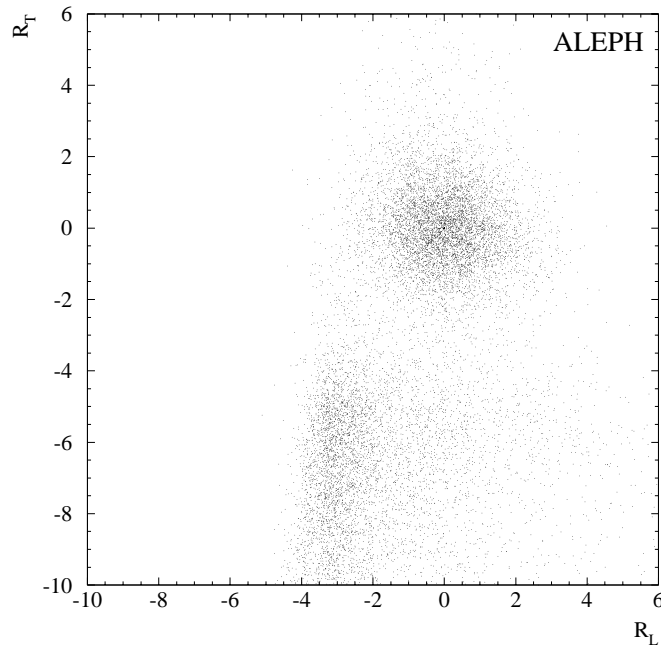


FIG. III.10: Distribution des profils transversal R_T et longitudinal R_L pour un lot de données réelles enrichies en photons convertis. Les traces électromagnétiques, zone circulaire centrale, sont séparées des traces hadroniques.

Un autre estimateur R_I , est construit à partir du dE/dx , la perte d'énergie par ionisation mesurée par la TPC. Il compare la valeur mesurée du dE/dx (I) à la valeur moyenne attendue pour un électron ($\langle I_e \rangle$). Pour que la mesure de I soit valable, il faut qu'elle

ait été effectuée avec au moins 50 points sur la trajectoire.

$$R_I = \frac{I - \langle I_e \rangle}{\sigma(I)} \quad (\text{III.14})$$

Efficace pour des particules de faible impulsion, cet estimateur ne l'est plus pour des électrons de haute énergie comme ceux provenant de la désintégration des W .

Les critères utilisés pour l'identification des électrons prennent en compte les comportements de ces trois estimateurs à haute énergie ainsi que la géométrie du détecteur. L'estimateur R_I n'est utilisé que lorsque l'information provenant des deux autres estimateurs R_T et R_L est absente, incomplète ou faussée. Trois zones du ECAL sont définies en fonction desquelles les critères utilisés pour l'identification de la trace incidente varient :

- la zone dite *idéale* comprend les parties instrumentées du tonneau et des bouchons du ECAL :

$$\left\{ \begin{array}{l} -3 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{array} \right.$$

- la zone dite *morte* correspond aux zones non instrumentées du détecteur (espaces inter-modules) :

$$\left\{ \begin{array}{l} -7 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{array} \right. \text{ ou } \left\{ \begin{array}{l} N_{\text{fils}}^{\text{TPC}} \geq 50 \\ -0.5 < R_I < 1000 \end{array} \right.$$

- La zone dite de *recouvrement* entre le tonneau et les bouchons du ECAL :

$$\left\{ \begin{array}{l} -5 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{array} \right. \text{ ou } \left\{ \begin{array}{l} N_{\text{fils}}^{\text{TPC}} \geq 50 \\ -0.5 < R_I < 1000 \end{array} \right.$$

L'efficacité d'identification des électrons $\varepsilon^{id e}$, et la pureté ρ qui est définie au paragraphe IV.1, ont été estimées sur les produits de désintégration des paires de W simulées à 183 GeV. Les résultats sont donnés dans la table III.2 en fonction des zones du détecteur.

zone	idéale	morte	recouvrement	total
$\varepsilon_{WW}^{id e}$ (%)	98.9	95.5	99.4	98.8
ρ_{WW} (%)	99.2	84.8	85.1	96.5

TAB. III.2: Performances de l'identification des électrons issus de la désintégration des paires de W simulées, en fonction de la zone du ECAL.

La perte d'efficacité dans les zones non instrumentées du ECAL est partiellement compensée par l'utilisation de l'information de la TPC. Cependant, cette zone ne représente que 2 % du détecteur dans le tonneau et 6 % dans les bouchons. Comme dans la zone de recouvrement, la pureté y est beaucoup plus faible que dans la zone idéale. La baisse d'efficacité dans le tonneau est localisée autour de $\phi = 28^\circ \text{ mod}(30^\circ)$ sur la figure III.11. Cette région correspond aux zones aveugles situées de chaque côté des modules du ECAL. L'ensemble de la statistique a été ramenée à un module, c'est à dire 30° .

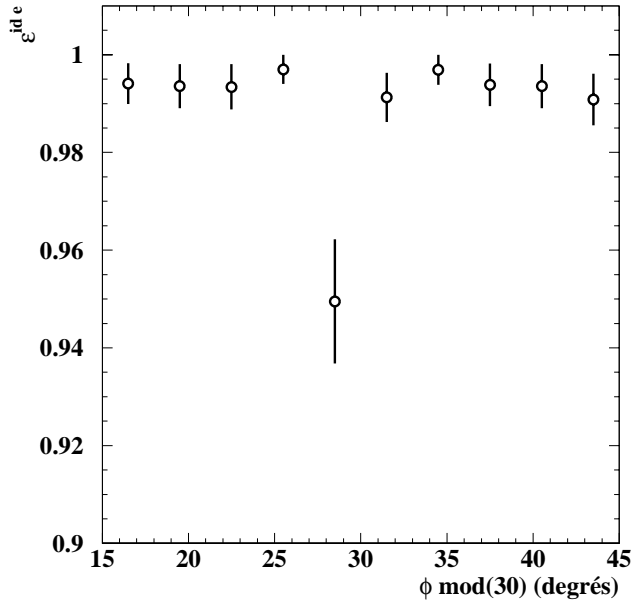


FIG. III.11: Efficacité d'identification dans le tonneau du ECAL des électrons de plus de 15 GeV provenant de la désintégration de paires de W simulées, en fonction de l'angle $\phi \text{ mod}(30^\circ)$.

Sur la figure III.12.a l'efficacité d'identification des électrons provenant des W simulés, est stable dans les barres d'erreur en fonction du $\cos(\theta)$ des électrons. Il n'y a pas de différence d'efficacité entre le tonneau ($40^\circ < \theta < 90^\circ$) et les bouchons ($18.2^\circ < \theta < 40^\circ$). L'efficacité d'identification des électrons en fonction de leur impulsion est visible sur la figure III.12.b. Elle est relativement stable en fonction de P même si une diminution de l'efficacité d'identification pour les petites impulsions peut être observée.

L'efficacité d'identification des électrons, estimée sur les produits de désintégration des paires de W , est de 98,8 % pour une pureté de 96,5 %.

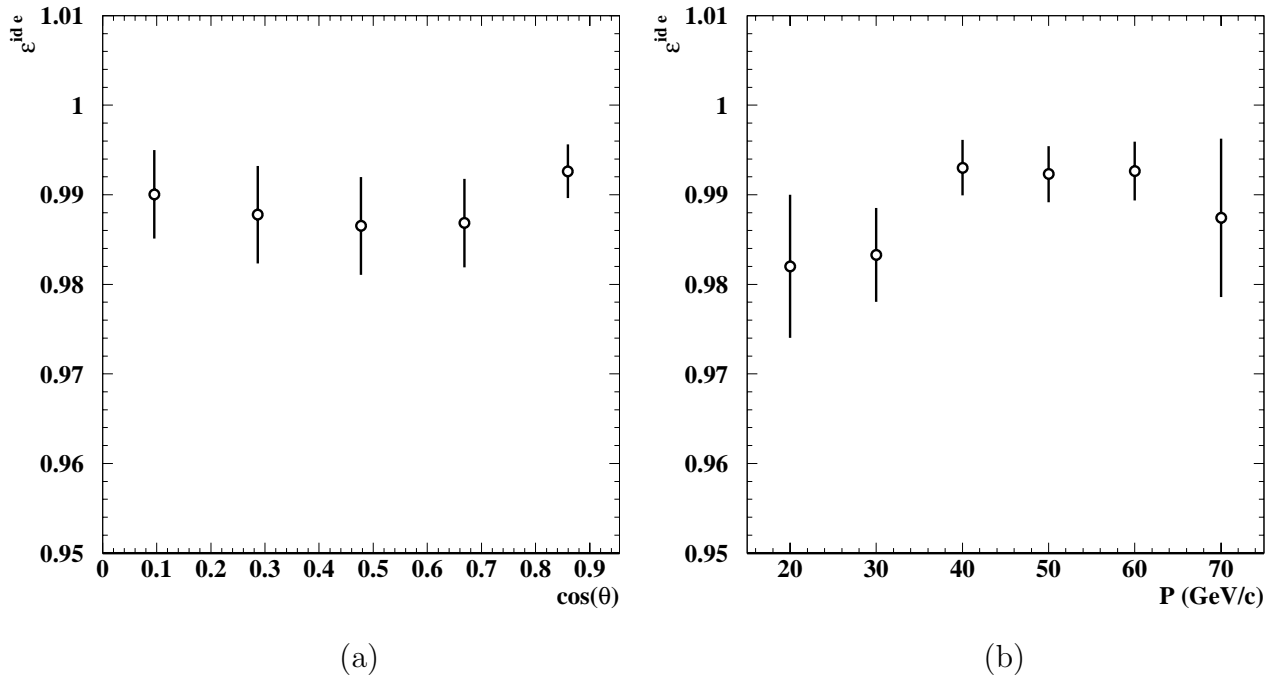


FIG. III.12: Efficacité d'identification des électrons de plus de 15 GeV provenant de la désintégration de paires de W simulées, en fonction de $\cos(\theta)$ (a) et de leur impulsion (b).

III.4.2 Identification des muons

Les muons ont un fort pouvoir pénétrant et déposent peu d'énergie dans le HCAL. Contrairement aux hadrons, ils le traversent entièrement et atteignent les chambres à muons. Les muons sont caractérisés en s'appuyant sur les informations du HCAL et des chambres externes [66].

Les traces candidates sont extrapolées à partir de la TPC à travers le HCAL et les chambres à muons. Les signaux du HCAL sont analysés autour de la trace sur une zone de trois écarts standards par rapport à l'estimation de la déviation provenant des diffusions multiples. De même, la zone étudiée des chambres à muons est limitée à deux écarts standards.

L'information provenant du HCAL comporte le nombre de plans touchés attendus $N_{att.}$, le nombre de plans effectivement touchés N_t , le nombre de plans touchés parmi les 10 derniers plans N_{10} , et la multiplicité moyenne par plan touché sur les 10 derniers plans $X_{mult.}$. Les chambres à muons donnent le nombre d'interactions avec chacun des plans.

Pour qu'une trace soit identifiée comme un muon à partir des informations du HCAL, il faut qu'elle vérifie :

- $N_{att} \geq 10$
- $N_t/N_{att} \geq 0.4$
- $N_{10} \geq 4$
- $X_{mult} \leq 1.5$

En utilisant les informations des chambres à muons, la trace doit être associée à au moins un point dans chacune des chambres externes. Si la trace candidate vérifie l'un de ces critères (HCAL ou chambre à muons), elle est considérée comme un muon.

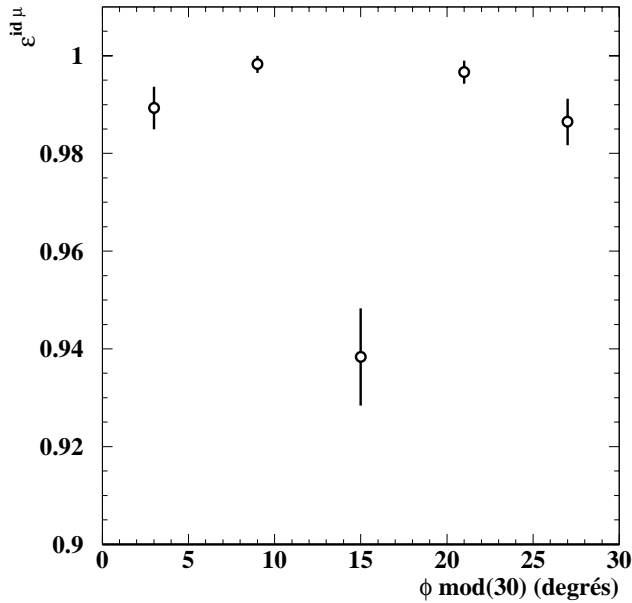


FIG. III.13: Efficacité d'identification des muons provenant de la désintégration de paires de W simulées, de plus de 15 GeV en fonction de l'angle $\phi \text{ mod}(30^\circ)$.

L'efficacité d'identification des muons $\varepsilon^{id \mu}$, et la pureté ρ , ont été estimées sur les fermions provenant de la désintégration des paires de W simulées à 183 GeV . Sur la figure III.13, une baisse d'efficacité autour de $\phi = 15^\circ \text{ mod}(15^\circ)$ est observée. Cette zone correspond à une zone morte pour le HCAL et pour les chambres à muons du tonneau. A cet angle, la seule information disponible provient des autres chambres à muons. Les modules du HCAL sont subdivisés en deux sous-modules; entre ces sous-modules, une fine couche de fer est introduite afin de rigidifier l'ensemble. Cette zone peu instrumentée

provoque une légère baisse d'efficacité autour de 0° et 30° .

L'efficacité globale d'identification des muons, estimée sur les produits de désintégration des paires de W , est de 98.0 % pour une pureté de 98.4 %.

III.4.3 Comparaison entre données réelles et simulées

Afin de déterminer s'il existe une erreur systématique dans l'estimation des efficacités d'identification des leptons chargés, les résultats obtenus à partir de données réelles enregistrées à la résonance du Z en 1997 ($\mathcal{L} = 2.269 \pm 0.013 \text{ pb}^{-1}$) et les simulations correspondantes ont été comparées.

Il existe des critères de sélection des états finals $Z \rightarrow \ell\ell$ ($\ell = e, \mu$) qui sont indépendants de l'identification des leptons et permettent de construire des lots d'étude non biaisés. Les états finals compatibles avec des événements $Z \rightarrow \ell\ell$ sont sélectionnés parmi les données réelles à partir du nombre de bonnes traces chargées, des impulsions des deux traces les plus énergiques (P_{max1} et P_{max2}) et de l'énergie déposée par ces traces dans le ECAL (E_{cal1} et E_{cal2}) :

- $2 \leq \text{bonnes traces chargées} \leq 4$
- $P_{max1} + P_{max2} + \max(E_{cal1}, E_{cal2}) \geq 60 \text{ GeV}$.

La pureté totale du lot à cette étape est de 95.6 %. Le bruit de fond est constitué de $\tau^+\tau^-$ dont 62.8 % se sont désintégrés en $e\mu$, $e\pi$ ou $\mu\pi$.

L'énergie déposée par les électrons dans le ECAL est plus importante que celle déposée par les muons. De plus, le rayonnement de bremsstrahlung des électrons est à l'origine de l'étalement vers les petites valeurs de leurs impulsions et énergie calorimétrique. En tenant compte de ces différences, les événements e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ sont séparés suivant les coupures représentées sur la figure III.14 :

- si $P_{max1} + P_{max2} \geq 50 + 1.3 \times \max(E_{cal1}, E_{cal2})$, alors l'événement est considéré comme un événement $\mu^+\mu^-$.
- si $P_{max1} + P_{max2} < 50 + 1.3 \times \max(E_{cal1}, E_{cal2})$, alors l'événement est considéré comme un événement e^+e^- .

Une trace est identifiée comme électron ou muon si elle appartient à un événement satisfaisant l'une ou l'autre de ces coupures. Les puretés de chacun des lots sont estimées à partir des événements simulés satisfaisant aux coupures précédentes. La pureté du lot considéré comme e^+e^- est de 93.6 % : 5.9 % des événements sont des $\tau^+\tau^-$ dont 0.9 %

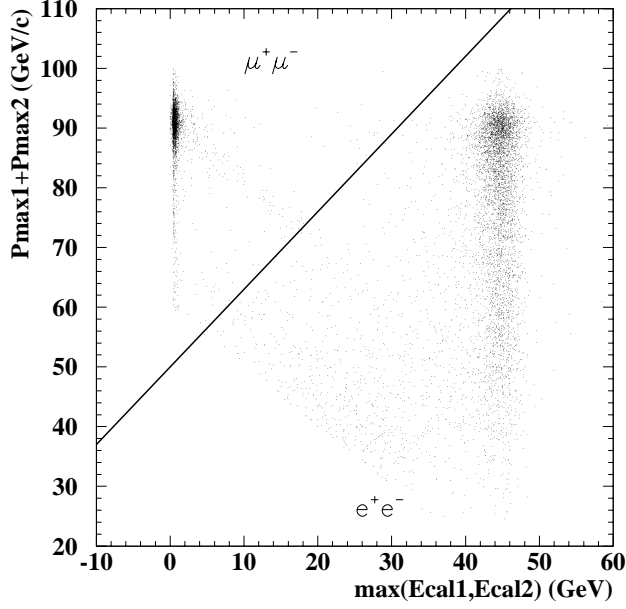


FIG. III.14: Répartition des données enregistrées au pic du Z en 1997 suivant les coupures d'identification appliquées.

se sont désintégrés en $e\mu$ et 3.1 % en $e\pi$; seuls 0.5 % sont des $\mu^+\mu^-$. La pureté du lot identifié comme $\mu^+\mu^-$ est de 94.2 %; 2.0 % des événements sont des $\tau^+\tau^-$ se désintégrant en $\mu\pi$ et 3.8 % sont des e^+e^-

Pour obtenir un lot d'événements plus pur, on détermine pour chacun des deux lots de données (e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$) l'efficacité d'identifier un lepton lorsque le deuxième est déjà identifié. Dans la table III.3, cette efficacité d'identification a été comparée pour les données d'impulsion comprise entre 20 et 75 GeV/c réelles et simulées.

lot considéré	$\varepsilon^{id\ e} (\%)$		$\varepsilon^{id\ \mu} (\%)$	
	simulation Z	données réelles Z	simulation Z	données réelles Z
e^+e^-	98.2 ± 0.2	97.5 ± 0.2	0.4 ± 0.1	0.2 ± 0.1
$\mu^+\mu^-$	0.02 ± 0.02	0.2 ± 0.1	98.2 ± 0.2	98.1 ± 0.2

TAB. III.3: Efficacités d'identification des électrons et muons pour les données réelles et simulées.

La différence entre les efficacités globales estimées à partir des données simulées et réelles, est de l'ordre de 1 % pour les électrons et négligeable pour les muons. Les figures III.15.a et b montrent ces deux efficacités d'identification des électrons et des muons estimées pour en fonction de $\cos\theta$. Pour les électrons, le décalage le plus statistiquement significatif se situe dans les bouchons, à bas angle. Il existe aussi un décalage entre les

deux efficacités d'identification des muons, en particulier à 90° . Elle est associée à une différence d'efficacité d'environ 1 %.

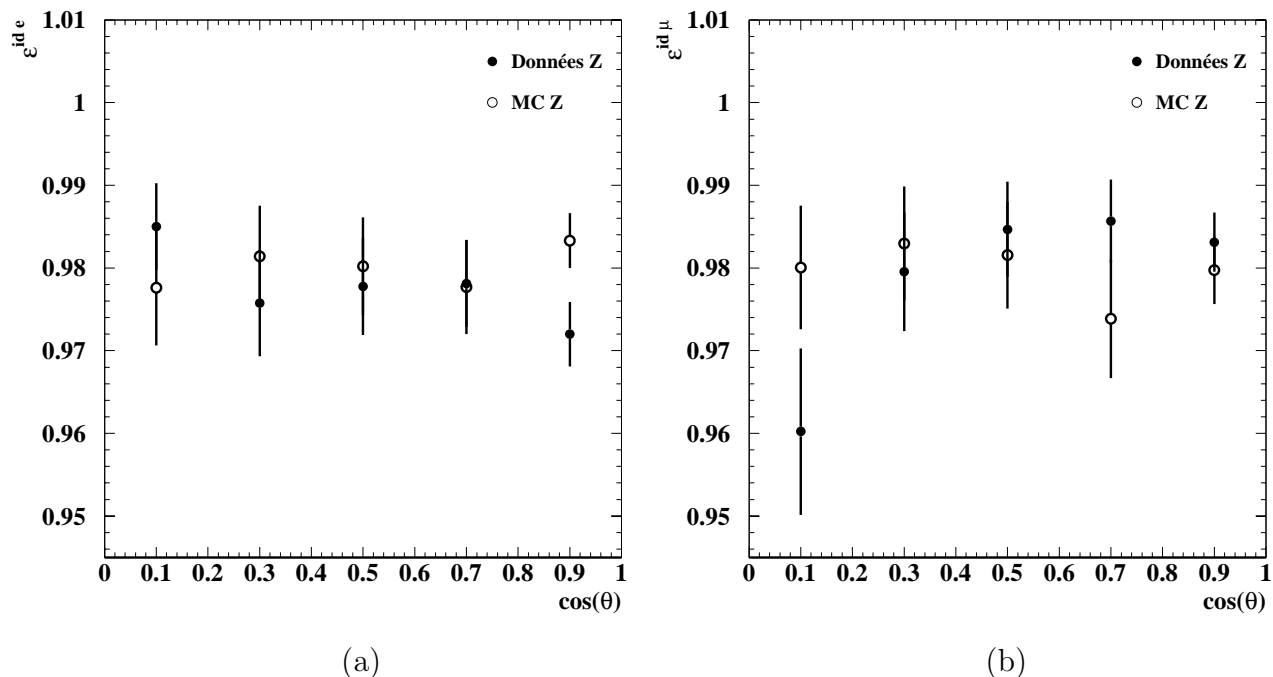


FIG. III.15: Efficacités d'identification des électrons (a) et des muons (b) en fonction de leur angle polaire, pour les données réelles et simulées.

Ces différences qui sont de l'ordre de 1 % pour les électrons et les muons, sont une source d'erreur systématique sur la mesure des sections efficaces partielles et des rapports d'embranchement.

III.5 Conclusion

Le choix de l'énergie de collision détermine les processus physiques accessibles. Elle est déterminée avec une erreur systématique provenant des méthodes employées pour extrapoler les mesures faites à plus basse énergie. En 1997, cette erreur a été de l'ordre de 30 MeV . L'expérience ALEPH a enregistré entre 1996 et 1998 des données correspondant à une luminosité totale de l'ordre de $180 pb^{-1}$ réparties selon quatre énergies : 161, 172, 183 et 189 GeV . La plus grande luminosité a été enregistrée autour de 189 GeV .

Les informations de chaque sous-détecteur sont utilisées afin de reconstruire les traces chargées, les dépôts d'énergie associés à des particules, et pour construire les estimateurs utilisés pour l'identification des leptons chargés. Les critères qui définissent les traces chargées à prendre en compte (bonnes traces) dans l'analyse ont été définis ainsi que l'al-

gorithme qui permet la formation des jets pour reconstruire des taus. La méthode d'identification utilisée dans les chapitres IV, V et VI pour séparer les leptons chargés légers a une efficacité de 98.8 % et 98.0 % respectivement pour les électrons et les muons provenant de la désintégration des paires de W . La comparaison entre les données réelles enregistrées au pic du Z en 1997 et les données simulées correspondantes montre une différence d'efficacité de l'ordre du pourcent qui sera prise en compte comme source d'erreur systématique dans les mesures des sections efficaces partielles et des rapports d'embranchement.

Chapitre IV

Sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$

La sélection des événements $l\bar{\nu}l\nu$ et l'identification des leptons de l'état final sont traitées séparément. La sélection s'appuie sur des critères topologiques qui permettent de séparer le signal des bruits de fond. La méthode choisie consiste à ajuster les valeurs de coupures de façon globale, en maximisant un facteur de qualité Q qui dépend à la fois de l'efficacité de sélection du signal et de la contamination des événements sélectionnés par le bruit de fond. L'identification des leptons décrite au paragraphe III.4 est nécessaire à la mesure des sections efficaces partielles et des rapports d'embranchement. Elle est appliquée aux événements sélectionnés et permet de distinguer les six états finals $l\bar{\nu}l\nu$ possibles.

Dans ce chapitre, la sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$ ainsi que la mesure directe de la section efficace totalement leptonique sont présentées pour $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. A 183 GeV (30 % de la luminosité totale), la topologie correspondant à la désintégration des paires de W dans le canal totalement leptonique est peu différente de celle attendue pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, énergie où la plus grande statistique a été enregistrée en 1998. Les résultats obtenus pour l'ensemble des données étudiées (161, 172, 183 et 189 GeV) sont présentés dans le chapitre V.

Le lot de données étudié dans ce chapitre correspond à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$ distribuée suivant quatre énergies. La luminosité correspondant à chacune de ces énergies est donnée dans la table IV.1. L'énergie moyenne, notée 183 GeV dans le texte, est obtenue à partir des énergies individuelles pondérées par les luminosités correspondantes. L'erreur sur l'énergie provient principalement des incertitudes systématiques sur l'extrapolation des mesures effectuées par la méthode de dépolarisation résonnante décrite au chapitre III.

Energie nominale (GeV)	Energie de collision (GeV)	Luminosité (pb^{-1})
181	180.83	0.166 ± 0.006
182	181.72	3.924 ± 0.029
183	182.69	50.795 ± 0.106
184	183.81	1.927 ± 0.021
183	182.655 ± 0.03	56.812 ± 0.112

TAB. IV.1: Luminosités enregistrées pour les différentes énergies [50]. les erreurs sur la luminosité sont statistiques.

Les simulations utilisées pour évaluer les performances de la sélection, ont été produites pour une énergie dans le centre de masse de $183 GeV$. Elles sont décrites dans l'annexe A. Cette énergie correspond à la plus grande partie de la luminosité enregistrée pour ce lot de données. Les quatre points d'énergie étant très proches et les sections efficaces variant peu autour de $183 GeV$, la topologie du signal et des bruits de fond ne change pas pour les différentes énergies enregistrées. Les performances de la sélection sont considérées comme stables sur cet intervalle d'énergie lorsque les coupures sur les variables d'énergie et d'impulsion sont réajustées en fonction de \sqrt{s} .

Les événements du *signal* font référence aux états finals produits par les interactions représentées par les trois diagrammes doublement résonnants de la figure II.2.

IV.1 Maximisation du facteur de qualité

Les coupures de la sélection sont ajustées de façon à minimiser l'erreur statistique sur la mesure de la section efficace. Après avoir brièvement défini les paramètres *efficacité* et *pureté* qui permettent d'estimer les performances d'une sélection, on montrera que minimiser l'erreur statistique revient à maximiser un facteur dit de *qualité* et noté Q par la suite.

Le nombre d'événements N^i sélectionnés pour un processus i , noté *signal* pour le signal et *bf* pour le bruit de fond, s'exprime en fonction de l'efficacité de sélection ε_i , de la section efficace du processus considéré σ_i et de la luminosité intégrée \mathcal{L} correspondant au lot de données étudié :

$$N^i = \varepsilon_i \sigma_i \mathcal{L} \quad (\text{IV.1})$$

L'efficacité ε de sélectionner un processus donné i est définie comme la fraction d'événements ayant satisfait aux critères de sélection. Elle est estimée à partir du nombre d'événements simulés acceptés N_{acc}^i , et du nombre total d'événements simulés N_{prod}^i :

$$\varepsilon_i = \frac{N_{acc}^i}{N_{prod}^i} \quad (\text{IV.2})$$

Le nombre d'événements observés N_{obs} , est constitué en partie de signal et en partie de bruit de fond. La pureté ρ représente la fraction d'événements de signal N_{acc}^{signal} , parmi les événements sélectionnés $N_{acc}^{signal} + N_{acc}^{bf}$:

$$\rho = \frac{N_{acc}^{signal}}{N_{acc}^{signal} + N_{acc}^{bf}} = \frac{\varepsilon_{signal}\sigma_{signal}}{\varepsilon_{signal}\sigma_{signal} + \varepsilon_{bf}\sigma_{bf}} \quad (\text{IV.3})$$

La section efficace du signal s'écrit en fonction du nombre d'événements sélectionnés et de la section efficace attendue du bruit de fond :

$$\sigma_{signal} = \frac{1}{\varepsilon_{signal}} \left(\frac{N_{obs}}{\mathcal{L}} - \sigma_{bf} \right) \quad (\text{IV.4})$$

En faisant l'hypothèse que les simulations des bruits de fond reproduisent correctement les données :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{stat} &= \frac{\sqrt{N_{obs}}}{\varepsilon_{signal}\mathcal{L}} \\ &= \sqrt{\frac{\sigma_{signal}}{\mathcal{L}\varepsilon_{signal}\rho_{signal}}} \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

Minimiser l'erreur statistique sur la section efficace du signal revient à maximiser $Q = \sqrt{\varepsilon_{signal}\rho_{signal}}$.

L'efficacité et la pureté de la sélection sont simultanément ajustées de façon à maximiser le facteur Q . Cette procédure est itérative et globale : les valeurs de coupures sont tout d'abord choisies arbitrairement en fonction des distributions des variables pour le signal et les différents bruits de fond. Puis, chaque coupure est réajustée autour de la valeur de départ, de telle sorte que le facteur de qualité augmente. Cette étape est réitérée jusqu'à ce que Q ne varie plus. Lors de l'itération, pour deux valeurs identiques de Q , la plus grande efficacité est privilégiée. Pour éviter un maximum secondaire, il est vérifié qu'en variant continûment une à une chacune des coupures, le facteur de qualité baisse. Le facteur Q permet aussi de contrôler la stabilité de la sélection au voisinage des coupures.

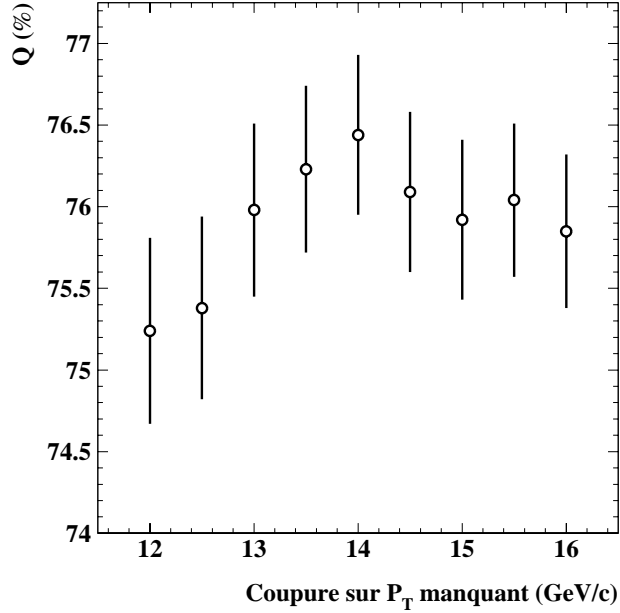


FIG. IV.1: Variation de facteur de qualité en fonction de la valeur de coupe sur l'impulsion transversale manquante.

La figure IV.1 montre la variation du facteur de qualité en fonction de la valeur de coupe sur la variable \cancel{P}_T , lorsque les autres coupures ont été ajustées. Le maximum se situe à 14 GeV/c . Le facteur de qualité est stable au voisinage du maximum.

IV.2 Topologie recherchée

Une *classe* d'événements est définie comme un ensemble d'états finals ayant des propriétés topologiques identiques. La multiplicité, l'énergie manquante, la distribution angulaire des particules finales caractérisent les topologies des différents processus.

Après avoir défini les variables qui serviront à isoler les événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, les principales caractéristiques cinématiques et topologiques de ces événements seront comparées à celles des bruits de fond. La classe d'événements du signal peut être séparée en trois grandes contributions suivant le nombre de leptons taus dans l'état final (aucun, un ou deux).

IV.2.1 Variables caractéristiques

Dans cette analyse, parmi les traces chargées, seules les *bonnes traces*, c'est à dire celles qui vérifient les critères définis au paragraphe III.3.1, sont prises en compte.

Afin de reconstruire les leptons chargés de l'état final, et en particulier les 15 % de τ qui se désintègrent en trois particules chargées, l'algorithme DURHAM P+E est utilisé pour

former exactement deux jets dans chaque événements contenant au moins deux traces chargées (voir paragraphe III.3.3). Lorsque le lepton est un électron, un muon ou un τ se désintégrant en une unique trace chargée, le nombre de bonnes traces chargées par jet est égal à un, sauf si un photon rayonné se convertit en paire e^+e^- . La probabilité pour un photon de se convertir avant le ECAL est de l'ordre de 7.4 % à 90° .

Des photons ISR ou FSR peuvent fausser la reconstruction des leptons chargés et il ne faut pas en tenir compte lors de la formation des jets. Mais les jets de taus peuvent contenir des photons provenant de leur désintégration en π^0 . Les figures IV.2.a et b montrent que la fraction de photons isolés de plus de 20° de toute bonne trace chargée est plus importante pour la production de di-leptons que dans les désintégrations en τ des paires de W . Les photons isolés de plus de 20° seront donc exclus lors de la formation des jets. En revanche caractéristiques de processus tel que le retour radiatif au Z , ils restent dans le lot de photons pour des coupures ultérieures.

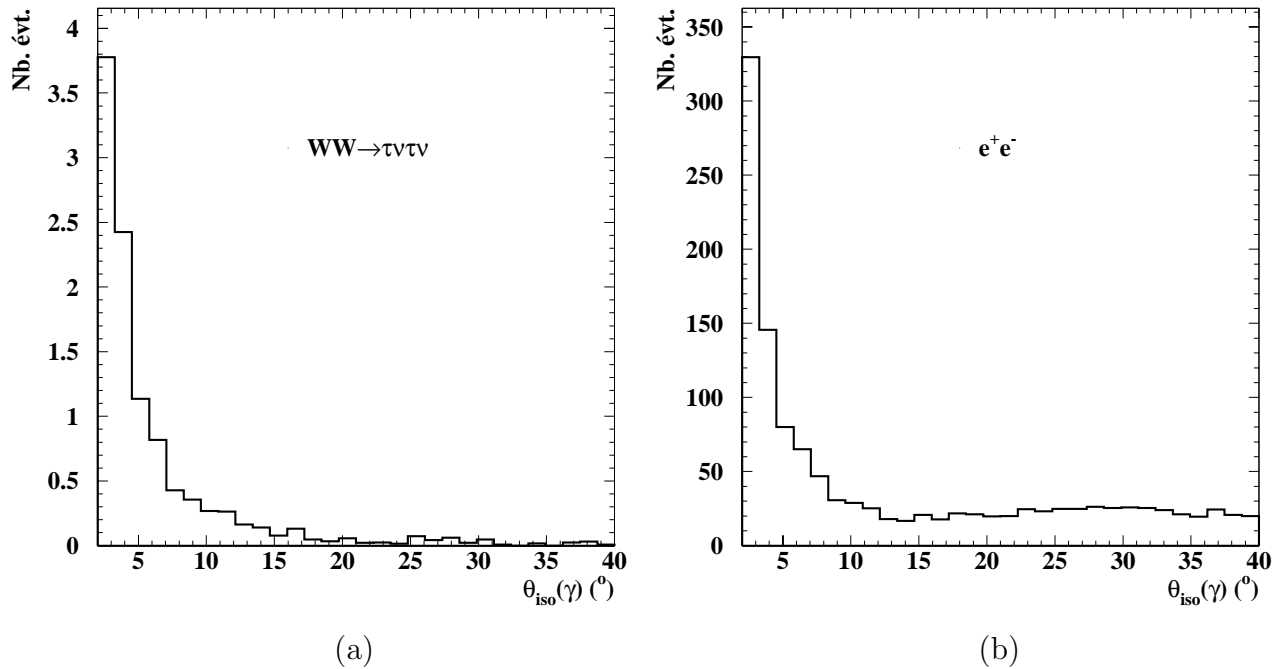


FIG. IV.2: Angle d'isolation du photon le plus énergétique dans les événements $\tau^- \bar{\nu} \tau^+ \nu$ (a) et pour le bruit de fond di-leptons (b).

L'algorithme Energy FLoW, décrit au paragraphe III.3.2, est utilisé pour calculer l'énergie visible. La quadri-impulsion *manquante* est définie comme le vecteur :

$$\tilde{E} = \begin{cases} \sqrt{s} - \sum E_{visible} \\ \vec{0} - \sum \vec{P}_{visible} \end{cases} \quad (IV.6)$$

A chaque jet est associé un nombre de traces chargées, une impulsion, une direction et une masse. Les événements sont caractérisés par :

- le nombre de bonnes traces chargées par jet ;
- la charge totale de l'événement calculée à partir des bonnes traces chargées ;
- l'impulsion minimale P_{min}^{jet} des deux jets ;
- l'impulsion maximale P_{max}^{jet} des deux jets ;
- l'énergie manquante dans l'événement \cancel{E} ;
- la composante transversale de l'impulsion manquante notée \cancel{P}_T ;
- la masse invariante des deux jets $M_{jet1,jet2}$;
- l'angle $\Delta\phi$ entre les jets dans le plan (x,y) transversal au faisceau ;
- l'acolinéarité qui correspond à l'angle entre les deux impulsions résultantes pour chaque hémisphère. Les hémisphères sont créés en divisant l'événement en deux parties selon le plan perpendiculaire à l'axe de poussée ; toutes les traces appartenant à un même hémisphère sont associées entre elles. Si toutes les traces appartiennent à un même hémisphère (limite correspondant à une acolinéarité de 90°), l'acolinéarité ne peut être calculée et elle est mise à 0. L'axe de poussée est l'axe sur lequel la somme des valeurs absolues des projections des impulsions de toutes les particules d'un événement est maximale. La valeur normalisée obtenue par cette somme est la poussée \mathcal{P} :

$$\mathcal{P} = \max \frac{\sum_i |P_{||,i}|}{\sum_i P_i}$$

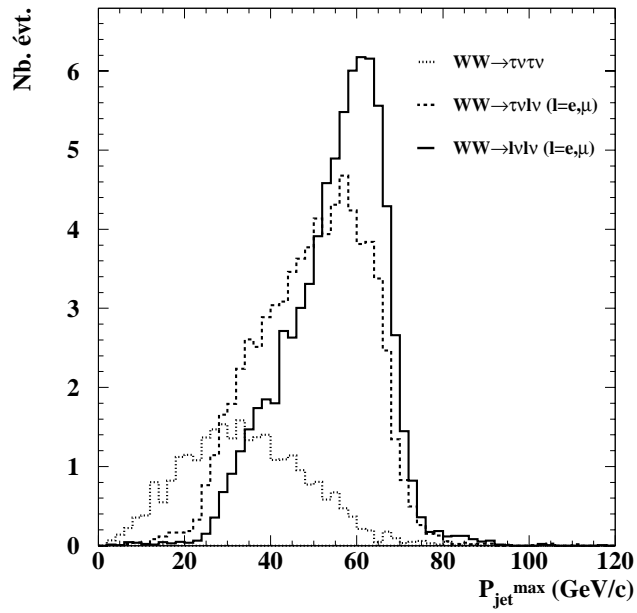
L'acolinéarité permet de prendre en compte les photons isolés de faible énergie qui ne sont pas dans les jets ;

- l'énergie du photon de plus grande énergie est notée E_γ^{max} ;
- l'isolation du photon de plus grande énergie par rapport aux bonnes traces chargées est notée θ_γ^{iso} .

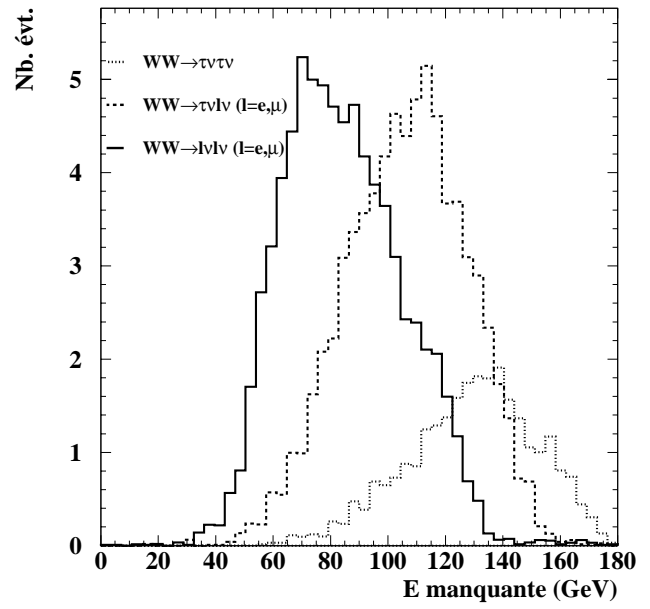
IV.2.2 Différentes topologies des états finaux du signal

Dans ce paragraphe, les différences entre les trois classes du signal (aucun, un ou deux leptons τ dans l'état final) sont décrites en s'appuyant sur les variables définies précédemment. Les distributions des variables caractéristiques du signal sont représentées sur les figures IV.3. La proportion attendue entre les événements des trois classes par rapport au nombre totale d'événements $\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu$ est de 11 % pour deux taus, 44.5 % pour un et 44.5 % lorsqu'aucun τ appartient à l'état final.

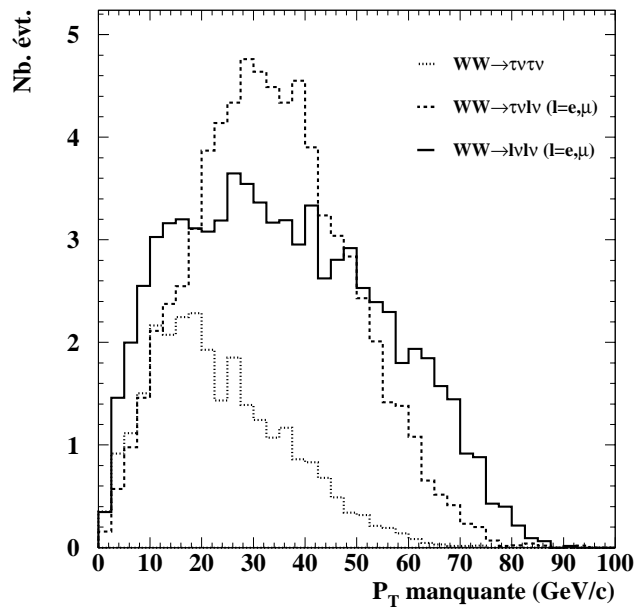
Ce n'est pas le τ lui même qui est observé mais ses produits de désintégration $X\nu_\tau$, en raison de sa faible durée de vie $\tau_\tau = 290.0 \pm 1.2 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ [12]. Les modes de désintégration



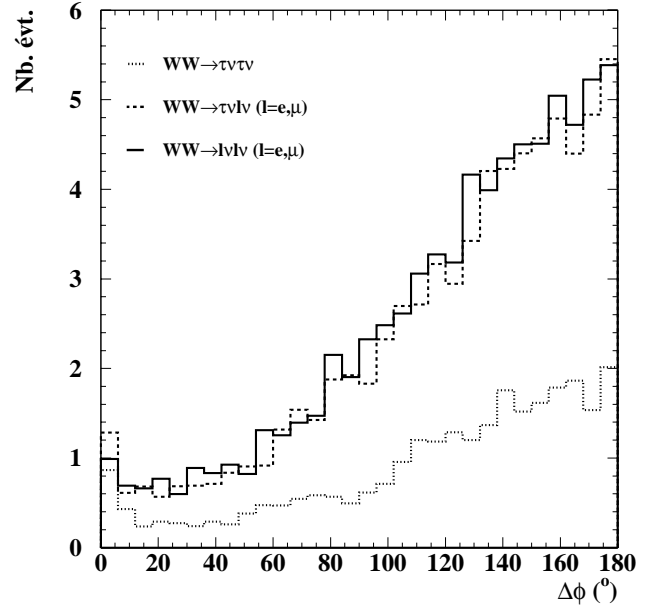
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. IV.3: Distributions normalisées à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$ de l'impulsion maximale des jets (a), de l'énergie manquante (b), de l'impulsion manquante transversale (c) et de $\Delta\phi$ (d) pour les trois classes du signal.

du τ se divisent en fonction du nombre final (impair) de particules chargées. Les états finals à une et trois traces représentent plus de 99% des désintégrations. Ainsi, la multiplicité maximale pour un événement $\tau\nu\bar{\nu}$ est de 6 traces chargées. La désintégration des τ est accompagnée de neutrino(s). Les figures IV.3.a et b montrent l'influence sur l'impulsion des jet et l'énergie manquante de l'événement de cette impulsion manquante supplémentaire. Plus il y a de taus dans l'événement, plus ces caractéristiques sont accentuées. Le spectre de l'impulsion des leptons chargés provenant de la désintégration des paires de W est asymétrique : le neutrino emporte plus d'impulsion que le lepton chargé qui est entraîné par la vélocité du W qui est de l'ordre de 44 GeV à 183 GeV (voir paragraphe II.1.1).

Les produits de désintégration du tau sont émis dans la direction d'origine du lepton. Pour les états finals contenant un seul lepton tau, la présence du ν_τ dans le détecteur augmente la composante transversale de l'impulsion manquante. Par contre, la figure IV.3.c montre aussi que lorsqu'il y a deux τ dans l'état final, l'impulsion transversale manquante est en moyenne plus petite que pour les autres classes du signal. Cela est visible sur la distribution de la figure IV.3.d : à grande énergie, les deux leptons chargés sont émis dans la direction de chaque W c'est à dire dans des directions pratiquement opposées. La résultante des neutrinos issus de la désintégration isotrope des taus a alors une composante transversale plus petite que celle d'un seul neutrino et $\Delta\phi$ s'étend vers les petites valeurs.

La figure IV.4 montre un exemple d'événement simulé et reconstruit pour chacune des trois catégories du signal. Ces exemples sont caractéristiques des états finals $\ell\nu\bar{\ell}\nu$: une faible multiplicité, cependant plus importante lorsque des τ se désintègrent en hadrons, deux jets énergiques, une grande énergie manquante pointant dans le détecteur et un angle $\Delta\phi$ inférieur à 170° (plan (x, y)).

IV.2.3 Caractéristiques des bruits de fond

La classe du signal est caractérisée par une faible multiplicité, de l'impulsion manquante pointant vers le détecteur, deux leptons chargés énergiques de charge opposée et non colinéaires. De ce fait, les bruits de fond de haute multiplicité tels que les désintégrations totalement hadroniques et semi-leptoniques des paires de W , les $q\bar{q}$, les interactions $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, les désintégrations hadroniques ou semi-hadroniques des $ZZ^{(*)}$ et Zee ne constituent pas une source de contamination du signal.

Les figures IV.5 montrent les distributions des variables caractéristiques pour les différents bruits de fond potentiellement contaminants. La limite supérieure de la distribution de \cancel{E} provient de la coupure $M_{jet1,jet2} \geq 12 \text{ GeV}/c^2$ appliquée à tous les bruits de fond.

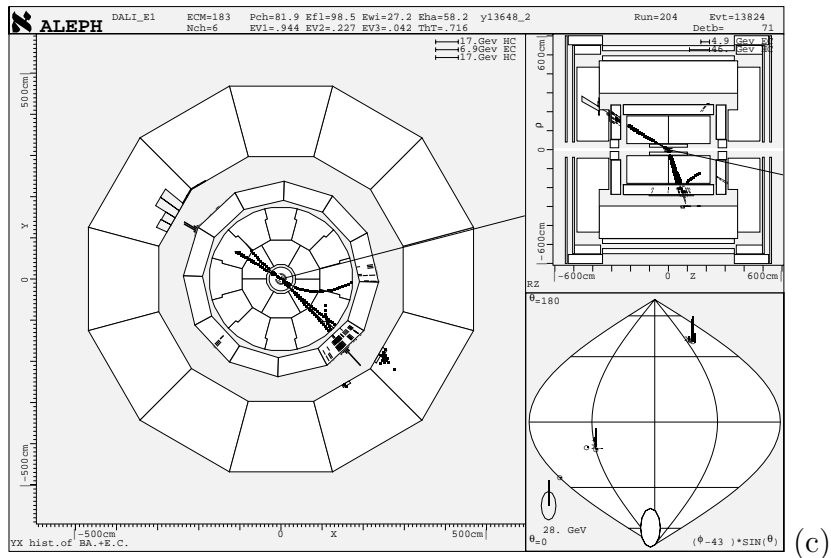
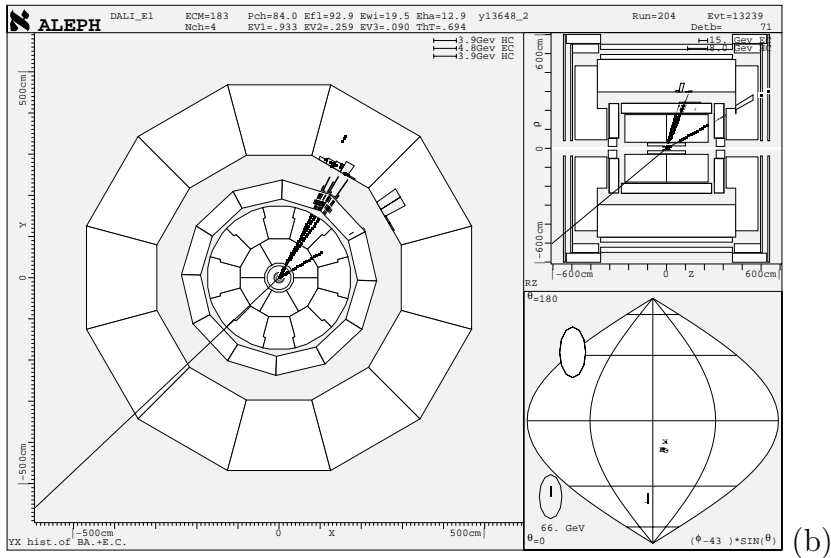
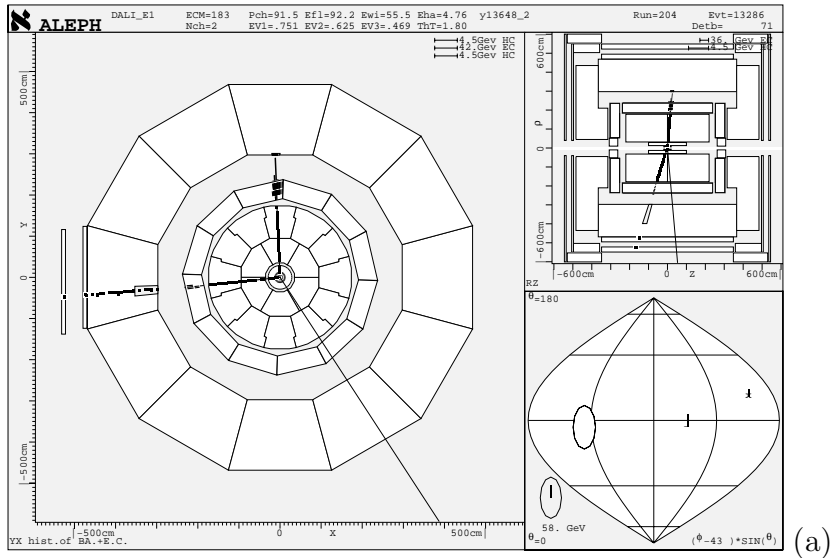


FIG. IV.4: Trois exemples d'événements $l\bar{\nu}l\nu$ simulés et reconstruits dans ALEPH : $e\nu\mu\nu$ (a), $\mu\nu\tau\nu$ (b) et $\tau\nu\tau\nu$ (c). Les τ se désintègrent hadroniquement et la direction de l'impulsion manquante est indiquée.

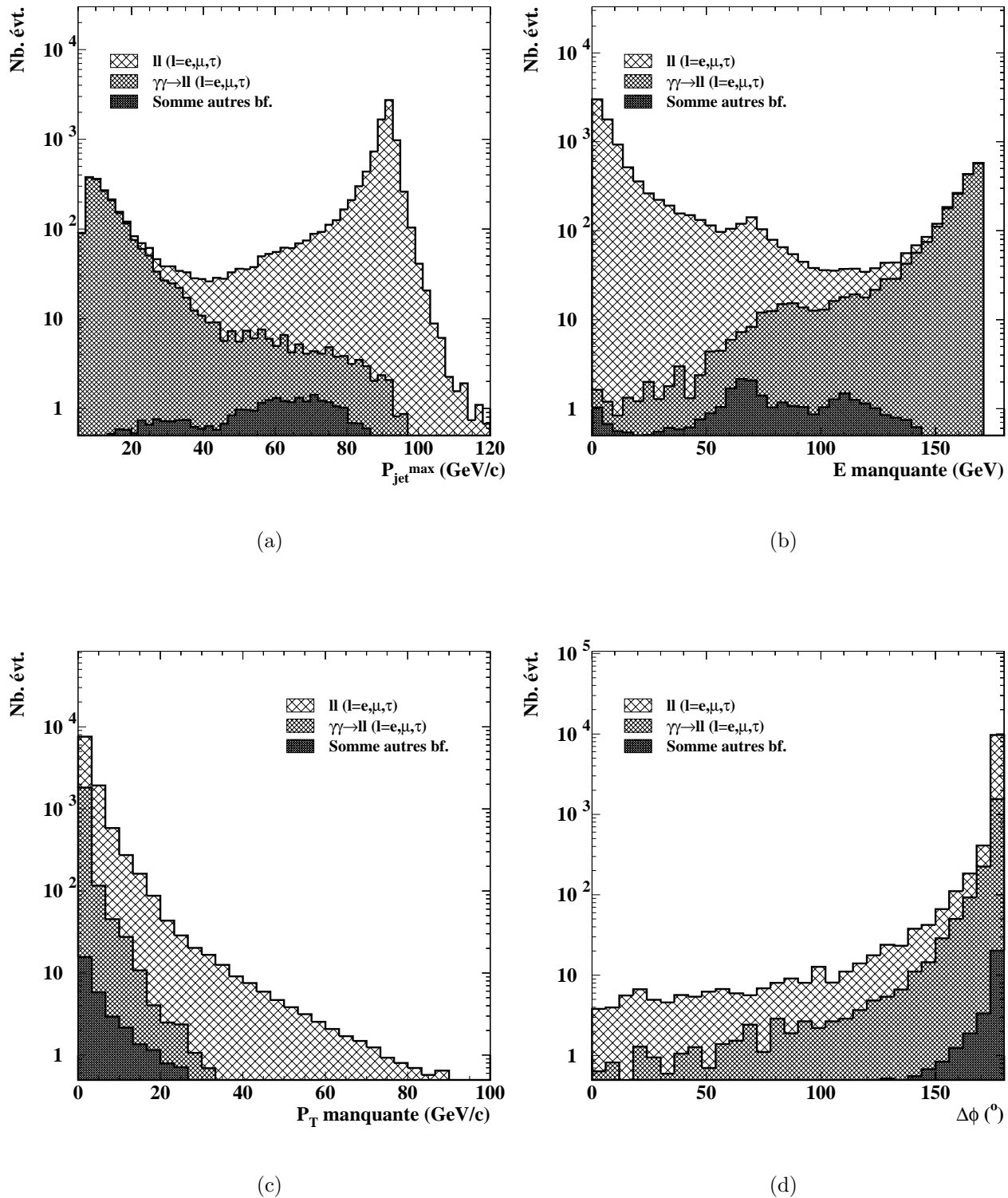


FIG. IV.5: Distributions normalisées à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$ de l’impulsion maximale des jets (a), de l’énergie manquante (b), de l’impulsion manquante transversale (c) et de $\Delta\phi$ (d) pour les différents bruits de fond cumulés. La coupure $M_{jet1,jet2} \geq 12 \text{ GeV}/c^2$ existant au niveau de la simulation des événements Zee est appliquée à l’ensemble des bruits de fond. La contribution des $ZZ^{(*)}$ et Zee est contenue dans l’appellation “autres bf.”. L’énergie des photons du retour radiatif au W est visible sur la figure b.

1. Les di-leptons :

Les di-leptons produits sont énergiques et de faible multiplicité. L'impulsion des jets reconstruits est centrée autour de $P_{max}^{jet} = 91.5 GeV$ l'énergie du faisceau, car le spectre d'émission ISR représenté sur les figures IV.6 est piqué à zéro.

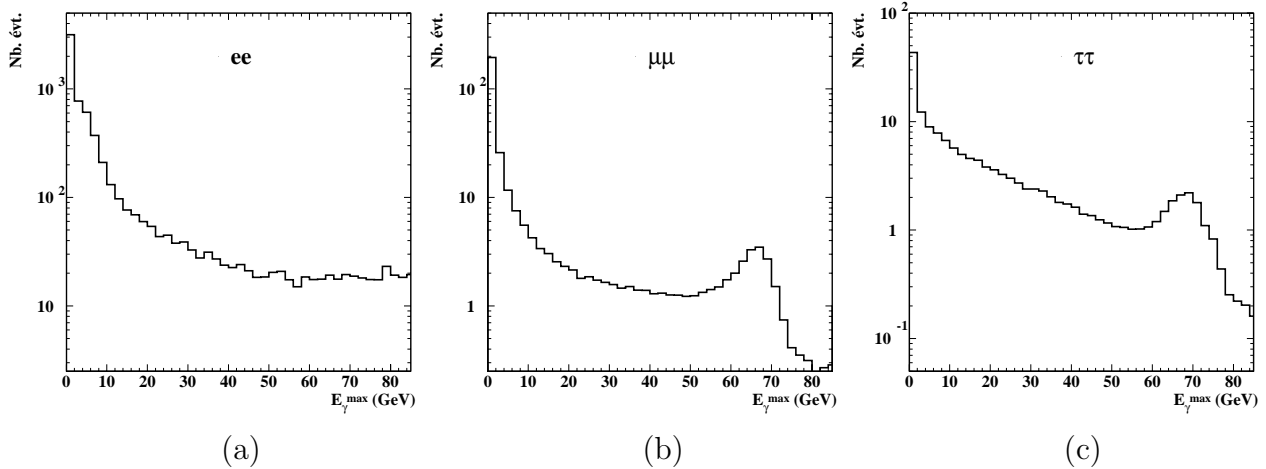


FIG. IV.6: Spectres en énergie du photon de plus grande énergie pour les simulations e^+e^- (a), $\mu^+\mu^-$ (b) et $\tau^+\tau^-$ (c) à $\sqrt{s} = 183 GeV$. Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 pb^{-1}$. Pour l'état final e^+e^- , la présence du diagramme de diffusion Bhabha change la distribution en énergie des photons ISR. Il faut noter la différence d'échelle verticale entre les trois figures.

L'énergie manquante représentée sur la figure IV.5.b provient des photons ISR émis à bas angle. Ces photons ont majoritairement de petites énergies et \cancel{E} est faible. Cependant, le pic correspondant au retour radiatif au Z est visible autour de $69 GeV$. Les photons ISR étant émis préférentiellement selon l'axe \vec{z} , la distribution de \cancel{P}_T est piquée à zéro. Les grandes valeurs du spectre proviennent des événements $\tau^+\tau^-$. Lorsqu'il n'y a pas d'émission ISR, les deux leptons sont produits colinéairement et dans des directions opposées. Ceci reste vrai dans le plan (x, y) lorsque les photons sont émis selon l'axe \vec{z} . La distribution de $\Delta\phi$ figure IV.5.d est donc piquée à 180° .

2. Les interactions $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$:

De faible multiplicité, avec des leptons et de l'énergie manquante dans l'état final, ces interactions ayant une grande section efficace, constituent l'un des bruits de fond principaux. Cependant, il existe des différences avec le signal. Les jets créés ont une impulsion centrée sur les petites valeurs avec une faible queue de distribution pouvant s'étendre jusqu'à $90 GeV$ (voir figure IV.5.a). L'importante énergie manquante visible sur la figure IV.5.b, provient des électrons primaires diffusés à petits angles, ce qui se traduit par une petite impulsion transversale manquante (voir figure IV.5.c).

3. Les $ZZ^{(*)}$ et Zee :

Seuls les événements $ZZ^{(*)}$ et Zee dont la multiplicité de l'état final est faible sont des bruits de fond potentiels. Le spectre d'impulsion des jets reconstruits coïncide avec celui du signal. L'énergie manquante provient de la désintégration d'un Z en neutrinos ou de produits de désintégration diffusés dans le tube à vide. La production des $ZZ^{(*)}$ lorsque l'un des deux Z est virtuel est similaire au retour radiatif des dileptons et l'énergie manquante est piquée autour de 69 GeV . Proche du seuil de production des ZZ , les leptons de l'état final sont produits dos à dos et $\Delta\phi$ est piqué à 180° (voir figure IV.5.d).

Aucune des variables mesurées ne permet à elle seule de séparer le signal des différents bruits de fond avec une efficacité satisfaisante. La sélection des états finaux $l\bar{\nu}l\nu$ se fait en combinant les coupures sur ces variables.

IV.3 Sélection des événements

Les différentes caractéristiques des classes d'événements du signal et des bruits de fond sont utilisées afin d'établir une procédure permettant d'extraire du lot de données étudiées un lot d'événements enrichi en signal. La procédure et le détail des performances à chaque niveau de la sélection des états finaux $l\bar{\nu}l\nu$, $\ell = e, \mu, \tau$, sont décrits dans ce paragraphe. L'efficacité de sélection est estimée à partir des événements $CC03$ simulés.

IV.3.1 Présélection

L'application de coupures de présélection permet de diminuer la quantité de données à traiter en rejetant significativement le bruit de fond tout en maintenant l'efficacité de sélection du signal. La présélection est basée sur des critères topologiques simples caractérisant des événements $l\bar{\nu}l\nu$:

- chacun des deux jets reconstruits doit contenir entre une et trois bonnes traces chargées afin de ne garder que les événements compatibles avec deux leptons chargés. L'herméticité du détecteur n'est pas totale et l'efficacité globale de détecter entre deux et six bonnes traces chargées par événement est de 88.1 %. Cette efficacité est légèrement plus basse (86.8 %) pour les états finaux $e\bar{\nu}e\nu$, $e\bar{\nu}\mu\nu$ et $\mu\bar{\nu}\mu\nu$ dont la multiplicité en traces chargées est plus faible. C'est la principale source d'inefficacité de la présélection ;
- la valeur absolue de la charge totale de l'événement doit être inférieure ou égale à 1. Elle est égale à 1 dans 4.2 % des cas, lorsqu'une trace provenant d'un τ est perdue ou mal associée lors de la reconstruction des jets. L'efficacité sur le signal après la coupure sur le nombre de bonne traces chargées est de 98.7 % ;

- P_{min}^{jet} doit être supérieure à $2 \text{ GeV}/c$ pour rejeter une partie des interactions $\gamma\gamma$. L'efficacité sur le signal est de 97.4 % et ce sont majoritairement des $\tau\bar{\nu}\ell\nu$ qui sont rejetés ;
- P_{max}^{jet} doit être inférieure à $91 \text{ GeV}/c$ pour rejeter une partie des di-leptons. L'efficacité sur le signal est de 99.9 % ;
- \cancel{E} doit être positive ce qui correspond à une efficacité de 100.0 % sur le signal ;
- afin de rejeter une partie des événements di-leptons dont le photon ISR est visible dans le détecteur, E_{γ}^{max} doit être plus petite que 60 GeV . L'efficacité sur le signal est de 99.8 % ;
- la masse invariante des deux jets, $M_{jet1,jet2}$, doit être supérieure à $12 \text{ GeV}/c^2$. Cette coupure a une efficacité de 98.0 % sur le signal. Elle permet à la fois de reproduire les coupures introduites à la génération des interactions $\gamma\gamma$, $ZZ^{(*)}$ et Zee , et de rejeter les événements dont les deux leptons pointent dans la même direction. C'est le cas lorsqu'uniquement un photon se convertit et pour les processus ZZ^* dont le Z réel se désintègre en neutrinos et l'autre, virtuel, en deux électrons pointant dans la même direction comme sur la figure IV.7.

ε^{signal} (%)	σ^{bf} (pb)	σ^{signal} (pb)
83.04 ± 0.52	91.92 ± 0.44	1.38 ± 0.01
<i>Bruit de fond dominant : e^+e^-, 44.54 pb</i>		

TAB. IV.2: Performances de la présélection $l\bar{\nu}\ell\nu$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

La table IV.2 donne l'efficacité et les sections efficaces du bruit de fond et du signal après la présélection. La production de di-leptons constitue 48.5 % du bruit de fond.

Avant la présélection et après l'application des coupures de génération décrites dans l'annexe A, la section efficace totale du bruit de fond était $\sigma^{bf} = 10273 \text{ pb}$. L'application de la présélection permet de réduire cette section efficace à $91.92 \pm 0.44 \text{ pb}$ alors que 83 % du signal est conservé. Mais le bruit de fond reste 115 fois plus important que le signal et sera rejeté par les coupures décrites ci-dessous.

IV.3.2 Coupures topologiques

Le bruit de fond dominant après la présélection provient des di-leptons dont la section efficace est $52.53 \pm 0.32 \text{ pb}$ dont 85 % sont des e^+e^- . Les désintégrations $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ provenant des τ , sont une source de photons de grande énergie. Mais contrairement aux photons ISR émis lors de la production des di-leptons, ces photons ne sont pas isolés.

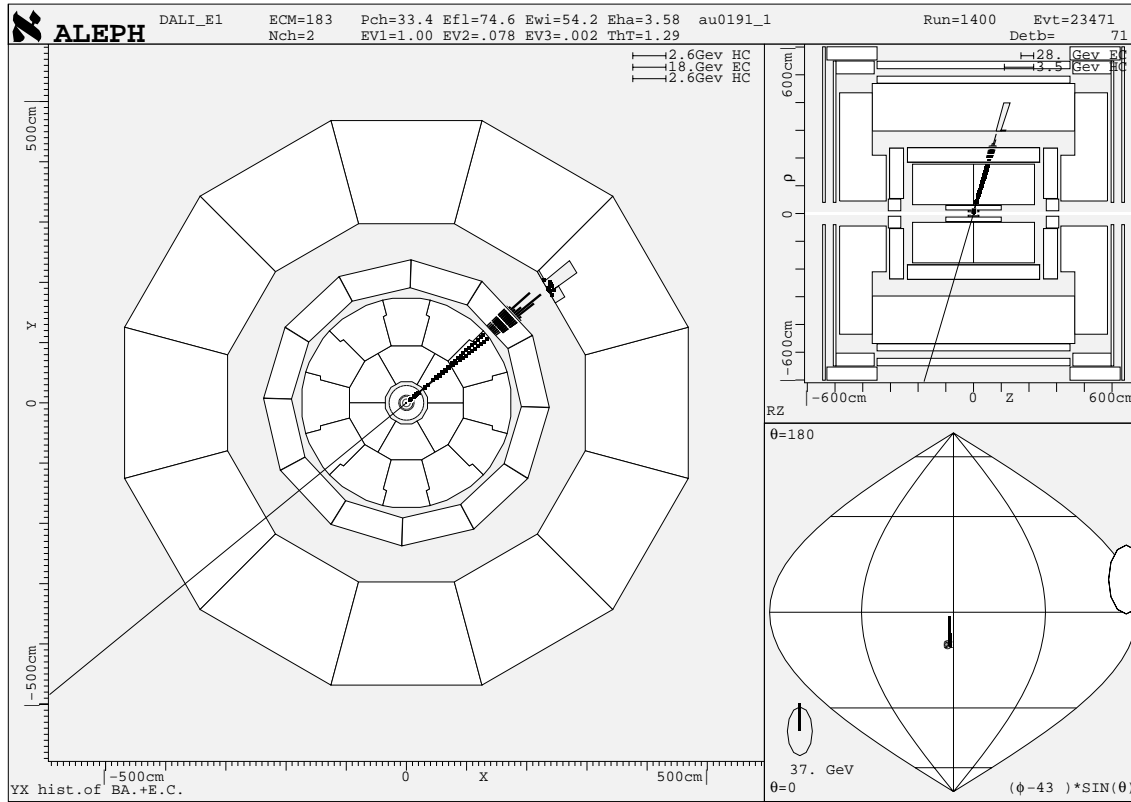


FIG. IV.7: Exemple d'un événement ZZ^* simulé à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. L'un des deux Z est réel et se désintègre en une paire de ν_μ et l'autre virtuel ($M_{Z^*} = 0.6 \text{ GeV}/c^2$), se désintègre en deux électrons visibles dans le détecteur.

La figure IV.8 montre après la présélection, l'énergie E_γ^{max} en fonction de l'angle d'isolation θ_γ^{iso} supérieur à 5° , pour les événements $l\bar{\nu}l\nu$ et pour le bruit de fond e^+e^- . Les photons isolés sont associés à des photons ISR. Ils sont plus énergétiques pour le bruit de fond di-leptons que pour le signal.

Les figures IV.9 montrent les distributions comparées de E_γ^{max} pour tous les événements et ceux dont le photon est isolé de plus de 20° . La coupure $E_\gamma^{max} \leq 10 \text{ GeV}$ est appliquée lorsque $\theta_\gamma^{iso} \geq 20^\circ$, pour éviter de couper les photons provenant des jets de τ tout en rejetant les bruits de fond. Le désaccord entre données réelles et simulées de la figure IV.9.b provient de la simulation des photons ISR qui ne reproduit pas correctement les données réelles (trop de photons durs). De plus, les photons de basse énergie qui peuvent être reconstruits à partir des bruits du détecteur ou du faisceau ne sont pas simulés.

Après l'application de cette coupure, l'efficacité de sélection du signal est de $81.4 \pm 0.5 \%$ et la section efficace totale du bruit de fond de $81.02 \pm 0.41 \text{ pb}$. Le détail des sections efficaces des di-leptons après les deux premières coupures est donné dans la table IV.3. Les sections efficaces des différents types de bruit de fond après chaque coupure sont reportées dans la table IV.4. A ce stade de la sélection, le processus dominant provient des di-leptons

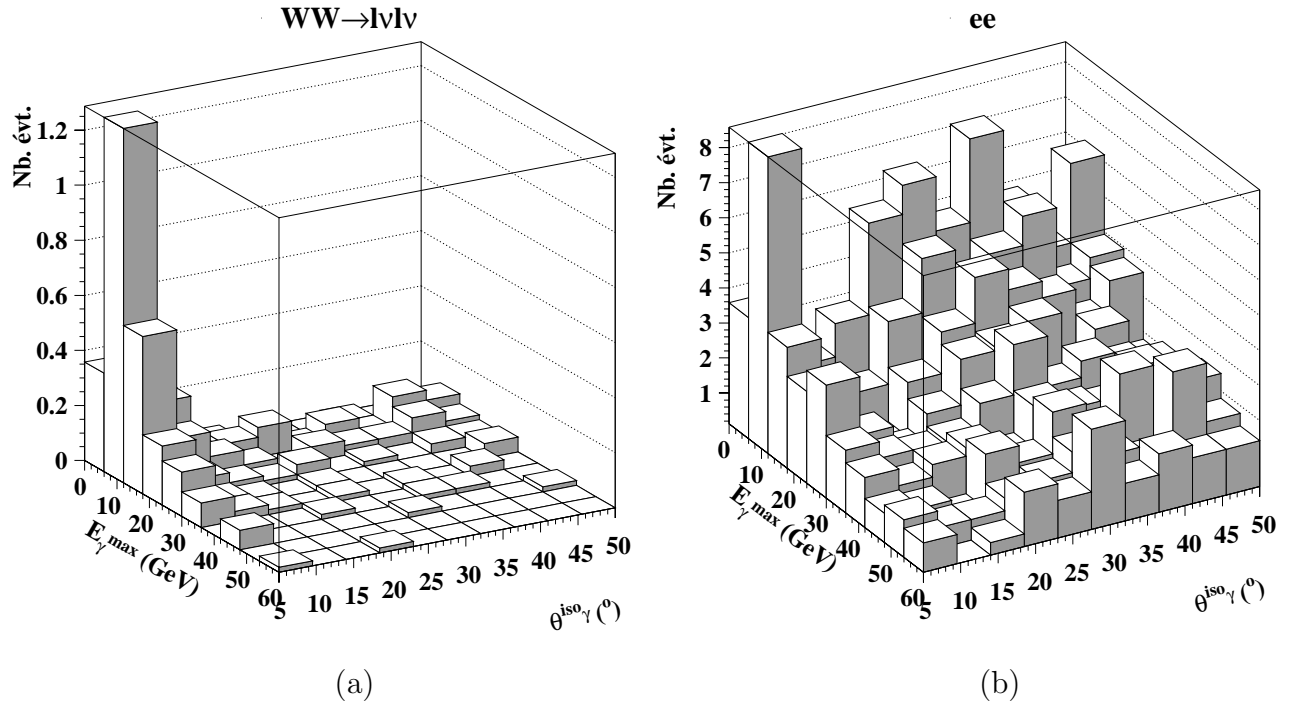


FIG. IV.8: Isolation en fonction de l'énergie du photon de plus grande énergie après présélection pour le signal (a) et les événements e^+e^- (b). Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$.

parmi lesquels les di-électrons ont une section efficace de $37.81 \pm 0.28 \text{ pb}$.

Coupsures	$\sigma^{e^+e^-} \text{ (pb)}$	$\sigma^{\mu^+\mu^-} \text{ (pb)}$	$\sigma^{\tau^+\tau^-} \text{ (pb)}$
$E_{\gamma}^{max} \text{ isolé}$	37.81 ± 0.28	2.77 ± 0.01	4.16 ± 0.01
P_{max}^{jet}	6.41 ± 0.12	1.45 ± 0.01	3.60 ± 0.01

TAB. IV.3: Valeurs des sections efficaces des bruits de fond après les coupures sur $E_{\gamma}^{max} \text{ isolé}$ et P_{max}^{jet} .

Outre leur spectre d'émission ISR, les di-leptons sont caractérisés par des impulsions supérieures à celles du signal. Ces différences sont observables sur la figure IV.10.a qui représente la distribution de P_{jet}^{max} pour le signal et les bruits de fond après l'application des coupures précédentes.

Afin de rejeter les di-leptons de grande impulsion, la coupure $P_{max}^{jet} \leq 75 \text{ GeV}/c$ est appliquée. L'efficacité de sélection du signal est alors de $80.8 \pm 0.5 \%$ et la section efficace totale du bruit de fond est $47.4 \pm 0.3 \text{ pb}$. Cette coupure permet de diviser par 6 le fond e^+e^- et améliore la réjection des $\mu^+\mu^-$ par un facteur 2. En revanche, étant donné les caractéristiques particulières du τ , les $\tau^+\tau^-$ ne sont pas aussi sensibles à cette coupure.

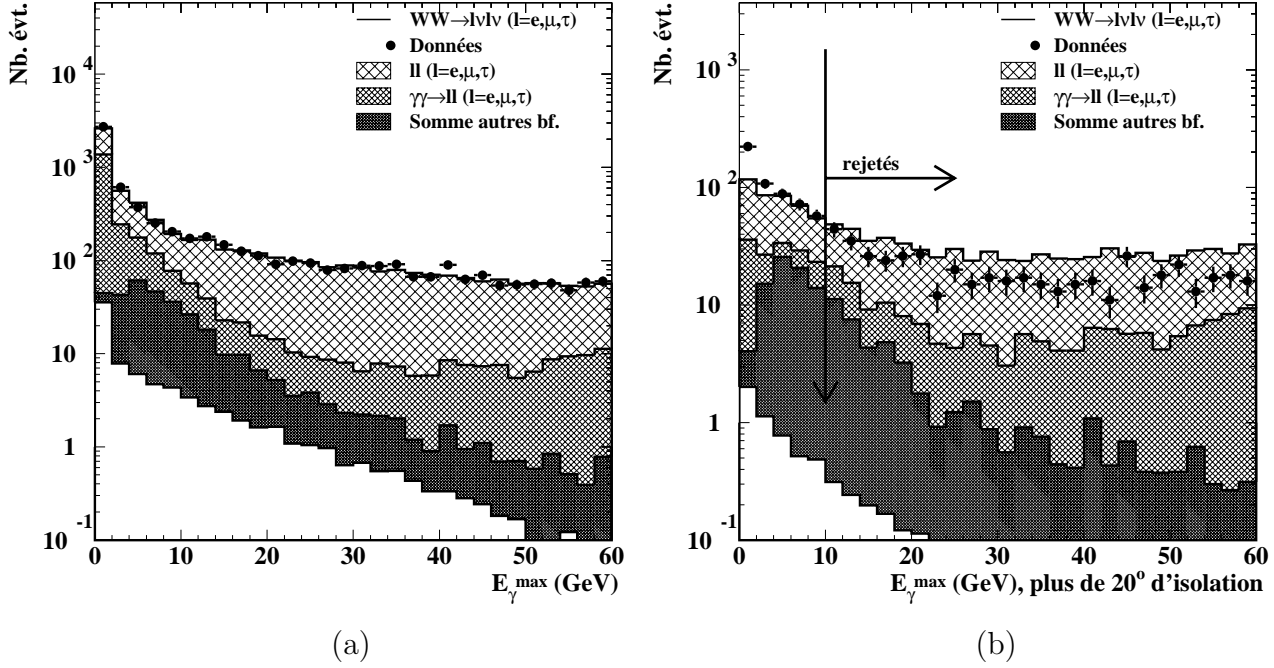


FIG. IV.9: Spectre de l'énergie du photon de plus grande énergie pour le signal et les différents bruits de fond cumulés après la présélection quel que soit l'angle d'isolation du photon (a) et pour les photons isolés de plus de 20° (b). Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$.

Après cette coupure, ce sont les interactions $\gamma\gamma \rightarrow \ell\bar{\ell}$ qui dominent le bruit de fond avec une section efficace de $32.3 \pm 0.4 \text{ pb}$. Les bruits de fond de petites impulsions seront rejetés par les coupures suivantes.

La figure IV.10.b montre la distribution de \cancel{P}_T , pour le signal et les bruits de fond, après l'application des coupures précédentes. L'énergie manquante pour le bruit de fond provient, sauf pour les $\tau^+\tau^-$, des produits de désintégration diffusés à bas angles et non détectés : \cancel{P}_T est petite. Pour le signal, l'énergie manquante provient des deux neutrinos et \cancel{P}_T est plus importante.

En appliquant la coupure $\cancel{P}_T \geq 14 \text{ GeV}/c$, l'efficacité de sélection du signal est de $69.7 \pm 0.6 \%$ et la section efficace du bruit de fond est ramenée à $2.01 \pm 0.02 \text{ pb}$. Les $\tau^+\tau^-$ dominent le bruit de fond avec une section efficace de $1.64 \pm 0.01 \text{ pb}$.

Les figures IV.11 montrent que pour les bruits de fond satisfaisant aux critères précédents, les jets sont majoritairement dos à dos dans le plan (x, y) . La queue de distribution du bruit de fond est dominée par les $\tau^+\tau^-$ et les $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Lorsque $\Delta\phi \leq 170^\circ$, l'efficacité de sélection du signal est de $65.3 \pm 0.7 \%$ et la contri-

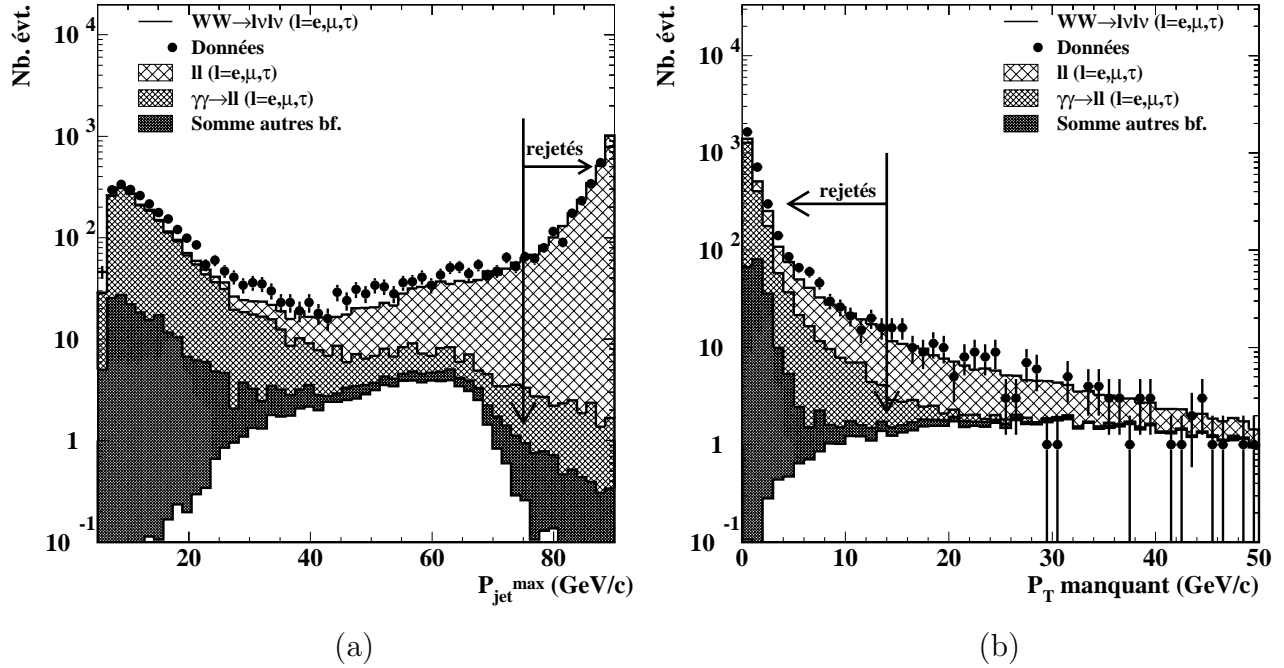


FIG. IV.10: Impulsion maximale des jets (a) et impulsion transversale manquante (b) pour le signal et les différents bruits de fond cumulés, après l'application des coupures précédentes. Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$.

bution du bruit de fond est divisée par 12, soit une section efficace de $166 \pm 12 \text{ fb}$. Les di-leptons constituent le bruit de fond principal avec une section efficace de $81 \pm 10 \text{ fb}$, dont $44 \pm 1 \text{ fb}$ sont des $\tau^+\tau^-$.

Les di-leptons dont un photon ISR isolé est reconstruit dans le détecteur, ne sont pas dos à dos dans le plan (x, y) , mais leur acolinéarité est proche de 180° comme le montre la figure IV.12.

En demandant que l'acolinéarité soit inférieure à 170° , seul le bruit de fond est rejeté. L'efficacité de sélection du signal est alors de $65.2 \pm 0.7 \%$ et la contribution du bruit de fond correspond à une section efficace de $125 \pm 10 \text{ fb}$. Les contributions des e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ ont baissé de 71 %. La section efficace totale des di-leptons a diminué de 44 %. Le bruit de fond dominant reste les $\tau^+\tau^-$ avec une section efficace de $34 \pm 1 \text{ fb}$.

L'évolution après chaque coupure des sections efficaces des différentes contributions du bruit de fond est résumée dans la table IV.4. Le détail des performances de la sélection à chaque étape est donné dans la table IV.5. Le facteur de qualité y est reporté à titre indicatif pour chaque coupure mais les chiffres relatifs à l'efficacité et au bruit de fond correspondent aux coupures maximisant le facteur de qualité.

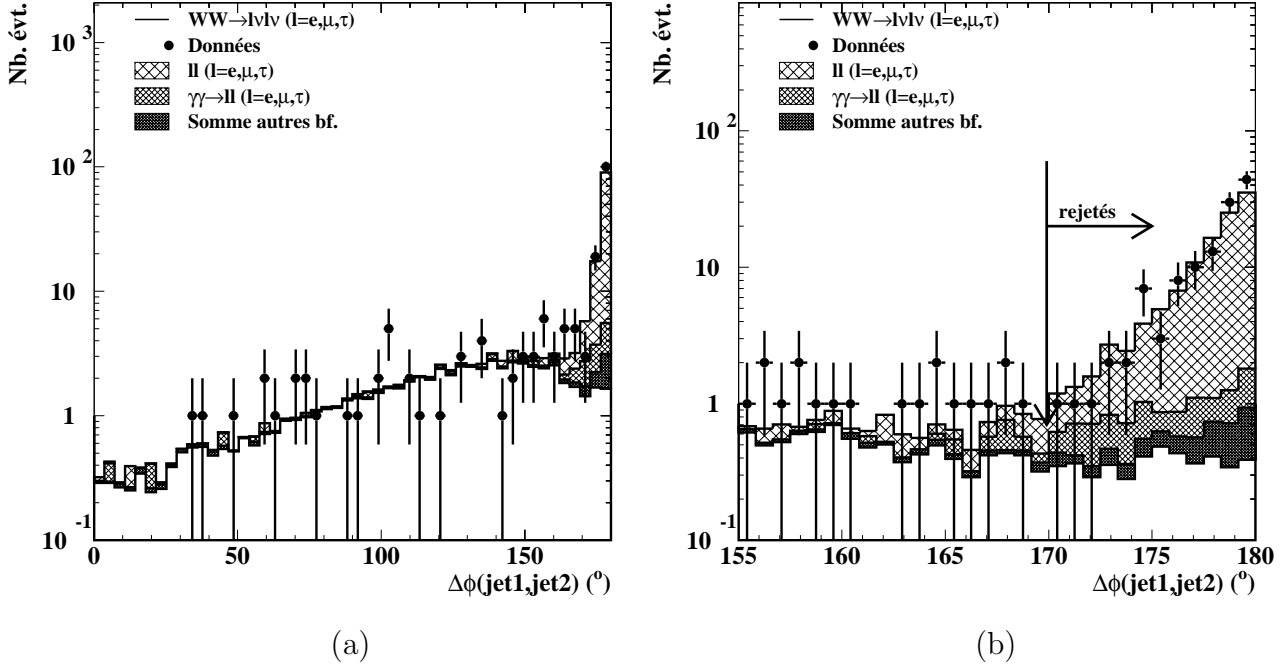


FIG. IV.11: Distribution de $\Delta\phi$ (a) et de $\Delta\phi \geq 155^\circ$ (b) pour le signal et les différents bruits de fond cumulés après l'application des coupures précédentes. Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$.

Coupures	$\sigma^{\ell\bar{\ell}}$ (fb)	$\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow \ell\bar{\ell}}$ (fb)	$\sigma^{ZZ^{(*)}}$ (fb)	σ^{Zee} (fb)
$E_{\gamma}^{\text{isolé}} \text{ max}$	$(44.74 \pm 0.29)10^3$	$(32.54 \pm 0.43)10^3$	312.25 ± 5.81	103.73 ± 3.12
$P_{\text{jet}}^{\text{max}}$	$(11.46 \pm 0.13)10^3$	$(32.25 \pm 0.43)10^3$	266.33 ± 5.39	73.45 ± 2.64
\cancel{P}_T	$(1.80 \pm 0.02)10^3$	$(0.13 \pm 0.02)10^3$	49.32 ± 2.36	28.81 ± 1.67
$\Delta\phi$	80.66 ± 9.85	45.01 ± 14.37	17.35 ± 1.40	21.10 ± 1.43
Acolinéarité	45.03 ± 5.47	41.85 ± 14.05	17.12 ± 1.39	18.95 ± 1.36

TAB. IV.4: Evolution des sections efficaces des bruits de fond coupure après coupure.

En résumé, après l'application de la présélection et des cinq coupures de sélection, l'efficacité de sélection du signal est $65.2 \pm 0.7 \%$ et la section efficace du bruit de fond $125 \pm 10 \text{ fb}$. Cela correspond à un facteur de qualité de $76.44 \pm 0.52 \%$. Le bruit de fond dominant provient des $\tau^+\tau^-$ dont la section efficace est de $34 \pm 1 \text{ fb}$, soit 27% du bruit de fond total.

Parmi les données, 58 événements satisfont aux critères de sélection alors que 70 (signal et bruit de fond) sont attendus. Cela représente un écart de 1.4σ . Cette différence est considérée comme une fluctuation statistique et sera plus largement commentée dans le paragraphe IV.5.

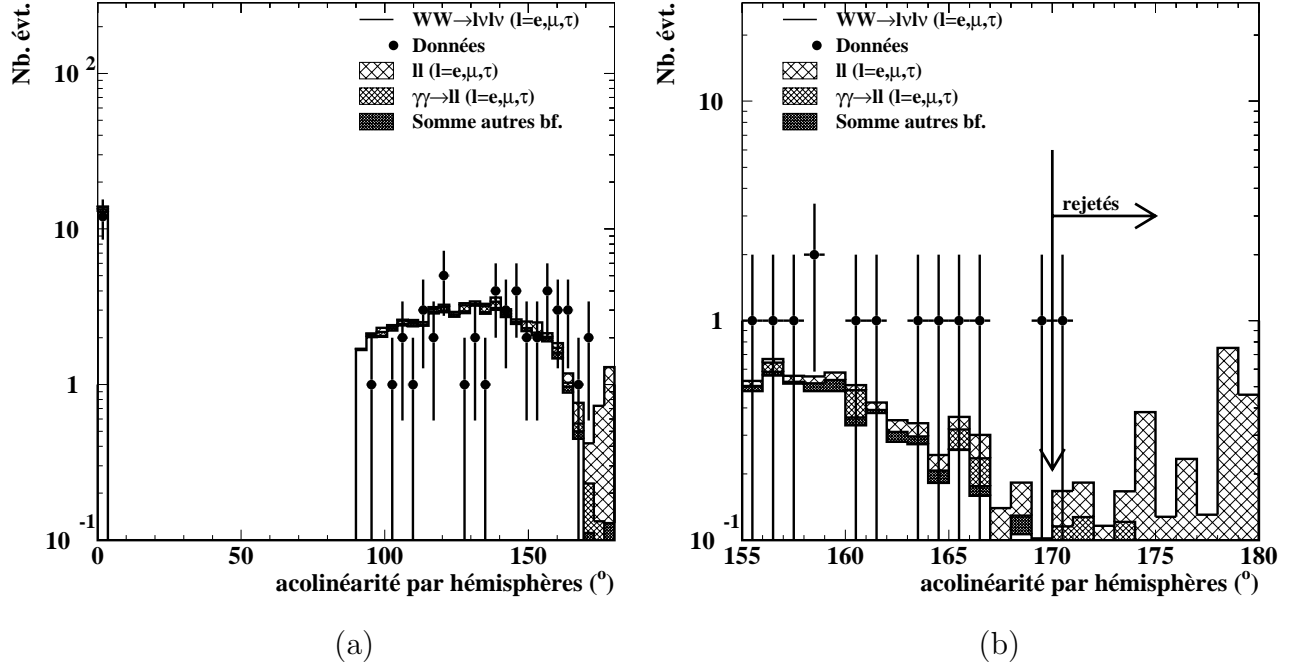


FIG. IV.12: Distribution de l'acolinéarité (a) et de l'acolinéarité $\geq 90^\circ$ (b) pour le signal et les différents bruits de fond cumulés après l'application des coupures précédentes. Le nombre d'événements est normalisé à $\mathcal{L} = 56.8 \text{ pb}^{-1}$.

Coupures	$\varepsilon^{\ell\bar{\nu}l\nu}$ (%)	σ^{bf} (pb)	Q (%)	σ^{bf} dominant (pb)
E_{γ}^{max} P_{jet}^{max}	81.35 ± 0.54	81.02 ± 0.41	11.55 ± 0.06	$\sigma^{e^+e^-} = 37.814 \pm 0.278$
\cancel{P}_T	80.76 ± 0.54	47.38 ± 0.32	14.92 ± 0.09	$\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu} = 14.450 \pm 0.196$
$\Delta\phi$	69.65 ± 0.63	2.01 ± 0.02	50.43 ± 0.33	$\sigma^{\tau^+\tau^-} = 1.637 \pm 0.006$
Acolinéarité	65.32 ± 0.65	0.17 ± 0.01	75.26 ± 0.53	$\sigma^{\tau^+\tau^-} = 0.044 \pm 0.001$
$\varepsilon^{\ell\bar{\nu}l\nu} = 65.18 \pm 0.66 \%$		$\rho^{\ell\bar{\nu}l\nu} = 89.65 \pm 0.72 \%$	$Q = 76.44 \pm 0.49 \%$	

TAB. IV.5: Performances de la sélection $\ell\bar{\nu}l\nu$, $\ell = e, \mu, \tau$, coupure après coupure. Les chiffres de cette table ont été obtenus après avoir maximisé Q .

Lors de cette sélection, aucune identification des états finals n'a été appliquée pour différencier les leptons issus des W .

IV.3.3 Performances de la sélection

L'efficacité de sélection, la section efficace du bruit de fond et le type de bruit de fond dominant varient suivant les canaux de production et d'identification.

Classification des événements sélectionnés

La classification des états finals sélectionnés est nécessaire pour la mesure des rapports d'embranchement. Elle utilise l'identification des électrons et des muons décrite dans le paragraphe III.4 appliquée aux jets constitués d'une unique trace chargée. Les jets de plus grande multiplicité sont considérés comme provenant de la désintégration d'un τ .

Or, environ 35 % des désintégrations du τ se font en mode leptonique c'est à dire $\tau \rightarrow e(\mu)\nu_{e(\mu)}\nu_\tau$. Il est alors difficile de différencier les électrons et muons provenant de la désintégration directe d'un W de ceux issus des taus. La figure IV.13 montre que ces taus peuvent être partiellement séparés des e/μ issus des W : tout électron ou muon identifié ayant une impulsion inférieure à 20 GeV/c est considéré comme un lepton τ . Après la sélection, 99.1 ± 0.2 % des électrons et muons provenant de la désintégration d'un W et 59.0 ± 2.2 % des τ se désintégrant en un lepton chargé ont une impulsion supérieure à 20 GeV/c . En conséquence, les jets sont classés de la façon suivante :

- Tout jet contenant une trace chargée unique d'impulsion supérieure à 20 GeV/c est classé selon les critères d'identification définis au paragraphe III.4.
- Tous les autres jets sont considérés comme provenant de la désintégration d'un τ .

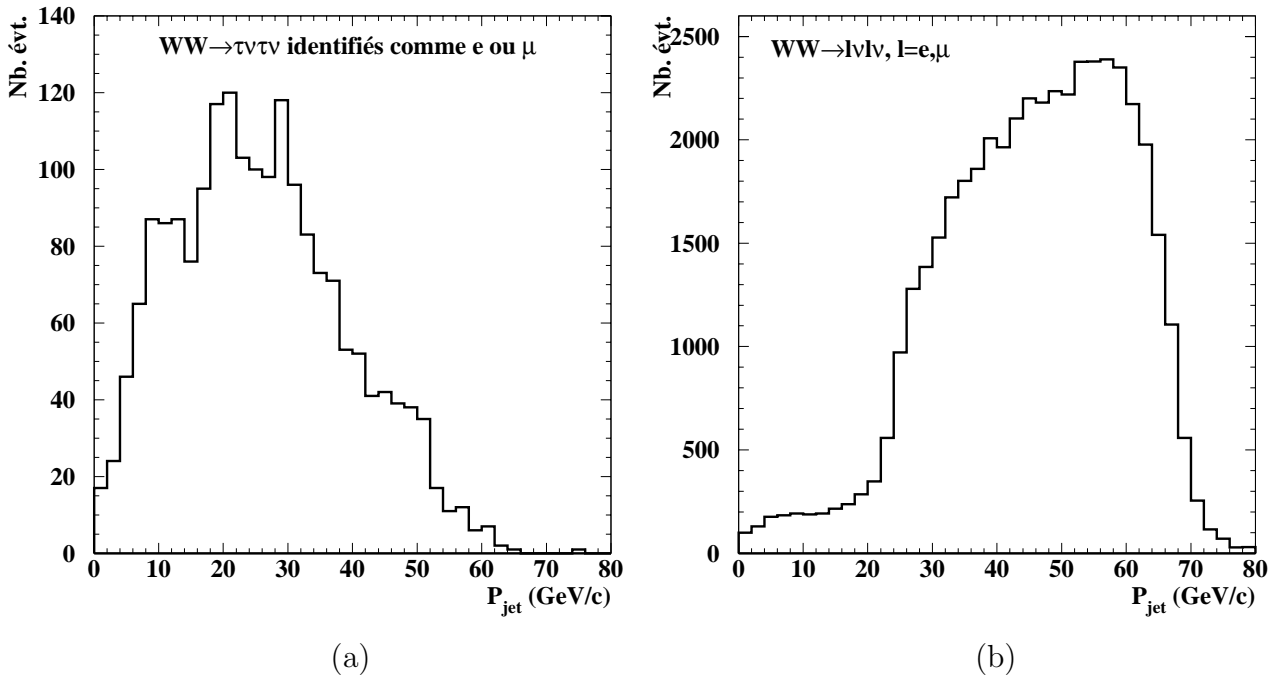


FIG. IV.13: Comparaison des impulsions des jets provenant des événements $\tau \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau$ identifiés comme des e ou μ (a) et de ceux provenant d'un électron ou d'un muon issus de la désintégration d'un W (b).

Cette identification n'est pas nécessaire pour la mesure de la section efficace totalement leptonique mais permet la classification des états finals sélectionnés pour la mesure des sections efficaces individuelles et des rapports d'embranchement. L'efficacité de classement correct d'un événement sélectionné est de 86.7 ± 0.6 %.

Performances globales

Lorsqu'un photon de Bremsstrahlung est isolé ou non détecté, il peut ne pas être associé au jet et l'impulsion effective est plus faible que l'impulsion d'origine. Lorsque la mesure est inférieure à $20 \text{ GeV}/c$, l'électron est considéré comme un τ . La perte d'énergie par bremsstrahlung est beaucoup moins probable pour les particules massives comme les muons, que pour les électrons 200 fois plus légers. Ceci explique les différences d'efficacité observées dans la table IV.6.a entre les canaux $e\nu\tau\nu$, $e\nu_e e\nu$ et $\mu\nu\tau\nu$, $\mu\nu\mu\nu$ et plus généralement entre le canal $\tau\nu\tau\nu$ et les autres états finals. S'y ajoute une inefficacité de sélection sur les τ , plus sensibles aux coupures visant à rejeter les bruits de fond $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$.

signal	$\varepsilon^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ (%)
$\ell\bar{\nu}\ell\nu$	65.18 ± 0.66
$e\nu e\nu$	68.88 ± 1.86
$e\nu\mu\nu$	67.92 ± 1.35
$e\nu\tau\nu$	63.48 ± 1.41
$\mu\nu\mu\nu$	71.97 ± 1.87
$\mu\nu\tau\nu$	67.92 ± 1.40
$\tau\nu\tau\nu$	47.67 ± 2.04

(a)

bf	σ (fb)	σ/σ^{bf} (%)
$ZZ^{(*)}$	18.95 ± 1.36	15.2
Zee	17.12 ± 1.39	13.7
$\gamma\gamma \rightarrow ee$	4.32 ± 3.05	3.5
$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	13.31 ± 5.95	10.6
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	24.23 ± 5.05	19.4
e^+e^-	8.39 ± 4.19	6.7
$\mu^+\mu^-$	2.35 ± 0.27	1.9
$\tau^+\tau^-$	34.29 ± 1.00	27.4

(b)

TAB. IV.6: Performances de la sélection sur l'ensemble des canaux simulés (a) et sections efficaces des différents bruits de fond (b) après la sélection.

Les sections efficaces des différents bruits de fond après la sélection sont reportées dans le tableau IV.6.b. Les erreurs indiquées sont statistiques. Les bruits de fond $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ constituent 47 % du bruit de fond total.

Performance en fonction de l'identification

L'efficacité de sélection en fonction des canaux de production et des canaux d'identification est donnée dans la table IV.7 qui est appelée *matrice d'efficacité*. Dans cette table, la notation $\ell\ell$ fait référence à la classification des événements alors que la notation $\ell\bar{\nu}\ell\nu$

définit le canal réel de désintégration des paires de W en leptons. Cette table permet de comprendre la répartition de l'efficacité en fonction des différents canaux.

La différence observée entre le nombre d'événements attendus et sélectionnés dans chaque canal de la table IV.7, est inférieure ou égale à 1σ pour les canaux d'identification $e\mu$, $e\tau$, $\mu\mu$ et $\tau\tau$. Elle est respectivement de 2 et 1.6 écarts standards ($\sqrt{N_{att}}$) dans les canaux ee et $\mu\tau$. Le déficit dans les données sélectionnées provient essentiellement du canal ee .

La figure IV.14 montre un événement sélectionné comme $e^-\mu^+$. L'impulsion du muon est de $51.6 \text{ GeV}/c$ et celle de l'électron de $45.6 \text{ GeV}/c$; $\cancel{P}_T = 36.3 \text{ GeV}/c$ et $\Delta\phi = 109^\circ$.

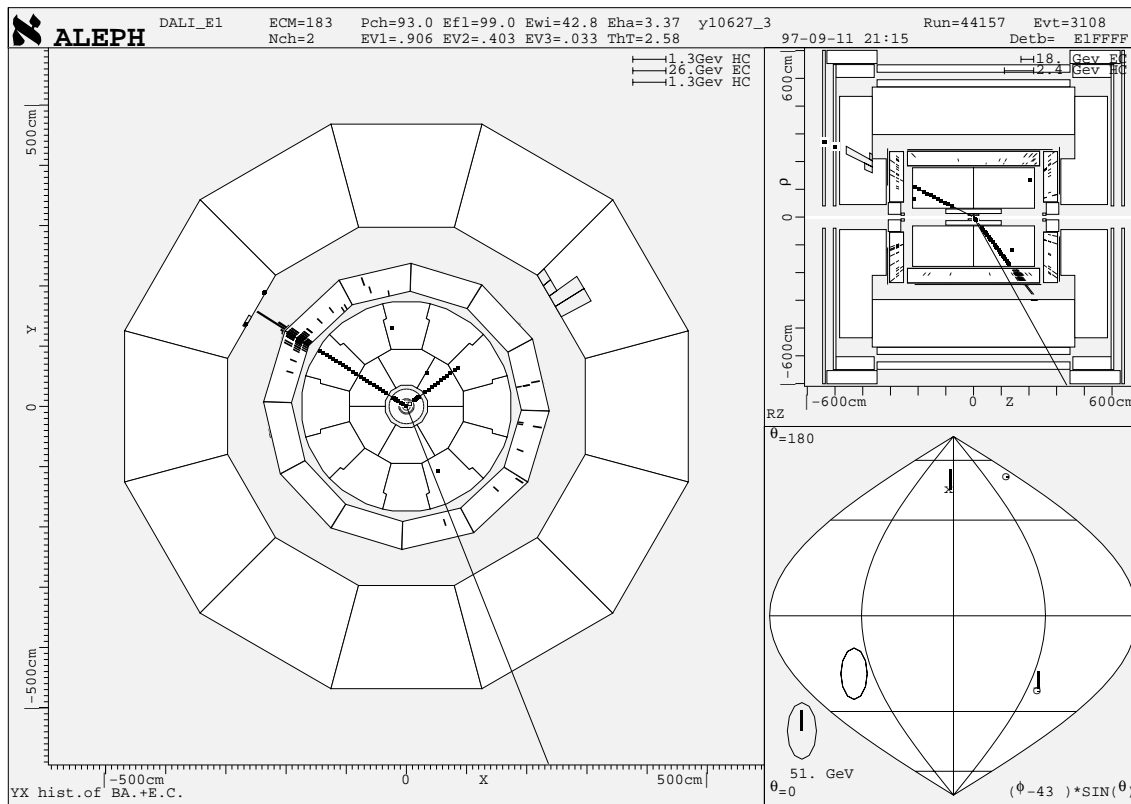


FIG. IV.14: Événement sélectionné comme $e^-\nu\mu^+\nu$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. La direction de l'impulsion manquante est indiquée.

Toute trace non identifiée comme électron ou muon étant considérée comme un tau, les termes hors diagonale se concentrent dans les canaux avec un τ reconstruit dans l'état final. L'efficacité de classification correcte pour les événements $e\nu e\nu$, $e\nu\mu\nu$ et $\mu\nu\mu\nu$ est de $94.3 \pm 0.6 \%$. Les désintégrations leptoniques des taus sont à l'origine des termes non diagonaux pour les canaux de production avec au moins un lepton tau dans l'état final. L'efficacité de classification correcte pour les événements $\tau\nu\tau\nu$ atteint cependant $73.5 \pm 2.6 \%$.

<i>Canal</i>	ε^{ee} (%)	$\varepsilon^{e\mu}$ (%)	$\varepsilon^{e\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\mu}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\tau\tau}$ (%)
<i>evev</i>	64.51 ± 1.93	–	4.38 ± 0.82	–	–	–
<i>e\nu\mu\nu</i>	–	64.33 ± 1.38	1.50 ± 0.35	–	2.01 ± 0.41	–
<i>e\nu\tau\nu</i>	5.72 ± 0.68	4.10 ± 0.58	51.96 ± 1.46	–	–	1.62 ± 0.37
<i>\mu\nu\mu\nu</i>	–	–	–	67.30 ± 1.95	4.50 ± 0.86	–
<i>\mu\nu\tau\nu</i>	–	5.91 ± 0.71	0.18 ± 0.13	5.20 ± 0.66	54.57 ± 1.49	2.06 ± 0.43
<i>\tau\nu\tau\nu</i>	–	0.66 ± 0.33	5.81 ± 0.95	0.33 ± 0.23	5.65 ± 0.94	35.05 ± 1.94
σ^{bf} (fb)	8.99 ± 2.26	0.53 ± 0.19	39.79 ± 6.38	5.90 ± 2.71	11.98 ± 2.77	57.88 ± 5.68
Nb. évts. att.	8.6	15.8	15.7	8.5	13.7	7.5
Nb. évts. sél.	3	18	16	7	9	5

TAB. IV.7: Efficacités de sélection, sections efficaces du bruit de fond et nombre d'événements attendus et sélectionnés en fonction du canal d'identification et du canal de production.

La fraction d'efficacité hors diagonale totale, ε^{out} , est à l'origine d'incertitudes dans les mesures des sections efficaces individuelles et des rapports d'embranchement. A 183 GeV , elle est estimée à $13.2 \pm 0.6 \%$.

Les états finals présentant des τ correspondent aux bruits de fond dominants. Ils sont principalement classés dans les canaux où des τ sont identifiés. Par exemple, la section efficace du bruit de fond dans les canaux d'identification $e\tau$ et $\tau\tau$ représente 78 % du bruit de fond total.

De plus, certains processus comme les Zee et les diffusions Bhabha, ne sont un bruit de fond que pour les états finals contenant des électrons. C'est pourquoi le bruit de fond est pratiquement trois fois plus important dans le canal $e\tau$ que dans le canal $\mu\tau$.

Seuls les leptons chargés mal identifiés et les 3 % de $\tau^+\tau^- \rightarrow 2\nu_\tau e\nu\mu\nu$ constituent un bruit de fond pour les états finals $e\mu$. C'est dans ce canal d'identification que le bruit de fond est le plus faible avec une section efficace de $0.5 \pm 0.2 \text{ fb}$.

Les bruits de fond dominants dans chaque canal de sélection sont reportés dans la table IV.8.

IV.3.4 Correction quatre fermions

Les coupures précédentes sélectionnent l'ensemble des états finals $l\bar{\nu}l\nu$. La contribution des diagrammes $4f$ à la section efficace peut être très importante en particulier pour les états finals totalement leptoniques. Cependant, elle est réduite lorsque les deux leptons chargés doivent être dans l'acceptance du détecteur. Pour éviter un double comptage, les états finals $4f$ compatibles avec une désintégration de paires de W sont retirés des lots

Id.	bf dominant	$\sigma^{bf\ dom.}$ (fb)	$\sigma^{bf\ dom.}/\sigma^{bf\ tot}$ (%)
ee	$ZZ^{(*)}$	3.42 ± 0.58	2.7
$e\mu$	Zee	0.23 ± 0.16	0.2
$e\tau$	Zee	9.18 ± 1.02	7.4
$\mu\mu$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	2.66 ± 2.66	2.1
$\mu\tau$	$\tau^+\tau^-$	3.54 ± 0.32	2.8
$\tau\tau$	$\tau^+\tau^-$	24.81 ± 0.85	19.8

TAB. IV.8: Bruits de fond dominants dans chaque canal d'identification.

d'événements simulés pour les autres processus.

Pour mesurer la section efficace $CC03$, il faut corriger le nombre d'événements sélectionnés pour tenir compte des interactions représentées par les diagrammes non doublement résonnants. L'effet est estimé par une méthode de soustraction de bruit de fond. Les interférences, supposées faibles, ne sont pas prises en compte dans cette méthode. La différence entre la section efficace du signal $4f$ et celle du signal $CC03$ après la sélection, correspond aux diagrammes *non* $CC03$ sélectionnés :

$$\Delta 4f = \varepsilon^{4f} \sigma_{simulée}^{4f} - \varepsilon^{CC03} \sigma_{simulée}^{CC03} \quad (\text{IV.7})$$

où ε^{CC03} et ε^{4f} sont les efficacités de sélection du signal $CC03$ et des états finals $4f$, $\sigma_{simulée}^{CC03}$ et $\sigma_{simulée}^{4f}$ sont les sections efficaces de production des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ par les diagrammes $CC03$ et $4f$, $\Delta 4f$ est la correction à appliquer.

L'efficacité de sélection des états finals $4f$ est de 62.5 ± 0.4 %, inférieure de 2.6 % à l'efficacité de sélection des événements dits $CC03$. Cela correspond à 0.94 événements *non* $CC03$ attendus parmi ceux sélectionnés. La plus grande correction est observée dans le canal d'identification $e\tau$. La correction $\Delta 4f/\varepsilon^{CC03}$ est donnée dans la table IV.9 pour les six canaux sélectionnés.

Canal de sélection	ee	$e\mu$	$e\tau$	$\mu\mu$	$\mu\tau$	$\tau\tau$
$\Delta 4f/\varepsilon^{CC03}$ (fb)	4.8	1.7	-18.6	-3.2	-10.1	6.0

TAB. IV.9: Correction $\Delta 4f/\varepsilon^{CC03}$ pour les six canaux sélectionnés.

IV.4 Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$

La section efficace $\sigma_{WW \rightarrow l\bar{\nu}l\nu}^{183 \text{ GeV}}$ est mesurée à partir du nombre d'événements sélectionnés $N^{\text{sélectionné}}$, pour une luminosité \mathcal{L} , corrigé de l'estimation de la section efficace du bruit de fond après la sélection σ^{bf} , de la correction $4f, \Delta 4f$, et de l'efficacité de sélection des événements $l\bar{\nu}l\nu \varepsilon^{CC03}$:

$$\sigma_{WW \rightarrow l\bar{\nu}l\nu}^{CC03} = \left(\frac{N^{\text{sélectionné}}}{\mathcal{L}} - \sigma^{bf} - \Delta 4f \right) \frac{1}{\varepsilon^{CC03}} \quad (\text{IV.8})$$

Implicitement, la mesure de la section efficace suppose l'universalité du couplage des W aux trois familles de leptons.

La section efficace totalement leptonique mesurée est obtenue en utilisant la formule IV.8 :

$$\sigma_{WW \rightarrow l\bar{\nu}l\nu}^{CC03} = 1.344 \pm 0.206 \text{ (stat) pb} \quad (\text{IV.9})$$

La valeur de la section efficace totalement leptonique prédite par le Modèle Standard calculée avec le programme GENTLE pour $M_W = 80.39 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$ [10], est $1.649_{-0.010}^{+0.006} \text{ pb}$, où l'erreur sur la section efficace provient de l'incertitude sur M_W . Cela représente une différence de 1.3σ par rapport à la valeur mesurée, l'écart standard correspondant à l'erreur statistique attendue.

IV.5 Accord entre simulations et données réelles

Afin d'estimer l'accord entre les simulations et le lot de données étudiées, le nombre d'événements sélectionnés $N^{\text{observé}}$, et attendus N^{attendu} , sont comparés coupure après coupure, dans le tableau IV.10. Le nombre d'événements attendus tient compte de la correction $\Delta 4f$ décrite dans le paragraphe IV.3.4.

Coupures	$N^{\text{observé}}$	N^{attendu}	Nb. σ
<i>Présélection</i>	6348	6241.5	+1.4
$E_{\gamma}^{\text{isolé max}}$	5855	5502.1	+4.8
$P_{\text{max}}^{\text{jet}}$	3369	2775.8	+11.3
\cancel{P}_T	181	184.6	-0.2
$\Delta\phi$	59	72.1	-1.5
<i>Acolinéarité</i>	58	70.2	-1.5

TAB. IV.10: Nombre d'événements réels et attendus aux différents stades de la sélection. La différence entre les deux nombres est indiquée en terme d'écart standard σ .

Il y a un excès d'événements sélectionnés au niveau des premières coupures de la sélection. Des processus non simulés, rayons cosmiques en coïncidence par exemple, ou des coupures de génération mal reproduites sur les données réelles, masse visible minimale et impulsion transversale minimale pour les interactions $\gamma\gamma$ par exemple, sont à l'origine de ces différences.

Après la coupure sur \cancel{p}_T , $N^{\text{observé}}$ et N^{attendu} sont en accord.

IV.6 Sources d'erreurs systématiques

Dans ce paragraphe sont regroupées les études effectuées pour estimer les erreurs résultant d'une modélisation imparfaite du comportement du détecteur, des processus physiques et de la limitation statistique des simulations. Les valeurs reportées ont été calculées à partir des simulations, sauf indication contraire, et du nombre d'événements attendus.

IV.6.1 Effets expérimentaux

La sélection des événements s'appuie sur les mesures de l'impulsion, de l'énergie et des angles des jets. Ces variables sont déterminés en utilisant les informations des calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL), et les détecteurs de traces (TPC, ITC et VDET). La précision sur ces paramètres et par suite sur la section efficace, dépendent de la calibration des détecteurs concernés.

La calibration des deux calorimètres est indépendante. Par contre, les trois détecteurs de traces chargés sont calibrés en même temps.

Calibration des calorimètres

Les calorimètres sont utilisés pour la mesure de l'énergie des photons, des électrons et des hadrons neutres.

La calibration des calorimètres est effectuée en utilisant des données réelles enregistrées au pic du Z^0 . Les incertitudes sur la calibration absolue de chaque calorimètre sont dominées par l'erreur statistique.

– ECAL

L'incertitude sur la calibration du ECAL a été estimée à $\pm 0.9\%$ [67]. En conséquence, la calibration en énergie du ECAL a été changée du même pourcentage. La variation correspondante sur l'efficacité de sélection du signal $l\bar{\nu}l\nu$ est :

$$\Delta\varepsilon = \pm 0.04\%$$

La variation de la fraction de bruit de fond sélectionné a été estimée sur les quatre bruits de fond principaux des canaux les plus sensibles : les $\tau^+\tau^-$, $ZZ^{(*)}$, Zee et e^+e^- ; elle correspond à :

$$\Delta\sigma^{bf} = {}_{-0}^{+2} fb$$

Ces variations sont dominées par des fluctuations statistiques. En effet, la variation de l'efficacité de sélection n'est due qu'à 2 événements sur les 3440 sélectionnés et celle de la section efficace du bruit de fond provient d'un événement e^+e^- supplémentaire sur les 4 sélectionnés. L'erreur sur cette estimation et l'effet sont du même ordre de grandeur, ce qui correspond à :

$$\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu} = \pm 1 fb$$

La variation de $\pm 1 fb$ est utilisée comme limite supérieure de l'erreur systématique provenant de la calibration du ECAL.

– HCAL

L'incertitude sur la calibration du HCAL a été estimée à $\pm 2 \%$ [67, 68]. L'énergie de calibration a été changée du même pourcentage. La variation de l'efficacité de sélection du signal correspondante est :

$$\Delta\varepsilon = {}_{+0.04}^{-0.06} \%$$

La variation de la fraction de bruit de fond sélectionné a été estimée sur les quatre bruits de fond principaux des canaux les plus sensibles ($\tau^+\tau^-$, $ZZ^{(*)}$, Zee et e^+e^-) :

$$\Delta\sigma^{bf} = {}_{-1}^{+3} fb$$

Comme pour le ECAL, cette variation est dominée par la sélection d'un événement e^+e^- supplémentaire sur les 4 sélectionnés.

En propageant ces variations dans le calcul de la section efficace $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, on obtient :

$$\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu} = {}_{+0}^{-2} fb$$

La valeur supérieure de $\pm 2 fb$ est prise comme erreur associée à la calibration du HCAL.

Calibration des détecteurs de traces

L'alignement des détecteurs de traces chargées se fait en utilisant les événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ enregistrés au pic du Z^0 chaque année [69, 70]. Il existe une distorsion résiduelle des impulsions mesurées pour les traces chargées positives et négatives qui est représentée sur les figures IV.15.a et b. Cet effet dépend du $\cos(\theta)$ de la trace, de son impulsion [69] et varie avec le temps (voir figure IV.15.a). Plusieurs effets sont à l'origine de ce comportement ; ils sont détaillés dans [69].

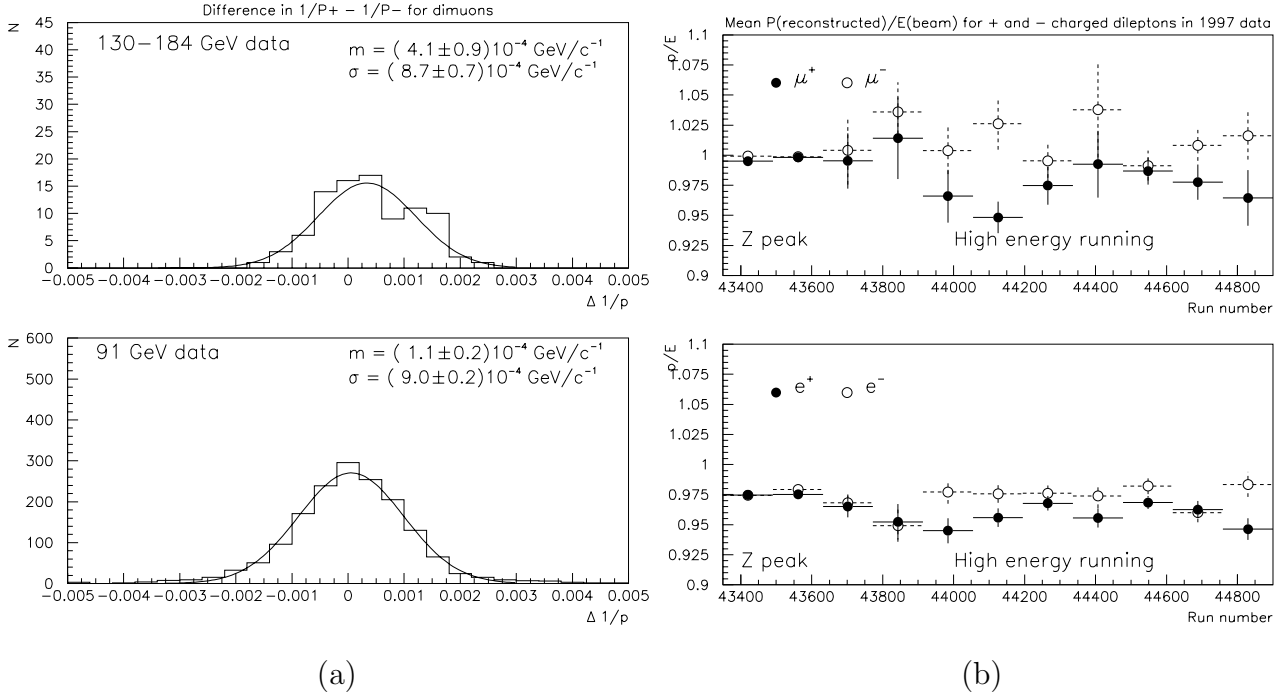


FIG. IV.15: Distribution de la différence entre l'inverse des impulsions des di-muons (a) et dépendance en temps de P/E dans la région $|\cos\theta| < 0.7$ (b) pour les traces chargées positives et négatives. La courbe représentée sur la figure b correspond à l'ajustement dont les paramètres sont m la valeur moyenne, et σ la variance.

Un facteur correctif, moyenné sur la période de prise de données pour 20 intervalles de $\cos(\theta)$, est appliqué aux événements réels :

$$\text{facteur correctif} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{P^+} - \frac{1}{P^-} \right) \quad (\text{IV.10})$$

Il est estimé sur les di-muons avec une erreur statistique. Pour évaluer l'erreur induite par cette correction sur $\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$, la correction inverse est appliquée aux simulations du signal et des quatre bruits de fond principaux.

La variation correspondante de l'efficacité de sélection du signal est :

$$\Delta\varepsilon = -0.2 \%$$

Il n'a pas été observé de variation sur la section efficace du bruit de fond.

En propageant la variation d'efficacité dans le calcul de $\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$, $\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu} = \pm 5 \text{ fb}$ qui est prise comme valeur supérieure de l'erreur systématique provenant de l'alignement des détecteurs de traces.

Déclenchements aléatoires

D'autres sources d'erreur systématique proviennent d'effets mal ou non simulés. Ils peuvent entre autre provenir du bruit électronique du détecteur ou des électrons du faisceau qui, déviés, pénètrent dans l'appareillage. Cela se traduit par la reconstruction de *faux photons*.

Pour estimer l'impact de ces effets sur la sélection, des “*déclenchements aléatoires*” du détecteur (notés RNDM par la suite) sont utilisés. Ce sont des événements enregistrés en dehors du temps de croisement des faisceaux.

Lorsqu'il sont superposés à des interactions, les faux photons peuvent affecter la sélection en biaisant de façon systématique les distributions des variables les plus sensibles, E_γ^{max} et \cancel{P}_T . Cela peut conduire au rejet de bons événements. La probabilité qu'un faux photon se superpose à une interaction e^+e^- a été estimée en calculant la proportion relative du nombre d'événements de faible multiplicité et du nombre de RNDM enregistrés sur une période de temps fixe. Elle correspond au nombre maximal de faux photons qui peuvent être reconstruits dans une fenêtre d'enregistrement de données et est inférieure à 25 %. Cette probabilité est difficile à évaluer et est majorée au moins d'un facteur 10, mais la variation de la section efficace $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ correspondante étant faible, cette estimation grossière a été conservée.

La sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ rejette tout événement dont $E_\gamma^{max} > 10 \text{ GeV}$, si le photon est isolé. Or seulement $0.60 \pm 0.02 \%$ des photons reconstruits parmi les RNDM enregistrés ont une énergie $E_\gamma^{max} \geq 10 \text{ GeV}$. Cela se traduit par une variation d'efficacité de sélection du signal de :

$$\Delta\varepsilon = -0.15 \%$$

La même inefficacité est attribuée au bruit de fond.

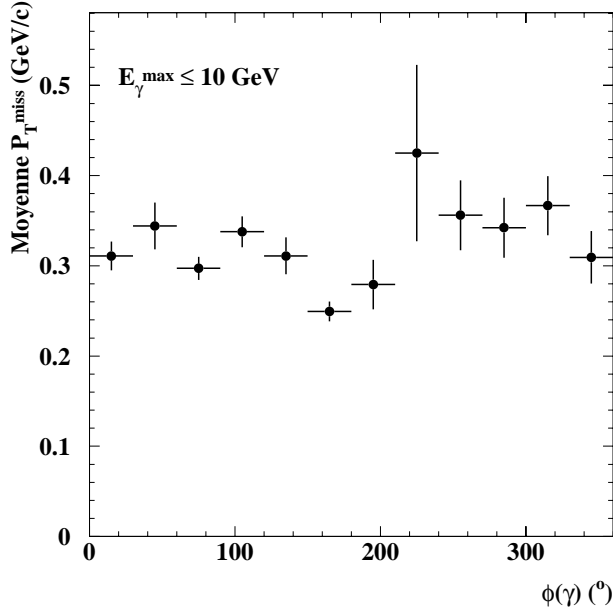


FIG. IV.16: Distribution de \cancel{P}_T pour les RNDM vérifiant $E_\gamma^{max} \leq 10 \text{ GeV}$.

Lorsque les faux photons sont superposés à une interaction et satisfont la coupure sur E_γ^{max} , ils modifient l'énergie visible totale de l'événement ce qui affecte principalement la mesure de \cancel{P}_T . La figure IV.16 montre qu'il n'y a pas d'accumulation en un angle ϕ donné pour les faux photons passant la coupure sur E_γ^{max} . Le biais moyen sur \cancel{P}_T est de 320 MeV par événement, ce qui a été négligé (sélection stable autour de la coupure sur \cancel{P}_T , voir figure IV.1).

L'erreur systématique associée à $\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu}$ pour l'étude des RNDM est de 4 fb.

Luminosité

Il existe deux sources d'erreur sur la mesure de la luminosité :

- La première, statistique, est de 0.2 %.
- La seconde, d'origine systématique, contribue pour 0.5 %.

Ces incertitudes sur la mesure de la luminosité introduisent une erreur sur la mesure de $\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu}$:

$$\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu} = \pm 10 \text{ fb}$$

IV.6.2 Erreurs provenant des simulations

Influence de la masse M_W utilisée dans la simulation du signal

Les événements du signal ont été simulés pour une masse $M_W = 80.25 \text{ GeV}/c^2$. Or la mesure actuelle de M_W est $80.39 \pm 0.060 \text{ GeV}/c^2$ [10] ce qui correspond à une différence de $140 \text{ MeV}/c^2$. Afin d'estimer si l'utilisation d'une masse différente de celle mesurée introduit un biais dans l'estimation de l'efficacité de sélection des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, cette efficacité a été calculée pour différentes valeurs de M_W sur un intervalle de $2 \text{ GeV}/c^2$.

La statistique disponible pour les événements $CC03$ n'étant pas suffisante aux différentes masses, ce sont les événements $4f$ qui ont été utilisés pour cette étude. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure IV.17.

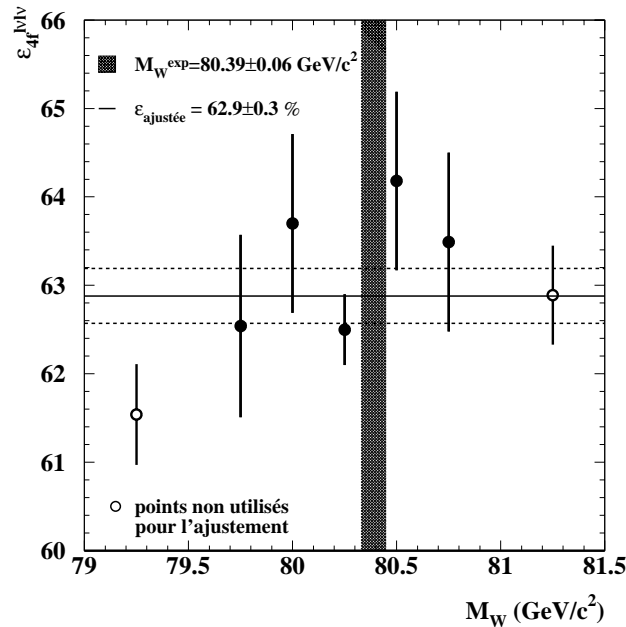


FIG. IV.17: Efficacités $4f$ de sélection en fonction de M_W simulée. La valeur mondiale mesurée est indiquée ainsi que le résultat de l'ajustement des cinq points centraux avec une constante ($\chi^2 = 0.92$).

Les cinq points centraux de la figure IV.17 ont été ajustés avec une constante par la méthode du χ^2 . L'efficacité ainsi déterminée a pour valeur $63.9 \pm 0.3 \%$, $\chi^2 = 0.92$. L'erreur donnée par l'ajustement correspond à la variation de l'efficacité sur un intervalle de $1 \text{ GeV}/c^2$ correspondant aux valeurs des efficacités ajustées. La variation correspondante de la section efficace $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est de 6 fb .

Limitation statistique

L'ensemble des performances de la sélection a été estimé à partir d'un nombre limité d'événements simulés pour chaque processus.

L'erreur statistique sur la mesure de la section efficace du bruit de fond reportée dans la table IV.4 est $\Delta\sigma^{bf} = \pm 10 \text{ fb}$. La section efficace $\ell\bar{\nu}\nu$ dépend de la soustraction du bruit de fond (voir formule IV.8), soit :

$$\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu} = \pm 15 \text{ fb}$$

L'erreur sur l'estimation de l'efficacité de sélection des événements $CC03$ $\Delta\varepsilon^{CC03} = \pm 0.7 \%$, n'introduit pas d'erreur sur la mesure de la section efficace $\ell\bar{\nu}\nu$:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu} &\propto \Delta\varepsilon^{CC03}/\varepsilon^{CC03} \\ &\approx 0 \text{ fb} \end{aligned}$$

Enfin, l'erreur sur l'estimation de l'efficacité de sélection des événements $4f$ est $\Delta\varepsilon^{4f} = \pm 0.4 \%$, et par suite :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\nu} &\propto \Delta\varepsilon^{4f} \\ &= \pm 11 \text{ fb} \end{aligned}$$

Simulation des diffusions Bhabha

Il existe deux programmes de simulation des événements de diffusion Bhabha : UNIBAB et BHWIDE qui sont décrits dans l'annexe A. Ces deux programmes ont des modes différents de simulation des photons ISR auxquels la sélection $\ell\bar{\nu}\nu$ est sensible (coupures sur E_γ^{max} et \mathcal{P}_T). Les performances de l'analyse ont été établies en utilisant UNIBAB.

La section efficace du bruit de fond e^+e^- satisfaisant aux critères de sélection a été calculée en utilisant chacun des deux programmes pour estimer la sensibilité de la mesure :

$$\sigma_{ee}^{UNIBAB} = 8.4 \pm 4.2 \text{ fb}$$

$$\sigma_{ee}^{BHWIDE} = 6.3 \pm 3.6 \text{ fb}$$

Ces deux estimations étant compatibles, aucune erreur systématique n'a été comptabilisée.

IV.6.3 Identification des leptons

Un des buts principaux de ce travail est la mesure des rapports d'embranchement des bosons W^\pm pour lesquels la classification des événements sélectionnés en fonction de l'identification des leptons de l'état final est nécessaire. Dans le paragraphe III.4, il a été montré qu'il existe des différences entre les efficacités d'identification estimées sur les données réelles et simulées :

- pour les électrons :

$$\Delta\varepsilon = \pm 1 \%$$

- pour les muons :

$$\Delta\varepsilon = \pm 1 \%$$

Ces variations d'efficacité interviennent directement dans l'estimation de l'efficacité totale de sélection du signal dans chaque canal d'identification. Elles seront prises en compte dans l'estimation de l'erreur systématique sur la mesure des sections efficaces partielles totalement leptoniques et des rapports d'embranchement du W dans le chapitre VI.

IV.6.4 Résumé des erreurs systématiques

L'origine des différentes sources d'erreur systématique et leurs valeurs sont résumées dans la table IV.11. Indépendantes, elles sont sommées quadratiquement afin d'obtenir l'erreur systématique totale sur la mesure de $\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ qui est de 23 fb . L'erreur dominante provient de l'erreur sur la section efficace des bruits de fond $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ et des di-leptons.

Source d'erreur systématique	$\Delta\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu} \text{ (fb)}$
Calibration du ECAL	1
Calibration du HCAL	2
Calibration dét. de traces	5
RNDM	4
\mathcal{L}	10
$\Delta\sigma^{bf}$	15
$\Delta\varepsilon^{4f}$	11
M_W simulée	6
Total (en quadrature)	23

TAB. IV.11: Erreurs systématiques sur la mesure de $\sigma^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

L'erreur statistique est de 206 fb , soit 9 fois plus importante que l'erreur systématique.

IV.7 Conclusion

La sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ présentée dans ce chapitre a été ajustée pour une énergie dans le centre de masse de 183 GeV . Elle est basée sur des critères topologiques et est indépendante de l'identification des leptons de l'état final qui n'intervient qu'après la sélection dans la classification des événements.

L'efficacité de sélection du signal est de $65.2 \pm 0.7 \%$ pour une pureté de $89.7 \pm 0.7 \%$. Le bruit de fond dominant est le processus $\tau^+\tau^-$. Appliquée aux données, l'analyse sélectionne 58 événements.

L'efficacité de classement correct des événements sélectionnés est 86.7% . La classification des événements sélectionnés est utilisée dans les ajustements des sections efficaces partielles totalement leptoniques et des rapports d'embranchements qui seront décrits au chapitre VI.

Cette sélection est très peu dépendante de paramètres tels que la calibration du détecteur, les bruits de fond provenant du faisceau et non simulés, ou encore de la masse M_W utilisée dans les simulations. Les erreurs systématiques ont été estimées à 23 fb . L'erreur statistique est 9 fois plus importante que l'erreur systématique.

La mesure de la section efficace totalement leptonique par soustraction de bruit de fond à 183 GeV est :

$$\sigma_{WW \rightarrow \ell\bar{\nu}\ell\nu}^{CC03} = 1.344 \pm 0.206(\text{stat}) \pm 0.023(\text{sys}) \text{ pb}$$

Cette valeur est à comparer aux 1.65 pb prédits par le Modèle Standard. L'écart standard, σ , est calculé à partir du nombre d'événements attendus. La différence entre la section efficace mesurée et celle prédite par le Modèle Standard est de 1.3σ .

L'adaptation des coupures et les performances de cette sélection pour les autres énergies étudiées sont décrites dans le chapitre suivant.

Chapitre V

Sélection $l\bar{\nu}l\nu$ et mesure directe de $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ aux énergies de LEP2

Dans ce chapitre, les résultats sur la mesure directe de la section efficace totalement leptonique à $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ et 189 GeV sont présentés. La sélection utilisée à 183 GeV à été détaillée dans le chapitre précédent. L'accent sera mis sur les changements apportés à l'analyse pour l'adapter aux autres énergies de collision.

Les données étudiées à 161 GeV correspondent à une luminosité intégrée de 11.08 ± 0.08 pb^{-1} enregistrée à $\sqrt{s} = 161.314 \pm 0.054$ GeV [50] qui sera notée 161 GeV .

A 172 GeV , la luminosité intégrée est de $\mathcal{L} = 10.7$ pb^{-1} , répartie selon deux énergies. Les luminosités correspondantes sont reportées dans la table V.1. L'énergie totale, pondérée par les luminosités, est de 172.09 ± 0.06 GeV et sera notée 172 GeV .

Energie nominale (GeV)	Energie de collision (GeV)	Luminosité (pb^{-1})
170	170.28	1.10 ± 0.01
172	172.30	9.55 ± 0.07
172	172.09 ± 0.06	10.65 ± 0.08

TAB. V.1: Luminosités enregistrées pour les différentes énergies [50] autour de 172 GeV .

Les données enregistrées à 189 GeV représentent la plus grande statistique étudiée dans cette thèse : $\mathcal{L} = 170.3$ pb^{-1} .

Les événements sélectionnés et les performances de l'analyse aux quatre énergies étudiées, seront utilisés lors de l'ajustement des sections efficace de production et des rapports d'embranchement.

V.1 Changements de topologie avec l'énergie de collision

Dans ce paragraphe, les topologies attendues pour le signal et les bruts de fond à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 189 GeV sont comparées à celle de 183 GeV .

Au seuil de production des paires de W , la fraction de signal par rapport au bruit de fond est 0.09% ce qui correspond à $\sigma_{WW} = 3.7 \text{ pb}$ et $\sigma^{bf} = 4215 \text{ pb}$ (après application des coupures de génération décrites dans l'annexe A). Au dessus du seuil, la section efficace de production des paires de W augmente rapidement. Pour $M_W = 80.39 \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{WW}^{172 \text{ GeV}} = 12.37 \text{ pb}$ et $\sigma_{WW}^{189 \text{ GeV}} = 16.70 \text{ pb}$.

Au seuil, les W sont produits au repos. Les deux leptons chargés provenant de la désintégration des deux bosons présentent sur la figure V.1.a, un spectre d'impulsion piqué à $M_W/2$ et peu étendu. Ils ne sont pas dos à dos (directions différentes de celles des deux bosons d'origine) ce qui conduit à une distribution étendue de $\Delta\phi$ sur la figure V.1.b.

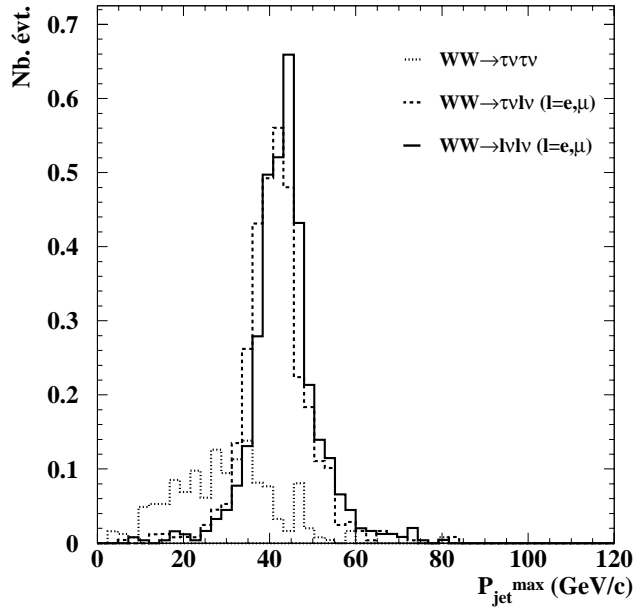
Lorsque l'impulsion des W augmente, les deux leptons chargés sont produits dans la direction initiale du W dont ils sont issus, c'est à dire dos à dos (voir paragraphe II.1.1). Il s'en suit un élargissement du spectre d'impulsion et une distribution de $\Delta\phi$ plus piquée à 180° (voir figures V.1.c et d) en comparaison des caractéristiques pour $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. La discrimination entre le signal et le bruit de fond est plus difficile.

Les différences entre les caractéristiques des bruits de fond à 183 GeV et les énergies étudiées dans ce chapitre sont peu nombreuses. Les distributions en énergie et impulsion des différents processus physiques constituant le bruit de fond, ne sont que rééchelonnées avec l'énergie dans le centre de masse. Seul le bruit de fond $ZZ^{(*)}$ diffère : le seuil de production des ZZ se situe autour de 182 GeV et par conséquent, seuls les ZZ^* sont produits à 161 et à 172 GeV . Les sections efficaces des interactions $\gamma\gamma$ augmentent avec \sqrt{s} ; ces processus ont une contribution importante à 189 GeV .

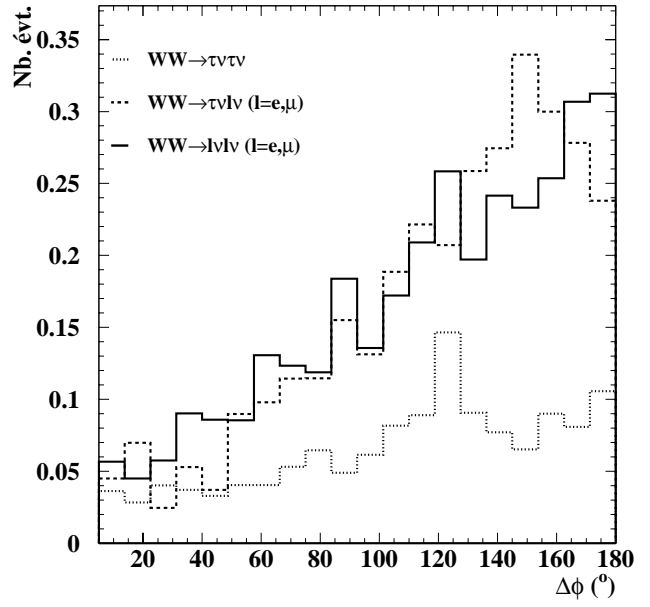
V.2 Réajustement des sélections

V.2.1 Présélection

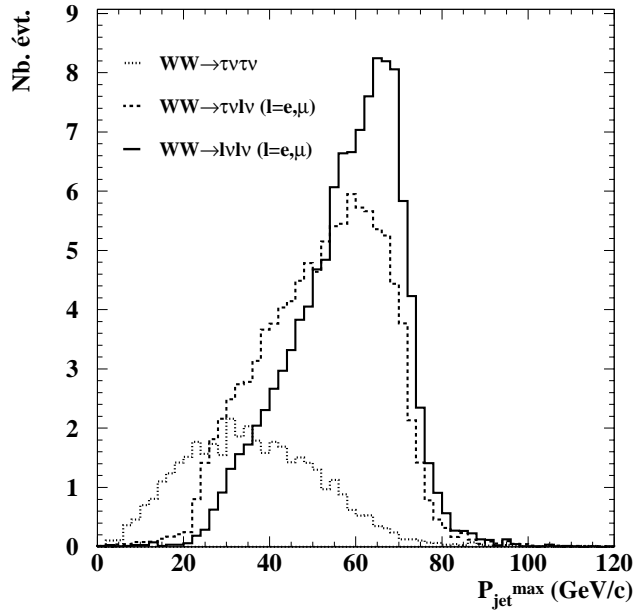
Pour prendre en compte l'énergie dans le centre de masse et la séparation entre le signal et le bruit de fond, les coupures de présélection ont été modifiées par rapport à la procédure utilisée à 183 GeV .



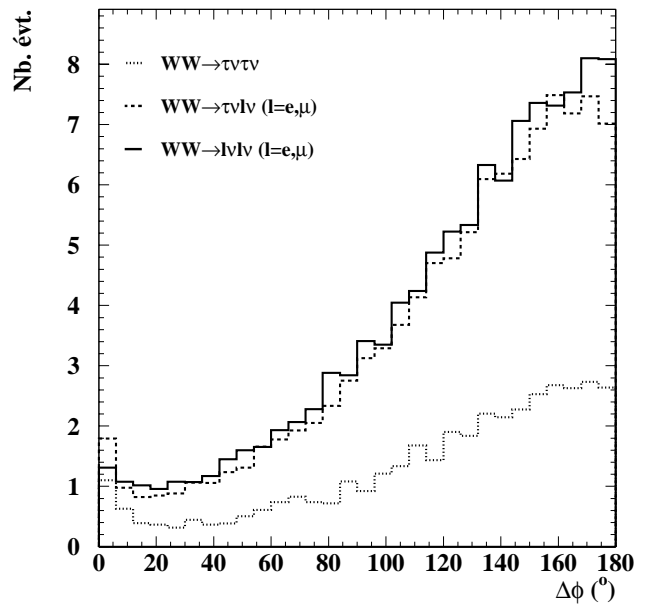
(a) 161 GeV



(b) 161 GeV



(c) 189 GeV



(d) 189 GeV

FIG. V.1: Distributions de l'impulsion maximale des jets (a,c) et de l'angle $\Delta\phi$ entre les deux jets (b,d) pour les trois classes du signal à 161 et 189 GeV.

161 *GeV*

A 161 *GeV*, la valeur de E_γ^{max} est demandée inférieure à 45 *GeV* (100 % d'efficacité sur le signal), et l'impulsion des jets comprise entre 5 et 79 *GeV* (96 % d'efficacité sur le signal). La principale modification apportée à la présélection porte sur la charge totale de l'événement qui est demandée strictement égale à 0 ; l'efficacité correspondante de sélection du signal est de 97 %. Cette modification permet d'augmenter le facteur de qualité final de 4 %.

Les performances après la présélection sont données dans la table récapitulative V.2. Les di-leptons dominent largement le bruit de fond lequel a une section efficace de 71.6 ± 0.6 *pb*.

172 *GeV*

Pour tenir compte de l'énergie de collision, la coupure sur E_γ^{max} est déplacée à 60 *GeV* (99.8 % d'efficacité sur le signal) et les coupures sur l'impulsion des jets sont déplacées à 4.5 et 84 *GeV/c* (97.1 % d'efficacité sur le signal). La coupure sur $M_{jet1,jet2}$ a été placée à 13 *GeV/c*² (98.0 % d'efficacité de sélection sur le signal).

Une coupure supplémentaire a été introduite par rapport à l'analyse de référence à 183 *GeV* : M_{jet}^{max} , la masse maximale d'un jet, doit être inférieure à 10 *GeV/c*². Cette coupure a une efficacité de 99.7 % sur le signal et permet d'augmenter le facteur de qualité final de 0.9 %.

Les performances après la présélection sont données dans la table V.2. L'efficacité sur le signal est de 82.9 ± 1.2 % et la section efficace du bruit de fond est de 99.6 ± 0.6 *pb*, dominée par les e^+e^- .

189 *GeV*

La présélection appliquée à 189 *GeV* utilise les mêmes coupures que celles de 183 *GeV* réajustées avec \sqrt{s} :

- $E_\gamma^{max} \leq 65$ *GeV* ; l'efficacité sur le signal est de 99.8 %.
- $2 \leq P_{jet} \leq 94$ *GeV/c* ; cette coupure a une efficacité de 97.9 % sur le signal.
- $M_{jet1,jet2} \geq 12.5$ *GeV/c*², dont l'efficacité sur les événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est de 97.5 %.

Les performances de la présélection sont données dans la table V.2. L'efficacité de sélection du signal est de 82.3 ± 0.2 % et la section efficace du bruit de fond est 88.7 ± 0.3 *pb* dominée par les e^+e^- .

Quelle que soit l'énergie, les di-leptons dominent le bruit de fond après la présélection.

\sqrt{s} (GeV)	$\varepsilon^{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ (%)	σ^{bf} (pb)	σ^{signal} (pb)	bf dominant
161	82.59 ± 0.23	88.66 ± 0.33	1.46 ± 0.01	e^+e^- , 57.81 pb
172	82.88 ± 1.19	99.57 ± 0.64	1.03 ± 0.02	e^+e^- , 61.36 pb
183	83.04 ± 0.52	91.92 ± 0.44	1.38 ± 0.01	e^+e^- , 44.54 pb
189	79.39 ± 1.25	99.58 ± 0.61	1.46 ± 0.01	e^+e^- , 63.80 pb

TAB. V.2: Performances des présélections $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ aux différentes énergies étudiées.

V.2.2 Réajustement des coupures

Le facteur Q associé à la sélection complète a été maximisé à chaque énergie. Les valeurs des coupures de sélection sont données dans la table V.3 pour les quatre énergies étudiées.

Coupures	\sqrt{s} (GeV)			
	161	172	183	189
$E_{\gamma}^{max} \text{ isolé} (GeV) \leq$	5	5.5	10	9.5
$P_{max}^{jet} (GeV/c) \leq$	71	71	75	83
$\cancel{P}_T (GeV/c) \geq$	13.5	13	14	14.5
$\Delta\phi (\circ) \leq$	171	170	170	170
Acolinéarité (\circ) \leq	162	167	170	170

TAB. V.3: Valeurs des coupures pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ aux différentes énergies étudiées.

A 161 GeV, la coupure sur la valeur maximale de l'acolinéarité a pu être abaissée car les leptons provenant de la désintégration des paires de W ne sont pas dos à dos. Lorsque l'énergie de collision croît, l'énergie des photons ISR pour la production de paires de W augmente. La coupure sur $E_{\gamma}^{max} \text{ isolé}$ est déplacée en conséquence afin de ne pas rejeter les paires de W produites après une émission ISR. De même, la coupure sur l'impulsion maximale des jets augmente pour tenir compte de la plus grande vélocité des W (voir paragraphe II.1.1).

\sqrt{s} (GeV)	$N^{observé}$	$N^{attendu}$	Nb. σ
161	8	3.44	+2.5 (15.6 % de probabilité)
172	11	10.3	+0.03
183	58	70.2	-1.5
189	231	221.9	+0.6

TAB. V.4: Nombre d'événements sélectionnés et attendus aux énergies étudiées.

Le nombre d'événements sélectionnés et attendus à chaque énergie est donné dans la table V.4. Les écarts standards σ , sont calculés à partir du nombre d'événements attendus. La plus grande déviation standard est observée à 161 GeV . Etant donné la faible statistique enregistrée à cette énergie, cette valeur est compatible avec une fluctuation statistique.

V.2.3 Performance de la sélection

Les performances de la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ aux différentes énergies sont données dans la table V.5. La plus grande valeur du facteur de qualité, 77.6 ± 1.6 %, est observée à 172 GeV . A grande énergie, Q décroît lentement. Ceci est dû aux distributions de P_{max}^{jet} et $\Delta\phi$ qui sont respectivement plus étendue et plus piquée à 180° lorsque \sqrt{s} augmente. A grande énergie, c'est le processus $\tau^+\tau^-$ qui domine la section efficace totale du bruit de fond.

\sqrt{s} (GeV)	$\varepsilon^{l\bar{\nu}l\nu}$ (%)	σ^{bf} (fb)	Q (%)	$\sigma^{bf \text{ dominant}}$ (pb)
161	63.1 ± 1.5	71 ± 12	69.8 ± 1.6	$\sigma^{ZZ^*} = 17 \pm 3$
172	68.7 ± 1.4	118 ± 10	77.6 ± 1.6	$\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu} = 29 \pm 13$
183	65.2 ± 0.7	125 ± 10	76.4 ± 0.5	$\sigma^{\tau^+\tau^-} = 34 \pm 1$
189	64.6 ± 0.3	148 ± 9	75.6 ± 0.3	$\sigma^{\tau^+\tau^-} = 33 \pm 1$

TAB. V.5: Performances de la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ aux énergies étudiées.

L'efficacité de sélection canal par canal est donnée dans la table V.6 pour les quatre énergies étudiées. C'est pour le canal de production $\tau\nu\tau\nu$ que les plus grandes différences d'efficacités sont observées : 16 % entre 161 et 172 GeV .

signal	$\varepsilon^{l\bar{\nu}l\nu}$ (%)			
	161 GeV	172 GeV	183 GeV	189 GeV
$l\bar{\nu}l\nu$	63.07 ± 1.49	68.67 ± 1.47	65.18 ± 0.66	64.57 ± 0.29
$e\nu e\nu$	64.71 ± 4.38	72.28 ± 4.45	68.88 ± 1.86	67.90 ± 0.85
$e\nu\mu\nu$	66.81 ± 3.13	73.11 ± 2.87	67.92 ± 1.35	68.00 ± 0.61
$e\nu\tau\nu$	63.04 ± 3.18	65.84 ± 3.34	63.48 ± 1.41	65.37 ± 0.62
$\mu\nu\mu\nu$	73.17 ± 4.00	74.00 ± 4.39	71.97 ± 1.87	67.67 ± 0.86
$\mu\nu\tau\nu$	64.73 ± 3.19	68.22 ± 3.03	67.92 ± 1.40	65.54 ± 0.62
$\tau\nu\tau\nu$	42.06 ± 4.40	58.20 ± 4.47	47.67 ± 2.04	47.58 ± 0.92

TAB. V.6: Efficacités de sélection pour les six canaux $l\bar{\nu}l\nu$ aux différentes énergies étudiées.

Les sections efficaces des différents bruits de fond sont données dans la table V.7. Les contributions des interactions $\gamma\gamma$ augmente avec \sqrt{s} . Cela provient de l'augmentation des sections efficaces de ces processus avec l'énergie de collision. Les erreurs statistiques sur les estimations des sections efficaces sont importantes : entre 6 et 17 % du bruit de fond total. Les interactions $\gamma\gamma$ et les di-leptons sont à l'origine des erreurs dominantes.

bf	σ (fb)			
	161 GeV	172 GeV	183 GeV	189 GeV
$ZZ^{(*)}$	17.01 ± 2.91	18.40 ± 4.32	18.95 ± 1.36	24.04 ± 0.55
Zee	9.98 ± 2.29	13.98 ± 3.61	17.12 ± 1.39	19.85 ± 1.16
$\gamma\gamma \rightarrow ee$	15.82 ± 7.91	12.08 ± 8.54	4.32 ± 3.05	19.62 ± 4.91
$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	11.84 ± 6.83	28.70 ± 12.84	13.31 ± 5.95	4.86 ± 2.80
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	3.45 ± 3.45	8.24 ± 5.83	24.23 ± 5.05	31.25 ± 5.80
e^+e^-	0.00	20.06 ± 8.97	8.39 ± 4.19	9.02 ± 3.68
$\mu^+\mu^-$	0.00	6.18 ± 2.52	2.35 ± 0.27	3.54 ± 0.31
$\tau^+\tau^-$	12.00 ± 3.79	10.30 ± 3.26	34.29 ± 1.00	32.54 ± 0.95

TAB. V.7: Sections efficaces des bruits de fond aux différentes énergies étudiées.

Les matrices d'efficacités à 161, 172 et 189 GeV sont données dans les tables V.8.a, b et c. Quelle que soit l'énergie, le nombre d'événements observés dans chaque canal d'identification est en accord avec le nombre d'événements attendus. A 189 GeV, le plus grand écart, 1.5σ , est observé dans le canal $\tau\tau$. A 172 GeV, seul le canal d'identification $\mu\tau$ présente un écart supérieur à 1σ entre le nombre d'événements attendus et sélectionné (2σ).

Les sections efficaces du bruit de fond dans les canaux $e\tau$ et $\tau\tau$ représentent respectivement 62, 56.6 et 42 % du bruit de fond total après la sélection à 161, 172 et 189 GeV. A l'inverse, c'est dans le canal $e\mu$ que la contribution du bruit de fond est la plus petite.

Les bruits de fond dominants sont donnés pour chaque canal d'identification dans les tables V.9.a, b et c pour 161, 172 et 189 GeV. Les $\tau^+\tau^-$ dominant toujours le canal d'identification $\tau\tau$ et l'importance des $ZZ^{(*)}$ augmente avec l'énergie de collision.

V.3 Erreurs systématiques

Les études des erreurs systématiques suivent les procédures décrites dans le paragraphe IV.6.

Les calibrations du ECAL et du HCAL à 161 et 172 GeV ne sont connues respectivement qu'à 1.5 et 4 % près [67]. A 189 GeV, les incertitudes sur les calibrations sont identiques à celles obtenues à 183 GeV : ± 0.9 % pour le ECAL et ± 2 % pour le HCAL.

<i>Canal</i>	ε^{ee} (%)	$\varepsilon^{e\mu}$ (%)	$\varepsilon^{e\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\mu}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\tau\tau}$ (%)
<i>eνeν</i>	61.34 ± 4.46	–	3.36 ± 1.65	–	–	–
<i>eνμν</i>	–	62.39 ± 3.22	2.21 ± 0.98	–	2.21 ± 0.98	–
<i>eντν</i>	2.61 ± 1.05	2.17 ± 0.96	57.39 ± 3.26	–	–	0.87 ± 0.61
<i>μνμν</i>	–	–	–	71.54 ± 4.07	–	–
<i>μντν</i>	–	4.91 ± 1.44	–	4.91 ± 1.44	53.57 ± 3.33	1.34 ± 0.77
<i>τντν</i>	–	–	7.94 ± 2.41	–	7.14 ± 2.29	26.19 ± 3.92
σ^{bf} (fb)	4.10 ± 1.45	0.00	25.73 ± 8.06	2.66 ± 1.12	16.17 ± 6.01	22.19 ± 6.71
Nb. évts. att.	0.3	0.7	0.8	0.4	0.8	0.4
Nb. évts. sél.	1	2	2	0	1	2

(a) 161 GeV

<i>Canal</i>	ε^{ee} (%)	$\varepsilon^{e\mu}$ (%)	$\varepsilon^{e\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\mu}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\tau\tau}$ (%)
<i>eνeν</i>	67.33 ± 4.67	–	4.95 ± 2.16	–	–	–
<i>eνμν</i>	–	68.07 ± 3.02	2.10 ± 0.93	–	2.94 ± 1.10	–
<i>eντν</i>	6.44 ± 1.73	6.44 ± 1.73	51.98 ± 3.52	–	–	0.99 ± 0.70
<i>μνμν</i>	–	–	–	72.00 ± 4.49	2.00 ± 1.40	–
<i>μντν</i>	–	5.51 ± 1.49	–	4.66 ± 1.37	55.51 ± 3.23	2.54 ± 1.02
<i>τντν</i>	–	–	12.30 ± 2.97	–	6.56 ± 2.24	38.52 ± 4.41
σ^{bf} (fb)	16.93 ± 8.81	0.93 ± 0.93	34.75 ± 11.09	6.26 ± 2.51	27.29 ± 10.44	32.07 ± 9.18
Nb. évts. att.	1.4	2.4	2.3	1.3	2.1	1.0
Nb. évts. sél.	0	2	3	0	5	1

(b) 172 GeV

<i>Canal</i>	ε^{ee} (%)	$\varepsilon^{e\mu}$ (%)	$\varepsilon^{e\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\mu}$ (%)	$\varepsilon^{\mu\tau}$ (%)	$\varepsilon^{\tau\tau}$ (%)
<i>eνeν</i>	63.21 ± 0.88	–	4.62 ± 0.38	–	–	0.07 ± 0.05
<i>eνμν</i>	–	63.32 ± 0.63	2.08 ± 0.19	–	2.54 ± 0.21	0.05 ± 0.03
<i>eντν</i>	6.31 ± 0.32	5.71 ± 0.30	51.09 ± 0.65	–	0.20 ± 0.06	2.05 ± 0.18
<i>μνμν</i>	–	0.07 ± 0.05	–	63.55 ± 0.88	3.95 ± 0.36	$0.10 \text{ pm}0.06$
<i>μντν</i>	–	6.60 ± 0.32	0.22 ± 0.06	5.76 ± 0.30	51.46 ± 0.65	1.51 ± 0.16
<i>τντν</i>	0.34 ± 0.11	0.92 ± 0.18	7.51 ± 0.49	0.27 ± 0.10	7.68 ± 0.49	30.84 ± 0.85
σ^{bf} (fb)	11.74 ± 2.20	1.29 ± 0.25	49.97 ± 6.19	6.45 ± 0.31	16.27 ± 2.60	61.46 ± 5.64
Nb. évts. attendus	29.4	50.1	49.9	25.8	43.1	23.7
Nb. données	26	47	51	25	51	31

(c) 189 GeV

TAB. V.8: Matrices d'efficacité pour la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ à 161 (a), 172 (b) et 189 GeV (c).

Id.	<i>bf</i> dominant	$\sigma^{bf \text{ dominant}} (fb)$
<i>ee</i>	Zee	2.10 ± 1.05
<i>eμ</i>	—	—
<i>eτ</i>	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	11.86 ± 6.85
$\mu\mu$	ZZ^*	2.50 ± 1.12
$\mu\tau$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	7.89 ± 5.58
$\tau\tau$	$\tau^+\tau^-$	9.60 ± 3.39

(a) 161 GeV

Id.	<i>bf</i> dominant	$\sigma^{bf \text{ dominant}} (fb)$
<i>ee</i>	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	12.08 ± 8.54
<i>eμ</i>	Zee	0.93 ± 0.93
<i>eτ</i>	e^+e^-	16.04 ± 8.02
$\mu\mu$	$\mu^+\mu^-$	3.09 ± 1.78
$\mu\tau$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	17.22 ± 9.94
$\tau\tau$	$\tau^+\tau^-$	8.24 ± 2.91

(b) 172 GeV

Id.	<i>bf</i> dominant	$\sigma^{bf \text{ dominant}} (fb)$
<i>ee</i>	$ZZ^{(*)}$	4.89 ± 0.25
<i>eμ</i>	Zee	0.68 ± 0.22
<i>eτ</i>	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	18.40 ± 4.75
$\mu\mu$	$ZZ^{(*)}$	4.92 ± 0.25
$\mu\tau$	$ZZ^{(*)}$	4.47 ± 0.24
$\tau\tau$	$\tau\tau$	23.30 ± 0.80

(c) 189 GeV

TAB. V.9: Bruits de fond dominant à 161 (a), 172 (b) et 189 GeV (c) dans chaque canal de sélection.

Des études spécifiques sur les RNDM enregistrés à 161, 172 et 183 GeV ont été effectuées afin de déterminer l'erreur systématique correspondante. Le bruit de fond provenant du faisceau dépend des conditions de collision qui sont propres à chacun des lots de données analysés. Lorsque l'énergie des faisceaux croît, ce bruit de fond augmente. Il a été vérifié que pour aucune des énergies considérées, l'impulsion manquante transversale induite par les faux photons reconstruits est indépendante de l'angle ϕ (voir figure V.2). Le biais moyen sur \cancel{p}_T est de l'ordre de 300 MeV et a été négligé.

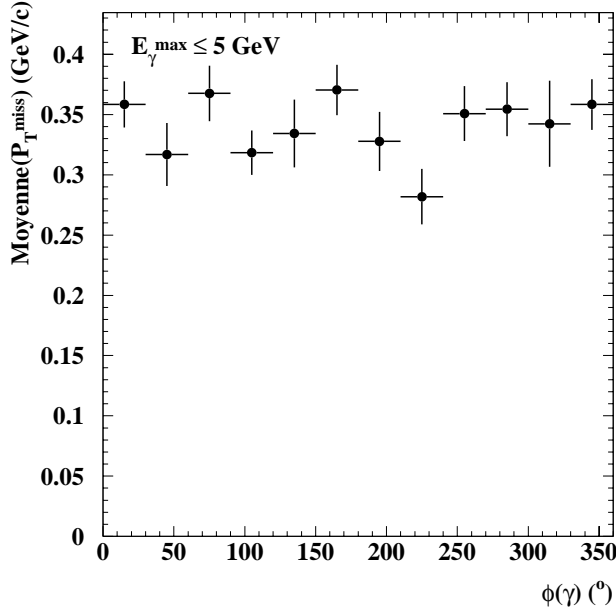


FIG. V.2: Distribution de \cancel{p}_T pour les RNDM tels que $E_\gamma^{\text{max}} \leq 5 \text{ GeV}$ à 161 GeV .

L'erreur systématique provenant de l'utilisation d'une masse M_W différente de celle mesurée n'a pu être étudiée à 161, 172 et 189 GeV , faute de simulations disponibles en quantités suffisantes à différentes masses proche de celle de référence.

L'ensemble des sources d'erreur systématique étudiées et les variations de section efficace correspondantes aux différentes énergies sont regroupés dans la table V.10. simulations utilisées.

L'erreur systématique totale est stable avec \sqrt{s} . Quelle que soit l'énergie, elle est dominée par l'incertitude statistique sur les simulations. La sélection n'est pas sensible à la calibration des calorimètres. L'erreur systématique estimée à partir des RNDM augmente avec l'énergie dans le centre de masse : les coupures sur l'énergie des photons sont plus strictes à grande énergie et le bruit de fond provenant des faisceaux augmente.

Source d'erreur systématique	$\Delta\sigma^{l\bar{\nu}l\nu}$ (fb)			
	161 GeV	172 GeV	183 GeV	189 GeV
Calibration du ECAL	0	1	1	1
Calibration du HCAL	0	1	2	2
Calibration dét. de traces	1	0	5	0
RNDM	3	2	4	7
\mathcal{L}	4	10	10	11
$\Delta\sigma^{bf}$	19	29	15	14
$\Delta\varepsilon^{4f}$	10	9	11	10
M_W simulée	6	6	6	6
Total (en quadrature)	22	32	23	23

TAB. V.10: Erreurs systématiques sur $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

V.4 Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$

la table V.11 donne les valeurs des sections efficaces totalement leptoniques mesurées par la méthode de soustraction de bruit de fond aux quatre énergies étudiées. La colonne MS fait référence aux valeurs attendues dans le cadre du Modèle Standard pour une masse $M_W = 80.39 \pm 0.06$ GeV/ c^2 . Le nombre de déviations standards est estimé à partir de l'erreur statistique attendue. Toutes les mesures sont en accord avec les valeurs du Modèle Standard.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}^{tot}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	Nb. évts. sél.	MS (pb)	Nb. σ
161	$1.03 \pm 0.41 \pm 0.02$	8	0.39	2.3
172	$1.31 \pm 0.45 \pm 0.03$	11	1.30	0.03
183	$1.34 \pm 0.21 \pm 0.02$	58	1.65	1.4
189	$1.85 \pm 0.14 \pm 0.02$	231	1.75	0.7

TAB. V.11: Sections efficaces totalement leptoniques mesurées aux différentes énergies étudiées par la méthode de soustraction de bruit de fond. Le nombre d'événements sélectionnés est indiqué. Les valeurs dans la colonne MS font référence aux prédictions du Modèle Standard pour $M_W = 80.39$ GeV/ c^2 et le nombre de d'écart standards entre la valeur mesurée et attendue est indiqué.

Quelle que soit l'énergie, l'erreur systématique est largement dominée par les erreurs statistiques, entre 9 et 20 fois plus importantes.

V.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la sélection appliquée à 183 GeV pour isoler les événements $WW \rightarrow l\bar{\nu}l\nu$ a été réajustée pour $\sqrt{s} = 161, 172$ et 189 GeV . La figure V.3 montre le facteur de qualité associé à la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ pour les quatre énergies de collision étudiées.

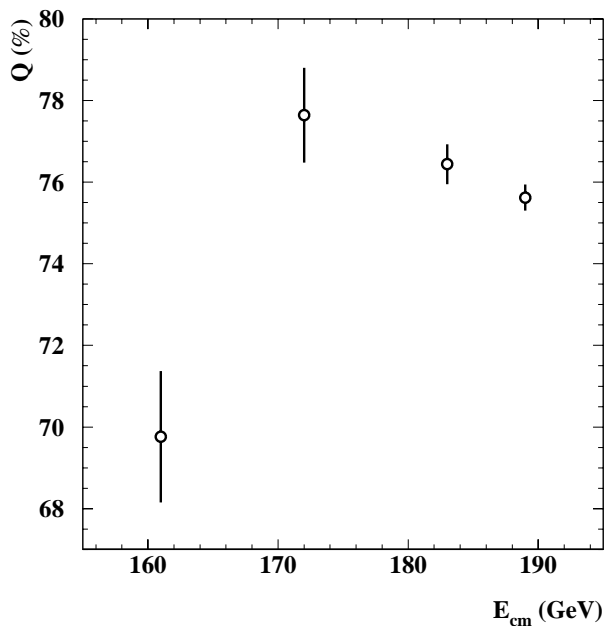


FIG. V.3: Variation du facteur de qualité de la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ avec l'énergie dans le centre de masse.

Au seuil, le facteur de qualité est de l'ordre de 70 % et la statistique disponible dans le canal $l\bar{\nu}l\nu$ est faible. A 172 GeV , le facteur de qualité augmente de 8 %. A plus haute énergie, Q décroît lentement. Les sections efficaces des interactions $\gamma\gamma$ et du processus $ZZ^{(*)}$ augmentent avec \sqrt{s} et la séparation entre le signal et les bruits de fond est plus délicate, ce qui est à l'origine de la baisse du facteur Q à grand \sqrt{s} .

La mesure de $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ a été effectuée par soustraction de bruit de fond pour les trois énergies étudiées dans ce chapitre. Seule la mesure faite à 161 GeV présente un écart significatif de 2.3σ par rapport à la valeur prédite par le Modèle Standard pour $M_W = 80.39 GeV/c^2$.

Les études présentées ici ainsi que l'analyse à 183 GeV , seront utilisées dans le chapitre suivant pour mesurer les sections efficaces et les rapports d'embranchement du W par une méthode d'ajustement.

Chapitre VI

Sections efficaces et rapports d'embranchement du W

Les différents canaux de désintégration des paires de W sont classés suivant la nature du ou des leptons de l'état final. Dix canaux sont ainsi distingués : six canaux $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, trois canaux $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$ et un canal pour les événements $q\bar{q}'q\bar{q}'$. Les topologies de ces trois types d'événements sont très différentes et le recouvrement entre les sélections est négligeable.

Dans ce chapitre, les informations se rapportant à chaque canal sont utilisées dans un ajustement basé sur la probabilité de sélectionner, pour chaque état final, le nombre d'événements observés. Cette méthode permet d'extraire les sections efficaces partielles et totales de production des paires de W ainsi que les rapports d'embranchement de ce boson. Dans la théorie électrofaible standard, l'universalité de couplage des bosons aux différentes familles de leptons est intrinsèque à la théorie de jauge $SU(2)$. La mesure au LEP des rapports d'embranchement du W permettra d'améliorer les connaissances sur l'universalité des couplages.

Après avoir décrit la méthode d'ajustement et les différents paramètres à déterminer en fonction des contraintes appliquées, les résultats obtenus seront comparés aux mesures effectuées dans les différentes expériences du LEP et du TEVATRON.

VI.1 Ajustement

Les sections efficaces et les rapports d'embranchement sont déterminés par la méthode du maximum de vraisemblance décrite dans le paragraphe suivant.

L'analyse utilisée pour sélectionner et classer les événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ a été décrite aux chapitres IV et V. Les sélections des états finals $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $q\bar{q}'q\bar{q}'$ sont décrites dans l'annexe B.2. Elles sont utilisées avec la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ pour déterminer la section efficace de production des paires de W et les rapports d'embranchement.

Les matrices d'efficacité et les sections efficaces des bruits de fond dans chacun des canaux d'identification sont supposées connues. Les sections efficaces et les rapports d'embranchement sont déterminés à partir de ces données et du nombre d'événements sélectionnés dans chaque canal d'identification. Suivant les contraintes appliquées, différentes mesures sont effectuées.

Les sections efficaces leptoniques individuelles sont ajustées sans aucune contrainte. La section efficace totalement leptonique est déterminée en contraignant l'universalité des couplages leptoniques du W . La valeur ainsi obtenue est directement comparable avec la valeur attendue dans le Modèle Standard.

Les sections efficaces de production des paires de W sont ajustées en même temps que les rapports d'embranchement. Lorsque l'universalité des couplages des W aux leptons est contrainte, c'est le rapport d'embranchement hadronique qui est déterminé. Si ces couplages sont laissés libres, les rapports d'embranchement leptoniques individuels sont ajustés. En contraignant les rapports d'embranchement aux valeurs attendues dans le Modèle Standard, la section efficace de production des paires de W est le seul paramètre ajusté. L'accord entre les mesures des sections efficaces totales avec différentes contraintes est un test de la stabilité de l'ajustement en fonction des contraintes appliquées.

VI.1.1 Méthode du maximum de vraisemblance

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

$$\mathcal{P}(N_i^{obs}, N_i^{att}) = \frac{(N_i^{att})^{N_i^{obs}} \exp(-N_i^{att})}{(N_i^{obs})!} \quad (\text{VI.1})$$

La méthode utilisée pour ajuster les sections efficaces et les rapports d'embranchement est la méthode du maximum de vraisemblance [71]. Elle consiste à supposer que la densité de probabilité d'observer dans chaque canal i , N_i^{obs} événements est le produit des densités de probabilité individuelles :

$$\mathcal{F}(N_1^{att}, N_2^{att}, \dots) = \prod_i \mathcal{P}(N_i^{obs}, N_i^{att}) \quad (\text{VI.2})$$

Les valeurs obtenues pour les paramètres sont celles qui maximisent \mathcal{F} , appelée *fonction de vraisemblance*. La maximisation est obtenue en résolvant l'équation VI.3 à l'aide du programme de minimisation numérique MINUIT [72].

$$-\frac{\partial \ln \mathcal{F}}{\partial N_i^{att}} = 0 \quad (\text{VI.3})$$

Les paramètres N_i^{att} à ajuster, sont des fonctions de la section efficace et des rapports d'embranchement :

$$N_i^{att} = f(\sigma_{WW}, Br_{\ell\nu}, Br_{q\bar{q}'}) \quad (\text{VI.4})$$

L'ajustement de la section efficace totale et des rapports d'embranchement est effectuée en utilisant l'ensemble des canaux de désintégration.

Le nombre d'événements observés dans les canaux $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu$ pour chaque point en énergie s'exprime en fonction de la section efficace totale, des rapports de désintégration du W , de l'efficacité de sélection de chaque canal de production en fonction du canal d'identification (matrice d'efficacité), de la section efficace du bruit de fond et de la correction $4f$ dans chaque canal :

$$N_i^{att} = \mathcal{L}[\sigma_i^{bf} + \sum_{j=1}^9 \varepsilon(i, j)^{CC03} Br_j \sigma_{WW} + \Delta_i^{4f}] \quad (\text{VI.5})$$

où i est le canal de sélection, j représente les canaux de production, \mathcal{L} est la luminosité, σ_{WW} la section efficace totale à ajuster et Br_j le produit des rapports d'embranchement des W pour le canal de production j .

Dans le canal $q\bar{q}'q\bar{q}'$, ce n'est pas un nombre d'événements qui est utilisé mais la section efficace hadronique σ_{had}^{obs} . Elle est déterminée par l'ajustement du profil de la réponse d'un réseau de neurones car la contribution du bruit de fond est importante (voir annexe B.2). La densité de probabilité correspondante est celle d'une gaussienne :

$$\mathcal{P}_{had}(\sigma_{had}^{obs}, \sigma_{had}^{att}, \Delta\sigma_{had}^2) = \frac{1}{\Delta\sigma_{had}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\sigma_{had}^{obs} - \sigma_{had}^{att})^2}{2\Delta\sigma_{had}^2}\right) \quad (\text{VI.6})$$

où

$$\sigma_{had}^{att} = Br^2(W \rightarrow q\bar{q}') \sigma_{WW} \quad (\text{VI.7})$$

Suivant les paramètres à déterminer, les contraintes appliquées lors de la maximisation de \mathcal{F} sont différentes.

VI.1.2 Contraintes appliquées

Lors de l'ajustement de la section efficace totalement leptonique et des sections efficaces $\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu$ individuelles, seuls les résultats de la sélection totalement leptonique sont

utilisés. Pour les autres mesures, l'ensemble des canaux de désintégration servent à l'ajustement des paramètres.

Le nombre d'événements attendus dans chaque canal de sélection $\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu$, $N_i^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}}$, s'exprime en fonction des sections efficaces individuelles totalement leptonique $\sigma_j^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}}$:

$$N_i^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}} = \mathcal{L}[\sigma_i^{bf} + \sum_{j=1}^6 \varepsilon_{(i,j)}^{CC03} \sigma_j^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}} + \Delta_i^{4f}] \quad (\text{VI.8})$$

Sans contrainte supplémentaire, l'ajustement des $N_i^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}}$ permet de déterminer les $\sigma_j^{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu \text{ att}}$ pour les six canaux $\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu$.

La section efficace totalement leptonique $\sigma_{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu}^{\text{tot}}$, est mesurée par le même ajustement en imposant universalité de couplage des leptons, c'est à dire :

$$Br_{e\nu} = Br_{\mu\nu} = Br_{\tau\nu} \quad (\text{VI.9})$$

Les rapports d'embranchement du W et les sections efficaces totales de production pour chaque énergie étudiée, sont ajustés en même temps en utilisant les expressions VI.5 et VI.7 dans la fonction de vraisemblance totale \mathcal{F} . Les W sont supposés se désintégrer uniquement en mode visible ce qui impose la contrainte :

$$Br(W \rightarrow q\bar{q}') + \sum_3 Br(W \rightarrow \ell\nu) = 1 \quad (\text{VI.10})$$

La limite supérieure expérimentale sur la largeur invisible du W est de 27 MeV à 95 % de niveau de confiance [28].

Lors de l'ajustement, les valeurs des rapports d'embranchement peuvent être contraintes aux valeurs du Modèle Standard ($Br_{\ell\nu} = 10.8 \%$ et $Br_{q\bar{q}'} = 67.6 \%$ [12]) laissant comme seul paramètre libre la section efficace totale σ_{WW} . Si seulement l'universalité de couplage aux leptons est requise ($Br_{q\bar{q}'} = 1 - 3Br_{\ell\nu}$), deux paramètres restent inconnus : σ_{WW} et $Br_{q\bar{q}'}$. Si tous les couplages sont laissés libres, ce sont les trois rapports d'embranchement $Br_{\ell\nu}$ ainsi que σ_{WW} qui sont recherchés.

VI.2 Canal totalement leptonique

A partir du nombre d'événements attendus dans les six canaux totalement leptoniques, la section efficace $\sigma_{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu}^{\text{tot}}$ et les sections efficaces individuelles $\sigma_{\ell\bar{\nu}\bar{\ell}\nu}$ sont mesurées avec les contraintes décrites au paragraphe VI.1.2. La détermination de la section efficace totalement leptonique permet de tester la cohérence interne du Modèle Standard et

l'ajustement des sections efficaces individuelles totalement leptoniques est un test direct de la compatibilité des mesures avec les prédictions théoriques.

VI.2.1 Mesure de la section efficace $\ell\bar{\nu}\ell\nu$

Ces mesures sont effectuées aux quatre énergies étudiées en supposant l'universalité des couplages du W aux leptons. La table VI.1 donne le résultat de l'ajustement ainsi que les erreurs statistiques et systématiques. La figure VI.1 compare les valeurs obtenues par ajustement à la prédiction théorique calculée par le programme GENTLE. Dans la méthode d'ajustement, les erreurs systématiques ont été estimées à partir des études décrites dans les chapitres IV et V. Elles sont stables avec \sqrt{s} .

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$) Mesure par ajustement	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$) Mesure directe	Nb. évts. sél.	MS (pb)
161	$0.96 \pm 0.40 \pm 0.03$	$1.03 \pm 0.41 \pm 0.02$	8	0.39
172	$1.35 \pm 0.46 \pm 0.03$	$1.31 \pm 0.45 \pm 0.03$	11	1.30
183	$1.39 \pm 0.21 \pm 0.02$	$1.34 \pm 0.21 \pm 0.02$	58	1.65
189	$1.87 \pm 0.14 \pm 0.03$	$1.85 \pm 0.14 \pm 0.02$	231	1.75

TAB. VI.1: Sections efficaces totalement leptoniques mesurées aux différentes énergies étudiées par la méthode d'ajustement et de soustraction de bruit de fond (méthode directe). Le nombre d'événements sélectionnés est indiqué. Les valeurs dans la colonne MS font référence aux prédictions du Modèle Standard pour $M_W = 80.39 \text{ GeV}/c^2$.

Les quatre valeurs des sections efficaces mesurées par la méthode d'ajustement sont cohérentes, dans la limite des erreurs indiquées, avec les mesures effectuées par soustraction de bruit de fond.

Les erreurs statistiques sont identiques dans les deux méthodes employées. Les erreurs systématiques sont également compatibles. Le détail des sources d'erreur systématique est donné dans la table C.2 de l'annexe C. L'identification des états finals n'intervient pas dans cet ajustement (pas d'erreur systématique associée) : seul le nombre total d'événements est important. L'erreur systématique est dominée dans les deux méthodes par la limitation statistique des simulations utilisées.

Les valeurs mesurées à 172,183 et 189 GeV sont en accord avec les valeurs théoriques à environ 1σ . La section efficace totalement leptonique ajustée à 161 GeV se situe à environ 2 écarts standards au dessus de la valeur prédite par le Modèle Standard.

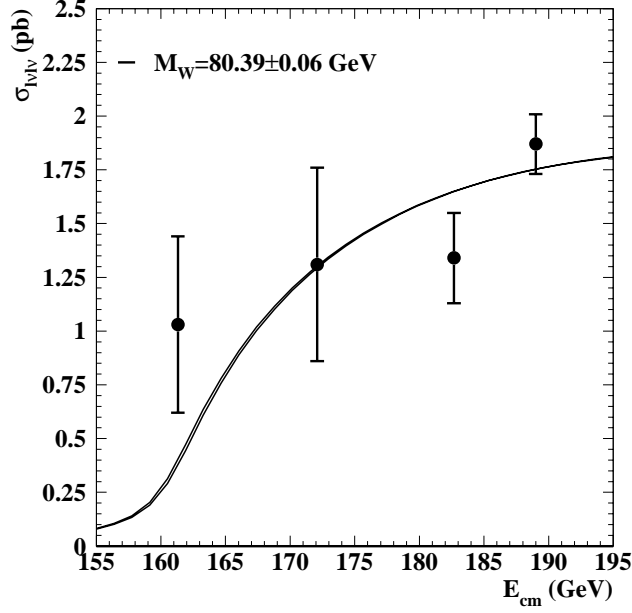


FIG. VI.1: Ajustement de la section efficace totalement leptonique de production des paires de W aux quatre points d'énergie étudiés, et prédiction du Modèle Standard donnée par GENTLE pour $M_W = 80.39 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$. Les deux courbes théoriques, très proches, correspondent à l'erreur sur M_W .

VI.2.2 Mesure des sections efficaces individuelles $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ à 183 et 189 GeV

Il y a six sections efficaces partielles $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ à ajuster. Elles correspondent aux six combinaisons possibles des trois leptons chargés accessibles dans l'état final lors de la désintégration des paires de W .

Aucune contrainte théorique n'est appliquée et les sections efficaces individuelles $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ sont indépendantes du Modèle Standard. Etant donné la faible statistique enregistrée dans le canal totalement leptonique à 161 et 172 GeV , l'ajustement n'a été effectué que pour les données de 183 et 189 GeV . Les résultats obtenus par cet ajustement sont regroupés dans les tables VI.2 et VI.4.

Données enregistrées à 183 GeV

A $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, le Modèle Standard prédit une section efficace de 183 fb dans les canaux où les deux leptons sont identiques, et de 366 fb lorsque les deux leptons sont différents. Compte tenu de l'erreur statistique, les valeurs ajustées sont compatibles avec celles attendues. La statistique accumulée à 183 GeV n'est pas suffisante pour que cette mesure représente un test significatif du Modèle Standard.

$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ (fb)				Nb. évts. sél.	MS (fb)
$(\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys})$					
$\sigma_{e\nu e\nu}$	=	40	$\pm 49 \pm 9$	3	183
$\sigma_{e\nu\mu\nu}$	=	468	$\pm 117 \pm 12$	18	366
$\sigma_{e\nu\tau\nu}$	=	405	$\pm 138 \pm 16$	16	366
$\sigma_{\mu\nu\mu\nu}$	=	153	$\pm 70 \pm 9$	7	183
$\sigma_{\mu\nu\tau\nu}$	=	213	$\pm 99 \pm 11$	9	366
$\sigma_{\tau\nu\tau\nu}$	=	66	$\pm 114 \pm 21$	5	183

TAB. VI.2: Sections efficaces individuelles totalement leptoniques à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Les valeurs dans la colonne MS font référence aux prédictions du Modèle Standard pour $M_W = 80.39 \text{ GeV}/c^2$.

Les sources d'erreurs systématiques étudiées sont décrites dans le paragraphe IV.6 et les erreurs correspondantes sont données dans la table C.3. L'incertitude sur l'identification des leptons est prise en compte : l'erreur systématique totale associée à la section efficace totalement leptonique est supérieur d'environ 10 fb à l'erreur obtenue par la mesure directe. Dans les canaux $e\nu\tau\nu$ et $\tau\nu\tau\nu$, l'erreur systématique dominante provient de l'erreur statistique sur l'estimation de la section efficace du bruit de fond car ce sont dans ces deux canaux que la contribution du bruit de fond est la plus importante (78 % du bruit de fond total, voir paragraphe IV.3.3). Pour les autres canaux de désintégration totalement leptonique, c'est l'erreur statistique sur les efficacités $4f$ qui est la plus grande source d'erreur systématique. Pour tous les canaux, l'erreur statistique est plus importante que l'erreur systématique.

Paramètres	$e\nu e\nu$	$e\nu\mu\nu$	$e\nu\tau\nu$	$\mu\nu\mu\nu$	$\mu\nu\tau\nu$	$\tau\nu\tau\nu$
$e\nu e\nu$	1.000	0.026	-0.276	0.000	-0.005	0.032
$e\nu\mu\nu$		1.000	-0.098	0.017	-0.119	0.015
$e\nu\tau\nu$			1.000	-0.001	0.023	-0.148
$\mu\nu\mu\nu$				1.000	-0.165	0.010
$\mu\nu\tau\nu$					1.000	-0.169
$\tau\nu\tau\nu$						1.000

TAB. VI.3: Matrice des corrélations entre les six $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ individuelles ajustées à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$.

La matrice des corrélations entre les six paramètres ajustés est représentée dans la table VI.3. Les corrélations les plus fortes, respectivement 27.6 et 16.9 %, sont observées entre les canaux $e\nu\tau\nu$ et $e\nu e\nu$ entre les canaux $\mu\nu\tau\nu$ et $\tau\nu\tau\nu$. Les 17 % des τ

se désintègrent en e et la même proportion en μ en sont à l'origine. La corrélation est plus importante entre les électrons et les taus, qu'entre les muons et les taus, car les électrons peuvent perdre une partie de leur énergie sous forme de rayonnement de Bremsstrahlung et peuvent être alors classés comme des τ (voir paragraphe IV.3.3).

Données enregistrées à 189 GeV

Les valeurs des sections efficaces $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ reportées dans la table VI.4, sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu} (fb)$ ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	Nb. évts. sél.	MS (fb)
$\sigma_{e\nu e\nu} = 170 \pm 49 \pm 10$	26	195
$\sigma_{e\nu\mu\nu} = 400 \pm 54 \pm 10$	47	390
$\sigma_{e\nu\tau\nu} = 387 \pm 86 \pm 14$	51	390
$\sigma_{\mu\nu\mu\nu} = 183 \pm 47 \pm 10$	25	195
$\sigma_{\mu\nu\tau\nu} = 459 \pm 84 \pm 11$	51	390
$\sigma_{\tau\nu\tau\nu} = 330 \pm 108 \pm 27$	31	195

TAB. VI.4: Sections efficaces individuelles totalement leptoniques à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

Les erreurs systématiques sur ces mesures sont dominées par la limitation statistique des simulations utilisées (voir table C.3).

Comme à 183 GeV, les corrélations, présentées dans la table VI.5, sont plus importantes entre les électrons et les taus qu'entre les muons et les taus.

Paramètres	$e\nu e\nu$	$e\nu\mu\nu$	$e\nu\tau\nu$	$\mu\nu\mu\nu$	$\mu\nu\tau\nu$	$\tau\nu\tau\nu$
$e\nu e\nu$	1.000	0.031	0.216	0.001	-0.005	0.029
$e\nu\mu\nu$		1.000	0.148	0.004	0.034	0.006
$e\nu\tau\nu$			1.000	-0.005	0.045	-0.232
$\mu\nu\mu\nu$				1.000	-0.195	0.025
$\mu\nu\tau\nu$					1.000	-0.214
$\tau\nu\tau\nu$						1.000

TAB. VI.5: Matrice des corrélations entre les six $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ ajustées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

VI.3 Mesure de la section efficace de production des paires de W

L'ensemble des canaux de désintégration des paires de W sont utilisés pour ajuster la section efficace totale de production $CC03$ des paires de W , σ_{WW} : le nombre d'événements

sélectionnés par les analyses $l\bar{\nu}l\nu$ et $l\bar{\nu}q\bar{q}'$ ainsi que la section efficace hadronique (voir annexe B.2). Les sections efficaces ont été ajustées dans le cadre théorique du Modèle Standard pour les quatre énergies étudiées : les rapports d'embranchement du W sont contraints aux valeurs du Modèle Standard ce qui permet de comparer les valeurs obtenues à celles attendues pour les mêmes rapports d'embranchement. Les résultats obtenus sont regroupés dans la table VI.6.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{WW} (pb)	σ_{WW} (pb)	MS (pb)
	$(\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys})$ Mesure par ajustement	$(\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys})$ Mesure directe	
161	$4.42 \pm 0.74 \pm 0.20$	$4.61 \pm 0.82 \pm 0.21$	3.69
172	$11.80 \pm 1.27 \pm 0.27$	$11.84 \pm 1.25 \pm 0.28$	12.37
183	$15.57 \pm 0.62 \pm 0.29$	$15.55 \pm 0.62 \pm 0.29$	15.70
189	$15.62 \pm 0.35 \pm 0.29$	$15.67 \pm 0.36 \pm 0.29$	16.70

TAB. VI.6: Sections efficaces de production des paires de W mesurées par la méthode d'ajustement (valeurs des rapports d'embranchement du Modèle Standard) et la méthode directe (somme des sections efficaces partielles ajustées) à $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ et 189 GeV. Le nombre d'événements sélectionnés est indiqué. Les valeurs dans la colonne MS font référence aux prédictions du Modèle Standard pour $M_W = 80.39$ GeV/ c^2 .

Dans l'état actuel des mesures, $\sigma_{WW}(189$ GeV) a une valeur inférieure de 2σ à la prédiction théorique. Cette différence est à l'étude. Aucun écart significatif n'a été observé pour la valeur de $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}^{tot}(189$ GeV) et cette différence semble provenir du canal totalement hadronique. Les autres valeurs sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

Les erreurs systématiques ont été obtenues à partir des études présentées dans le paragraphe IV.6. Les matrices d'efficacité ont été recalculées pour chaque source d'erreur et l'ajustement réitéré. Le détail des erreurs est donné dans l'annexe C. Quelle que soit l'énergie, l'erreur systématique totale est dominée par l'erreur provenant du canal totalement hadronique et elle est stable avec \sqrt{s} . Le détail des erreurs systématiques en fonction de leur source, est donné dans le tableau C.4 de l'annexe C. L'erreur statistique domine l'erreur systématique à toutes les énergies.

Les valeurs obtenues par la méthode d'ajustement contraint, sont comparées à la somme simple des sections efficaces $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$, $\sigma_{l\bar{\nu}q\bar{q}'}$ et $\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}$ ajustées avec la contrainte de l'universalité des couplages. Les quatre mesures sont compatibles entre elles dans les erreurs systématiques.

Les résultats de l'ajustement et leur comparaison avec le Modèle Standard sont résumés sur la figure VI.2.

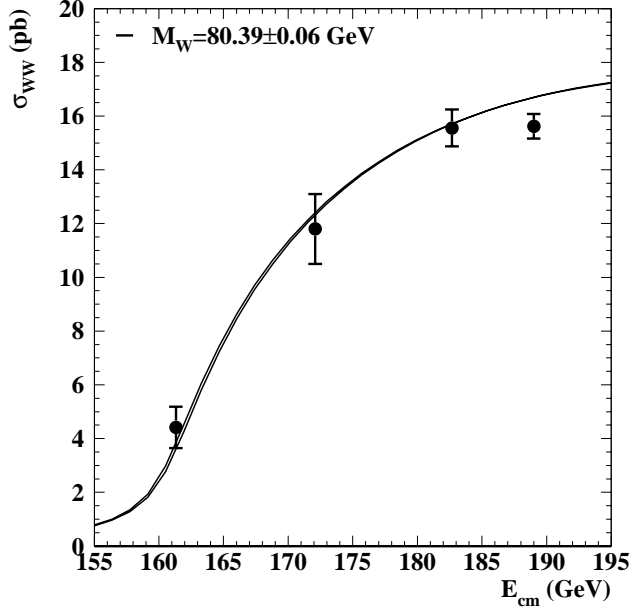


FIG. VI.2: Ajustement de la section efficace de production des paires de W aux quatre points d'énergie étudiés, et prédiction du Modèle Standard donnée par GENTLE pour $M_W = 80.39 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$. Les deux courbes théoriques, très proches, correspondent à l'erreur sur M_W .

La table VI.7 donne les valeurs des sections efficaces totales en fonction des contraintes appliquées lors de l'ajustement. Les erreurs indiquées sont uniquement d'origine statistique.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{WW} (pb)			MS (pb)
	Br Standards	Univ. + $\sum Br = 1$	$\sum Br = 1$	
161	4.42 ± 0.74	4.43 ± 0.79	4.44 ± 0.75	3.69
172	11.80 ± 1.27	11.78 ± 1.32	11.79 ± 1.29	12.37
183	15.57 ± 0.62	15.57 ± 0.63	15.58 ± 0.63	15.70
189	15.62 ± 0.35	15.64 ± 0.36	15.65 ± 0.39	16.70

TAB. VI.7: Valeurs des sections efficaces totales de production des paires de W en fonction des contraintes d'ajustement. Les erreurs reportées sont statistiques.

L'accord entre ces différentes valeurs montre la stabilité de l'ajustement en fonction des contraintes appliquées.

VI.4 Mesure des rapports d'embranchement du W

La mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W permet de tester l'universalité de couplage des leptons, alors que le rapport d'embranchement des W en hadrons test la cohérence des valeurs ajustées et des valeurs attendues pour le Modèle Standard. Les données enregistrées à chaque énergies sont utilisées pour ajuster ces paramètres. Les contraintes appliquées lors de l'ajustement des rapports d'embranchement leptoniques et hadronique sont décrites dans le paragraphe VI.1.2.

VI.4.1 Mesure du rapport d'embranchement hadronique du W

La valeur mesurée du rapport d'embranchement totalement hadronique est donnée dans la table VI.8. Plusieurs ajustements ont été faits en utilisant soit l'ensemble de la statistique disponible (de $\sqrt{s} = 161$ à 189 GeV), soit en ajustant un à un, les deux points de plus grande statistique (183 et 189 GeV). Les valeurs sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard. L'ajustement a également été effectué séparément sur les données enregistrées à 183 et 189 GeV . La valeur ajustée à partir des données enregistrées à 189 GeV est plus faible que la valeur théorique, ce qui est en accord avec la mesure de $\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}$ qui se situe à environ 2σ de la valeur attendue (voir paragraphe précédant et annexe B.2).

Les erreurs systématiques, dont le détail est donné dans la table C.5 de l'annexe C, sont deux fois plus faibles que l'erreur statistique et sont dominées par la contribution des états finals totalement hadroniques sélectionnés à 189 GeV .

\sqrt{s} (GeV)	$Br_{q\bar{q}'} (\%)$ ($Br \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	MS (%)	$Br_{\ell\nu} = 1 - Br_{q\bar{q}'} (\%)$ ($Br \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	MS (%)
161 + 172 +183 + 189	$66.58 \pm 0.69 \pm 0.51$	67.6	$11.14 \pm 0.23 \pm 0.17$	10.8
183	$69.18 \pm 1.33 \pm 0.50$		$10.30 \pm 0.44 \pm 0.16$	
189	$65.72 \pm 0.81 \pm 0.51$		$11.42 \pm 0.27 \pm 0.17$	

TAB. VI.8: Mesure du rapport d'embranchement du W avec l'hypothèse d'universalité des couplages.

Les valeurs des sections efficaces de production des paires de W ajustées en même temps que $Br_{q\bar{q}'}$ ($161 + 172 + 183 + 189$ GeV), sont données dans la table VI.7. Les valeurs centrales et les erreurs statistiques sur ces paramètres sont compatibles avec celle obtenues en contraignant les rapports d'embranchement aux valeurs du Modèle Standard.

Les corrélations données dans la table VI.9, permettent de vérifier que les mesures des sections efficaces aux différentes énergies sont décorrélées. Les corrélations entre les sections efficaces et $Br_{q\bar{q}'}$ sont négligeables (inférieures à 4 %). L'ajustement du rapport d'embranchement hadronique est indépendant de la mesure des sections efficaces. La corrélation la plus grande est observée entre le rapport d'embranchement hadronique et $\sigma_{WW}^{189 GeV}$, énergie représentant la plus grande statistique enregistrée.

Paramètres	$Br_{q\bar{q}'}$	$\sigma_{WW}^{161 GeV}$	$\sigma_{WW}^{172 GeV}$	$\sigma_{WW}^{183 GeV}$	$\sigma_{WW}^{189 GeV}$
$Br_{q\bar{q}'}$	1.000	0.043	-0.028	0.005	-0.007
$\sigma_{WW}^{161 GeV}$		1.000	-0.008	0.001	0.025
$\sigma_{WW}^{172 GeV}$			1.000	0.002	-0.020
$\sigma_{WW}^{183 GeV}$				1.000	-0.0005
$\sigma_{WW}^{189 GeV}$					1.000

TAB. VI.9: Corrélations entre les différents paramètres intervenant dans l'ajustement du rapport de branchement hadronique.

VI.4.2 Mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W

Contrairement à la mesure du rapport d'embranchement hadronique, l'ajustement des $Br_{\ell\bar{\nu}}$ se fait sans contrainte sur les proportions relatives des contributions leptoniques. C'est un ajustement à sept paramètres : les trois rapports d'embranchement leptoniques et les quatre sections efficaces totales de production des paires de W . Pour vérifier la stabilité de la méthode utilisée, la mesure a aussi été effectuée en utilisant séparément les données enregistrés à 183 et 189 GeV .

Les résultats obtenus en ajustant les trois rapports d'embranchement leptoniques du W , sans contraindre l'universalité, sont reportés dans la table VI.10. Ces mesures sont compatibles à la fois avec l'hypothèse d'universalité (trois rapports d'embranchements leptoniques égaux), $\chi^2 = 0.174$, et la valeur attendue pour le Modèle Standard (10.8 %), quelles que soient les données utilisées pour l'ajustement.

L'erreur systématique, largement dominée par la contribution de la sélection hadronique à 189 GeV , est environ 4 fois inférieure à l'erreur statistique. Elle varie peu si seules les données enregistrées à 183 ou à 189 GeV sont utilisées (voir table C.6).

Les valeurs des sections efficaces ajustées en même temps que les $Br_{\ell\bar{\nu}}$ (161 + 172 + 183 + 189 GeV) sont données dans la table VI.7. Elles sont compatibles avec les valeurs

\sqrt{s} (GeV)	$Br_{\ell\bar{\nu}}$ (%) ($Br \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	MS (%)
161+172+183+189	$Br_{e\bar{\nu}} = 10.89 \pm 0.48 \pm 0.21$ $Br_{\mu\bar{\nu}} = 11.18 \pm 0.46 \pm 0.19$ $Br_{\tau\bar{\nu}} = 11.38 \pm 0.64 \pm 0.29$	10.8
183	$Br_{e\bar{\nu}} = 11.21 \pm 0.93 \pm 0.21$ $Br_{\mu\bar{\nu}} = 9.94 \pm 0.85 \pm 0.19$ $Br_{\tau\bar{\nu}} = 9.56 \pm 1.13 \pm 0.27$	
189	$Br_{e\bar{\nu}} = 10.80 \pm 0.56 \pm 0.21$ $Br_{\mu\bar{\nu}} = 11.58 \pm 0.57 \pm 0.19$ $Br_{\tau\bar{\nu}} = 11.97 \pm 0.81 \pm 0.28$	

TAB. VI.10: Mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W , sans hypothèse d'universalité.

obtenues en contraignant les rapports d'embranchement aux valeurs du Modèle Standard et les prédictions théoriques obtenues pour $M_W = 80.39 \text{ GeV}/c^2$.

Les corrélations entre les sept paramètres ajustés sont données dans la table VI.11. L'origine des corrélations est la même qu'au paragraphe VI.2.2 : ce sont les mauvaises classifications et différenciations entre les électrons ou muons et les taus. La corrélation entre $Br_{e\bar{\nu}}$ et $Br_{\tau\bar{\nu}}$ est du même ordre de grandeur que celle existant entre $Br_{\mu\bar{\nu}}$ et $Br_{\tau\bar{\nu}}$. La corrélation entre $Br_{\tau\bar{\nu}}$ et les sections efficaces ajustées est plus importante que celles avec les autres rapports d'embranchement car ce canal est très sensible aux fluctuations (peu d'événements sélectionnés). L'essentiel de la statistique provenant des données enregistrées à 183 et 189 GeV, les corrélations entre les rapports d'embranchement et les sections efficaces correspondantes, sont plus importantes que pour les autres énergies.

Paramètres	$Br_{e\bar{\nu}}$	$Br_{\mu\bar{\nu}}$	$Br_{\tau\bar{\nu}}$	$\sigma_{WW}^{161 \text{ GeV}}$	$\sigma_{WW}^{172 \text{ GeV}}$	$\sigma_{WW}^{183 \text{ GeV}}$	$\sigma_{WW}^{189 \text{ GeV}}$
$Br_{e\bar{\nu}}$	1.000	-0.002	-0.318	-0.011	-0.023	-0.046	-0.035
$Br_{\mu\bar{\nu}}$		1.000	-0.320	-0.015	-0.032	-0.064	-0.090
$Br_{\tau\bar{\nu}}$			1.000	0.042	0.030	0.084	0.147
$\sigma_{WW}^{161 \text{ GeV}}$				1.000	0.001	0.004	0.006
$\sigma_{WW}^{172 \text{ GeV}}$					1.000	0.004	0.005
$\sigma_{WW}^{183 \text{ GeV}}$						1.000	0.014
$\sigma_{WW}^{189 \text{ GeV}}$							1.000

TAB. VI.11: Corrélations entre les différents paramètres intervenant dans l'ajustement des rapports d'embranchement leptonique.

VI.5 Comparaison avec les mesures actuelles

Les mesures présentées dans ce chapitre sont à comparer avec les valeurs actuelles de référence [6, 10, 73, 74].

La table VI.12 donne les valeurs de σ_{WW} , mesurées par les quatre expériences du LEP à 161, 172, 183 et 189 GeV . Les rapports d'embranchement sont contraints aux valeurs du Modèle Standard. Un ajustement par la méthode des moindres carrés est utilisé pour la combinaison des mesures des quatre expériences.

	σ_{WW} (pb)			
	161.3 GeV	172.1 GeV	182.7 GeV	189 GeV
Thèse	4.42 ± 0.77	11.80 ± 1.30	15.57 ± 0.69	15.62 ± 0.45
ALEPH	4.23 ± 0.75	11.71 ± 1.25	15.51 ± 0.71	14.74 ± 0.85
DELPHI	$3.67 \pm_{-0.87}^{+0.99}$	11.58 ± 1.35	16.01 ± 0.83	16.00 ± 0.96
L3	$2.89 \pm_{-0.71}^{+0.82}$	12.27 ± 1.38	16.53 ± 0.67	15.44 ± 0.95
OPAL	$3.62 \pm_{-0.83}^{+0.94}$	12.26 ± 1.32	15.52 ± 0.71	15.04 ± 0.87
LEP	3.69 ± 0.45	11.95 ± 0.66	15.86 ± 0.40	15.24 ± 0.57
MS	3.69	12.37	15.70	16.70

TAB. VI.12: Sections efficaces de production des paires de W à 161,172,183 et 189 GeV mesurées dans cette thèse ainsi que celle mesurés par les quatre expériences du LEP et leurs combinaison. Les résultats obtenus pour 189 GeV par les expériences du LEP correspondent à une luminosité moyenne de $36 pb^{-1}$ par expérience [6, 10].

Les erreurs sur les mesures de σ_{WW} présentées dans ce chapitre, sont inférieures ou du même ordre de grandeur que celles des quatre expériences du LEP. A 161, 172 et 183 GeV , les valeurs centrales mesurées dans la table VI.12 sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard. Par contre, la valeur combinée de $\sigma_{WW}^{189 GeV}$ au LEP [10], diffère d'environ 2.5σ de la valeur théorique attendue. Cette différence est à l'étude.

La table VI.13 regroupe l'ensemble des résultats publiés sur les rapports d'embranchement leptoniques obtenus par les expériences du LEP [6, 10] (données enregistrées entre 161 et 183 GeV), et du TEVATRON [18, 27].

L'incertitude sur les mesures des rapports d'embranchement ne permet pas d'observer d'éventuelles déviations par rapport au Modèle Standard.

La précision sur les mesures effectuées au LEP est du même ordre que celles obtenues au TEVATRON. Au LEP, la précision relative atteinte en utilisant les données jusqu'à

Mesures	$Br_{e\nu}$ (%)	$Br_{\mu\nu}$ (%)	$Br_{\tau\nu}$ (%)	$Br_{\ell\nu}$ (%)
Contraintes	$\sum Br = 1$			+ Univ.
Thèse	$10.9 \pm 0.5 \pm 0.2$	$11.2 \pm 0.5 \pm 0.2$	$11.38 \pm 0.6 \pm 0.3$	11.1 ± 0.3
ALEPH	$11.2 \pm 0.8 \pm 0.3$	$9.9 \pm 0.8 \pm 0.2$	$9.7 \pm 1.0 \pm 0.3$	10.33 ± 0.46
DELPHI	$9.9 \pm 1.1 \pm 0.5$	$11.4 \pm 1.1 \pm 0.5$	$11.2 \pm 1.7 \pm 0.7$	10.83 ± 0.60
L3	$10.5 \pm 0.9 \pm 0.2$	$10.2 \pm 0.9 \pm 0.2$	$9.0 \pm 1.2 \pm 0.3$	9.97 ± 0.46
OPAL	$11.7 \pm 0.9 \pm 0.3$	$10.1 \pm 0.8 \pm 0.3$	$10.3 \pm 1.0 \pm 0.3$	10.70 ± 0.48
LEP	10.92 ± 0.49	10.29 ± 0.47	9.95 ± 0.60	10.40 ± 0.26
Contrainte	Universalité			
CDF	non publié		non mesuré	10.66 ± 0.37
D0	non publié		non mesuré	10.59 ± 0.44

TAB. VI.13: Comparaison des mesures des rapports d'embranchements leptoniques à LEP2 [6, 10] (données de 161 à 183 GeV) et au TEVATRON [18, 27].

183 GeV , est de l'ordre de 8 % par expérience pour chaque rapport d'embranchement leptonique individuel. Elle est de l'ordre de 5 % lorsque les résultats sur les rapports leptoniques individuels des quatre expériences sont combinés. Cette précision est de 2.5 % sur la valeur combinée du LEP lorsque l'universalité est contrainte. A la fin de LEP, la précision relative sur les rapports d'embranchement ajustés avec la contrainte d'universalité, devrait être de l'ordre de 1 %.

Lorsque l'ensemble des données enregistrées pendant le *RUN 1* du TEVATRON sera analysé, la précision relative attendue par D0 et CDF, devrait être respectivement de 2 à 3 % et de 1.5. à 2 % sur le rapport d'embranchement leptonique.

VI.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode du maximum de vraisemblance a été utilisée pour mesurer $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$, $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$, σ_{WW} et les rapports d'embranchement du W , en appliquant différentes contraintes.

Les résultats obtenus par cette méthode sont stables en fonction des contraintes appliquées. La mesure de la section efficace totalement leptonique a été comparée au calcul direct. De même, la mesure de σ_{WW} a été effectuée suivant différentes hypothèses, lors de l'ajustement des rapports d'embranchement. Tous les résultats obtenus sont compatibles entre eux et avec les valeurs attendues pour le Modèle Standard. Seule la mesure de σ_{WW} à 189 GeV présente un écart de l'ordre de 2σ par rapport à la valeur théorique attendue. Cette différence qui semble provenir du canal totalement hadronique est à l'étude. Aucune déviation par rapport au Modèle Standard, n'a été observée pour la mesure de $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (189 GeV) ni pour $\sigma_{\ell\bar{\nu}q\bar{q}}^{tot}$ (189 GeV) (voir annexe B.1). L'universalité des couplages des bosons W aux trois familles de leptons est vérifiée avec une précision d'environ 6 %.

Les résultats obtenus dans ce chapitre sont compétitifs, statistiquement et systématiquement, avec les valeurs données par les quatre expériences du LEP.

La mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W au LEP représente la seule mesure indépendante du modèle testé. De plus, pour la première fois, la désintégration du W en leptons τ a pu être étudiée directement au LEP. La précision atteinte sur les rapports d'embranchement individuels avec et sans contrainte d'universalité de couplage est compétitive avec les résultats établis par les expériences sur collisionneurs hadroniques. La précision relative à la fin du LEP devrait être de l'ordre de 1 %.

Conclusion

En 1996, l'énergie de collision du LEP a dépassé le seuil de production des paires de W . Les données enregistrées par l'expérience ALEPH entre 1996 et 1998 ont été utilisées pour mesurer les sections efficaces de production des paires de W se désintégrant dans le canal totalement leptonique, $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$. En tenant compte des mesures des sections efficaces dans les autres canaux de désintégration, les sections efficaces totales σ_{WW} et les rapports d'embranchement du W ont été déterminés. Ces mesures de précision ont pour but de tester le Modèle Standard et plus particulièrement, l'universalité de couplage du boson W aux trois familles de leptons.

Le canal totalement leptonique représente 10.5 % des désintégrations des paires de W mais permet l'étude de six canaux de désintégrations importants pour la mesure des rapports d'embranchement des W . Pour isoler ce faible signal des nombreux processus physiques qui constituent le bruit de fond, un lot de coupures qui s'appuie sur des critères topologiques à été établi. L'analyse a permis de sélectionner avec une grande efficacité les six canaux $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, $\ell = e, \mu, \tau$ et d'utiliser les événements sélectionnés pour mesurer les rapports d'embranchement. Pour diminuer l'erreur systématique sur la mesure de $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$, l'identification des leptons chargés n'a pas été utilisée lors de la sélection. Pour mesurer les sections efficace individuelles, la section efficace de production des paires de W et les rapports d'embranchement, les événements sélectionnés sont classés en fonction de l'identification des deux leptons chargés reconstruits dans l'état final. Les performances de cette sélection sont stables loin du seuil de production des paires de W . La mesure des rapports d'embranchement au LEP a été effectuée sans contraindre l'universalité des couplages des W aux trois familles de leptons.

Les sections efficaces totalement leptoniques ont été mesurées selon deux méthodes : par soustraction du bruit de fond et par ajustement contraint. L'ajustement s'est fait par la méthode du maximum de vraisemblance en imposant des couplages identiques des W aux trois familles de leptons. Les valeurs obtenues par ces deux méthodes sont cohérentes. A partir des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ sélectionnés et en utilisant les sélections semi-leptoniques et hadroniques, les sections efficaces de production des paires de W à $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ et 189 GeV , ainsi que les rapports d'embranchement du W ont été mesurés par la méthode du maximum de vraisemblance.

Contraintes	Paramètres mesurés	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques
$Br_{\ell\bar{\nu}}$ égaux Valeurs des Br du MS	161 GeV		
	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb)	0.96 ± 0.40	0.39
	σ_{WW} (pb)	4.42 ± 0.77	3.69
$Br_{\ell\bar{\nu}}$ égaux Valeurs des Br du MS	172 GeV		
	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb)	1.35 ± 0.46	1.30
	σ_{WW} (pb)	11.80 ± 1.30	12.37
$Br_{\ell\bar{\nu}}$ égaux Valeurs des Br du MS	183 GeV		
	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb)	1.39 ± 0.21	1.65
	σ_{WW} (pb)	15.57 ± 0.69	15.70
$Br_{\ell\bar{\nu}}$ égaux Valeurs des Br du MS	189 GeV		
	$\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ (pb)	1.87 ± 0.14	1.75
	σ_{WW} (pb)	15.62 ± 0.45	16.70
$\Sigma Br = 1$ $\Sigma Br = 1$ $\Sigma Br = 1$ $\Sigma Br = 1 + Br_{\ell\bar{\nu}}$ égaux	161 + 172 + 183 + 189 GeV		
	$Br_{e\nu}$ (%)	10.89 ± 0.52	10.8
	$Br_{\mu\nu}$ (%)	11.18 ± 0.50	10.8
	$Br_{\tau\nu}$ (%)	11.38 ± 0.70	10.8
	$Br_{q\bar{q}}$ (%)	66.58 ± 0.86	67.6

Les erreurs systématiques sont stables avec \sqrt{s} et largement dominées par les erreurs statistiques au dessous de 189 GeV . La stabilité des mesures en fonction des contraintes appliquées a été vérifiée. Les mesures des rapports d'embranchement leptoniques sont compatibles avec l'hypothèse d'universalité, les valeurs du Modèle Standard et les résultats des expériences du LEP et du TEVATRON.

Au LEP, la précision atteinte sur les rapports d'embranchement leptoniques individuels est de l'ordre de 5 % par expérience. Cette valeur est de 3 % lorsque les données enregistrées à 189 GeV sont utilisées. L'erreur statistique relative attendue pour la fin du programme en l'an 2000 (environ 500 pb^{-1} par expérience), devrait être de 2 % pour les rapports d'embranchement leptoniques individuels et 1 % avec l'hypothèse d'universalité. Au TEVATRON, après l'analyse de l'ensemble des données, la précision sur les rapports d'embranchements du W avec l'hypothèse d'universalité devrait être de 2 % pour CDF et 3 % pour D0. Lorsque le programme LEP2 sera terminé et avant la second phase de prise de données du TEVATRON, les mesures des rapports d'embranchement du W effectuées au LEP seront les plus précises.

Annexe A

Générateurs

Les générateurs d'événements ont un rôle primordial dans les analyses expérimentales. En effet, ils modélisent les processus physiques mesurés ou à mesurer. La simulation permet de déconvoluer les mesures expérimentales des biais introduits par les détecteurs. Les simulations des données sont utilisées dans la plupart des analyses pour déterminer les efficacités de sélection, les sections efficaces des bruits de fond et ainsi optimiser les valeurs des coupures en ayant accès à l'information *vraie*.

Dans cette annexe sont présentés les générateurs Monte-Carlo qui ont été utilisés aux différentes énergies pour simuler le signal et les bruits de fond nécessaires à l'optimisation de la sélection [32].

1. **Signal** $e^+e^- \rightarrow 4f$: **KORALW** [33]

Le programme KORALW permet de produire des états finals quatre fermions ($4f$) compatibles avec les désintégrations des paires de W . Ces événements se divisent en deux catégories : les événements $CC03$ à partir des quels l'optimisation des sélections et leurs performances ont été évaluées, et les états finals $4f$ compatibles avec les désintégrations des paires de W .

Ce programme tient compte des effets QED initiaux, finals et de la correction coulombienne. Les photons ISR sont produits par la technique d'exponentiation de Yennie-Frautschi-Suura [75] (YFS) et ont une impulsion transversale finie. Les effets QED sont aussi pris en compte lors de la désintégration leptonique des τ . La polarisation du τ est prise en charge par le programme TAUOLA [76]. L'hadronisation des quarks est effectuée par le programme JETSET [77] mais les phénomènes de recombinaison de couleur et de Bose-Einstein ne sont pas inclus.

Pour la simulation des états finals $4f$, les éléments de matrice sont déterminés par le programme GRACE [31] qui tient compte de la masse des fermions.

La largeur des bosons à été considérée comme variant avec \sqrt{s} seulement dans les simulations à 189 GeV .

Les paramètres utilisés lors de cette production sont :

- $\Gamma_W = 2.03 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_Z = 2.4974 \text{ GeV}/c^2$ et $M_Z = 91.189$.
- $\alpha_{QED}(2M_W) = 1/128.07$ et $\alpha_s = 0.1178$.

La masse de référence choisie pour les W produits est à $80.25 \text{ GeV}/c^2$ jusqu'à 183 GeV inclus, et $80.35 \text{ GeV}/c^2$ à 189 GeV . D'autres lots ont été simulés à différentes masses afin d'estimer les erreurs systématiques que ce choix peut induire.

2. Processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-n\gamma$: UNIBAB [78] et BHWIDE [79]

UNIBAB et BHWIDE sont deux générateurs Monte-Carlo pour la diffusion Bhabha à grands angles. Les corrections QED et électrofaibles à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ sont prises en compte. Dans UNIBAB, les corrections QED sont calculées à tous les ordres et factorisées par rapport à la section efficace de Born calculée avec les corrections faibles. Le générateur BHWIDE utilise la méthode d'exponentiation YFS pour inclure les ISR. La précision atteinte à LEP2 par UNIBAB et BHWIDE est respectivement de l'ordre de 1 % et 0.1 %.

Une coupure sur l'angle minimal entre les deux leptons sortants est appliquée dans UNIBAB. Elle a été fixée à 30° pour les énergies inférieures à 183 GeV et à 10° pour les autres énergies. Dans BHWIDE, la coupure est appliquée à l'angle polaire des deux leptons sortants et vaut 10° . BHWIDE n'a été utilisé qu'à 183 et 189 GeV .

Le nombre d'événements simulés à chaque énergie et les sections efficaces correspondantes sont regroupés dans la table A.1.

3. Processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-n\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-n\gamma$: KORALZ [80]

Ce générateur prend en compte les corrections faibles jusqu'au premier ordre en α . Les corrections QED sont prises en compte jusqu'au second ordre. La désintégration du lepton τ est effectuée en utilisant une librairie contenant la dynamique d'une vingtaine de mode de désintégration connus et leurs rapports d'embranchement.

4. Processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell\bar{\ell}$: PHOT02 [81]

Les états finals leptoniques provenant des interactions $\gamma\gamma$ sont simulés avec PHOT02 : deux électrons du faisceau émettent des photons qui interagissent pour former une paire de fermions. Une coupure sur la masse invariante du système $f\bar{f}$ est appliquée pour éviter la divergence de la section efficace à petite masse. Elle est de $3.5 \text{ GeV}/c^2$ à 161 et 172 GeV et de $2.5 \text{ GeV}/c^2$ pour des énergies supérieures.

5. Processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow ZZ^{(*)}$, $e^+e^- \rightarrow Zee$: PYTHIA [77]

Le générateur PYTHIA permet de produire un état quatre fermions donné. Il est utilisé pour simuler les événements $q\bar{q}$, $ZZ^{(*)}$ et Zee (à partir de $e\gamma \rightarrow eZ$). Une coupure sur la masse visible minimale est appliquée et diffère selon les processus. Elle correspond à $s'/s > 0.015$ pour les $q\bar{q}$. Pour les processus impliquant au moins un

Z , c'est sur la masse minimale du boson que la coupure est effectuée : $200 \text{ MeV}/c^2$ pour les $ZZ^{(*)}$ et $12 \text{ GeV}/c^2$ pour les Zee .

6. Processus $e^+e^- \rightarrow Z\nu\nu$: ZNN [82]

Processus à LEP2	161 GeV		172 GeV		183 GeV		189 GeV	
	σ (pb)	Nb. évts.	σ (pb)	Nb. évts.	σ (pb)	Nb. évts.	σ (pb)	Nb. évts.
WW_{tot}^{CC03}	3.62	10000	12.38	9999	15.73	49999	16.62	249990
WW_{tot}^{4f}	3.77	9999	12.63	109998	16.02	119995	16.97	199998
$q\bar{q}$	147.9	59994	121.0	74994	101.8	763881	98.69	984940
$e\bar{e}$ (<i>Unibab</i>)	1387.2	319952	1203	299921	1500	715207	-	-
$e\bar{e}$ (<i>Bhwide</i>)	-	-	-	-	1025	292094	962.4	640172
$\mu\bar{\mu}$	12.0	10000	10.3	10000	8.9	350000	8.23	300000
$\tau\bar{\tau}$	12.0	10000	10.2	10000	8.9	300000	8.3	300000
$\gamma\gamma \rightarrow e\bar{e}$	1186.5	300000	1812.5	299991	3760	1728674	3800	3098460
$\gamma\gamma \rightarrow \mu\bar{\mu}$	1183.8	300000	1722	299998	3420	1177354	3550	2192669
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\bar{\tau}$	275.8	80000	412	99992	421	399700	431	400000
$ZZ^{(*)}$	3.5	6997	3.066	2999	2.93	29975	2.77	219992
Zee	6.3	11997	6.52	6996	6.8	59975	6.85	99998
$Z\nu\nu$	0.008	100	0.01	100	0.01	1000	0.01	20000

TAB. A.1: Sections efficaces et nombre d'événements simulés pour les différents processus. Les interactions $\gamma\gamma$ ont été produites pour une masse du système $f\bar{f}$ supérieure à 3.5 GeV au dessous de 183 GeV , et supérieure à 2.5 GeV à 183 et 189 GeV , ainsi qu'une coupure sur l'impulsion transversale à 0.15 GeV . Les $ZZ^{(*)}$ et Zee ont respectivement été simulés pour $M_Z > 200 \text{ MeV}/c^2$ et $M_Z > 12 \text{ GeV}/c^2$. Les coupures appliquées sur les événements Bhabha sont $|\cos\theta_\ell| < 0.985$ et une acolinéarité minimale de 30° au dessous de 183 GeV et de 10° pour 183 et 189 GeV .

Annexe B

Sélection états finals $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $q\bar{q}'q\bar{q}'$

Les sélections utilisées dans le chapitre VI sont décrites dans cette annexe. Plus de détails sont donnés dans les références citées.

B.1 Sélection des états finals $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$

La sélection des états finals $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$ utilisée lors de l'ajustement des sections efficaces de production des paires de W et des rapports d'embranchement du W est ici résumée. Plus de détails sont donnés dans [74, 83, 84].

Les paires de W se désintègrent dans le mode semi-leptonique dans 43.8 % des cas. La topologie associée est caractérisée par une multiplicité moyenne, un lepton chargé isolé et énergétique, une impulsion manquante dans la direction opposée au lepton chargé et deux jets hadroniques de grande énergie. Trois canaux de désintégration peuvent être distingués en fonction de la nature du lepton chargé. La production de paires $q\bar{q}$, $ZZ^{(*)}$ ou de Ze^+e^- sont les bruits principaux pour ces états finals.

Deux sélections ont été développées afin d'isoler ces événements : une sélection privilégie les états finals avec un électron ou un muon énergétique (dite première sélection) et l'autre cherche à reconstruire les $\tau\bar{\nu}q\bar{q}'$ en combinant une analyse globale et une analyse topologique (dite seconde sélection).

Dans la première sélection, une présélection rejette les événements de moins de 4 bonnes traces chargées et dont l'énergie manquante est supérieure à $0.12\sqrt{s}$. La trace chargée la plus anti-parallèle à l'impulsion manquante est choisie comme candidat électron ou muon. L'identification est effectuée pour les traces de plus de 15 GeV/c d'impulsion. Lorsque la trace est identifiée comme un électron, elle est corrigée du rayonnement de Bremsstrahlung. Les autres particules sont associées entre elles par l'algorithme DURHAM [62], schéma P, pour former deux jets.

L'énergie du lepton chargé, l'impulsion manquante transversale totale et l'isolation du lepton (voir [83]) sont utilisés pour construire, à partir des événements simulés, la probabilité pour un événement sélectionné de provenir de la désintégration d'une paire de W . Les figures B.1.a et b montrent la distribution de la probabilité de sélection $e\nu q\bar{q}'$ et $\mu\nu q\bar{q}'$ pour les événements présélectionnés à 172 GeV . La valeur de la coupure sur la probabilité est estimée afin de minimiser l'erreur statistique sur la mesure de la section efficace.

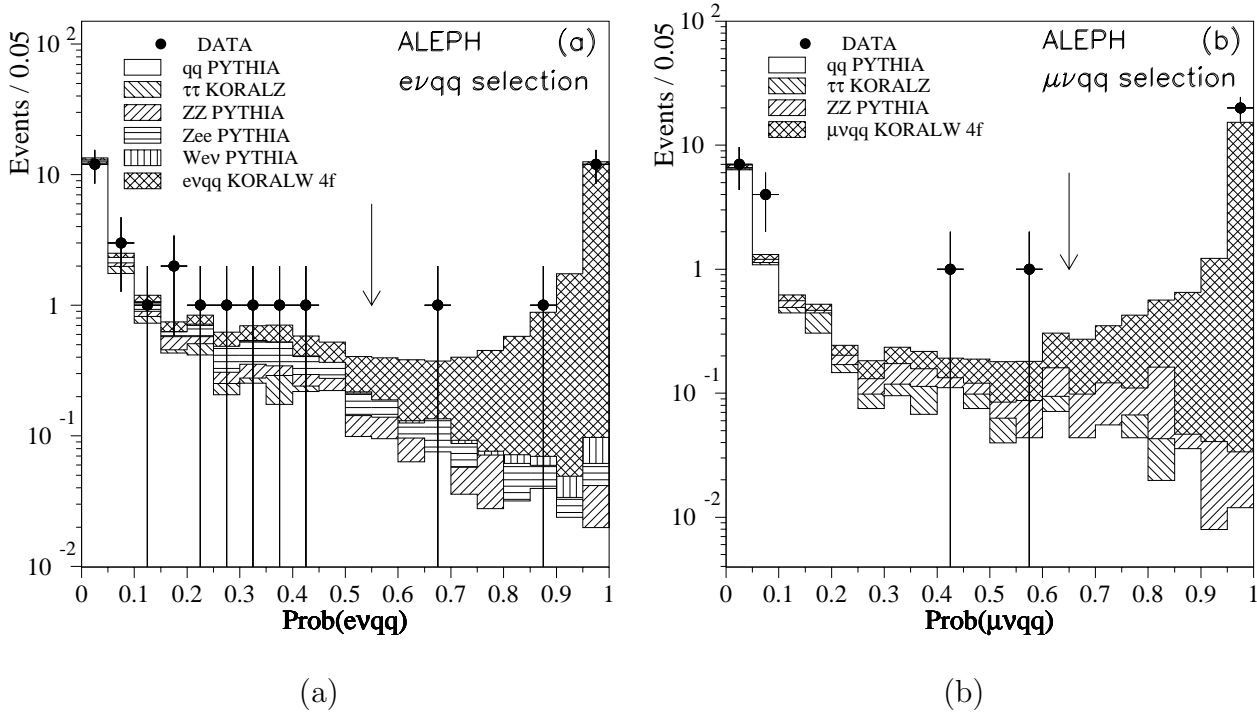


FIG. B.1: Probabilité pour un événement présélectionné à 172 GeV de provenir d'une désintégration $e\nu q\bar{q}'$ (a) ou $\mu\nu q\bar{q}'$ (b) d'une paire de W .

La deuxième sélection est composée de deux analyses complémentaires : une basée sur la mesure de variables globales et l'autre sur une sélection topologique cherchant à identifier les jets de τ . Les événements analysés doivent présenter au moins 7 bonnes traces chargées, l'angle polaire associé à l'impulsion manquante doit être supérieur à 25.8° et l'énergie dans un cône de 12° autour du tube à vide est demandée inférieure à $0.025\sqrt{s}$. Le détail des coupures est donné dans [74, 83].

La combinaison de ces deux analyses (ou trois sélections) est faite de façon inclusive. Les performances sont reportées dans la table B.1. Les bruits de fond dominants sont les $q\bar{q}$. Dans ce canal, la correction $4f$ interfère négativement.

Les sections efficaces semi-leptoniques sont mesurées en utilisant la méthode du maxi-

\sqrt{s} (GeV)	ε (%)	σ^{bf} (fb)	Nb. évts. obs.
161	76.1	84	16
172	81	244	44
183	80	270	322
189	83	370	1072

mun de vraisemblance décrite au chapitre VI. Les couplages du W aux différentes familles de leptons sont contraints à l'universalité (Modèle Standard). Les résultats ainsi que les erreurs statistiques et systématiques sont donnés dans la table B.1. Ces mesures sont en accord avec les valeurs attendues pour le Modèle Standard.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{\ell\nu q\bar{q}'}^{tot}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	MS (pb)
161	$1.85^{+0.51}_{-0.43} \pm 0.06$	1.62
172	$4.73 \pm 0.76 \pm 0.16$	5.42
183	$6.81 \pm 0.40 \pm 0.14$	6.88
189	$7.08 \pm 0.23 \pm 0.14$	7.31

TAB. B.1: Valeur de la section efficace semi-leptonique ajustée aux différentes énergies étudiées. La colonne MS fait référence aux valeurs attendues pour le Modèle Standard.

B.2 Sélection des états finals $q\bar{q}'q\bar{q}'$

Les états finals totalement hadroniques, ou $q\bar{q}'q\bar{q}'$, représentent 45.7 % des désintégrations de paires de W . Ces états finals sont caractérisés par une absence d'énergie manquante, et quatre jets de grande multiplicité. Le bruit de fond principal provient des $q\bar{q}$; les événements ZZ constituent une part de bruit de fond irréductible.

Cette partie décrit la méthode de sélection basée sur l'utilisation d'un réseau de neurone. Elle a été utilisée pour mesurer la section efficace totalement hadronique seule à 183 et 189 GeV et comme méthode de vérification à 172 GeV. Le détail des analyses et des coupures de présélection est décrit dans [74, 83].

Le réseau de neurone permet de construire une fonction de sortie pour le signal et le bruit de fond, à partir de laquelle on définit la probabilité pour les événements présélectionnés d'appartenir à la classe du signal ou du bruit de fond [85]. Les variables utilisées sont caractéristiques des propriétés globales des événements $q\bar{q}'q\bar{q}'$, de la cinématique de production des paires de W , de la propriété des jets et de la présence de quarks b dans l'état final. Le détail des variables et de leur nombre est donné dans [74, 83, 85].

La figure B.2.a montre la fonction de sortie du réseau, pour le signal et le bruit de fond à 172 GeV . Par convention, le signal est caractérisé par des valeurs proches de 1 et le bruit de fond par des valeurs proches de -1. Sur la figure B.2.b, ce sont l'efficacité et la pureté qui sont représentées en fonction de la coupure sur la fonction de sortie du réseau.

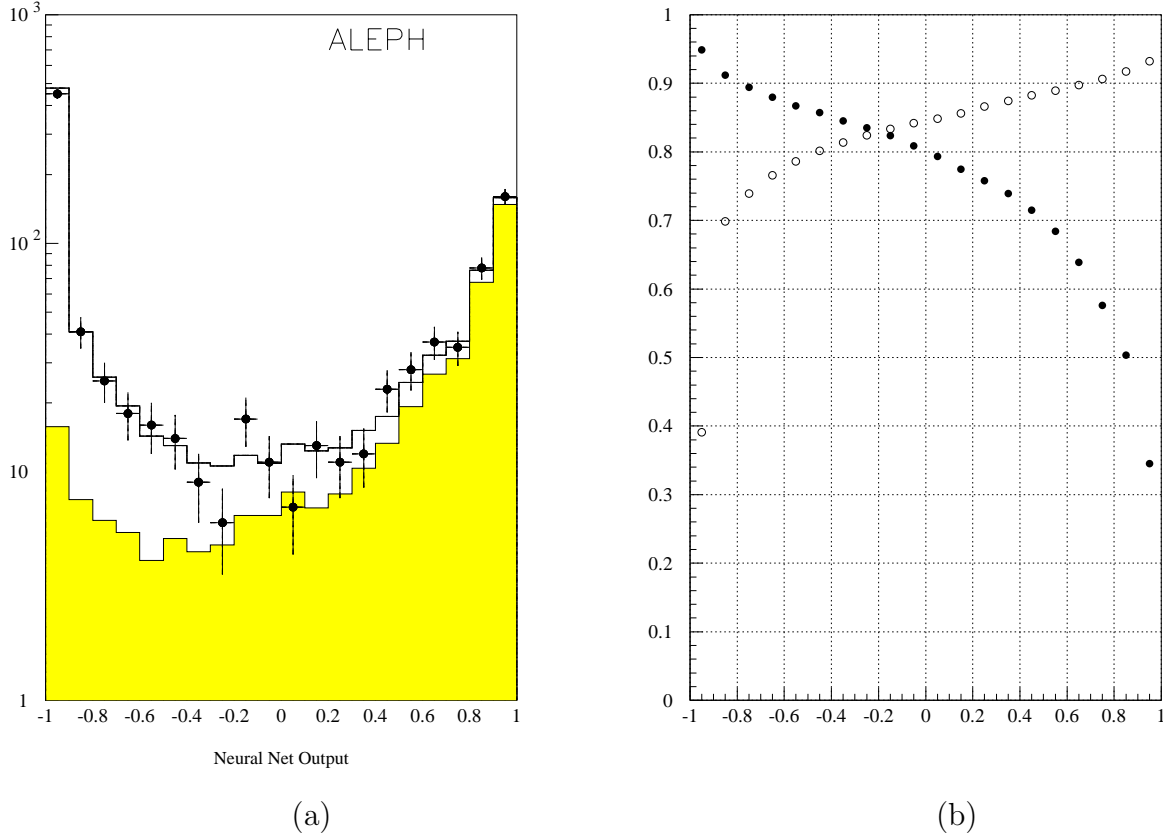


FIG. B.2: Fonction de sortie du réseau de neurones pour le signal (grisé) et les bruits de fond (a) ainsi que l'efficacité (cercles pleins) et la pureté (cercle vide) en fonction de la coupure sur la valeur de sortie du réseau (b).

La section efficace $q\bar{q}'q\bar{q}'$ est extraite par un ajustement (méthode du maximum de vraisemblance) de la distribution du bruit de fond et du signal en fonction de la valeur de sortie du réseau pour les données (figure B.2.a). Dans cet ajustement, le nombre d'événements attendus pour le bruit de fond est fixe. Les valeurs, $\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}^{NN}$, obtenues aux différentes énergies étudiées sont reportées dans la table B.2. Les valeurs utilisées lors des ajustements du chapitre VI sont indiquées dans la colonne $\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}$. Excepté à 189 GeV , ces valeurs sont compatibles à moins de un écart standard avec les valeurs attendues pour le Modèle Standard. La différence d'environ -2σ observée à 189 GeV est à l'étude.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}^{NN}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	$\sigma_{q\bar{q}'q\bar{q}'}$ (pb) ($\sigma \pm \Delta_{stat} \pm \Delta_{sys}$)	MS (pb)
161	$1.93^{+0.66}_{-0.57} \pm 0.19$	$1.80 \pm 0.55 \pm 0.19$	1.69
172	$6.04 \pm 0.88 \pm 0.27$	$5.76 \pm 0.88 \pm 0.21$	5.65
183	$7.33 \pm 0.41 \pm 0.30$	$7.33 \pm 0.41 \pm 0.30$	7.18
189	$6.95 \pm 0.25 \pm 0.30$	$6.95 \pm 0.25 \pm 0.30$	7.63

TAB. B.2: Sections efficaces totalement hadroniques mesurée aux différentes énergies étudiées en utilisant le réseau de neurones (notée NN) et les valeurs utilisées lors des ajustements. La colonne MS fait référence aux valeurs du Modèle Standard.

Annexe C

Erreurs systématiques sur les paramètres ajustés

Dans cette annexe sont détaillées les sources des erreurs systématiques sur les valeurs ajustées dans le chapitre VI.

Les erreurs systématiques sur les rapports d'embranchement sont pondérées par le poids statistique de chaque énergie :

$$\text{Poids} = P_{\sqrt{s}} = \frac{1/(\Delta_{stat} Br(\sqrt{s}))^2}{\sum_{\sqrt{s}} 1/(\Delta_{stat} Br(\sqrt{s}))^2}$$

L'erreur systématique totale est obtenue en faisant la somme quadratique des erreurs pondérées, soit :

$$\Delta_{sys}^2 = \sum_{\sqrt{s}} P_{\sqrt{s}} (\Delta_{sys} Br(\sqrt{s}))^2$$

Les poids statistiques des mesures des rapports d'embranchement aux différentes énergies sont donnés dans la table C.1

Paramètre	$P_{\sqrt{s}}$ (%)			
	161	172	183	189
$Br_{e\nu}$	1.7	7.8	40.7	49.8
$Br_{\mu\nu}$	2.6	5.4	43.8	48.2
$Br_{\tau\nu}$	1.4	6.3	46.9	45.3
$Br_{q\bar{q}'}$	1.5	5.4	40.2	52.9

TAB. C.1: Poids statistiques des mesures des rapports d'embranchement aux différentes énergies étudiées.

L'erreur systématique dominante pour la mesure des sections efficaces totalement leptoniques, provient de l'erreur statistique sur les simulations utilisées. La table C.2 montre

que l'erreur systématique associée à l'identification des leptons chargés de l'état final est négligeable. Si la classification de certains événements change, cela ne modifie pas la valeur de la section efficace totalement leptonique. L'erreur systématique associée à la calibration du détecteur est négligeable.

Sources	$\Delta_{sys}(\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}) (fb)$			
	161	172	183	189
id. leptons	0	1	0	1
$\Delta\varepsilon$	19	18	16	17
$\Delta\sigma^{bf}$	20	18	12	12
Calib. Dét.	1	0	4	0
RNDM	5	6	8	16
\mathcal{L}	4	5	4	4
Total	28	27	23	27

TAB. C.2: Erreurs systématiques sur l'ajustement de la section efficace totalement leptonique aux différentes énergies étudiées.

Dans la table C.3, les origines des différentes sources d'erreur systématique sur les mesures des sections efficaces totalement leptoniques individuelles sont données.

Quelleque soit l'énergie considérée, l'erreur systématique associée à la mesure de la section efficace de production des paires de W est largement dominée par la sélection totalement hadronique (voir table C.4).

Les erreurs systématiques sur les rapports d'embranchement, pondérées par le poids statistique de chaque énergie, sont données dans les table C.5 et C.6. L'erreur systématique totale est donnée séparément pour les mesures effectuées à partir de l'ensemble des données étudiées, les données enregistrées à 183 GeV et les données enregistrées à 189 GeV .

\sqrt{s} (GeV)	Sources	Δ_{sys} (fb)					
		$\sigma_{e\nu e\nu}$	$\sigma_{e\nu\mu\nu}$	$\sigma_{e\nu\tau\nu}$	$\sigma_{\mu\nu\mu\nu}$	$\sigma_{\mu\nu\tau\nu}$	$\sigma_{\tau\nu\tau\nu}$
183	$\Delta\varepsilon$	8	9	9	6	8	8
	$\Delta\sigma^{bf}$	3	1	10	4	3	17
	Calib. Dét.	1	2	2	0	1	1
	RNDM	3	2	3	3	3	6
	\mathcal{L}	0	2	3	1	1	1
	id. e	1	5	3	0	6	6
	id. μ	1	6	6	4	2	4
	Total	9	12	16	9	11	21
189	$\Delta\varepsilon$	5	7	7	5	7	9
	$\Delta\sigma^{bf}$	2	1	10	0	2	18
	Calib. Dét.	1	0	1	0	1	0
	RNDM	7	5	6	7	6	2
	\mathcal{L}	1	2	2	1	3	15
	id. e	4	4	7	0	4	6
	id. μ	0	4	4	5	0	9
	Total	10	10	14	10	11	27

TAB. C.3: Erreurs systématiques sur l’ajustement des sections efficaces totalement leptoniques individuelles aux différentes énergies étudiées.

Sélection	Sources	$\Delta_{sys}(\sigma_{WW})$ (fb)			
		161	172	183	189
$\ell\bar{\nu}\ell\nu$	$\Delta\varepsilon$	20	17	17	16
	$\Delta\sigma^{bf}$	25	30	9	9
	RNDM	4	5	10	20
	id. e	2	2	2	3
	id. μ	2	2	3	2
$\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$	$\Delta\varepsilon$	32	63	40	40
	$\Delta\sigma^{bf}$	37	78	90	90
	RNDM	19	58	58	58
	Iso. lept.	15	38	55	55
	id. e	5	18	20	20
id. μ	8	16	27	27	
$q\bar{q}'q\bar{q}'$	σ	190	210	243	243
	\mathcal{L}	31	96	88	88
Total		202	265	291	291

TAB. C.4: Erreurs systématiques sur l’ajustement de la section efficace de production des paires de W aux différentes énergies étudiées.

Sélection	Sources	$\Delta_{sys}(Br_{q\bar{q}'})(\%)$			
		161	172	183	189
$\ell\bar{\nu}\ell\nu$	$\Delta\varepsilon$	0.02	0.01	0.06	0.07
	$\Delta\sigma^{bf}$	0.02	0.02	0.03	0.05
	RNDM	0.00	0.00	0.04	0.08
$\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$	$\Delta\varepsilon$	0.02	0.01	0.02	0.03
	$\Delta\sigma^{bf}$	0.01	0.01	0.06	0.07
	RNDM	0.00	0.01	0.03	0.04
	Iso. lept.	0.00	0.01	0.03	0.04
	id. e	0.00	0.00	0.01	0.01
	id. μ	0.00	0.00	0.01	0.02
$q\bar{q}'q\bar{q}'$	σ	0.03	0.03	0.20	0.27
Total (161 + 172 + 183 + 189 GeV)		0.51			
Total (183 GeV)		0.50			
Total (189 GeV)		0.51			

TABLE C.5: Erreurs systématiques sur le rapport d'embranchement hadronique, pondérées par le poids statistique des différentes énergies étudiées.

Sélection	Sources	$\Delta_{sys}(Br_{e\nu})(\%)$				$\Delta_{sys}(Br_{\mu\nu})(\%)$				$\Delta_{sys}(Br_{\tau\nu})(\%)$			
		161	172	183	189	161	172	183	189	161	172	183	189
$\ell\bar{\nu}\ell\nu$	$\Delta\varepsilon$	0.01	0.01	0.02	0.02	0.01	0.01	0.02	0.03	0.01	0.01	0.04	0.04
	$\Delta\sigma^{bf}$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.00	0.00	0.01	0.03	0.03	0.03	0.06
	RNDM	0.01	0.00	0.01	0.02	0.01	0.00	0.01	0.03	0.01	0.01	0.02	0.05
	id. e	0.00	0.00	0.01	0.02	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.02	0.02
	id. μ	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.02	0.00	0.00	0.02	0.02
$\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$	$\Delta\varepsilon$	0.01	0.01	0.03	0.03	0.01	0.01	0.03	0.03	0.02	0.01	0.03	0.03
	$\Delta\sigma^{bf}$	0.02	0.01	0.02	0.02	0.00	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.05
	RNDM	0.00	0.01	0.02	0.03	0.00	0.01	0.02	0.03	0.01	0.04	0.10	0.09
	Iso. lept.	0.00	0.01	0.03	0.03	0.00	0.01	0.02	0.03	0.00	0.01	0.02	0.02
	id. e	0.00	0.01	0.03	0.03	0.00	0.00	0.01	0.01	0.00	0.01	0.01	0.01
	id. μ	0.00	0.00	0.01	0.01	0.00	0.01	0.03	0.03	0.00	0.00	0.01	0.01
$q\bar{q}'q\bar{q}'$	σ	0.01	0.01	0.08	0.10	0.01	0.01	0.08	0.08	0.01	0.01	0.07	0.07
Total (161 + 172 + 183 + 189 GeV)		0.21				0.19				0.29			
Total (183 GeV)		0.21				0.19				0.27			
Total (189 GeV)		0.21				0.19				0.28			

TABLE C.6: Erreurs systématiques sur les rapports d'embranchements leptoniques, pondérées par le poids statistique de chaque énergie.

Table des figures

I.1	Diagrammes de production des paires de W à l'ordre de l'arbre.	10
I.2	Diagramme d'échange d'un Higgs pour la production des W	10
I.3	Diagramme de production des bosons électrofaibles dans les collisions hadroniques.	12
I.4	Différentes mesures de M_W	13
I.5	Spectre de la masse transversale à CDF.	15
I.6	Dépendance en Γ_W du spectre de la masse transversale à CDF.	15
II.1	Sections efficaces $e^+e^- \rightarrow X$ en fonction de l'énergie du centre de masse. . .	19
II.2	Diagramme $CC03$ de production des paires de W	20
II.3	Section efficace différentielle de production de paires de W en fonction de θ . .	21
II.4	Ensemble des diagrammes correspondant à un état final $\mu\bar{\nu}_\mu\bar{\tau}\nu_\tau$	23
II.5	Diagrammes de production des états finals $f\bar{f}$	25
II.6	Diagramme d'interaction $\gamma\gamma$	26
II.7	Diagrammes pour les processus $ZZ^{(*)}$ et Zee	26
II.8	Variation en fonction de \sqrt{s} de la section efficace de Born.	30
II.9	Variation en fonction de \sqrt{s} des différents termes de la section efficace. . .	31
II.10	Variation de la section efficace de Born avec M_W	32
II.11	Contributions des trois diagrammes $CC03$ pour trois masses différentes. . .	33
II.12	Contribution des termes d'interférence entre les diagrammes $CC03$ pour trois valeurs de M_W	33
II.13	Variation en fonction de M_W de Γ_W corrigée de δ_{QCD}	35
II.14	Variation en fonction de \sqrt{s} de ρ	37
II.15	Dépendance en \sqrt{s} des différentes approximations de la section efficace $CC03$. .	38
II.16	Diagrammes correspondant à la correction coulombienne.	40
II.17	Sections efficaces $CC03$ calculées par GENTLE pour trois masses de W . . .	41
II.18	$\Delta M_W/pb^{1/2}$ pour $\varepsilon = 100\%$ et $\sigma_{bf} = 0\text{ bp}$	42
III.1	Dispositif d'injection du LEP et les quatre emplacements des détecteurs. . .	47
III.2	Deux systèmes pour mesurer le champ magnétique au LEP.	51
III.3	Vue d'ensemble du détecteur ALEPH.	52

III.4	Système de coordonnées associées au détecteur.	52
III.5	Détecteur de micro-Vertex.	54
III.6	Vue d'ensemble de la TPC.	55
III.7	Perte linéique d'énergie dans la TPC pour différentes particules.	56
III.8	Pouvoir de séparation pour différentes particules.	56
III.9	Vue d'ensemble et alternance des matériaux pour une couche du ECAL. . .	57
III.10	Distribution de R_T et R_L	66
III.11	Efficacité d'identification des électrons dans le tonneau en fonction de ϕ . .	68
III.12	Efficacité d'identification des électrons en fonction de $\cos(\theta)$ et de P	69
III.13	Efficacité d'identification des muons en fonction de ϕ	70
III.14	Coupsures appliquées sur les données réelles enregistrées au pic du Z^0	72
III.15	Efficacités d'identification pour les simulations et les données réelles.	73
IV.1	Variation de Q avec la coupure sur \cancel{P}_T	78
IV.2	Angle d'isolation des photons pour les jets de τ et les e à 183 GeV	79
IV.3	Distributions caractéristiques pour les trois classes du signal à 183 GeV . . .	81
IV.4	Trois exemples d'événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ simulés dans ALEPH à 183 GeV	83
IV.5	Distributions caractéristiques pour les différents bruits de fond à 183 GeV . .	84
IV.6	Distribution de E_γ^{max} pour les di-leptons à 183 GeV	85
IV.7	Evénement ZZ^* simulé à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	88
IV.8	Isolation des photons en fonction de E_γ^{max} pour le signal et les e^+e^-	89
IV.9	E_γ^{max} pour les photons et les photons isolés de plus de 20°	90
IV.10	P_{jet}^{max} et \cancel{P}_T à 183 GeV après l'application des coupures précédentes.	91
IV.11	$\Delta\phi$ et de $\Delta\phi \geq 155^\circ$ à 183 GeV après les coupures précédentes.	92
IV.12	Acolinéarité à 183 GeV après l'application des coupures précédentes.	93
IV.13	Impulsion des jets reconstruits pour les $\tau \rightarrow e(\mu)\nu\nu$ et les e, μ issus des W . .	94
IV.14	Evénement sélectionné comme $e^-\nu\mu^+\nu$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	96
IV.15	Différence entre les impulsions des traces chargées positives et négatives. . .	102
IV.16	\cancel{P}_T pour les RNDM enregistrés 'a 183 GeV	104
IV.17	Efficacités $4f$ de sélection en fonction de M_W simulée.	105
V.1	Distributions caractéristiques pour les trois classes du signal à 161 et 189 GeV . .	111
V.2	Distribution de \cancel{P}_T pour les RNDM tels que $E_\gamma^{max} \leq 5 \text{ GeV}$ à 161 GeV . . .	118
V.3	Variation du facteur de qualité de la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ avec \sqrt{s}	120
VI.1	Ajustement de $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}^{tot}$ aux énergies étudiées comparé aux valeurs du Modèle Standard.	126
VI.2	Ajustement de σ_{WW} aux énergies étudiées comparé aux valeurs du Modèle Standard.	130

B.1	Probabilité pour les événements $e\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $\mu\bar{\nu}q\bar{q}'$ à 172 GeV.	144
B.2	Fonction de sortie du réseau de neurone pour le signal et les bruits de fond ainsi que les performances du réseau en fonction de la valeur de sortie du réseau.	146

Liste des tableaux

II.1	Vélocités des W et énergies maximales et minimales des leptons à différents \sqrt{s}	22
II.2	Nombre de diagrammes d'interaction pour les états finals $4f$	23
II.3	Valeurs des différentes contributions pour différentes masses et \sqrt{s}	31
II.4	ΔM_W^{stat} attendue pour la méthode d'ajustement à différents \sqrt{s}	42
III.1	Luminosités intégrées enregistrées aux différentes énergies étudiées.	60
III.2	Performances de l'identification des électrons suivant la zone du ECAL.	67
III.3	Efficacités d'identification pour les données réelles et simulées.	72
IV.1	Luminosités enregistrées pour les différentes énergies.	76
IV.2	Performances de la présélection $l\bar{\nu}l\nu$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	87
IV.3	σ^{bf} après les deux premières coupures appliquées à 183 GeV	89
IV.4	Evolution des sections efficaces des bruits de fond coupure après coupure.	92
IV.5	Performances de la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ à 183 GeV , coupure après coupure.	93
IV.6	Efficacité de sélection et sections efficaces des bruits de fond à 183 GeV	95
IV.7	Matrice d'efficacité pour la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ à 183 GeV	97
IV.8	Bruits de fond dominants dans chaque canal d'identification à 183 GeV	98
IV.9	$\Delta 4f/\varepsilon^{CC03}$ pour les six canaux sélectionnés.	98
IV.10	Nombre d'événements réels et attendus aux différents stades de la sélection.	99
IV.11	Erreurs systématiques sur la mesure de $\sigma^{l\bar{\nu}l\nu}$ à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	107
V.1	Luminosités aux différentes énergies enregistrées autour de 172 GeV	109
V.2	Performances des présélections $l\bar{\nu}l\nu$ aux différentes énergies étudiées.	113
V.3	Valeurs des coupures pour la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ aux différentes énergies étudiées.	113
V.4	Nombre d'événements sélectionnés et attendus aux énergies étudiées.	113
V.5	Performances de la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ aux énergies étudiées.	114
V.6	Efficacités de sélection pour les six canaux $l\bar{\nu}l\nu$ aux différentes énergies étudiées.	114
V.7	Sections efficaces des bruits de fond aux différentes énergies étudiées.	115
V.8	Matrices d'efficacité pour la sélection $l\bar{\nu}l\nu$ à $161, 172$ et 189 GeV	116

V.9 Bruits de fond dominant à 161 (a), 172 (b) et 189 GeV (c) dans chaque canal de sélection.	117
V.10 Erreurs systématiques sur $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ à $\sqrt{s} = 161 GeV$	119
V.11 Sections efficaces totalement leptoniques aux différentes énergies étudiées. .	119
VI.1 Sections efficaces totalement leptoniques aux différentes énergies étudiées. .	125
VI.2 Sections efficaces individuelles totalement leptoniques à $\sqrt{s} = 183 GeV$. . .	127
VI.3 Matrice des corrélations entre les six $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ ajustées à $\sqrt{s} = 183 GeV$. . .	127
VI.4 Sections efficaces individuelles totalement leptoniques à $\sqrt{s} = 189 GeV$. . .	128
VI.5 Matrice des corrélations entre les six $\sigma_{\ell\bar{\nu}\ell\nu}$ ajustées à $\sqrt{s} = 189 GeV$. . .	128
VI.6 σ_{WW} aux différentes énergies étudiées.	129
VI.7 Valeurs des σ_{WW} en fonction des contraintes d'ajustement.	130
VI.8 Mesure du rapport d'embranchement du W avec l'hypothèse d'universalité des couplages.	131
VI.9 Corrélations entre les quatre σ_{WW} ajustées et $Br_{q\bar{q}'}$	132
VI.10 Mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W	133
VI.11 Corrélations entre les quatre σ_{WW} ajustées et les $Br_{\ell\nu}$	133
VI.12 Sections efficace σ_{WW} mesurées au LEP et dans cette thèse pour $\sqrt{s} = 161, 172, 183$ et $189 GeV$	134
VI.13 Rapports d'embranchement du W au LEP et au TEVATRON.	135
A.1 Sections efficaces et nombre d'événements simulés aux énergies étudiées. . .	141
B.1 Valeur de la section efficace semi-leptonique aux différentes énergies étudiées.	145
B.2 Sections efficaces totalement hadroniques aux différentes énergies étudiées.	147
C.1 Poids statistiques des mesures des rapports d'embranchement.	149
C.2 Erreurs systématiques sur l'ajustement de la section efficace totalement leptonique.	150
C.3 Erreurs systématiques sur l'ajustement des sections efficaces totalement leptoniques individuelles.	151
C.4 Erreurs systématiques sur l'ajustement de la section efficace de production des paires de W	151
C.5 Erreurs systématiques sur le rapport d'embranchement hadronique.	152
C.6 Erreurs systématiques sur les rapports d'embranchements leptoniques. . . .	152

Bibliographie

- [1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264; *Phys. Rev. D* 5 (1972) 1412;
A. Salam, Proc. 8th Nobel symposium, ed N.Svartholm (Almqvist and Wiksell, 1968) 367;
S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579;
“Vector boson production at present and future colliders”, G. Altarelli, R. K. Ellis et G. Martinelli, *Z. Phys.* 27 (1985) 617; G. Altarelli, R. K. Ellis M. Geco et G. Martinelli, *Nucl. Phys. B* 246 (1984) 12;
M. Veltmann, *Nucl. Phys. B* 123 (1977) 89.
- [2] The UA1 Collaboration, “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$.”, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 103;
The UA1 Collaboration, “Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider.”, *Phys. Lett B* 126 (1983) 398;
The UA1 Collaboration, “Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider”, *Phys. Lett B* 129 (1983) 273;
The UA2 Collaboration, “Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ collider.”, *Phys. Lett. B* 122 (1983) 476.
- [3] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, *Phys. Lett. B* 38 (1970) 1285.
- [4] M. Gell-Man, *Phys. Rev.* 92 (1953) 833; T. Nakano et K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* (kyoto) 10 (1955) 581.
- [5] “Lep Lineshape and Lepton Forward-Backward Asymmetries Working group, Updated Parameters of the Z^0 Lineshape and Lepton Forward-Backward Asymmetries from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments.”, *LEPLINE/94-01*;
The ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* 235 (1990) 399.
- [6] The LEP collaborations, LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, “A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.”, *LEPEWWG/98-01*, 15 may 1998;
LEP + Tevatron, *Electroweak Workshop*, Moriond 1998.

- [7] N. Cabibbo, *Phys. Lett.* 10 (1963) 531 ;
M. Kobayashi et T. Maskawa, *Proc. Theor. Phys* 49 (1973) 652.
- [8] F. Halzen, A.D. Martin, “Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics.”, *Ed. Wiley International Editions.*
- [9] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* 12 (1964) 132 ; *Phys. Lett.* 13 (1964) 508 ; *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156.
T. Kibble, *Phys. Rev* 155 (1967) 1554.
- [10] D. Karlen, “Experimental Status of the Standard Model.”, Electroweak Review writeup, octobre 1998 ; G. Quast, “Electroweak Physics”, présentation au *CERN LEP Comunity*, 15 Septembre 1998 ; M. W. Grünewald, “Combined Analysis of Precision Electroweak results.”, *HUB-EP-98/67*, présentation à la 29^m conférence ICHEP, juillet 1998, Vancouver ;
LEP ElectroWeak Working Group, *LEPEWWG/MW/98-02*, Juillet 1998.
- [11] “Report of the working Group on Precision calculations for the Z resonance”, *CERN Yellow Report* 95-03 9 ;
The LEP Collaborations, “A Combinaison of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.”, *CERN-PPE/97-154* (decembre 1997)
- [12] Review of Particles Physics, *Euro. Phys. Jour. C* 3 (1998) 1 ; 94.
- [13] J. L. Rosner, M. P. Worah et T. Takeuchi, *Phys. Rev. D* 49 (1994) 1363.
- [14] G.’t Hooft, *Nucl. Phys. B* 33 173 ; *Nucl. Phys B* 35 167.
- [15] A. V. Kotwal, “W Boson Physics at the Tevatron”, *Conférence de Vancouver*, Août 1998. C. E. Gerber, “Review of W and Z production at the Tevatron”, *hep-ex/9806005*, rencontres de Moriond.
- [16] D. Bardin, J. Biebel, D. Lehner, A. Leike, A. Olchevski, T. Riemann, “GENTLE/4fan v.2.0 - A Program for the Semi-Analytic Calculation of Predictions for the Process $e + e- \rightarrow 4f.$.”, *Preprint DESY 96-233* Decembre 1996 ;
D. Bardin, J. Biebel, M. Bilenky, D. Lehner, A. Leike, A. Olshevski, T. Riemann, “GENTLE/4fan.”, *Internal Report DESY-Zeuthen* 96-05 ; “Physics background : Event Generators for WW Physics.”, *DESY 95-167*, *DESY 94-216*, *DESY 94-185*, *DESY 93-035*, *DESY-IfH 95-07* ; “Version 2.0 de GENTLE/4fan.”, *DESY 96-233*, *Comp. Phys. Comm.* 104 (1997) 161-187.
- [17] H. Hamberg, W. L. van Neerven et T. Matsuura, *Nucl. Phys. B* 359 (1991) 343 ;
L. L. van Neerven et E. B. Zijlstra, *Nucl. Phys. B* 282 (1992) 11.
- [18] S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1456.
- [19] F. Abe et al., *Phys. Rev. D* 44 (1991) 29.

- [20] A. D. Martin, W. J. Stirling et R. G. Roberts, *Phys. Lett. B* 228 (1989) 149 ;
P. Colas et al., *Z. Phys. C* 40 (1988) 527.
- [21] The CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett* 74 (1995) 341.
- [22] C. Albajar et al., *Phys. Lett. B* 253 (1991) 503.
- [23] J. Alitti et al., *Z. Lett. C* 47 (1990) 11.
- [24] R. Ansari et al., *Phys. Lett B* 184 (1987) 158.
- [25] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett* 76 (1996) 3070 ;
F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett* 73 (1994) 220.
- [26] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett* 69 (1992) 28.
- [27] Mark Lancaster, CDF, communication privée.
- [28] R. Tananka, "Single W production at LEP2.", présentation 122 en session parallèle
de la 29^m conférence ICHEP, juillet 1998, Vancouver ;
The ALEPH Collaboration, "Search for Single W Production at LEP2", *ALEPH*
98-023, *CONF* (CONFERENCE) 98-013
- [29] Physics at LEP2, Vol. 1 ; *CERN Yellow report* 96-01 207.
- [30] W. Beenakker, A. Denner, "Standard-Model Predictions for W -pair Production in
Electron-Positron Collisions.", *DESY* 94-051.
- [31] J. Fujimoto et al., "GRC4f v1.1 : a four fermions generator for e^+e^- collisions.",
hep/ph/9505312, 15 mai 1996 ;
Minami-Tateya coll., "GRACE manual ver 1.0.", *KEK Report* 92-19, 1993 ;
Minami-Tateya coll, Y. Kurihara, J. Fujimoto, T. Munehisa, Y. Shimizu, "Brief Ma-
nual of GRACE system ver 2.0/ β , 1995." *KEK CP-035* KEK 95-126, (1995) ;
Y. Kurihara, D. Perret-Gallix, Y. Shimizu, *Phys. Lett. B* 349 (1995) 367-374 ;
D. Perret-Gallix, *Int. Jour. Mod. Phys. C*, vol. 6, No. 4 (1995) 531-540.
- [32] Physics at LEP2, Vol. 2 ; *CERN Yellow report* 96-01.
- [33] "Physics at LEP2, Vol. 2.", *CERN Yellow report* 96-01 33 ;
M. Skrzypek, "Monte Carlo program KORALW 1.02 for W -pair production at
LEP2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation.", *CERN preprint*
CERN-TH 95-205 (to appear in *Comp. Phys. Comm.*) ;
M. Skrzypek et al., "Initial state QED Corrections to W -pair Production at
LEP2/NLC - Monte Carlo Versus Semianalytical Approach.", *CERN-TH* 94-246 (un-
published).
- [34] F.A. Berends, R. Kleiss et R. Pittau, *Nucl. Phys.* B424 (1994) 308 ; *Nucl. Phys.* B426
(1994) 344 ; *Nucl. Phys.* (Proc. Suppl.) 37B (1994) 163-168 ;
R.Pittau, *Phys. Lett.* B358 (1995) 332 ;
R. Kleiss et R. Pittau, *Comp. Phys. Comm.* 67 (1992) 465-508.

- [35] T. Muta, R. Najima et S. Wakaizumi, “Effects of the W -boson width in $e + e^- \rightarrow W^+W^-$ reactions.”, *Mod. Phys. Lett. A* 1 (1996) 203.
- [36] Physics at LEP2, Vol. 1; *CERN Yellow report* 96-01 79,141.
- [37] A. Denner et T. Sack, “The W boson width”, *Z. Phys. C* 46 (1990) 653.
- [38] E. N. Argyres et al., *Phys. Lett. B* 358 (1995) 339
- [39] D.Y. Bardin, A. Leike, T. Riemann et M. Sacwitz, “Energy-dependant width effects in e^+e^- annihilation near the Z -boson pole.”, *Phys. Lett. B* 206 (1988) 539.
- [40] D. Wackeroth, W. Hollik, “Electroweak radiative corrections to resonant charged gauge boson production.”, *Fermilab-Pub-96/094-T* KA-TP-12-1996.
- [41] D. ALbert, Q. J. Marciano, D. Wyler et Z. Parsa, “Decays of intermediate vector bosons, Radiative corrections and QCD jets”, *Nucl. Phys B* 166 (1980) 460.
- [42] D. Bardi, D. Lehner, T. Riemann, “Complete Initial State QED Corrections to Off-Shell Gauge Boson Pair Production in e^+e^- Annihilation.”, *DESY 96-028*;
- [43] D. Bardin et al., *Phys. Lett. B* 308 (1993) 403.
- [44] R. Barate et al., *Phys. Lett. B* 401 (1997) 347.
- [45] R. Barate et al., *Phys. Lett. B* 415 (1997) 435.
- [46] D. Bardin et W. Beenakker, *Phys. Lett B* 317 (1993) 213.
- [47] LEP design report; *CERN-LEP* 84-01 (1984).
- [48] S. Jadach et al., *Phys. Lett B* 353 (1995) 362; S. Jadach et al., *Comp. Phys. Comm.* 70 (1992) 305; S. Jadach et B. F. L. Ward, *Phys. Rev. D* 40 (1989) 3582; BHLUMI 4.02, <http://hpjmiady.ifj.edu.pl>
- [49] The ALEPH collaboration, *Z. Phys C* 62 (1994) 539; The ALEPH collaboration, “Measurement of absolute luminosity with the ALEPH detector”, *Z. Phys. C* 53 (1992) 375.
- [50] LEP Energy Working Group, “LEP energy calibration above the W pair production threshold”, *LEP ECAL/98-02, ICHEP-98/352* juillet 1998.
- [51] Physics at LEP2, Vol. 1; *CERN Yellow report* 96-01 59.
- [52] LEP Energy Workin Group, “Calibration of centre-of-mass energies at LEP1 for precise measurements of Z properties”, *CERN-EP/98-040, CERN-SL/98-012*, submitted to *Eur. Phys. J. C*.
- [53] L. Arnaudon et al., “Accurate determination of the LEP beam energy by resonant depolarization”, *CERN-SL/94-71*.
- [54] M. Placidi, “Perspectives for energy calibration and extrapoltion”, 9th Chamonix LEP Performance Workshop Proceeding ;
M. Hildreth et E. Torrence, “Proposal to LEP Energy Working Group”, Sept. 1997.

- [55] PRELIMINARY determination of the LEP center-of-mass energy from $Z\gamma$ events ; The ALEPH collaboration, ICHEP98, Vancouver, 23-29 July ;
“Mesure de la masse du boson W^\pm dans l’expérience ALEPH au LEP.”, A. Trabelsi, *Thèse, Saclay*.
- [56] The ALEPH collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A* 294 (1990) 481.
- [57] “The ALEPH Handbook”, *Ed. C. Bowdery* Vol. 1 et 2 (1995).
- [58] The The ALEPH collaboration, “Performance of ALEPH detector at LEP”, *NIM A* 360 (1995) 481.
- [59] M.G. Catanesi et al., “Performance of a Limited Streamer Tube Hadron Calorimeter”, *Nucl. Inst. Meth. A* 247 (1986) 438.
- [60] Software application group, “GEANT : Detector Description and Simulation Tool.”, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [61] The ALEPH collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A* 294 (1990) 121 ; *Phys. Lett B* 246 (1990) 306.
- [62] Y. L. Dokshitser, *Workshops on jets at LEP and HERA*, Durham (1990) ;
S. Catani et al., *Phys. Lett B* 269 (1991) 432 ;
N. Brown et W. J Stirling, *Z. Phys. C* 53 (1992) 629.
- [63] The ALEPH collaboration, *Physics Letters B* 422 (1998) 384.
- [64] F. Machefer, *Thèse de l’école Polytechnique*, mai 1998.
- [65] Pascal Perret, communication privée.
- [66] The ALEPH collaboration, *Nucl. Inst. Meth. A* 346 (1994) 461.
- [67] Voir <http://alephwww.cern.ch/ligabue/syst/syst.html>
- [68] G. Bagliesi, A. Messineo, A. Sciabà et R. Tenchini, “The HCAL calibration at LEP2”, *ALEPH 97-104, PHYSIC 97-103*, octobre 1997.
- [69] A. Bonissent et al., “On Z peak calibration data throughout the LEP2 running.”, *ALEPH 98-024, SOFTWR 98-001*, Mars 1998.
- [70] H. Videau, “TPC sagitta calibration for 1992 data.”, *ALEPH 94-087, PHYSIC 94-075*, Juin 1994.
- [71] W.T. Eadie, D. Drijard, F.E. James, M. Roos, B. Sadoulet, “Statistical Methods in Experimental Physics.”, *ed. North Holland*.
- [72] F. James, “MINUIT, Function Minimization and Error Analysis. Version 94.1.”, *CERN Program Library Long Writeup D506*.
- [73] C. E. Gerber, “Review of W and Z production at the TEVATRON.”, *Présenté aux rencontres de Moriond 1998*.

- [74] P. Azzurri, B. Bloch, G. Faif, C. Guicheney, J. Jousset, P. Perez, P. Perret, F. Podlyski, A. Valassi, D. Zerwas, *ALEPH 98-078, PHYSIC 98-033* ;
The ALEPH collaboration, ICHEP98 abstract 915, *ALEPH 98-019, CONF 98-009*,
Juillet 1998
- [75] S. Jadach, M. Skrzypek et B. F. L. Ward, *Comp. Phys. Comm.* 56 (1990) 351 ;
S. Jadach, et B. F. L. Ward, *Phys. Rev., D* 55 (1997) 1206.
- [76] S. Jadach et al., *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 503.
- [77] T. Sjöstrand, "Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Physics and Manual.", *CERN-TH 7112/93* ;
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* 82 (1992) 74.
- [78] H. Anlauf et al., *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 466.
- [79] S. Jadach, W. Ploczeck et B. F. L. Ward, preprint of the Univ. of Tennessee *UTHEP*
95-1001.
- [80] S. Jadach et Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* 36 (1985) 191.
- [81] J. A. M. Vermaseren in Proceeding of "The 4th International Workshop on $\gamma\gamma$ interactions", Amiens, France (1980), Eds. G. Cochard et P. Kessler ;
L.F. Ginzburg et V. G. Serbo, *phys. lett. b* 109 (1982) 231.
- [82] P. Janot, "The HZHA Generator", Physics at LEP2, *CERN 96-01*, Vol.2 p.309.
- [83] The ALEPH Collaboration, "Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold.", *Phys. Lett. B* 401 (1997) 347 ; The ALEPH Collaboration, "Measurement of the W -pair cross section in e^+e^- collisions at 172 GeV.", *Phys. Lett. B* 415 (1997) 435.
- [84] Paolo Azzurri, Sélection semi-leptonique à 189 GeV, communication privée.
- [85] C. Guicheney, J. Jousset, F. Podlyski et J. M. Rossignol, " WW cross-section measurement at 172 GeV using a Neural Network.", *ALEPH 97-053, PHYSIC 97-047*.

Résumé

Mesure de la section efficace totalement leptonique et des rapports d'embranchement des bosons W^\pm dans le cadre de l'expérience ALEPH à LEP2.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des mesures de précision effectuées à LEP2. Les bosons W^\pm y sont produits par paires dans les collisions e^+e^- . Les états finals totalement leptoniques ($\ell\bar{\nu}\ell\nu$) représentent 10.5 % de ces désintégrations. Ce canal complète les canaux hadroniques et semi-leptoniques pour contraindre le Modèle Standard.

Les états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$, caractérisés par deux leptons chargés énergiques et acolinéaires ainsi qu'une importante impulsion transversale manquante, ont été sélectionnés parmi les données enregistrées par l'expérience ALEPH entre 1996 et 1998. Les sections efficaces totalement leptoniques correspondantes ont été mesurées afin de déterminer les rapports d'embranchement du boson W . Contrairement aux mesures effectuées au TEVATRON, les rapports d'embranchement leptoniques sont déterminés sans contraindre l'universalité des couplages des bosons W . Les précisions sur les rapports d'embranchement du W obtenues au LEP sont les meilleures à ce jour. Les résultats obtenus ne montrent pas de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Mots clés : ALEPH, Bosons W^\pm , LEP200, Leptons, Interaction électrofaible, Modèle standard, Rapports d'embranchement, Sections efficaces, Universalité.

Abstract

Measurement of the fully leptonic cross section and the W's branching ratios in the ALEPH experiment at LEP2.

This thesis work is part of the precision tests done at LEP2. The W^\pm boson pairs are produced through e^+e^- collisions. The fully leptonic final states ($\ell\bar{\nu}\ell\nu$) correspond to 10.5 % of the desintegrations. This channel is added to the hadronic and semi-leptonic channels, allowing a constraint on the Standard Model.

Data recorded between 1996 and 1998 by the ALEPH detector are used to select the $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ final states, characterised by two energetic and acoplanar charged leptons and large transverse missing momentum. The fully leptonic cross-sections are determined in view of the measurement of the W's branching ratios. Contrary to the TEVATRON's measurements, the branching ratios are determined without universality constraint on W couplings. Presently, LEP obtains the best precision on the measurement of the W's branching ratios. No deviation was observed with respect to the Standard Model predictions.

Key words : ALEPH, Branching ratios, Cross sections, Electroweak interaction, LEP200, Leptons, Standard Model, Universality, W^\pm Bosons.