

Université Paris 7 Denis Diderot

THESE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7

Spécialité: Champs, particules, matières

par

Andrea VALASSI

Sujet:

**MESURE DE LA MASSE DU BOSON W
AU SEUIL.**

Soutenue le 30 Avril 1997 devant le jury composé de:

M. François VANNUCCI

Président

M. Louis FAYARD

Rapporteur

M. William James STIRLING

Rapporteur

M. Alain BLONDEL

Directeur de thèse

M. Lorenzo FOÀ

M. Eric LANÇON

Résumé

Mesure de la masse du boson W au seuil.

La masse du boson W est un paramètre fondamental du Modèle Standard des interactions électrofaibles. Sa mesure directe est un des buts les plus importants de la deuxième phase (LEP2) du programme expérimental du collisionneur LEP au CERN; celle-ci a commencé en juin 1996, quand l'énergie dans le centre de masse a été amenée à 161 GeV pour permettre la production de paires de bosons W. A proximité du seuil, la masse du W peut être déterminée directement à partir de la mesure de la section efficace WW. Cette thèse décrit la mesure de la section efficace au seuil et l'extraction de la masse du W, effectuées en utilisant les données recueillies pendant l'été 1996 avec le détecteur ALEPH.

Dans le chapitre 1, l'importance de la mesure de la masse du W comme test du Modèle Standard et comme mesure indirecte de la masse du boson de Higgs est réaffirmée. Dans le chapitre 2, les méthodes utilisées pour la mesure de la masse du W à LEP2 et ailleurs sont résumées; en particulier, les principes généraux de la méthode du seuil et le choix de l'énergie optimale sont discutés. Dans le chapitre 3, le détecteur ALEPH et certains des outils utilisés pour l'analyse des données expérimentales sont décrits.

A LEP2, les événements WW peuvent être classés en trois canaux, leptonique, semileptonique et hadronique, selon le mode de désintégration de chacun des deux bosons W. Chacun de ces canaux possède des caractéristiques très distinctes et nécessite une procédure d'analyse spécifique. Les chapitres 4, 5 et 6 décrivent les détails de la mesure de la section efficace dans les trois canaux.

Dans le chapitre 7, la section efficace inclusive WW est calculée et sa valeur est utilisée pour déterminer la masse du W. Le résultat obtenu par ALEPH est ensuite combiné avec ceux des trois autres expériences LEP, et la moyenne du LEP est comparée aux mesures précédentes de la masse du W.

Summary

Measurement of the Mass of the W Boson at Threshold.

The mass of the W boson is a fundamental parameter of the Standard Model of electroweak interactions. Its direct measurement is one of the major goals of the second phase (LEP2) of the experimental program for the LEP collider at CERN: this phase started in June 1996, when the LEP centre-of-mass energy was raised to 161 GeV to allow the production of pairs of W bosons. Close to threshold, the W mass can be determined directly by the measurement of the W pair cross section. This thesis describes the measurement of the cross section at threshold and subsequent extraction of the W mass, using data collected during summer 1996 with the ALEPH detector.

In chapter 1, the importance of the measurement of the W mass as a test of the Standard Model and as an indirect measurement of the Higgs boson mass is reviewed. In chapter 2, the methods used for the measurement of the W mass at LEP2 and elsewhere are summarized; in particular, the general principles of the threshold method and the choice of the optimal energy are discussed. In chapter 3, the ALEPH detector and some of the tools used for the analysis of experimental data are described.

At LEP2, W pair events can be classified into three channels, leptonic, semileptonic and hadronic, according to the decay modes of the two W bosons. Each channel has characteristic features and requires a specific analysis procedure. Chapters 4, 5 and 6 describe the details of the measurement of the cross section for the three channels.

In chapter 7, the inclusive WW cross section at threshold is derived and the W mass is determined from it. The result obtained by ALEPH is then combined to those of the other three LEP Collaborations, and the LEP average is compared to previous measurements of the W mass.

Chapitre 1

La masse du boson W dans le Modèle Standard.

La description des interactions électromagnétiques et faibles dans un seul modèle unifié a été proposée dans les années '60 par Glashow [1], Weinberg [2] et Salam [3]. pour les leptons, et étendue au secteur des quarks par Glashow, Iliopoulos et Maiani [4]. L'accord entre les prédictions de cette théorie et les résultats expérimentaux est si spectaculaire [5] qu'on l'appelle désormais le “Modèle Standard” (*Standard Model, SM*) des interactions électrofaibles. A basses énergies, le Modèle Standard reproduit les prédictions de l'électrodynamique quantique, aussi bien que celles du modèle de Fermi d'interaction ponctuelle pour la désintégration β ; aux énergies typiques du collisionneur LEP, ce modèle a permis de prédire et comprendre la physique riche et variée du mélange des interactions faible et électromagnétique, interprétées en termes de l'échange de photons et de bosons de jauge massifs Z et $W^\pm$.

Malgré son succès expérimental, le Modèle Standard n'est pas une théorie tout à fait satisfaisante ou complète. Un de ses ingrédients fondamentaux, le boson de Higgs, responsable de la masse non nulle des bosons Z et $W^\pm$ et des fermions, n'a pas encore été observé; par conséquent sa masse, qui constitue un paramètre très important du modèle, n'a jamais pu être directement mesurée. En outre, plusieurs autres paramètres de la théorie, notamment le nombre de familles de fermions et leurs masses, ne sont pas contraints par le modèle; il est donc possible que même le Modèle Standard ne soit qu'une théorie effective, l'approximation de basse énergie d'une structure sous-jacente plus fondamentale.

Une réponse directe à toutes ces questions ouvertes n'est pas possible, parce qu'elles mettent en jeu des échelles d'énergies qui ne sont pas encore accessibles expérimentalement. Toutefois, le niveau de précision atteint par plusieurs résultats expérimentaux dans le domaine électrofaible

est déjà si élevé, que ces mesures permettent de sonder la structure du modèle au delà des prédictions de l'ordre le plus bas. Les corrections radiatives aux calculs du premier ordre, qu'on est obligé d'introduire pour aboutir au même niveau de précision dans les prédictions théoriques que dans les mesures expérimentales, constituent un outil très important, bien qu'indirect, pour rechercher une réponse aux questions ci-dessus. D'une part, comme la renormalisabilité [6] de la théorie est liée à la symétrie du groupe de jauge, les corrections radiatives sont très sensibles à des brisures de la symétrie $SU(2)$, même par des particules beaucoup plus lourdes que le q^2 du processus considéré. C'est le cas pour la différence de masse dans le doublet des quarks t et b , ce qui a permis de déterminer la masse du top [7] même avant la première observation de ce quark [8]. C'est le cas aussi du boson de Higgs, dont le couplage est proportionnel aux masses et dont les corrections radiative permettent de prédire la masse. D'autre part, les corrections radiatives établissent des relations précises entre plusieurs des observables physiques mesurées; ces relations constituent les tests plus stricts du modèle standard, le lieu préféré pour mettre en évidence des déviations possibles des résultats expérimentaux par rapport au modèle.

La masse du boson W représente une des observables plus importants intervenants dans ce jeu. Grâce aux corrections radiatives, la valeur de M_W est prédite avec une précision de l'ordre de 30 MeV [9], par un ajustement global à toutes les mesures électrofaibles menées à LEP au pic du Z et aux autres expériences; la précision expérimentale de sa mesure directe aux collisionneurs hadroniques, par contre, est seulement¹ de 125 MeV [10]. Une amélioration dans la résolution expérimentale sur la mesure de M_W jusqu'à 30 MeV est donc nécessaire pour sonder le Modèle Standard au niveau des autres résultats expérimentaux dans le domaine électrofaible; une précision du même ordre de grandeur permettrait aussi de contraindre la valeur de la masse du Higgs dans le Modèle Standard avec le même pouvoir de prédiction que les mesures du LEP au pic du Z . Dans ce chapitre, on verra aussi en quoi la masse du W fournit un test du SM différent de ceux qui existent déjà au pic du Z .

1.1 Le Modèle Standard.

Le Modèle Standard des interactions électrofaibles est une théorie de jauge non abélienne basée sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Les fermions dans le modèle sont classés par familles. Chaque famille est composée d'un lepton et de son neutrino associé, et de deux saveurs de quarks (l'un de type "up", l'autre de type "down"). Chaque quark existe en fait en trois couleurs différentes, la couleur étant la charge de l'interaction forte, décrite par le groupe $SU(3)_c$ de la Chromo-Dynamique Quantique

1. Toutes les mesures présentées dans ce chapitre n'utilisent que les données disponibles jusqu'à l'été 1996, avant la dbut de la prise de données à LEP2. Les résultats plus récents seront présentés au cours des chapitres suivants.

(QCD) [11, 12]; puisque $SU(3)_c$ commute avec le groupe de jauge électrofaible, on négligera l'indice de couleur par la suite. L'indice L rappelle que les composantes des fermions de chiralité gauche (L , comme *left*) et droite (R , comme *right*) transforment selon deux représentations différentes du groupe de jauge $SU(2)_L$. Les composantes de chiralité gauche et droite des fermions sont obtenues par les opérateurs de projection $\frac{1 \mp \gamma_5}{2}$, γ_5 étant la matrice chirale de Dirac.² Les composantes de chiralité gauche du lepton et du neutrino, aussi bien que les composantes de chiralité gauche des deux quarks, constituent des doublets pour $SU(2)_L$,

$$\begin{pmatrix} \nu^L \\ \ell^L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} q_u^L \\ q_d^L \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Les composantes de chiralité droite, par contre, sont des singulets,

$$\ell^R, q_u^R, q_d^R, \quad (1.2)$$

invariants sous l'action du groupe. En d'autres termes, seuls les fermions gauches interagissent avec les champs de jauge de $SU(2)_L$. Les neutrinos de chiralité droite n'existent pas; ils pourraient être ajoutés dans la théorie si on lui donnait des masses non nulles, ce qui n'a jamais été observé.

Dans ce classement comme représentations de $SU(2)_L$, les fermions constituent des états propres du générateur T_3 du groupe; la charge associée, qui est appelée isospin faible, est de $\pm \frac{1}{2}$ pour les fermions gauches de type up et down, tandis qu'elle est évidemment nulle pour les fermions droits. Tous les doublets et singulets de fermions sont aussi des états propres du groupe $U(1)_Y$; la charge associée Y , dite hypercharge faible, satisfait à la relation de Gell Mann-Nishijima,

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (1.3)$$

Dans cette relation, Q est la charge électrique du fermion (en unité de charge du positron),

$$Q_\nu = 0, Q_\ell = 1, Q_{q_u} = +\frac{2}{3}, Q_{q_d} = -\frac{1}{3}, \quad (1.4)$$

bien définie car le groupe $U(1)_{em}$ de la QED est un sous-groupe du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le nombre de ces familles de fermions n'est pas fixé par le modèle. Les mesures du LEP sur le nombre de familles de neutrinos légères, $N_\nu = 2.989 \pm 0.012$ [5], contraignent ce nombre

2. La chiralité n'est pas une propriété physique mesurable d'un fermion (sauf pour les particules de masse nulle, pour lesquelles elle est directement liée à l'hélicité). Quand on parle de la structure algébrique du modèle, on considère en fait des champs d'opérateurs: les opérateurs de projection, par exemple, sont donc appliqués aux opérateurs associés aux champs des fermions. Pour simplifier le langage, on négligera cette distinction par la suite; aussi, on parlera de "fermions droits et gauches" en lieu de "composantes de chiralité gauche ou droite des fermions".

à trois, ce qui permet de classer tous les fermions observés:

$$\begin{aligned}
& \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix}, \quad e^R, \quad u^R, \quad d^R; \\
& \begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix}, \quad \mu^R, \quad c^R, \quad s^R; \\
& \begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix}, \quad \tau^R, \quad t^R, \quad b^R.
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Les bosons de jauge du modèle sont les quatre champs vectoriels $\vec{W}_\mu$ et B_μ associés aux générateurs des groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Ces bosons sont de masse nulle, tandis que l'expérience demande que trois bosons soient massifs; le modèle explique ce phénomène par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs-Brout-Englert-Kibble [13]. Par l'introduction d'un champ scalaire de valeur moyenne non nulle dans le vide, la symétrie de jauge est spontanément brisée, tout en préservant l'invariance sous le groupe $U(1)_{em}$. Les quatre bosons de jauge observés, Z , W^+ , W^- et γ constituent les états physiques de masse obtenus par le mélange de bosons de masse nulle $\vec{W}_\mu$ et B_μ .

Les masses des fermions sont aussi engendrées par la brisure spontanée de la symétrie, à partir des couplages de Yukawa aux champs scalaires. La diagonalisation de la matrice de masse introduit la matrice de mélange des quarks de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [14].

1.1.1 Le lagrangien du Modèle Standard.

Le lagrangien du modèle est composé de trois termes qui sont séparément invariants de jauge,

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F. \tag{1.6}$$

Le premier terme est le lagrangien du type de Yang-Mills pour les champs de jauge,

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \right)^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2, \tag{1.7}$$

où ϵ^{ijk} est la constante de structure du groupe $SU(2)_L$. La constante de couplage g du groupe $SU(2)_L$ décrit ici l'interaction des champs de jauge non abéliens $\vec{W}_\mu$ entr'eux. La même constante g intervient dans le couplage des champs de jauge aux fermions et aux scalaires, décrit par la dérivée covariante

$$D_\mu = (\partial_\mu - ig W_\mu^i T^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu). \tag{1.8}$$

Dans cette expression, g' est la constante de couplage associée au groupe $U(1)_Y$.

Le deuxième terme du lagrangien décrit le secteur scalaire de Higgs et son interaction avec les champs de jauge,

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi). \quad (1.9)$$

Le choix minimal pour les champs est un doublet de champs scalaires complexes Φ d'hypercharge $Y = 1$,

$$\Phi(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \phi^+(\vec{x}) \\ \phi^0(\vec{x}) \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Le potentiel d'interaction du champ scalaire avec soi même,

$$V(\Phi) = \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.11)$$

est choisi de façon à assurer la brisure spontanée de symétrie; pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$, il a un minimum pour

$$|\Phi|^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \neq 0, \quad (1.12)$$

ce qui représente donc la valeur moyenne $|\langle \Phi \rangle|^2$ du champ dans le vide.

Le troisième terme du lagrangien décrit l'interaction des fermions avec les champs de jauge et l'interaction de Yukawa entre les fermions et les champs scalaires. En négligeant le mélange de CKM entre les différentes familles de quarks, ce terme du lagrangien s'écrit comme la somme des contributions des trois familles, chacune desquelles a la forme suivante:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F^{(1 \text{ famille})} = & \left\{ \overline{\begin{pmatrix} \nu^L \\ \ell^L \end{pmatrix}} i\gamma_\mu D^\mu \begin{pmatrix} \nu^L \\ \ell^L \end{pmatrix} + \overline{\begin{pmatrix} q_u^L \\ q_d^L \end{pmatrix}} i\gamma_\mu D^\mu \begin{pmatrix} q_u^L \\ q_d^L \end{pmatrix} \right. \\ & \left. + \overline{\ell^R} i\gamma_\mu D^\mu \ell^R + \overline{q_u^R} i\gamma_\mu D^\mu q_u^R + \overline{q_d^R} i\gamma_\mu D^\mu q_d^R \right\} \\ & - \left\{ \overline{\begin{pmatrix} \nu^L \\ \ell^L \end{pmatrix}} h_\ell \ell^R \Phi + \overline{\begin{pmatrix} q_u^L \\ q_d^L \end{pmatrix}} h_u u^R \tilde{\Phi} + \overline{\begin{pmatrix} q_u^L \\ q_d^L \end{pmatrix}} h_d d^R \Phi + \text{h. c.} \right\}, \quad (1.13) \end{aligned}$$

où $\tilde{\Phi} = (\phi^{0*}, -\phi^-)^T$ est le champ scalaire conjugué de charge de Φ , avec $\phi^- = (\phi^+)^*$. Dans la dérivée covariante appliquée aux fermions droits, le terme mettant en jeu le couplage g est absente, parce qu'il s'agit de singulets de $SU(2)_L$ d'isospin faible nulle.

1.1.2 Les champs physiques.

Dans la théorie des perturbations, les champs doivent être expansés autour de leur valeur moyenne dans le vide. Pour le champ scalaire Φ , la valeur moyenne $\langle \Phi \rangle$ est donnée par

l'équation (1.12). Nous remarquons que le minimum du potentiel n'a aucune direction privilégiée à l'intérieur de l'espace de l'isospin faible, ce qui est un reflet de la symétrie $SU(2)_L$. La physique, toutefois, ne peut pas dépendre du choix de la direction de $\langle \Phi \rangle$, ni de sa phase. On peut donc choisir

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}v \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

et paramétrer le champ Φ dans la façon suivante:

$$\Phi(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \phi^+(\vec{x}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(\vec{x}) + i\chi(\vec{x})) \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

où les champs $\phi(\vec{x})$, $H(\vec{x})$ et $\chi(\vec{x})$ ont une valeur moyenne nulle dans le vide. Les trois degrés de liberté associés au champ complexe $\phi^+(\vec{x})$ et au champ réel $\chi(\vec{x})$, que l'on appelle bosons de Goldstone, ne sont pas physiques, et peuvent être éliminés par un choix de jauge approprié. Le champ scalaire réel $H(\vec{x})$, par contre, décrit le degré de liberté physique associé au boson de Higgs.

Par la substitution de la reparamétrisation (1.15) du champ $\Phi(\vec{x})$ dans le lagrangien $\mathcal{L}$, plusieurs conséquences apparaissent. La première est que la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisée. La seule symétrie résiduelle est celle décrite par le sous-groupe $U(1)_{em}$, parce que son générateur Q est la seule combinaison des générateurs de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui annihile la valeur moyenne du champ dans le vide,

$$Q \langle \Phi \rangle = (T_3 + \frac{1}{2}Y) \langle \Phi \rangle = 0 \quad (1.16)$$

La deuxième conséquence de cette reparamétrisation est que la valeur moyenne $\langle \Phi \rangle$ du champ scalaire engendre une masse pour les champs de jauge et pour les fermions. La reparamétrisation (1.15) fait apparaître, dans la partie cinétique $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ du lagrangien $\mathcal{L}_H$ du secteur scalaire, un terme de masse pour les bosons de jauge,

$$\mathcal{L}_H^{M_W, M_Z} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}gv \right)^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}v \right)^2 (W^{3\mu}, B^\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

La diagonalisation de la matrice de masse permet d'écrire

$$\mathcal{L}_H^{M_W, M_Z} = \frac{1}{2} M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu, \quad (1.18)$$

ce qui correspond à la transformation des champs $\vec{W}_\mu$ et B_μ dans les champs physiques

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.19)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

L'angle de mélange faible θ_W qui apparaît dans la (1.20), dit angle de Weinberg, satisfait à la relation suivante:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.21)$$

D'autre part, par l'identification du couplage du champ photonique A_μ , qui conserve la parité, avec la charge électrique e , on obtient

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.22)$$

ou bien

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e. \quad (1.23)$$

Les masses des bosons de jauge,

$$M_W = \frac{1}{2}vg, \quad (1.24)$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad (1.25)$$

$$M_A = 0, \quad (1.26)$$

satisfont à la relation suivante:

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z}. \quad (1.27)$$

Nous remarquons que la relation (1.27) entre les masses des bosons de jauge et l'angle de mélange est vraie seulement dans la version minimale du Modèle Standard, pour laquelle un seul doublet de champs scalaires (1.10) a été introduit. La relation (1.23) entre les couplages et l'angle de mélange, par contre, est une directe conséquence de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ du modèle.

De façon similaire, des termes de masse pour les fermions apparaissent dans les couplages de Yukawa aux champs scalaires, du type

$$\mathcal{L}_F^{m_f} = -h_f(\overline{f^R} \frac{v}{\sqrt{2}} f^L + \text{h. c.}), \quad (1.28)$$

toujours en négligeant le mélange de CKM pour les quarks. Ces termes engendrent des masses

$$m_f = h_f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.29)$$

pour les fermions correspondants.

Enfin, un terme de masse pour le boson de Higgs apparaît dans le potentiel $V(\Phi)$,

$$\mathcal{L}_H^{M_H} = -\mu^2 H(\vec{x})^2 \quad (1.30)$$

ce qui corresponde à une masse

$$M_H = \sqrt{2}\mu. \quad (1.31)$$

Les relations (1.12), (1.23), (1.24), (1.25), (1.29), (1.31) permettent de remplacer les paramètres originaux du modèle

$$g, g', \lambda, \mu^2, h_f, \quad (1.32)$$

par l'ensemble équivalent des paramètres

$$e, M_Z, M_W, M_H, m_f, \quad (1.33)$$

dont la signification physique est plus intuitive. Nous remarquons que le modèle n'impose aucune contrainte sur les valeurs de ces paramètres, en particulier sur la masse du boson de Higgs et sur les masses des fermions. Celle-ci est une des raisons pour lesquelles le Modèle Standard est encore insatisfaisant du point de vue théorique.

1.1.3 Relations phénoménologiques et choix des paramètres.

Parmi les paramètres (1.33), les seuls

$$e, M_Z, M_W \quad (1.34)$$

sont suffisants à décrire les termes d'interaction des bosons de jauge, avec les fermions et entr'eux, dans le lagrangien $\mathcal{L}_{SM}$ (1.6).

En pratique, la masse du Z a été déterminée avec une précision de 2×10^{-5} par la mesure de la courbe de résonance du Z à LEP, tandis que la charge de l'électron e , ou plutôt la constante de structure fine

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}, \quad (1.35)$$

a été mesurée très précisément par l'effet Hall quantique [15].

La masse du W , par contre, n'est pas connue avec une précision très élevée: c'est pour cette raison qu'un autre paramètre est généralement utilisé à sa place, la constante de Fermi G_μ , déterminée par la désintégration du muon. Puisque cette constante décrit l'interaction faible dans le modèle effectif ponctuel de basse énergie, elle est directement liée à la masse du W et à la constante de couplage g du groupe $SU(2)_L$:

$$G_\mu = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}. \quad (1.36)$$

En termes des paramètres mesurés α et M_Z , la relation 1.36 entre G_μ et M_W s'écrit:

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2}, \quad (1.37)$$

où nous rappelons que $M_W^2/M_Z^2 = \cos^2 \theta_W$ (cf. eq. 1.27) et que $e = g \sin \theta_W$ (cf. eq. 1.23). En pratique, G_μ est déterminée très précisément à partir de la mesure de la vie moyenne du muon; la largeur à l'ordre le plus bas pour la désintégration du muon s'écrit, dans le modèle de Fermi aussi bien que dans le modèle électrofaible, comme

$$\Gamma_\mu = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \left(1 - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right), \quad (1.38)$$

ce qui constitue la définition pratique de cette quantité³.

Pour les trois paramètres choisis,

$$\alpha, M_Z, G_\mu, \quad (1.39)$$

les mesures actuelles donnent [15, 5]

$$\alpha = 1/137.0359695(61), \quad (1.40)$$

$$M_Z = 91.1863(20) \text{ GeV}, \quad (1.41)$$

$$G_\mu = 1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \quad (1.42)$$

où les chiffres entre parenthèses représentent l'erreur sur les dernières chiffres de la valeur centrale indiquée.

3. En fait, celle-ci est une simplification: l'expression utilisée [15, 16, 17] pour définir G_μ à partir de Γ_μ ,

$$\Gamma_\mu = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} F\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{m_W^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right],$$

“réabsorbe” certaines des corrections radiatives spécifiques à ce processus, dans l'esprit de la procédure de renormalisation qui sera discutée dans la section suivante. Les effets cinématiques de cette désintégration sont aussi paramétrisés de façon plus précise. En particulier,

$$\alpha(m_\mu)^{-1} = \alpha^{-1} - \frac{2}{3\pi} \ln\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right) + \frac{1}{6\pi} \sim 136,$$

et

$$F(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x.$$

1.2 Les corrections radiatives.

Une fois fixées les valeurs des paramètres (1.39) du lagrangien par des mesures expérimentales, d'autres quantités physiques mesurables sont calculables par la théorie des perturbations. Dès que l'on dépasse l'ordre le plus bas, toutefois, des divergences apparaissent dans le calcul des observables physiques en termes des paramètres du lagrangien. En particulier, même les relations du premier ordre utilisées pour définir les paramètres du modèle sont modifiées par ces corrections d'ordre supérieur divergentes.

Le Modèle Standard, toutefois, est une théorie renormalisable [6]: aucune divergence n'apparaît dans les relations parmi les quantités physiques mesurables, ce qui restitue au modèle son pouvoir de prédiction. La conséquence est qu'on est alors obligé de redéfinir des paramètres "renormalisés" pour le lagrangien, de telle façon que les prédictions du modèle en termes de ces paramètres ne contiennent pas de divergences. En d'autres termes, les divergences qui apparaissent dans les calculs peuvent être réabsorbées dans une redéfinition des paramètres physiques d'entrée.

Les détails techniques des différents schémas de renormalisation possibles ne nous intéressent pas ici (cf. [18], par exemple). Ce que nous intéresse est que les nouvelles relations parmi les différentes paramètres et observables de la théorie établissent des contraintes très fortes utilisables pour tester la cohérence interne du modèle, le nombre total de paramètres libres du modèle n'étant pas modifié par la procédure de renormalisation. En plus, ces nouvelles relations peuvent être utilisées pour imposer des contraintes sur la masse du boson de Higgs, qui intervient dans ces relations grâce à ses effets virtuels, purement quantiques. En particulier, nous allons montrer que M_H intervient dans la relation entre M_W , M_Z et G_μ qui remplace la (1.37).

1.2.1 Les corrections obliques.

En considérant les seules corrections radiatives à une boucle, il est pratique de les classer en deux groupes [19]: les corrections *obliques*, qui concernent seulement la polarisation du vide pour les propagateurs des bosons, et les corrections *directes*, comme celles de vertex ou en boîte et celles qui interviennent dans les propagateurs des fermions. La première classe inclut toutes les corrections qui n'impliquent pas les particules externes: pour cette raison elles sont universelles, dans le sens qu'elles peuvent s'appliquer à plusieurs processus. Les corrections de la deuxième classe, par contre, sont celles qui dépendent du processus physique considéré. Les corrections directes sont relativement petites et bien calculables (avec l'exception très importante de la correction au vertex de désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ [20]); par la suite, nous nous concentrerons sur les corrections obliques.

Pour une échelle d'énergie q^2 fixée, les corrections radiatives électrofaibles obliques à une boucle peuvent être décrites [19] en termes de *quatre* combinaisons invariantes de jauge et finies de fonctions de polarisation du vide; ces corrections sont celles associées aux self-énergies des bosons vecteurs du type $\gamma - \gamma$, $W - W$, $Z - Z$ et $Z - \gamma$ (cf. fig. 1.1). Plusieurs paramétrisations de ces corrections radiatives existent dans la littérature scientifique. Chacune découple de façon différente les effets des corrections radiatives sur les observables physiques, soit pour permettre une plus directe interprétation des observables mesurées, soit pour simplifier l'étude des possible effets d'une nouvelle physique sur ces observables.

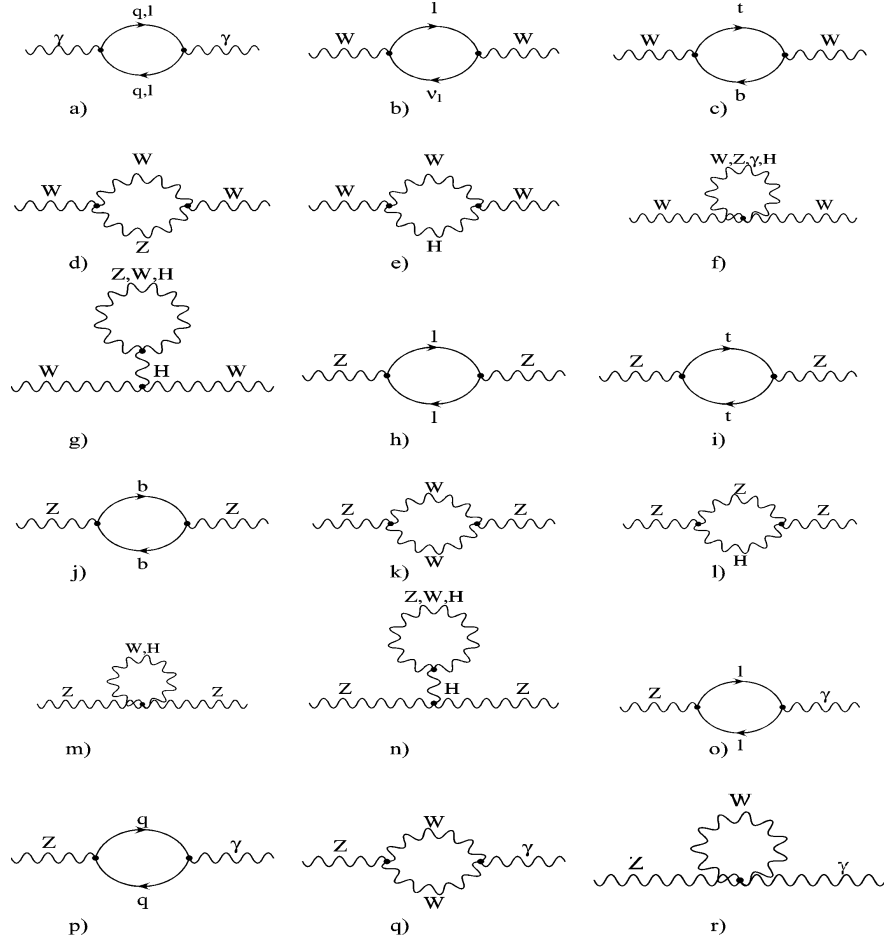


FIG. 1.1 – Certains des diagrammes qui contribuent aux self-énergies des bosons vecteurs du type $\gamma - \gamma$ (a), $W - W$ (b-g), $Z - Z$ (h-n) et $Z - \gamma$ (o-r). Extrait de la référence [21].

Une contribution purement QED est généralement réabsorbée dans la renormalisation du

couplage

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(q^2)} \quad (1.43)$$

(*running* de α). Les trois autres contributions proviennent [22] de l'évolution (*running*) des self-énergies du Z et du W , aussi bien que du *splitting* intrinsèque de la symétrie $SU(2)$ (qui est aussi présente à $q^2 = 0$ et qui correspond, par exemple, à la grande différence de masse des quarks b et t et à toute autre brisure de cette symétrie). Parmi les paramétrisations pour ces trois corrections, nous rappelons:

- les Δ_ρ , Δ_p et Δ_W utilisés par Lynn et collaborateurs [19];
- les Δ_ρ , Δ_{3Q} et Δ_{1Q} utilisés par Renard et collaborateurs [22, 5];
- les $\Delta\rho$, $\Delta k'$ et Δr_W et les ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 utilisés par Altarelli et collaborateurs [23, 24].

Numériquement, les corrections plus importantes sont celles proportionnelles à $G_\mu m_t^2$, engendrées par les boucles contenant des quarks top virtuels. Avant la découverte [8] du top, ces corrections ont permis de faire des prédictions précises sur la masse de ce quark aux expériences LEP [7]. Par contre, même après la mesure de m_t à 6 GeV près [25, 5], ce sont justement ces contributions qui constituent une source très importante d'incertitude dans la prédiction de la masse du boson de Higgs par l'intermédiaire des corrections radiatives, comme on verra dans la prochaine section.

1.2.2 Les paramètres ϵ .

Parmi les paramétrisations citées, la dernière est particulièrement intéressante, parce que elle permet d'isoler dans le paramètre ϵ_1 tous les termes provenant de la brisure de symétrie $SU(2)_L$, en particulier les termes d'ordre $G_\mu m_t^2$. Les deux autres paramètres représentent la différence relative entre l'évolution des self-énergies du Z et du photon (ϵ_2), et la différence relative entre l'évolution des self-énergies du W et du Z (ϵ_3); dans ces deux paramètres, la dépendance sur la masse du top n'est que logarithmique. Les paramètres ϵ sont définis comme

$$\Delta\rho = \epsilon_1, \quad (1.44)$$

$$\Delta k' = -\frac{c_0^2}{(c_0^2 - s_0^2)}\epsilon_1 + \frac{1}{(c_0^2 - s_0^2)}\epsilon_3, \quad (1.45)$$

$$\Delta r_W = -\frac{c_0^2}{s_0^2}\epsilon_1 + \frac{(c_0^2 - s_0^2)}{s_0^2}\epsilon_2 + 2\epsilon_3, \quad (1.46)$$

où

$$s_0^2 c_0^2 = \frac{\pi \alpha (M_Z^2)}{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2} \quad (1.47)$$

est une approximation de l'angle de Weinberg qui ne tient compte que des corrections purement QED.

Les deux paramètres $\Delta\rho$ et $\Delta k'$ sont directement liés aux observables physiques au pic du Z , la largeur leptonique

$$\Gamma_\ell = \Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^- + \text{photons}) = \frac{G_\mu M_Z^3 (g_V^2 + g_A^2)}{6\pi \sqrt{2}} \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}\right) \quad (1.48)$$

et l'asymétrie avant-arrière au pic du Z , corrigée de tous effets photoniques,⁴

$$A_{FB}^{\ell,0} = \frac{3g_V^2 g_A^2}{(g_V^2 + g_A^2)^2}. \quad (1.49)$$

Dans ces formules, g_V et g_A sont les couplages vectoriel et axial *effectifs* d'un Z sur sa couche de masse aux leptons (de la même façon que $\alpha(M_Z^2)$ est le couplage effectif QED); en termes de g_V et g_A , $\Delta\rho$ et $\Delta k'$ sont donnés par

$$g_A = -\frac{\sqrt{\rho}}{2} = -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{2}\right), \quad (1.50)$$

$$\frac{g_V}{g_A} \equiv 1 - 4 \sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 1 - 4(1 + \Delta k') s_0^2. \quad (1.51)$$

La relation (1.51) constitue la définition pratique de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$, l'angle de mélange effectif au pic du Z .

Le paramètre Δr_W , par contre, est celui qui nous intéresse le plus car il est lié à la masse du W par

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi \alpha (M_Z^2)}{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2 (1 - \Delta r_W)}, \quad (1.52)$$

qui remplace la (1.37). Dans la définition des ϵ (cf. eq. 1.44–1.46), nous remarquons que ϵ_2 n'apparaît que dans la définition de Δr_W . En d'autres termes, le paramètre ϵ_2 ne peut être contraint que par la mesure de la masse du W .

4. La définition des paramètres $\Delta\rho$ et $\Delta k'$ présentée ici est celle indiquée dans la référence [24], et non pas dans la [23]. La différence consiste justement dans l'inclusion des corrections photoniques à A_{FB}^ℓ dans la (1.49) et dans l'inclusion de la correction $(1 + 3\alpha/4\pi)$ dans la définition (1.48) de la largeur leptonique. Par la suite, nous allons négliger les indices N (comme *new*) par lesquels les auteurs ont indiqué cette différence.

Dans le Modèle Standard, l'expression explicite pour les contributions dominantes dans les ϵ est la suivante [24]:

$$\epsilon_1 = \frac{3G_\mu m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} - \frac{3G_\mu M_W^2}{4\pi^2\sqrt{2}} \tan^2 \theta_W \ln \left(\frac{M_H}{M_Z} \right) + \dots, \quad (1.53)$$

$$\epsilon_2 = -\frac{G_\mu M_W^2}{2\pi^2\sqrt{2}} \ln \left(\frac{m_t}{M_Z} \right) + \dots, \quad (1.54)$$

$$\epsilon_3 = \frac{G_\mu M_W^2}{12\pi^2\sqrt{2}} \ln \left(\frac{M_H}{M_Z} \right) - \frac{G_\mu M_W^2}{6\pi^2\sqrt{2}} \ln \left(\frac{m_t}{M_Z} \right) + \dots \quad (1.55)$$

Ces simples relations, aussi bien que la définition de Δr_W par rapport à la masse du W (1.52) et aux paramètres ϵ (1.46), permettent de s'apercevoir de la sensibilité de la mesure de M_W à la masse inconnue du boson de Higgs. Au delà de la sensibilité intrinsèque de la masse du W à la masse du boson de Higgs ("Higgsométrie" [22]), qui sera discuté plus en détail dans la section suivante, il faut retenir que la mesure de M_W est la meilleure façon d'accéder au paramètre ϵ_2 , qui échappe totalement aux mesures effectuées au pic du Z . En cela, la mesure de M_W est irremplaçable.

1.3 La masse du W comme Higgsomètre et comme test du Modèle Standard.

Une interprétation très intuitive de l'impact de la mesure de la masse du W sur le modèle est possible si l'on se place dans les axes M_W et m_t . Avant les prises de données du LEP au delà du seuil des paires de W en 1996, la moyenne mondiale pour la valeur de la masse du W était [10]

$$M_W^{\text{World Average (1996)}} = 80.356 \pm 0.125 \text{ GeV}, \quad (1.56)$$

calculée à partir des mesures effectuées aux collisionneurs $p\bar{p}$, principalement le Tevatron. La moyenne des mesures de la masse du top, par contre, donnait [10]

$$m_t^{\text{World Average (1996)}} = 175.0 \pm 6.0 \text{ GeV}. \quad (1.57)$$

Dans la figure 1.2 ces résultats sont comparés aux prédictions du Modèle Standard pour des différentes valeurs de la masse du Higgs. La figure montre que ces mesures directes sont en bon accord avec le Modèle Standard, mais la précision sur la masse du top et surtout sur la masse du W ne sont pas encore suffisantes pour imposer des contraintes strictes sur la valeur de la masse du Higgs: une précision de l'ordre de ± 30 MeV est souhaitée sur la mesure de M_W pour

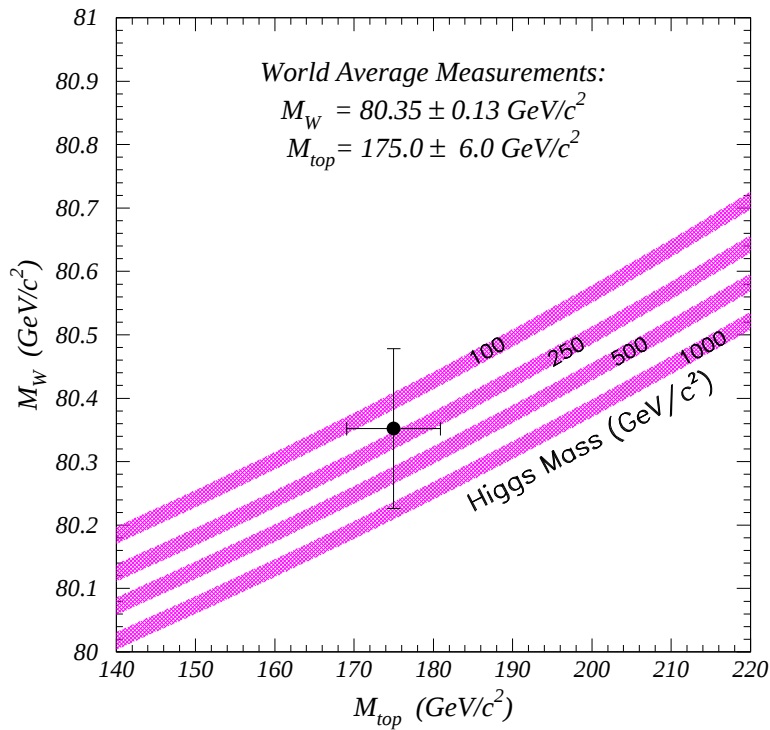


FIG. 1.2 – Comparaison des mesures de M_W et m_t avec la prédiction du Modèle Standard pour des différentes valeurs de la masse du Higgs. La largeur des bandes correspond à l'incertitude sur $\alpha(M_Z^2)$.

que des limites intéressantes, dans un sens qui deviendra plus clair toute à l'heure, puissent être établies sur M_H .

Une précision du même ordre de grandeur est demandée pour pouvoir tester le Modèle Standard au niveau de précision des mesures de LEP au pic du Z. Par un ajustement global à toutes mesures électrofaibles [9], en fait, la contrainte suivante est imposée sur la masse du W pour que toutes les prédictions du modèle soient cohérentes:

$$M_W^{\text{electroweak fit (1996)}} = 80.352 \pm 0.033 \text{ GeV}. \quad (1.58)$$

Si une déviation du Modèle Standard était observée, la masse du W serait aussi une observable physique très importante pour discriminer parmi les possibles scénarios de nouvelle physique. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), par exemple, est un des candidats plus à la mode pour remplacer le Modèle Standard. Dans la figure 1.3, les prédictions du SM et du MSSM sont comparées, pour des valeurs des paramètres de ces modèles cohérentes

avec les mesures actuelles. La bande du SM correspond à celle déjà indiquée dans la figure 1.2. Pour la prédiction du MSSM, la contrainte qu'aucune particule supersymétrique ne soit observée à LEP2 est imposée; la figure montre donc comme la masse du W puisse constituer un outil important pour détecter des signes *indirectes* de supersymétrie.

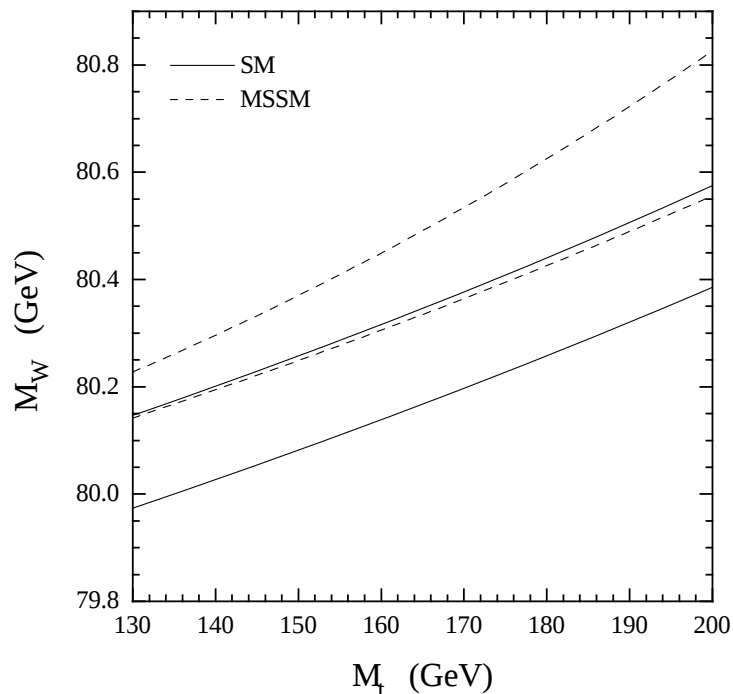


FIG. 1.3 – Comparaison des prédictions du Modèle Standard et du Modèle Standard Supersymétrique Minimal dans le plan M_W vs. m_t . La bande des valeurs permises pour le SM correspond à la plage de valeurs $90 \text{ GeV} < M_H < 1000 \text{ GeV}$ pour la masse du boson de Higgs. La bande des valeurs pour le MSSM correspond à une variation des paramètres de ce modèle cohérente avec les limites imposées par les mesures actuelles; la contrainte qu'aucune particule supersymétrique ne soit observée à LEP2 est aussi imposée. La figure provient de la référence [26], par l'intermédiaire de la référence [27].

Pour comprendre pourquoi la précision souhaitée sur la masse du W est de $\pm 30 \text{ MeV}$, il est très intéressant de se placer dans les axes $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ et M_W . Dans la figure 1.4a, les mesures actuelles de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ et M_W sont comparées aux prédictions du Modèle Standard pour des différentes valeurs des masses du Higgs et du top. Les ellipses représentent les valeurs mesurées: en particulier, la ligne continue plus foncée indique le contour à deux dimensions pour un niveau de confiance de 68%. Les prédictions du Modèle Standard sont indiquées par les surfaces super-

posées. La masse du Higgs varie entre 60 et 1000 GeV du bas en haut. La masse du top varie de droite à gauche entre 120 et 220 GeV; la bande centrale sombre correspond à la mesure directe de m_t au Tevatron.

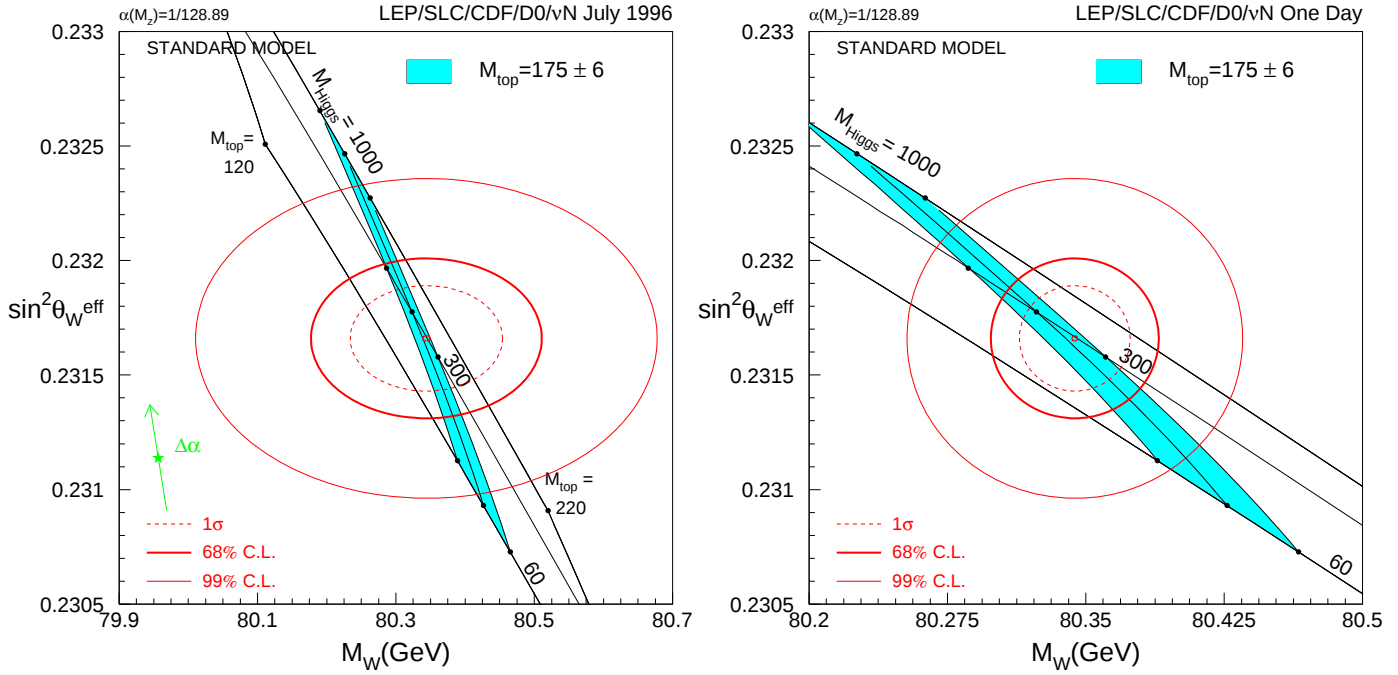


FIG. 1.4 – A gauche (a): comparaison des mesures actuelles (ellipses) de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ et M_W aux prédictions du Modèle Standard pour des différentes valeurs des masses du Higgs et du top. La valeur utilisée pour la masse du W , $M_W = 80.344 \pm 0.110$ MeV [5], correspond à la moyenne mondiale 1996 si les mesures effectuées aux collisionneurs $p\bar{p}$ (cf. eq. 1.56) sont combinées aux résultats des expériences νN [28, 29, 30]. L'étoile indique la valeur centrale de la prédiction du SM, si aucune correction radiative électrofaible n'était prise en compte. La flèche indique l'erreur additionnelle, sur toutes les prédictions du modèle, engendrée par l'incertitude sur la mesure de $\alpha(M_Z^2)$. A droite (b): la même figure, si l'erreur sur la mesure de M_W était de ± 30 MeV pour la même valeur centrale.

La première remarque sur cette figure concerne la pente de la bande sombre, qui représente essentiellement la variation de la masse du Higgs. Il est clair que la mesure de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ a un impact beaucoup plus important sur la prédiction de M_H , par rapport à M_W ; en d'autres termes, dans l'ajustement global sur les données électrofaibles, le poids de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ est à présent beaucoup plus élevé du poids de M_W . Pour que la mesure de la masse du W soit compétitive avec la mesure de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ vis à vis la prédiction de M_H , l'erreur sur M_W doit se réduire d'un

facteur 3 ou 4 (cf. fig. 1.4b, dans laquelle on a fait l'hypothèse d'une erreur de ± 30 MeV sur la mesure de M_W).

Une deuxième remarque à la figure 1.4.a est que les ellipses des valeurs mesurées sont en parfait accord avec les prédictions du Modèle Standard indiquées par la bande sombre. Il est important de séparer cet aspect de la mesure de M_W comme test du SM de son aspect comme ‘‘Higgsomètre’’, dont on a parlé tout à l'heure. On peut imaginer qu'avec une précision accrue, la masse du W donne une prédiction pour la masse du Higgs qui soit significativement différente de celle prédite par $\sin^2 \theta_W^{eff}$. Dans la figure, on obtiendrait une ellipse plus étroite, comme celle de la figure 1.4.b, mais déplacée à droite ou à gauche de la prédiction du modèle. Les mesures de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ et M_W constituent toutes les deux des mesures du mélange des interactions électrofaibles dans le Modèle Standard. La différence entre ces deux observables est que $\sin^2 \theta_W^{eff}$ est mesuré à partir des couplages (cf. eq. 1.51 et 1.23), tandis que M_W permet de sonder le mélange dans le secteur des masses (cf. eq. 1.27). La comparaison de ces mesures permettrait donc de tester en profondeur la structure du Modèle Standard et de sa brisure spontanée de symétrie.

Une troisième remarque à cette figure concerne l'incertitude sur la mesure de $\alpha(M_Z^2)$. Cette incertitude introduit une erreur additionnelle sur toutes les prédictions du modèle, dont la taille est indiquée par la flèche; on remarque que cette erreur est presque parallèle à la variation de M_H . En d'autres termes, la mesure de $\alpha(M_Z^2)$ engendre une erreur importante sur la prédiction de la masse du Higgs dans le cadre du Modèle Standard. Nous rappelons que cette erreur ne provient pas de la mesure de $\alpha(0)$, mais du calcul pour le *running* du couplage. Dans ce calcul, la contribution des boucles de quarks virtuels est déterminée à l'aide d'une intégrale, correspondante à une relation de dispersion pour la fonction analytique $\alpha(q^2)$ dans le plan complexe. Le calcul utilise les sections efficaces $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ mesurées à basse énergie, qui sont connues avec des erreurs très larges entre les seuils pour $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Ces mesures de section efficaces hadroniques sont donc devenues un des facteurs limitants aux tests de précision du Modèle Standard (cf. [5] pour une discussion plus détaillée).

Les mêmes concepts que nous venons d'exposer qualitativement, sont exprimés de façon plus quantitative par la table 1.1, dans lequel la sensibilité physique de plusieurs observables électrofaibles est résumée. En se concentrant sur la ligne correspondante à $\sin^2 \theta_W^{eff}$, on voit que la variation de la masse du Higgs entre 60 et 300 GeV correspond à une variation de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ de 8.5×10^{-4} . Si on veut étudier le pouvoir de prédiction de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ vis à vis M_H , cette valeur est à comparer avec la somme des erreurs expérimentales principales qui rentrent dans le calcul théorique de la masse du Higgs: 2.4×10^{-4} de la mesure directe de $\sin^2 \theta_W^{eff}$, 2.3×10^{-4} de la mesure de $\alpha(M_Z^2)$ et 2.0×10^{-4} de la mesure de m_t . Ces chiffres indiquent que la mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ permet déjà une prédiction de la masse du Higgs très intéressante; pour comparaison, le résultat de l'ajustement global électrofaible donne [9]

$$M_H^{\text{electroweak fit (1996)}} = 149_{-82}^{+148} \text{ GeV}, \quad (1.59)$$

Observable	ICHEP'96	SM	Sensibilité à:						
	valeur		$m_t(\text{GeV})$	$M_H(\text{GeV})$		α_s	$\alpha(M_Z^2)^{-1}$	(m _b)	Ordres
	(erreur)		175 ± 6	60 1000		± 0.003	$128.89(9)$	4.7 ± 0.3	supérieurs
Γ_Z (MeV)	2494.6(2.7)	2493.4	+1.5	+4.2 -5.3		1.7	0.7	0.2	0.6
$\Gamma_{\ell\ell}$ (MeV)	83.91(0.11)	83.92	+0.06	+0.11 -0.14		.02	—	—	0.02
$\sigma_{\text{had}}^{\text{peak}, 0}$ (pb)	41508(56)	41476	+ 3	-4 +4		-16	2	2	2.
$R_\ell \times 10^3$	20778(29)	20741	-1.8	+15 -13		21	4	2	4.
$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} \times 10^4$	2316.5(2.4)	2319.2	-2.0	-8.5 +6.9		0.05	2.3	—	1.
$R_b \times 10^4$	2178(11)	2158	-2	-0.4 0.		0.05	0.2	0.8	1.
M_W (MeV)	80356(125)	80320	+37	+103 -97		1	14	—	10.

TAB. 1.1 – *Résumé de la sensibilité physique des observables électrofaibles [5]. Pour chaque observable, la mesure courante avec son erreur expérimentale est portée, aussi bien que la prédiction du SM pour les bandes des valeurs indiquées des paramètres du modèle. Le calcul est effectué à l'aide du programme BHM [31]. La valeur centrale correspond à $m_t = 175$ GeV, $M_H = 300$ GeV, $\alpha_s = 0.118$.*

$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ étant une des mesures de poids dominant dans ce contexte. On remarque aussi, comme déjà discuté, l'importance de l'incertitude sur $\alpha(M_Z^2)$.

Pour ce qui concerne la masse du W , la variation de la masse du Higgs entre 60 et 300 GeV correspond à une variation de M_W de 103 MeV. Cette valeur est à comparer avec la somme des erreurs suivantes: 14 MeV de la mesure de $\alpha(M_Z^2)$, 37 MeV de la mesure de m_t et bien 125 MeV de la mesure directe de M_W . Ces chiffres indiquent que la mesure de la masse du W n'ajoute pas beaucoup à notre connaissance sur M_H , en ce moment; par contre, on remarque que l'incertitude engendrée par la mesure de $\alpha(M_Z^2)$ a un poids relatif moins important que dans le cas de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. Par ces chiffres, il est facile de s'apercevoir qu'une précision de ± 30 MeV est souhaitée sur la mesure de la masse du W si l'on veut que son impact sur la mesure de M_H soit compétitif. Dans les prochains chapitres, nous allons voir quelles méthodes ont été envisagées à ce but pour LEP2, et nous décrirons la première mesure directe de M_W à LEP par la méthode de la mesure de la section efficace WW au seuil.

Chapitre 2

La mesure de la masse du boson W à LEP2.

La première évidence expérimentale de l'existence du boson W [32, 33], aussi bien que les mesures actuellement les plus précises de sa masse [34, 10, 35], ont été obtenues aux collisionneurs $p\bar{p}$. Les W y sont produits principalement par la réaction $p\bar{p} \rightarrow W^\pm X$, grâce principalement à l'annihilation d'un quark du proton et d'un antiquark de l'antiproton. Dans ce processus, seules les désintégrations leptoniques du W peuvent être facilement identifiées, tandis que les désintégrations hadroniques du W sont très difficiles à séparer du bruit de fond à plusieurs jets provenant de l'interaction forte de la paire $p\bar{p}$ [36]. Puisque la plupart des résidus hadroniques du proton et de l'antiproton échappent à la détection le long de l'axe du faisceau, l'impulsion longitudinale du neutrino ne peut pas être mesurée par le calcul de l'impulsion manquante longitudinale et seule la cinématique transverse des événements $p\bar{p} \rightarrow \ell^\pm \nu X$ peut être utilisée pour la mesure de la masse du W . Par conséquent, l'estimateur utilisé (la masse transverse) n'est pas très précis. De plus, à cause de la complexité de l'environnement $p\bar{p}$, un effort important est nécessaire pour comprendre les effets systématiques dans ces mesures. Néanmoins, les statistiques élevées disponibles permettent une résolution sur la masse du W qui est à ce jour la meilleure.

La situation est différente à LEP2, où les bosons W sont produits en paires dans l'annihilation d'électrons et positrons, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Les états finaux des événements WW sont très propres, et leur cinématique peut être complètement déterminée dans les canaux de désintégration les plus importants; ceci est à la base d'une des méthodes principales pour la mesure de M_W à LEP2, la reconstruction directe des masses des bosons W dans chaque événement à partir de leurs produits de désintégration [37, 38, 39, 27]. De plus, puisque la section efficace pour ce processus présente une montée rapide autour du seuil cinématique $\sqrt{s} \sim 2M_W$ et la mesure de la section efficace au seuil permet la détermination directe de M_W [37, 40, 41, 42, 43, 44, 27].

Pour une luminosité donnée, la résolution attendue sur la masse du W par ces deux méthodes dépend de l'énergie dans le centre de masse du collisionneur. La détermination de la masse du W par la mesure de la section efficace est intéressante seulement dans une plage étroite d'énergies autour du seuil cinématique. Plus en détail, nous allons montrer que la stratégie optimale pour la prise de données au seuil consiste à effectuer la mesure de section efficace à une seule énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} \sim 161$ GeV. La méthode par reconstruction directe, par contre, nécessite avant tout une statistique élevée d'événements: elle obtient donc ses meilleurs performances aux énergies pour lesquelles la section efficace est très importante, c'est à dire bien au delà du seuil. Afin de permettre la meilleure sensibilité pour la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules, il est prévu que la prise de données dans les trois années à venir aura lieu en priorité à l'énergie maximale permise par la machine. A ces énergies, la masse du W ne peut être déterminée que par la méthode de la reconstruction directe. La résolution attendue par cette méthode est donc prise comme référence pour la comparaison à la résolution attendue par la méthode du seuil. Le résultat de la comparaison est que, pour la même luminosité intégrée, la méthode du seuil à une énergie $\sqrt{s} \sim 161$ GeV est compétitive avec la méthode de la reconstruction directe à une énergie supérieure à 170 GeV. Les erreurs statistiques attendues par les deux méthodes sont équivalentes, tandis que les erreurs systématiques sont très différentes. Ces conclusions ont justifié la prise de données du LEP à $\sqrt{s} = 161$ GeV, qui s'est déroulée pendant l'été 1996.

Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur la méthode de détermination de la masse du W par la mesure de la section efficace WW au seuil. L'analyse des données recueillies à 161 GeV dans l'été 1996 sera détaillée dans les chapitres suivants, où la résolution obtenue par cette mesure sera aussi comparée aux résultats préliminaires de la mesure par reconstruction directe effectuée avec les données recueillies à 172 GeV dans l'automne 1996. Dans ce chapitre, seuls les principes généraux de la mesure de M_W par reconstruction directe et au seuil sont décrits, comme introduction aux chapitres suivantes. La description des deux méthodes est précédée par un résumé de l'état des calculs théoriques du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ nécessaires à la mesure de M_W par les deux méthodes à LEP2. Un bref historique des mesures de M_W effectuées aux collisionneurs $p\bar{p}$ est aussi donné au début du chapitre.

2.1 La masse du W avant LEP2 et ailleurs.

La première évidence expérimentale de l'existence du boson W a été obtenue en 1982 aux expériences UA1 [32] et UA2 [33] au CERN, dans la collision de protons et antiprotons au *Super Proton Synchrotron* (SPS) à une énergie dans le centre de masse de 540 GeV. La recherche des événements $p\bar{p} \rightarrow W^\pm X$ se déroulait dans le canal de désintégration des W en paires d'électrons et neutrinos. A UA1, par exemple, deux procédures de sélection indépendantes étaient utilisées, l'une visant à l'étiquetage d'électrons isolés et d'impulsion transverse élevée, l'autre basée sur l'identification des neutrinos par la signature d'une grande impulsion transverse manquante.

Sur un lot d'événements correspondant à 18 nb^{-1} , soit environ 10^9 collisions $p\bar{p}$, 6 événements candidats pour le processus $p\bar{p} \rightarrow e^\pm \nu X$ avaient été observés, en bon accord avec la prédiction théorique du modèle de Glashow, Weinberg et Salam. Un ajustement des distributions en énergie et angle de l'électron et de la distribution de l'impulsion transverse manquante pour ces 6 événements avait aussi permis la première mesure directe, même si de précision assez limitée, de la masse du W ,

$$M_W^{UA1(1982)} = 81 \pm 5 \text{ GeV}. \quad (2.1)$$

De façon analogue, 4 événements avaient été observés à UA2, à partir desquels on avait mesuré

$$M_W^{UA2(1982)} = 80_{-6}^{+10} \text{ GeV}. \quad (2.2)$$

Les mesures les plus précises de la masse du W obtenues jusqu'à maintenant proviennent des autres expériences aux collisionneurs $p\bar{p}$, en particulier, des expériences CDF et D0 [10, 45]. à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ au Tevatron du Fermilab. La masse du W est ici reconstruite à partir des événements $p\bar{p} \rightarrow \ell^\pm \nu X$, identifiés grâce à la présence simultanée d'un électron ou muon très énergétique et d'une grande impulsion transverse manquante. L'impulsion transverse manquante, calculée à partir du lepton et de toutes autres particules reconstruites dans l'événement (en générale, des hadrons), est entièrement attribuée au neutrino non détecté, $p_T^\nu \equiv \vec{p}_T^\nu$. L'impulsion longitudinale du neutrino, comme nous avons déjà remarqué, n'est pas mesurable, parce que l'impulsion manquante longitudinale est principalement due aux résidus hadroniques du proton et de l'antiproton, qui échappent à la détection le long de l'axe du faisceau. La masse du W doit alors être déterminée à l'aide d'une variable cinématique transverse, par exemple l'impulsion transverse du lepton p_T^ℓ , l'impulsion transverse du neutrino p_T^ν , ou mieux encore la masse transverse

$$M_T \equiv \sqrt{(E_T^\ell + E_T^\nu)^2 - (\vec{p}_T^\ell + \vec{p}_T^\nu)^2} = \sqrt{2p_T^\ell p_T^\nu (1 - \cos\phi^{\ell\nu})}, \quad (2.3)$$

calculée à partir des énergies et impulsions transverses et de l'angle $\phi^{\ell\nu}$ entre les projections des impulsions du lepton et du neutrino dans le plan transverse. Toutes ces quantités sont, par construction, invariantes par un boost de Lorentz longitudinal. La masse transverse est choisie parce que elle a l'avantage, par rapport à p_T^ℓ et p_T^ν , de ne pas dépendre au premier ordre de l'impulsion transverse du W (cf. par exemple [45]). Par contre, son désavantage est que son calcul nécessite la mesure de l'impulsion du neutrino par l'impulsion manquante; nous allons revenir sur ce point plus tard.

La figure 2.1 montre une distribution typique de masse transverse (celle utilisée pour la mesure de M_W à D0): on y reconnaît un pic jacobien à $M_t \sim M_W$, adouci par l'effet de la largeur du W et de la résolution expérimentale. Puisque une description analytique des spectres de masse transverse n'existe pas, la masse du W est déterminée par l'ajustement de ces distributions à l'aide de simulations Monte Carlo. Par cette méthode, la masse du W a été déterminée à CDF,

$$M_W^{CDF \text{ 1a } (e,\mu)} = 80.41 \pm 0.18 \text{ GeV}. \quad (2.4)$$

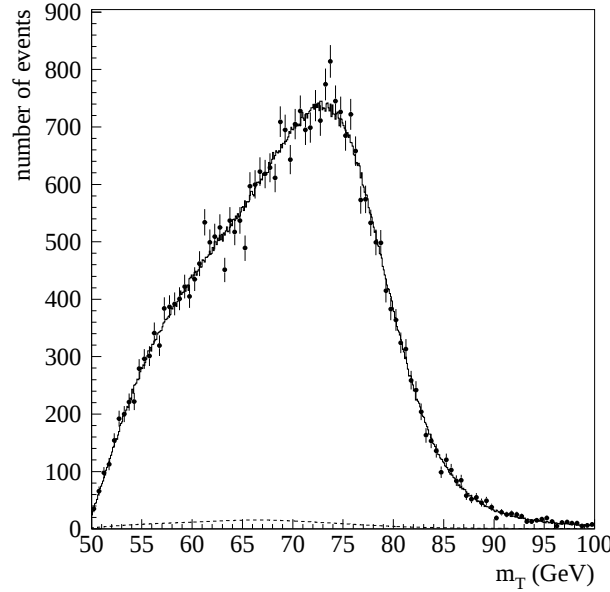


FIG. 2.1 – La distribution de la masse transverse à D0 sur le lot d'événements $W \rightarrow e\nu$ du run 1b. Les points indiquent les données, la ligne continue la simulation théorique pour la valeur de M_W mesurée, la ligne en pointillé la contribution des bruits de fond.

et à D0,

$$M_W^{D0 \text{ 1a+1b } (e)} = 80.37 \pm 0.15 \text{ GeV}. \quad (2.5)$$

Ces résultats sont ceux disponibles avant la prise de données de LEP2 en 1996 [10]. Pour CDF, le résultat est basé sur l'analyse des données du “run 1a” du Tevatron, dans les canaux de désintégration du W en électrons et muons; la luminosité intégrée analysée est d'environ 19 pb^{-1} , correspondant à des lots d'environ 3300 événements $W \rightarrow \mu\nu$ et d'environ 5700 événements $W \rightarrow e\nu$ sélectionnés. Pour D0, seul le canal de désintégration en électrons est utilisé; le résultat inclut les données du run 1a du Tevatron aussi bien que du “run 1b”, terminé en 1995. Les luminosités intégrées recueillies par D0 pendant ces deux périodes de prise de données sont d'environ 13 et 76 pb^{-1} , soit environ 33000 événements $W \rightarrow e\nu$ sélectionnés au total. Par la combinaison de ces résultats avec les mesures précédentes effectuées à CDF et à UA2 [34], on obtient la moyenne mondiale de M_W déjà présentée dans le chapitre précédent,

$$M_W^{\text{World Average (1996)}} = 80.356 \pm 0.125 \text{ GeV}. \quad (2.6)$$

Récemment, CDF a aussi présenté son résultat préliminaire pour le run 1b, dans le seul canal de désintégration en muons,

$$M_W^{CDF \text{ 1b } (\mu)} = 80.43 \pm 0.16 \text{ GeV}; \quad (2.7)$$

dans le canal de désintégration du W en électrons, l'analyse des données recueillies n'a pas encore

été finalisée. Ce résultat est inclus dans la moyenne mondiale qui sera présentée dans le dernier chapitre et qui comprend aussi les mesures de M_W effectuées à LEP.

Pour CDF comme pour D0, les erreurs systématiques principales sur la mesure de la masse du W sont étudiées dans les données recueillies et peuvent donc être réduites si la statistique disponible augmente. Cette réduction a déjà été observée dans l'estimation des erreurs systématiques en passant du run 1a au run 1b, qui a une statistique supérieure d'un facteur 4. Par exemple, les erreurs obtenues par CDF sur les run 1a et 1b sont comparées dans la table 2.1; nous allons décrire certaines de ces erreurs en détail. Une réduction encore plus importante des erreurs statistiques et systématiques dans les mesures au Tevatron est prévue [46] pour le “run 2”, qui devrait délivrer une luminosité intégrée supérieure à 2 fb^{-1} (en d'autres termes, gagner un facteur 100 en statistique par rapport au seul run 1a).

Run I δM_W : IA (IB)

Source of Uncertainty	Uncertainty (MeV/c ²)			
	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$	Common	
Statistical	145	205	(100)	—
Lepton Energy/Momentum Scale	120	50	(40)	50
Lepton Energy/Momentum Resolution	80	60	(25)	—
Recoil modeling	60	60	(90)	60
Trigger, Event Selection	25	25	(15)	—
Backgrounds	10	25	(25)	—
W Production Model (P_T^W , PDF, QCD higher order corr., QED rad. corr.)	75	75	(55)	65
Fitting	10	10	(10)	—
Total Uncertainty	230	240	(155)	100
e and μ Combined Uncertainty	180			

TAB. 2.1 – Liste des erreurs statistiques et systématiques sur la mesure de la masse du W à CDF [35]. La table porte les résultats publiés pour le run 1a et (entre parenthèses) les résultats préliminaires obtenus pour le run 1b dans le canal de désintégration du W en muons.

Un exemple typique d'incertitude systématique estimée sur les données est constitué par les erreurs dues à la calibration de l'échelle en énergie des électrons et muons, qui représentent la source d'erreur systématique la plus importante. A CDF, l'impulsion des muons, mesurée dans la chambre à traces centrale, est calibrée par un facteur d'échelle mesuré dans un lot de désintégrations $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pour les électrons, l'énergie mesurée dans le calorimètre est

utilisée au lieu de l'impulsion, pour tenir compte des effets de bremsstrahlung dans le détecteur. La comparaison entre données et simulation Monte Carlo pour la distribution du rapport E/p , dans les événements $W \rightarrow e\nu$, est utilisée pour calibrer la réponse du calorimètre aux électrons et pour estimer l'incertitude sur la simulation du matériel traversé. De façon similaire, les erreurs dues à la connaissance imparfaite de la résolution en impulsion de la chambre à traces centrale et de la résolution en énergie du calorimètre sont estimées sur des lots d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $Z \rightarrow e^+e^-$ respectivement.

Parmi les autres sources d'erreur systématiques à CDF, les plus importantes sont celles dues à l'incertitude théorique sur les spectres en impulsion longitudinale et transverse des W . Ces incertitudes elles aussi sont estimées par les données et peuvent bénéficier d'une augmentation de la statistique disponible. La distribution en impulsion longitudinale des W est décrite dans la simulation Monte Carlo par une des fonctions de distribution MRS [47] des partons; des contraintes sur les différents modèles théoriques sont appliquées à partir de la mesure de l'asymétrie de charge avant-arrière dans les désintégrations des W . En ce qui concerne la distribution en impulsion transverse des W dans la simulation Monte Carlo, elle est modélisée de façon à reproduire celle observée dans les désintégrations du Z en paires de leptons.

Les désintégrations du Z en paires de leptons sont aussi utilisées pour étudier l'accord entre la mesure de l'impulsion transverse du Z par celle de la paire de leptons et par celle des "hadrons de recul", c'est à dire de toutes autres particules reconstruites dans l'événement. Cette étude est importante parce que l'impulsion transverse des hadrons de recul est utilisée, dans les événements $W \rightarrow \ell\nu$, pour reconstruire l'impulsion transverse du neutrino non détecté. Il faut remarquer que, dans la réalité, les "hadrons de recul" ne proviennent pas tous des résidus de la réaction $p\bar{p} \rightarrow W^\pm X$: certains d'entre eux peuvent provenir d'autres interactions $p\bar{p}$ se produisant au même temps de cette réaction. L'effet de cette superposition d'interactions est qu'une impulsion transverse additionnelle, qui se comporte comme une marche aléatoire en deux dimensions, est mesurée dans chaque événement; la taille de cette impulsion transverse additionnelle est proportionnelle à la racine carrée du nombre d'interactions par croisement des faisceaux, donc à la racine carrée de la luminosité instantanée. Toute augmentation de la luminosité instantanée a donc l'effet de dégrader la résolution sur l'impulsion transverse manquante et, par conséquent, la résolution systématique sur la mesure de la masse du W . Ceci explique en particulier la montée de l'erreur systématique sur la modélisation des hadrons de recul (de ± 60 MeV à ± 90 MeV) observée à CDF en passant du run 1a au run 1b, indiquée dans la table 2.1. L'erreur additionnelle, introduite parce que l'accord entre les distributions en p_T des hadrons de recul et les prévisions dans les désintégrations du Z en leptons est devenu moins précis [35], est toutefois à considérer préliminaire. En ce qui concerne le run 2, il est prévu [46] que la mesure de la masse du W par l'ajustement de la masse transverse sera limitée par les erreurs systématiques introduites par la luminosité instantanée très élevée, et non pas par l'erreur statistique. Pour cette raison, des méthodes alternatives pour la mesure de M_W au Tevatron dans le run à haute luminosité sont à l'étude. Deux de ces méthodes consistent à mesurer le rapport M_W/M_Z par la mesure du rapport

des masses transverses du W et du Z [48], ou bien par la mesure du rapport des impulsions transverses des leptons provenant des désintégrations du W et du Z [49]; M_W peut ensuite être déterminée à l'aide de la valeur de M_Z mesurée à LEP. Le facteur limitant de ces méthodes est constitué par la statistique des leptons provenant du Z , qui est environ 5 fois plus petite de la statistique d'événements W . L'avantage est que la plupart des effets systématiques disparaissent dans le rapport des variables transverses pour les W et les Z . Une méthode similaire avait déjà été utilisée pour la mesure de M_W à UA2 [34].

Le run 2 du Tevatron, qui commencera en l'an 2000, devrait donc aboutir, par une méthode ou par une autre, à une résolution d'ordre 30 MeV [46] sur la masse du W . Le but que LEP2 se fixe est de faire aussi bien, mais avant l'an 2000.

2.2 La production de paires de W à LEP2.

A LEP2, les bosons W sont produits en paires dans l'annihilation d'électrons et positrons,

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-, \quad (2.8)$$

à une énergie dans le centre de masse supérieure au seuil cinématique $\sqrt{s} = 2M_W$. La désintégration de chaque W en une paire de quarks ou de leptons donne lieu à un état final à quatre fermions,

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4 \text{ fermions}. \quad (2.9)$$

Les rapports de branchement du W étant de 67.5% pour la désintégration en hadrons ($W^- \rightarrow \bar{u}d, \bar{c}s$ en négligeant le mélange de CKM) et de 32.5% pour la désintégration en leptons ($W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e, \mu^-\bar{\nu}_\mu, \tau^-\bar{\nu}_\tau$), les événements WW à LEP2 peuvent être classés dans les trois canaux suivants:

- $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ (hadronique), dont le rapport de branchement est de 45.5%;
- $W^+W^- \rightarrow \ell^-\bar{\nu}_\ell q\bar{q}', \ell^+\nu_\ell q\bar{q}'$ (semi-leptonique), avec un rapport de branchement de 43.9%;
- $W^+W^- \rightarrow \ell^-\bar{\nu}_\ell \ell'^+\nu_{\ell'}$ (leptonique), avec un rapport de branchement de 10.6%.

L'une et l'autre des deux méthodes de mesure de la masse du W que nous avons mentionné nécessitent un élevé degré de précision dans les calculs théoriques pour les événements WW . Dans la méthode de la reconstruction directe, par exemple, il faut pouvoir bien prédire la distribution de la masse invariante des produits de désintégration du W ; il est aussi important de bien connaître la perte moyenne d'énergie par radiation dans l'état initial, qui n'est pas mesurable expérimentalement dans chaque événement parce que elle échappe à la détection le long de l'axe

du faisceau. Dans la méthode du seuil, le calcul théorique précis de la section efficace totale WW est essentielle à la détermination de la masse du W à partir de la section efficace mesurée expérimentalement. Le sujet de cette thèse étant la mesure de M_W par la méthode du seuil, dans cette section nous allons résumer l'état des calculs théoriques pour la section efficace WW ; une description complète de tous les problèmes théoriques associés étant au delà des buts de cette thèse, nous allons nous concentrer seulement sur les aspects les plus importants pour la mesure au seuil.

Dans l'étude de la production de paires de W à LEP2, il est utile de partir du scénario le plus simple et introduire graduellement plusieurs degrés de sophistication du calcul, comme discuté par exemple dans les références [42, 50]. Nous allons considérer d'abord la production de deux W *on-shell* (cf. eq. 2.8), c'est à dire sur leur couche de masse et de largeur nulle, à l'ordre le plus bas. Puis nous décrirons la production *off-shell* de deux W se désintégrant en fermions avec une largeur non nulle (cf. eq. 2.9), à l'ordre le plus bas; cette étape consiste en d'autres termes à étudier la réaction

$$e^+e^- \rightarrow 4 \text{ fermions}, \quad (2.10)$$

en considérant seulement les diagrammes de Feynman (trois) qui contiennent deux W résonnants. Ensuite, on sera amené à considérer (encore à l'ordre le plus bas) *tous* les diagrammes pour cette réaction, y compris ceux dans lesquels aucun W n'apparaît. La toute dernière étape consistera à introduire les corrections radiatives aux calculs du premier ordre.

2.2.1 La production de deux bosons W *on-shell*.

En négligeant pour le moment la désintégration des W , c'est à dire dans l'approximation de W *on-shell*, la production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ de deux W est décrite à l'ordre le plus bas par les trois diagrammes de la figure 2.2: le diagramme d'échange d'un neutrino dans la voie t et les deux diagrammes d'échange d'un boson neutre γ ou Z virtuel dans la voie s . La section efficace totale *on-shell* à l'ordre le plus bas (approximation de Born) est calculable analytiquement; près du seuil, elle a la forme

$$\sigma^{on-shell, \text{ Born}} \sim \frac{\pi \alpha^2}{s} \frac{1}{4 \sin^4 \theta_W} 4\beta + \mathcal{O}(\beta^3), \quad (2.11)$$

$\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ étant la vitesse des W . La montée linéaire de la section efficace *on-shell* autour du seuil est indiquée dans la figure 2.3. Le seul terme proportionnel à β est celui dû au diagramme dans la voie t (dans les sections efficaces différentielles et aussi dans la section efficace totale), tandis que les contributions de la voie s et de l'interférence s - t sont proportionnelles à β^3 ; cette suppression est une conséquence [50, 51] de la conservation de CP, de la conservation de l'hélicité des fermions dans l'état initial et de l'orthogonalité des ondes partielles différentes. Les diagrammes de la voie s , caractérisés par les couplages à trois bosons de jauge, ne sont

donc importants qu'à des énergies bien supérieures au seuil; par conséquent, la mesure de ces couplages devient plus intéressante aux énergies les plus élevées.¹

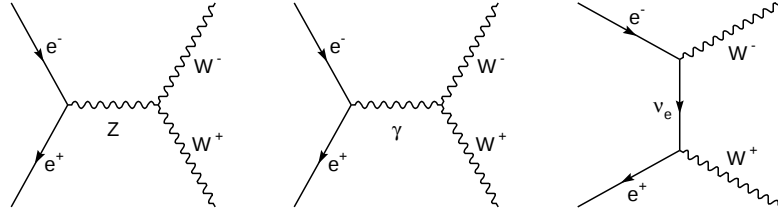


FIG. 2.2 – Les trois diagrammes décrivant la production de deux bosons W sur leur couche de masse (*on-shell*), $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

2.2.2 La production de deux bosons W *off-shell* (“CC03”).

La production de deux W *off-shell*, se désintégrant en 4 fermions avec largeurs non nulles, est décrite à l’ordre le plus bas par trois diagrammes de Feynman “de courant chargé” (“CC03”), analogues à ceux portés dans la figure 2.2. Dans l’exemple de l’état final $e^-\bar{\nu}_e u \bar{d}$, ces trois diagrammes sont indiqués dans la figure 2.4 (graphes 1–3). Dans le cas *off-shell*, le calcul est

1. L’étude des couplages trlinéaires anormaux n’est pas l’objet de cette thèse. Nous nous limiterons ici à quelques remarques (cf. [52] et les références y portées). La forme la plus générale pour le couplage à trois bosons de jauge WWV , dans les limites permises par l’invariance de Lorentz, peut être décrite par 7 paramètres dans chacun des cas $V = \gamma, Z$: parmi ces paramètres, trois conservent les symétries C et P séparément, un conserve CP mais viole C et P, trois violent CP. Les valeurs de tous ces paramètres sont fixées dans le Modèle Standard; une valeur “anormale”, différente de celle prédite, pourrait être mesurée parce que elle engendrerait une modification des sections efficaces et surtout des distributions angulaires pour la production de paires de W . En pratique, puisque il est impossible d’imposer des limites expérimentales intéressantes sur 14 paramètres simultanément, la mesure des couplages est effectuée sous certaines hypothèses qui permettent de réduire le nombre de paramètres variables.

Une des hypothèses les plus utilisées consiste à considérer seuls les 6 (sur 14) couplages qui conservent C et P. Un de ces 6 couplages, de plus, peut être fixé en imposant que l’invariance de jauge électromagnétique soit conservée. Il faut aussi rappeler qu’une valeur anormale pour certains de ces couplages aurait un effet important sur les propagateurs du Z et du photon et aurait dû être mise en évidence déjà à LEP1. Si on construit les opérateurs de Nouvelle Physique qui pourraient engendrer les 5 couplages anormaux résiduels, et on se restreint à ceux “non aveugles” sur lesquels il n’y a pas des limites importantes imposées par les mesures de précision à LEP1, on reste finalement avec trois paramètres libres, communément indiqués [52] comme $\alpha_{W\phi}$, $\alpha_{B\phi}$ et α_W .

Dans la paramétrisation $\{\alpha_{W\phi}, \alpha_{B\phi}, \alpha_W\}$, l’effet des couplages anormaux sur la section efficace totale *on-shell* est proportionnel à β^3 : cet effet est donc très petit autour du seuil. Si l’on considère aussi les 8 couplages ne conservant pas CP, toutefois, on peut s’apercevoir qu’il y en a 2 qui ne sont pas sujets à cette suppression cinématique [53]. Pour ces deux paramètres (f_6^γ et f_6^Z dans la notation de [53]), qui conservent C mais non pas P, l’effet d’une valeur anormale sur la section efficace totale est proportionnel à β et pourrait donc être important même au seuil. Dans l’interprétation des résultats de la mesure de la section efficace WW au seuil que nous allons décrire, toutefois, nous allons négliger l’effet de tous couplages anormaux, y compris f_6^γ et f_6^Z , le but de la mesure étant la détermination de la masse du W dans le Modèle Standard.

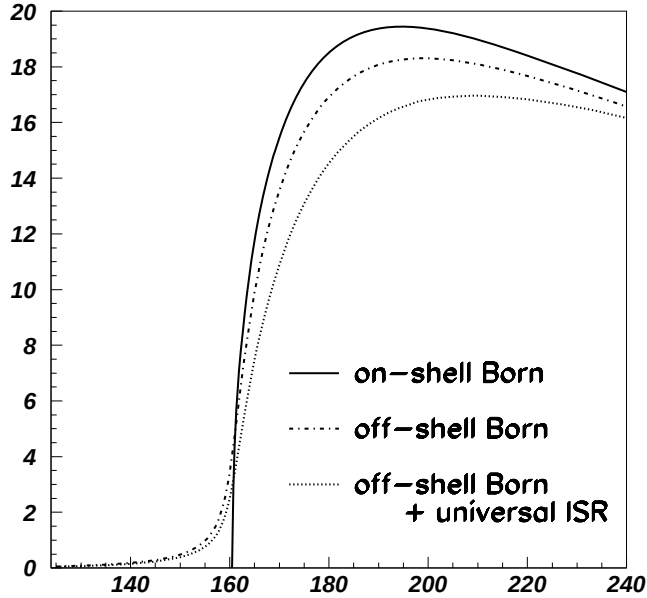


FIG. 2.3 – La section efficace CC03 inclusive $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, dans les approximations *on-shell* et *off-shell* à l'ordre le plus bas, et dans le cas *off-shell* avec inclusion de la composante universelle de la radiation dans l'état initial. Les courbes, extraites de la référence [50], ont été calculées à l'aide du programme GENTLE.

beaucoup plus compliqué que dans le cas *on-shell*: déjà à l'ordre le plus bas, il ne peut être effectué qu'à l'aide de techniques d'intégration numérique, soit de type Monte Carlo soit de type semi-analytique.

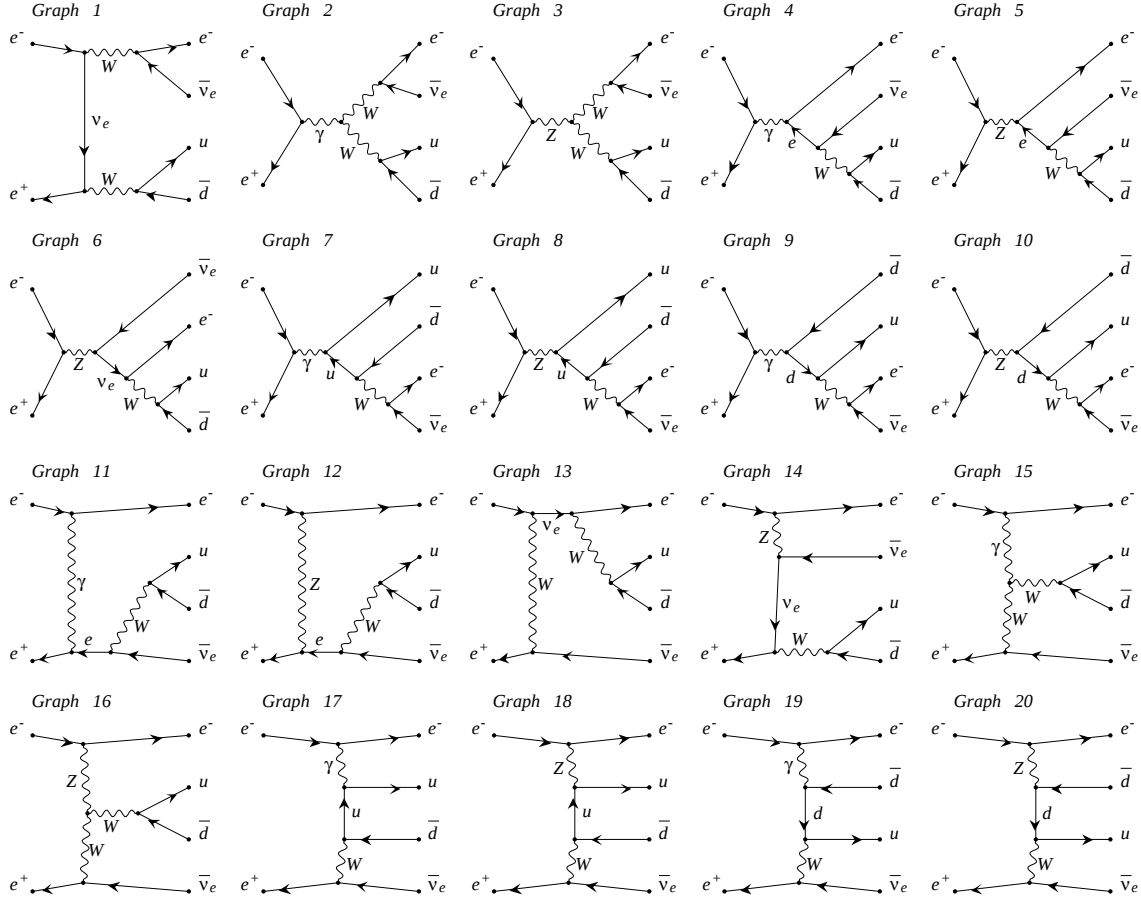
Dans l'approche semi-analytique, la section efficace totale pour la production d'une paire de W *off-shell* peut être calculée, à l'ordre le plus bas, par l'intégrale suivante [55, 27]:

$$\sigma_{WW}^{\text{off-shell, Born}}(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \sigma_{WW}^0(s; s_1, s_2). \quad (2.12)$$

Dans cette expression, $\sigma_{WW}^0(s; s_1, s_2)$ est la section efficace *on-shell* (calculable analytiquement) pour la production des deux W de masses s_1 et s_2 à l'ordre le plus bas, tandis que

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s}{(s - M_W^2)^2 + s^2 \Gamma_W^2 / M_W^2} \quad (2.13)$$

est la fonction de type Breit-Wigner associée aux propagateurs des W résonnants. L'approche semi-analytique permet d'effectuer l'intégration numérique de la section efficace WW avec bonne précision dans un temps raisonnable; elle est utilisée, parmi d'autres, par le programme GENTLE [56], qui est employé, dans les analyses que nous allons présenter, pour la détermination de la masse du W à partir de la section efficace mesurée.



produced by GRACEFIG

FIG. 2.4 – Les vingt diagrammes de courant chargé (“CC20”) décrivant le processus $e^+e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e u \bar{d}$. Les premiers trois constituent les diagrammes “CC03” contenant deux bosons W résonnants. La figure a été produite à l’aide du programme GRACE [54].

Nous remarquons que, dans le propagateur du W décrit par la formule 2.13, nous avons utilisé une largeur du W variable (c’est à dire dépendant de s),

$$\Gamma_W(s) = \frac{s}{M_W^2} \Gamma_W, \quad (2.14)$$

où $\Gamma_W \equiv \Gamma_W(M_W^2)$. Cette paramétrisation de la résonance associée au boson W constitue une *définition* de la masse du W , analogue à celle utilisée pour le Z à LEP1. Une autre approche, également justifiée du point de vue théorique, consisterait à utiliser une largeur du W constante

dans le propagateur,

$$\bar{\rho}(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\bar{\Gamma}_W \bar{M}_W}{(s - \bar{M}_W^2)^2 + \bar{M}_W^2 \bar{\Gamma}_W^2} \quad (2.15)$$

(cf. [57, 27] pour une discussion plus approfondie). Cette approche introduit une définition différente de la masse du W ; numériquement, les valeurs de la masse et de largeur dans les deux cas sont liées par les relations suivantes [58, 27]:

$$\bar{M}_W = M_W - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_W^2}{M_W} \simeq M_W - 27 \text{ MeV}, \quad (2.16)$$

$$\bar{\Gamma}_W = \Gamma_W - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_W^3}{M_W^2} \simeq \Gamma_W - 0.7 \text{ MeV}. \quad (2.17)$$

Ces relations peuvent être dérivées à partir de l'identité $(s - \bar{M}_W^2 + i\bar{M}_W\bar{\Gamma}_W) = (s - M_W^2 + i\Gamma_W/M_W)(1 + i\Gamma_W/M_W)$. Par la suite, nous prendrons comme définition de la masse du W celle dictée par le choix d'une largeur variable dans le propagateur.

Dans la deuxième approche au calcul de la production de paires de W *off-shell*, la section efficace est déterminée par l'intégration Monte Carlo des sections efficaces différentielles calculées directement à partir des éléments de matrice. La technique MC n'est pas aussi rapide que l'intégration semi-analytique; elle a toutefois l'avantage de permettre le calcul des distributions différentielles des variables cinématiques pour les W et leurs produits de désintégration, tout en calculant aussi la section efficace totale. En particulier, les programmes Monte Carlo permettent la génération de lots d'événements, sur lesquels les procédures d'analyse développées pour les données peuvent être étudiées tenant compte des effets expérimentaux dûs au détecteur. Dans l'analyse des données recueillies au seuil, nous avons utilisé à ce but — en particulier, pour les calcul des efficacités de sélection des différentes analyses — les programmes *KORALW* [59, 60] et *EXCALIBUR* [61]. Par rapport au cas *on-shell*, l'inclusion de la largeur non nulle du W agrandit la région du seuil de production des paires de W (cf. fig. 2.3). Elle a aussi un effet considérable sur les distributions des variables cinématiques des deux W et de leurs produits de désintégration, comme nous le verrons par la suite.

2.2.3 Inclusion des diagrammes 4f autres que les *CC03*.

Expérimentalement, les W se désintègrent trop vite pour pouvoir être détectés. Le seul signal observable est donc constitué par un des états finaux hadronique, semi-leptonique ou leptonique que nous avons décrit au début de cette section. En d'autres termes, le processus signal est identifié par la présence dans l'état final de quatre fermions, dont les saveurs indiquent qu'ils pourraient avoir été produits dans la désintégration d'une paire de W . À l'ordre le plus bas, plusieurs diagrammes contribuent à ce processus, autres que les trois graphes *CC03*: pour certains

états finaux, ces diagrammes sont plus de cent (cf. [62, 63] pour une classification complète des diverses états finaux). Les vingt diagrammes qui contribuent à la réaction $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$, par exemple, sont montrés dans la figure 2.4. La difficulté du calcul consiste justement dans l'inclusion de tous ces diagrammes, qui ne peuvent pas être considérés séparément des graphes *CC03* à cause de l'interférence des uns avec les autres. En pratique, le calcul peut être effectué à l'aide de plusieurs programmes MC, développés à ce but [63]: dans les analyses que nous allons présenter, nous avons utilisé les programmes *KORALW* et *EXCALIBUR*. Dans ces deux programmes, on a le choix de se restreindre au calcul *off-shell* des seuls diagrammes *CC03* ou bien d'inclure aussi les autres diagrammes qui ne contiennent pas deux W résonnants; par la suite, on indiquera ces deux options de calcul comme “*CC03*” et “*4f*”.

Les effets plus évidents de l'inclusion des diagrammes *4f* sont visibles dans les canaux qui contiennent un fermion et un antifermion de la même saveur, pour lesquels il faut introduire des diagrammes avec des photons ou des Z résonnants dans la voie s , et dans les canaux où au moins en W se désintègre en électron et neutrino, pour lesquels il faut introduire des diagrammes de diffusion dans la voie t (cf. fig. 2.4). Par rapport au cas *CC03*, le calcul *4f* comporte la modification de la section efficace totale, aussi bien que des distributions cinématiques des événements. comme nous le verrons par la suite. Numériquement, effets de l'ordre de 10% ou plus sont possibles pour certains états finaux [62]. Puisque la contribution des diagrammes autres que les *CC03* se concentre généralement dans des domaines cinématiques bien précis de l'espace de phase, la taille exacte de l'effet dépend des coupures expérimentales utilisées; de façon générale, on trouve que la différence entre les résultats *CC03* et *4f* diminue après l'application des coupures utilisées pour la sélection du signal.

2.2.4 Corrections radiatives. Estimation des erreurs théoriques sur la section efficace.

La dernière étape de notre discussion consiste à introduire les corrections radiatives aux calculs du premier ordre. Idéalement, on voudrait pouvoir calculer les corrections radiatives complètes à une boucle au processus *4f*, mais ce calcul est très complexe et n'a pas encore été effectué: déjà pour le cas *off-shell*, on est forcé à introduire des approximations et il y a des termes manquants dans les corrections radiatives calculées. Par contre, les corrections radiatives électrofaibles complètes en $\mathcal{O}(\alpha)$ ont été calculées [64, 65] pour la production d'une paire de W *on-shell*. Ceci permet d'estimer la taille des corrections radiatives non calculées aux processus *off-shell* et à quatre fermions, donc d'estimer l'erreur sur ces calculs, en faisant l'hypothèse que les termes manquants sont du même ordre de grandeur que dans le cas *on-shell*. Dans les prochains paragraphes, nous allons résumer les corrections radiatives les plus importantes à la section efficace totale: en particulier, nous allons discuter les corrections aux calculs *off-shell* et *4f* quand elles existent, ou bien nous donnerons des estimations de la taille de l'erreur engendrée par leur absence.

Radiation dans l'état initial (ISR).

La correction la plus importante à la section efficace WW est constituée par la radiation dans l'état initial (ISR, pour *initial state radiation*), c'est à dire l'émission de photons par les $e^\pm$ de l'état initial. L'ISR diminue l'énergie effectivement disponible dans le centre de masse pour la production de la paire WW ; par conséquent, elle diminue la section efficace (cf. fig. 2.3) et modifie les distributions de masse des événements.

Dans le cas *off-shell*, les corrections radiatives complètes en ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ pour l'ISR n'ont pas été calculées; on doit donc appliquer des approximations, qui sont généralement valables seulement dans les termes logarithmiques dominants. L'approche des fonctions de structure, appliqué par plusieurs calculs semi-analytiques comme *GENTLE* [56], consiste à factoriser dans un kernel radiatif “universel” $F(x, s)$ les corrections radiatives ISR à la section efficace à l'ordre le plus bas (cf. eq. 2.12),

$$\sigma_{WW}^{off-shell, \text{ univ. ISR}}(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \int_{(\sqrt{s_1}+\sqrt{s_2})^2}^s \frac{ds'}{s} F(1 - \frac{s'}{s}, s) \sigma_0(s'; s_1, s_2). \quad (2.18)$$

Cette approximation inclut les termes logarithmiques dominants, associés à l'émission de photons collinéaires aux $e^\pm$ initiaux. La factorisation de l'ISR est toutefois strictement valable seulement pour les diagrammes dans la voie s (comme c'était le cas pour les calculs au pic du Z à LEP1). Les corrections radiatives au diagramme dans la voie t ne sont pas factorisables et donc elles ne sont pas universelles. Le problème avec le diagramme dans la voie t est que la radiation dans l'état “initial” n'est pas définie de façon univoque: pour assurer l'invariance de jauge du calcul et l'absence de toute divergence, il faudrait considérer aussi toutes les corrections dues à la radiation de photons par les fermions dans l'état final et par les W se désintégrant, ce qui n'a pas été calculé. Dans l'approximation dite *current splitting technique* (CST) [66], afin de définir séparément la radiation dans les états initial et final tout en préservant l'invariance de jauge, une charge électrique est artificiellement attribuée au neutrino échangé dans la voie t : ceci permet de compléter les lignes de courant dans l'état initial et final, à condition que la charge attribuée au neutrino soit de signe opposé dans les deux cas. Même le calcul par CST, toutefois, ne tient pas compte de plusieurs corrections associées à la radiation par les fermions dans l'état final et les bosons W intermédiaires, et à son interférence avec la radiation dans l'état initial. La taille des corrections sous-dominantes manquantes d'ISR pour les calculs par fonctions de structure (aussi bien que CST) a été estimé à environ 2% [50] par la comparaison du cas *off-shell* au cas *on-shell*, pour lequel ces corrections ont été calculées. Celle-ci constitue l'incertitude la plus importante sur la section efficace totale théorique.

Des approches tout à fait différentes, du point de vue théorique aussi bien que pratique, au calcul de la radiation dans l'état initial sont possibles si l'intégration numérique est effectuée à l'aide d'une technique Monte Carlo au lieu d'une technique semi-analytique. Une de

ces approches est constituée par la technique de l'exponentiation à la Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [67], employée parmi d'autres par le générateur *KORALW* [59, 60]. Par rapport à l'approche par fonctions de structure (dans laquelle le spectre en énergie des photons est intégré dès le début), la technique YFS permet la résommation des photons mous non détectables et la génération exclusive d'un nombre quelconque de photons durs d'impulsion transverse non nulle; elle est donc particulièrement utile pour la simulation de coupures expérimentales réalistes. En ce qui concerne la précision physique du calcul, la comparaison détaillée des approches Monte Carlo et semi-analytique a été effectuée [68]. La technique YFS permet de tenir compte de certaines corrections sous-dominantes non factorisables qui ne sont pas incluses dans le calcul par fonctions de structure. La précision du calcul par la technique YFS est toutefois limitée par l'absence de corrections complètes en $\mathcal{O}(\alpha)$, et sa précision est estimée à environ 2%, comme pour les calculs semi-analytiques; cette incertitude inclut aussi l'effet de la radiation de photons par les W dans l'état intermédiaire, estimé à environ 0.4% [69]. Nous avons vérifié explicitement que la section efficace calculée par *KORALW* est en accord avec celle de *GENTLE* bien à l'intérieur de cette marge d'erreur de 2%.

D'autres techniques sont aussi possibles pour le calcul de l'ISR dans une approche de type MC. Un exemple est constitué par la technique de la QEDPS (QED *parton-shower*, analogue aux techniques utilisées pour la simulation de l'hadronisation QCD), employée par le générateur *grc4f* [70]. La précision physique de ce calcul est estimée aussi à environ 2% [68].

Pour terminer notre discussion de l'ISR, nous remarquons que l'incertitude de 2% mentionnée dans ces paragraphes pour le calcul *off-shell* constitue aussi une bonne estimation de l'incertitude théorique due à l'ISR pour le calcul du processus à quatre fermions. Plusieurs des résultats que nous venons de résumer ont été obtenus explicitement pour les Monte Carlo simulant les processus à quatre fermions [68].

La correction coulombienne.

Une autre correction très importante à la section efficace WW est la correction QED associée à l'attraction coulombienne parmi les deux W dans l'état final. La taille de cette correction est particulièrement grande au seuil, la vitesse relative des deux W étant limitée; dans la limite *on-shell* elle serait divergente, mais dans le cas *off-shell* son effet est écranté par la largeur non nulle des W . À l'ordre le plus bas, la correction coulombienne engendre une augmentation de +6% de la section efficace totale WW *off-shell* au seuil [71]; la contribution des ordres supérieurs est seulement d'environ 0.2% [72]. Dans la détermination de la masse du W par la mesure de la section efficace au seuil, il est donc très important d'inclure cette correction au premier ordre dans le calcul de la section efficace totale, tandis que les ordres supérieurs peuvent être négligés. L'attraction coulombienne engendre aussi une distorsion des distributions cinématiques pour les états finaux WW [73], qui peut être importante dans la mesure de la masse du W .

par reconstruction directe; l'effet est toutefois assez petit et sera négligé dans l'estimation des efficacités de sélection pour la mesure de M_W par la méthode du seuil.

Autres corrections radiatives.

La plupart des corrections radiatives purement faibles à la section efficace de production de paires de W sont liées à la valeur de la masse du W , ce qui est l'objet de la mesure. Plus précisément, si l'on se place dans le schéma de calcul dit “schéma- G_μ ”, qui utilise comme paramètres d'entrée l'ensemble $\{M_W, G_\mu, M_Z\}$, la dépendance de la section efficace sur m_t est très faible [74], parce que plusieurs corrections radiatives sont réabsorbées implicitement dans la valeur de la masse du W . Nous remarquons que, à LEP2, ce schéma est plus “naturel” de la paramétrisation $\{\alpha, G_\mu, M_Z\}$ introduite dans le chapitre 1, dans laquelle la masse du W est une prédiction du modèle: dans le schéma G_μ , la section efficace WW et toutes les autres observables sont calculées directement en termes de M_W , qui est introduite comme un paramètre libre du modèle et peut être variée indépendamment des autres paramètres choisis.

La section efficace totale est toutefois sensible faiblement à la valeur de la masse du boson de Higgs, à cause des corrections radiatives associées à l'interaction de Yukawa entre les deux W [75]. L'effet est le plus prononcé au seuil à cause de la vitesse limitée des W , comme c'était déjà le cas pour la correction coulombienne. Une variation de M_H de 300 GeV à 60 GeV engendre une montée d'environ 0.9% de la section efficace totale WW (tandis qu'aucune variation de σ_{WW} n'est observée pour un Higgs plus lourd de 300 GeV).

En ce qui concerne les corrections QCD à la section efficace WW hadronique, elles sont prise en compte par les corrections à la largeur du W utilisée dans le calcul (par exemple dans le cas de *GENTLE*, cf. [56]):

$$\Gamma_W = \frac{9}{6\sqrt{2}\pi} G_\mu M_W^3 \left(1 + \frac{2\alpha_s(2M_W^2)}{3\pi} \right). \quad (2.19)$$

A ce propos, nous remarquons que la valeur de la largeur utilisée dans le calcul de la section efficace dépend elle aussi de la masse du W : dans l'ajustement de la masse du W à partir de la section efficace mesurée, nous n'avons pas essayé à traiter la largeur du W comme un paramètre indépendant.

Une autre correction forte qui pourrait être très importante est la “reconnection de couleur” [76] dans l'état final hadronique des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Ce phénomène, pour lequel plusieurs modèles très différents ont été proposés (cf. [27] pour un résumé), pourrait engendrer une distorsion des distributions de masse pour les paires de jets reconstruits, et donc introduire des effets systématiques importants dans la mesure de la masse du W par reconstruction directe. L'effet de la reconnection de couleur sur la section efficace totale est toutefois

négligeable [76],

$$\frac{(\Delta\sigma_{WW})^{\text{c. r.}}}{\sigma_{WW}} \lesssim \frac{(C_F\alpha_s)^2}{N_C^2} \frac{\Gamma_W}{m_W} \ll 10^{-3}, \quad (2.20)$$

où $N_C = 3$ et $C_F = 4/3$ sont des facteurs de couleur.

Résumé des erreurs théoriques sur la section efficace WW .

En conclusion, l'erreur sur le calcul théorique de la section efficace totale WW au seuil est estimée à environ 2%. En particulier, une erreur de cette ordre de grandeur est attribuée à la section efficace calculée à l'aide du programme *GENTLE*, que nous avons utilisé pour l'extraction de la masse du W à partir de la section efficace mesurée. Cette erreur est principalement due aux corrections radiatives sous-dominantes en $\mathcal{O}(\alpha)$ associées à la radiation dans l'état initial.

2.2.5 Etude de quelques distributions typiques.

Pour terminer cette section sur la production de paires de W à LEP, il est intéressant d'étudier en détail quelques distributions cinématiques typiques, portées dans la figure 2.3. En particulier, nous allons mettre en évidence certaines des différences qui y apparaissent entre les calculs *on-shell*, *off-shell* *CC03* et *4f*. Toutes ces distributions ont été calculées à l'aide du programme *KORALW*, version 1.21, (ou plus précisément de sa version interfacée pour l'environnement *ALEPH*, *KRLW02* [77]).

Dans toutes ces figures, la distribution indiquée par la ligne continue, qui est normalisée à 1, correspond au calcul *off-shell*, effectué en tenant compte des seuls diagrammes *CC03*; par rapport à ce que l'on attendrait dans le cas *on-shell*, on peut remarquer des différences intéressantes. La distribution de masse des W (cf. fig. 2.5a), pour commencer, n'est plus monochromatique comme dans le cas *on-shell*: sa largeur est dictée par Γ_W . Puisque on est au seuil, la distribution en masse est très asymétrique, les valeurs plus élevées de masse étant défavorisées pour des simples raisons d'espace de phase. L'étalement vers le bas de la distribution de masse se reflète (cf. fig. 2.5b) dans les boost des W , p_W/E_W , qui peuvent s'étendre jusqu'à des valeurs assez élevées pour des W très légers (c'est à dire, très lointains de leur couche de masse). Puisque la valeur moyenne du boost reste toutefois assez petite, le spectre en énergie des quatre fermions se concentre dans une fenêtre assez étroite autour de $E_W/2 \simeq M_W/2 \simeq 40$ GeV (cf. fig. 2.5c). Nous remarquons encore que la perte d'énergie par radiation dans l'état initial est très limitée au seuil (cf. fig. 2.5d); son spectre peut toutefois s'étendre jusqu'à des valeurs relativement élevées ($\simeq 10$ GeV) si la radiation d'état initial s'accompagne à la production d'un W très léger.

Dans la figure 2.5e, qui représente la distribution du cosinus de l'angle polaire de l'électron

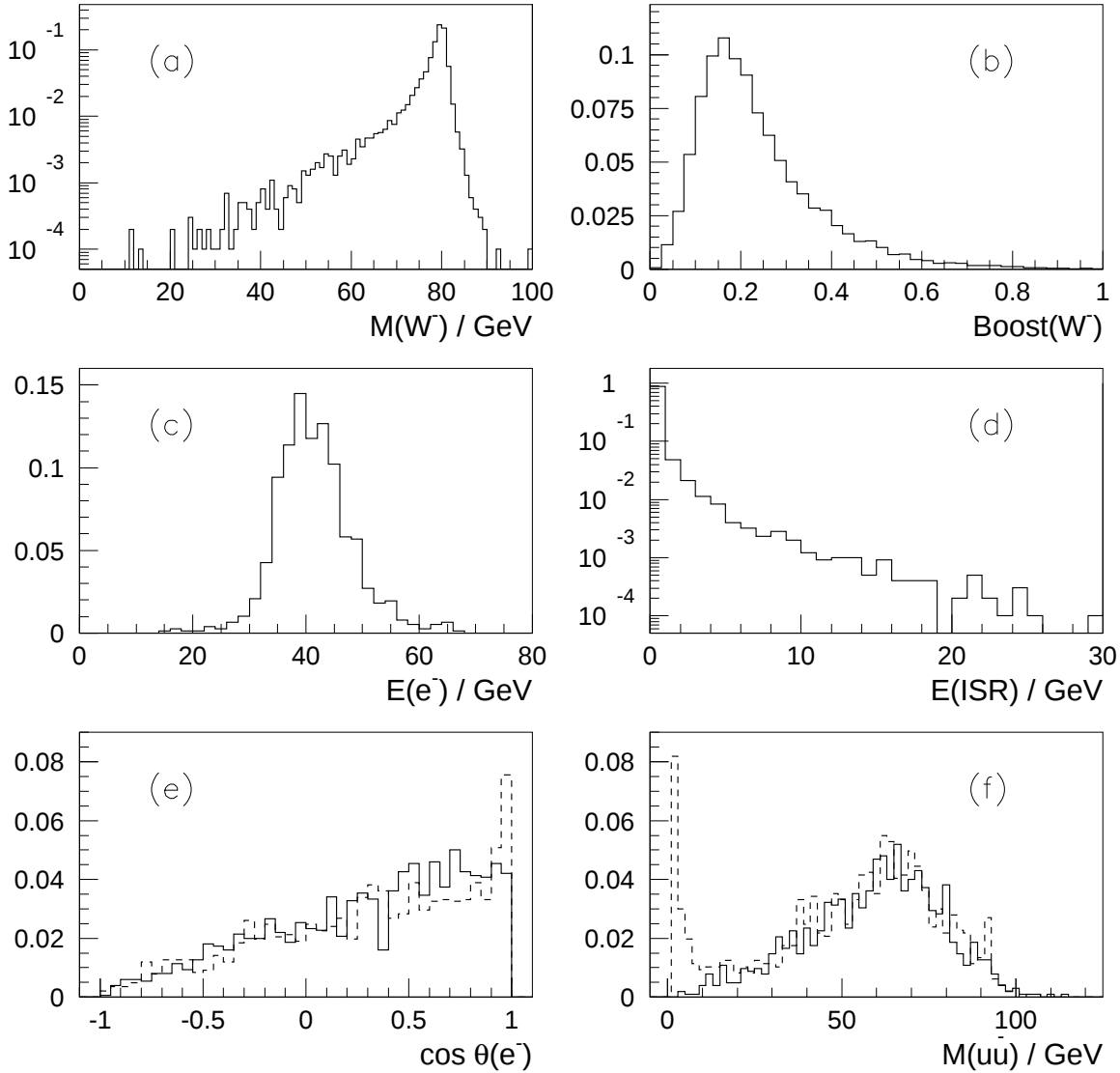


FIG. 2.5 – Distributions cinématiques pour la production de paires de W , à $\sqrt{s} = 161$ GeV. (a) Masse du W^- . (b) Boost du W^- . (c) Energie de l'électron dans les événements $e^+e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e q \bar{q}'$. (d) Energie emportée par la radiation dans l'état initial, $(\sqrt{s} - E_{W^+} - E_{W^-})$. (e) Cosinus de l'angle polaire de l'électron dans les événements $e^+e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e q \bar{q}'$. (f) Masse invariante de la paire $u\bar{u}$ dans les événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}\bar{d}u$. Les distributions ont été calculées à l'aide du programme KRLW02 [59, 60, 77]; la valeur $M_W = 80.25$ GeV a été utilisée. La ligne continue correspond au calcul (off-shell) effectué en tenant compte des seuls diagrammes "CC03". Dans les figures (e) et (f), la ligne en pointillé inclut la contribution des autres diagrammes "4f" conduisant au même état final à quatre fermions. Les distributions CC03 sont normalisées à 1; les distributions 4f sont normalisées de façon à préserver correctement le rapport des sections efficaces différentielles dans les cas CC03 et 4f. Dans le cas 4f, les coupures suivantes ont été appliquées: pour les événements $e^+e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e q \bar{q}'$, $|\cos\theta_{(e^-)}| < 0.995$; pour les événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}\bar{d}u$, $M_{u\bar{u}}, M_{d\bar{d}} > 1$ GeV.

dans un lot d'événements $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e q\bar{q}'$, la ligne en pointillé inclut la contribution des tous les diagrammes “4f” pour ce processus (plus précisément, des vingt diagrammes *CC20* de la figure 2.4). Cette distribution est normalisée de façon à préserver correctement le rapport des sections efficaces différentielles dans les cas *CC03* et *4f*. Par rapport au cas *CC03*, indiqué par la ligne continue, on remarque dans le cas *4f*: d'une part, le pic à $\cos\theta_{(e-)} \simeq 1$, pour les électrons diffusés à des angles très petits par rapport à leur direction originale; d'autre part, la baisse dans la section efficace différentielle à des angles plus grands. Le premier effet est typique des diagrammes de diffusion dans la voie t , qui deviennent dominants dans ce domaine angulaire. Le deuxième effet est engendré par l'interférence destructive des diagrammes *CC03* avec les autres.

La figure 2.5f, normalisée de la même façon que la précédente, représente la distribution de la masse invariante de la paire $u\bar{u}$ dans un lot d'événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}d\bar{u}$. La ligne en pointillé inclut la contribution des tous les diagrammes “4f” pour ce processus mettant en jeu que des bosons γ , Z et $W^\pm$ (plus précisément, des diagrammes “*CC11*” et “*NC24*” [63], mais non pas des 8 diagrammes mettant en jeu un gluon). Par rapport au cas *CC03*, indiqué par la ligne continue, on remarque dans le cas *4f* surtout le pic à $M_{u\bar{u}} \simeq 0$. Ce pic est engendré principalement par le diagramme du type “ ZZ ” avec deux bosons neutres dans la voie s , un photon se couplant à la paire $u\bar{u}$ et un Z se couplant à la paire $d\bar{d}$: cette explication est confirmée par la distribution de $M_{d\bar{d}}$ pour les mêmes événements, dans laquelle un pic très net à $M_{d\bar{d}} \simeq M_Z$ est visible. De façon analogue, on remarque un petit pic à $M_{u\bar{u}} \simeq M_Z$, accompagné par un pic à $M_{d\bar{d}} \simeq 0$: ces deux pics sont toutefois moins prononcés à cause des couplages différents des quarks u et d au Z et au photon.

Nous remarquons que, dans la génération des événements utilisés pour produire les figures 2.5e et 2.5f, des coupures ont été appliquées aux variables indiquées en correspondance des pics mentionnés (plus précisément, $|\cos\theta_{(e-)}| < 0.995$ et $M_{u\bar{u}}, M_{d\bar{d}} > 1$ GeV). Nous reviendrons sur ce point plus tard.

2.3 La mesure de M_W par reconstruction directe.

Aux énergies prévues pour la prise de données à LEP2 dans les années à venir, la meilleure résolution sur la mesure de la masse du W sera obtenue par la méthode de la reconstruction directe. Cette méthode est donc prise comme référence pour une comparaison à la méthode du seuil, qui est le sujet de cette thèse. En bref, la méthode de la reconstruction directe [37, 38, 39, 27] consiste à reconstruire, dans chaque événement sélectionné, les masses invariantes des produits de désintégration des deux W . La masse du W est ensuite déterminée par l'ajustement de la distribution de ces masses invariantes.

Nous remarquons que d'autres techniques de mesure ont été proposées pour extraire M_W

de l'ajustement de distributions de variables cinématiques individuelles: dans une de ces méthodes, par exemple, on utilise le spectre d'énergie du lepton au voisinage de son extrémité supérieure [37], dans une autre, la distribution des angles parmi les jets hadroniques [78, 79]. Par rapport à la méthode de la reconstruction directe, toutefois, ces deux méthodes aboutissent à des erreurs statistiques plus importantes. La méthode de la reconstruction directe est optimale par rapport aux autres méthodes, dans le sens qu'elle combine toute l'information cinématique disponible dans chaque événement.

La mesure de la masse du W par reconstruction directe comporte une grande variété de problèmes expérimentaux, chacun desquels peut être résolu à l'aide de plusieurs techniques assez différentes les unes des autres. Par la suite, nous allons brièvement décrire comment la mesure s'effectue de façon typique. D'abord, les événements du signal sont sélectionnés dans les canaux $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$; le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$ n'est pas utilisé, parce que la présence simultanée de deux neutrinos introduit trop de degrés de libertés non mesurables dans la cinématique des événements. Les particules détectées sont ensuite rassemblées de façon à reconstruire l'état final à quatre fermions issu de la désintégration des W : dans le canal hadronique on reconstruit quatre jets; dans le canal semi-leptonique ($W^+W^- \rightarrow e^\pm \nu q\bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \mu^\pm \nu q\bar{q}$) on reconstruit deux jets et un lepton, et l'impulsion manquante est attribuée au neutrino non détecté. Le cas du canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q\bar{q}$ est plus difficile, et nous n'en parlerons pas. Les deux masses invariantes des paires de particules provenant des deux W sont ensuite calculées; cette étape implique un choix non trivial dans le canal hadronique, où trois combinaisons de jets sont possibles. Nous remarquons que les valeurs des deux masses invariantes ainsi reconstruites sont fortement corrélées: si l'on souhaite se débarrasser de cette corrélation, on peut par exemple calculer la moyenne des deux masses.

Naïvement, on peut s'attendre à ce stade de l'analyse que les distributions de masse invariante soient de largeur comparable à la largeur de désintégration des W (cf. fig. 2.5a). En pratique, à cause des effets expérimentaux (principalement, à cause de la résolution sur la mesure des énergies et impulsions des particules), on obtient des distributions de masse invariante de largeur beaucoup plus grande que Γ_W : par exemple, la distribution portée dans la figure 2.6 (à gauche), obtenue sur des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$ simulés. Afin d'améliorer la résolution expérimentale sur la masse invariante, les quatre énergies-impulsions mesurées sont alors recalculées de façon à respecter plusieurs contraintes (cf. [27] pour quelques détails techniques): tout d'abord, on impose la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans l'événement pour la technique la plus utilisée à ce but); de plus, on peut imposer la contrainte supplémentaire que les masses des deux W dans l'événement soient strictement égales, ou bien que leur différence soit au plus de l'ordre de Γ_W . L'imposition de ces contraintes s'effectue le plus souvent à l'aide d'un ajustement, dans lequel on cherche les quatre vecteurs énergie-impulsions qui à la fois respectent les contraintes et sont les plus proches possible aux vecteurs mesurés; la distance à minimiser peut s'exprimer dans la forme d'un χ^2 , afin de la normaliser à la résolution expérimentale sur les énergies et impulsions mesurées. La valeur minimum du χ^2 après l'ajustement mesure la compa-

tibilité de l'événement mesurée avec l'hypothèse qu'il s'agit d'un événement WW hadronique ou semileptonique. L'ajustement est indiqué généralement comme "4C" ou "5C" pour rappeler le nombre des contraintes imposées, quatre pour la conservation de l'énergie-impulsion ou cinq si l'égalité des masses est aussi imposée. Pour le canal semi-leptonique, en fait, la conservation de l'impulsion est déjà assurée par la définition du neutrino: on reste donc avec une seule contrainte, la conservation de l'énergie; pour uniformité de langage, on continue toutefois à parler d'ajustement 4C. Après l'ajustement, la distribution en masse invariante devient beaucoup plus étroite, comme indiqué par exemple dans la figure 2.6 (à droite).

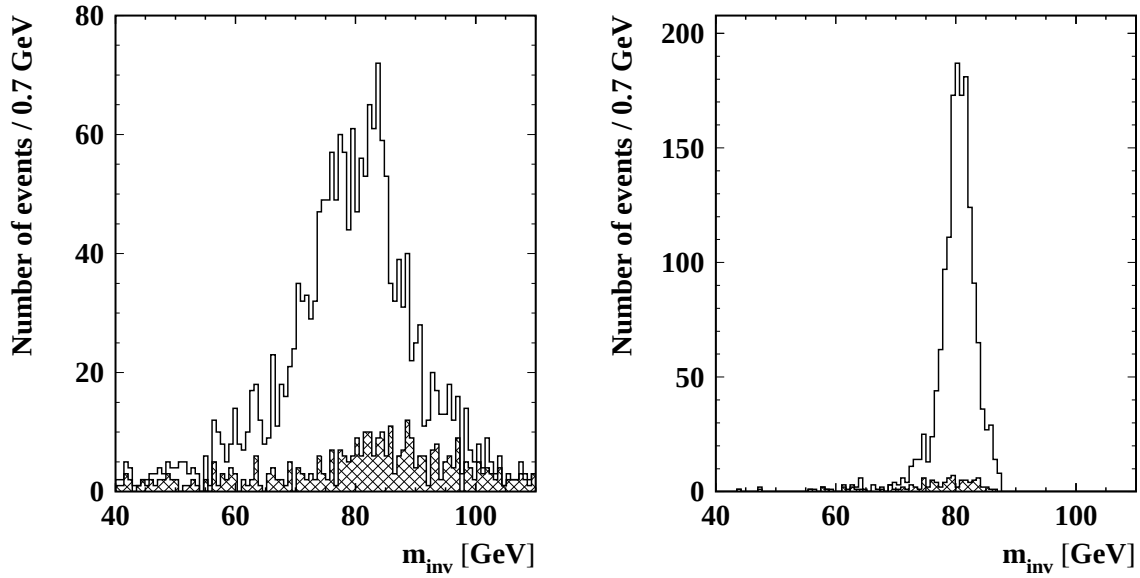


FIG. 2.6 – Distributions de la masse invariante pour un lot MC d'événements $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q}$ à 175 GeV, avant (à gauche) et après (à droite) l'imposition de la conservation de l'énergie-impulsion et de la contrainte de masses égales. La figure est extraite de la référence [27]. L'histogramme ouvert montre la contribution du signal $W^+W^- \rightarrow e^\pm \nu q \bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \mu^\pm \nu q \bar{q}$, l'histogramme sombre la contribution des bruits de fond (y compris les événements $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q \bar{q}$). Dans la figure à gauche, le bruit de fond a été réduit par une coupure sur le χ^2 de l'ajustement cinématique. La statistique des distributions correspond à 500 pb^{-1} .

La masse du W est ensuite déterminée à partir de la distribution de masse invariante obtenue. Plusieurs techniques peuvent être adoptées, comme discuté par exemple dans la référence [27]. Nous remarquons, en particulier, que d'autres variables que la masse invariante peuvent être utilisées pour décrire chaque événement dans cette étape: par exemple, on peut tenir compte de la probabilité que l'événement provienne du processus signal et non pas du bruit de fond, ou bien de la résolution estimée sur la masse invariante dans l'événement spécifique, ou encore, dans le canal $W^+W^- \rightarrow q \bar{q} q \bar{q}$, de la probabilité d'avoir choisi la combinaison des jets correcte parmi

les trois possibles. L'approche la plus simple consiste à ajuster une fonction opportune, comme par exemple une Breit-Wigner, sur la distribution de masse invariante observée: dans ce cas, un des paramètres de la fonction ajustée, par exemple la masse de la résonance Breit-Wigner, représente la masse du W . La masse qui sort de cet ajustement est toutefois biaisée; la méthode nécessite alors une calibration, que l'on peut effectuer à l'aide des simulations Monte Carlo. La figure 2.7, par exemple, montre des courbes de calibration typiques, obtenus sur plusieurs lots MC: la masse qui sort de l'ajustement à la distribution de masse invariante est portée en fonction de la masse vraie, c'est à dire celle utilisée pour générer le lot MC correspondant.

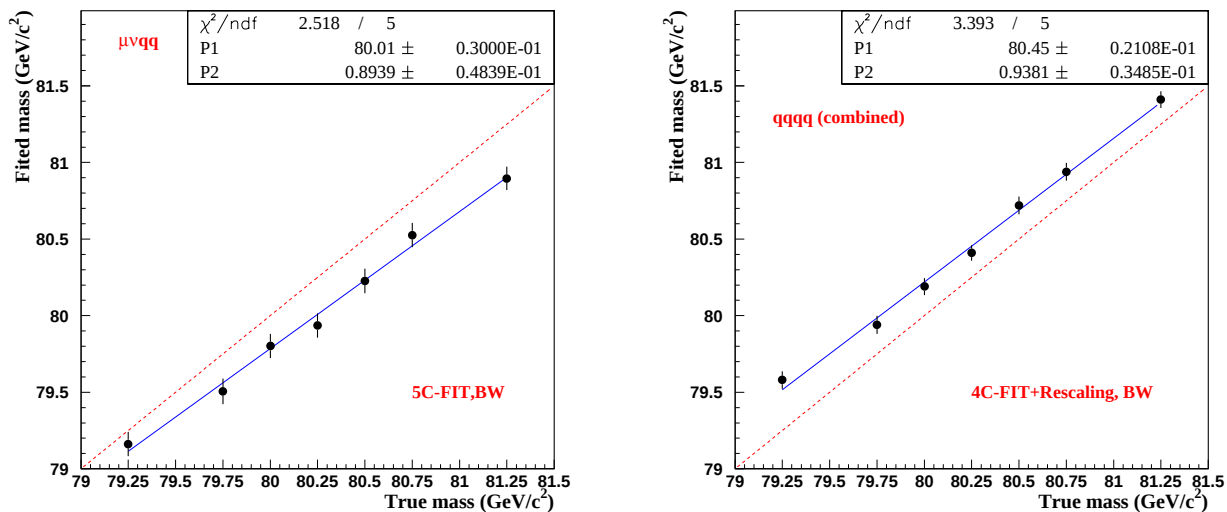


FIG. 2.7 – Courbes de calibration MC de la masse ajustée, dans la méthode de la reconstruction directe, pour les canaux $W^+W^- \rightarrow \mu^\pm \nu q\bar{q}$ (à gauche) et $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (à droite). Les figures ont été présentées dans les références [80, 81]. Le résultat de l'ajustement à la distribution de la masse invariante est porté en fonction de la masse vraie utilisée pour générer le lot MC correspondant.

Pour tenir sous contrôle les effets systématiques, il est important d'identifier et comprendre les possibles sources de ce biais. Parmi les plus importantes, nous rappelons: la radiation dans l'état initial, qui n'est pas prise en compte quand on impose la contrainte de la conservation de l'énergie-impulsion; la reconstruction des jets, qui peut mélanger dans un seul jet particules qui proviennent de la désintégration de deux W différents; la sélection des événements qui rentrent dans la distribution de masse invariante; la modélisation du bruit de fond (très élevé dans le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) lors de l'ajustement de la distribution de masse invariante. Celles-ci constituent aussi les sources plus importantes des erreurs systématiques expérimentales pour la mesure de M_W par cette méthode. Nous allons discuter ces erreurs plus en détail dans le chapitre 7, dans le cas de la mesure effectuée à *ALEPH* avec les données recueillies à 172 GeV, et nous allons les comparer aux erreurs systématiques obtenues sur la mesure au seuil; comme nous le verrons, les

erreurs systématiques des deux méthodes sont assez peu corrélées.

Pour terminer, il faut mentionner une autre source d'erreur systématique sur la mesure directe de M_W dans le canal hadronique, de taille potentiellement énorme: nous faisons allusion ici aux phénomènes d'interaction parmi les quatre quarks de l'état final. En bref, la mesure par reconstruction directe est basée sur le principe que, si on est capable de détecter et identifier toutes les particules issues de la désintégration d'un des deux W , leur masse invariante est égale à la masse de ce W avant sa désintégration et constitue un estimateur optimal de M_W . En d'autres termes, dans le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ la méthode est basée sur l'hypothèse que les phases d'hadronisation des deux W sont indépendantes. Dans la réalité, il se peut que cette image ne soit pas correcte. D'une part, des effets de corrélation de Bose-Einstein, analogues à ceux observés parmi les pions de même charge issus de la désintégration du Z à LEP [82], peuvent en principe se produire parmi les pions de même charge provenant des deux W différents. Cet effet peut potentiellement introduire un biais de 100 MeV [27] sur la mesure de la masse du W , mais sa taille n'a pas été estimée précisément parce que le problème ne peut pas être modélisé de façon univoque. D'autre part, il a été montré [76] que l'échelle temporelle de l'hadronisation des deux W est suffisamment longue pour permettre l'interaction forte parmi les deux systèmes d'hadrons en formation. Le problème est que ce phénomène, dit "reconnection de couleur", ne peut pas être décrit uniquement par la QCD perturbative, donc le calcul de son effet sur la mesure de la masse du W est très difficile. Plusieurs modèles ont été introduits (cf. [27] pour un résumé), dans lesquels le biais prévu sur M_W peut varier d'environ -30 jusqu'à environ +160 MeV (ou même plus, dans les modèles plus radicaux). Puisque, pour le moment, il n'y a aucune indication sur quel est le modèle le plus correct, de façon conservative une erreur systématique d'ordre ± 100 MeV au moins sur la mesure de la masse du W par reconstruction directe dans le canal hadronique devrait être prise en compte [27].

2.4 Détermination de M_W par la mesure de la section efficace WW au seuil.

La section efficace σ_{WW} de production de paires de W augmente très rapidement dès que l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil cinématique nominal $\sqrt{s} = 2M_W$. Pour une valeur donnée de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ près du seuil, σ_{WW} est donc très sensible à la valeur de la masse du W , et sa mesure permet la détermination directe de M_W [37, 40, 41, 42, 43, 44, 27]. Ceci est indiqué dans la figure 2.8, où la courbe d'excitation de la section efficace est tracée pour plusieurs valeurs de la masse du W . Les courbes ont été calculées à l'aide du programme *GENTLE*, décrit dans la section 2.2.2; par rapport à la pente attendue dans le calcul à l'ordre le plus bas pour la production d'une paire de W *on-shell* ($\sigma_{WW} \propto \beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$, cf. eq. 2.11), la montée de la courbe est adoucie par l'effet de la largeur non nulle du W et par la radiation dans l'état initial (cf. fig. 2.3). Le calcul n'inclut que la contribution des diagrammes

CC03; les effets des diagrammes $4f$ sur cette mesure seront pris en considération seulement à la fin de ce chapitre, dans la section 2.4.4.

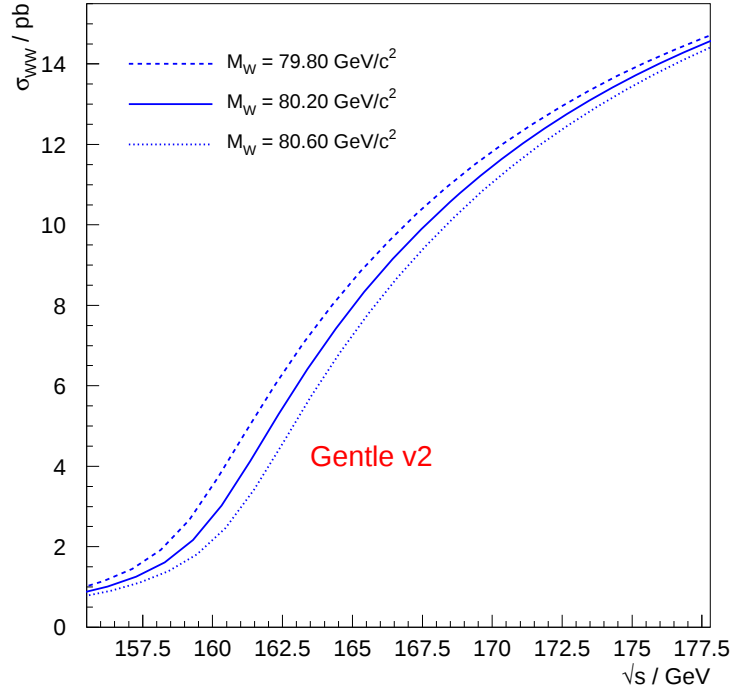


FIG. 2.8 – La section efficace σ_{WW} de production de paires de W off-shell, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le calcul, effectué à l'aide du programme GENTLE, inclut les effets de la largeur du W , de la radiation dans l'état initial et de la correction coulombienne.

Nous remarquons le caractère tout à fait différent de la méthode du seuil par rapport à la méthode de la reconstruction directe. La mesure de la masse du W au seuil est tout simplement une mesure de section efficace. Seul le nombre d'événements observés est important; les variables cinématiques sont utilisées pour sélectionner les événements, et non pas pour construire un estimateur de la masse du W dans chaque événement. Ainsi, par exemple, le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ peut être utilisé dans la méthode du seuil, tandis qu'il n'est pas utilisable dans la méthode de la reconstruction directe. Aussi, les erreurs systématiques dans les deux méthodes sont assez décorréées; puisque, comme on verra, les erreurs statistiques que l'on peut obtenir par les deux méthodes sont du même ordre de grandeur, la méthode du seuil et la méthode de la reconstruction directe permettent alors d'effectuer deux mesures complémentaires de la masse du W .

2.4.1 Le choix de l'énergie optimale.

L'erreur sur la mesure de la masse du W quand on la déduit de la mesure de la section efficace est

$$\Delta M_W = \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \Delta \sigma_{WW}. \quad (2.21)$$

En d'autres termes, la sensibilité de σ_{WW} à la masse du W peut être exprimée par la dérivée $|dM_W/d\sigma_{WW}|$, qui a un minimum (0.45 GeV pb^{-1}) à $\sqrt{s} \sim 2M_W + 1.2 \text{ GeV}$, comme indiqué dans la figure 2.9a et dans la table 2.2. La région autour du seuil est donc la plus indiquée pour extraire M_W de la mesure de σ_{WW} (ou, en d'autres termes, pour discriminer parmi les différentes courbes de la figure 2.8).

Energie dans le centre de masse	σ_{WW}	$\left \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right $	$\sqrt{\sigma_{WW}} \left \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right $	$\sigma_{WW} \left \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right $
$\sqrt{s} = 2M_W - 0.2 \text{ GeV}$	2.85 pb	0.56 GeV pb ⁻¹	0.94 GeV pb ^{-1/2}	1.59 GeV (*)
$(\sqrt{s})^{\text{opt}} = 2M_W + 0.5 \text{ GeV}$	3.56 pb	0.47 GeV pb ⁻¹	0.89 GeV pb ^{-1/2} (*)	1.68 GeV
$\sqrt{s} = 2M_W + 1.2 \text{ GeV}$	4.40 pb	0.45 GeV pb ⁻¹ (*)	0.94 GeV pb ^{-1/2}	1.98 GeV

TAB. 2.2 – La sensibilité de la section efficace σ_{WW} à la masse du W , en fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$. Les trois énergies dans le centre de masse sont celles pour lesquelles les trois facteurs de sensibilité ont leurs valeurs minimum (*). La valeur $M_W = 80.22 \text{ GeV}$ a été utilisée dans les calculs (effectuées à l'aide du programme GENTLE, v.1.12), mais les résultats sont en première approximation indépendants de la masse du W .

Pour être plus précis, considérons une expérience réaliste à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ fixée. Une procédure de sélection est appliquée pour extraire les événements WW et rejeter les bruits de fond. La section efficace WW est mesurée à partir du nombre N^{obs} d'événements observés dans les données,

$$\sigma_{WW} = \frac{N^{\text{obs}} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}}}{\epsilon \mathcal{L}} \quad (2.22)$$

$\epsilon = \sum_i B_i \epsilon_i$ étant l'efficacité de sélection pour le signal (intégrée sur les différents canaux i de rapport de branchement B_i), σ_{bkg} la section efficace résiduelle pour les bruits de fond après les coupures expérimentales et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée recueillie. La masse du W est ensuite déterminée à partir de la section efficace mesurée, par la comparaison aux calculs théoriques.

Les principales sources d'erreur dans la section efficace mesurée sont l'erreur statistique Poissonnienne $\sqrt{N^{\text{obs}}}$ associée au nombre d'événements du signal et du bruit de fond sélectionnés, et

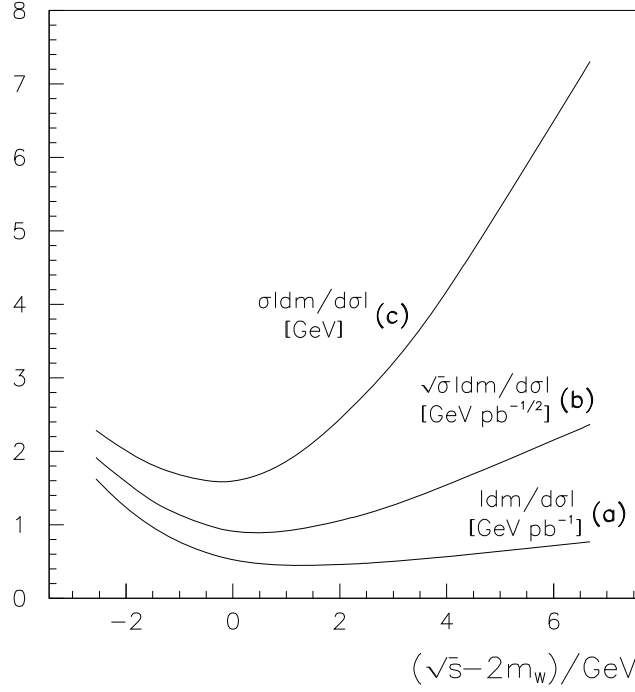


FIG. 2.9 – La sensibilité de la section efficace σ_{WW} à la masse du W , en fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$. La valeur $M_W = 80.22$ a été utilisée dans le calcul (effectuées à l'aide du programme GENTLE, v.1.12), mais les résultats sont en première approximation indépendants de la masse du W . Dans la mesure de la masse du W par la méthode du seuil, les trois courbes indiquent: (a) l'effet (en GeV) d'une erreur absolue de 1 pb sur la section efficace mesurée (engendrée par exemple par les incertitudes statistiques et systématiques dans la soustraction du bruit de fond); (b) l'erreur statistique (en GeV) pour une luminosité intégrée de 1 pb^{-1} dans le cas limite d'efficacité de sélection 100% sans bruit de fond résiduel; (c) l'effet (en MeV) d'une erreur relative de 0.1% sur la section efficace mesurée (engendrée par exemple par les incertitudes sur les efficacités de sélection).

les erreurs systématiques $\Delta\epsilon$ sur l'efficacité de sélection et $\Delta\sigma_{\text{bkg}}$ sur la section efficace résiduelle des bruits de fond. Ces incertitudes se traduisent, en utilisant l'équation 2.21, par des erreurs sur la mesure de la masse du W ,

$$\begin{aligned} \Delta M_W &= \left(\sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mathcal{L}}} \\ &\oplus \left(\left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \left[\frac{\sqrt{\sigma_{\text{bkg}}}}{\epsilon \sqrt{\mathcal{L}}} \oplus \frac{\Delta\sigma_{\text{bkg}}}{\epsilon} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\oplus \left(\sigma_{WW} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon},$$

où par le signe $\oplus$ nous indiquons la somme en quadrature des différentes contributions. Dans cette expression, nous avons découlé dans l'erreur statistique les contribution du nombre d'événements du signal $N_{WW} = \epsilon\sigma_{WW}\mathcal{L}$ et du nombre d'événements du bruit de fond $N_{\text{bkg}} = \sigma_{\text{bkg}}\mathcal{L}$. L'erreur engendrée par la mesure de la luminosité, qui est connue à mieux que 1%, est négligeable par rapport aux autres sources mentionnées.

Les facteurs qui apparaissent entre parenthèses dans l'équation (2.23) peuvent être calculés et sont tracés, en fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$, dans la figure 2.9. Ses valeurs à plusieurs énergies sont aussi portées dans la table 2.2. Une masse du W de 80.22 GeV a été utilisée dans le calcul, mais les résultats sont en première approximation indépendants de M_W , comme il sera discuté tout à l'heure. Par conséquent, pour une valeur donnée de la masse du W , ces courbes indiquent la dépendance des erreurs sur l'énergie dans le centre de masse et elles peuvent être utilisées pour choisir l'énergie optimale pour la prise des données. D'autre part, une fois choisie l'énergie $\sqrt{s}$ pour la prise des données, elles indiquent la dépendance des erreurs sur la vraie valeur de la masse du W .

Pour les luminosité intégrées limitées envisageables pour la prise de données au seuil, il a été estimé [27, 44] que l'erreur sur la mesure de la masse du W est dominée par l'incertitude statistique sur le nombre d'événements du signal observés, c'est à dire par le premier terme de l'équation (2.23). Le facteur de sensibilité statistique correspondant ($\sqrt{\sigma_{WW}} |dM_W/d\sigma_{WW}|$), tracé dans la figure 2.9b, a un minimum de 0.89 GeV pb^{-1/2} à

$$(\sqrt{s})^{\text{opt}} = 2M_W + 0.5 \text{ GeV} \quad (2.24)$$

environ. Afin de minimiser cette erreur, la stratégie optimale pour la prise de données consiste alors à se placer à l'énergie $(\sqrt{s})^{\text{opt}}$, c'est à dire

$$(\sqrt{s})^{\text{opt}} \sim 161.0 \text{ GeV} \quad (2.25)$$

en utilisant la moyenne mondiale de la masse du W au moment d'établir le programme pour la prise de données de LEP pour 1996,

$$M_W^{\text{World Average (1995)}} = 80.26 \pm 0.16 \text{ GeV}. \quad (2.26)$$

Nous remarquons que le facteur de sensibilité statistique ($\sqrt{\sigma_{WW}} |dM_W/d\sigma_{WW}|$) est essentiellement constant pour des valeurs de $\sqrt{s}$ à l'intérieur de l'intervalle $(\sqrt{s})^{\text{opt}} \pm 700 \text{ MeV}$, dans lequel il augmente au plus de 6%, comme indiqué par la table 2.2. Cet intervalle est suffisamment large pour accommoder une déviation de la masse du W de plus de 2 sigma de sa valeur mesurée (2.26). En d'autres termes, la masse du W en 1995 était déjà connue à un niveau de précision suffisant pour choisir l'énergie optimale pour la mesure de la section efficace au seuil.

Dans une approche plus complète, on peut considérer l'effet, sur le choix de l'énergie optimale, de l'inclusion d'une efficacité et d'une pureté de sélection réalistes et des erreurs systématiques principales. Nous avons utilisée à ce but l'estimation de ces quantités effectuée dans une étude [44] menée à *ALEPH* pendant le "CERN Workshop on Physics at LEP2", en préparation de la mesure au seuil (cf. tab. 2.3). Les efficacités de sélection sont supposées constantes dans

Canal	$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	$W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$	$W^+W^- \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$
Efficacité ϵ	57%	51%	61%
$\epsilon\sigma_{WW}$	0.92 pb	0.79 pb	0.24 pb
σ_{bkg} (après coupures)	0.39 pb	0.03 pb	0.008 pb
Pureté ρ	70%	96%	96%
$\Delta\sigma_{\text{bkg}}$	± 0.014 pb	± 0.007 pb	± 0.0013 pb
$\Delta\epsilon$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
ΔM_W (stat.)	± 209 MeV	± 193 MeV	± 349 MeV
ΔM_W (syst.)	± 43 MeV	± 37 MeV	± 35 MeV
ΔM_W (stat.+syst.)	± 213 MeV	± 197 MeV	± 351 MeV
ΔM_W (stat.+syst.)	± 134 MeV (3 canaux combinés)		
$\Delta M_W^{(\text{ideal})}$ (stat.)	± 89 MeV (limite stat. intr., 3 canaux comb.)		

TAB. 2.3 – *Efficacités et puretés de sélection pour la mesure de la masse du W au seuil dans l'estimation de la référence [44]. Les efficacités de sélection sont supposées connues à 2% près. La pureté est définie comme $\rho = \epsilon\sigma_{WW}/(\epsilon\sigma_{WW} + \sigma_{\text{bkg}})$. Les erreurs systématiques sur les sections efficaces pour les bruits de fond ont été estimées par l'accord entre données et simulations Monte Carlo à LEP au pic du Z . Les erreurs correspondantes (systématiques et statistiques) sur la masse du W , pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , sont aussi portées, et comparées à la limite statistique intrinsèque (cf. eq. 2.27).*

l'intervalle d'énergie considérée; pour la section efficace du bruit de fond, on a fait l'hypothèse qu'elle est proportionnelle à $1/s$. Les figures 2.10a–c indiquent la dépendance en énergie des erreurs attendues sur la masse du W , pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , dans les trois canaux $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$. Les erreurs statistiques et systématiques engendrées par la soustraction du bruit de fond sont proportionnelles à $|dM_W/d\sigma_{WW}|$, qui est minimisé à $\sqrt{s} \sim (\sqrt{s})^{\text{opt}} + 700 \text{ MeV}$, comme indiqué dans la table 2.2. Les incertitudes systématiques engendrées par une erreur relative sur l'efficacité de sélection, par contre, sont proportionnelles à $\sigma_{WW}|dM_W/d\sigma_{WW}|$ et sont minimisées à $\sqrt{s} \sim (\sqrt{s})^{\text{opt}} - 700 \text{ MeV}$. Dans les trois canaux, la figure indique que l'erreur statistique due au signal est dominante. Il n'y a que dans le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ que l'erreur due à la statistique du bruit de fond est aussi importante. Pour ce canal, la figure 2.10a montre que la somme de toutes les sources d'erreur

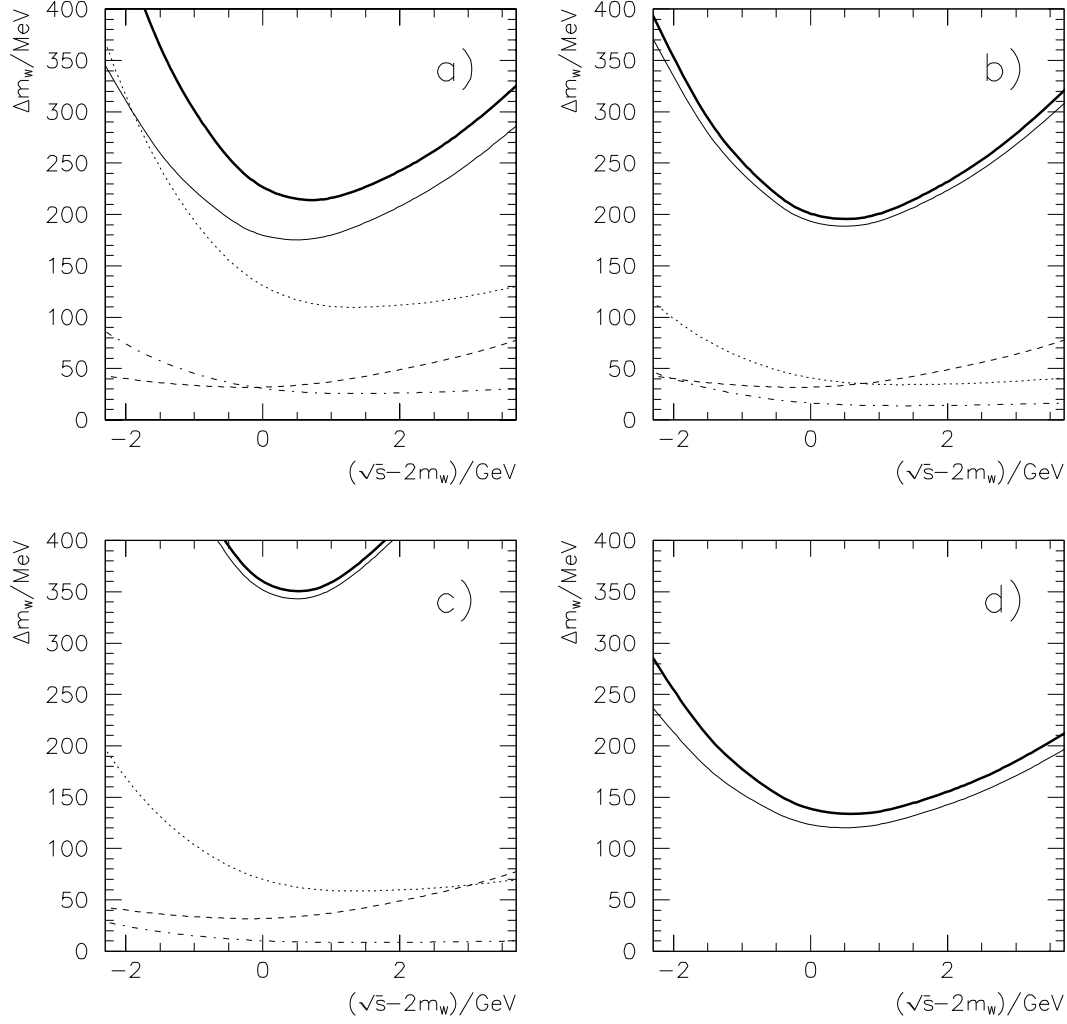


FIG. 2.10 – Dépendance en énergie de la résolution sur la masse du W près du seuil, dans les canaux $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (a), $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm\nu\ell^\mp q$ (b) and $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm\nu\ell^\mp\bar{\nu}$ (c) et dans leur combinaison (d), pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Les différentes courbes représentent: i.) l'erreur statistique due au signal (ligne continue fine); ii.) l'erreur statistique due au bruit de fond (ligne en pointillé); iii.) l'erreur systématique due à l'efficacité de sélection (ligne en trait); iv.) l'erreur systématique due au bruit de fond (ligne en trait et en pointillé); v.) la combinaison de toutes ces contributions (ligne continue épaisse). Dans la combinaison des trois canaux, la ligne continue fine correspond à la seule erreur statistique. Les efficacités et puretés de sélection sont celles calculées en [44].

est minimisée à une énergie supérieure à $(\sqrt{s})^{\text{opt}}$, plus précisément à $\sqrt{s} \sim (\sqrt{s})^{\text{opt}} + 300$ MeV environ. A cette énergie, même si l'erreur statistique due au signal est plus élevée, l'erreur totale diminue grâce à l'augmentation du rapport signal sur bruit. Si l'on considère la combinaison des trois canaux (cf. fig. 2.10d), l'effet du bruit de fond devient moins important: l'erreur totale est minimisée à $\sqrt{s} \sim (\sqrt{s})^{\text{opt}} + 100$ MeV environ. Ce déplacement de 100 MeV par rapport à l'énergie optimale $(\sqrt{s})^{\text{opt}}$ n'aboutit qu'à une réduction de l'erreur inférieure à 1%; de plus, il dépend de l'analyse utilisée pour le canal hadronique, toute amélioration de celle-ci ramène l'énergie optimale plus près de $(\sqrt{s})^{\text{opt}}$. L'effet du bruit de fond sur le choix de l'énergie optimale peut donc être négligé.

Nous remarquons encore qu'un papier publié en 1994 [41] avait proposé des arguments en faveur d'une stratégie alternative pour la prise de données au seuil du W , analogue à celle utilisée pour la mesure de la masse du lepton τ au seuil à BES [83]. Dans cette approche, la prise de données devrait se dérouler d'abord à plusieurs énergies préfixées, puis à des énergies choisies uniquement sur la base des résultats obtenus. Ceci pourrait permettre la mesure de la masse du W en complète indépendance de mesures effectués ailleurs. Toutefois, une telle stratégie nécessiterait que chaque expérience LEP donne assez vite des mesures préliminaires de M_W avec une bonne précision systématique. Cette complication additionnelle n'est pas nécessaire, puisque la masse du W est connue *a priori* avec une résolution suffisante à choisir une seule énergie. De plus, le résultat de la mesure est de toute façon non biaisé par rapport au choix initial d'énergie.

2.4.2 Discussion des erreurs statistiques.

Dans le cas idéal d'une efficacité de sélection de 100% sans bruit de fond, l'erreur (2.23) sur la masse du W se réduit à

$$\Delta M_W^{\text{stat (ideal)}} = \left(\sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}}}. \quad (2.27)$$

Pour une luminosité intégrée donnée $\mathcal{L}$, ceci représente la limite statistique intrinsèque à la résolution sur la masse du W par la méthode du seuil. A $(\sqrt{s})^{\text{opt}} \sim 161$ GeV, par exemple, l'erreur sur la mesure de la masse du W su seuil ne peut pas descendre en dessous de ± 89 MeV pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} (cf. tab. 2.2).

Dans une expérience réaliste, la résolution statistique est dégradée par l'efficacité de sélection limitée et par la contamination des bruits de fond. En définissant la pureté du lot sélectionné comme

$$\rho = \frac{N_{WW}}{N_{WW} + N_{\text{bkg}}} = \frac{\epsilon \sigma_{WW}}{\epsilon \sigma_{WW} + \sigma_{\text{bkg}}}, \quad (2.28)$$

l'erreur statistique total sur la masse du W (c'est à dire la somme des deux premiers termes

dans l'équation 2.23) peut s'écrire comme

$$\Delta M_W^{\text{stat}} = \left(\sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon \rho \mathcal{L}}}, \quad (2.29)$$

qui dépend du produit de l'efficacité et de la pureté. Afin de minimiser l'erreur statistique sur M_W , le but des procédures de sélection développées pour la mesure de la masse du W au seuil est donc la maximisation du produit $\epsilon \rho$.

Nous remarquons aussi que la sélection des événements WW est beaucoup plus difficile au seuil qu'aux énergies typiques considérées pour les études sur la mesure de M_W par reconstruction directe. Ceci parce que la section efficace WW est beaucoup plus petite au seuil, tandis que la taille des bruits de fond est légèrement plus grande, comme indiquée dans la table 2.4. En gros,

Reaction	Cross-section (pb)		
	at 161 GeV	at 175 GeV	at 192 GeV
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \text{all}$	3.64	13.77	17.10
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	1.67	6.30	7.85
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$	1.59	6.02	7.46
$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$	0.38	1.44	1.79
$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow \text{all}$	221.	172.	135.
$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$	151.	116.	91.
$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow l^+l^-, \nu\bar{\nu}$	70.	56.	44.
$e^+e^- \rightarrow (Z/\gamma)(Z/\gamma) \rightarrow \text{all}$	0.46	0.44	1.12
$e^+e^- \rightarrow Zee \rightarrow \text{all}$	2.53	2.70	2.85
$e^+e^- \rightarrow We\nu \rightarrow \text{all}$	0.37	0.51	0.72
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \cos\theta < 0.95$	351.	297.	247.

TAB. 2.4 – Sections efficaces (en pb) pour les canaux du signal et les bruits de fond, calculée à l'aide du programme PYTHIA. La table est extraite de la référence [27]. Les processus W^+W^- , $(Z/\gamma)(Z/\gamma)$, $We\nu$ et Zee correspondent à la production d'états finaux à quatre fermions, à travers la formation d'un ou deux bosons vecteurs dans l'état intermédiaire; dans le cas du Z , la contribution du photon est aussi incluse. Le processus $(Z/\gamma) \rightarrow \text{all}$ indique la production d'états finaux à deux fermions par l'intermédiaire d'un Z ou d'un photon. Pour tous les processus, la simulation inclut la radiation dans l'état initial. La dernière ligne porte la section efficace pour la diffusion Bhabha (y compris les diagrammes dans la voie- t), calculée à l'aide du programme BABAMC.

le rapport signal sur bruit est 5 fois plus petite à 161 GeV qu'à 175 GeV, et 10 fois plus petit à 161 GeV qu'à 192 GeV. Ceci signifie que les sélections typiques développées historiquement pour la méthode de la reconstruction directe ont dû être réinventées ou au moins réadaptées pour la méthode du seuil. De plus, la philosophie différente des deux méthodes peut se refléter

dans un choix différent des variables utilisées dans la sélection des événements: par exemple, une coupure sur les masses invariante des paires de jets est souvent utilisée par les procédures de sélection au seuil, tandis qu'elle introduirait un biais dans la mesure de la masse du W par reconstruction directe. Une dernière remarque est que, le but de la mesure étant la détermination de la section efficace WW , il est possible d'utiliser des méthodes qui permettent le comptage, ou l'ajustement, du nombre des événements du signal et du bruit de fond dans un lot donné, sans identifier ou séparer ces deux types d'événements: des analyses de ce type seront présentées dans le chapitre 7 pour le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.

Les efficacités et puretés pour les procédures de sélections développées dans l'étude [44], effectuée avant la prise de données au seuil, sont indiquées dans la table 2.3. Trois procédures de sélection différentes ont été considérées, pour les canaux $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^- \bar{\nu}$. Dans le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, on remarque que la pureté de sélection est assez limitée (70%). Le canal hadronique, comme on verra plus en détail dans le chapitre 6, est en fait le plus difficile à sélectionner, à cause du bruit de fond $q\bar{q}$: ce processus a une section efficace très importante ($\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}$ étant approximativement 90 fois plus grande que $\sigma_{e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$) et, quand il est accompagné de l'émission QCD de gluons durs, il produit des événements à quatre jets très semblables aux désintégrations WW hadronique. Dans la table, on remarque aussi l'efficacité de sélection limitée (51%) dans le canal semi-leptonique. Ceci est dû au fait qu'aucune procédure de sélection spécifique n'avait été développée, dans cette étude, pour le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q\bar{q}$; puisque la sélection semi-leptonique utilisée demande un électron ou muon énergétique identifié, son efficacité sur les désintégrations en tau est inférieure à 10%. Par conséquent, une des conclusions de cette étude était qu'une amélioration importante de la résolution attendue sur la masse du W était encore possible par rapport à celles indiquées, surtout dans les canaux $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q\bar{q}$. Ces améliorations ont été obtenues, comme on verra dans les prochains chapitres. Dans le chapitre 7, en particulier, les résolutions attendues avant la prise de données et celles obtenues par les analyses publiées seront comparées.

Comparaison avec la méthode de la reconstruction directe.

La figure 2.11 présente une comparaison [39, 27, 44] des résolutions statistiques attendues sur la masse du W par les méthodes du seuil et de la reconstruction directe, peu après la fin du LEP2 Workshop. Les résolutions indiquées sont celles attendues par les études menées au sein de la Collaboration ALEPH [38, 39, 44]. Dans le chapitre 7, la même comparaison sera répétée en utilisant les résultats obtenus par ALEPH dans l'analyse des données à 161 et à 172 GeV. Pour la méthode du seuil, seule l'énergie optimale $(\sqrt{s})^{\text{opt}} = 161$ GeV est indiquée, puisque la résolution sur M_W se dégrade très vite au delà du seuil; à 165 GeV, l'erreur est déjà environ le double qu'à 161 GeV (cf. fig. 2.9). Pour la méthode de la reconstruction directe, plusieurs énergies dans le centre de masse (165, 170, 176 et 190 GeV) sont considérées. On remarque que la résolution attendue est approximativement constante au delà de 170 GeV, mais elle est

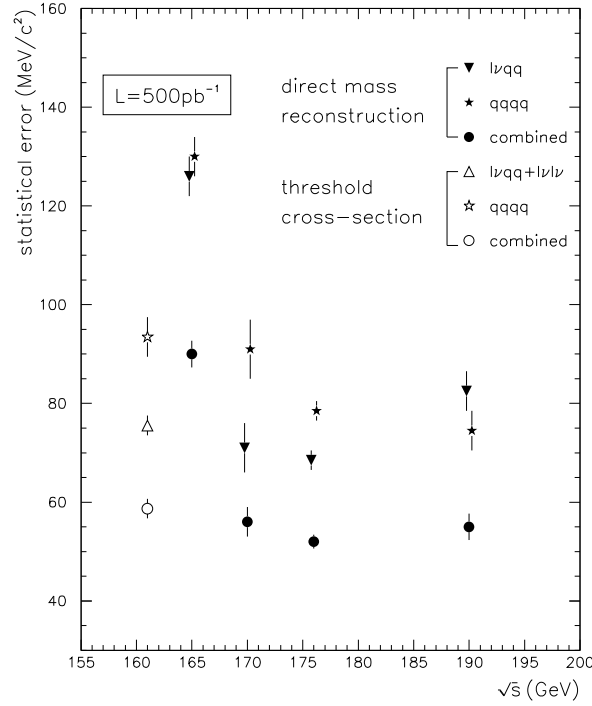


FIG. 2.11 – *Dépendance en énergie de la résolution statistique attendue sur la masse du W par la méthode du seuil et par reconstruction directe, pour une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} . La figure, extraite de la référence [44], décrit les prévisions avant la prise de données à 161 GeV .*

beaucoup plus importante aux énergies inférieures, principalement parce que la section efficace diminue et moins d'événements sont utilisables pour la reconstruction. Dans le plateau au dessus de 170 GeV , la résolution statistique attendue par la méthode de la reconstruction directe est légèrement meilleure, mais assez comparable, à celle de la méthode du seuil. Par conséquent, les énergies entre 161 et 170 GeV représentent une fenêtre “aveugle”, dans laquelle la résolution sur la masse du W est significativement pire qu'au seuil ou à haute énergie.

Dans la figure 2.11, les résolutions statistiques attendues dans les canal hadroniques et dans les canaux semi-leptonique et leptonique ont été indiquées séparément, parce que la taille de l'erreur systématique due à la reconnection de couleur pour la mesure directe de M_W dans le canal hadronique reste encore à déterminer précisément. Comme nous avons déjà mentionné, l'estimation préliminaire de cette incertitude est de $\pm 100 \text{ MeV}$ [27], soit supérieure aux erreurs statistiques indiquées.

2.4.3 Discussion des erreurs systématiques.

Dans la discussion suivante, il est intéressant de rappeler qu'à $(\sqrt{s})^{\text{opt}} \sim 161 \text{ GeV}$ une erreur de $\pm 1\%$ sur σ_{WW} engendre une erreur de $\pm 17 \text{ MeV}$ sur la détermination de la masse du W . Ceci dérive directement de la valeur de $(\sigma_{WW} |dM_W/d\sigma_{WW}|)$ à cette énergie (cf. tab. 2.2).

Parmi les erreurs systématiques sur la mesure de M_W au seuil, les plus importantes sont les erreurs sur la section efficace mesurée, engendrées par le calcul des efficacités de sélection et la soustraction du bruit de fond (cf. eq. 2.23). Dans l'étude [44], effectuée avant la prise de données au seuil, l'erreur systématique correspondante sur la section efficace avait été estimée à environ 2–3% (cf. tab. 2.3). Nous remarquons que les erreurs systématiques attribuées par l'analyse des données recueillies sont plus élevées que ces estimations, comme on verra plus en détail dans les chapitres suivants: en particulier, elles sont de l'ordre de 10% dans le canal hadronique, pour lequel des analyses assez complexes ont été utilisées. Il faut toutefois préciser que ces erreurs ont été estimées par l'accord des simulations Monte Carlo avec les données analysées: ces erreurs pourraient donc être réduites si une statistique de données plus élevée était disponible.

Deux autres erreurs systématiques importantes sont introduites par la détermination de M_W à partir de la section efficace. La première est l'incertitude dans le calcul théorique de M_W en fonction de σ_{WW} . Ce calcul, effectué à l'aide du programme *GENTLE*, a une précision d'ordre 2%, comme on a vu dans la section 2.2.4. L'erreur correspondante sur la masse du W est d'environ $\pm 35 \text{ MeV}$.

La deuxième source d'erreur est celle introduite par la mesure de l'énergie du faisceau; comme on verra dans le chapitre 3, l'énergie de LEP $\sqrt{s} = 2E_b$ a été mesurée avec une résolution $\Delta E_b = \pm 27 \text{ MeV}$ au seuil. Pour une valeur mesurée de la section efficace, la masse du W est une fonction de l'énergie du faisceau, $\sigma_{WW}(M_W, \sqrt{s}) = \sigma_{WW}^{(\text{mesurée})}$. Par conséquent, l'erreur sur l'énergie du faisceau se propage à M_W comme

$$\Delta M_W = \left(-2 \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \frac{d\sigma_{WW}}{d\sqrt{s}} \right) \Delta E_b. \quad (2.30)$$

Le facteur entre parenthèse vaut environ 1.0 autour du seuil, comme montré par la figure 2.12. Ceci indique que la courbe de section efficace autour du seuil se déplace vers les valeurs supérieures de $\sqrt{s}$ par deux fois la variation de la masse, comme on attend naïvement: en d'autres termes, la section efficace près du seuil est en première approximation une fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$, comme nous avons déjà remarqué.

L'erreur sur la masse du W est alors

$$\Delta M_W^{(E_b)} \sim +1.0 \Delta E_b = 27 \text{ MeV}. \quad (2.31)$$

Le signe plus dans cette formule a été introduit pour indiquer que, si l'énergie du faisceau mesurée est plus grande de l'énergie réelle, un biais positif est engendré sur la mesure de la

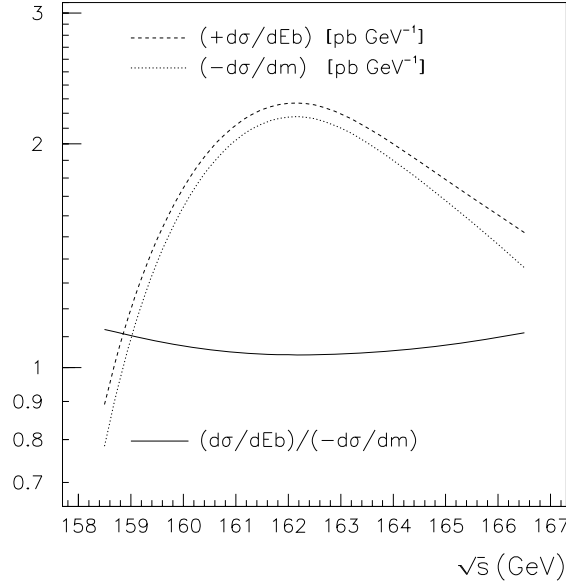


FIG. 2.12 – *Facteur de propagation de l'erreur sur l'énergie dans le centre de masse à l'erreur sur la masse du W . Les sections efficaces sont calculées pour plusieurs valeurs de $\sqrt{s}$ à $M_W = 80.22 \text{ GeV}$, à l'aide du programme GENTLE. Les dérivées par rapport à M_W sont obtenues par une variation de $\pm 100 \text{ MeV}$.*

masse du W ; Nous remarquons que ce biais systématique est dans la même direction de celui introduit dans la méthode directe par les techniques de reconstruction qui imposent la contrainte de la conservation de l'énergie-impulsion. La calibration de l'énergie du faisceau au seuil et aux énergies supérieures est déterminée par une extrapolation des mesures par dépolarisation résonnante à basse énergie, comme on verra dans la section 3.1.1: les erreurs sur la mesure de l'énergie du faisceau aux différentes énergies sont donc complètement corrélées. Par conséquent, les erreurs sur la masse du W , engendrées par la mesure de l'énergie du faisceau, sont aussi complètement corrélées dans la méthode du seuil et dans la méthode de la reconstruction directe.

2.4.4 La définition de la section efficace $CC03$ à mesurer.

Dans la description de la mesure de M_W au seuil, jusqu'à maintenant nous n'avons considéré que la section efficace $WW \text{ } CC03$. En réalité, le signal observable est constitué par des états finaux à quatre fermions, pour lesquels il faut tenir compte aussi de l'effet des autres diagrammes " $4f$ ", comme décrit précédemment

Le premier point à discuter est l'effet de ces diagrammes sur la sensibilité de la méthode du

seuil à la masse du W . Il faut remarquer que la sensibilité de la section efficace $CC03$ à M_W est essentiellement un effet cinématique engendré par l'ouverture de l'espace de phase au seuil. Comme nous avons déjà indiqué, ceci est déjà évident dans la section efficace pour la production de deux W *on-shell*, $\sigma_{WW}^{on-shell} \propto \beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$. Aucun effet de ce type n'existe pour les diagrammes $4f$ autres que les $CC03$, qui ne contiennent pas deux W résonnants. Il est donc très commode de présenter les résultats de la mesure comme une section efficace $CC03$. Ceci été le choix effectué dans la mesure de la masse du W au seuil à *ALEPH*, décrite dans cette thèse. Une correction, que nous allons définir tout à l'heure, doit alors être apportée au nombre d'événements observés pour soustraire l'effet des autres diagrammes $4f$. La section efficace $CC03$ ainsi définie ne décrit pas strictement un processus physique réel, néanmoins elle constitue une observable très pratique; nous remarquons que une procédure analogue à celle-ci a déjà été utilisée, pour la soustraction de la voie t dans la mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ à LEP1 [84].

Parmi les avantages de cette procédure, il faut aussi mentionner que la section efficace totale $4f$ n'est pas facilement mesurable, ni précisément calculable. ce qui n'est pas le cas de la section efficace totale $CC03$. Dans le processus $e^+e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e q \bar{q}'$, par exemple, la distribution du cosinus de l'angle polaire de l'électron présente un pic à $\cos \theta_{(e-)} \simeq 1$, (cf. fig. 2.5e). Expérimentalement, l'électron échappe à la détection le long de l'axe du faisceau si son angle polaire est trop petit. D'autre part, le calcul de la section efficace dans ce domaine angulaire est très délicat, en particulier il doit tenir compte de la masse de l'électron pour éviter la singularité à $\cos \theta_{(e-)} = 1$; de plus, le calcul est généralement très lent pour ces domaines cinématiques. Pour ces raisons, des coupures sont généralement imposées contre ces configurations lors de la génération des événements simulés. La section efficace $4f$ théorique, à la différence de celle $CC03$, dépend donc des coupures appliquées.

En pratique, les corrections à appliquer pour soustraire l'effet des diagrammes $4f$ autres que les $CC03$ sont calculées à l'aide de programmes Monte Carlo, utilisés pour générer des lots d'événements simulés dans le cas $CC03$ aussi bien que dans le cas $4f$. La procédure appliquée pour définir la section efficace $CC03$ est la suivante [85]. D'abord, on détermine le nombre d'événements observés dans les données pour la procédure de sélection choisie, N^{obs} . A ce nombre, il faut soustraire la contribution attendue par tous les bruits de fond, c'est à dire tous les processus avec des états finaux qui ne peuvent pas provenir d'une désintégration WW : par exemple, parmi les désintégrations ZZ , le processus $ZZ \rightarrow u \bar{u} c \bar{c}$ est considéré un bruit de fond, tandis que le processus $ZZ \rightarrow u \bar{u} d \bar{d}$ est inclus dans le calcul $4f$ du signal WW . Cette contribution s'élève à $N_{\text{bkg}} = \mathcal{L} \sigma_{\text{bkg}}$, $\mathcal{L}$ étant la luminosité intégrée recueillie, σ_{bkg} la section efficace résiduelle pour les bruits de fond après coupures. La contribution à N^{obs} provenant des diagrammes $4f$ autres que les $CC03$, pour les états finaux compatibles avec une désintégration WW (par exemple, la contribution de $ZZ \rightarrow u \bar{u} d \bar{d}$ et de son interférence avec $WW \rightarrow u \bar{u} d \bar{d}$), est calculée comme $N_{4f}^{\overline{CC03}} = \mathcal{L}(\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC} - \epsilon_{CC03} \sigma_{CC03}^{MC})$; dans cette expression, ϵ_{CC03} et ϵ_{4f} sont les efficacités de sélection sur les lots MC $CC03$ et $4f$, de sections efficaces correspondantes σ_{CC03}^{MC} et σ_{4f}^{MC} . Nous

remarquons que ϵ_{4f} et σ_{4f}^{MC} dépendent des faibles coupures appliquées lors de la génération des événements; néanmoins, ceci n'est pas vrai pour le produit $\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}$, parce que les coupures expérimentales ont été choisies plus strictes des coupures MC. La section efficace $CC03$ est finalement déterminée comme

$$\sigma_{CC03}^{(add)} = \frac{N^{\text{obs}} - N_{\text{bkg}} - N_{4f}^{\overline{CC03}}}{\epsilon_{CC03} \mathcal{L}}, \quad (2.32)$$

ou, en d'autres termes,

$$\sigma_{CC03}^{(add)} = \frac{N^{\text{obs}} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}}}{\epsilon_{CC03} \mathcal{L}} - \left(\frac{\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}}{\epsilon_{CC03}} - \sigma_{CC03}^{MC} \right). \quad (2.33)$$

Dans l'approche que nous venons de décrire, la correction appliquée est "additive", dans le sens qu'elle consiste à soustraire un terme constante, $N_{4f}^{\overline{CC03}}/(\epsilon_{CC03}\mathcal{L})$, c'est à dire le terme en parenthèse dans l'équation 2.33, comme s'il représentait un bruit de fond indépendant de M_W comme σ_{bkg} . Dans la réalité, ce terme peut dépendre de la section efficace à mesurer, c'est à dire qu'il peut dépendre de la valeur de la masse du W . De plus, pour certains états finaux, l'interférence destructive des diagrammes $4f$ et $CC03$ peut engendrer une baisse du nombre d'événements observées (cf. fig. 2.5e), et le terme à soustraire est en effet négatif.

Pour ces raisons, il est intéressant d'introduire une définition alternative de la section efficace $CC03$ à mesurer, à l'aide d'une correction "multiplicative" [85, 86],

$$\sigma_{CC03}^{(mult)} = \frac{N^{\text{obs}} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}}}{\epsilon_{CC03} \mathcal{L}} \times \left(\frac{\epsilon_{CC03} \sigma_{CC03}^{MC}}{\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}} \right). \quad (2.34)$$

Nous remarquons que cette correction elle aussi dépend des quantités $4f$ seulement par l'intermédiaire du produit $\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}$. Dans cette deuxième approche, en pratique, la section efficace est multipliée par un facteur constant. Evidemment, ce facteur lui aussi peut dépendre de la valeur de la masse du W , ainsi que cette correction multiplicative elle aussi n'est qu'une autre approximation, comme la correction additive. Il sera intéressant de comparer les deux approches dans l'analyse des données réels. Nous remarquons que les deux approches donnent exactement le même résultat si on observe le nombre d'événements attendu ou bien si $\epsilon_{CC03} \sigma_{CC03}^{MC} = \epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}$, parce que

$$\sigma_{CC03}^{(add)} - \sigma_{CC03}^{(mult)} = \left(\frac{N^{\text{obs}} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}} - \mathcal{L}\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}}{\epsilon_{CC03} \mathcal{L}} \right) \left(1 - \frac{\epsilon_{CC03} \sigma_{CC03}^{MC}}{\epsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}} \right) \quad (2.35)$$

est nulle dans ces cas.

Pour terminer, nous remarquons que, même si elle ne représente pas une quantité physique, l'efficacité $CC03$ ne dépend pas des coupures appliquées lors de la génération MC et donne une indication directe de la capacité d'une analyse à sélectionner ces événements du signal qui sont

plus sensibles à la valeur de M_W . En particulier, les procédures de sélection que nous allons présenter ont été optimisées pour le processus $CC03$. Pour ces raisons, sauf si le contraire est explicitement indiqué, toutes les efficacités portées dans la suite sont des efficacités $CC03$.

Chapitre 3

Le contexte expérimental.

La mesure de la masse du W présentée dans cette thèse est basée sur les données produites par le collisionneur LEP au CERN et collectées par l'expérience *ALEPH* dans l'été 1996, au seuil de production de paires de W . Dans ce chapitre, nous allons décrire le contexte expérimental dans lequel la mesure a été effectuée. Le collisionneur LEP sera décrit très brièvement; nous allons surtout nous intéresser à la calibration de l'énergie du faisceau, essentielle à la mesure de la masse du W . Pour ce qui concerne le détecteur *ALEPH*, nous nous concentrerons sur sa performance, plutôt que sur la description détaillée de ses composantes. Pour terminer, nous décrirons brièvement la simulation des principaux processus physiques intervenant dans la mesure de M_W au seuil.

3.1 Le collisionneur LEP.

Le collisionneur LEP (Large Electron Positron Collider) [87] est un anneau d'accumulation d'électrons et positrons, opérationnel au CERN de Genève depuis 1989. Avec sa circonférence d'environ 27 km, il est à ce jour le plus grand collisionneur de ce type au monde. Les faisceaux d'électrons et positrons circulent dans l'anneau en deux directions opposées; leurs collisions ont lieu à quatre points d'interaction, où les détecteurs *ALEPH*, *DELPHI*, *L3* et *OPAL* ont été installés (cf. fig. 3.1).

Le premier stade du système d'injection du LEP est constitué par un accélérateur linéaire (Linac), dans lequel les électrons aboutissent à une énergie de 200 MeV. Le faisceau de positrons est produit par la collision d'une partie de ces électrons sur une cible de tungstène. Les électrons et positrons sont ensuite accélérés jusqu'à 600 MeV par un deuxième Linac. Ces deux

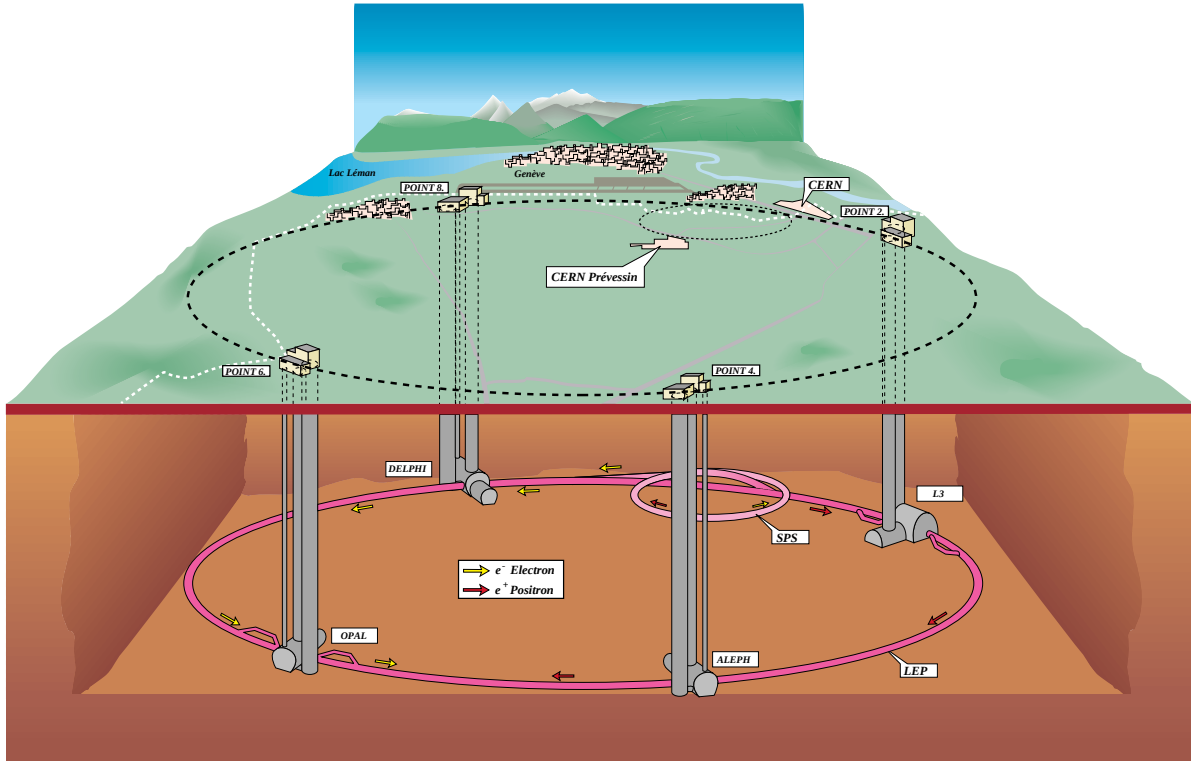


FIG. 3.1 – Vue de l’anneau du LEP et de ses quatre points d’interaction.

premiers accélérateurs linéaires constituent le LEP Linear Injector (LIL). Les deux faisceaux sont ensuite injectés dans un petit anneau d’accumulation de circonférence 0.12 km, l’Electron Positron Accumulator (EPA), où ils sont séparés en paquets. Lorsque environ 10^{10} e^+ et e^- ont été accumulés dans l’EPA, les paquets sont injectés dans le Proton Synchrotron (PS), de circonférence 0.6 km, où ils sont accélérés jusqu’à 3.5 GeV, et d’ici dans le Super Proton Synchrotron (SPS), de circonférence 7 km, où ils sont accélérés jusqu’à 20 GeV. Le remplissage (*fill*) du LEP a enfin lieu: du SPS les faisceaux sont injectés dans le LEP, où ils sont accélérés jusqu’à l’énergie de collision.

Pendant qu’ils circulent dans l’anneau de LEP, les $e^\pm$ sont sujets au rayonnement de synchrotron. La perte d’énergie moyenne des particules par tour est proportionnelle à E^4/R , E étant leur énergie, R le rayon de courbure, ce qui explique pourquoi une taille aussi grande a été choisie pour ce collisionneur. Afin de garder les faisceaux dans la machine le plus longtemps possible, cette perte d’énergie doit être continuellement compensée par une nouvelle accélération, qui est effectuée à l’aide de cavités à radio-fréquences (RF). Le LEP est aussi composé de quelques milliers d’aimants, en particulier de dipôles pour dévier les faisceaux sur une trajectoire

circulaire, et de quadrupôles pour les focaliser.

Dans une première phase de son fonctionnement (LEP1), terminée en 1995, le LEP a opéré à une énergie dans le centre de masse d'environ 91 GeV, c'est à dire au pic de production du Z . A partir de 1996, la deuxième phase du projet (LEP2) a démarré, lorsque l'énergie dans le centre de masse du collisionneur a été amenée au delà du seuil de production de paires de W , $\sqrt{s} \sim 2M_W \sim 161$ GeV. La perte d'énergie à compenser étant proportionnelle à E^4 (soit environ 2 GeV par tour au seuil), la montée en énergie a été possible grâce à l'installation de nouvelles cavités RF supra-conductrices au niobium, à côté et en partiel remplacement des anciennes cavités au cuivre, ce qui a permis d'augmenter considérablement la puissance accélératrice du système RF. Pour les années à venir, l'installation d'un nombre encore plus élevé de cavités supra-conductrices est prévu, ce qui devrait amener progressivement l'énergie dans le centre de masse à environ 192 GeV en 1998 [88]. Une luminosité intégrée d'environ 500 pb⁻¹ par expérience est attendue au cours des années de prise de données à LEP2.

La figure 3.2 décrit les phases de fonctionnement de LEP pendant l'année 1996. Après une prise de données au pic du Z nécessaire à la calibration des détecteurs, l'énergie dans le centre de masse a été amenée pour la première fois au delà du seuil de production de paires de W , d'abord à 161 GeV, et ensuite à 172 GeV. Les analyses que nous allons présenter dans les chapitres suivantes sont basées sur les données collectées par l'expérience *ALEPH* à 161 GeV, c'est à dire au seuil de production de paires de W . La prise de données au seuil s'est déroulée pendant les mois de juillet et août 1996. Dans cette période, LEP a délivré une luminosité intégrée d'environ 12.1 pb⁻¹ à chaque expérience; la luminosité intégrée recueillie par *ALEPH* lorsque toutes les composantes essentielles du détecteur étaient opérationnelles est de

$$\int \mathcal{L}^{ALEPH} dt = 11.08 \pm 0.08 \text{ pb}^{-1}. \quad (3.1)$$

L'énergie du collisionneur dans le centre de masse a été mesurée par la méthode que nous décrirons tout à l'heure; elle s'élève à

$$\sqrt{s}^{ALEPH} = 161.314 \pm 0.054 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

au point d'interaction où *ALEPH* est installé, et à $\sqrt{s} = 161.33 \pm 0.05$ GeV pour la moyenne des quatre expériences.

3.1.1 La mesure de l'énergie du faisceau.

La méthode [89, 90] utilisée pour calibrer l'énergie du faisceau en 1996, au delà du seuil de paires de W , constitue une extension de celle [91] développée dans les années précédentes pour la calibration de l'énergie au pic du Z , qui peut être résumée de la façon suivante: l'échelle absolue

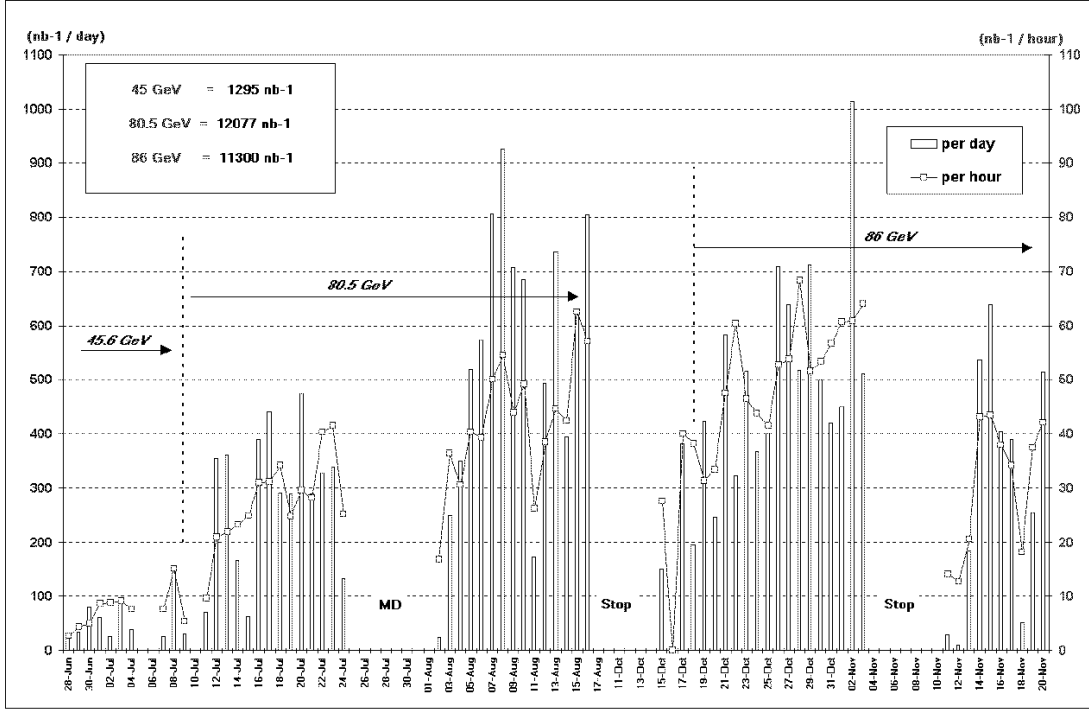


FIG. 3.2 – La luminosité intégrée moyenne délivrée par LEP aux quatre expériences en 1996.

d'énergie est déterminée par dépolarisation résonnante; les variations temporelles de l'énergie moyenne du faisceau sont prises en compte par des modèles théoriques sur leur origine (par exemple, les marées et le passage des Trains à Grande Vitesse), aussi bien que par les mesures instantanées du champ magnétique dipolaire, effectuées par les sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) installées dans un lot de dipôles; la variation locale de l'énergie d'un point d'interaction (IP) à l'autre est prise en compte par des corrections spécifiques.

Par rapport à la situation au pic du Z , toutefois, la situation est plus compliquée à LEP2, parce que la polarisation du faisceau aux énergies de collision $E_b = 80.5$ et 86 GeV n'a pas été obtenue. L'échelle absolue d'énergie en 1996 a été donc déterminée à partir des mesures par dépolarisation effectuées à 45 et 50 GeV, et extrapolée aux énergies de collision par les mesures des sondes NMR. D'autre part, la détermination des variations temporelles d'énergie a pu bénéficier d'un nombre plus élevé de sondes NMR: en 1996, 16 sondes NMR ont été installées (dont au moins une dans chacun des 8 secteurs dans lesquels LEP est divisé), tandis qu'en 1995 seules deux sondes étaient disponibles.

Plus en détail, pour chaque sonde NMR i , un coefficient de calibration k_j^i a été déterminé à chaque mesure j par dépolarisation,

$$E_j^{\text{depol}} = k_j^i B_j^i(t=0) + \Delta E_j^{\text{dipole}} + \Delta E_j^{\text{tide}} + \Delta E_j^{\text{xarc}}. \quad (3.3)$$

Dans cette expression, E_j^{depol} est l'énergie du faisceau moyenne mesurée par dépolarisation. $B_j^i(t=0)$ est le champ magnétique mesuré par la sonde i au début du remplissage. La correction $\Delta E_j^{\text{dipole}}$ tient compte de la montée du champ magnétique des dipôles entre le début du remplissage et la mesure par dépolarisation; cet effet, engendré par des courants parasites (comme ceux dûs au passage des TGV) et des variations de température, est estimé par la moyenne des mesures des sondes NMR dans les différents octants. La correction ΔE_j^{tide} , qui tient compte de l'effet des marées, est calculée par un modèle théorique. La correction ΔE_j^{xarc} est due à toutes autres variations dans la circonférence de l'anneau du collisionneur, après la soustraction de l'effet des marées; elle est calculée à l'aide des Beam Orbit Monitor (BOM) du LEP, qui mesurent le déplacement de la trajectoire du faisceau par rapport au centre des quadrupôles magnétiques.

Pour chaque sonde NMR, un seul coefficient de calibration $\langle k^i \rangle$ a ensuite été calculé par la moyenne des valeurs k_j^i obtenus sur les calibrations individuelles. Dans la table 3.1, nous comparons les mesures de l'énergie par dépolarisation résonnante, E^{depol} , avec la mesure obtenue par les sondes NMR après l'application de cette procédure de calibration. Chaque ligne de la table correspond à la moyenne sur plusieurs dépolarisations.

Fill	Date	E^{depol}	E^{model}
3599	19/08/96	50012.0	50021.4
3702	31/10/96	44707.0	44706.9
3719	03/11/96	44710.8	44710.3
3719	03/11/96	50010.9	50008.0
3719	04/11/96	50010.5	50008.2

TAB. 3.1 – Mesures d'énergies par dépolarisation résonnante en 1996 [90]. La valeur E^{depol} est l'énergie mesurée par dépolarisation résonnante, corrigée pour tous les effets qui ne sont pas liés au champ magnétique dans les dipôles, comme les variations dans la circonférence de l'anneau. La valeur E^{model} est calculée à partir des sondes NMR, déjà calibrées par rapport aux mesures par dépolarisation résonnante. Chaque ligne de la table correspond à la moyenne sur plusieurs dépolarisations; les deux mesures à 50 GeV dans le remplissage 3719 ont été effectuées avec des niveaux de polarisation différents (5% et 12%).

De la même façon, les énergies de collision ont été déterminées. Des erreurs systématiques de ± 10 et ± 5 MeV sur la mesure de l'énergie à 161 et 172 GeV ont été attribuées à la procédure de calibration des sondes NMR (cf. tab. 3.2); ces erreurs ont été estimées par la répétition de la calibration des sondes NMR, en utilisant à chaque fois le lot de mesures disponibles dans une façon légèrement différente. On trouve que l'inclusion ou de l'exclusion du remplissage 3599, pour lequel l'accord entre les mesures par dépolarisation et par NMR est le plus mauvais (cf. tab. 3.1), a un effet négligeable. Les erreurs mentionnées comprennent les incertitudes liées à la dispersion

de la mesure de l'énergie initiale, d'un remplissage à l'autre.

ΔE_b [MeV] à	80.5 GeV	86 GeV
Erreurs sur l'échelle d'énergie:		
Systématiques de la polarisation	1	1
Différence d'énergie e^+e^-	2	2
Variation d'un remplissage à l'autre	10	5
Extrapolation	24	29
Correcteurs d'orbite	1	1
Variation à l'intérieur d'un remplissage:		
Modèle des marées	1	1
Modèle des NMR/températures	2	2
Corrections spécifique aux IP:		
Dispersion	1	1
RF	5	5
Total	27	30

TAB. 3.2 – Les erreurs [90] sur la mesure de l'énergie du faisceau (en MeV).

La procédure de calibration que nous avons décrite fait l'hypothèse d'une dépendance linéaire de l'énergie du faisceau par rapport aux mesures des sondes NMR, avec ordonnée zéro à l'origine. La linéarité dans la réponse des sondes NMR a été testée par les mesures effectuées dans le remplissage 3719, dans lequel la mesure par dépolarisation résonnante a été effectuée à l'une et l'autre des deux énergies (cf. tab. 3.1), ce qui permet de se débarrasser de possibles variations systématiques entre un remplissage et l'autre. En pratique, la réponse des sondes NMR a été calibrée par rapport aux seules mesures de dépolarisations effectuées à 45 GeV dans le remplissage 3719; afin de tester la linéarité de l'extrapolation, les mesures par dépolarisation à 50 GeV dans le même remplissage ont été comparées aux valeurs données par les NMR ainsi calibrées. Le résultat a été que les deux mesures sont compatibles l'une avec l'autre, à l'intérieur d'une bande d'erreur qui correspond à environ 10–12 MeV aux énergies de collision. Cette estimation de l'erreur, toutefois, fait confiance au seul remplissage 3719. La même procédure de calibration a été répétée, en utilisant cette fois tous les remplissage ensemble, y compris le remplissage 3599, pour lequel l'accord entre les mesures par dépolarisation et par NMR est le plus mauvais (cf. tab. 3.1); l'erreur estimée monte alors à environ 25 MeV. Par rapport à la précédente, toutefois, cette estimation de l'erreur inclut aussi l'effet de la dispersion des mesures d'un remplissage à l'autre.

Un autre contrôle croisé de la calibration de l'échelle absolue en énergie des NMR a été effectué à l'aide du *flux-loop*. Ceci est un système composé de boucles de câble noyées à l'intérieur de chacun des 3280 dipôles du LEP au moment de leur construction. Pendant une calibration par *flux-loop*, le courant d'alimentation des aimants est éteint, puis ramené à sa valeur nominale pour l'énergie de collision; la mesure de la différence de potentiel induite au borne des boucles du *flux-loop* permet la mesure de la variation du champ magnétique dans les aimants. Si l'échelle absolue en énergie du *flux-loop* est utilisée, on observe une déviation de l'ordre de 20 MeV par rapport à l'énergie mesurée par l'extrapolation linéaire des mesures par dépolarisation résonnante.

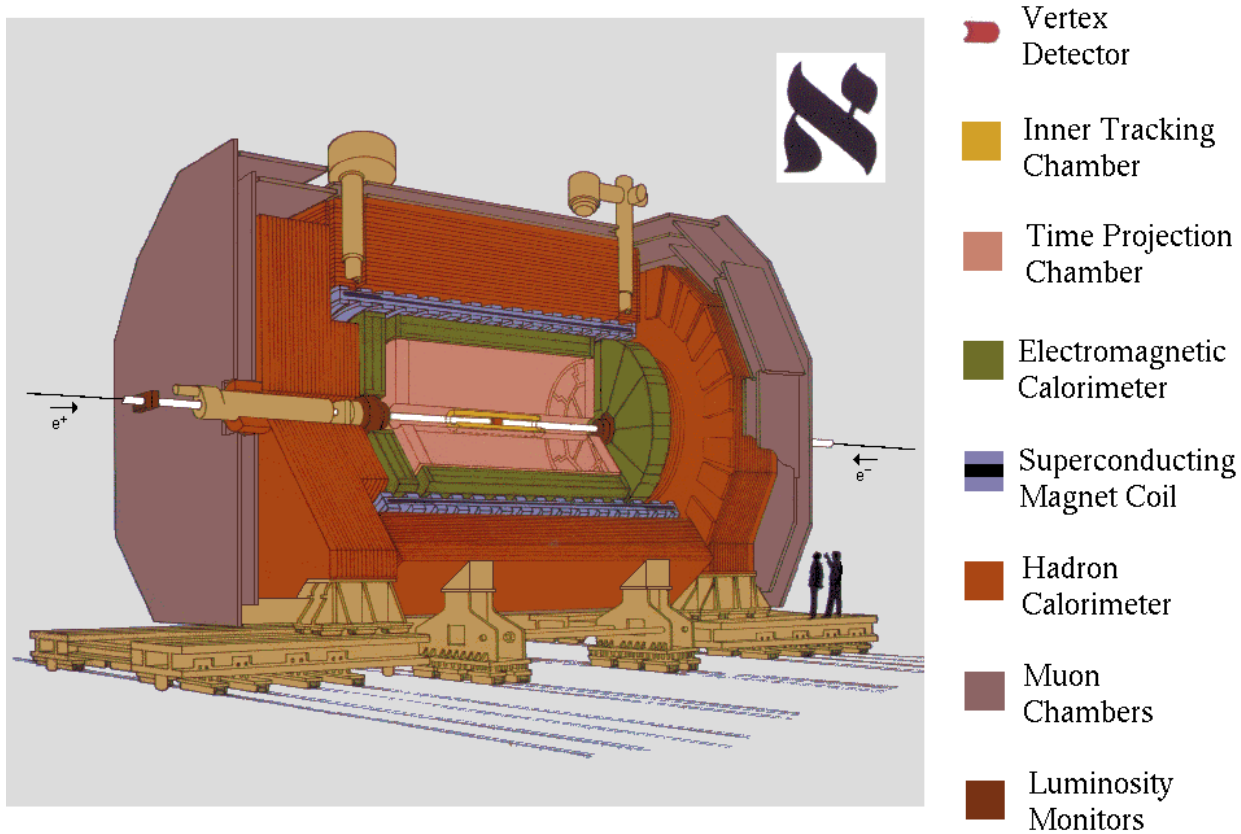
En tenant compte de toutes les calibrations croisées mentionnées, les erreurs engendrées par l'extrapolation des mesures de dépolarisation résonnante sont estimées de façon conservatrice par les valeurs portées dans la table 3.2. Nous remarquons que ces erreurs sont proportionnelles à la différence entre l'énergie de collision et 50 GeV, c'est à dire l'énergie maximum à laquelle la polarisation du faisceau a été obtenue. En conclusion, à 80.5 GeV (c'est à dire à $\sqrt{s} = 161$ GeV), l'erreur totale sur la mesure de l'énergie du faisceau s'élève à ± 27 MeV.

3.2 Le détecteur ALEPH et ses performances.

Le détecteur *ALEPH* a été conçu pour reconstruire les événements se produisant lors des collisions e^+e^- à LEP, d'abord au pic de la résonance du Z , et ensuite aux énergies de production de paires W^+W^- . Les événements typiques sont complexes, puisque ils comprennent plusieurs dizaines de particules chargées et autant de particules neutres, distribuées en jets dans toutes les directions possibles. Le détecteur a donc été conçu de façon à assurer la plus grande acceptance angulaire, au même temps qu'une bonne résolution en impulsion et une granularité calorimétrique assez fine. Les différents sous-détecteurs d'*ALEPH* seront présentés ici de façon extrêmement concise; plutôt que sur la description détaillée du détecteur (que l'on peut trouver dans [92, 93]), nous nous concentrerons sur ses performances [94].

Le détecteur, indiqué dans la figure 3.3, a une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau: deux bouchons, correspondants aux bases du cylindre, referment l'angle solide. Par convention, l'axe du faisceau est pris comme axe z , dans la direction du mouvement des électrons, avec origine dans le point d'interaction; dans le plan $r\phi$, transverse au faisceau, l'axe x , horizontal, se dirige vers le centre du LEP, tandis que l'axe y , vertical, se dirige vers le haut.

La partie centrale du détecteur, qui se compose d'une chambre à projection temporelle de grandes dimensions (TPC), d'une chambre à fil (ITC) et d'un détecteur de vertex (VDET) situé en proximité du tube à vide, est consacrée à la reconstruction des traces des particules chargées, qui sont courbées par un champ magnétique élevé (1.5 T) dans la direction du faisceau afin de permettre la meilleure résolution sur la mesure de leurs impulsions. Le VDET, composé de deux



The ALEPH Detector

FIG. 3.3 – *Le détecteur ALEPH.*

couches concentriques de détecteurs au silicium à deux faces actives de rayons 6.3 et 11 cm, permet la mesure de la trajectoire des particules chargées près du point d'interaction avec une excellente résolution spatiale ($\pm 15 \mu\text{m}$ environ), dans la direction z aussi bien que dans le plan $r\phi$; en particulier, il joue un rôle important dans la reconstruction des particules de vie moyenne très courte, comme les hadrons contenant quarks b ou c et le lepton τ , grâce à la mesure précise des paramètres d'impact des traces des particules chargées produites dans leurs désintégrations. La ITC est une chambre à dérive de rayon externe 26 cm, qui peut mesurer avec une bonne résolution dans le plan $r\phi$ ($\pm 150 \mu\text{m}$ environ) jusqu'à 8 points sur la trajectoire d'une particule chargée; elle est le seul des trois détecteurs de traces à être utilisé aussi pour le déclenchement des événements. L'information la plus précise sur l'impulsion des particules chargées provient de la TPC, de rayon externe 180 cm, qui peut mesurer jusqu'à 21 points sur leurs trajectoires, avec une résolution d'environ $\pm 170 \mu\text{m}$ dans le plan $r\phi$ et $\pm 740 \mu\text{m}$ dans la direction z ; la TPC est aussi importante pour la séparation des traces de e , π , K et p par la mesure de leur

ionisation spécifique (dE/dx), qui peut être échantillonnée sur un maximum de 338 points sur leurs trajectoires. Les traces des particules chargées sont reconstruites à partir de la TPC, où les signaux individuels les plus proches les uns des autres sont reliés par une hélice si ils sont compatibles avec l'hypothèse d'une telle trajectoire, puis elles sont extrapolées aux détecteurs internes. Les résolutions spatiale et en impulsion de l'ensemble des détecteurs de traces sont résumées dans la table 3.3.

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

TAB. 3.3 – Résolution [94] sur l'impulsion et sur le paramètre d'impact d'une trace de particule chargée d'impulsion élevée pour les détecteurs de traces d'ALEPH. A basse impulsion les résolutions sont dégradées par la diffusion multiple dans le matériel du détecteur.

La partie externe du détecteur est réservée à la mesure calorimétrique de l'énergie: elle se compose d'un calorimètre électromagnétique (ECAL), qui contient plusieurs couches d'un sandwich de plomb radiateur et de chambres à fil proportionnelles, et d'un calorimètre hadronique (HCAL), obtenu en intercalant des tubes à *streamer* dans le même fer qui assure le retour du champ magnétique (généré par la bobine supra-conductrice située entre lui et le ECAL). La résolution en énergie du ECAL pour un électron est typiquement $\sigma(E)/E = 0.18/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.009$, celle du HCAL pour un pion chargé $\sigma(E)/E = 0.85/\sqrt{E/\text{GeV}}$; une meilleure résolution en énergie pour les hadrons dans les événements à haute multiplicité est obtenue à l'aide d'un algorithme de "flux d'énergie" (*energy-flow*), qui sera décrit dans la section 3.2.3. Dans le ECAL, aussi bien que dans le HCAL, les damiers sont arrangés de manière à former des tours projectives de sommet le point d'interaction; le ECAL est aussi segmenté en profondeur sur trois étages. Ceci est important pour assurer l'identification d'électrons, photons et π^0 par le profil transverse et longitudinal des gerbes électromagnétiques développées dans les couches de plomb. Deux couches de chambres de tubes à *streamer*, du même type que ceux utilisés pour le calorimètre hadronique, sont placées à l'extérieur du HCAL; elles profitent du filtre offert par le fer de ceci pour identifier les muons et mesurer une coordonnée de leur trajectoire. L'identification des électrons et des muons sera décrite plus en détail dans les sections 3.2.1 et 3.2.2.

D'autres calorimètres, LCAL, SICAL et BCAL, sont installés à petit angle par rapport au faisceau, afin de permettre la mesure de la luminosité par la diffusion Bhabha des électrons. La luminosité à LEP2 est mesurée par le calorimètre LCAL, composé d'un sandwich de couches de plomb radiateur et de chambres à fil proportionnelles; son acceptance en angle polaire s'étend de 45 à 160 mrad, ce qui correspond à une section efficace Bhabha d'environ 59 nb à 161 GeV.

La mesure consiste en deux mots à compter les événements dans lesquels on détecte sur les deux côtés du calorimètre la coïncidence de deux dépôts d'énergie compatible avec l'énergie du faisceau, à $\Delta\phi \sim 180^\circ$ l'un de l'autre; la luminosité est ensuite déterminée par la normalisation du nombre d'événements observés à la section efficace théorique pour ce processus (calculée à l'aide du programme *BHLUMI* [95]), en tenant compte de l'acceptance expérimentale, avec une erreur statistique de 0.4% et une erreur systématique de 0.6%. Le calorimètre à tungstène et silicium SICAL, situé à un angle encore plus petit que LCAL et capable d'une meilleure précision systématique à LEP1, n'est plus utilisé pour la mesure de la luminosité à LEP2; la raison est qu'il est partiellement caché par les "masques" et "écus" installés en proximité du tube à vide pour protéger les détecteurs centraux du rayonnement de synchrotron de photons, beaucoup plus élevé qu'à LEP1, comme nous avons mentionné précédemment. SICAL est toutefois encore fonctionnant et permet d'améliorer l'acceptance d'*ALEPH* à très petit angle. Pour terminer, le calorimètre BCAL, composé de couches alternées de tungstène et de scintillateurs plastiques, est utilisée pour fournir une mesure rapide de la luminosité pendant l'acquisition des données.

Le système de déclenchement, conçu pour accepter tous les événements provenant des interactions e^+e^- et réduire les bruits de fond à un niveau suffisamment petit, est organisé sur trois niveaux pour permettre une réponse la plus rapide et efficace possible. Le premier niveau utilise seule l'information de l'ITC, du ECAL et du HCAL et donne une réponse dans un temps inférieur à celui parmi deux croisement successifs du faisceau; les autres niveaux utilisent aussi l'information provenant de la TPC. Le système de déclenchement a une efficacité de 99.99% sur les désintégrations du Z en hadrons; son inefficacité est en tous cas inférieur à 0.2% pour les désintégrations leptoniques du Z et les autres processus physiques intéressants de basse multiplicité.

Les événements acceptés par le système de déclenchement passent ensuite au système "*on-line*" d'acquisition des données, qui prend soin de leur stockage sur disques et bandes magnétiques. Le système d'acquisition effectue aussi la première reconstruction des événements à l'aide du programme *JULIA* [96]. *JULIA* s'occupe en particulier de la reconstruction des traces des particules chargées, de l'identification des électron et muons, de la compilation de la liste des particules détectées à l'aide de l'algorithme *energy-flow*, et du calcul de la luminosité recueillie. Nous allons maintenant décrire certaines de ces tâches plus en détail.

3.2.1 Identification des électrons.

L'identification des électrons dans *ALEPH* est effectuée à l'aide des deux mesures complémentaires et indépendantes: la mesure de l'ionisation spécifique par unité de longueur dE/dx dans la TPC, et la mesure du profil longitudinal et transverse du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Le dE/dx est très efficace pour séparer des particules d'impulsion inférieure à 5 GeV (cf. fig. 3.4, à gauche), tandis que le profil des gerbes est plus efficace pour

des particules d'impulsion élevée. L'information fournie par ces mesures est exprimée en termes de trois estimateurs, sur lesquels des coupures sont appliquées pour sélectionner les électrons.

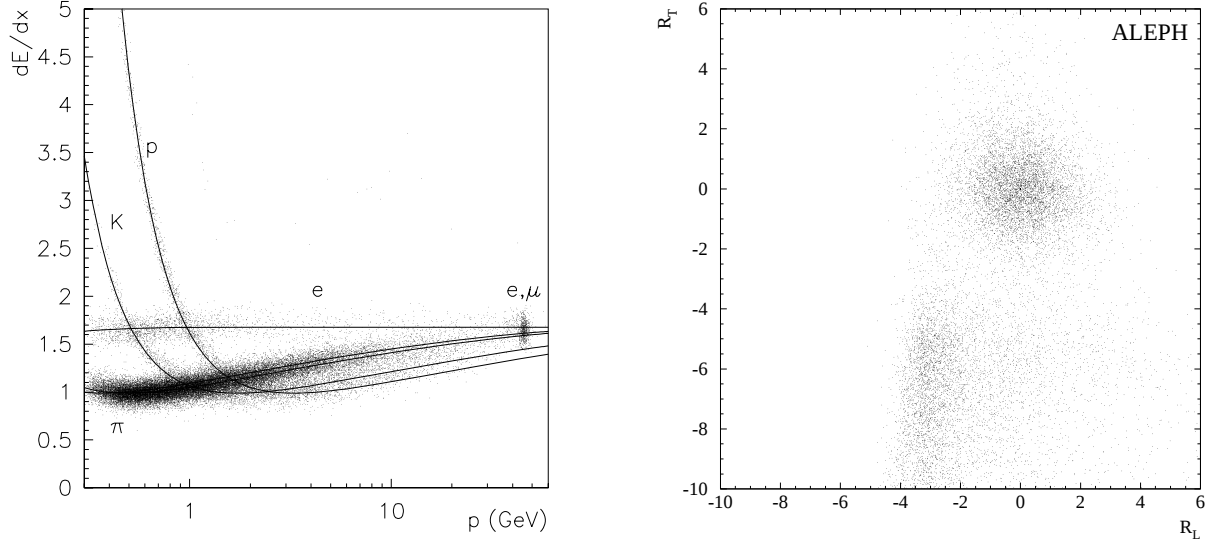


FIG. 3.4 – A gauche [94]: le dE/dx mesuré en fonction de l'impulsion de la particule sur un lot d'environ 40000 traces. Un minimum de 150 mesures de dE/dx est demandé pour chaque trace. Les lignes superposées indiquent la paramétrisation utilisée pour les dE/dx de e , π , K et p , calculée par un ajustement à la formule de Bethe-Bloch. L'échelle utilisée fixe à 1 le dE/dx d'un pion au minimum de ionisation.

A droite [94]: les estimateurs calorimétriques utilisés dans la sélection des électrons, pour un lot de traces enrichi en conversions de photons.

L'estimateur qui mesure l'ionisation spécifique, R_I , est calculé par la comparaison du dE/dx mesuré pour la trace considérée, I , à celui attendu pour un électron, $\langle I \rangle$, en tenant compte de la résolution attendue sur la mesure, σ_I :

$$R_I = \frac{I - \langle I \rangle}{\sigma_I}. \quad (3.4)$$

Cette définition assure que R_I suit une distribution Gaussienne de moyenne 0 et écart standard 1 pour les électrons, ce qui est bien vérifié; les deux autres estimateurs sont aussi définis de façon analogue. Dans la mesure du dE/dx pour la particule considérée, il est demandé que l'ionisation spécifique soit échantillonnée à au moins 50 points sur sa trajectoire, bien séparés des autres traces.

Le deuxième estimateur, R_T , mesure la compacité transverse de la gerbe dans le ECAL. Il est défini à partir de l'impulsion p de la trace considérée et de l'énergie E_4 déposée par la gerbe

dans les 4 tours les plus proches à l'extrapolation de la trace de la TPC jusqu'à l'intérieur du calorimètre électromagnétique,

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}}. \quad (3.5)$$

Pour une gerbe électromagnétique, environ 85 à 90% de l'énergie déposée est contenue dans ces 4 tours, tandis que la gerbe produite par une interaction hadronique est beaucoup plus étalée en largeur.

De façon analogue, le troisième estimateur, R_L , mesure la compacité longitudinale de la gerbe, qui pour un électron s'arrête assez vite à l'intérieur du calorimètre. R_L est calculé à partir d'une variable qui représente l'inverse de la profondeur longitudinale moyenne de la gerbe, X_L :

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}}. \quad (3.6)$$

La figure 3.4, à droite, montre la distribution bidimensionnelle de R_T et R_L pour un lot de traces chargées enrichi en conversions de photons. Les contributions des électrons et des hadrons sont séparées très nettement.

La sélection standard d'*ALEPH* pour les électrons, optimisée pour leur identification dans les environnements hadroniques à haute multiplicité de traces chargées, consiste à appliquer les coupures suivantes sur toutes les bonnes traces chargées d'impulsion supérieure à 2 GeV: $R_I > -2.5$, $3.0 > R_L > -1.8$ et $R_T > -1.6$. L'efficacité de cette sélection sur les électrons provenant des désintégrations des W à 161 GeV et contenus dans l'acceptance géométrique de la TPC est de $92.8 \pm 0.7\%$, calculée dans un lot MC d'événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. Dans les prochains chapitres, sauf si le contraire est explicitement indiqué, la sélection des électrons sera effectuée à l'aide de la procédure que nous venons de décrire.

3.2.2 Identification des muons.

A différence des électrons, les muons peuvent traverser tous les sous-détecteurs. Ils pénètrent en profondeur dans le calorimètre hadronique et traversent les chambres à μ avant de s'échapper. Dans la sélection des muons, les traces considérées sont extrapolées à partir de la TPC jusqu'au calorimètre hadronique et aux chambres à μ . Dans l'extrapolation, on s'intéresse à une route d'une largeur égale à trois fois la résolution spatiale engendrée par la diffusion multiple dans le matériel traversé. Si cette route croise une couche active du HCAL, on attend un signal digital dans cette couche. La sélection est basée sur la comparaison du nombre de signaux digitaux attendus, N_{exp} , et du nombre effectivement observé, N_{fire} . Les coupures que nous allons décrire, qui constituent la procédure standard à *ALEPH* pour l'identification des muons, ont été optimisées pour les environnements hadroniques à haute multiplicité de traces chargées.

La comparaison est effectuée seulement si un signal est attendu en au moins 10 couches. On demande que $N_{\text{fire}}/N_{\text{exp}} > 0.4$; de plus, le nombre de couches avec un signal observé parmi les 10 dernières couches traversées, N_{10} , doit être supérieur à 4. Pour assurer que la trace considérée ne fait pas partie d'une gerbe hadronique dans le HCAL, on impose une limite supérieure au nombre moyen de signaux digitaux par couche, $X_{\text{mult}} < 1.5$. Les distributions des variables mentionnées pour un lot de muons et un lot de pions sont indiquées dans la figure 3.5.

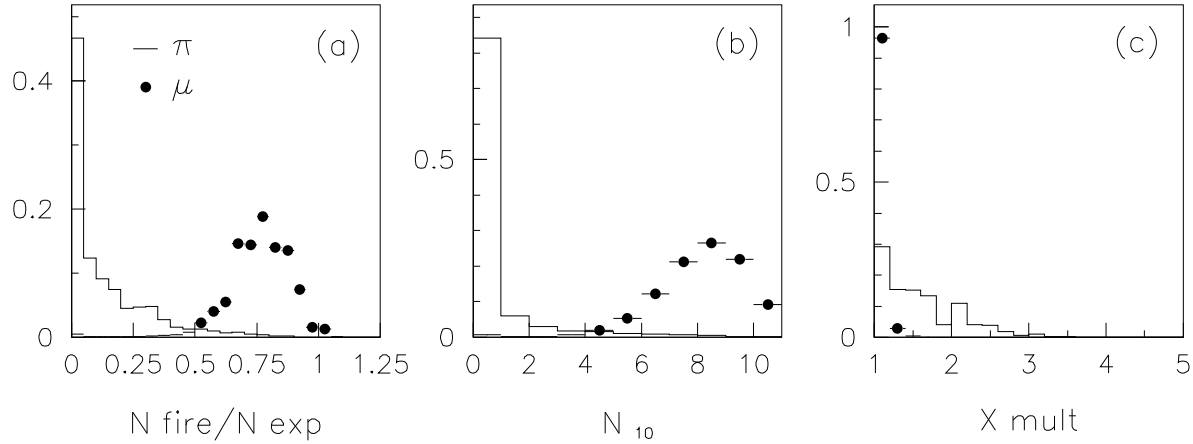


FIG. 3.5 – Distributions [94] de (a) $N_{\text{fire}}/N_{\text{exp}}$, (b) N_{10} et (c) X_{mult} pour un lot de muons (points) et pions (ligne continue) avec $N_{\text{exp}} > 10$. Les deux contributions sont normalisées à la même surface et l'échelle verticale est arbitraire.

Pour terminer, on demande aussi la présence d'un signal digital dans les chambres à muons, en correspondance de l'extrapolation de la trace. Ceci est utile parce que les chambre à μ , à différence des tubes du calorimètre, unidimensionnels, reconstruisent le passage d'un trace dans les deux dimensions.

L'efficacité de cette procédure de sélection sur les muons qui proviennent de la désintégration d'un W à 161 GeV et contenus dans l'acceptance géométrique de la TPC est de $95.5 \pm 0.6\%$, calculée sur un lot MC d'événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. Dans les prochains chapitres, sauf si le contraire est explicitement indiqué, la sélection des muons sera effectuée à l'aide de la procédure que nous venons de décrire.

3.2.3 L'algorithme *energy-flow*.

La manière la plus simple de déterminer le flux total d'énergie observé par le détecteur *ALEPH* dans un événement consiste à sommer l'énergie totale collectée dans les calorimètres

sans identifier aucune particule. La résolution de cette méthode naïve est toutefois assez limitée. Une meilleure solution consiste à combiner la mesure calorimétrique de l'énergie avec l'excellente résolution en impulsion des détecteurs à traces et la bonne efficacité d'identification de photons, électrons et muons, comme dans l'algorithme de reconstruction [94] que nous allons brièvement décrire par la suite.

D'abord, les “bonnes” traces chargées sont identifiées, c'est à dire toutes les traces avec au moins 4 points mesurés dans la TPC et qui naissent dans un cylindre de rayon 2 cm et de longueur 20 cm, centré sur le point d'interaction nominal et parallèle à la direction du faisceau. Les traces rejetées par les deux derniers critères sont récupérées si elles sont identifiées comme appartenant à une paire (V0) provenant d'un vertex secondaire; c'est le cas par exemple des conversions des photons en paires e^+e^- , ou des hadrons neutres (K_s^0 et Λ) se désintégrant en paires de particules chargées à l'intérieur des détecteurs de traces.

Toutes les traces chargées sont ensuite extrapolées des détecteurs de traces aux calorimètres. On peut alors associer traces et dépôts calorimétriques. Le but est d'exploiter la redondance de la mesure dans les détecteurs de traces et dans les calorimètres, pour pouvoir ne sommer dans le flux total d'énergie que cette partie de l'énergie calorimétrique qui n'est pas déjà prise en compte par les impulsions des traces chargées parce qu'elle est produite par des particules neutres. On enlève donc de l'énergie calorimétrique celle déjà associée aux traces des particules chargées. Les dépôts d'énergie calorimétrique imputables au bruit électronique dans le détecteur sont enlevés dès le début. Le résultat final de l'algorithme est la compilation d'une liste d'objets (“objets *energy-flow*”), caractérisés par leur énergie et leur impulsion: en particulier, la liste comprend les électrons, muons et photons identifiés et les autres hadrons chargés et neutres.

Les traces des électrons identifiés sont associées à une énergie assez importante déposée dans le ECAL. Si la différence entre cette énergie et l'impulsion de la trace chargée est supérieure à trois fois la résolution attendue, cette différence est attribuée à un photon de bremsstrahlung. Autrement, toute l'énergie est attribuée à l'électron et elle est enlevée de l'énergie calorimétrique.

Les traces des muons identifiés, par contre, sont généralement associées à des dépôts d'énergie assez limitée dans les calorimètres. Pour cette raison, un maximum de 1 GeV dans le ECAL et de 400 MeV pour chaque couche de HCAL avec un signal observé est enlevé du compte de l'énergie calorimétrique.

Les photons et π^0 , explicitement identifiés dans le ECAL par leur profile de gerbe, sont aussi enlevés du compte de l'énergie calorimétrique.

A ce stade de l'algorithme, toute l'énergie résiduelle dans les calorimètres doit provenir des hadrons soit chargés soit neutres. L'énergie des hadrons chargés est prise en compte par toutes les bonnes traces chargées (y compris les V0) qui ne sont pas identifiées comme leptons; dans le

calcul de leur contribution à l'énergie calorimétrique, on fait l'hypothèse qu'il s'agit des pions. L'identification explicite des hadrons neutres dans les calorimètres n'est pas effectuée: les hadrons neutres sont donc identifiés comme des excès importants d'énergie calorimétrique. L'excès n'est attribué à des hadrons neutres que si la différence entre l'énergie calorimétrique résiduelle et le dépôt d'énergie attendu des hadrons chargés reconstruits dans les détecteurs de traces est supérieur à la résolution expérimentale et à 500 MeV. Les dépôts dans les luminomètres SICAL et LCAL constituent une classe particulière de dépôts d'énergie calorimétrique non associés à aucune trace chargée.

La résolution en énergie de cet algorithme a été étudiée par la reconstruction du pic de masse invariante du Z dans ses désintégrations hadroniques. De plus, différents lots d'événements hadroniques radiatifs ($e^+e^- \rightarrow \gamma q\bar{q}$) ont été utilisés pour étudier sa résolution à des énergies inférieures, par la comparaison de la masse invariante hadronique mesurée et de celle attendue dans le recul des hadrons contre le photon énergétique mesuré. Le résultat est que la résolution en énergie pour cet algorithme peut être paramétrisée ainsi: $\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/\text{GeV}} + (0.6 \pm 0.3) \text{ GeV}$. Ceci est à comparer avec la résolution obtenue par la méthode naïve mentionnée au début de cette section, $\sigma(E) = 1.2\sqrt{E/\text{GeV}}$.

3.3 La simulation MC du signal et des bruits de fond.

Plusieurs générateurs Monte Carlo ont été utilisés pour simuler les processus physiques se produisant à *ALEPH* à 161 GeV. Tous les générateurs utilisés ont été interfacés à *JETSET* [97] pour tenir compte de la radiation de gluons, des désintégrations des résonances et de l'hadronisation des quarks présents dans les états finaux simulés. L'étape finale de la génération est la simulation du détecteur à l'aide du programme *GALEPH*: ceci combine la description des interactions des particules dans la matière par la librairie *GEANT* [98] avec la connaissance spécifique de la géométrie du détecteur *ALEPH* et des matériaux qui le composent. La reconstruction des données simulées est effectuée par *JULIA* dans la même façon que la reconstruction des données réelles.

Par la suite, nous allons brièvement décrire les programmes utilisés pour la génération des différents processus physiques qu'il faut considérer à 161 GeV.

3.3.1 La simulation du signal.

Le générateur KORALW.

Dans l'analyse des données recueillies au seuil, le générateur principal pour la simulation des événements WW ($CC03$ et $4f$) a été le programme *KORALW* 1.21 [60] (ou plus précisément sa

version interfacée pour l'environnement *ALEPH*, *KRLW02* [77]). Il constitue l'extension d'un programme précédent, *KORALW* 1.02 [59], qui ne calculait que le cas *CC03*.

La plupart des caractéristiques de *KORALW* 1.21 ont déjà été détaillées dans le chapitre 2. En résumé, *KORALW* 1.21 inclut l'émission de plusieurs photons d'impulsion transverse non nulle par radiation dans l'état initial calculée par la technique d'exponentiation de Yennie-Frautschi-Suura, la radiation dans l'état final par l'intermédiaire de *PHOTOS* [99] et la correction de Coulomb. Il peut générer les seuls diagrammes *CC03*, ou bien inclure la contribution des autres diagrammes *4f*, pour tous les états finaux à quatre fermions compatibles avec la désintégration de deux W . Dans le cas *4f*, les éléments de matrice, extraits du programme *GRACE*, tiennent compte des masses des fermions; tous les diagrammes *4f* mettant en jeu l'échange de bosons γ , Z , $W^\pm$ (mais non pas de gluons) sont pris en compte. Dans le cas *4f*, le calcul utilise une largeur du W constante dans le propagateur. L'hadronisation dans l'état final est effectuée à l'aide de *JETSET* [97]; aucun effet de reconnection de couleur n'est inclus. Dans les états finaux à quatre quarks compatibles avec les processus WW et ZZ , l'hadronisation est effectuée dans la configuration en paires qui maximise l'élément de matrice correspondant. Les désintégrations des τ sont simulées par le programme *TAUOLA* [100].

Le programme peut être utilisé soit pour calculer des sections efficaces totales par l'intégration Monte Carlo de lots d'événements pondérés, soit pour générer des lots d'événements non pondérés, c'est à dire d'événements qui suivent les mêmes distributions observées dans les données. Dans cette deuxième option, qui est celle qui nous intéresse le plus, le programme génère en fait plusieurs événements pondérés selon une distribution préfixée; ensuite, une fraction de ces événements est retenue et constitue le lot demandé d'événements non pondérés, les autres sont rejetés. Puisque les distributions dans les cas WW et *4f* sont très différentes, un *presampler* a été introduit par les auteurs de *KORALW* dans la version 1.21 du programme, afin de modifier la génération initiale des événements pondérés et augmenter l'efficacité de génération des événements non pondérés (c'est à dire la fraction d'événements acceptés). La génération n'est toutefois pas encore optimisée, et elle devient très inefficace lorsqu'on veut générer des événements dans les régions de l'espace de phase où les distributions *CC03* et *4f* sont plus différentes (cf. fig. 2.5). Pour permettre la génération d'événements *4f* non pondérés dans un temps raisonnable, nous avons donc introduit la possibilité d'appliquer des coupures dans *KRLW02* [77]. En particulier, les événements *4f* ont été générés avec les coupures suivantes: pour les événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}d\bar{u}$, $M_{u\bar{u}}, M_{d\bar{d}} > 1$ GeV; pour tous les événements avec au moins un $e^\pm$ dans l'état final, $|\cos\theta_{e^-}| < 0.995$; pour les événements $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e e^+ \nu_e$, $|\cos\theta_{e^\pm}| < 0.995$ et, de plus, $M_{e^+e^-} > 2$ GeV et $|p_T^{(e^+)}| + |p_T^{(e^-)}| > 8$ GeV. Ces coupures ne préjugent pas les mesures effectuées, parce que les régions d'espace de phase éliminées ne seraient pas sélectionnées lors de l'analyse des données. Nous remarquons que, même après l'application de ces coupures, le temps de génération reste énorme (environ une heure pour 100 événements sur machines Alpha-VMS).

Six lots de 10000 événements, correspondant à des luminosités intégrées supérieures à 2000

pb^{-1} , ont été générés avec *KRLW02*: un lot *CC03* et un lot *4f* pour trois valeurs différentes de la masse du W , 79.75, 80.25 et 80.75 GeV.

Le générateur EXCALIBUR.

Pour comparaison, le générateur *EXCALIBUR* [61] a aussi été utilisé, dans sa version interfacée pour *ALEPH*, *EXCA02* [101]. Ce générateur inclut l'ISR seulement par l'approche des fonctions de structure, sans impulsion transverse pour les photons générés. Deux lots de 10000 événements *CC03* et *4f* ont été générés à la valeur centrale de la masse du W , 80.25 GeV. Dans ce cas, aussi, des coupures ont dû être appliquées lors de la génération des événements *4f*. Un des avantages d'*EXCALIBUR* par rapport à *KORALW* est que le modèle de reconnection de couleur décrit dans [76] a été introduit dans *EXCA02*: les événements du lot *CC03* précédent ont été régénéré avec cette option, c'est à dire que l'hadronisation comprenait cette fois la reconnection de couleur.

3.3.2 La simulation du bruit de fond.

Pour les bruits de fond que nous allons mentionner, des lots d'événements correspondant à une luminosité au moins 20 fois plus importante que celle des données ont été générés.

Bruits de fond à deux fermions dans l'état final.

L'annihilation en hadrons $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ constitue le bruit de fond plus important aux canaux hadronique et semi-leptonique. La production principale a été effectuée à l'aide du programme *PYTHIA* [97]. Pour comparaison, nous avons utilisé aussi le programme *HERWIG* 5.8d [102].

Les états finaux avec deux leptons sont un bruit de fond important au canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. La diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a été simulée à l'aide de *UNIBAB* [103]; ce programme inclut les contributions des désintégrations du Z dans la voie s , aussi bien que de la diffusion dans la voie t , qui à 161 GeV est dominante même à grand angle. Les désintégrations du Z en paires de μ et τ ont été simulées par *KORALZ* [104].

Bruits de fond à quatre fermions dans l'état final.

La production d'états finaux avec quatre fermions constitue un bruit de fond potentiel pour tous les canaux WW . Dans le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$, le bruit de fond principal provient des

événements $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$ ainsi que des interactions $\gamma - \gamma$ leptoniques *untagged*, c'est à dire $e^+ e^- \rightarrow \ell^+ \ell^- (e^+) (e^-)$ avec les $e^\pm$ de l'état final qui s'échappent le long de l'axe du faisceau. Dans le canal $W^+ W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q}$, un bruit de fond important est constitué par les événements Zee et $ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- q \bar{q}$, dans le canal hadronique par les $ZZ \rightarrow q \bar{q} q' \bar{q}'$. Les interactions $\gamma - \gamma$ hadroniques *tagged* et leptoniques ont été générées à l'aide de *PHOT02* [105], celles hadroniques *untagged* par *PYTHIA*. Pour les événements ZZ , Zee , $We\nu$ et $Z\nu\nu$, nous avons utilisé *PYTHIA* et *FERMISV* [106]. De façon générale, les résultats des générateurs différents ont été comparés si possible. Nous avons fait particulièrement attention à ne pas compter deux fois les événements à quatre fermions compris dans la simulation du bruit de fond, aussi bien que dans celle du signal.

Chapitre 4

Mesure de σ_{WW} dans le canal leptonique ($W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$).

Le canal double-leptonique représente seulement 11% du total des événements WW . De plus, il ne peut pas être utilisé dans la “reconstruction directe” de la masse du W , parce que la présence simultanée d’au moins deux neutrinos, qui échappent à la détection expérimentale, introduit trop de degrés de liberté non mesurables dans la cinématique des événements. Ce canal est néanmoins très utile dans la détermination de la masse du W par la mesure de la section efficace WW au seuil, où il suffit d’identifier et compter les événements: les désintégrations $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ peuvent en fait être sélectionnées avec une bonne efficacité et une excellente pureté, grâce à leur topologie très distinctive, propre et simple.

Les événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ sont caractérisés par deux leptons énergiques et une grande impulsion manquante emportée par les neutrinos; les désintégrations des W ayant lieu en deux directions assez peu corrélées, les leptons sont acollinéaires et acoplanaires, tandis que l’impulsion manquante a une composante importante dans le plan transverse à la direction du faisceau. Puisque les W produits au seuil ont une vitesse limitée ($\beta \sim 0.2$), l’impulsion typique des deux leptons primaires se situe dans une plage étroite autour de 40 GeV. Dans 5/9 des événements, au moins un des W se désintègre en τ et ν_τ ; à son tour, le τ peut se désintégrer en un lepton e ou μ secondaire (avec un rapport de branchement de 35%), mais plus souvent il donne lieu à un nombre restreint d’hadrons, très collimés à cause de son boost élevé. En tous cas, l’énergie totale des produits visibles de la désintégration du tau est plus petite que 40 GeV, parce que les neutrinos additionnels emportent une fraction importante de l’impulsion du τ .

4.1 Sélection du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$.

Deux procédures de sélection indépendantes ont été utilisées pour la mesure de la section efficace dans le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. L'une a été développée, dès l'origine, spécifiquement pour la mesure de la section efficace WW au seuil [44, 27]; l'attention de ce chapitre se concentrera sur cette analyse, qui par la suite sera indiquée comme “première sélection”. L'autre sélection a été adaptée d'une analyse visant à la recherche d'événements supersymétriques, avec paires de leptons acoplanaires provenant des désintégrations de sleptons [107, 108]; dans la suite, elle sera indiquée comme “deuxième sélection”. Les deux analyses, résumées dans la table 4.1, consistent dans une série de coupures sur des variables dont la plupart sont assez semblables. La première analyse demande la présence d'au moins un lepton e ou μ identifié; la deuxième analyse, par contre, optimisée pour les désintégrations des W en τ , impose des coupures généralement plus strictes sur la topologie des événements, mais elle ne demande l'identification d'aucun lepton. Pour la première sélection, l'effet des coupures sur le signal et le bruit de fond est indiqué dans la table 4.6.

Présélection.

Tous les événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ ont une basse multiplicité de particules chargées. La même présélection *online*, dite de “CLASS 11”, est employée par les deux analyses: seuls les événements avec au maximum sept bonnes traces chargées sont acceptés, pourvu que l'énergie totale de ces traces soit supérieure à $0.05\sqrt{s}$ et qu'il y ait au moins une trace de charge positive et une trace de charge négative. De plus, il est demandé que la masse invariante de toutes particules *energy-flow* dépasse 12 GeV. Cette présélection rejette la plupart des événements hadroniques: les bruits de fond résiduels sont les interactions $\gamma\text{--}\gamma$ leptoniques, la diffusion Bhabha, la production de paires $\mu^+\mu^-$ ou $\tau^+\tau^-$, aussi bien que divers processus à quatre fermions.

Multiplicité et jets.

Les deux sélections imposent des coupures supplémentaires sur le nombre de particules observées; les particules sont ensuite rassemblées en deux jets qui représentent les leptons primaires issus de la désintégration des W . La première analyse sélectionne des événements avec un nombre de bonnes traces chargées compris entre deux et six; au moins une de ces traces doit satisfaire aux critères standard d'ALEPH pour l'identification des électrons ou muons. Pour assurer une bonne identification du lepton, son énergie doit être supérieure à 3 GeV et son angle polaire θ_ℓ doit se situer dans l'intervalle $|\cos(\theta_\ell)| < 0.96$; si plusieurs particules sont identifiées comme leptons, seule la plus énergétique est considérée le “lepton identifié” dans la suite. Toutes les particules *energy-flow* sont ensuite groupées en jets par l'algorithme JADE avec un Y_{CUT} de 0.002, et les événements à deux ou trois jets sont retenus; pour les événements à trois jets, seuls les deux plus énergétiques seront considérés. Dans la sélection, il est ensuite demandé que l'un et l'autre jet aient un angle polaire θ_{jet} dans l'intervalle $|\cos(\theta_{\text{jet}})| < 0.96$ et une énergie plus

	Sélection 1	Sélection 2
Présélection <i>online</i>	<i>CLASS 11</i>	
Masse visible	$M_{\text{vis}} > 12\text{GeV}$	
# Traces chargées	2-6	2 ou 4
Charge totale Q	—	Q=0
ℓ -ID	standard ALEPH e ou μ $ \cos(\theta_\ell) < 0.96$, $E > 3\text{ GeV}$	—
Définition des jets 1 et 2	deux jets plus énergiques $Y_{CUT}^{JADE} = 0.002$, $N_{\text{jets}} = 2$ ou 3 ℓ = seule part. charg. du jet	traces chargées individuelles ou triplet de plus petite masse M , $M < 1.5\text{ GeV}$
Acceptance des jets 1 et 2	$ \cos(\theta_{\text{jet}}) < 0.96$ $E_{\text{jet}} > 1\text{ GeV}$	$ \cos(\theta_{\text{jet}}) < 0.95$ $p_{\text{jet}} > 0.8\text{ GeV}$
Veto aux photons	Accepte $3^{\text{ème}}$ jet si $E_3 < 5\text{ GeV}$ et seules particules neutres	Rejet dépôt avec $E > 1\text{ GeV}$ si angles avec jets $> 10^\circ$ et masses avec jets $> 2\text{ GeV}$
Acoplanarité	$\Delta\phi < 174^\circ$	$\Delta\phi < 170^\circ$
E_{12}	$E_{12} = 0$	
Imp. transv. au faisceau	$\not{p}_T > 4\text{ GeV}$	$\not{p}_T > 4.8\text{ GeV}$
Imp. transv. au plan <i>thrust</i> -faisceau	$\not{p}_T^{\text{out}} > 2\text{ GeV}$ (3d) OR Acollinéarité $< 110^\circ$	$\Sigma p_T^{\text{out}} > 2\text{ GeV}$ (2d)
Énergie du jet 1	$28 < E_{\text{jet1}} < 55\text{ GeV}$	—
Efficacité CC3	$(66.9 \pm 1.5)\%$	$(62.7 \pm 1.5)\%$
	Sél. inclusive: $(74.0 \pm 1.4)\%$	
Bruit de fond	$(29 \pm 7)\text{ fb}$	$(38 \pm 11)\text{ fb}$
	Sél. inclusive: $(53 \pm 12)\text{ fb}$	

TAB. 4.1 – Résumé des deux sélections du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$.

grande que 1 GeV. Afin d'avoir une topologie propre, l'événement est rejeté si le lepton identifié n'est pas la seule particule chargée dans le jet auquel il appartient.

Nous rappelons très brièvement comment l'algorithme JADE [109] fonctionne: pour chaque paire de particules i et j , d'énergie E_i et E_j et faisant un angle θ_{ij} l'une par rapport à l'autre, on définit la distance $Y_{ij} = 2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij})$ (qui est liée approximativement à la masse invariante des deux particules); les deux particules pour lesquelles la distance Y_{ij} est la plus petite sont jointes ensemble dans un seul jet, d'énergie-impulsion égales par exemple à la somme des deux

énergies-impulsions individuelles; la procédure est ensuite itérée jusqu'à ce qu'aucune paire n'ait une distance Y_{ij} inférieure à une valeur Y_{CUT} donnée. D'autres algorithmes sont très similaires à JADE, mais ils diffèrent dans la définition de la distance Y_{ij} : dans l'algorithme DURHAM [110], par exemple, on définit $Y_{ij} = 2 \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})$, qui est liée à l'impulsion transverse des deux particules l'une par rapport à l'autre. Puisque le choix de l'algorithme JADE, développé pour la physique en environnement hadronique, peut apparaître non naturel dans le contexte de la sélection $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ que nous décrivons, un autre algorithme similaire a été essayé, où l'on joint progressivement les deux particules avec la masse invariante la plus petite, jusqu'à ce qu'aucun pair n'ait une masse invariante inférieure à 3 GeV; ceci aboutit à des résultats finals assez similaires, toutefois légèrement inférieurs, à ceux de JADE, qui a donc été retenu.

La deuxième sélection exige deux ou quatre bonnes traces chargées avec charge électrique totale nulle; les événements sont ainsi plus propres que dans l'autre analyse. Ceci, toutefois, engendre une perte d'efficacité sur les événements comprenant des désintégrations en trois particules chargées des taus ou des conversions de photons en paires e^+e^- , dans lesquels une particule chargée peut échapper la détection ou donner une trace qui n'est pas acceptée comme bonne. Dans les événements à quatre traces, les trois traces avec la plus petite masse invariante sont groupées ensemble; il est demandé que ce "triplet", interprété comme provenant d'une désintégration 3-prong d'un τ , aie une masse plus petite que 1.5 GeV. En tous cas, on reste donc avec deux systèmes de particules que l'on appellera "jets" pour simplicité. L'angle polaire de toutes traces individuelles et du triplet doit être compris dans l'intervalle $|\cos(\theta_\ell)| < 0.95$. L'impulsion des deux jets doit être plus grande que 0.8 GeV.

Veto contre l'ISR.

L'une et l'autre analyse opposent des vetos contre les photons durs typiques du bruit de fond Z radiatif, tout en gardant les événements du signal avec radiation d'état initial ou final molle (c'est à dire, les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$, dans lesquels l'énergie des photons est généralement petite parce que l'espace de phase pour les deux W au seuil est très limité). Dans la première sélection, les événements à trois jets ne sont acceptés que si le jet moins énergétique se compose seulement de particules neutres et son énergie est inférieure à 5 GeV. La deuxième analyse rejette les événements avec un dépôt calorimétrique neutre d'énergie supérieure à 1 GeV, si sa masse invariante avec chaque jet dépasse 2 GeV et les angles entre ce dépôt et les deux jets sont supérieures à 10° . Pour réduire davantage le bruit de fond Z radiatif et $\gamma-\gamma$ *tagged*, l'une et l'autre sélection exigent que l'énergie déposée dans un cône de demi-ouverture 12° autour de l'axe du faisceau (E_{12}) soit nulle.

Coupures finales: acoplanarité, impulsion transverse et énergie.

Dans les bruits de fond résiduels, principalement événements $\gamma-\gamma$ *untagged* et di-leptons, les particules visibles se situent en proximité d'un plan qui contient l'axe du faisceau. La plupart

de ces événements sont donc rejetés par une coupure sur l'acoplanarité, c.a.d. l'angle entre les projections des deux jets sur le plan transverse à l'axe du faisceau; dans les deux analyses, l'acoplanarité doit dépasser 174° et 170° , respectivement. Une coupure plus stricte sur l'acoplanarité n'est pas imposée pour ne pas trop réduire l'efficacité de sélection du signal.

Un meilleur rejet des bruits de fond s'effectue en utilisant l'impulsion manquante; dans le signal, celle-ci est grande et n'a pas une direction privilégiée, tandis que dans les bruits de fond elle est généralement petite et contenue dans le plan de l'événement (car elle correspond soit aux photons ISR des événements Z radiatifs et aux électrons des interactions $\gamma-\gamma$ *untagged*, qui échappent le long du faisceau, soit aux neutrinos produits dans les désintégrations des taus, qui sont proches du plan contenant les deux taus). Ainsi, l'impulsion transverse manquante doit être supérieure à $0.025\sqrt{s}$ and $0.030\sqrt{s}$ dans les deux analyses, respectivement.

La première sélection impose de plus une coupure combinée sur l'acollinéarité (c.a.d. l'angle entre les deux jets en $3d$) et $\not{p}_T^{out}$ (c.a.d. la composante transverse de l'impulsion manquante, par rapport au plan déterminé par l'axe de *thrust* et l'axe du faisceau); les événements sont acceptés si $\not{p}_T^{out} > 2$ GeV, ou bien si l'acollinéarité ne dépasse pas 110° . Cette deuxième condition permet d'éviter la mauvaise définition de $\not{p}_T^{out}$ dans les événements d'acollinéarité inférieure à 90° , dans lesquels l'axe du *thrust* se situe entre les deux jets (c.a.d. dans la même direction de l'impulsion manquante) et non pas à l'extérieur des jets. En même temps, elle garantit que la coupure sur $\not{p}_T^{out}$ soit appliquée sur les événements $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-(\gamma)$, dont l'acollinéarité typique est de 180° (130°) en absence (présence) d'un photon dur d'ISR: dans les événements Z radiatifs $e^+e^- \rightarrow Z\gamma \rightarrow f\bar{f}\gamma$, puisque le Z sur sa couche de masse recule contre un photon d'énergie typique 55 GeV, l'angle entre les deux fermions est de l'ordre de 130° , ou supérieur, dans le référentiel du laboratoire. Nous rappelons que l'axe du *thrust* est défini comme la direction qui maximise la somme des projections sur cet axe des impulsions de toutes les particules considérées; la valeur maximum est appelée tout simplement *thrust*.

Dans la seconde analyse, de façon similaire, les impulsions des deux jets sont projetées sur le plan transverse à l'axe du faisceau, et ces projections $\vec{p}_{jet1}^{xy}$ et $\vec{p}_{jet2}^{xy}$ sont ensuite utilisées pour calculer dans ce plan un axe de *thrust* à deux dimensions, $\vec{T}^{xy}$; on demande ensuite que la somme scalaire des composantes transverses de $\vec{p}_{jet1}^{xy}$ et $\vec{p}_{jet2}^{xy}$ par rapport à $\vec{T}^{xy}$ soit supérieure à 2 GeV.

Pour terminer, la première analyse exige que l'énergie du jet plus énergétique soit comprise entre 28 et 55 GeV, la première coupure étant efficace contre les événements $\gamma-\gamma$, la seconde contre les di-leptons. Aucune coupure de ce type n'est imposée dans la deuxième analyse.

Performance des deux sélections: efficacité et pureté.

Les deux analyses aboutissent à des efficacités comparables (66.9% et 62.7%) sur l'ensemble des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. Leur sensibilité dans les divers canaux leptoniques indivi-

duels est toutefois assez différente, comme indiqué dans la table 4.2: la première analyse a une efficacité relative plus petite dans le canal où les deux W se désintègrent en τ , parce que elle demande la présence d'au moins un lepton e ou μ identifié et elle impose des coupures assez strictes sur l'énergie du jet plus énergétique, mais elle a une efficacité relative plus élevée dans les autres canaux, grâce à des coupures moins strictes sur la topologie des événements. Pour cette raison, il y a intérêt à combiner les deux analyses de façon inclusive, c'est à dire à accepter tous événements sélectionnés par l'une ou l'autre; l'efficacité globale monte alors à 74.0%.

Canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}$	$e\nu_e e\nu_e$	$\mu\nu_\mu\mu\nu_\mu$	$\tau\nu_\tau\tau\nu_\tau$	$e\nu_e\mu\nu_\mu$	$e\nu_e\tau\nu_\tau$	$\mu\nu_\mu\tau\nu_\tau$	$\ell^+\nu_\ell\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}$
σ/σ_{WW} (SM)	1.2%	1.2%	1.2%	2.4%	2.4%	2.4%	10.6%
ϵ [%] (Sélection 1)	71 $\pm$ 4	76 $\pm$ 4	24 $\pm$ 4	71 $\pm$ 3	68 $\pm$ 3	79 $\pm$ 3	66.9 $\pm$ 1.5
ϵ [%] (Sélection 2)	65 $\pm$ 4	72 $\pm$ 4	48 $\pm$ 4	67 $\pm$ 3	58 $\pm$ 3	65 $\pm$ 3	62.7 $\pm$ 1.5
ϵ [%] (Sélection inclusive)	74 $\pm$ 4	80 $\pm$ 4	52 $\pm$ 4	78 $\pm$ 3	72 $\pm$ 3	82 $\pm$ 3	74.0 $\pm$ 1.4

TAB. 4.2 – Efficacités de sélection CC03 dans les six canaux double-leptoniques individuels et dans leur ensemble, pour les deux analyses et leur combinaison inclusive. Les rapports de branchement sont ceux prédits dans le Modèle Standard. Les erreurs proviennent seulement de la statistique Monte Carlo, sur un lot de 10000 événements WW générés avec KRLW02 à $M_W = 80.25$ GeV.

Processus: $e^+e^- \rightarrow$	$e^+e^-\ell^+\ell^-$ ($\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$)	$e^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	$\mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e$, $\mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	$\tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$, $\tau^+\tau^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$	e^+e^-	$\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$	Total
Taille du lot MC [fb $^{-1}$]	0.25	17.4	31.1	66.7	0.22	0.80	
générateur	PHOT02	FERMISV	FERMISV	FERMISV	UNIBAB	KORALZ	
Bkg [fb] (Sélection 1)	12.0 $\pm$ 6.9	5.8 $\pm$ 0.6	5.0 $\pm$ 0.4	0.3 $\pm$ 0.1	—	6.2 $\pm$ 3.8	29 $\pm$ 8
Bkg [fb] (Sélection 2)	12.0 $\pm$ 6.9	5.7 $\pm$ 0.6	5.0 $\pm$ 0.4	1.4 $\pm$ 0.2	13.6 $\pm$ 8.1	—	38 $\pm$ 11
Bkg [fb] (Sél. inclusive)	20.0 $\pm$ 8.9	6.4 $\pm$ 0.6	5.4 $\pm$ 0.4	1.5 $\pm$ 0.2	13.6 $\pm$ 8.1	6.2 $\pm$ 3.8	53 $\pm$ 13

TAB. 4.3 – Bruits de fond résiduels pour les deux sélections du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}$ et leur combinaison inclusive. Les erreurs proviennent seulement de la statistique Monte Carlo; pour chaque processus, la taille du lot MC utilisé est indiquée (en fb $^{-1}$). Pour les événements Bhabhas dans la première sélection, aussi bien que pour le $\mu\mu$ et les $\tau\tau$ dans la deuxième, aucun événement du lot MC n'est sélectionné; puisque une erreur statistique est de toute façon attribuée au bruit de fond pour la sélection inclusive, il est inutile d'établir une limite supérieure à ces bruits de fond pour les deux sélections individuelles.

Le bruit de fond résiduel est du même ordre de grandeur dans les deux analyses, et s'élève à 53 fb (soit 0.6 événements) dans la combinaison inclusive, ce qui correspond à une pureté attendue de 85%; il se compose en majorité d'interactions $\gamma-\gamma$ leptoniques, de Bhabhas et

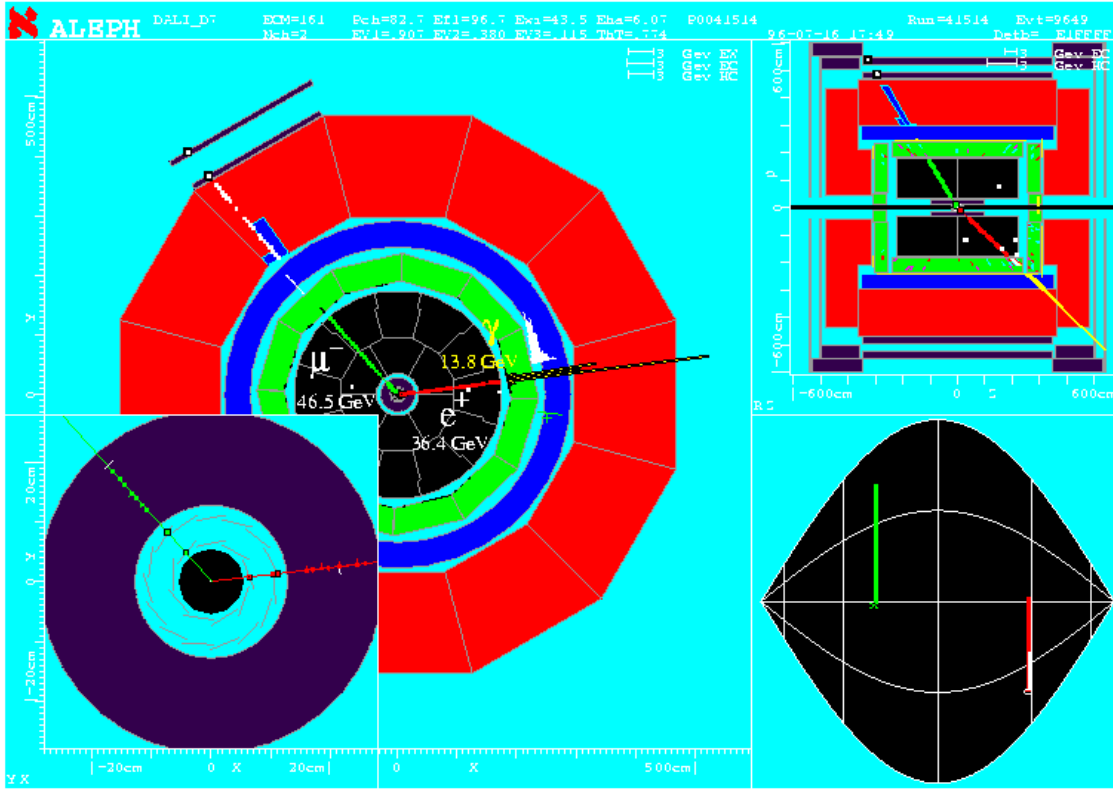


FIG. 4.1 – L'événement 9649 du run 41514, identifié comme provenant d'une désintégration $W^+W^- \rightarrow e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

d'événements à 4-fermions (principalement $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_{\ell'}$, avec $\ell \neq \ell'$, le cas $\ell = \ell'$ étant un des signaux possibles), comme indiqué dans la table 4.3.

4.2 Résultats de la mesure.

Dans les données, six événements sont acceptés par l'une ou l'autre sélection (en fait, par l'une et l'autre). Ils sont énumérés dans la table 4.4, aussi bien que certaines de leurs propriétés. Un de ces événements est représenté dans la figure 4.1.

Pour calculer la section efficace σ_{CC03} pour le processus $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, il faut soustraire la contribution du processus complet à 4-fermions selon la procédure décrite dans la section 2.4.4; la correction additive (cf. formule 2.33) est utilisée pour calculer le résultat central, comparé à celui obtenu par la correction multiplicative (cf. formule 2.34). Le résultats, aussi bien que les efficacités de sélection correspondantes, sont portés dans la table 4.5. Pour une luminosité

Run #	Event #	# Traces	$\not{p}_T$	M_{vis}	Leptons identifiés	$\Delta\phi$	θ_{12}
41472	8960	4	19 GeV	83 GeV	μ (45 GeV)	154°	153°
41514	9649	2	34 GeV	89 GeV	μ (46 GeV), e (37 GeV)	125°	136°
41533	605	2	27 GeV	49 GeV	μ (39 GeV)	139°	93°
41574	486	2	23 GeV	34 GeV	e (12 GeV)	130°	89°
41756	14466	2	46 GeV	57 GeV	e (37 GeV), e (37 GeV)	101°	101°
41838	2875	4	46 GeV	23 GeV	e (47 GeV)	31°	57°

TAB. 4.4 – Les six événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ sélectionnés par l’une et l’autre analyse dans les données d’ALEPH à 161 GeV. Quelques propriétés importantes de ces événements sont aussi indiquées: le nombre de bonnes trace chargées, l’impulsion transverse manquante, la masse visible, les leptons identifiés et leur énergie, l’acoplanarité et l’acollinéarité (calculées par la première analyse).

Générateur	(Lot de référence)	
	KRLW02	KRLW02
Diagrammes	CC03	4f
M_W [GeV]	80.250	80.250
σ^{MC} [fb] (MC cuts)	372.8±3.2	437.1±4.4
ϵ [%] (Sélection 1)	66.9±1.5	55.8±1.5
ϵ [%] (Sélection 2)	62.7±1.5	56.0±1.5
ϵ [%] (Sél. inclusive)	74.0±1.4	64.6±1.4
$\epsilon \times \sigma^{MC}$ [fb] (Sél. inclusive)	276±6	282±7
$\sigma_{CC03}^{\text{mes}}$ [fb] (corr. multiplicative)	672±17	
$\sigma_{CC03}^{\text{mes}}$ [fb] (corr. additive)	679±12	

TAB. 4.5 – Efficacités de sélection CC03 et 4f dans le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$, pour les deux analyses et leur combinaison inclusive. Pour chaque lot Monte Carlo, la section efficace avant et après les coupures expérimentales est indiquée. Ces deux lots, générés par KRLW02 pour $M_W = 80.25$ GeV, sont ceux utilisés pour le calcul de la valeur centrale de la section efficace $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$, qui est porté en caractères gras; pour comparaison, le résultat obtenu avec une correction CC03 multiplicative est aussi indiqué. Les erreurs proviennent seulement de la statistique MC, chaque lot contenant 10000 événements WW. L’erreur est supérieure pour la correction multiplicative, parce que il s’agit d’une erreur relative sur une section efficace mesurée beaucoup plus élevée de celle attendue.

intégrée $\mathcal{L} = 11.08 \text{ pb}^{-1}$, le résultat est

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu) = \left(0.68^{+0.34}_{-0.26}(\text{stat.})\right) \text{ pb.} \quad (4.1)$$

Dans le calcul, une correction de +4% a été apportée au nombre d'événements observés, pour tenir compte de la perte d'efficacité due au veto contre les photons (cf. sec. 4.4.2, eq. 4.2). Les erreurs statistiques, asymétriques, ont été calculées par une variation de la vraisemblance logarithmique associée à la statistique de Poisson. L'erreur systématique sur cette mesure sera décrit dans la section 4.4.

4.3 Contrôles systématiques.

La section efficace du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ est très petite par rapport à celles d'autres processus physiques à 161 GeV; il est donc important de s'assurer que les distributions utilisées pour séparer le signal de ces bruits de fond soient bien simulées, dans leur forme et normalisation, par les générateurs Monte Carlo de tous ces processus. Dans ce but, les prédictions des Monte Carlo ont été comparées aux données à différents stades de la sélection, pour la première des deux analyses décrites. La table 4.6 donne le nombre d'événements de bruit de fond prédit par les MC et le nombre des événements observés dans les données. Cette table est aussi utile pour comprendre l'effet des différentes coupures sur les bruits de fond; pour comparaison, l'efficacité de sélection du signal est aussi indiquée. Le nombre d'événements attendus pour le signal n'est pas pris en compte dans le total prédit par les Monte Carlo, parce que il s'élève à une dizaine d'événements au plus à tous stades de la sélection; seulement à la fin de l'analyse l'excès dans les données peut être interprété comme dû au signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$.

Dans les premiers stades de la sélection, la table indique un excès des données sur les prédictions MC, qui décroît graduellement et disparaît dès la coupure en acoplanarité. Dans les tout premiers stades de la sélection (cf. tab. 4.6, lignes 1 et 2), cet excès est dû principalement aux interactions $\gamma\gamma$ hadroniques et leptoniques de très basse masse, à cause de la coupure en masse invariante imposée au niveau générateur dans la simulation MC; ces événements aussi, toutefois, sont rejetés dans l'analyse par $M_{vis} > 12 \text{ GeV}$.

Une grande composante de l'excès originel, par contre, ne s'explique pas ainsi; avant la coupure en acoplanarité, il y a encore environ 250 événements de plus dans les données que dans la prédiction des Monte Carlo, dont environ 90 (160) dans la sélection avec un muon (électron) identifié (cf. tab. 4.6, lignes 5a et 5b). Par l'étude de certaines distributions à ce stade de la sélection, comme celles dans les figures 4.2.a et 4.3.a, deux composantes de cet excès résiduel ont été identifiées, séparément dans les sélections avec muons ou électrons.

La figure 4.2.a montre la distribution de l'angle polaire du muon identifié; il y a un bon

		$N_{e^+e^-}^{MC}$	$N_{\mu^+\mu^-}^{MC}$	$N_{\tau^+\tau^-}^{MC}$	$N_{e^+e^-\ell^+\ell^-}^{MC}$	$N_{e^+e^-\text{had}}^{MC}$	$N_{\ell^+\ell^-\nu_\ell\nu_{\ell'}}^{MC}$	$N_{q\bar{q}}^{MC}$	N_{bkg}^{MC}	N^{DATA}	$\epsilon_{WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu}^{MC}$
1	CLASS 11	4586	118	104	2515	696	0.82	43	8063	8816	94.2%
2	Multiplicité	4580	118	100	2514	427	0.82	25	7765	8353	94.2%
3	M_{vis}	4562	117	98	583	166	0.19	23	5549	5827	91.3%
4	ℓ -ID	4256	115	33	513	5.9	0.17	2.5	4926	5190	83.4%
5	jets 1,2(,3)	3665	90	14.5	450	—	0.15	—	4219	4470	80.4%
5a	(μ seuls)	—	90	7.2	244	—	0.07	—	341	429	41.2%
5b	(e seuls)	3665	—	7.3	206	—	0.08	—	3878	4041	39.1%
5a'	(μ ; “corrigé”)	—	89	5.0	233	—	0.07	—	327	336	40.7%
5b'	(e ; “corrigé”)	3807	—	7.3	206	—	0.08	—	4020	4041	39.1%
6	Acoplanarité	24 (46)	2.2	0.86	142	—	0.15	—	169	159	75.6%
7	E_{12}	7.0 (7.0)	0.19	0.41	42.3	—	0.15	—	50	41	74.4%
8	$\not{p}_T$	2.1 (2.1)	0.10	0.40	2.0	—	0.14	—	4.7	7	73.9%
9	Acoll. & $\not{p}_T^{out}$	0.8 (0.8)	0.10	0.05	0.98	—	0.14	—	2.0	7	72.9%
10	E_{jet1}	— (—)	0.03	0.04	0.13	—	0.12	—	0.32	6	66.9%

TAB. 4.6 — Comparaison entre le nombre d’événements observés dans les données et le total (normalisé à la luminosité collectée) prédit par les MC des bruits de fond, à différents stades de la première sélection $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$. L’efficacité de sélection du signal est aussi indiquée. Les lignes 5a et 5b, en caractères obliques, indiquent les contributions partielles des événements avec un e ou un μ identifié aux valeurs de la ligne 5. La ligne 5a’, en caractères italiques, contient les événements de la ligne 5a après la soustraction du lot riche en rayons cosmiques (cf. fig. 4.2.b). La ligne 5b’, en caractères italiques, contient les événements de la ligne 5b, si le nouveau lot Bhabha est aussi pris en compte; dans les lignes 6–10, la prédiction pour les Bhabhas si les deux lots sont pris en compte est portée entre parenthèses.

accord entre données et MC, sauf pour un excès dans les données qui se concentre autour des directions proches à la verticale. L’excès dans la même distribution devient beaucoup plus évident (cf. fig. 4.2.b) si on se restreint à des événements d’acollinéarité supérieure à 170° et de masse invariante inférieure à 130 GeV (c’est à dire, non pas aussi élevée que dans les annihilations $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ non radiatives); avec ces contraintes supplémentaires, on observe 93 événements dans les données contre une prédiction MC de 13 dans $|\cos\theta_\mu| < 0.75$. Ces événements ayant des impulsions manquantes transverses généralement très petites, l’excès est interprété comme dû au passage de rayons cosmiques de quelques GeV dans le détecteur; puisque les événements cosmiques sont de plus très coplanaires, on peut estimer qu’ils constituent un bruit de fond tout à fait négligeable, sans devoir procéder à leur simulation. L’accord entre les nombres d’événements observé dans les données et prédit par le MC devient assez satisfaisant si on enlève ce lot riche

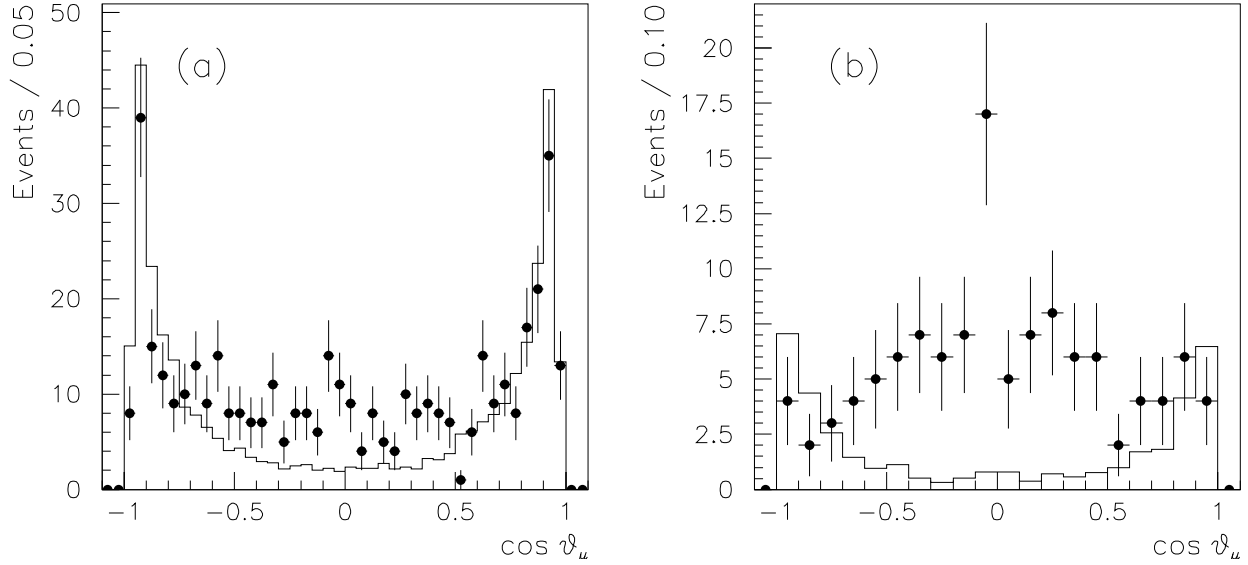


FIG. 4.2 – Distribution de $\cos \theta_\mu$, pour les données (croix) et les Monte Carlo des bruits de fond (ligne), dans les événements avec un muon identifié: (a) avant la coupure en acoplanarité; (b) avec les contraintes supplémentaires de masse invariante < 130 GeV et acollinéarité $> 170^\circ$. Dans (b), la plage $|\cos \theta_\mu| < 0.75$ constitue un lot riche de rayons cosmiques.

en rayons cosmiques (cf. tab. 4.6, ligne 5a'), qui seraient de toute façon éliminés par les coupures sur l'acoplanarité et sur l'impulsion transverse manquante.

La figure 4.3.a montre la distribution de la masse invariante visible pour tous événements avec un électron identifié, à ce stade de la sélection; l'accord entre données (croix) et MC (ligne continue) est bon dans la queue des interactions $\gamma-\gamma$ jusqu'à $M_{\text{vis}} \lesssim 25$ GeV et dans le pic des Bhabhas non-radiatifs à partir de $M_{\text{vis}} \gtrsim 120$ GeV, mais il y a un excès dans les données dans la région intermédiaire de masse invariante, notamment autour du pic du Z. Le soupçon que l'excès soit dû au retour radiatif au pic du Z est confirmé par l'observation que, dans la plupart de ces événements en excès, l'impulsion manquante peut être expliquée par la fuite d'un photon d'ISR de 50–60 GeV dans la direction du faisceau, tandis que l'acollinéarité entre les deux jets est typiquement 120° – 130° . En fait, le désaccord entre les données et le Monte Carlo a permis de s'apercevoir que, pour accélérer la génération du MC (qui dévient de plus en plus lente dès que l'on accepte des événements très différents des Bhabhas collinéaires à petits angles), une coupure sur l'acollinéarité ($> 150^\circ$) avait été appliquée lors de la production de ces événements. La figure 4.3.b montre la distribution de la masse invariante visible, pour les seuls événements avec acollinéarité $> 150^\circ$; l'excès des données est encore plus évident que dans la figure 4.3.a par rapport au Monte Carlo.

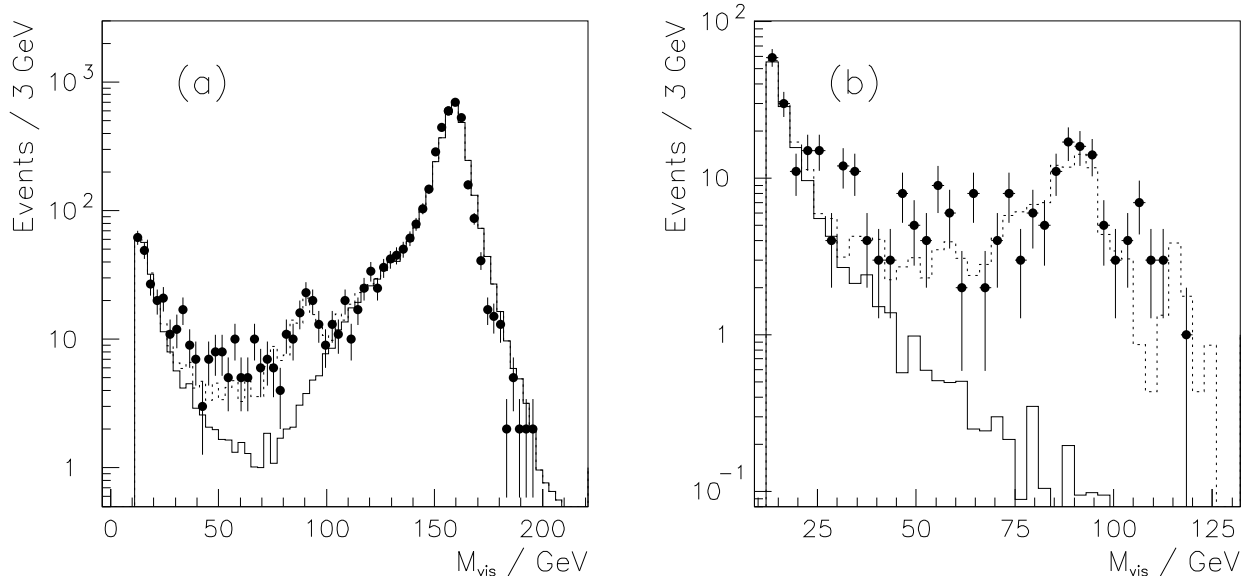


FIG. 4.3 – Distribution de la masse invariante visible, pour les données (croix) et les Monte Carlo des bruits de fond (ligne continue), dans les événements avec un électron identifié: (a) avant la coupe en acoplanarité; (b) avec la contrainte supplémentaire d'acollinéarité $< 150^\circ$. Les lignes en pointillé représentent la prédiction MC si au lot Bhabha généré avec la coupe en acollinéarité on ajoute les événements du lot Bhabha complémentaire.

Les événements Bhabha radiatifs devraient toutefois constituer un bruit de fond négligeable pour la sélection $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$, parce que ils partagent la plupart des propriétés des Bhabhas non-radiatifs (notamment, ils sont coplanaires et dépourvus de $\vec{p}_T$), qui constituent eux-mêmes un bruit de fond négligeable. Pour s'en assurer, un nouveau lot d'événements Bhabha (correspondant à une luminosité d'environ 26 pb^{-1}) a été généré à l'aide de *UBAB02*, avec une coupe en acollinéarité beaucoup plus lâche ($> 10^\circ$); seuls les événements complémentaires au lot original (c'est à dire, d'acollinéarité $< 150^\circ$) ont ensuite été passés à travers le programme de simulation détaillée du détecteur. Si l'on ajoute ces événements au lot original, on trouve un bien meilleur accord dans la distribution de masse invariante (cf. les lignes en pointillé dans les figures 4.3.a et 4.3.b).

Dans la table 4.6, après la coupe en acoplanarité (lignes 6–10), la prédiction MC pour les Bhabhas est corrigée par l'inclusion du nouveau lot (cf. les chiffres entre parenthèses). Aucun événement Bhabha n'est sélectionné après toutes les coupures appliquées, dans le nouveau lot; ceci est vrai aussi pour l'autre procédure de sélection considérée. Puisque la taille du nouveau lot Bhabha est très limitée (moins que trois fois la luminosité des données), toutefois, les erreurs statistique MC correspondantes sont très élevées; pour cette raison, un troisième lot d'événements Bhabha, correspondant à une luminosité 20 fois plus importante que celle des données, a

été utilisé. Pour des raisons de temps, ces événements ont été générés avec des coupures relativement strictes sur l'acceptance angulaire et sur l'acollinéarité ($> 30^\circ$)¹; de plus, une simulation rapide de tous ces événements a été effectuée en lieu de la simulation détaillée habituelle. La prédiction de cette génération MC pour le nombre total d'événements observés avant la coupure en acoplanarité est en bon accord avec les données (4088 vs. 4041). Aucun événement de ce lot Bhabha n'est sélectionné, après toutes les coupures appliquées, par la première analyse; pour la deuxième sélection, bruit de fond résiduel prédit par ce lot est en accord avec la prédiction du MC original complètement simulé. Les limites de confiance statistiques correspondantes ne sont pas prises comme erreurs systématiques supplémentaires, parce que une erreur statistique du même ordre est déjà prise en compte dans la soustraction du bruit de fond Bhabha à la deuxième sélection.

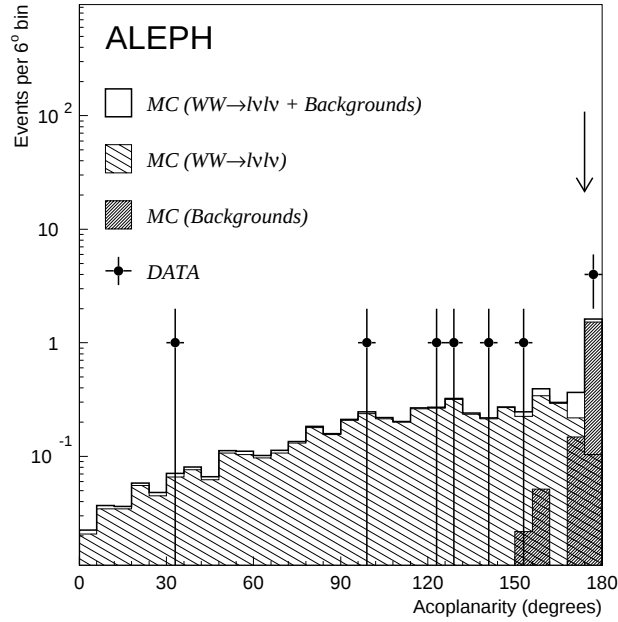


FIG. 4.4 – *Distribution en acoplanarité pour la première analyse. Les événements utilisés pour cette figure sont tous sélectionnés par toutes les coupures, sauf au plus celle sur l'acoplanarité (indiquée par une flèche).*

Dès que la coupure en acoplanarité est appliquée, tous ces problèmes disparaissent. Dans la sélection avec les électrons, aussi bien que dans celle avec les muons, l'accord entre données et Monte Carlo des distributions plus importantes devient assez satisfaisant, dans leur forme et normalisation. L'effet de la coupure en acoplanarité est représenté dans la figure 4.4.

1. Pour donner une idée du temps demandé: dans la génération originale (acollinéarité $> 150^\circ$), on a besoin d'environ 0.5 secondes par événement générée; pour le lot d'acollinéarité $> 30^\circ$, d'environ 5 secondes par événement; pour le lot d'acollinéarité $> 10^\circ$, de plus de 40 secondes par événement! Le temps total dépensé pour ces générations est donc d'environ 45 heures, 250 heures, et plus de 600 heures respectivement.

4.4 Erreurs systématiques.

4.4.1 Erreurs dues à la simulation MC du signal et à la correction *CC03*.

Erreurs statistiques MC.

Les lots Monte Carlo utilisés dans le calcul de la section efficace 4.1 sont les deux lots (*CC03* et *4f*) générés avec *KRLW02* pour $M_W = 80.25$ GeV, chacun de 10000 événements WW. Pour réduire au minimum les erreurs statistiques dues à la soustraction des diagrammes *4f*, les sections efficaces correspondantes (avant toutes coupures expérimentales) ont été calculées séparément, sur une statistique très élevée d'événements *pondérés* [86]. Tenant compte des erreurs statistiques tant sur les sections efficaces MC que sur les efficacités de sélection MC, aussi bien *CC03* que *4f*, l'erreur systématique correspondant sur la section efficace mesurée s'élève à ± 12 fb; cette erreur et ses différentes composantes sont toutes portées dans la table 4.5.

Dépendance de $\sigma_{CC03}^{\text{mes}}$ sur M_W^{MC} , sur le générateur MC et sur la correction *CC03*.

Comme déjà décrit dans la section 3.3, d'autres lots d'événements Monte Carlo ont été générés, en plus des lots utilisés pour le calcul de la valeur centrale de la section efficace: des lots générés avec *KRLW02* (*CC03* et *4f*) pour $M_W = 79.75$ GeV (a) et $M_W = 80.75$ GeV (b), et un lot *4f* généré avec *EXCA02* pour $M_W = 80.25$ GeV (c). Les sections efficaces MC et les efficacités de sélection pour ces lots sont portées dans les tables 4.7 (a), (b) et (c), respectivement, analogues à la table 4.5. Dans la table (c), en l'absence d'un lot MC *CC03* généré avec *EXCA02*, l'efficacité de sélection *CC03* utilisée dans le calcul est celle obtenue avec *KRLW02*; la section efficace MC *CC03* a toutefois été calculée à l'aide de *EXCA02*.

Dans le lot de référence et tous ceux de contrôle, la différence entre les sections efficaces *4f* et *CC03* après coupures est de l'ordre d'une dizaine de fb au plus, et toujours positive; les tables indiquent les résultats obtenus avec la correction *CC03* additive (cf. formule 2.33) aussi bien qu'avec la correction multiplicative (cf. formule 2.34). Toutes les sections efficaces *CC03* mesurées sont en accord avec la valeur de référence, à l'intérieur des incertitudes dues à la statistique des lots MC utilisés, sauf le résultat du lot (b). Cette différence étant relativement petite (1.3 sigma), elle est interprétée comme une fluctuation statistique. Puisque l'erreur statistique MC dans le calcul de la valeur centrale est déjà prise en compte parmi les incertitudes systématiques sur $\sigma_{CC03}(W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu})$, aucune erreur systématique additionnelle n'est attribuée à la dépendance de la section efficace sur les valeurs de M_W ou les générateurs utilisés pour le Monte Carlo du signal.

Il faut préciser que les sections efficaces données pour *KRLW02* pour $M_W = 80.25, 79.75$ et 80.75 GeV ont été calculées dans le schéma de propagateurs bosoniques avec largeurs fixes: dans

	(a)		(b)		(c)	
Générateur(s)	<i>KRLW02</i>	<i>KRLW02</i>	<i>KRLW02</i>	<i>KRLW02</i>	<i>EXCA02</i> ^(*) <i>KRLW02</i> ^(**)	<i>EXCA02</i>
Diagrammes	<i>CC03</i>	<i>4f</i>	<i>CC03</i>	<i>4f</i>	<i>CC03</i>	<i>4f</i>
M_W [GeV]	79.750	79.750	80.750	80.750	80.250	80.250
σ^{MC} [fb] (MC cuts)	488.1±3.8	560.1±10.5	277.3±2.5	339.6±4.8	372.0±1.2 ^(*)	503.4±0.9
ϵ [%] (Sélection 1)	66.9±1.5	58.1±1.5	62.9±1.5	51.4±1.4	66.9±1.5 ^(**)	49.1±1.5
ϵ [%] (Sélection 2)	65.7±1.5	56.0±1.5	62.7±1.5	52.8±1.4	62.7±1.5 ^(**)	49.2±1.5
ϵ [%] (Sél. inclusive)	74.3±1.3	65.6±1.4	71.6±1.4	60.4±1.4	74.0±1.4 ^(**)	55.7±1.5
$\epsilon \times \sigma^{MC}$ [fb] (Sél. incl.)	363±7	367±10	199±4	205±6	275±6	280±8
σ_{CC03}^{mes} [fb] (corr. mult.)	676±20		688±20		675±18	
σ_{CC03}^{mes} [fb] (corr. add.)	678±15		701±12		681±12	

TAB. 4.7 – Efficacités de sélection *CC03* et *4f* dans le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$, pour les deux analyses et leur combinaison inclusive. Pour chaque lot Monte Carlo (chacun de 10000 événements *WW*), la valeur de M_W utilisée dans le calcul est indiquée, aussi bien que la section efficace correspondante avant et après les coupures expérimentales. Les erreurs proviennent seulement de la statistique MC. Les sections efficaces mesurées sont aussi indiquées, calculées avec les corrections additive et multiplicative.

le schéma avec largeurs variables, les mêmes sections efficaces correspondent approximativement à trois masses de 80.278, 79.777 et 80.779 GeV respectivement. En d'autres termes, les sections efficaces indiquées diffèrent, par 1.6% à peu près, de celles calculées dans le schéma avec largeurs variables pour trois masses de 80.25, 79.75 et 80.75 GeV. Puisque ceci est vrai aussi bien pour les sections efficaces *CC03* que pour celles *4f*, aucun effet systématique additionnel n'est engendré dans la soustraction des diagrammes *4f*, d'autant plus qu'aucune variation de la section efficace mesurée avec M_W n'est observée. Pour ce qui concerne les efficacités, ϵ_{4f} a été calculée sur un lot généré avec largeurs fixes, ϵ_{CC03} avec largeurs variables; nous allons négliger cette différence.

Nous remarquons, enfin, que l'accord entre les résultats obtenus avec les corrections *CC03* additive et multiplicative est très satisfaisant, compte tenu des erreurs statistiques MC sur la mesure. Même si les deux corrections sont en principe assez différentes, en pratique le résultat est indépendant de la technique adoptée: ceci justifie le choix d'utiliser la correction *CC03* additive².

2. Cette remarque à propos des correction *CC03*, aussi bien que la remarque précédente sur le calcul des sections efficaces dans les schémas à largeurs fixe ou variable, s'appliquent dans la même façon aux mesures dans les autre canaux *WW*, décrites dans les deux prochains chapitres. Par ailleurs, le canal leptonique est celui où la différence des corrections *CC03* est la plus importante, parce que la section efficace mesurée est la plus éloignée de la valeur attendue (cf. eq. 2.35).

Autres effets systématiques dûs aux MC.

Aucune erreur systématique intrinsèque aux générateurs utilisés n'a été attribuée d'autant qu'aucune différence n'est observée entre les sections efficaces mesurées avec *KRLW02* et *EXCA02*. Pour ce qui concerne le calcul des sections efficaces, il n'est utilisé que dans la soustraction des diagrammes $4f$: on ne doit donc considérer que la précision *relative* dans les calculs *CC03* et $4f$ par chaque générateur, qui est sûrement inférieure à la précision intrinsèque absolue (de l'ordre de 1–2% pour *KRLW02* et *EXCA02*). Pour ce qui concerne l'incertitude sur l'estimation des efficacités, nous estimons qu'elle soit inférieure à l'erreur de 2% dû à la statistique MC.

Parmi les effets systématiques sur le calcul des efficacités MC, il faut mentionner qu'un *bogue* a été découvert [111] dans *KRLW02* dans la désintégration des leptons τ provenant d'une désintégration $W \rightarrow \tau\nu$: le vecteur polarisation de ces τ n'étant pas dans la bonne direction, l'énergie moyenne des particules *visibles* issues de ses désintégrations était surestimée par +0.6 GeV (+5.2 GeV dans $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$; -1.3 GeV dans $\tau \rightarrow e\nu_\tau\nu_e, \mu\nu_\tau\nu_\mu$; +1.1 GeV pour les autres canaux de désintégration). Les efficacités de sélection $\ell\nu\ell\nu$, par rapport à celles calculées avant la correction de ce *bogue* (qui concerne 5/9 du total des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$), ont augmenté de +0.4% en moyenne.

4.4.2 Effets systématiques dûs au détecteur.

Puisque les événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ sont sélectionnés si ils sont acceptés par l'une ou l'autre de deux analyses indépendantes, les effets systématiques dûs aux coupures expérimentales sont généralement moins importants pour cette sélection inclusive que pour chaque analyse individuelle. Ainsi, par exemple, on peut négliger les erreurs systématiques dues à l'identification des leptons (estimés en 2% dans la section 5.4.2), parce que ces effets ne sont importants que dans les événements sélectionnés seulement par la première analyse, qui constituent approximativement 14% du total des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ acceptés.

Par contre, il est important d'étudier les effets systématiques relatifs aux coupures communes entre les deux analyses. Le plus important de ces effets est engendré par le veto contre la ISR et contre les électrons *tagged* des événements $\gamma - \gamma$: cette coupure est très sensible au bruit engendré par les particules du faisceau et au bruit électronique dans le détecteur, qui peuvent se superposer aux événements du signal et déterminer leur rejet. Ces sources de bruit ont été étudiées dans les événements déclenchés de façon aléatoire (*random triggers*) pendant la prise de données à 161 GeV. Dans environ 4% de ces événements, l'énergie déposée dans le détecteur dans un cône de 12° (E_{12}) est supérieure à zéro (et peut s'élever à quelques dizaines de GeV, cf. fig. 4.5a); la perte d'efficacité correspondante, qui concerne aussi bien le signal que le bruits

de fond, est prise en compte par une correction dans le nombre d'événements observés,

$$N^{\text{obs}} \rightarrow \frac{N^{\text{obs}}}{0.96}. \quad (4.2)$$

Pour ce qui concerne les dépôts d'énergie à grands angles polaires, dans 1.5% des *random triggers* il y a un dépôt dans ECAL d'énergie supérieure à 350 MeV, seuil de rejet dans l'algorithme d'*energy-flow*. Même si l'énergie de ces dépôts est généralement inférieure à 1 GeV (cf. fig. 4.5b) et donc insuffisante pour motiver le rejet des événements par les vetos aux particules neutres isolées, ce bruit dans le détecteur peut introduire trop de jets dans la topologie des événements, aussi bien que modifier des variables globales comme l'impulsion transverse; une erreur systématique de $\pm 1.5\%$ est donc attribuée à l'estimation des efficacités de sélection, de façon très conservatrice.

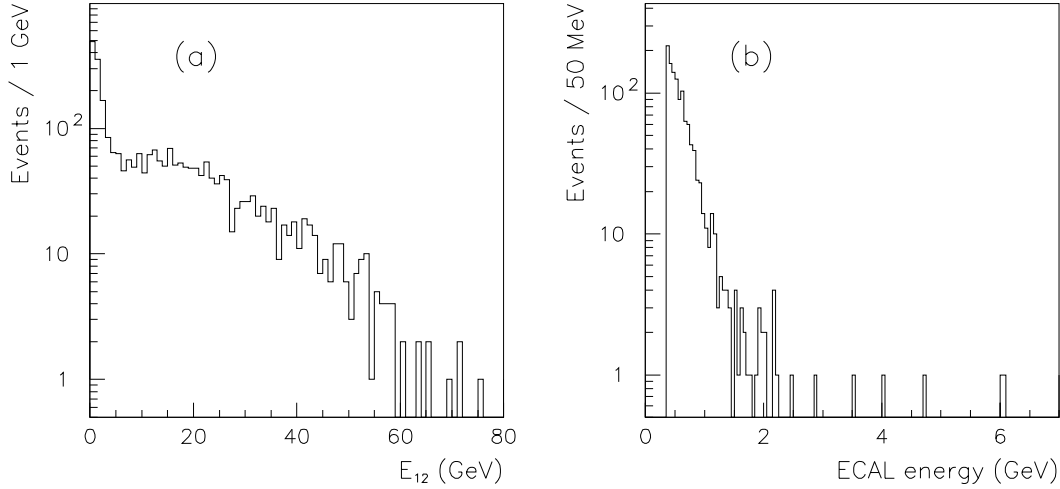


FIG. 4.5 – *Activité observée dans le détecteur dans les environ 75000 random triggers: (a) énergie déposée dans un cône de 12° (E_{12}), dans SICAL, LCAL ou ECAL; (b) énergie des autres dépôts dans ECAL.*

4.4.3 Erreurs dues à la simulation Monte Carlo du bruit de fond.

Erreurs statistiques MC.

L'erreur statistique sur les bruits de fond physiques à soustraire, résumés dans la table 4.3, s'élève à ± 13 fb. Compte tenu de l'efficacité de sélection *CC03* du signal, celle-ci engendre une erreur de ± 18 fb sur la section efficace $\sigma_{CC03}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$ mesurée.

Soustraction du bruit de fond à 4 fermions d'autre nature que WW .

Parmi les processus avec quatre fermions dans l'état final qui ne peuvent pas être atteints dans une double désintégration WW , deux topologies sont importantes comme bruits de fond aux événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$: les événements $\gamma-\gamma$ leptoniques *untagged* où seuls les leptons provenant de l'interaction dure entre les deux photons sont visibles dans le détecteur, et les événements $\ell^+\ell^-\nu\ell'\bar{\nu}$ avec $\ell \neq \ell'$, le cas $\ell = \ell'$ étant un des signaux possibles. Le bruit de fond $\gamma-\gamma$ leptonique est simulé à l'aide du générateur *PHOTO2*, qui effectue le calcul QED complet au premier ordre pour ce processus; l'erreur systématique résiduelle est estimée bien inférieure à la marge d'incertitude de 40% permise par l'erreur statistique MC. Les paragraphes suivants se concentreront donc sur les événements $\ell^+\ell^-\nu\ell'\bar{\nu}$.

Les diagrammes plus importantes intervenant dans le processus $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\ell'\bar{\nu}$ sont portées dans la figure 4.6. La soustraction de ce bruit de fond a été calculée à l'aide de *FERMISV*: le choix dérive du bon accord relevé entre ses prédictions et les données dans d'autres études effectués dans *ALEPH* [112]. Ce générateur effectue le calcul complète au premier ordre de tous les diagrammes électrofaibles pour les interactions de courant neutre, à condition qu'aucun des quatre fermions dans l'état final ne soit collinéaire au faisceau. En particulier, le calcul tient compte des diagrammes “ ZZ ” (a) et des diagrammes d'annihilation (b), aussi bien que des diagrammes “ Zee ” (c) pour les états finaux contenant deux électrons; cependant, aucun diagramme de courant chargé (d,e,f) n'est présent. Les sections efficaces résiduelles estimées par *FERMISV*, portées dans la table 4.3, s'élèvent à 6.9 fb pour $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$, $\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ et 6.4 fb pour $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu\bar{\nu}$.

Par comparaison, un lot d'événements complètement reconstruits générés avec *PYTHIA* a été utilisé pour estimer les mêmes bruits de fond. La particularité de ce programme est qu'il ne contient que les diagrammes du type ZZ , ou, séparément, du type Zee . Dans le cas $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$, la section efficace résiduelle estimée par le calcul ZZ de *PYTHIA* est 70% plus grande que dans *FERMISV*; une différence du même ordre est observée parmi la somme des contributions ZZ et Zee de *PYTHIA* et le calcul de *FERMISV* pour $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\nu\bar{\nu}$. Une erreur systématique de 70% (soit ± 9.3 fb) est donc attribuée à la soustraction de ces bruits de fond.

Un dernier contrôle a été effectué à l'aide de *EXCA02*, où il est possible d'allumer et éteindre à loisir les diagrammes: au niveau générateur, plusieurs sections efficaces ont été calculées pour le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e$, à l'intérieur de l'acceptance géométrique du détecteur, et comparées à celle “exacte” obtenue avec tous les diagrammes activés (19 au total pour le cas considéré, dont 4 du type (a), 6 du type (b) et 9 de courant chargé). Si tous les diagrammes sont activés sauf ceux de courant chargé, comme dans *FERMISV*, la section efficace varie entre 70% et 85% de celle exacte, selon les coupures appliquées; une erreur systématique additionnelle de 30% (soit approximativement ± 2.1 fb) est donc attribué à l'absence des diagrammes de courant chargé

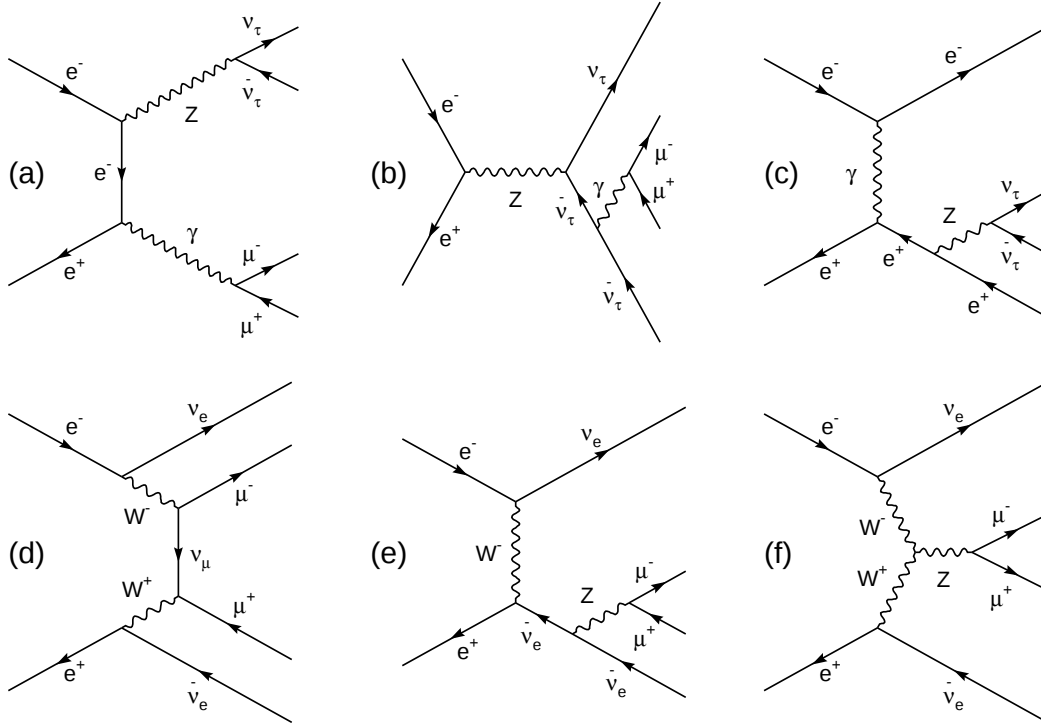


FIG. 4.6 – Certains des diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$. Diagrammes de courant neutre: (a) conversion, ou “ZZ”; (b) annihilation; (c) bremsstrahlung, ou “Zee”. Diagrammes de courant chargé: (d) multi-périphérique; (e) bremsstrahlung; (f) non-abelien.

dans $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_e\bar{\nu}_e, \tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$. Une section efficace du même ordre de grandeur est obtenue si les seuls diagrammes de type ZZ (a) sont activés, comme dans *PYTHIA*; ceci indique que la différence de 70% parmi les résultats de *FERMISV* et de *PYTHIA* n’est pas imputable à l’absence ou présence de certains diagrammes et justifie qu’elle soit prise comme erreur systématique.

La somme des deux contributions indiquées donne 9.5 fb. Compte tenu de l’efficacité de sélection *CC03* du signal, l’erreur systématique sur la section efficace $\sigma_{CC03}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$ due à la soustraction du bruit de fond $\ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ s’élève à 13 fb.

4.4.4 Résumé des erreurs systématiques.

L’erreur systématique total s’élève à ± 29 fb. Ses différentes contributions sont résumées dans la table 4.8.

Source	Erreur
Statistique MC — bruits de fond	± 18 fb
<i>FERMISV/PYTHIA/EXCALIBUR</i> — bruits de fond $\ell^+\ell^-\nu_{\ell'}\bar{\nu}_{\ell'}$	± 13 fb
Statistique MC — signal	± 12 fb
Dépôts en ECAL dans les <i>random triggers</i> (1.5%)*	± 11 fb
Luminosité (0.7%)*	± 5 fb
Total	± 28 fb

TAB. 4.8 — *Erreurs systématiques sur la mesure de $\sigma_{CC03}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$. Celles marquées par une étoile sont proportionnels à la section efficace mesurée; le total est toutefois dominé par les autres contributions, purement additives.*

En résumé, la section efficace WW leptonique s'élève à

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu) = \left(0.68_{-0.26}^{+0.34}(\text{stat.}) \pm 0.03(\text{syst.})\right) \text{ pb.} \quad (4.3)$$

Chapitre 5

Mesure de σ_{WW} dans le canal semi-leptonique ($W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q}$).

Les événements semi-leptoniques représentent 44% du total des désintégrations WW ; ils sont caractérisés par un lepton énergétique d'impulsion typique 40 GeV, énergie manquante et impulsion manquante transverse élevées à cause du neutrino non détecté, et deux jets hadroniques d'énergie elle aussi proche à 40 GeV. Dans un tiers des cas, quand le lepton est un τ , de l'énergie et de l'impulsion additionnelles sont perdues dans la direction du τ , car d'autres neutrinos sont produits dans sa désintégration. Dans tous les canaux, le lepton (ou le jet mince regroupant les produits de désintégration du τ primaire éventuel) et l'impulsion manquante se dirigent approximativement dans deux sens opposés, à cause de la vitesse limitée des W au seuil. Il en est de même pour les deux jets hadroniques, qui d'ailleurs sont généralement bien séparés du lepton.

Trois procédures de sélection pour le canal $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q}$ sont présentées dans ce chapitre. La première, développée pour un étude de faisabilité [44] de la mesure de la masse du W au seuil, recherche la plus énergétique des traces identifiées comme e ou μ , puis elle applique des coupures sur les propriétés de ce lepton et de l'événement. Dans la deuxième analyse [113], le lepton est d'abord sélectionné parmi les traces de direction opposée à l'impulsion transverse, et identifié par des critères assez lâches; une meilleure séparation du signal du bruit de fond est ensuite effectuée à l'aide d'une variable discriminante, construite à partir de plusieurs propriétés observables de l'événement. L'une et l'autre de ces sélections, optimisées pour le désintégrations du W en e ou μ , aboutissent à une efficacité assez limitée dans le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q \bar{q}$. La troisième analyse [108], au contraire, a été développée spécifiquement pour le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q \bar{q}$; ces événements sont sélectionnées grâce à leurs propriétés globales ou bien à leur topologie. La section efficace a été finalement obtenue par combinaison de la deuxième et de la troisième analyse.

5.1 Sélection de désintégrations semi-leptoniques avec $e^\pm$ ou $\mu^\pm$: une approche simple.

La première analyse [44] consiste dans une série limitée de simples coupures. La présélection *online* dite de *CLASS 16* est d'abord appliquée: au moins 5 bonnes traces chargées sont demandées, dans la plage d'angle polaire $|\cos\theta| < 0.95$, et d'énergie totale supérieure à $0.1\sqrt{s}$. Une coupure plus stricte sur le nombre de bonnes traces chargées (6 au minimum) est ensuite imposée. Ceci sépare le canal WW semi-leptonique du canal doublement leptonique et rejette la plupart des di-leptons. La masse invariante de tous objets *energy-flow* doit être supérieure à 12 GeV, ce qui est efficace contre les interactions $\gamma-\gamma$ et les événements à quatre fermions d'autre nature que les WW . Le bruit de fond des événements $\gamma-\gamma$ *untagged* est davantage réduit par la demande que l'impulsion transverse manquante soit supérieure à 12 GeV.

Au moins une bonne trace chargée doit satisfaire aux critères standard d'*ALEPH* pour l'identification des électrons ou muons; si plusieurs particules sont identifiées comme leptons, seule la plus énergétique est considérée dans la suite. Pour assurer une bonne identification du lepton, son énergie doit être supérieure à 3 GeV et son angle polaire θ_ℓ doit se situer dans la plage $|\cos(\theta_\ell)| < 0.96$. Le bruit de fond le plus important, à ce stade de la sélection, est constitué par les événements $q\bar{q}$ avec leptons provenant des désintégrations des quarks lourds ou des conversions de photons dans le détecteur; ce bruit de fond est réduit par la demande que l'énergie du lepton soit supérieure à 22 GeV. Pour tenir compte de la radiation d'état final et du *bremsstrahlung* dans le détecteur, l'impulsion de tous les photons identifiés dans un cône de 2° autour de la trace du lepton à l'origine est ajouté à celle du lepton avant les coupures en énergie. Il est aussi demandé que l'énergie du lepton soit inférieure à 60 GeV, ce qui est efficace contre les interactions $\gamma-\gamma$ hadroniques *tagged* résiduelles. L'effet marginale des coupures en énergie est montré dans la figure 5.1a.

Des coupures sont ensuite appliquées sur l'isolation du lepton (cf. fig. 5.1b), définie comme le plus petit angle entre le lepton et une autre bonne trace chargée; il est demandé qu'elle soit supérieure à 7° pour réduire le bruit de fond $q\bar{q}$ (dans lequel le lepton se trouve au milieu d'un jet hadronique), et qu'elle soit inférieure à 110° pour rejeter les événements $\tau^+\tau^-$ résiduels.

Le lepton et les éventuels photons collinéaires sont ensuite enlevés de l'événement: il est demandé que l'énergie totale des autres particules *energy-flow*, qui représentent le système issu du W se désintégrant en hadrons, soit inférieure à 105 GeV, ce qui est efficace contre le bruit de fond $q\bar{q}$ résiduel. Pour rejeter les événements $q\bar{q}$ radiatifs avec un photon d'ISR détecté, enfin, aucun événement n'est accepté qui ait un photon identifié dans le ECAL d'au moins 10 GeV et isolé de plus de 15° par rapport à toutes les bonnes traces chargées, ou bien qui ait un dépôt d'au moins 10 GeV dans le SICAL ou le LCAL.

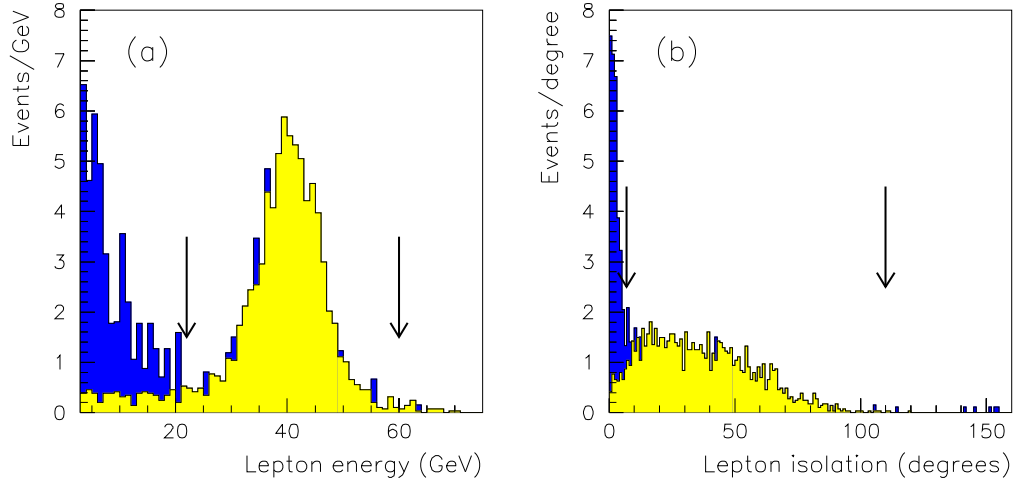


FIG. 5.1 – Distributions utilisées dans la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q \bar{q}$, pour la somme du signal (en claire) et du bruit de fond $q \bar{q}$ (en sombre): (a) énergie du lepton (y compris les photons identifiés dans un cône de 2°); (b) isolation du lepton. Les histogrammes, normalisés à 100 pb^{-1} , contiennent les événements acceptés par toutes les coupures, sauf au plus celle sur la variable en question; cette coupure est indiquée par une flèche.

Par cette sélection, une efficacité globale de 53% est achevée sur les désintégrations WW semi-leptoniques; dans les trois canaux individuels, les efficacités s'élèvent à 76% ($e^\pm$), 80% ($\mu^\pm$) et 5% ($\tau^\pm$). Le bruit de fond résiduel se compose en majorité d'événements $q \bar{q}$ avec quelques événements ZZ^* et Zee ; sa section efficace après toutes coupures s'élève à 73 fb, ce qui correspond à une pureté attendue de 92% sur l'ensemble des trois canaux.

5.2 Sélection de désintégrations semi-leptoniques avec $e^\pm$ ou $\mu^\pm$: une méthode multi-dimensionnelle.

Dans la deuxième analyse [113], une présélection est d'abord effectuée, basée sur le principe que le lepton peut être identifié comme la trace avec l'impulsion la plus élevée dans la direction opposée à l'impulsion manquante. Cette propriété se révèle très importante pour rejeter le bruit de fond principal, celui dû aux événements $q \bar{q}$ avec un lepton énergétique provenant de la désintégration d'un quark lourd (b ou c); pour ces événements, l'impulsion manquante est généralement parallèle au lepton, car neutrino et lepton proviennent de la désintégration du même hadron. Une technique discriminante multi-dimensionnelle est ensuite appliquée pour obtenir une meilleur séparation du signal du bruit de fond dans le lot d'événements présélectionnés.

5.2.1 Présélection.

Dans la présélection, les coupures de *CLASS 16* sont d'abord appliquées, suivies par la demande supplémentaire que l'énergie totale des bonnes traces chargées soit supérieure à $0.12 \sqrt{s}$.

L'énergie-impulsion manquante ($\cancel{E}, \cancel{\vec{p}}$), calculée à partir de tous objets *energy-flow* dans l'événement, est ensuite utilisée pour séparer le signal du bruit de fond $q\bar{q}$ (cf. fig. 5.2): les coupures $\cancel{E} > 0$ et $\cancel{p} > 6$ GeV réduisent le bruit de fond $q\bar{q}$ non-radiatif, tandis que la coupure $\cancel{E} + 2 \cancel{p}_z < 150$ GeV rejette la plupart des événements $q\bar{q}\gamma$ radiatifs.

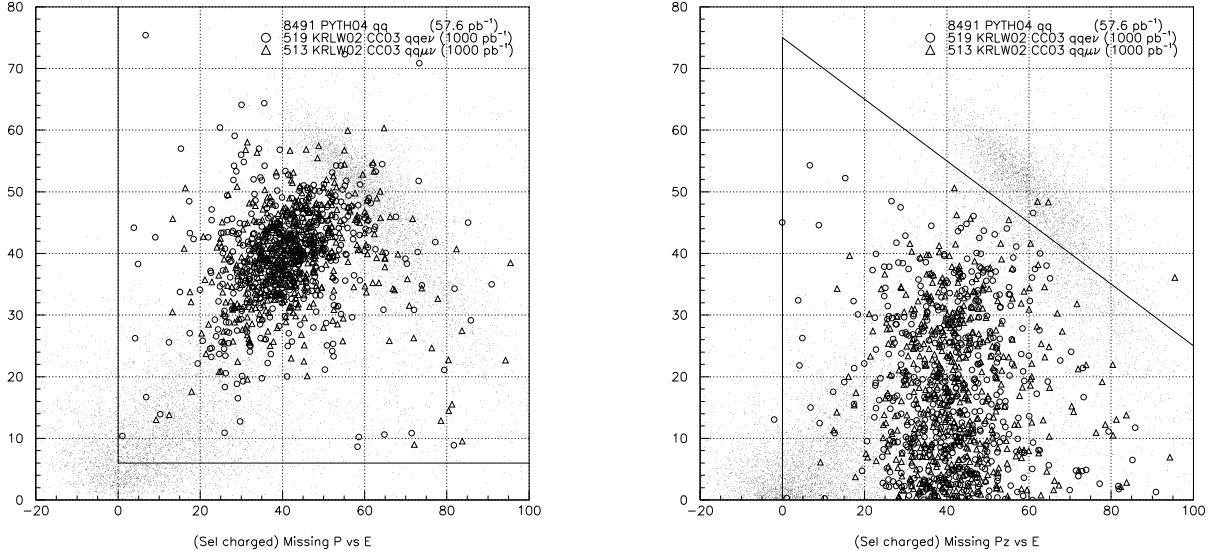


FIG. 5.2 – *Corrélations 2-D parmi différentes composantes de l'énergie-impulsion manquante pour le signal ($evq\bar{q}$ -cercles, $\mu\nu q\bar{q}$ -triangles) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (points). A gauche: $\cancel{p}$ vs. $\cancel{E}$. A droite: $\cancel{p}_z$ vs. $\cancel{E}$. Les coupures appliquées sont indiquées par les lignes continues en gris.*

Toutes les bonnes traces chargées d'impulsion supérieure à 1 GeV sont projetées dans la direction de l'impulsion transverse; la trace avec l'impulsion plus élevée dans le sens opposé à $\cancel{\vec{p}}$ est choisie comme candidat pour le lepton. Dans le signal, cette procédure permet d'identifier le lepton primaire, issu de la désintégration du W , dans 92% des cas pour le canal $evq\bar{q}$ et dans 95% des cas pour le canal $\mu\nu q\bar{q}$; la différence est dû à la perte d'énergie par FSR ou bremsstrahlung pour les électrons. En général, le lepton n'est pas correctement identifié si sa trace est mal reconstruite dans le détecteur, ou bien si sa direction est assez lointaine de celle de l'impulsion manquante. Dans le bruit de fond $q\bar{q}$, une trace de fragmentation au hasard est choisie, d'énergie généralement limitée. Des coupures assez lâches sur l'identification de ces traces

comme leptons, ou bien sur leur énergie, sont donc suffisantes à sélectionner un lot d'événements du signal d'excellente pureté. Pour identifier les électrons, l'estimateur du dE/dx dans la TPC est utilisé ($-3 < R_I < 4$), aussi bien que les estimateurs du profil des gerbes dans ECAL ($-3 < R_L < 4$ et $R_T > -8$, sauf si la trace se dirige dans une *crack* du calorimètre); pour les muons, l'identification standard par HCAL est utilisée, sauf si la trace se dirige dans une *crack* du calorimètre. Il est ensuite demandé que l'énergie de ces leptons soit supérieure à 15 GeV; pour tenir compte de la perte d'énergie par bremsstrahlung et FSR pour les électrons, l'énergie dans le ECAL (dans une région définie de façon appropriée autour du lepton) est utilisée en lieu de l'impulsion mesurée dans la TPC, si la différence entre les deux est supérieure à trois fois la résolution expérimentale attendue. Cette "recette" optimise la résolution sur l'énergie des électrons, auxquels elle permet d'associer des photons éventuels dans ECAL.

Toutes les particules *energy-flow*, sauf le lepton et les photons associés éventuels, sont ensuite groupées en deux jets par l'algorithme *DURHAM*; l'énergie-impulsion manquante est enfin recalculée.

L'efficacité de cette présélection s'élève à 90% pour les événements $e\nu q\bar{q}$ et 93% pour les événements $\mu\nu q\bar{q}$. La contamination par les bruits de fond du lot présélectionné reste toutefois importante: les sections efficaces résiduelles pour les bruits de fond, largement dominée par les événements $q\bar{q}$, s'élèvent à 1.8 pb et 1.0 pb dans les deux canaux, ce qui correspond à des puretés attendues pour ces lots d'à peu près 21% et 34%.

5.2.2 Discrimination multi-dimensionnelle.

Les événements Monte Carlo ainsi présélectionnés sont ensuite utilisés pour construire une variable discriminante P , représentant une approximation de la probabilité qu'un événement provienne du processus signal,

$$P(\vec{x}) \sim \frac{d\sigma_{WW}/d\vec{x}}{d\sigma_{WW}/d\vec{x} + d\sigma_{bkg}/d\vec{x}}, \quad (5.1)$$

les $d\sigma/d\vec{x}$ étant les sections efficaces différentielles sur l'espace multidimensionnel des variables considérées.

Digression: test de Neyman-Pearson et méthodes multidimensionnelles..

Une telle variable discriminante P constitue un cas particulier de variable de test de Neyman-Pearson (cf. [114], par exemple). Ceci constitue le test optimal pour toutes les situations où il faut discriminer parmi deux hypothèses dans un espace multidimensionnel: dans notre cas, les deux

hypothèses sont qu'un événement des données provienne du processus signal WW ou du bruit de fond. Le test de Neyman-Pearson consiste à utiliser comme variable discriminante le rapport des densités de probabilité pour les deux hypothèses, calculé au point de l'espace multidimensionnel qui correspond à l'événement à tester,

$$T_{\text{Neyman-Pearson}}(\vec{x}) = \frac{d\sigma_{WW}/d\vec{x}}{d\sigma_{bkg}/d\vec{x}}. \quad (5.2)$$

Dans le test de Neyman-Pearson, le choix entre les deux hypothèses, événement par événement, est effectué par une coupure sur la variable de test T , ou de façon équivalente sur la variable $P = 1/(1 + 1/T)$.

En pratique, le calcul des densités de probabilité pose beaucoup de problèmes. Si l'on veut inclure l'effet du détecteur et de la reconstruction, l'estimation des densités de probabilité dans l'espace multidimensionnel des variables mesurées nécessite de lots très grands d'événements Monte Carlo. En effet, il faut diviser l'espace en boîtes de dimensions suffisamment petites, de plus, le nombre d'événements MC nécessaires augmente exponentiellement avec le nombre de variables considérées. La méthode que nous décrirons ici pour le canal semi-leptonique n'utilise que 3 variables; les densités ont été estimées par une méthode de boîtes, sur des événements MC complètement reconstruits. Une méthode de ce type avait été essayé auparavant dans le canal hadronique [115]. Dans le cas hadronique, toutefois, 3 variables ne sont pas suffisantes à séparer efficacement le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ du bruit de fond QCD; dès que l'on passe en 5 ou 6 dimensions, la statistique disponible d'événements Monte Carlo complètement reconstruits devient vite insuffisante. Une alternative consiste à calculer les densités sur la simulation rapide d'une statistique très grande d'événements MC, plutôt que sur des lots restreints d'événements MC complètement reconstruits; cette approche a été utilisée dans une des méthodes employées pour la mesure de la section efficace WW hadronique (la méthode des poids, cf. sec. 6.2.2), avec des résultats excellents, à partir de 5 variables. Une approche tout à fait différent est constituée par les méthodes mettant en jeu des réseaux à neurones, comme celle décrite dans la section 6.2.5, qui utilise bien 9 variables; même si aucune méthode de boîtes n'est utilisée, la sortie du réseau a une interprétation précise en termes de densité d'événements dans l'espace multidimensionnelle, et représente en fait une estimation de la probabilité P ci-dessus (cf. eq. 6.26).

Plusieurs méthodes, donc, peuvent être utilisées en pratique pour *définir* une variable discriminante multidimensionnelle, certaines d'entre elles étant du type des variables de test T ou P de Neyman-Pearson, d'autres étant définies par des constructions tout à fait différentes (comme la "rareté" ou la variable discriminante linéaire décrites dans les sections 6.2.3 et 6.2.4). Dans tous les cas, un problème important consiste à s'assurer que l'*utilisation* de ces variables n'engendre aucun biais systématique. En pratique, si on est intéressé à sélectionner un lot d'événements de signal, une coupure doit être imposée sur la valeur de la variable de test choisie, ce qui rentre directement dans l'esprit du test de Neyman-Pearson. Pour calculer une section efficace, l'efficacité de cette sélection sur le signal aussi bien que sur le bruit de fond doit être calculée: il suffit donc d'étudier la distribution de la variable ainsi définie, sur un lot d'événements MC *différent*

de celui utilisé pour la définition de la variable discriminante. Si la description des données par les MC est bonne, aucun biais systématique n'est introduit. C'est le cas, parmi d'autres, de la méthode utilisée dans la sélection semi-leptoniques, aussi bien que de la méthode de la variable discriminante linéaire dans le cas hadronique.

Dans le cas que nous considérons ici, la mesure de la section efficace WW , des approches alternatives sont possibles en lieu de la coupure sur la variable de test, parce que on n'est pas intéressé à sélectionner les événements du signal, mais seulement à compter leur nombre. *Une fois définie la variable de test*, plusieurs méthodes sont alors possibles. Une possibilité est celle utilisée par la méthode des poids, dans la quelle la variable discriminante définit un poids pour chaque événement, et la section efficace est déterminée à partir de la somme de tous ces poids pour un lot d'événements présélectionnés; si cette procédure est effectuée sur le MC complètement reconstruit comme sur les données, aucun biais n'est introduit. Une autre possibilité consiste à calculer sur le MC les distributions (unidimensionnelles) de la variable discriminante, par exemple en divisant en boîtes fixées (*bins*) la plage de ses valeurs; la distribution observée dans les données constitue une superposition des distributions pour le signal et le bruit de fond, avec coefficients proportionnels aux sections efficaces pour ces deux processus, coefficients qui peuvent être déterminés par un ajustement par maximum de vraisemblance. Cette technique, que nous appellerons ajustement unidimensionnel, a été utilisée dans la méthode de la rareté et dans la méthode du réseau à neurones; encore une fois, si les fonctions de distribution de la variable discriminante sont calculées sur un lot d'événements MC complètement reconstruits, le biais de la méthode est négligeable. En d'autres termes, à une dimension, même une statistique MC très limitée suffit à calibrer la méthode. Dans toutes les méthodes que nous venons de décrire (coupures, somme des poids, ajustement unidimensionnel), l'information multidimensionnelle est réduite à une seule dimension: on définit une variable discriminante comme la P de l'équation 5.1, mais on oublie son interprétation probabiliste de rapport de densités dans un espace multidimensionnelle.

La situation est différente si on essaie d'utiliser la variable P directement dans son acception probabiliste en plusieurs dimensions, c'est à dire, non pas comme variable discriminante, mais comme estimation du rapport des densités multidimensionnelles pour le signal et le bruit de fond à chaque point de l'espace. Dans ce cas, on peut écrire une fonction de vraisemblance directement comme produit des probabilités P des événements (e) présélectionnés dans les données,

$$L = \prod_{(e)}^{N^{pres}} P(\vec{x}_{(e)}) = \prod_{(e)}^{N^{pres}} \frac{\sigma_{WW}^{pres} n_{WW}(\vec{x}_{(e)})}{\sigma_{WW}^{pres} n_{WW}(\vec{x}_{(e)}) + \sum_{bkg} \sigma_{bkg}^{pres} n_{bkg}(\vec{x}_{(e)})}; \quad (5.3)$$

dans cette expression, nous avons négligé le terme de probabilité Poissonnienne associée au nombre d'événements présélectionnés. Un ajustement par maximisation de cette vraisemblance permet ensuite de déterminer directement les sections efficaces du signal (σ_{WW}^{pres}) et du bruit de fond (σ_{bkg}^{pres}). Une telle méthode, toutefois, que nous appellerons ajustement multidimensionnel *unbinned*, introduit des biais systématiques potentiellement très importants parce que il est diffi-

cile que la variable P reproduise exactement le rapport des densités multidimensionnelles (5.1). Nous remarquons encore que, si elle était utilisée comme variable discriminante dans le sens décrit ci-dessus, il n'y aurait pas de biais même si P ne reproduisait pas bien le rapport (5.1); dans ce cas, par le calcul de la distribution unidimensionnelle de P le MC permettrait de calibrer toutes les imperfections du calcul.

Un test simple de la qualité de l'approximation des densités d'événements dans l'espace multidimensionnel est le suivant: dans la distribution MC de P comme variable discriminante, dans chaque *bin* le rapport entre la densité d'événements MC du signal et du bruit de fond devrait être égal à P . Comme on verra tout à l'heure, ce test permet de s'apercevoir que dans la sélection semi-leptonique l'approximation aux densités multidimensionnelles n'est pas de bonne qualité (cf. fig. 5.4); pour le cas des poids (cf. fig. 6.9d), l'approximation est satisfaisante, tandis que dans le cas du réseau à neurones (cf. fig. 6.9b), la figure ne peut pas être interprétée directement de cette façon, parce que dans l'apprentissage du réseau on a utilisée des proportions d'événements du signal et du bruit de fond qui ne correspondent pas aux proportions réelles. Un autre test possible est, évidemment, la comparaison des résultats des ajustements unidimensionnel et multidimensionnel. Ceci a été effectué pour la méthode du réseau à neurones: on trouve que l'approximation du réseau aux densités multidimensionnelles est satisfaisante, mais les résultats de l'ajustement unidimensionnel restent beaucoup plus robustes face aux biais systématiques. A cause de ces biais systématiques potentiels, aucun des résultats présentés dans ce chapitre ou le suivant a été obtenu par un ajustement multidimensionnel.

Un remarque est nécessaire sur la terminologie: les termes *binned* et *unbinned* indiquent seulement si dans l'ajustement l'espace (multidimensionnel aussi bien que unidimensionnel) des valeurs est divisés en boîtes ou non. Par les termes unidimensionnel et multidimensionnel (appliqués à un ajustement), nous indiquons par contre si les densité de probabilité sur lesquelles l'ajustement est effectué sont définies dans une ou plusieurs dimensions; par ajustement unidimensionnel nous indiquons donc aussi l'ajustement sur une variable discriminante unique, construite à partir de l'information contenue dans un espace multidimensionnel.

Un dernier remarque concerne tous les ajustements, unidimensionnel et multidimensionnel, *binned* comme *unbinned*. Dans les méthodes à coupures les résultats sont basés sur la soustraction d'un bruit de fond de normalisation estimée connue. Dans les ajustements, par contre, on a le choix d'utiliser seule l'information relative à la forme des distribution du bruit de fond, sans contraindre sa normalisation à une valeur fixée: la normalisation du bruit de fond peut être déterminée dans l'ajustement, exactement comme la normalisation du signal. Ceci permettrait, en principe, d'éviter les erreurs systématiques engendrés par une incertitude sur la normalisation globale du bruit de fond. Dans les analyses décrites ici, on a trouvé généralement que le total des erreurs statistiques et systématiques est inférieur si le bruit de fond est contraint à son niveau attendu.

Le cas de la sélection semi-leptonique.

Dans la sélection semi-leptonique, la probabilité P est construite dans l'espace à trois dimensions défini par les variables suivantes: l'impulsion transverse manquante; l'énergie du lepton (y compris la correction pour les électrons); l'isolation du lepton, définie comme $\log(\tan(\theta_{Jet}/2)) + \log(\tan(\theta_{Chg}/2))$, où θ_{Jet} et θ_{chg} sont respectivement le plus petit angle entre le lepton et un des deux jets hadroniques et le plus petit angle entre le lepton et une bonne trace chargée quelconque. Les distributions de ces trois variables pour le signal et les bruits de fond sont montrées dans la figure 5.3.

Pour un événement quelconque, c'est à dire pour n'importe quel point $\vec{x}$ dans cet espace à trois dimensions, la densité locale d'événements $n(\vec{x})$, normalisée à 1, est d'abord construite pour chaque espèce physique. Elle est définie comme la densité dans le plus petit cube, centré autour du point considéré $\vec{x}$, qui contienne $\sqrt{N^{MC}}$ événements, N^{MC} étant le nombre total d'événements présélectionnés pour le processus physique en question. Le choix d'utiliser la fraction $1/\sqrt{N^{MC}}$ d'événements du lot Monte Carlo représente généralement un compromis optimal [116] entre l'incertitude statistique sur les densités estimées par des cubes contenant trop peu d'événements, et la perte d'information due au fait que la densité de probabilité est moyennée sur des cubes trop grands. Dans le deuxième cas, on peut parler d'un biais systématique à la définition de la variable P , dans le sens que les densités sont généralement surestimées: si on considère une région d'espace de basse densité, le cube est agrandi jusqu'à ce que l'on tombe sur une région de densité plus élevée. Si la statistique MC est trop limitée, l'un et l'autre de ces problèmes sont présents. La probabilité $P(\vec{x})$ que l'événement considéré provienne du processus signal est ensuite définie, comme le rapport de la section efficace différentielle pour le signal sur la somme des sections efficaces différentielles pour toutes les espèces physiques présélectionnées,

$$P(\vec{x}) = \frac{\sigma_{WW}^{pres} n_{WW}(\vec{x})}{\sigma_{WW}^{pres} n_{WW}(\vec{x}) + \sum_{bkg} \sigma_{bkg}^{pres} n_{bkg}(\vec{x})}. \quad (5.4)$$

Dans l'approche suivie pour la mesure, la densité locale pour le signal $n_{WW}^{MC}(\vec{x})$ est normalisée à la section efficace WW attendue pour $M_W = 80.25$ GeV, σ_{WW}^{pres} ; la variable discriminante P ainsi définie permet de séparer efficacement le signal et les bruits de fond par une simple coupure, ses valeurs étant proches à 1 et 0 dans les deux cas, mais son interprétation probabiliste est toute à fait oubliée.

La figure 5.4 montre les distributions de la variable P pour le signal et les bruits de fond. On s'aperçoit que le rapport entre signal et bruits de fond dans chaque case des histogrammes n'est pas en bon accord avec la probabilité supposée P (par exemple, la pureté du signal pour des valeurs de P proches à 0.5 est bien supérieure à 0.5); ceci indique que les densités pour les bruits de fond ont été surestimées à cause de la statistique MC limitée, comme discuté ci-dessus. Ce biais constituerait un gros problème systématique si la technique utilisée pour mesurer la section efficace était basée sur l'acceptation probabiliste de la variable P , comme par exemple dans

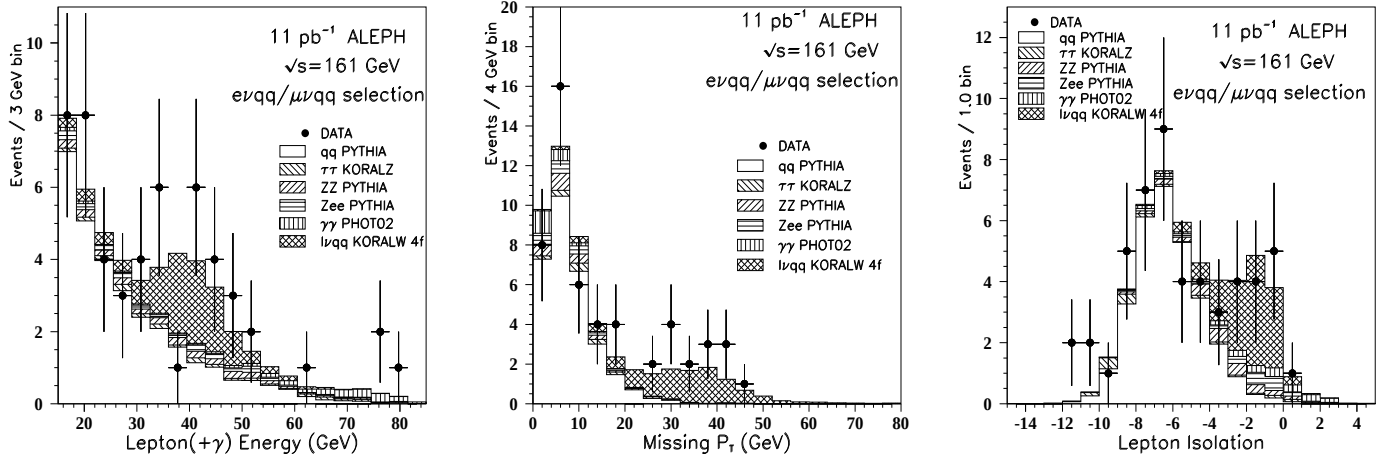


FIG. 5.3 – Distributions des trois variables employées dans la définition de la probabilité P dans la sélection semi-leptonique, pour les données (croix) et la prédiction MC (histogrammes) normalisée à la luminosité des données, après présélection: a) énergie du lepton; b) impulsion transverse manquante; c) isolation du lepton.

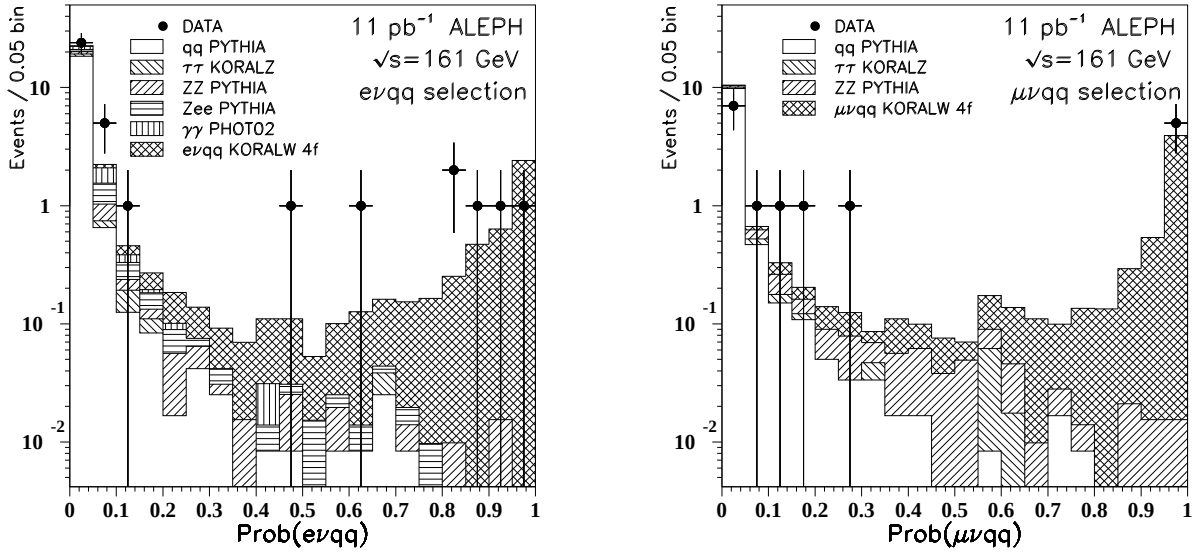


FIG. 5.4 – Distribution de la probabilité P pour les événements présélectionnés avec un électron (gauche) ou un muon (droite), pour les données (croix) et la prédiction MC (histogrammes) normalisée à la luminosité des données.

un ajustement multidimensionnel par maximisation de vraisemblance. Dans l'approche suivie ici, par contre, la probabilité P n'est utilisée que comme variable discriminante, c'est à dire que le calcul des densités locales et de la variable P définit seulement une procédure de mesure; le résultat est par construction non-biaisé, à la seule condition que la distribution de P dans les données soit bien reproduites par la simulation MC (et, évidemment, que l'efficacité de sélection du signal et le bruit de fond résiduel après coupures soient calculées sur des lots MC différents des ceux utilisées comme lots de référence, ce qui a été le cas ici).

Par une coupure sur la distribution de P , une efficacité et une pureté données sont obtenues pour la sélection du signal; dans les deux canaux $e\nu q \bar{q}$ et $\mu\nu q \bar{q}$, les seuils utilisés sont les suivants, choisis de façon à minimiser l'erreur attendue sur la mesure de la masse du W (cf. fig. 5.5):

$$P(e\nu q \bar{q}) > 0.30 , \quad (5.5)$$

$$P(\mu\nu q \bar{q}) > 0.60 . \quad (5.6)$$

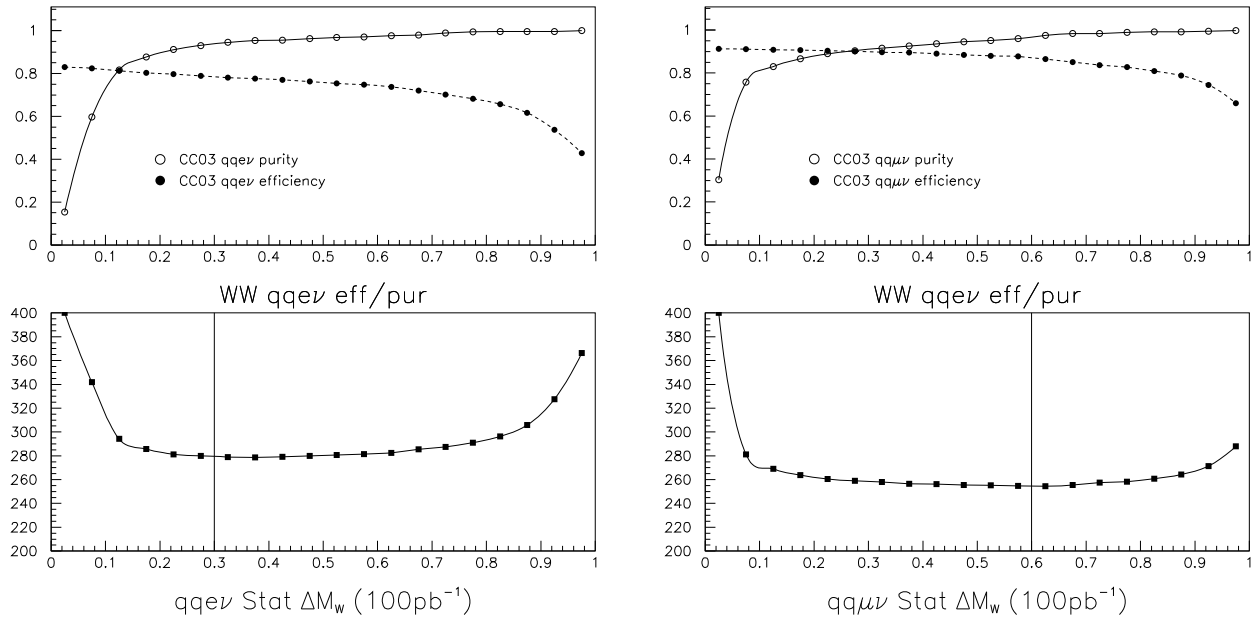


FIG. 5.5 – Efficacité et pureté de la sélection semi-leptonique, et erreur attendue correspondante sur la masse du W (pour une luminosité de 100 pb^{-1} , en fonction de la coupure appliquée sur la variable discriminante P dans les deux canaux avec électrons et muons.

Par cette sélection, une efficacité globale de 59% est achevée sur les désintégrations WW semi-

leptoniques (cf. tab. 5.1); dans les trois canaux individuels, les efficacités s'élèvent à 83% ($e^\pm$), 88% ($\mu^\pm$) et 6% ($\tau^\pm$). La section efficace pour le bruit de fond résiduel après toutes coupures s'élève à 34 pb (cf. tab. 5.2), ce qui correspond à une pureté attendue de 96.5% (en négligeant les événements $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q \bar{q}$). On remarque que les $q\bar{q}$ ne sont pas le bruit de fond plus important, grâce au choix de considérer la trace plus anti-parallèle à l'impulsion manquante comme le candidat lepton; la source de bruit de fond principale est constituée par les événements $ZZ^* \rightarrow \ell^+ \ell^- q \bar{q}$, avec une contribution importante provenant aussi des événements Zee (dans lesquels un seul électron est détecté, tandis que l'autre s'échappe le long du tube à vide). Dans la sélection des électrons et muons séparément, la section efficace du bruit de fond après toutes coupures s'élève à 23 pb et 12 pb, ce qui correspond à des puretés attendues de 95% et 97.5%.

5.3 Sélection de désintégrations semi-leptoniques avec $\tau^\pm$.

La troisième analyse, optimisée pour la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q \bar{q}$, est basée sur deux approches complémentaires: l'une consiste dans une série de coupures sur des propriétés globales de l'événement, comme l'acollinéarité et l'acoplanarité, tandis que l'autre essaye d'identifier explicitement le jet contenant les produits de désintégration du τ . Dans ce qui suit, ces deux approches seront appelées la sélection *globale* et la sélection *topologique*.

Une présélection commune est appliquée dans les deux approches. La présélection *online* de *CLASS 16* est utilisée, suivie de la demande d'au moins 7 bonnes traces chargées. L'énergie détectée dans un cône de demi-ouverture 12° autour du tube à vide doit être inférieure à $0.025\sqrt{s}$ pour réduire le bruit de fond des interaction $\gamma-\gamma$ *tagged* et des désintégration radiatives du Z avec un photon d'ISR détecté; pour rejeter ces mêmes sources de bruit de fond dans les cas *untagged*, il est demandé que l'angle polaire de l'impulsion manquante soit supérieure à 25.8° . Les événements Z radiatifs avec un photon à grand angle dans le détecteur sont rejetés si un photon identifié d'énergie supérieure à 10 GeV et isolé par rapport aux autres particules neutres ou chargées par au moins 10° .

L'analyse *globale* est basée sur le fait que les événements semi-leptoniques sont acollinéaires et acoplanaires. L'événement est divisé en deux hémisphères par le plan perpendiculaire à l'axe du *thrust*; l'acollinéarité et l'acoplanarité, calculées à partir des directions de la somme des impulsions de toutes les particules dans chaque hémisphère, doivent être inférieures à 165° et 170° respectivement. L'impulsion manquante du signal doit être isolée dans l'espace et dans le plan transverse; il est donc demandé qu'une énergie inférieure à $0.10\sqrt{s}$ soit détectée dans un secteur de demi-ouverture azimuthale 30° autour de l'impulsion manquante. Pour réduire le bruit de fond $W e \nu$ ¹, il est demandé que la masse manquante soit inférieure à 70 GeV et que

1. Pour ce qui concerne cette source de bruit de fond, il faut préciser que seuls les événements avec l'électron diffusé à l'intérieur du tube à vide sont considérés, ceux dans lesquels l'électron est détecté étant un des possibles

l'énergie du ν_τ primaire, estimée comme $E_{\nu_\tau} = \frac{1}{2}(\not{p} + \not{E})$, soit inférieure à 50 GeV. Cette simple formule permet de tenir compte de l'énergie et de l'impulsion additionnelles emportées par les neutrinos secondaires provenant de la désintégration du τ : puisque le τ et le neutrino primaire sont presque antiparallèles, l'énergie des τ secondaires contribue avec un signe positive à $\not{E}$ et avec un signe négatif à $\not{p}$. Le bruit de fond résiduel est principalement dû aux événements $Z\gamma^*$, avec le γ^* se désintégrant en $\tau^+\tau^-$; dans ces événements, puisque le γ^* a une vitesse importante, tous les produits de désintégration des τ sont bien collimés, ainsi que l'impulsion manquante due aux ν_τ n'est pas isolée, au contraire de ce qui arrive dans le signal. Il est donc demandé que l'énergie dans un cône de demi-ouverture 20° autour de l'impulsion manquante soit inférieure à $0.025\sqrt{s}$.

Dans l'analyse topologique, l'algorithme *JADE* est utilisé pour reconstruire des jets, à une valeur de $Y_{\text{cut}} = 0.001$, ce qui correspond approximativement à une masse de 4 GeV. Au moins trois jets doivent être reconstruits. Les jets contenant une seule trace chargée et avec une impulsion totale de traces chargées supérieure à 4 GeV sont identifiés comme candidats τ -jets; parmi ceux-ci, le jet le plus proche à la direction opposée à l'impulsion manquante est choisi. Tous les autres jets sont groupés en deux jets, que l'on appellera quark-jets par la suite. Pour réduire le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$, il est demandé que le τ -jet soit séparé par au moins 25° par rapport aux quark-jets, et qu'aucun quark-jet n'ait une énergie supérieure à 50 GeV. La masse invariante des quark-jets doit être supérieure à 60 GeV, ce qui rejette les interactions $\gamma-\gamma$ résiduelles. Le bruit de fond $W\epsilon\nu$, dans lequel le W a généralement une vitesse élevée, est réduit par la demande que l'acollinéarité des quark-jets soit supérieure à 130° .

Les analyses globale et topologique sont combinées de façon inclusive; la sélection résultante aboutisse à une efficacité de 50% dans le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm\nu q\bar{q}$, et à des efficacités de l'ordre de 60% aussi pour les deux autres canaux semi-leptoniques (cf. tab. 5.1). Le bruit de fond s'élève à 54 fb (cf. tab. 5.2), la source principale étant les événements $q\bar{q}$ avec des contributions importantes provenant aussi des événements ZZ^* , Zee et $W\epsilon\nu$.

5.4 Combinaison des sélections semi-leptoniques.

Pour profiter des bonnes efficacités et puretés de sélection de l'analyse multi-dimensionnelle dans les canaux avec électrons et muons, et des analyses globale et topologique dans le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm\nu q\bar{q}$, ces analyses ont été combinées de façon inclusive. A cause de la statistique limitée recueillie, les données à 161 GeV n'ont pas été utilisées pour déterminer les rapports

signaux; ces événements ont été simulés à l'aide du générateur *PYTHIA*, dans lequel seuls le diagrammes de diffusion d'un électron dans la voie t sont considérés, et aucune impulsion transverse n'est attribué à l'électron. Ces événements constituent un bruit de fond à l'analyse globale, parce que les deux jets hadroniques provenant de la désintégration du W peuvent être acollinéaires et acoplanaires.

de branchement partiels leptoniques du W (ce qui a été effectué, par contre, avec les données à 170–172 GeV [117]). Par cette combinaison inclusive, l'efficacité de sélection sur l'ensemble des événements WW semi-leptoniques monte à 76.1%, les efficacités individuelles dans les trois canaux étant de 87% (e), 90% (μ) et 51% (τ), comme indiqué dans la table 5.1. Le bruit de fond inclusif s'élève à 84.1 fb (cf. tab. 5.2), ce qui correspond à une pureté de 93.4% pour l'ensemble des trois canaux. Pour une luminosité de 100 pb^{-1} , on attend alors une erreur statistique de $\pm 160 \text{ MeV}$ sur la mesure de la masse du W .

	Canal $WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$	Canal $WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$	Canal $WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$	Canal $WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$
Sélection $e\nu q\bar{q}$ (multi- D)	$(83.4 \pm 1.0)\%$	$(0.1 \pm 0.1)\%$	$(3.6 \pm 0.5)\%$	$(29.3 \pm 0.7)\%$
Sélection $\mu\nu q\bar{q}$ (multi- D)	—	$(87.8 \pm 0.9)\%$	$(2.1 \pm 0.4)\%$	$(29.6 \pm 0.7)\%$
Sélection $\tau\nu q\bar{q}$ (glob./topol.)	$(59.0 \pm 1.3)\%$	$(62.7 \pm 1.3)\%$	$(49.9 \pm 1.3)\%$	$(57.2 \pm 0.7)\%$
Sélection inclusive	$(87.1 \pm 0.9)\%$	$(90.1 \pm 0.8)\%$	$(51.4 \pm 1.3)\%$	$(76.1 \pm 0.6)\%$

TAB. 5.1 – Efficacités de sélection CC03 dans les trois canaux semi-leptoniques individuels et dans leur ensemble, pour les trois analyses et leur combinaison inclusive. Les rapports de branchement utilisés sont ceux prédits dans le Modèle Standard. Les erreurs proviennent seulement de la statistique Monte Carlo, sur un lot de 10000 événements WW générés avec KRLW02 à $M_W = 80.25 \text{ GeV}$.

Sélection		$e\nu q\bar{q}$ (multi- D)	$\mu\nu q\bar{q}$ (multi- D)	$\tau\nu q\bar{q}$ (glob./topol.)	Sélection inclusive
$q\bar{q}$	(PYTHIA, 1.4 fb^{-1})	$8.3 \pm 2.5 \text{ fb}$	$2.3 \pm 1.3 \text{ fb}$	$27.2 \pm 4.5 \text{ fb}$	$37.5 \pm 5.3 \text{ fb}$
ZZ^*	(PYTHIA, 2.0 fb^{-1})	$6.1 \pm 1.8 \text{ fb}$	$8.1 \pm 2.0 \text{ fb}$	$8.7 \pm 2.1 \text{ fb}$	$20.9 \pm 3.3 \text{ fb}$
Zee	(PYTHIA, 1.9 fb^{-1})	$5.7 \pm 1.7 \text{ fb}$	—	$8.8 \pm 2.1 \text{ fb}$	$12.4 \pm 2.5 \text{ fb}$
$We\nu$	(PYTHIA, 2.7 fb^{-1})	—	—	$8.0 \pm 1.7 \text{ fb}$	$8.0 \pm 1.7 \text{ fb}$
$\tau^+\tau^-$	(KORALZ, 0.8 fb^{-1})	$1.2 \pm 1.2 \text{ fb}$	$1.2 \pm 1.2 \text{ fb}$	—	$2.4 \pm 1.7 \text{ fb}$
$\gamma\gamma \rightarrow \text{hadr. tagged}$	(PHOT02, 2.0 fb^{-1})	$1.5 \pm 0.9 \text{ fb}$	—	—	$1.5 \pm 0.9 \text{ fb}$
$Z\nu\nu$	(PYTHIA, 2.7 fb^{-1})	—	—	$1.4 \pm 1.0 \text{ fb}$	$1.4 \pm 1.0 \text{ fb}$
Bruit de fond total		$22.8 \pm 3.8 \text{ fb}$	$11.6 \pm 2.7 \text{ fb}$	$54.1 \pm 5.7 \text{ fb}$	$84.1 \pm 7.3 \text{ fb}$

TAB. 5.2 – Bruits de fond résiduels pour les trois sélections du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$ et leur combinaison inclusive. Les erreurs proviennent seulement de la statistique Monte Carlo; pour chaque processus, la taille du lot MC utilisé est indiquée.

Pour ce qui concerne l'analyse à simple coupures décrite dans la section 5.1, elle a été toujours utilisée comme contrôle croisé des autres sélections semi-leptoniques; dans les tout premières étapes de l'analyse des données à 161 GeV, elle a aussi été combinée inclusivement avec l'analyse multi-dimensionnelle et les analyses globale et topologique pour produire les premières mesures de la section efficace WW semi-leptonique au seuil [118]. Par rapport à l'analyse multi-dimensionnelle, cette sélection a une meilleure efficacité sur ces événements dans lesquels le lepton primaire, même si énergétique et bien identifiée, n'est pas la trace chargée avec la plus grande impulsion anti-parallèle à l'impulsion manquante, ce qui arrive le plus souvent aux électrons qui ont subi une importante perte d'énergie par rayonnement. Par la combinaison des toutes les analyses, l'efficacité de sélection monte donc de 76.1% à 77.7%, le gain en efficacité étant le plus marqué (de 87.1% à 89.9%) dans le canal $e\nu q\bar{q}$. Par la combinaison inclusive, toutefois, le bruit de fond augmente de 84.1 fb à 148.2 fb, ce qui correspond à une baisse dans la pureté *attendue* de la sélection, de 93.4% à 89.2%. Puisque l'erreur statistique attendu sur la masse du W est inversement proportionnel à la racine carrée du produit de la pureté par l'efficacité, il se trouve que cette erreur monte de ± 160 MeV à ± 162 MeV (pour une luminosité de 100 pb^{-1}), ce qui ne justifie pas la complication de l'inclusion de cette analyse aussi. Pour cette raison, la sélection à simples coupures n'a pas été utilisée pour la mesure finale d'*ALEPH*: par la suite, on ne considérera que la combinaison des analyses $e\nu q\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ multi-dimensionnelles avec l'analyse globale/topologique $\tau\nu q\bar{q}$.

5.4.1 Résultats de la mesure.

Dans les données, 16 événements sont observés par la sélection semi-leptonique inclusive: parmi eux 7 contiennent un électron et 5 un muon, tandis que les 4 événements restants, sélectionnés seulement par les analyses globale et/ou topologique, proviennent probablement d'une désintégration $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm \nu q\bar{q}$. Un des événements sélectionnés, contenant un muon énergétique, est montré dans la figure 5.6.

Pour calculer la section efficace σ_{CC03} pour le processus $WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$, il faut soustraire la contribution du processus complète à 4-fermions selon la procédure décrite dans la section 2.4.4; la correction additive (cf. formule 2.33) est utilisée pour calculer le résultat central, comparé à celui obtenu par la correction multiplicative (cf. formule 2.34). Les résultats, aussi bien que les efficacités de sélection correspondantes, sont portées dans la table 5.3.

Comme indiquée dans la table, la correction est très importante dans le canal $WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$, où elle s'élève à $\epsilon_{CC03}^{MC} \sigma_{CC03}^{MC} - \epsilon_{4f}^{MC} \sigma_{4f}^{MC} = +34 \pm 8 \text{ fb}$, soit bien 7% de la section efficace $CC03$ après coupures $\epsilon_{CC03}^{MC} \sigma_{CC03}^{MC}$. On remarque que cette correction est positive, signe d'une forte interférence négative entre les diagrammes $CC03$ et les autres diagrammes $4f$ pour le canal $WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$; il se trouve que l'effet est le plus prononcé quand l'électron est diffusé à des angles petits par rapport au tube à vide, ce qui indique que la contribution principale provient des

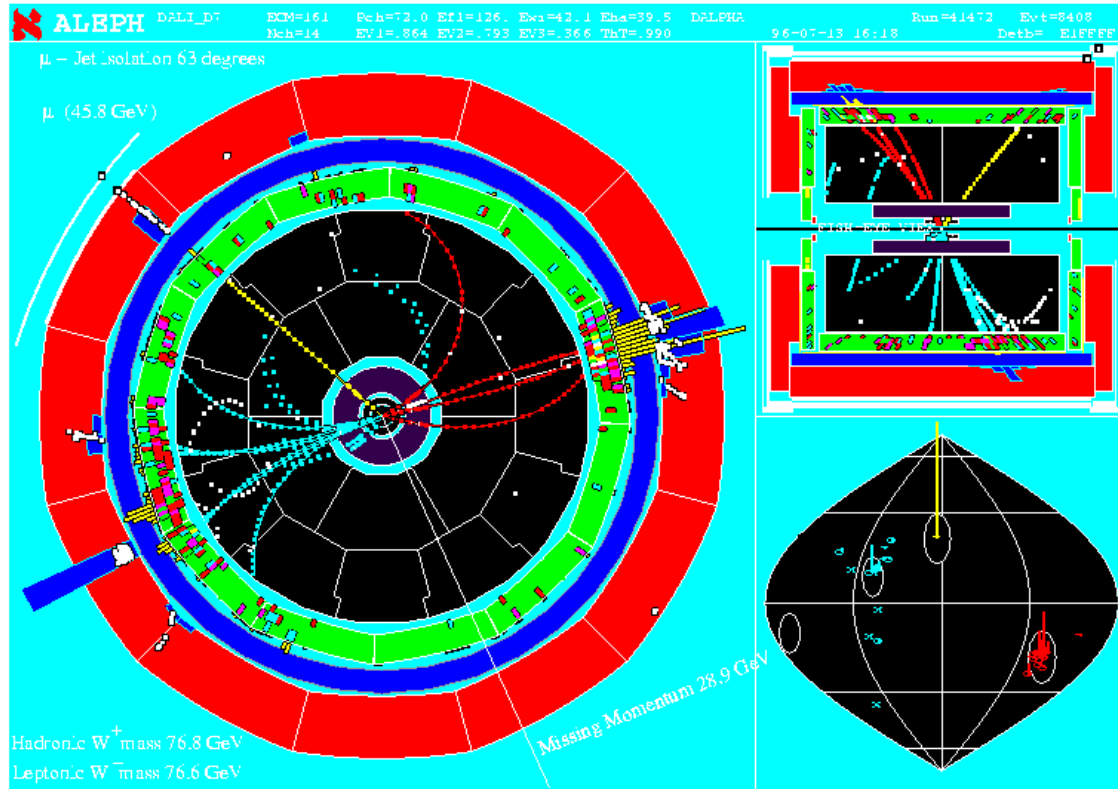


FIG. 5.6 — L'événement 8404 du run 41472, identifié comme provenant d'une désintégration $W^+W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu q \bar{q}$. Une fois enlevé le muon, le système hadronique résiduel est forcé en deux jets, indiqués par deux couleurs différentes des traces dans la TPC; la direction de l'impulsion manquante est indiquée par une ligne blanche.

diagrammes de diffusion de l'électron dans la voie t (c'est à dire des diagrammes du type $W e \nu$, avec un électron détecté). Dans les canaux $\mu \nu q \bar{q}$ et $\tau \nu q \bar{q}$, où les diagrammes dans la voie t sont absents, la correction est moins élevée et presque compatible avec zéro, mais toujours positive; sur les trois canaux combinés, elle s'élève à $+53 \pm 16$ fb. Comme discuté dans la section 2.4.4, la correction multiplicative peut sembler plus appropriée dans ce cas, puisque la présence d'une interférence négative ne permet pas de considérer les diagrammes $4f$ additionnels comme une source de bruit de fond à soustraire; toutefois, le résultat obtenu par la correction multiplicative est tout à fait compatible avec celui mesuré par la correction additive, ce qui justifie encore une fois le choix arbitraire d'utiliser cette deuxième procédure pour le calcul de la valeur centrale de la mesure.

Canal	$WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$		$WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$		$WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$		$WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$	
Diagrammes	<i>CC03</i>	<i>4f</i>	<i>CC03</i>	<i>4f</i>	<i>CC03</i>	<i>4f</i>	<i>CC03</i>	<i>4f</i>
σ^{MC} [fb] (MC cuts)	529±4	522±4	526±4	525±3	519±4	522±3	1574±7	1570±6
ϵ [%]	87.1±0.9	81.5±1.1	90.1±0.8	88.9±0.8	51.4±1.3	49.0±1.3	76.1±0.6	72.9±0.7
$\epsilon \times \sigma^{MC}$ [fb]	460±4	426±7	474±5	467±5	267±7	256±7	1198±11	1145±12
$\sigma_{CC03}^{\text{mes}}$ [fb] (corr. mult.)	—		—		—		1865±21	
$\sigma_{CC03}^{\text{mes}}$ [fb] (corr. add.)	—		—		—		1852±17	

TAB. 5.3 – Efficacités de sélection *CC03* et *4f* dans les trois canaux semi-leptoniques, pour la combinaison inclusive des trois analyses. Dans chacun des canaux, la section efficace avant et après les coupures expérimentales est indiquée. La valeur centrale de la section efficace $W^+W^- \rightarrow \ell^\pm \nu q\bar{q}$ (pour les trois canaux ensemble) est portée en caractères gras; pour comparaison, le résultat obtenu avec une correction *CC03* multiplicative est aussi indiqué. Les deux lots MC utilisés sont ceux générés par KRLW02 pour $M_W = 80.25$ GeV; les erreurs proviennent seulement de la statistique MC, chaque lot contenant 10000 événements *WW*.

Pour une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 11.08$ pb⁻¹, le résultat est alors

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}) = \left(1.85_{-0.43}^{+0.51}(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})\right) \text{ pb.} \quad (5.7)$$

5.4.2 Erreurs systématiques.

L'erreur systématique attribuée à la mesure (5.7) s'élève à 63 fb au total (cf. tab. 5.4).

Source	Erreur
Identification des leptons	±39 fb
Rejet des photons	±39 fb
Statistique MC — signal	±19 fb
Soustraction du bruit $q\bar{q}$	±17 fb
Luminosité	±13 fb
Statistique MC — bruits de fond	±9 fb
Total	±63 fb

TAB. 5.4 – Erreurs systématiques sur la mesure de $\sigma_{CC03}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q})$.

Le total est dominé par les erreurs expérimentales sur l'efficacité de sélection; de façon conservatrice, les effets systématiques dûs à l'analyse multi-dimensionnelle et aux analyses globale et topologique ont été additionnés. Pour l'analyse multi-dimensionnelle, l'erreur la plus importante provient de l'identification des leptons; elle est estimée à 2% environ, ce qui correspond au désaccord le plus élevé entre les données recueillies au pic du Z et le Monte Carlo. Pour les analyses globale et topologique, l'effet le plus important dérive du rejet des événements avec une énergie importante autour du tube à vide; cette erreur est estimée à 2% par les événements déclenchés de façon aléatoire (*random triggers*), déjà utilisée au même but pour l'estimation des effets systématiques dans la sélection $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ (cf. sec. 4.4.2).

Parmi les effets systématiques sur le calcul des efficacités MC, on remarque que le *bogue* [111] atteignant les désintégrations des τ primaires dans *KRLW02* (cf. sec. 4.4.1) a un effet important dans le canal $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm\nu q\bar{q}$; par rapport à celle calculée avant la correction de ce *bogue*, l'efficacité de sélection a monté par $+3.0 \pm 1.8\%$ dans ce canal (ou bien par $+0.7\%$ sur les trois canaux combinés).

L'erreur provenant de la connaissance imparfaite du bruit de fond $q\bar{q}$ à soustraire a été estimée par diverses méthodes. Dans l'analyse multi-dimensionnelle, le bruit de fond se concentre autour de $P \sim 0$ après la présélection; l'accord entre données et MC dans les deux premiers bins des distributions de $P(e\nu q\bar{q})$ et $P(\mu\nu q\bar{q})$ a été utilisée pour déterminer des limites de confiance sur la connaissance du bruit de fond. La sélection semi-leptonique a été appliquée aux données recueillies au pic du Z (où seul le processus $q\bar{q}$ est important), avec des coupures rééchelonnées en énergie du seuil du W au pic du Z , c'est à dire comme si l'on cherchait des désintégrations WW semi-leptoniques pour des W "de masse 45 GeV, ce qui avait déjà été proposé dans [44]; le désaccord entre données et MC a été utilisé pour estimer une erreur systématique sur le bruit de fond $q\bar{q}$ à soustraire. Une erreur additionnel de $\pm 5\%$ sur la normalisation globale du processus $q\bar{q}$ à 161 GeV a aussi été prise en compte.

Les autres erreurs systématiques sont dues à la statistique MC pour le signal et les bruits de fond, et à la mesure de la luminosité (connue à 0.7% près).

Chapitre 6

Mesure de σ_{WW} dans le canal hadronique ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$).

Le canal hadronique possède un rapport de branchement de 45%: c'est le plus important de tous les canaux WW . Au contraire des canaux leptonique et semi-leptonique, toutefois, il n'est pas simple à sélectionner. Les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sont caractérisés par énergies et impulsions visibles proches de $(\sqrt{s}, \vec{0})$, multiplicités élevées de particules chargées et neutres et topologies sphériques à quatre jets; toutes ces propriétés les rendent très semblables aux événements $q\bar{q}$ non-radiatifs avec émission QCD de gluons durs, qui constituent donc un bruit de fond très difficile à séparer, aussi bien que de taille très importante ($\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}$ étant approximativement 90 fois plus grande que $\sigma_{e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$). Pour ces raisons, une approche simple à la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, basée sur une série de coupures sur des variables individuelles, n'est pas satisfaisante; la séparation du signal des bruits de fond s'effectue de manière beaucoup plus efficace par des méthodes multi-dimensionnelles, utilisant plusieurs variables à la fois. En plus, puisque le but de la mesure est la détermination de la section efficace WW hadronique, il est possible d'utiliser des méthodes qui permettent le comptage, ou l'ajustement, du nombre des événements du signal et du bruit de fond dans un lot donné, sans identifier ou séparer ces deux types d'événements. Dans ce chapitre, nous donnerons d'abord l'exemple d'une sélection simple du type décrit ci-dessus, utilisée dans un étude de faisabilité [44] de la mesure de la masse du W au seuil, pour passer ensuite à décrire des méthodes plus sophistiquées [119, 120, 121, 122], employées dans la mesure de section efficace publiée par *ALEPH* [123].

Nous rappelons, enfin, que le phénomène de la *reconnection de couleur*, auquel le canal hadronique est sujet, peut engendrer des erreurs systématiques très importantes dans la mesure de la masse du W par reconstruction directe; ses effets sur la mesure de M_W par la méthode du seuil sont toutefois négligeables, comme il sera discuté dans ce chapitre.

6.1 Introduction: une approche simple.

Dans une des études récents [44] sur la faisabilité de la mesure de la masse du W par la méthode du seuil, une sélection très simple avait été proposée pour le canal hadronique. Nous la décrivons ici comme introduction aux méthodes plus sophistiquées sur lesquelles nous nous concentrerons dans le reste de ce chapitre.

Dans cette sélection, il est d'abord demandée que la masse invariante de tous objets *energy-flow* dans le détecteur central (c.a.d. tous sauf les dépôts dans SICAL et LCAL) soit supérieure à 130 GeV, et que les bonnes traces chargées soient au moins 8. Ces coupures sont très efficaces contre tous les bruits de fond, sauf les événements $q\bar{q}$ non-radiatifs (c.a.d. ceux pour lesquels $s'/s \sim 1$, s' étant l'énergie effective dans le centre de masse pour l'interaction dure des deux électrons, après une éventuelle perte d'énergie par ISR). Les événements $q\bar{q}$ radiatifs, pour lesquels $s'/s \sim M_Z^2/s$, peuvent échapper à la coupure en masse invariante si au moins une partie de la radiation d'état initiale est détectée dans ECAL: l'analyse rejette donc les événements avec un dépôt d'énergie supérieure à 10 GeV dans ECAL, si aucune bonne trace chargée ne forme un angle plus petit que 15° avec ce dépôt. Le bruit de fond radiatif est ultérieurement réduit en rejetant tous événements avec dépôts d'au moins 10 GeV dans SICAL ou LCAL.

Pour séparer les événements du signal, caractérisés par une topologie sphérique à quatre jets, de la plupart des événements $q\bar{q}$ non-radiatifs, dont la topologie typique est collinéaire à deux jets, il est demandée que la sphéricité (calculée à partir de tous objets *energy-flow*) soit supérieure à 0.2. L'effet marginal de cette coupure et de celle sur la masse visible est montré dans la figure 6.1, construite à partir de tous événements du signal et du bruit de fond accepté par cette analyse, relâchant la coupure considérée. Nous rappelons que la définition de la sphéricité [124] est basée sur le tenseur des impulsions $S^{\alpha\beta}$,

$$S^{ij} = \frac{\sum_{\text{part. } i} p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_{\text{part. } i} |\vec{p}_i|^2} \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3), \quad (6.1)$$

construit à partir des impulsions $\vec{p}_i$ de toutes les particules considérées. Si on appelle Q_1 , Q_2 et Q_3 les valeurs propres de ce tenseur, avec $Q_1 > Q_2 > Q_3$, on peut définir la sphéricité *Sphe*, l'aplanarité *Apla* et la planarité *Plan* comme

$$Sphe = \frac{3}{2}(1 - Q_1), \quad (6.2)$$

$$Apla = \frac{3}{2}Q_3, \quad (6.3)$$

$$Plan = (Q_2 - Q_3). \quad (6.4)$$

Nous avons introduit ici toutes ces variables, et non pas seulement la sphéricité, parce que elles sont utilisées par les analyses qui seront décrites plus tard.

Les événements sont ensuite forcés en quatre jets par l'algorithme JADE: il est demandé que Y_{34} (c'est à dire, la valeur de Y_{cut} pour laquelle la transition entre quatre et trois jets a lieu, qui représente approximativement la plus petite des masses invariantes entre deux jets) soit supérieur à 0.01, afin d'assurer une bonne séparation entre les quatre jets. On demande aussi que chaque jet contienne au moins deux traces chargées, ce qui se révèle efficace pour rejeter des configurations très asymétriques à 4 jets du bruit de fond $q\bar{q}$. Le seul bruit de fond important après ces coupures est constitué par les événements "QCD", c'est à dire $q\bar{q}$ avec émission QCD de gluons durs.

La dernière coupure est un critère de cohérence avec l'hypothèse que le quatre jets proviennent de la désintégration de deux particules de masse proche de M_W . Une variable discriminante très efficace serait le χ^2 pour l'ajustement cinématique des événements, aussi bien dans les hypothèses du signal et du bruit de fond; dans cette analyse, seules des coupures sur les masses invariantes des paires de jets sont appliquées. Afin d'améliorer la résolution expérimentale pour les paires de jets provenant de la désintégration d'un W , toutes masses invariantes d'un jet i avec un autre jet j sont rééchelonnées (*rescaled*):

$$m_{ij}^{resc} = \left(\frac{E_b}{E_i + E_j} \right) \times m_{ij} = \left(\frac{E_b}{E_i + E_j} \right) \times \sqrt{(E_i + E_j)^2 - \|\vec{p}_i + \vec{p}_j\|^2} \quad (6.5)$$

parmi les trois possibles répartitions des quatre jets en deux systèmes de deux jets, celle qui minimise

$$(\Delta M)_{ij,kl}^2 = \frac{1}{2}(m_{ij}^{resc} - M_W^{REF})^2 + \frac{1}{2}(m_{kl}^{resc} - M_W^{REF})^2 \quad (6.6)$$

est choisie, où une valeur de référence $M_W^{REF}=80.25$ GeV est utilisée. Dans cette répartition des jets, il est enfin demandée que l'une et l'autre masse rééchelonnée soient supérieurs à $0.9 E_b$ (cf. fig. 6.2).

Cette sélection aboutisse à une efficacité de 57% sur les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (soit une section efficace de 0.96 pb après toutes coupures); le bruit de fond résiduel, dominé par QCD avec une petite contribution d'événements $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, s'élève en 0.55 pb, ce qui donne une pureté de 64%. Pour une luminosité de 100 pb^{-1} , l'erreur statistique *attendue* sur la masse du W est de 220 MeV. Dans les données 13 événements sont sélectionnés, ce qui correspond à une section efficace

$$(\sigma_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}) = 1.20 \pm 0.57 \text{ (stat.) pb}, \quad (6.7)$$

tenant compte de la soustraction des diagrammes 4f; seul l'erreur statistique est portée.

La distribution de la masse rééchelonnée montre qu'il n'y a pas un bon accord entre données et MC dans la forme de cette distribution: le Monte Carlo prédit un pic pour le signal dans la

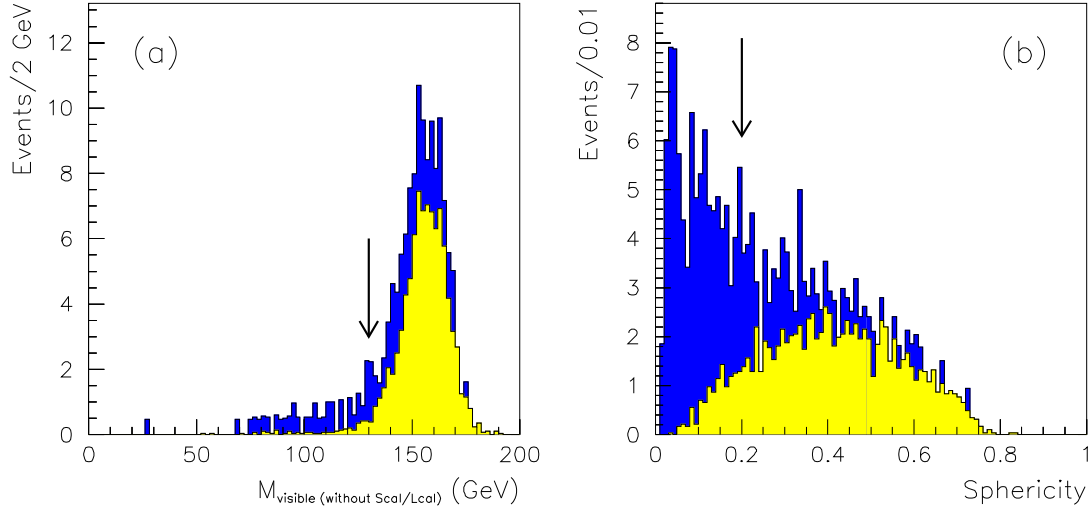


FIG. 6.1 – Distributions utilisées dans la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, pour la somme du signal (en claire) et du bruit de fond $q\bar{q}$ (en sombre): (a) masse visible; (b) sphéricité. Les histogrammes, normalisés à 100 pb^{-1} , contiennent les événements acceptés par toutes les coupures, sauf au plus celle sur la variable en question; cette coupure est indiquée par une flèche.

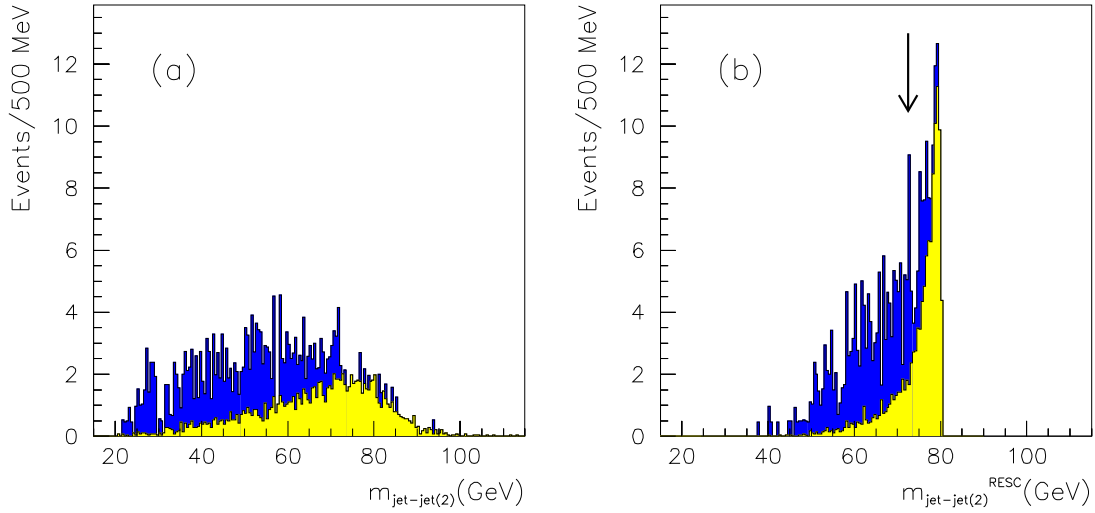


FIG. 6.2 – Distributions utilisées dans la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, pour la somme du signal (en claire) et du bruit de fond $q\bar{q}$ (en sombre): (a) masse invariante avant rééchelonnement; (b) masse rééchelonnée (la plus petite des deux, dans la meilleure combinaison des jets en paires). Les histogrammes, normalisés à 100 pb^{-1} , contiennent les événements acceptés par toutes les coupures, sauf au plus celle sur la variable en question; cette coupure est indiquée par une flèche.

dernière case de l'histogramme, tandis que dans les données le valeurs de la masse rééchelonnée sont jonchées sur une plage plus étendue. En d'autres termes, la section efficace n'est pas stable par rapport au seuil choisi pour la coupure sur m^{resc} : à la limite extrême, si cette coupure est complètement enlevée, la section efficace mesurée s'élève à

$$(\sigma_{W+W-\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}})' = 2.52 \pm 0.83 \text{ (stat.) pb.} \quad (6.8)$$

Dans les limites de l'erreur statistique (très importante à cause de l'énorme bruit de fond), ce résultat n'est pas incompatible avec le résultat de la mesure (6.7), la différence étant de 1.3 déviations standard. En présence d'une statistique des données si limitées et d'un bruit de fond assez important, il est très difficile de traduire cette variation par une estimation de l'erreur systématique sur la mesure. Cette exemple montre que la méthode à simples coupures est très sensible à une bonne description de toutes les variables.

Il faut remarquer que le même problème dans la distributions des masses des paires des jets a été observées par d'autres analyses aussi, où des techniques plus sophistiquées, comme les ajustements cinématiques, sont utilisées pour extraire cette observable physique avec une meilleure résolution expérimentale (cf. la distribution observée dans l'analyse de la "rareté" décrite dans la prochaine section, fig. 6.6). La différence est que, dans une analyse multi-dimensionnelle comme celle de la rareté ou celle des "poids" (elle aussi décrite dans la prochaine section), l'importance relative d'une seule observable comme la masse des paires de jets est diluée par l'utilisation simultanée d'autres variables autant discriminantes; le résultat est que, si une observable individuelle est enlevée de l'analyse multi-dimensionnelle, le résultat est généralement assez robuste (cf. l'étalement des mesures dans l'analyse des poids, fig 6.5).

Dans les premières étapes de l'analyse des données à 161 GeV, l'approche simple détaillée dans cette section a été utilisée comme contrôle croisé des autres sélections [125]. Toutefois, à cause de sa pauvre solidité face aux problème systématiques, aussi bien que de sa sensibilité statistique plus faible que celle des méthodes multi-dimensionnelles qui seront décrites ci-dessous, cette analyse a été abandonnée lors de la détermination du résultat final dans le canal hadronique.

6.2 Techniques multi-dimensionnelles.

Quatre méthodes différentes ont été employées dans la mesure de la section efficace WW hadronique publiée par *ALEPH*: la méthode des poids, la méthode de la rareté, la méthode de la variable discriminante linéaire et la méthode du réseau à neurones.

Dans toutes ces méthodes, une présélection qui rejet la plupart des bruits de fond est suivie par une analyse multi-dimensionnelle, qui permet la séparation du signal du bruit de fond résiduel (principalement QCD). Les idées générales derrière toutes ces méthodes ont été déjà

discutées dans la section 5.2.2. Pour chaque événement, une seule variable discriminante est construite à partir d'une poignée d'observables physiques; cette variable, directement liée à la probabilité que l'événement soit du signal plutôt que du bruit de fond, est ensuite utilisée pour séparer le lot présélectionné dans les deux types d'événements par une coupure, ou bien pour déterminer directement la section efficace du signal à l'aide d'un ajustement. Par rapport à une analyse à simples coupures, l'utilisation d'une variable discriminante multi-dimensionnelle évite la nécessité de couper sur des observables individuelles, pour lesquelles la discrimination du signal du bruit de fond est mauvaise et permet ainsi une bien meilleure résolution statistique sur la section efficace. Puisque la contribution de chaque variable individuelle est diluée, les erreurs systématiques engendrées par la description MC de ces variables sont aussi réduites.

6.2.1 Variables utilisées et description des présélections.

Bien qu'assez différentes du point de vue technique et conceptuel, les quatre méthodes utilisent des variables assez semblables, souvent les mêmes, lors de la présélection aussi bien qu'au niveau de l'analyse multi-dimensionnelle. Ces variables peuvent être groupées dans la façon suivante, selon les propriétés qu'elles décrivent pour chaque événement; certaines entre elles, utilisées dans l'analyse simple détaillée dans la section précédente, ont déjà été mentionnées.

- **CLASS 16.** Toutes les analyses appliquent au début la présélection *online* de *CLASS 16*: au moins 5 bonnes traces chargées sont demandées, dans la plage d'angle polaire $|\cos\theta| < 0.95$, d'énergie totale supérieure à $0.1\sqrt{s}$; seuls les événements WW hadroniques et semi-leptoniques et les bruits de fond hadroniques ($q\bar{q}$, ZZ , $\gamma-\gamma$, Ze^+e^- et $\tau^+\tau^-$) sont acceptés par ces coupures.
- **Multiplicité.** Le nombre de bonnes traces chargées N_{ch} et le nombre d'objets *energy-flow* N_{ef} sont très grands dans le signal, presque le double que dans le bruit de fond $q\bar{q}$.
- **Énergie-impulsion visible.** Dans le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, l'énergie et la masse visible E_{vis} et M_{vis} sont proches de $\sqrt{s}$ et l'impulsion manquante $\not{p}$ est petite, aussi bien dans les directions transverse ($\not{p}_T$) et longitudinale ($\not{p}_z$) à l'axe du faisceau. Le bruit de fond $q\bar{q}\gamma$ radiatif a une grande impulsion manquante longitudinale (~ 55 GeV), correspondante aux photons d'ISR qui s'échappent le long du tube à vide. Dans le bruit de fond $\gamma-\gamma$, la plupart de l'énergie est emportée par les électrons du faisceau diffusés à petits angles et non détectés.
- **Variables topologiques.** La topologie des événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, sphérique à quatre jets, est bien décrite par des variables globales comme la sphéricité $Sphe$, l'aplanarité $Apla$ et la planarité $Plan$ (cf. sec. 6.1), ou le *thrust* $Thru$ (cf. sec. 4.1). Une autre variable intéressante est le nombre de jets N_{jets} observé à une valeur de Y_{cut} donnée avec un algorithme

comme *JADE* ou *DURHAM* (cf. sec. 4.1); toutes les analyses forcent de toute façon l'événement en quatre jets par un de ces algorithmes. Dans le signal, les deux jets provenant de la désintégration d'un W sont presque antiparallèles et les deux paires de jets généralement bien séparées, tandis que dans le bruit de fond QCD les jets engendrés par une paire $q\bar{q}$ émettant des gluons sont relativement plus proches entr'eux. La distribution spatiale des quatre jets l'un par rapport à l'autre est bien décrite par les observables suivantes: la valeur de Y_{cut} pour laquelle la transition entre quatre et trois jets a lieu (Y_{34}), qui, selon l'algorithme choisi, représente la plus petite des masses invariantes ou des impulsions transverses entre deux jets; la somme des cosinus des six angles entre les jets ($\Sigma^{(6)} \cos \theta_{ij}$); la somme des cosinus des deux angles entre les jets dans la combinaison en paires qui minimise cette somme ($\min \Sigma^{(2)} \cos \theta_{ij}$).

- **Propriétés des jets individuels.** Dans le signal, les quatre jets se partagent assez démocratiquement les particules détectées et leur énergie, tandis que dans les bruits de fond on rencontre souvent des configurations très asymétriques; les jets provenant de l'émission d'un gluon sont généralement de basse énergie et multiplicité, les jets engendrés par un photon d'ISR ne contiennent typiquement pas d'autres particules que celui-ci. Parmi les variables utilisées: la plus petite énergie d'un jet, E_{jet}^{min} ; la plus petite multiplicité de bonnes traces chargées Nch_{jet}^{min} ou de particules *energy-flow* Nef_{jet}^{min} par jet; la plus petite masse d'un jet, M_{jet}^{min} (très corrélée à Y_{45}); la somme des p_T^2 de toutes particules par rapport à leurs jets, $\Sigma_{jets} \Sigma_{part} p_T^2$; la plus grande fraction d'énergie El_{jet}^{max} emportée par une seule particule dans un jet; la plus grande fraction d'énergie "électromagnétique" Eem_{jet}^{max} dans un jet (c'est à dire, d'énergie des particules détectées dans ECAL, SICAL ou LCAL).
- **Ajustements cinématiques.** Afin d'améliorer la résolution expérimentale par la requête de la conservation de l'énergie-impulsion, toutes les analyses utilisent un ajustement cinématique du type décrite dans la section 2.3, ou le reéchellonnement des jets mesurés. Cette deuxième technique, utilisée par exemple dans [126], consiste à résoudre le système de quatre équations décrivant la conservation de l'énergie-impulsion dans l'événement, dans l'hypothèse que les vitesses des jets $\vec{\beta}_i = \vec{p}_i/E_i$ sont mesurées parfaitement. La convergence de l'ajustement avec un χ^2 de probabilité élevée, ou bien la résolubilité du reéchellonnement, permettent de rejeter les événements mal mesurés, aussi bien que les événements avec une impulsion manquante importante (typiquement, les événements $q\bar{q}$ radiatifs). Si l'ajustement est à cinq contraintes, sa convergence indique aussi la compatibilité de l'événement avec l'hypothèse que les particules observées proviennent de la désintégration de deux particules de masses égales.
- **Masses ajustées et éléments de matrice.** Pour déterminer si un événement sphérique à quatre jets bien séparés provienne de la désintégration de deux W ou bien de l'émission QCD de gluons par une paire $q\bar{q}$, des variables très puissantes sont celles qui apportent de l'information spécifique à l'un seul de ces deux types d'événements, pour lequel elles ont une valeur bien définie: la masse M_{5C}^{fit} dans un ajustement cinématique 5C, qui dans le signal est proche de la masse du W (aussi bien que la moyenne $\overline{M_{4C}^{fit}}$ des deux masses

Analyse	g	R	U	NN
Prés. <i>online</i>	<i>CLASS 16</i>	<i>CLASS 16</i>	<i>CLASS 16</i>	<i>CLASS 16</i>
Multiplicité	—	$N_{ch} > 20$	$N_{ch} > 7$	$N_{ch} > 20$
	—	$N_{ef} > 42$	—	$N_{ef} > 40$
$(E, \vec{p})$ visibles	$E_{vis} > 0.68\sqrt{s}$	$E_{vis} > 0.70\sqrt{s}$	$E_{vis} > 0.75\sqrt{s}$	$E_{vis} > 0.70\sqrt{s}$
	$ \vec{p}_z < 25 \text{ GeV}$	$ \vec{p} < 30 \text{ GeV}$	$ \vec{p}_z < 0.75(M_{vis} - 90)$ $ \vec{p}_T < 25 \text{ GeV}$	$ \vec{p}_z < 25 \text{ GeV}$ $ \vec{p}_T < 30 \text{ GeV}$
Topologie	—	$N_{jets}^{JADE} \geq 4$ ($Y_{cut} = .05$)	$Sphe > 0.008$	—
	4 jets <i>JADE</i>	4 jets <i>DURHAM</i>	4 jets <i>DURHAM</i>	4 jets <i>DURHAM</i>
	—	$Y_{34} > 0.0025$	$Y_{34} > 0.002$	$Y_{34} > 0.0025$
	—	$\Sigma^{(6)} \cos \theta_{ij} < -1$	$\min \Sigma^{(2)} \cos \theta_{ij} < -1$	—
Propriétés des jets	$M_{jet}^{min} > 0.003\sqrt{s}$	$N_{ch}_{jet}^{min} \geq 1$	$M_{jet}^{min} > 0.01\sqrt{s}$	$N_{ch}_{jet}^{min} \geq 1$
	$E1_{jet}^{max} < 0.85$	$N_{ef}_{jet}^{min} \geq 4$	$Eem_{jet}^{max} < 0.85$	$N_{ef}_{jet}^{min} \geq 4$
Ajust. ciném.	4C $P(\chi^2) > 0.001$	5C	rééchelonnement	4C

TAB. 6.1 – Liste des coupures dans les quatre présélections $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.

dans un ajustement 4C); les éléments de matrices $|\mathcal{M}_{QCD}|^2$ et $|\mathcal{M}_{WW}|^2$ pour les processus $e^+e^- \xrightarrow{QCD} q\bar{q}gg, q\bar{q}q\bar{q}$ et $e^+e^- \xrightarrow{WW} q\bar{q}q\bar{q}$ (calculés à partir des énergies-impulsions des quatre jets, pour la combinaison qui donne la valeur plus grande parmi les 24 possibles), qui sont élevés seulement dans les événements du type correspondant.

Les quatre présélections diffèrent dans le choix précis des coupures appliquées aussi bien que dans leur philosophie de fond, certaines d'entre elles préférant une excellente pureté, d'autres une très grande efficacité. En tous cas, un effort spécial est concentré sur le rejet des événements $q\bar{q}\gamma$ produits par le retour radiatif au pic du Z , plus simples à séparer du signal que le processus $q\bar{q}$ non-radiatif. Les détails des présélections sont décrites dans la table 6.1; à ces coupures il faut parfois en ajouter des autres, qui sont appliqués aux variables utilisées par les techniques multi-dimensionnelles, afin de se restreindre aux plages de valeurs typiques du signal. Pour donner un exemple, les distributions des variables utilisées dans la présélection de la méthode du réseau à neurones sont montrées dans les figures 6.3 et 6.4.

Les résultats sont résumés dans la table 6.2. Dans toutes les présélections, le bruit de fond résiduel se compose pour la presque totalité d'événements $q\bar{q}$, avec des traces (3–4%) de $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.

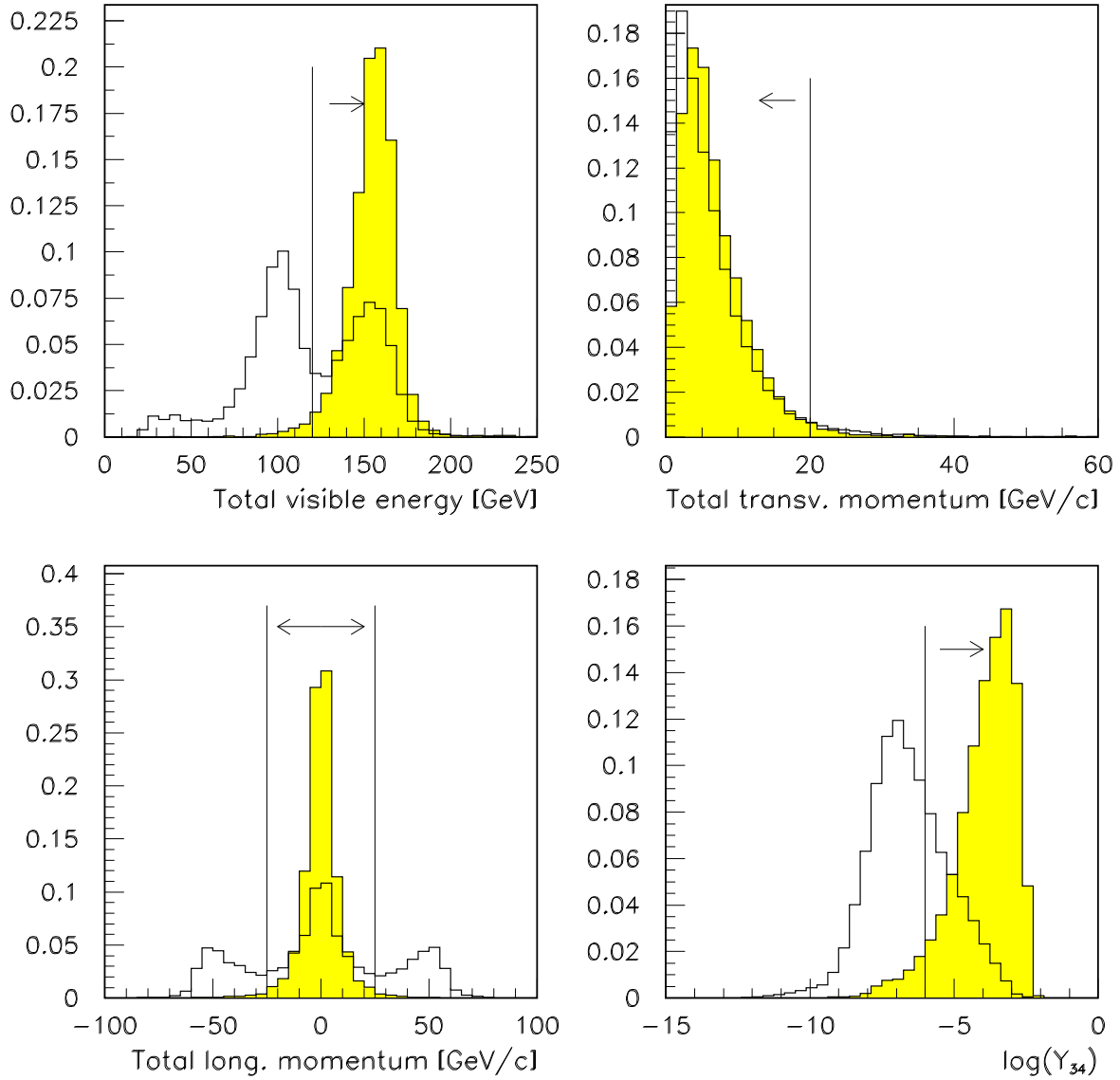


FIG. 6.3 – Distributions utilisées dans la présélection de la méthode du réseau à neurones, pour le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (histogramme ombré) et la somme des bruits de fond non- WW (histogramme ouvert): énergie visible E_{vis} , impulsions visibles transverse $\not{p}_T$ et longitudinale ($-\not{p}_z$), $\log(Y_{34})$. Les flèches indiquent les coupures appliquées. Signal et bruit de fond sont normalisés au même nombre d'événements.

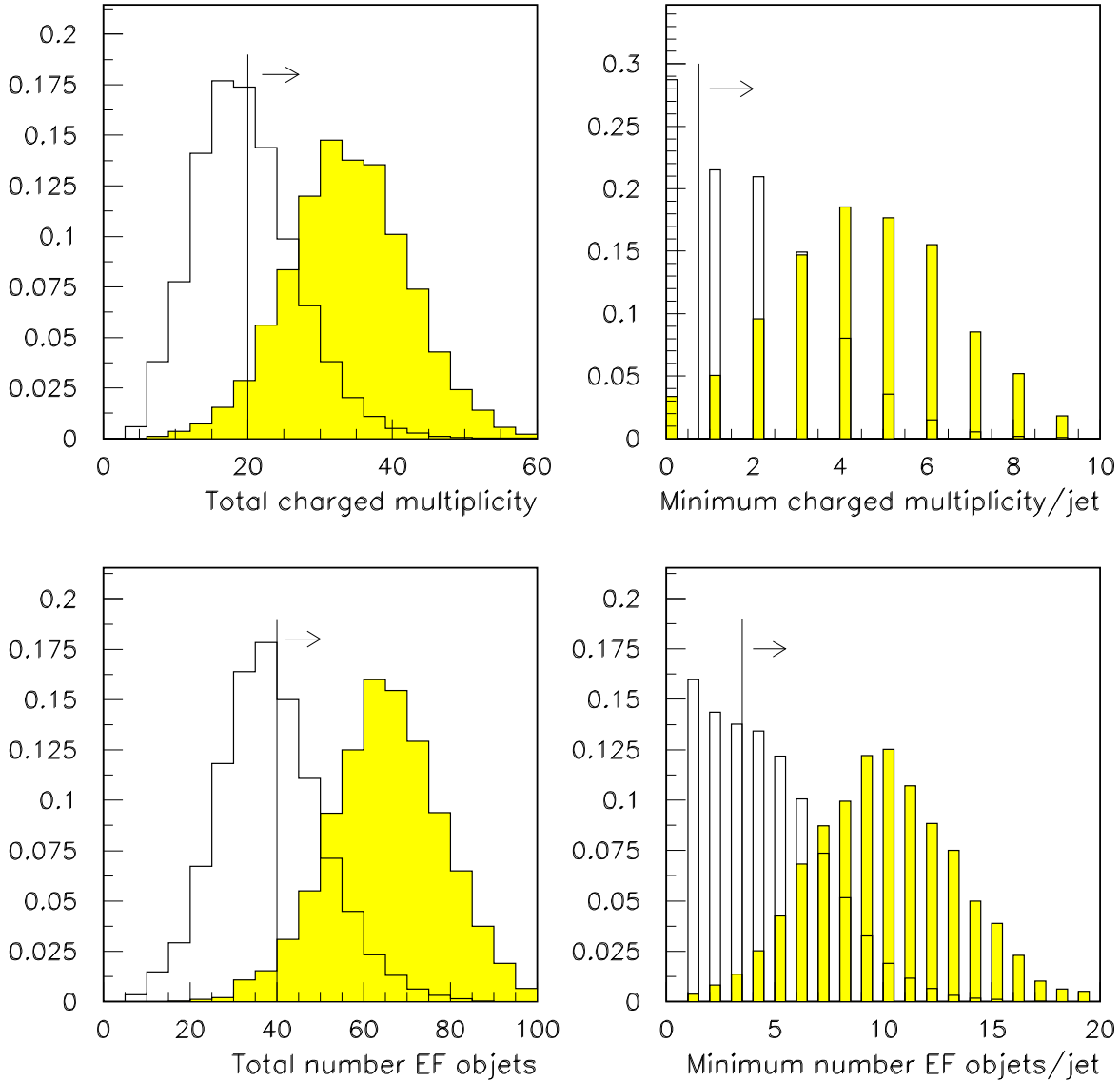


FIG. 6.4 – Distributions utilisées dans la présélection de la méthode du réseau à neurones, pour le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (histogramme ombré) et la somme des bruits de fond non- WW (histogramme ouvert): multiplicité de traces chargées totale N_{ch} , plus petite multiplicité de traces chargées par jet $N_{ch}^{min}_{jet}$, multiplicité d'objets energy-flow N_{ef} , plus petite multiplicité d'objets energy-flow par jet $N_{ef}^{min}_{jet}$. Les flèches indiquent les coupures appliquées. Signal et bruit de fond sont normalisés au même nombre d'événements.

Analyse	Données	Monte Carlo	$\epsilon_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$	Signal/Bruit
Poids (g)	262	275.2	93.9%	0.08
Rareté (R)	80	78.5	90.5%	0.27
Variable Discriminante (U)	70	69.4	83.0%	0.28
Réseau à Neurones (NN)	111	95.0	90.9%	0.21

TAB. 6.2 – *Le nombre d'événements présélectionnés est comparé au nombre prévu par les Monte Carlo du bruit de fond et du signal (pour $M_W = 80.25$ GeV). L'efficacité de présélection sur les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et le rapport signal/bruit attendu sont aussi portés.*

La table permet de remarquer que des petites différences entre les performances des quatre analyses apparaissent déjà au niveau de la présélection. En particulier, la présélection utilisée pour la méthode de la rareté a une meilleure efficacité que celle utilisée pour la méthode de la variable discriminante, avec un rapport signal sur bruit similaire, et un meilleur rapport signal sur bruit que celle utilisée pour la méthode du réseau à neurones, avec une efficacité très semblable. La présélection utilisée pour la méthode des poids est plus difficile à comparer, parce que son efficacité est beaucoup plus élevée que les autres, mais la contamination des bruits de fond est beaucoup plus importante. Nous remarquons qu'on aurait certainement gagné à unifier les présélections à la plus efficace. Cela aurait demandé une nouvelle étude complète des analyses, qui avaient déjà été entreprises et finalisées indépendamment par quatre groupes. Comme on verra par la suite, les quatre analyses ont été combinées, ce qui fait que très peu d'information a été perdue.

Sur les lots ainsi présélectionnés, les techniques multi-dimensionnelles décrites ci-dessous sont ensuite appliquées.

6.2.2 Méthode des poids (**g**).

Dans la méthode des poids [119], un poids $g(\vec{x})$ entre 0 et 1 est attribué à chacun des événements présélectionnés, calculé à partir des valeurs observées pour un certain nombre M de variables, $\vec{x} = \{x_1, \dots, x_M\}$. Lors de la détermination de la section efficace, essentiellement, le comptage du nombre des événements présélectionnés est remplacé par la somme des tous leurs poids, pour les événements observés dans les données aussi bien que dans les Monte Carlo du signal et du bruit de fond.

Si tous les événements présélectionnés avaient un poids égal à 1 (comme dans une analyse à

simples coupures), la section efficace¹ du signal WW serait déterminée par

$$\sigma_{WW} = \frac{N^{DATA} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}}}{\mathcal{L}\epsilon_{WW}}, \quad (6.9)$$

ϵ_{WW} étant l'efficacité de présélection, σ_{bkg} la section efficace résiduelle pour les bruits de fond après la présélection. Par analogie, dans la méthode des poids la section efficace est déterminée par:

$$\sigma_{WW} = \frac{\sum_{events}^{N^{DATA}} g(\vec{x})^{DATA} - \mathcal{L}\sigma_{\text{bkg}} \overline{g(\vec{x})_{\text{bkg}}^{MC}}}{\mathcal{L}\epsilon_{WW}^{pres} \overline{g(\vec{x})_{WW}^{MC}}}, \quad (6.10)$$

où $\overline{g(\vec{x})_{\text{bkg}}^{MC}}$ et $\overline{g(\vec{x})_{WW}^{MC}}$ représentent les poids moyens des événements Monte Carlo présélectionnés, pour les bruits de fond (les différentes sources étant normalisées à la même luminosité) et pour le signal. La seule source d'erreur statistique dans cette expression est $\sum_{events}^{N^{DATA}} g(\vec{x})^{DATA}$, dont la variance est $\sum_{events}^{N^{DATA}} (g(\vec{x})^{DATA})^2$: pour s'en apercevoir, on peut considérer que, si l'espace M -D des valeurs de $\vec{x}$ est divisé en cases, alors $\sum_{events}^{N^{DATA}} g(\vec{x})^{DATA} = \sum_{cases}^{N^{cases}} N_i g(\vec{x}_i)$, dont la variance est

$$V\left[\sum_{events}^{N^{DATA}} g(\vec{x})^{DATA}\right] = \sum_{cases}^{N^{cases}} V[N_i g(\vec{x}_i)]^2 = \sum_{cases}^{N^{cases}} N_i g(\vec{x}_i)^2 = \sum_{events}^{N^{DATA}} (g(\vec{x})^{DATA})^2. \quad (6.11)$$

L'erreur statistique sur la mesure de la section efficace est alors donnée par

$$\Delta\sigma_{WW} = \frac{\sqrt{\sum_{events}^{N^{DATA}} (g(\vec{x})^{DATA})^2}}{\mathcal{L}\epsilon_{WW}^{pres} \overline{g(\vec{x})_{WW}^{MC}}}. \quad (6.12)$$

Nous remarquons que, dans cette méthode comme dans les analyses leptonique et semi-leptonique, la contamination due aux bruits de fond est supposée connue et non pas ajustée dans les données.

Le résultat (6.10) est non-biaisé par rapport au choix des poids $g(\vec{x})$, à condition que la distribution des événements en $\vec{x}$ soit bien simulée par le Monte Carlo pour le signal et le bruit de fond. L'erreur statistique (6.12), par contre, dépend du choix des $g(\vec{x})$; en décomposant la distribution *attendue* de $g(\vec{x})$ pour les données comme la somme des distributions de $g(\vec{x})$ pour

1. Pour simplicité, dans la description de cette analyse, de même que des suivantes, nous allons généralement négliger la correction de la section efficace $CC03$ due à la soustraction des diagrammes $4f$. Cette correction est pourtant appliquée pour toutes les analyses, dans le même esprit de la formule additive 2.33; les résultats de la mesure seront toujours portés comme sections efficaces $CC03$.

Plus en détail: pour la méthode des poids, les efficacités de sélection ϵ dans la formule (2.33) sont remplacées par les efficacités de présélection "pondérées" $\epsilon^{pres} \overline{g(\vec{x})^{MC}}$, dans le cas $CC03$ aussi bien que dans le cas $4f$; pour la méthode de la variable discriminante linéaire, une coupure est imposée et la correction est appliquée de façon standard; pour les deux autres méthodes, où un ajustement de la fraction d'événements du signal dans le lot présélectionné est effectué, l'efficacité de présélection ϵ^{pres} est utilisée en lieu de l'efficacité de sélection ϵ . Les corrections résultantes à soustraire sont généralement de l'ordre de 0.18 pb et positives; elles sont engendrées surtout par les diagrammes $Z\gamma$ de production de deux bosons neutres dans les canaux $u\bar{d}\bar{d}\bar{u}$ et $c\bar{s}s\bar{c}$.

signal et bruit de fond, il est facile à démontrer que l'erreur statistique *attendue* est minimisée quand

$$g(\vec{x}) = \frac{d\sigma_{WW}/d\vec{x}}{d\sigma_{WW}/d\vec{x} + d\sigma_{bkg}/d\vec{x}} \quad (6.13)$$

où $d\sigma_{WW}/d\vec{x}$ et $d\sigma_{bkg}/d\vec{x}$ sont les sections efficaces différentielles attendues pour le signal et le bruit de fond. Avec cette définition, le poids est donc un exemple de variable de Neyman-Pearson.

En pratique, les sections efficaces différentielles ne sont pas des fonctions analytiques dans les variables choisies; elles sont alors calculées par la simulation MC. L'espace M -dimensionnel des valeurs de $\vec{x}$ est divisé en cases; dans la case i , le poids $g(\vec{x}_i)$ est calculé comme

$$g(\vec{x}_i) = \frac{n_{WW}^{MC}(\vec{x}_i)}{n_{WW}^{MC}(\vec{x}_i) + n_{bkg}^{MC}(\vec{x}_i)}, \quad (6.14)$$

où les nombres $n^{MC}(\vec{x}_i)$ d'événements dans la case i sont normalisés à la même luminosité pour le signal et le bruit de fond. L'espacement des cases est choisi assez petit pour garder le pouvoir discriminant des observables physiques, dans la contrainte d'une statistique MC limitée; une interpolation est utilisée dans les cases de très basse statistique. Pour améliorer la précision statistique, les densités locales $n^{MC}(\vec{x}_i)$ ont été calculées sur la simulation rapide de populations très grandes d'événements MC, plutôt que sur des lots restreints d'événements MC complètement reconstruits. Nous remarquons que la simulation rapide et la procédure d'interpolation n'engendrent aucune perte de précision systématique: le choix des poids *défini* seulement une procédure de mesure (comme le choix des coupures définit une sélection), tandis que l'estimation des poids qui interviennent dans la formule 6.10 est effectuée sur des lots MC complètement reconstruits du signal et du bruit de fond. En d'autres termes, comme déjà remarqué, la mesure est non-biaisée par rapport au choix des poids.

Afin de limiter la statistique MC nécessaire au calcul des poids, un nombre restreint de variables a dû être choisi. Plusieurs variables ont été essayées parmi celles décrites dans la section précédente; le choix a été effectué avec le but de maximiser le pouvoir discriminant de la méthode, tout en évitant ces variables pour lesquelles la prédiction MC et les données ne sont pas en parfait accord. Cinq variables ont été choisies: M_{4C}^{fit} , Y_{34}^{JADE} , $Sphe$, $\Sigma_{jets}\Sigma_{part}p_T^2$ et E_{jet}^{min} . Pour une luminosité de 100 pb^{-1} , l'erreur statistique *attendue* sur la masse du W est de 182 MeV.

Le nombre d'événements observés dans les données après la présélection est en bon accord avec la prédiction du Monte Carlo, aussi bien que les distributions des 5 variables utilisées et la distribution des poids, portée dans la figure 6.9d. La section efficace $CC03$ mesurée dans le canal hadronique par la méthode des poids s'élève à

$$(\sigma_{W+W \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{CC03})^{Poids} = 1.81 \pm 0.54(stat.) \pm 0.17(syst.) \text{ pb.} \quad (6.15)$$

Plusieurs sources contribuent à l'erreur systématique, dont les plus importantes sont les suivantes: l'erreur sur la simulation des 5 variables qui déterminent les poids, estimée par la variation de la section efficace si seules 4 des 5 variables sont utilisées (cf. fig. 6.5); l'erreur due à la présélection, estimée en comparant les distributions des variables de présélection; l'erreur engendrée par la simulation MC du bruit de fond $q\bar{q}$, estimée par la comparaison des prédictions de *PYTHIA* et *HERWIG*.

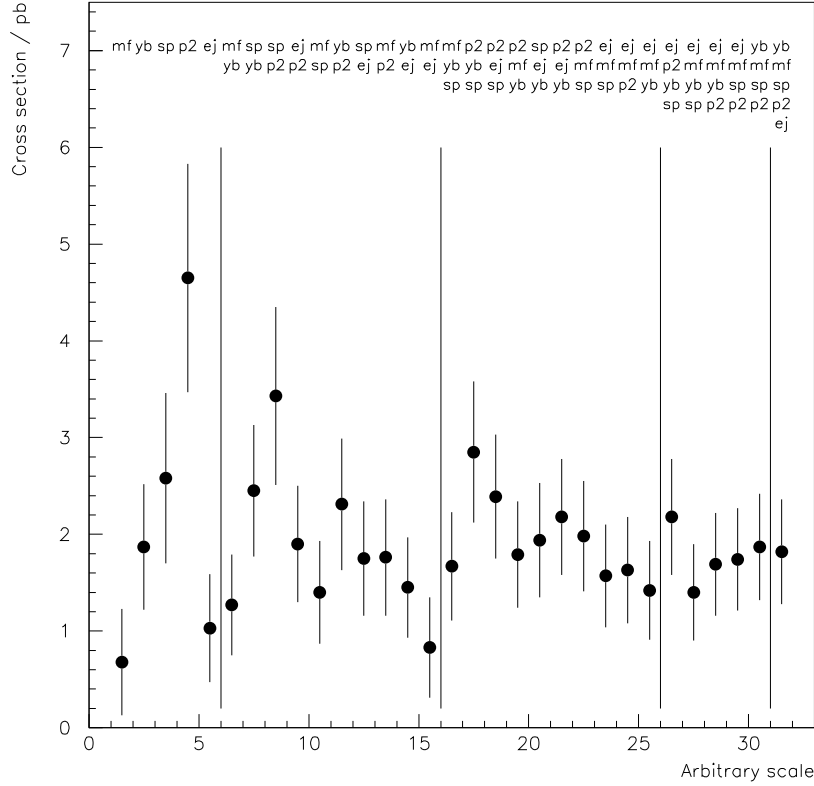


FIG. 6.5 – Sections efficaces mesurées par la méthode des poids, en fonction de la combinaison des variables choisies parmi les 5 utilisées pour obtenir la valeur centrale de la mesure: la masse moyenne ajustée M_{4C}^{fit} (mf dans la figure); Y_{34}^{JADE} (yb), la sphéricité (sp), la somme des impulsions transverses carrées par rapport aux jets $\Sigma_{jets}\Sigma_{part}p_T^2$ (p2), et la plus petite énergie d'un jet E_{jet}^{min} (ej). La figure est divisée en cinq secteurs, correspondants au nombre de variables utilisées; l'erreur systématique due au choix des variables est estimée par la dispersion du résultat quand seules quatre variables sont utilisées.

6.2.3 Méthode de la rareté (R).

La méthode de la rareté [120] permet une combinaison pratique d'information multidimensionnelle: une variable discriminante R , dite “rareté” (*rarity*), est construite de telle façon qu'elle soit uniformément distribuée entre 0 et 1 pour le signal WW (appelé processus “standard”) et concentrée autour de 0 pour les bruits de fond (processus “rare” ou “exotique”). La distribution de R ainsi construite est ensuite ajustée pour déterminer la fraction d'événements du signal et du bruit de fond dans le lot présélectionné. La définition de la rareté implique qu'elle n'est pas une variable du type de Neyman-Pearson, et donc non pas nécessairement optimale; toutefois, son caractère pratique fait qu'on peut utiliser beaucoup de variables et donc atteindre des performances assez compétitives.

La rareté R est construite dans la façon suivante [127]:

- les M variables $\vec{x} = \{x_1, \dots, x_j, \dots, x_M\}$ utilisées sont transformées pour que les valeurs du processus exotique soient en moyenne moins élevées que celles du processus standard (la transformation plus simple étant un changement de signe);
- pour chaque événement i (standard aussi bien que exotique), la fraction T^i d'événements MC du processus standard pour lesquels $x_j^{MC, standard} \leq x_j^i$ pour toutes les variables x_j considérées est déterminée;
- pour chaque événement i (standard aussi bien que exotique), la fraction R^i d'événements MC du processus standard pour lesquels $T^{MC, standard} \leq T^i$ est déterminée;
- R^i est la rareté de l'événement i .

Par construction, R est uniforme entre 0 et 1 pour le processus standard, tandis qu'elle a un pic à 0 pour le processus exotique, les valeurs de T dans ce processus étant généralement inférieures aux valeurs de $T^{MC, standard}$. Nous remarquons que la méthode donnerait $R = T$ si une seule variable x était utilisée: la variable intermédiaire T n'est nécessaire que parce que plusieurs variables $\vec{x}$ sont en jeu.

Dans cette analyse, la rareté est construite à partir des six variables suivantes: $\log(Y_{34}^{DURHAM})$, $\log(|\mathcal{M}_{QCD}|^2)$, $Sphe$, E_{jet}^{min} , $\Sigma^{(6)} \cos \theta_{ij}$ et M_{5C}^{fit} ; les distributions de ces variables sont portées dans la figure 6.6.

Les distributions de rareté sont obtenues sur des lots d'événements MC complètement reconstruits. La fraction η d'événements de bruit de fond dans le lot présélectionné est déterminée par un ajustement unidimensionnel *unbinned*, où l'on maximise la vraisemblance que la distribution de rareté observée dans le lot de N^{pres} événements présélectionnés soit la somme des

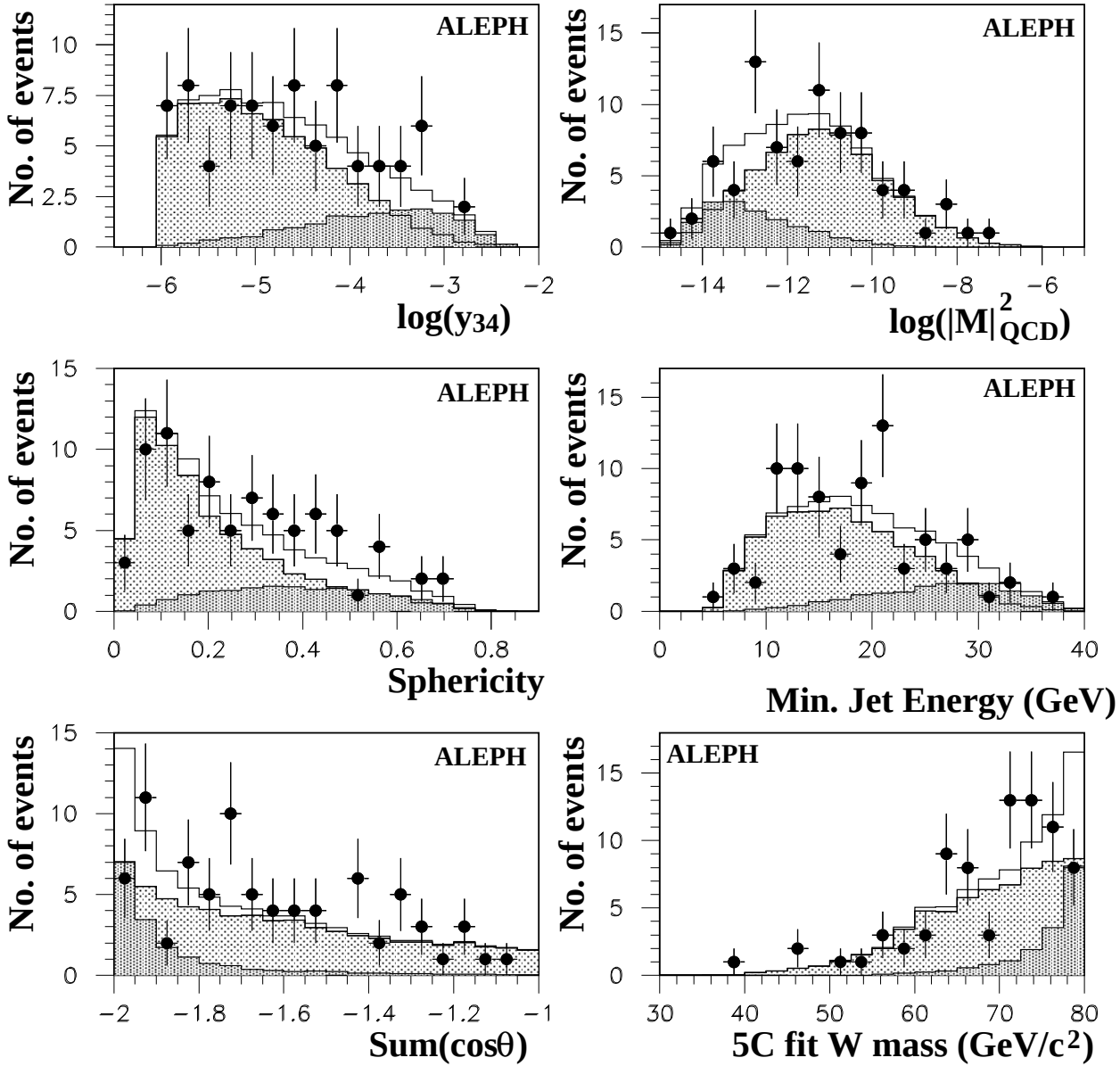


FIG. 6.6 – Distributions des six observables physiques utilisées pour définir la rareté, après la pré-sélection: $\log(Y_{34}^{DURHAM})$, $\log(|\mathcal{M}_{QCD}|^2)$, $Sphe$, E_{jet}^{min} , $\Sigma^{(6)} \cos \theta_{ij}$ et M_{5C}^{fit} . Les données (croix) sont comparées à la prédiction Monte Carlo (histogramme), normalisée aux données; les contributions aux MC du signal et du bruit de fond sont indiquées séparément par les histogrammes ombrés sombre et clair.

distributions de rareté $f_{bkg}(r)$ et $f_{WW}(r)$ pour le bruit de fond et le signal, pondérée par les poids η et $(1-\eta)$ à ajuster. Dans l'ajustement, le nombre total d'événements observés N^{pres} est contraint à la prédiction du Monte Carlo $\mathcal{L}\sigma_{bkg}^{pres}/\eta$, dans les limites données par la statistique de Poisson. En pratique, la vraisemblance L à maximiser est

$$L = \left(\prod_{event\ i}^{N^{pres}} [(1-\eta)f_{bkg}(r_i) + \eta f_{WW}(r_i)] \right) \cdot P_{Poisson}(N^{pres} | \frac{\mathcal{L}\sigma_{bkg}^{pres}}{\eta}). \quad (6.16)$$

La section efficace est ensuite déterminée comme

$$\sigma_{WW} = \frac{\sigma_{bkg}^{pres}}{\epsilon_{WW}} \left(\frac{1-\eta}{\eta} \right). \quad (6.17)$$

L'erreur statistique sur cette mesure est donnée par

$$\Delta\sigma_{WW} = \frac{\sigma_{bkg}^{pres}}{\epsilon_{WW}} \left(\frac{\Delta\eta}{\eta^2} \right). \quad (6.18)$$

L'erreur $\Delta\eta$ sur l'ajustement du paramètre η est calculée par une variation de la vraisemblance $\Delta(\log L) = 0.5$; puisque la probabilité Poissonnienne $P_{Poisson}(N^{pres} | \mathcal{L}\sigma_{bkg}^{pres}/\eta)$ est comprise dans la vraisemblance, l'erreur statistique due au nombre d'événements présélectionnés N^{pres} , d'ordre $\sqrt{N^{pres}}$, est automatiquement prise en compte dans $\Delta\eta$.

Dans la méthode que nous venons de décrire, le signal a toujours été considéré le processus standard; il se trouve dans ce cas que l'erreur statistique *attendue* sur la masse du W est de 184 MeV, pour une luminosité de 100 pb⁻¹. La méthode de la rareté pourrait être appliquée aussi en utilisant le bruit de fond comme processus standard; cette option n'a pas été choisie parce que l'erreur statistique attendue est 10–15% plus élevée. La distribution de la rareté observée dans les données, calculée en utilisant le signal comme processus standard, est portée dans la figure 6.9c et comparée à la prédiction du Monte Carlo, normalisée aux données; la distribution de la rareté pour le signal, uniforme comme attendu, a été obtenue sur un lot MC différent de celui utilisé comme lot de référence pour le processus standard dans les calcul des raretés.

La section efficace $CC03$ mesurée dans le canal hadronique par la méthode de la rareté s'élève à

$$(\sigma_{W+W \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{CC03})^{Rarity} = 1.92_{-0.60}^{+0.59}(stat.) \pm 0.14(syst.) \text{ pb}. \quad (6.19)$$

Parmi les sources d'erreur systématique considérées, les plus importantes sont les suivantes: l'erreur due à la simulation MC du signal WW , estimée par l'écart de la section efficace mesurée quand les différents lots engendrés avec *KRLW02* et *EXCA02* (avec et sans reconnection de couleur) sont utilisés comme Monte Carlo du processus standard; les erreurs statistiques MC; l'erreur engendrée par la prédiction MC de la normalisation du bruit de fond $q\bar{q}$, estimée connue à $\pm 4\%$ près (correspondant au désaccord entre données et MC après la présélection de *CLASS 16*). La dernière source d'erreur systématique mentionnée serait absent si le nombre d'événements du

bruit de fond observés n'était pas contraint, dans l'ajustement, au nombre attendu; toutefois l'erreur statistique, aussi bien que l'erreur systématique totale, seraient alors plus élevées, ce qui justifie le choix d'appliquer cette contrainte.

6.2.4 Méthode de la variable discriminante linéaire ($\mathbf{U}$).

Dans cette méthode [121], une seule variable U est construite comme combinaison linéaire de plusieurs observable physiques, choisies parmi celles avec le plus grand pouvoir de discriminer le signal des bruits de fond; la combinaison linéaire est calculée de telle sorte que les événements avec une valeur de U élevée à la sortie aient une grande probabilité de provenir du processus signal. Une coupure est ensuite appliqué au seuil U_0 , les événements pour lesquels $U > U_0$ étant identifiés comme événements WW ; la section efficace WW est déterminée de façon classique, par l'estimation du bruit de fond résiduel à soustraire et de l'efficacité de sélection du signal. Comme déjà la rareté, cette variable discriminante linéaire n'est pas une variable du type de Neyman-Pearson non plus et donc non pas nécessairement optimale; elle est toutefois très pratique et permet d'utiliser un nombre de variables grand à loisir, et donc d'atteindre des performances assez compétitives.

La technique utilisée pour construire la variable discriminante $\mathbf{U}$ est un cas particulier d'une analyse discriminante linéaire [128] applicable à toutes les situations où plusieurs événements appartiennent à plusieurs classes. Dans le cas de la mesure de la section efficace WW hadronique, nous sommes en présence d'une population de N événements appartenants à deux classes différentes $\mathcal{C} = \{WW, bkg\}$: le signal et le bruit de fond, tels que $N_{WW} + N_{bkg} = N$. La variance d'une observable u par rapport à sa moyenne $\bar{u}$ sur l'entière population peut alors s'exprimer comme

$$\begin{aligned}
 \text{Var}(u) &= E[(u - \bar{u})^2] \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{\mathcal{C}=\{WW, bkg\}} \sum_{e_C=1}^{N_C} (u_{e_C} - \bar{u})^2 \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{\mathcal{C}=\{WW, bkg\}} \sum_{e_C=1}^{N_C} [(u_{e_C} - \bar{u}_C)^2 + (\bar{u}_C - \bar{u})^2] \\
 &= \text{Var}^W(u) + \text{Var}^B(u).
 \end{aligned} \tag{6.20}$$

En d'autres termes, $\text{Var}(u)$ représente la somme de la variance $\text{Var}^W(u)$ à l'intérieur (*within*) de chaque classe par rapport à la moyenne $\bar{u}_C$ dans cette classe, et de la variance $\text{Var}^B(u)$ "entre" (*between*) les classes (c.a.d., la variance des moyennes dans chaque classe par rapport à la moyenne de la population).

Le “pouvoir discriminant” $DP(u)$ d’une variable u est défini comme le rapport entre la variance entre les classes et la variance de la population,

$$DP(u) = \frac{\text{Var}^B(u)}{\text{Var}^B(u) + \text{Var}^W(u)}. \quad (6.21)$$

L’idée à la base de cette définition est que, pour une variable u avec un grand pouvoir discriminant, l’étalement des valeurs de u dans la population (signal et bruit de fond) est dû principalement à la différence des valeurs typiques de u pour le signal et le bruit de fond, et non pas à l’étalement des valeurs de u pour chacun de ces deux types d’événements. Si plusieurs observables physiques sont utilisées, un simple calcul d’algèbre linéaire permet de déterminer la combinaison linéaire de ces observables pour laquelle le pouvoir discriminant est maximisé, en présence des corrélations parmi les différentes observables.

Pour construire la variable linéaire U utilisée dans la mesure de la section efficace, les M observable physiques d’entrée sont d’abord ordonnées selon leur pouvoir discriminant. La variable la plus discriminante est choisie; chacune des autres variables est ensuite combinée linéairement à celle-ci, et les combinaisons linéaires de deux variables ainsi construites sont aussi ordonnées selon leur pouvoir discriminant. Le cycle continue par la construction des combinaisons linéaires de 3, 4, $\dots$ M variables les plus discriminantes; à chaque cycle, les coefficients linéaires sont calculés de façon à maximiser le pouvoir discriminant.

Le cycle est effectué sur 12 variables dans l’analyse considérée; pourtant, le pouvoir discriminant arrive à saturation dès que seules 6 variables sont utilisées, comme indiqué dans la figure 6.7, ce qui justifie le choix de limiter la composition de U à ces 6 variables. L’expression utilisée pour U est la suivante:

$$\begin{aligned} U = & +23.350 \times Y_{34}^{DURHAM} \\ & +0.0125 \times E_{jet}^{min} \\ & -0.5581 \times \min \Sigma^{(2)} \cos \theta_{ij} \\ & -0.1048 \times \log_{10}(|\mathcal{M}_{QCD}|^2) \\ & +0.4817 \times Sphc \\ & +0.0253 \times \log_{10}(|\mathcal{M}_{WW}|^2) \\ & -2.142. \end{aligned} \quad (6.22)$$

La coupure est appliquée à $U_0 = 0$. Dans l’optimisation de la définition de U , des lots d’événements MC complètement reconstruits ont été utilisés pour le signal et les bruits de fond; de façon à ne pas biaiser la mesure, d’autres lots ont été utilisés pour estimer l’efficacité de sélection et la contamination des bruits de fond.

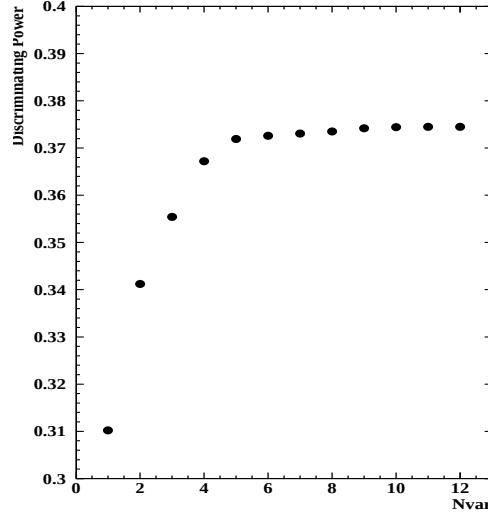


FIG. 6.7 – Pouvoir discriminant de la variable U en fonction du nombre de variables utilisées dans la combinaison linéaire; dans l'analyse, seules six variables ont été retenues.

Pour la méthode ainsi définie, l'efficacité de sélection $CC03$ s'élève à $\epsilon = 64\%$; après coupures, le bruit de fond résiduel (composé de $q\bar{q}$ pour le 93%, ZZ pour le reste) a une section efficace de 0.59 pb, correspondante à une pureté attendue du signal $\rho = 64\%$ dans le lot d'événements sélectionnés. L'erreur statistique *attendue* résultante sur la masse du W est de 211 MeV, pour une luminosité de 100 pb^{-1} . La distribution de U observée dans les données est portée dans la figure 6.9a pour tous événements présélectionnés et comparée à la simulation Monte Carlo; 16 événements sont sélectionnés par la coupure $U > U_0$. La figure 6.8 montre un de ces événements, auquel aussi les autres trois analyses attribuent une probabilité élevée de provenir d'une désintégration $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.

La section efficace $CC03$ hadronique résultante s'élève à

$$(\sigma_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{CC03})^{\text{Var. Discr. Lin.}} = 1.55 \pm 0.58(\text{stat.}) \pm 0.19(\text{syst.}) \text{ pb.} \quad (6.23)$$

Parmi les sources d'erreur systématique considérées, les plus importantes sont les suivantes: l'erreur due à la présélection, estimée par la variation des coupures employées; l'erreur engendrée par les 6 variables choisies pour le calcul de U , estimée en calculant U comme la combinaison linéaire la plus discriminante d'un nombre différent de variables entre 4 et 12; l'erreur engendrée par la simulation MC du bruit de fond $q\bar{q}$, estimée par la comparaison des prédictions de *PYTHIA* et *HERWIG*.

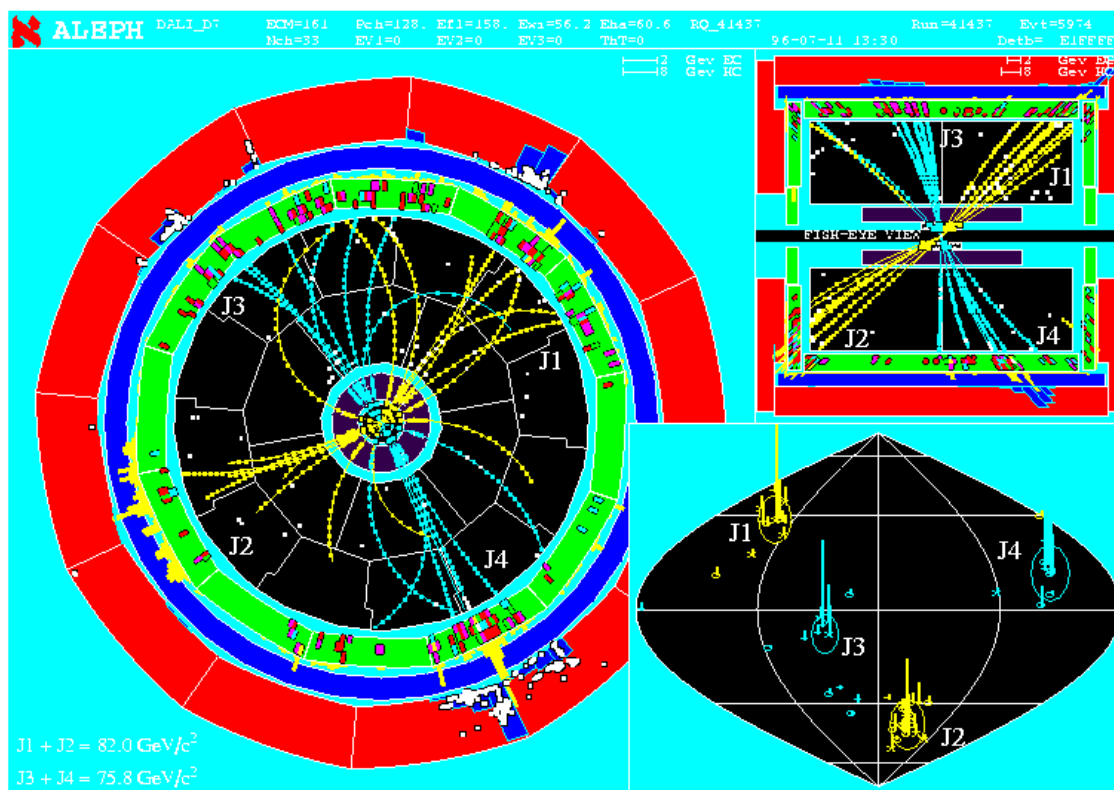


FIG. 6.8 – L'événement 5974 du run 41437, identifié comme $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ par la méthode de la discriminante linéaire U et ayant des valeurs très proches de 1 des autres variables discriminantes g , R et N . L'événement est forcé en quatre jets: les deux paires de jets provenant des désintégrations des deux W sont indiquées par les deux couleurs des traces dans la TPC.

6.2.5 Méthode du réseau à neurones (NN).

Dans cette méthode [122], la variable discriminante utilisée **NN** est la sortie d'un réseau à neurones, optimisé pour maximiser la séparation entre signal et bruits de fond à partir des observables physiques introduites à son entrée: le réseau est instruit à donner une réponse **NN** proche de 0 pour les bruits de fond, et proche de 1 pour le signal. La distribution de **NN** est ensuite ajustée pour déterminer les nombres d'événements du signal et des bruits de fond dans le lot présélectionné.

Techniquement, le réseau utilisé peut être décrit comme un “réseau à neurones stratifié avec transmission en avant, entraîné par propagation à l’arrière (*layered feed-forward Neural Net, with back-propagation learning*)”. Une topologie $N_i \times N_{h_1} \times N_{h_2} \times N_o$ a été choisie: le réseau est stratifié sur quatre couches, une couche d’entrée (*input*) avec N_i neurones, deux couche intermédiaires cachées (*hidden*) avec N_{h_1} et N_{h_2} neurones, et une couche de sortie (*output*) avec $N_o = 1$ neurones. Chaque neurone i dans la couche l reçoit une valeur I_i^l à son entrée et répond avec une valeur de sortie S_i^l , qui est transmise en avant aux neurones de la couche successive, ou bien qui constitue la sortie **NN** du réseau pour le neurone de la dernière couche. Les M valeurs des observables physiques $\vec{x}$ sont introduites dans le réseau aux M neurones de la couche d’entrée, les valeurs d’entrée aux autres couches sont des combinaisons linéaires des sorties des neurones de la couche précédente:

$$I_i^l = \begin{cases} x_i & l = 1 \\ \sum_j w_{ij}^l S_j^{l-1} + B_i^l & l = 2, 3, 4. \end{cases} \quad (6.24)$$

Pour la réponse des neurones, une fonction non-linéaire a été choisie, $S_i^l = 1/(1 + e^{-I_i^l})$, dite “sigmoïde”; par rapport à une réponse linéaire, celle-ci permet une modélisation plus réaliste des corrélations entre les observables physiques.

Dans le problème considéré, il suffit de distinguer parmi deux classes d’événements, signal (e_{WW}) et bruit de fond (e_{bkg}): un seul neurone de sortie, de réponse souhaitée 1 pour le signal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et 0 pour les bruits de fond, est alors suffisant à les séparer. L’apprentissage par propagation à l’arrière [129] consiste à ajuster les biais B_i^l et les coefficients de transmission w_{ij}^l de telle sorte que l’écart quadratique

$$E = \frac{1}{2} \sum_{e_{WW}}^{N_{WW}^{appr}} \left(\text{NN}(\vec{x}^{(e_{WW})}) - 1 \right)^2 + \sum_{e_{bkg}}^{N_{bkg}^{appr}} \left(\text{NN}(\vec{x}^{(e_{bkg})}) - 0 \right)^2 \quad (6.25)$$

par rapport aux valeurs souhaitées soit minimisé. Le résultat [130] est que la sortie **NN** du réseau représente un estimateur de la probabilité conditionnelle $P(WW|\vec{x}^{(e)})$ que l’événement e appartienne à la classe du signal,

$$P(WW|\vec{x}^{(e)}) = \frac{N_{WW}^{appr} \cdot P(\vec{x}^{(e)}|WW)}{N_{WW}^{appr} \cdot P(\vec{x}^{(e)}|WW) + N_{bkg}^{appr} \cdot P(\vec{x}^{(e)}|bkg)}; \quad (6.26)$$

ceci, à condition que les nombre d’événements du signal N_{WW}^{appr} et du bruit de fond N_{bkg}^{appr} utilisés dans l’apprentissage soient dans la même proportion que celle attendue pour les données réelles après présélection. En fait, le réseau utilisé a été entraîné avec à peu près le même nombre d’événements MC pour le signal et le bruit de fond QCD; ceci explique pourquoi, dans les données, la sortie **NN** du réseau ne représente pas la fraction d’événements du signal dans les événements avec une telle valeur de **NN** (cf. figure 6.9b).

Plusieurs techniques ont été étudiées pour la détermination de la section efficace WW à partir de la distribution de **NN**: l'intégration de la distribution, comme dans la méthode des poids; un ajustement *binned* unidimensionnel, par maximisation de la vraisemblance, sur la distribution de la variable **NN**; un ajustement multidimensionnel *unbinned* par maximisation de la vraisemblance, dans lequel les fonctions de densité de probabilité $P(\vec{x}^{(e)}|WW)$ et $P(\vec{x}^{(e)}|bkg)$ pour le signal et le bruit de fond sont calculées directement à partir de la sortie **NN** du réseau [131], justement grâce à la propriété du réseau d'approximer la probabilité (6.26). Parmi ces trois techniques, l'ajustement unidimensionnel *binned* a été choisi, parce qu'il se révèle pourvu d'une meilleure sensibilité statistique par rapport à la technique de somme des poids, et systématiquement plus stable face au choix des variables d'entrée au réseau par rapport à l'ajustement multidimensionnel *unbinned*. Dans l'ajustement, le bruit de fond a été contraint à sa valeur attendue.

Dans cette analyse, l'architecture choisie pour le réseau est du type $9 \times 19 \times 9 \times 1$, parce que elle donne la meilleure séparation entre signal et bruit de fond parmi celles qui ont été essayées. Les neuf observables physiques suivantes sont utilisées comme variables d'entrée: $\log(Y_{34}^{DURHAM})$, $\log(Y_{34}^{JADE})$, $\log(Y_{23}^{DURHAM})$, $\log(|M_{QCD}|^2)$, $Sphe$, $Plan$, $\log(Apla)$, $Thru$ et E_{jet}^{min} . Par la méthode choisie, l'erreur statistique *attendue* sur la masse du W est de 192 MeV, pour une luminosité de 100 pb^{-1} .

La distribution de la sortie **NN** du réseau à neurones est portée dans la figure 6.9b et comparée à la prédiction du Monte Carlo, normalisée aux données. La section efficace $CC03$ mesurée dans le canal hadronique par cette méthode s'élève à

$$(\sigma_{W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}^{CC03})^{\text{Neural Net}} = 1.93_{-0.57}^{+0.66}(\text{stat.}) \pm 0.17(\text{syst.}) \text{ pb.} \quad (6.27)$$

Parmi les sources d'erreur systématique considérées, les plus importantes sont les suivantes: l'erreur due à la simulation MC du signal WW , estimée par l'écart de la section efficace mesurée quand les différents lots engendrés avec *KRLW02* et *EXCA02* (avec et sans reconnection de couleur) sont utilisés dans l'apprentissage du réseau; l'erreur engendrée par la prédiction MC de la normalisation du bruit de fond $q\bar{q}$, estimée connue à $\pm 4\%$ près; les erreurs statistiques MC; l'erreur ($\pm 0.02 \text{ pb}$) due à la simulation MC du bruit de fond $q\bar{q}$, estimée par la comparaison des prédictions de *PYTHIA* et *HERWIG*.

6.3 Combinaison des résultats.

Les quatre analyses que nous venons de décrire sont assez différentes dans la présélection des événements, dans la méthode multi-dimensionnelle utilisée et dans le choix des observables physiques; de plus, la sensibilité statistique de chaque analyse individuelle est encore lointaine de la limite intrinsèque idéale, comme indiquée dans la table 6.3. Par conséquent, il y intérêt

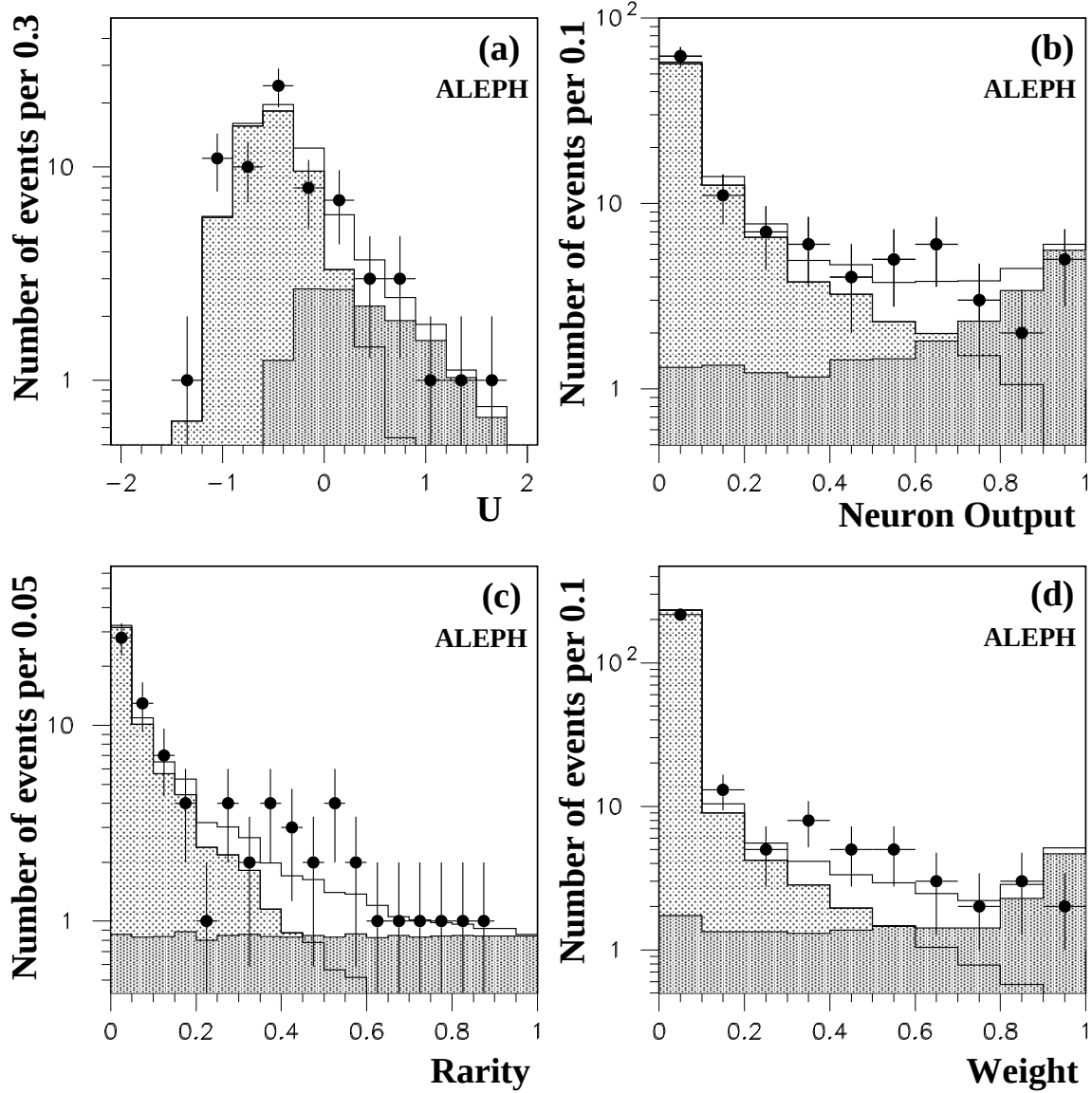


FIG. 6.9 – Distributions des variables discriminantes définies dans les quatre analyses, après la présélection: (a) la variable discriminante linéaire U ; (b) la sortie du réseau à neurones NN; (c) la rareté R ; (d) le poids g . Les données (croix) sont comparées à la prédiction Monte Carlo (histogramme); les contributions aux MC du signal et du bruit de fond sont indiquées séparément par les histogrammes ombrés clair et sombre. Pour U , la valeur 0 indique la coupure appliquée; pour déterminer la section efficace WW dans les autres trois méthodes, même si une coupure pourrait également être appliquée, les variables discriminantes sont utilisées de façon différente: les distributions de R et NN sont ajustées pour déterminer les fractions de signal et bruit de fond, les poids g sont additionnés l'un à l'autre.

à combiner ces méthodes, ce qui a été fait [132] dans la mesure de section efficace publiée par *ALEPH* [123].

Analyse	$(\Delta\sigma_{WW})_{exp.}^{stat.}$ pour $\mathcal{L}=100 \text{ pb}^{-1}$	$(\epsilon \cdot \rho)_{exp.}$	$\frac{(\Delta\sigma_{WW})_{exp.}^{stat.}}{\sqrt{\sigma_{WW}}}$ pour $\mathcal{L}=11.1 \text{ pb}^{-1}$
Simple coupures	$\pm 220 \text{ MeV}$	37%	0.49
Poids (g)	$\pm 182 \text{ MeV}$	55%	0.40
Rareté (R)	$\pm 184 \text{ MeV}$	54%	0.41
Variable Discriminante (U)	$\pm 211 \text{ MeV}$	41%	0.47
Réseau à Neurones (NN)	$\pm 192 \text{ MeV}$	49%	0.43
Limite statistique intrinsèque	$\pm 135 \text{ MeV}$	100%	0.30

TAB. 6.3 – Résumé des erreurs statistiques attendues sur la mesure de la masse du W par les quatre méthodes multi-dimensionnelles ci-décrites, pour une luminosité de 100 pb^{-1} . Les valeurs indiquées, calculées pour $M_W = 80.25 \text{ MeV}$, sont aussi comparées à l'analyse à simples coupures de la section 6.1 aussi bien qu'à la limite statistique intrinsèque réalisable dans le cas idéal d'efficacité 100% sans bruit de fond résiduel. L'efficacité nette équivalente pour chaque méthode (c'est à dire, le produit efficacité fois pureté, $\epsilon \cdot \rho$, pour une méthode à coupures avec la même résolution statistique) est aussi portée. Le rapport attendu $(\Delta\sigma_{WW})^{stat.}/\sqrt{\sigma_{WW}} = 1/\sqrt{\mathcal{L}\epsilon\rho}$ pour l'erreur sur la section efficace WW mesurée avec une luminosité de 11.1 pb^{-1} est aussi indiqué.

La combinaison des quatre mesures doit tenir compte des grandes corrélations entre elles. A ce but, la section efficace a été mesurée à l'aide des quatre méthodes sur 100 lots Monte Carlo, chacun correspondant à une luminosité de 11.1 pb^{-1} (comme dans les données), et contenant un mélange d'événements du signal et des bruits de fond $q\bar{q}$ et ZZ dans les proportions attendues. Les corrélations ainsi mesurées, résumées dans la table 6.4, varient entre 0.66 jusqu'à 0.85 au plus, ce qui indique qu'il vaut la peine de combiner toutes les quatre méthodes.

Les quatre mesures σ_i sont combinées linéairement dans une moyenne pondérée,

$$\sigma_{comb.} = \sum_{i=1}^4 \alpha_i \sigma_i, \quad (6.28)$$

selon la technique de Lyons [133]. Les poids α_i sont calculés de façon à minimiser l'erreur sur la combinaison, exprimé par

$$(\Delta\sigma_{comb.})^2 = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \alpha_i \alpha_j \rho_{ij} (\Delta\sigma_i) (\Delta\sigma_j) \left(\frac{\sigma_{comb.}}{\sqrt{\sigma_i} \sqrt{\sigma_j}} \right). \quad (6.29)$$

Analyse	g	R	U	NN
Poids (g)	1.00	—	—	—
Rareté (R)	0.80	1.00	—	—
Variable Discriminante (U)	0.68	0.70	1.00	—
Réseau à Neurones (NN)	0.75	0.85	0.66	1.00

TAB. 6.4 – Matrice de corrélation ρ_{ij} des sections efficaces WW hadroniques mesurées par les quatre méthodes, estimée à l'aide des 100 lots MC de luminosité $\mathcal{L} = 11.06 \text{ pb}^{-1}$.

Dans cette expression, l'erreur *mesurée* $\Delta\sigma_i$ pour chacune des analyses est rééchelonnée à $\Delta\sigma_i(\sqrt{\sigma_{comb.}}/\sqrt{\sigma_i})$, qui constitue un meilleur indicateur de l'erreur *attendue* sur cette mesure individuelle; la procédure choisie est itérative, la valeur initiale pour $\sigma_{comb.}$ étant la valeur attendue pour $M_W = 80.356 \text{ GeV}$. Le calcul des poids peut s'effectuer algébriquement, à l'aide de la technique des multiplicateurs de Lagrange.

Les rapports *mesurés* $\Delta\sigma_i/\sqrt{\sigma_i}$ pour les quatre analyses sont portés dans la table 6.5; ils indiquent le même classement dans la performance des quatre méthodes que celui établi par les valeurs *attendues* de ces rapports, portées dans la table 6.3. Les petites différences quantitatives entre les deux tables sont dues à la fluctuation des erreurs dans les données. On remarque que la méthode des poids est la plus puissante des quatre, suivie par celle de la rareté. Une comparaison des pouvoirs statistique intrinsèque des quatre méthodes est assez difficile: déjà au niveau des présélections (cf. tab. 6.2), en fait, on avait remarqué que les présélections utilisées pour la méthode du réseau à neurones et pour la méthode de la variable discriminante linéaire étaient moins efficaces que celle utilisée pour la méthode de la rareté. Pour ce qui concerne la méthode des poids, qui utilise la présélection avec la plus grande efficacité parmi les quatre, on peut remarquer qu'elle permet une discrimination très efficace du signal des bruits de fond même sur un lot de pureté très limitée.

Les quatre sections efficaces mesurées sont résumées dans la table 6.5; seules les erreurs statistiques (symétrisées pour simplicité) ont été utilisées pour calculer les poids pour la combinaison, qui sont portés dans la même table. Le résultat de la combinaison s'élève à

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})^{\text{combined}} = (1.80 \pm 0.50(\text{stat.}) \pm 0.19(\text{syst.})) \text{ pb}; \quad (6.30)$$

par cette combinaison, l'erreur statistique a été réduite par 7% à peu près, par rapport à la meilleure des méthodes individuelles (celle des poids). Le pouvoir statistique de la combinaison des quatre analyses, indiqué par le rapport $\Delta\sigma/\sqrt{\sigma} \sim 1/\sqrt{\epsilon^{eq}\rho^{eq}\mathcal{L}}$, est équivalent à celui d'une sélection à simples coupures d'efficacité $\epsilon^{eq} \sim 81\%$ et pureté $\rho^{eq} \sim 81\%$. Nous remarquons le poids important des deux méthodes moins efficaces: ceci indique que la combinaison de toutes quatre les méthodes est très efficace grâce aux petites corrélations existant entre ces analyses.

Analyse	$\sigma_{WW} \pm (\Delta\sigma_{WW})^{\text{stat.}} \pm (\Delta\sigma_{WW})^{\text{syst.}}$	$\frac{(\Delta\sigma_{WW})^{\text{stat.}}_{\text{meas.}}}{\sqrt{\sigma_{WW}}}$	Poids α_i
Poids (g)	$1.81 \pm 0.54 \pm 0.17$ pb	0.40	0.56
Rareté (R)	$1.92 \pm 0.60 \pm 0.14$ pb	0.43	0.09
Variable Discriminante (U)	$1.55 \pm 0.58 \pm 0.19$ pb	0.47	0.20
Réseau à Neurones (NN)	$1.93 \pm 0.62 \pm 0.17$ pb	0.45	0.15
Combinaison	$1.80 \pm 0.50 \pm 0.19$ pb	0.37	(1.00)

TAB. 6.5 – *Résumé des sections efficaces WW hadroniques mesurées par les quatre méthodes et leur combinaison, à laquelle chaque méthode contribue avec un poids α_i . Les erreurs statistiques pour chaque analyse ont été symétrisées, pour simplifier la combinaison des résultats. Le rapport mesuré constitue un estimateur intrinsèque de la sensibilité statistique de chaque méthode et est utilisé dans le calcul des α_i . Dans la combinaison, est réduit de 7% par rapport à la meilleure méthode individuelle, ce qui indique qu'il vaut la peine de combiner les résultats.*

Dans ce qui concerne les erreurs systématiques, pour chaque source l'erreur plus élevée citée par une des quatre mesures individuelles a été attribuée au résultat combiné. Les différentes contributions sont portées dans la table 6.6; l'erreur systématique totale s'élève à ± 0.19 pb.

Source d'erreur systématique	Erreur [pb]
Présélection	0.09
Variables discriminantes	0.11
Générateur WW	0.03
Générateur QCD	0.09
Normalisation QCD	0.07
Statistique MC	0.03
Luminosité	0.02
Total (en quadrature)	0.19

TAB. 6.6 – *Résumé des erreurs systématiques sur la section efficace WW hadronique combinée. Les différentes contributions proviennent de la pire des quatre mesure individuelles. L'erreur attribuée au générateur utilisé pour le signal WW inclut la contribution due au phénomène de la reconnection de couleur.*

Dans les quatre analyses, le signal WW a été simulé par des lots d'événements MC hadronisés de façon classique, aussi bien que par un lot hadronisé selon le modèle de *reconnection de couleur* de Sjöstrand et Khoze [76]. L'erreur systématique engendrée par ce phénomène, estimée par la

comparaison des résultats obtenus, s'est révélée assez modeste; dans la table 6.6, sa contribution est incluse dans l'erreur attribuée au générateur WW utilisé.

Chapitre 7

Détermination de la masse du W .

Dans ce chapitre, la section efficace inclusive $e^+e^- \rightarrow WW$ pour l'ensemble des canaux de désintégration des W sera d'abord calculée à partir des sections efficaces pour les divers canaux individuels, dont les mesures ont été décrites dans les chapitres précédents, et la masse du W sera déterminée. La mesure d'*ALEPH* sera ensuite combinée à celles effectuées par les autres expériences LEP au seuil. Les erreurs sur la mesure d'*ALEPH* au seuil seront aussi comparées à celles estimées sur les résultats préliminaires de la mesure par reconstruction directe, ainsi qu'aux erreurs prévues avant la prise de données. Les résultats de LEP2 seront ensuite combinés aux mesures effectuées par les expériences aux collisionneurs $p\bar{p}$ et par les expériences de diffusion νN , et une nouvelle moyenne mondiale de M_W sera calculée.

7.1 Mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow WW$ inclusive à *ALEPH* à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Afin d'obtenir la section efficace WW inclusive, les sections efficaces mesurées dans les trois canaux leptonique, semi-leptonique et hadronique,

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu) = (0.68^{+0.34}_{-0.26}(stat.) \pm 0.03(syst.)) \text{ pb}, \quad (7.1)$$

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}) = (1.85^{+0.51}_{-0.43}(stat.) \pm 0.06(syst.)) \text{ pb}, \quad (7.2)$$

$$\sigma_{CC3}(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (1.80 \pm 0.50(stat.) \pm 0.19(syst.)) \text{ pb}, \quad (7.3)$$

ont été combinées en tenant compte des rapports de branchement prédits par le Modèle Standard (0.106, 0.438 et 0.456 respectivement); cette procédure est plus correcte de la simple somme des

trois résultats parce qu'elle permet de combiner les trois canaux tenant compte des fluctuations statistiques attendues au lieu des erreurs mesurées. Un ajustement par maximisation de vraisemblance a été effectué, tenant compte de la section efficace mesurée dans le canal hadronique, et du nombre d'événements observés (aussi bien que des efficacités de sélection, des bruits de fond attendus et des corrections *CC03*) dans les canaux leptonique et semi-leptonique. Pour la section efficace hadronique on a fait l'hypothèse d'une distribution Gaussienne de largeur égale à l'erreur mesurée, tandis que la fluctuation des nombres d'événements observés dans les deux autres canaux a été décrite par la statistique de Poisson; la vraisemblance a été construite comme produit de ces probabilités Poissonniennes et Gaussienne. Les erreurs systématiques ont été prises en compte par l'introduction d'un biais systématique à ajuster dans les trois canaux, ce biais étant un facteur multiplicatif pour le canal semi-leptonique, où l'erreur est dominée par les incertitudes sur l'efficacité de sélection, et un terme additif pour les canaux leptonique et hadronique, où l'erreur est dominée par l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond.

Le résultat combiné d'*ALEPH* pour la section efficace WW inclusive *CC03* à 161 GeV est

$$\sigma_{CC3}^{\text{ALEPH, 161 GeV}}(W^+W^- \rightarrow \text{all}) = (4.23 \pm 0.73(\text{stat.}) \pm 0.19(\text{syst.})) \text{ pb}, \quad (7.4)$$

limité par les incertitudes statistiques; l'erreur systématique est dominée par l'incertitude systématique dans le canal $q\bar{q}q\bar{q}$. Ce résultat est en bon accord avec la section efficace attendue de 3.77 ± 0.27 pb pour la moyenne mondiale [10] précédente à cette mesure ($M_W = 80.356 \pm 0.125$ GeV). Il est aussi très semblable et en bon accord avec celui que l'on obtient si les sections efficaces mesurées dans les trois canaux sont tout simplement sommées l'une à l'autre.

7.2 Détermination de la masse du W à *ALEPH* à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Pour une énergie donnée $\sqrt{s} = 161.314 \pm 0.054$ GeV du collisionneur dans le centre de masse, la section efficace WW inclusive *CC03* est une fonction bien définie de la masse du W (cf. fig. 7.1); la masse du W correspondante à la section efficace mesurée par *ALEPH* s'élève à

$$M_W^{\text{ALEPH}}(\sigma_{WW}^{161}) = 80.14 \pm 0.34(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.}) \pm 0.03(\text{LEP}) \text{ GeV}, \quad (7.5)$$

où les erreurs statistique et systématique expérimentales et l'erreur engendrée par la mesure de l'énergie du faisceau ont été indiquées. Le calcul a été effectué à l'aide du programme semi-analytique *GENTLE* [56], version 2.0; la précision intrinsèque du programme, estimée de l'ordre de 2% (cf. sec. 2.2.4), engendre une petite erreur additionnelle de ± 0.03 GeV sur la mesure de la masse du W .

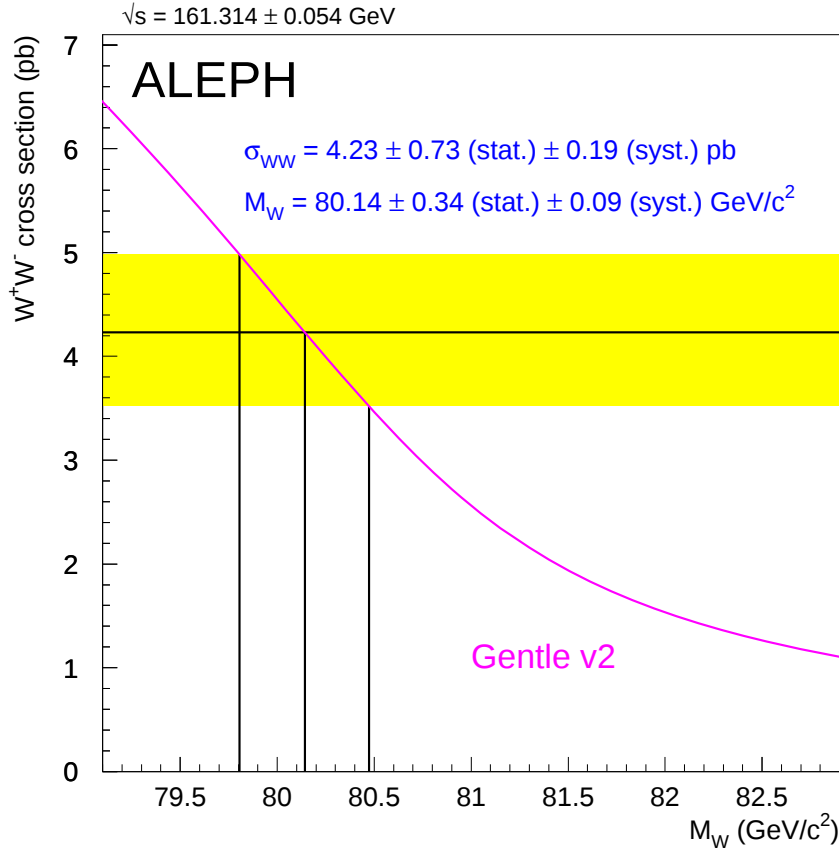


FIG. 7.1 – La section efficace WW au seuil en fonction de la masse du W , calculée à l’aide du programme GENTLE. Les résultats obtenus par ALEPH pour σ_{WW} et M_W sont aussi indiqués.

7.3 Combinaison des mesures de M_W par les expériences LEP à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

La période de prise de données à LEP à $\sqrt{s} = 161$ GeV a été utilisée pour mesurer la masse du W aussi par les trois autres expériences [134, 135, 136]. Comme ALEPH, DELPHI et L3 ont déterminé M_W à partir de la section efficace WW mesurée, interprétée comme représentant les seuls processus $CC03$; les corrections $CC03$ choisies dans ces deux mesures sont du type multiplicatif décrit par la formule (2.34). Le résultat central d’OPAL pour la masse du W , par contre, a été obtenu directement à partir d’un ajustement du nombre d’événements $4f$ observés; pour comparaison, une section efficace $CC03$ (définie à l’aide d’une correction additive du type utilisé par ALEPH, cf. eq. 2.33) a aussi été mesurée, la masse du W résultant étant en très bon

accord avec la valeur centrale préférée.

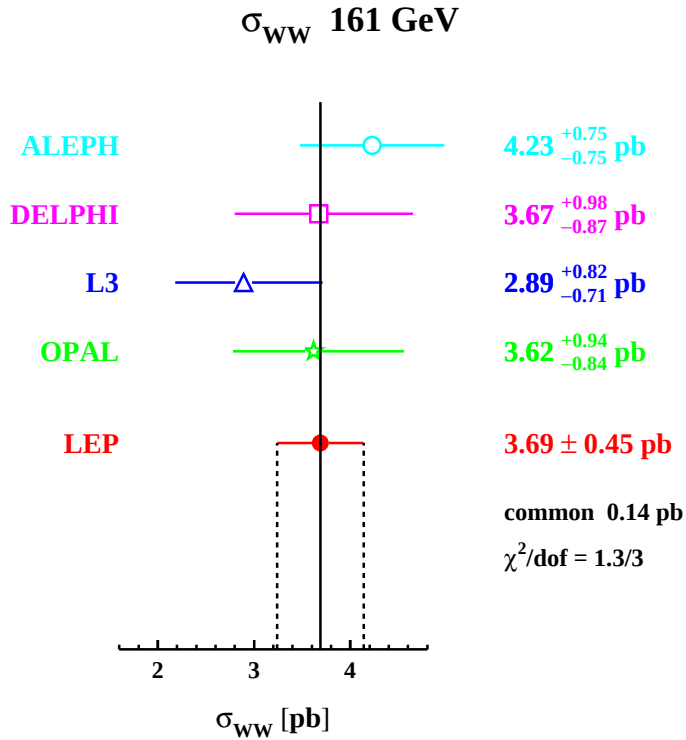


FIG. 7.2 – Les sections efficaces WW à 161 GeV mesurées par les quatre expériences LEP, et leur moyenne [137]. L'énergie moyenne dans le centre de masse pour les quatre expériences est de $\sqrt{s} = 161.33 \pm 0.05$ GeV.

La combinaison des quatre mesures de la masse du W a été effectuée par le LEP Electroweak W Mass Working Group. La masse du W a été déterminée à partir de la moyenne des sections efficaces WW (CC03) mesurées par les quatre expériences (cf. fig. 7.2); celle-ci est interprétée comme une mesure de la section efficace WW à une énergie dans le centre de masse égale à la moyenne des énergies pour les quatre expériences, pondérées par la luminosité intégrée recueillie par chaque expérience, $\sqrt{s} = 161.33 \pm 0.05$ GeV. Dans la combinaison des sections efficaces, l'erreur statistique symétrique *attendue* a été utilisée; l'erreur attendue dépend de la masse du W déterminée, donc la procédure a été itérée. Pour tenir compte des corrélations parmi les erreurs systématiques données par chaque expérience, la plus petite des quatre a été conservatoirement considérée comme entièrement commune aux quatre résultats.

La masse du W calculée à partir de la moyenne des sections efficaces mesurées par les

expériences LEP au seuil s'élève à [137]

$$M_W^{\text{LEP}}(\sigma_{WW}^{161}) = 80.40_{-0.21}^{+0.22} \text{ GeV}, \quad (7.6)$$

où l'erreur, dominée par la statistique, inclut les erreurs systématiques expérimentales sur les quatre mesures et sur la détermination de l'énergie du faisceau, aussi bien que l'erreur systématique théorique de *GENTLE*. Cette valeur combinée, aussi bien que les quatre mesures individuelles, sont portées dans la figure 7.3.

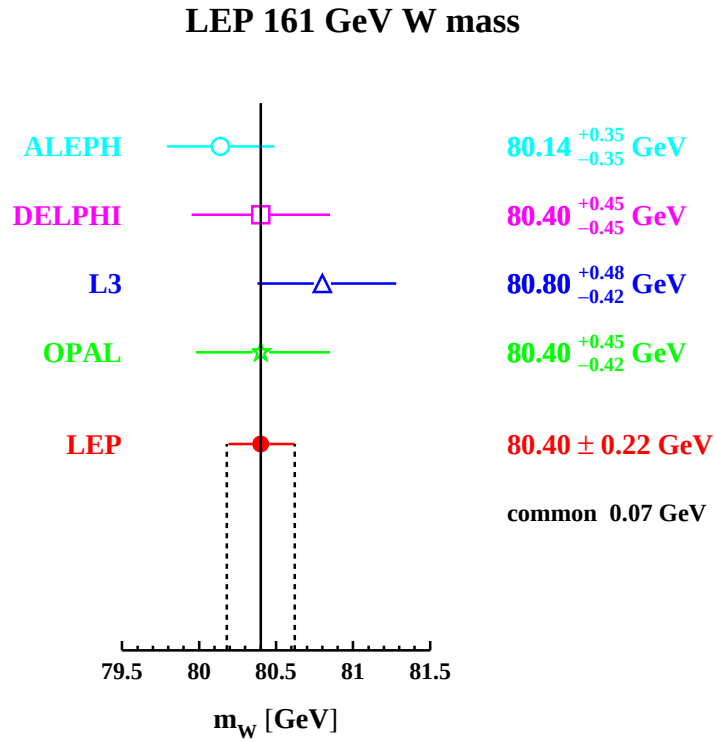


FIG. 7.3 – Les masses du W mesurés par les quatre expériences LEP à 161 GeV et la valeur combinée pour LEP [137].

Les procédures de sélection utilisées par les quatre expériences dans les différents canaux, aussi bien que leurs efficacités ϵ et puretés ρ typiques, sont portées dans la table 7.1. La luminosité recueillie par chaque expérience et les erreurs résultantes sur la mesure de la masse du W sont aussi comparées. Dans le canal hadronique, ϵ et ρ ne sont pas définies pour *DELPHI* et *L3*, comme déjà pour *ALEPH*, parce que la section efficace est déterminée par l'ajustement sur une variable discriminante et non pas par la sélection d'un lot d'événements; une efficacité et une pureté équivalentes ϵ^{eq} et ρ^{eq} ont été choisies de telle façon que l'erreur statistique

Expérience	<i>ALEPH</i>	<i>DELPHI</i>	<i>L3</i>	<i>OPAL</i>
Luminosité	11.1 pb ⁻¹	10.0 pb ⁻¹	11.0 pb ⁻¹	9.9 pb ⁻¹
Sél. $\ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$	Deux sélections avec 0/1 ℓ id. $\epsilon \sim 74\%$ $\rho \sim 85\%$	Une sélection sans ℓ -ID $\epsilon \sim 48\%$ $\rho \sim 76\%$	Deux sélections avec 1/2 ℓ id. $\epsilon \sim 40\%$ $\rho \sim 80\%$	Six sélections selon saveur des ℓ $\epsilon \sim 65\%$ $\rho \sim 93\%$
($e\nu q\bar{q}$, $\mu\nu q\bar{q}$) ($\tau\nu q\bar{q}$) Sél. $\ell\nu q\bar{q}$ inclusive	Sél. multidim. Anal. glob. / τ -jets $\epsilon \sim 76\%$ $\rho \sim 93\%$	Sél. à simples coup. Deux sél. τ -jets $\epsilon \sim 61\%$ $\rho \sim 84\%$	Sél. à simples coup. τ -jets $\epsilon \sim 64\%$ $\rho \sim 85\%$	Sél. à simples coup. τ -jets $\epsilon \sim 65\%$ $\rho \sim 88\%$
Sél. $q\bar{q}q\bar{q}$	4 sél. multidim.: coup./somme/ajust. sur la var. discr. $\epsilon^{eq} \sim 81\%$ $\rho^{eq} \sim 81\%$	1 sél. multidim.: avec ajustement sur la var. discr. $\epsilon^{eq} \sim 61\%$ $\rho^{eq} \sim 69\%$	1 sél. multidim. avec ajustement (réseau à neur.) $\epsilon^{eq} \sim 61\%$ $\rho^{eq} \sim 78\%$	1 sélection à simples coup. $\epsilon \sim 57\%$ $\rho \sim 74\%$
ΔM_W	± 350 MeV	± 450 MeV	± 450 MeV	± 430 MeV

TAB. 7.1 – Résumé des sélections du signal WW dans les différents canaux, utilisées par les quatre expériences LEP pour la mesure de la masse du W au seuil.

mesurée corresponde à l'erreur statistique attendue pour ces efficacité et pureté équivalentes, $\Delta\sigma/\sqrt{\sigma} = 1/\sqrt{\epsilon^{eq}\rho^{eq}\mathcal{L}}$. Dans le cas semi-leptonique, les efficacités et puretés de sélection pour les trois canaux individuels sont spécifiées séparément par les expériences *L3* (qui les utilise pour la mesure des taux de branchement leptoniques du W) et *OPAL*; l'efficacité et pureté inclusives portées dans la table 7.1 sont calculées dans l'hypothèse que les lots d'événements, de signal et de bruit de fond, sélectionnés dans les trois canaux soient complètement séparés. Pour *L3*, il faut aussi remarquer que les efficacités de sélection indiquées pour les canaux $\ell\nu\ell\nu$ et $e\nu q\bar{q}$ sont des efficacités 4f et non pas CC03.

7.4 Résultats préliminaires par reconstruction directe à *ALEPH* à $\sqrt{s} = 172$ GeV.

Les données recueillies dans l'automne 1996 à $\sqrt{s} = 172$ GeV ont été utilisées par les quatre expériences pour la mesure de la masse du W par reconstruction directe. Les résultats prélimi-

naires de ces mesures ont été présentés aux conférences d'hiver [140]. Pour *ALEPH*, la mesure de la masse du W par reconstruction directe à 172 GeV dans les canaux semi-leptonique et hadronique donne [81]

$$M_W^{ALEPH, 172} (\text{r.d. } \ell^\pm \nu q \bar{q}') = 80.51 \pm 0.51(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.}) \pm 0.03(\text{LEP}) \text{ GeV}, \quad (7.7)$$

$$M_W^{ALEPH, 172} (\text{r.d. } q \bar{q}' q'' \bar{q}''') = 80.64 \pm 0.45(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.}) \pm 0.03(\text{LEP}) \text{ GeV}, \quad (7.8)$$

pour une luminosité intégrée de 10.6 pb^{-1} . Ces résultats ont été obtenus par l'ajustement des distributions de masse invariante portés dans la figure 7.4.

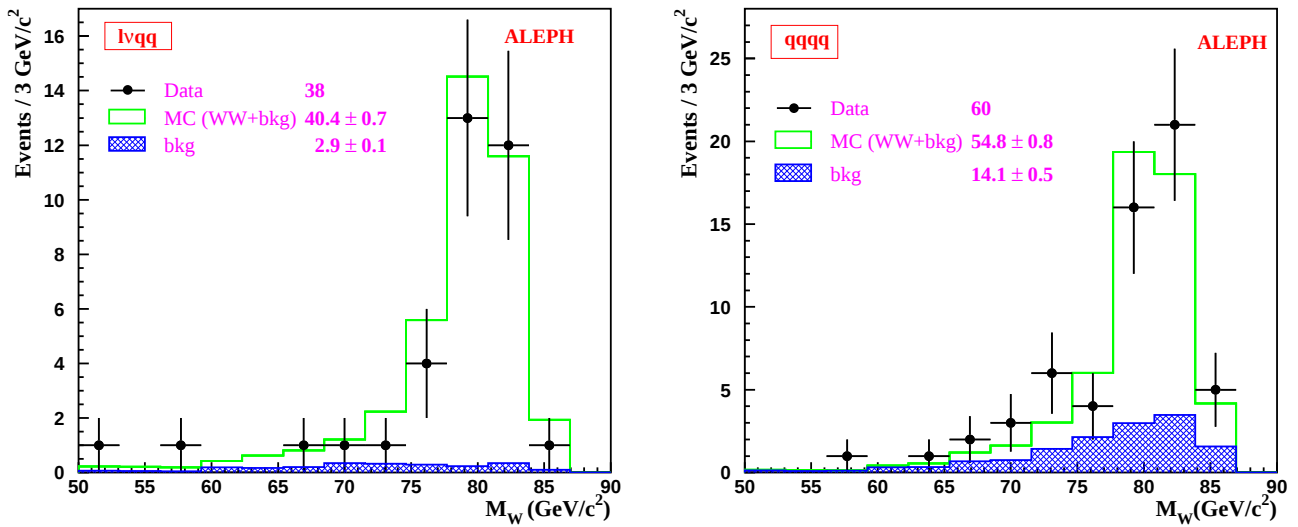


FIG. 7.4 – Distributions [81] de masse invariante dans la mesure de M_W par reconstruction directe à ALEPH à 172 GeV.

Il est très intéressant de comparer ce résultat à celui obtenu dans la mesure de M_W au seuil. L'erreur statistique sur M_W par la mesure directe est d'environ 340 MeV pour la combinaison des deux canaux, c'est à dire de la même taille de celle obtenue par la méthode du seuil, sur une statistique presque équivalente (11.1 pb^{-1} au seuil par rapport à 10.6 pb^{-1} à 172 GeV). Ceci confirme que les sensibilités statistiques des deux méthodes sont équivalentes, comme déjà mentionné dans le chapitre 2 sur la base des études effectuées pendant le Workshop sur la physique à LEP2. Nous remarquons aussi que les erreurs ont considérablement diminué par rapport à celles prévues, comme indiqué par la figure 7.5.

Les erreurs systématiques sur la mesure par reconstruction directe à 172 GeV sont résumées dans la table 7.2 [80, 81]. Nous remarquons que l'erreur de 100 MeV engendrée par la reconnection de couleur n'est pas prise en compte dans cette table: nous nous concentrerons ici sur les

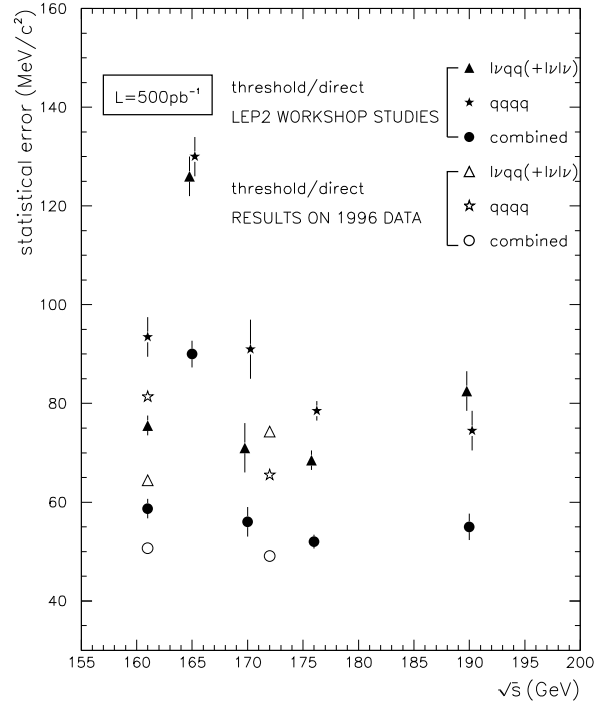


FIG. 7.5 – *Dépendance en énergie de la résolution statistique sur la masse du W par la méthode du seuil et par reconstruction directe, pour une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} . Les symboles noirs représentent les erreurs attendues [44] avant la prise de données à 161 GeV (cf. fig. 2.11), les symboles blancs les erreurs obtenues à ALEPH par l'analyse des données recueillies en 1996.*

erreurs systématiques plus strictement expérimentales. Les erreurs systématiques dans la mesure de M_W par la mesure de la section efficace au seuil sont aussi portées dans la même table; nous rappelons qu'elles proviennent principalement de la mesure dans le canal hadronique. Les possibles corrélations entre les erreurs obtenues dans les deux canaux de la mesure directe et entre la mesure directe et celle au seuil sont aussi estimées, de façon très conservatrice. Nous rappelons que l'estimation des erreurs dans la méthode directe, ainsi que de leur corrélation à celles sur la mesure au seuil, est préliminaire.

Dans la méthode directe, l'erreur systématique la plus importante est attribuée à la soustraction du bruit de fond QCD; en pratique, elle dérive du fait que la distribution de masse invariante pour le bruit de fond n'est pas uniforme, mais elle a un pic juste à la masse du W (cf. fig. 7.4). Dans la table, on fait l'hypothèse que cette erreur est complètement corrélée à l'erreur sur la soustraction du bruit de fond QCD dans la mesure dans le canal hadronique au seuil. Ceci reste quand même à étudier plus en détail. Les autres sources d'erreur systématique les plus importantes dans la mesure directe sont celles liées à l'ajustement de la distribution de

Mesures de la masse du W à ALEPH				
PRELIMINAIRE				
	Réc. directe $\ell\nu q\bar{q}$ (172 GeV)	Réc. directe $q\bar{q}q\bar{q}$ (172 GeV)	Section efficace $\ell\nu\ell\nu, \ell\nu q\bar{q}, q\bar{q}q\bar{q}$ (161+172 GeV)	Moyenne
M_W (GeV)	80.51	80.64	80.20	80.39
Err. stat.	0.51	0.45	0.33	0.23
Err. syst. décorrélée.	0.03	0.01	0.06	0.04
Poids	0.214	0.275	0.511	
	—erreurs corrélées—			
ISR	0.005	0.005	—	0.002
Fragmentation	0.010	0.010	0.033	0.022
Bruit de fond QCD	0.015	0.175	0.050	0.073
Ajustement de la masse	0.040	0.050	—	0.020
Energie du LEP	0.028	0.028	0.027	0.027
Err. syst. totale:	0.06	0.18	0.09	0.08
Err. totale:	0.51	0.48	0.34	0.25
$M_W = 80.39 \pm 0.25$ GeV				

TAB. 7.2 – Résumé des mesures de M_W à ALEPH [80, 81]

masse invariante du signal: la résolution en énergie du détecteur, l'incertitude sur les courbes de calibration de la méthode par rapport au MC, l'erreur engendrée par le choix de la technique d'ajustement. Ces erreurs n'ont pas d'équivalente dans la méthode au seuil. Parmi les autres sources d'erreur les plus importantes dans la méthode du seuil, nous rappelons l'erreur engendrée par le choix des variables dans les méthodes de discrimination multidimensionnelles pour

la sélection hadronique. Ces erreurs n'ont aucune corrélation évidente avec celles sur la mesure directe. De plus, nous rappelons qu'elles sont estimées par l'accord entre données et MC pour certaines distributions: ceci implique qu'elles peuvent diminuer si le MC peut être testé sur une statistique plus élevée de données. En conclusion, les erreurs systématiques dans la méthode du seuil et dans la mesure directe sont effectivement très peu corrélées: les seules exceptions sont l'erreur sur l'énergie du faisceau, complètement corrélée parmi les deux méthodes (comme déjà mentionné dans la section 2.4.3), et l'erreur due au bruit de fond QCD, qui doit être étudiée plus en détail dans la méthode de la reconstruction directe. De façon plus générale, l'estimation des erreurs donnée dans la table 7.2 est soit préliminaire, soit dépend de la statistique de données disponible pour les contrôles systématiques: toutes ces erreurs systématiques peuvent donc être réduites considérablement.

Dans la section 7.6, les mesures de M_W par reconstruction directe effectuées par *ALEPH* et les autres expériences LEP seront combinées aux autres mesures de la masse du W , y comprises celles au seuil. Dans cette combinaison, on fera l'hypothèse que seule l'erreur sur l'énergie du faisceau du LEP est corrélée dans les mesures effectuées par les deux méthodes.

7.5 Résultats préliminaires de la mesure de section efficace WW à *ALEPH* à $\sqrt{s} = 172$ GeV.

Les données recueillies dans l'automne 1996 à $\sqrt{s} = 172$ GeV ont été utilisées non seulement pour la mesure de la masse du W par reconstruction directe, mais aussi pour la mesure de la section efficace à cette énergie. Les analyses utilisées à ce but sont essentiellement les mêmes qu'à 161 GeV, avec quelques optimisations pour la différente cinématique des W , dont la vélocité est plus élevée qu'au seuil; dans le canal hadronique, seule l'analyse des poids a été utilisée, tandis qu'une analyse basée sur un réseau à neurones a été utilisée comme contrôle croisé. Le résultat préliminaire [80, 137] pour la combinaison des divers canaux donne

$$\sigma_{CC3}^{ALEPH, 172 \text{ GeV}}(W^+W^- \rightarrow \text{all}) = (11.65_{-1.24}^{+1.29}(\text{stat.}) \pm 0.25(\text{syst.})) \text{ pb.} \quad (7.9)$$

Même si la luminosité intégrée recueillie est essentiellement la même qu'à 161 GeV, la sensibilité de la section efficace à la masse du W est très limitée à cette énergie, comme discuté dans la section 2.4; cette mesure peut néanmoins être utilisée pour déterminer la masse du W ,

$$M_W^{ALEPH}(\sigma_{WW}^{172}) = 81.21_{-1.72}^{+1.15}(\text{stat.}) \pm 0.22(\text{syst.}) \pm 0.03(LEP) \text{ GeV}, \quad (7.10)$$

où l'erreur est bien supérieure à celle obtenue par la mesure au seuil.

Si les deux sections efficaces mesurées à 161 et 172 GeV sont utilisées ensemble pour ajuster la masse du W (cf. fig. 7.6), le résultat est le suivant:

$$M_W^{ALEPH}(\sigma_{WW}^{161+172}) = 80.20 \pm 0.33(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.}) \pm 0.03(LEP) \text{ GeV}. \quad (7.11)$$

Par rapport à la mesure à 161 GeV seulement, la valeur centrale est déplacée, mais l'erreur est pratiquement la même, ce qui indique que le poids de la mesure au seuil est dominant dans la combinaison. Cette mesure de M_W par la section efficace à 172 GeV n'est pas incluse dans la moyenne mondiale qui sera calculée dans la section 7.6.

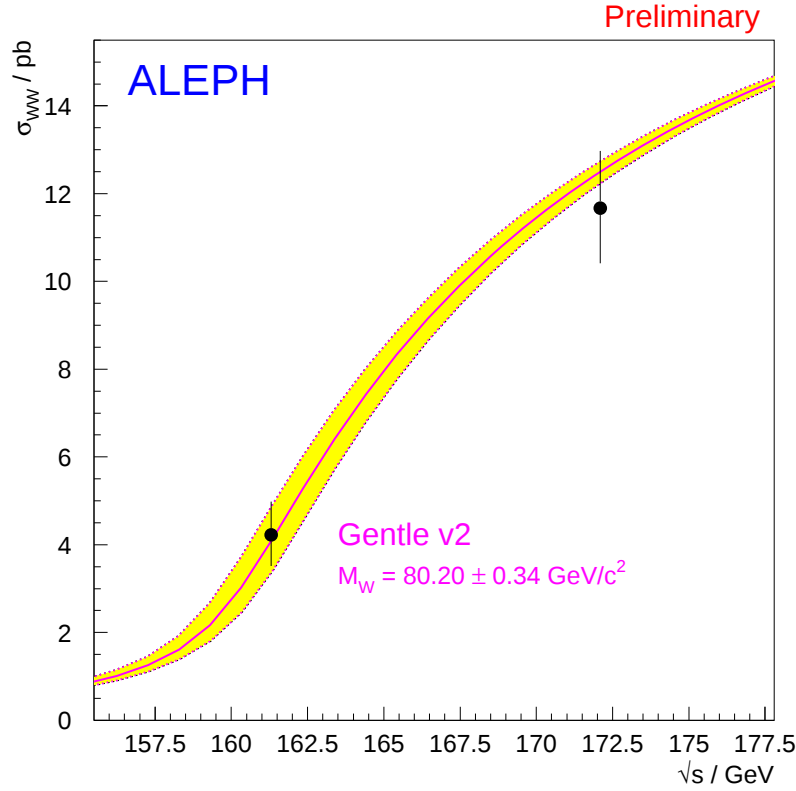


FIG. 7.6 – Sections efficaces WW mesurées par ALEPH à 161 et 172 GeV (préliminaire). Par un ajustement de la courbe de section efficace en fonction de $\sqrt{s}$, la masse du W est déterminée.

7.6 Comparaison des mesures de la masse du W .

La valeur de la masse du W déterminée à LEP au seuil cinématique est comparée dans la figure 7.7 aux mesures effectuées à d'autres expériences. Une nouvelle moyenne mondiale peut être calculée à partir de toutes ces mesures,

$$M_W^{\text{World Average (1997)}} = 80.38 \pm 0.08 \text{ GeV}. \quad (7.12)$$

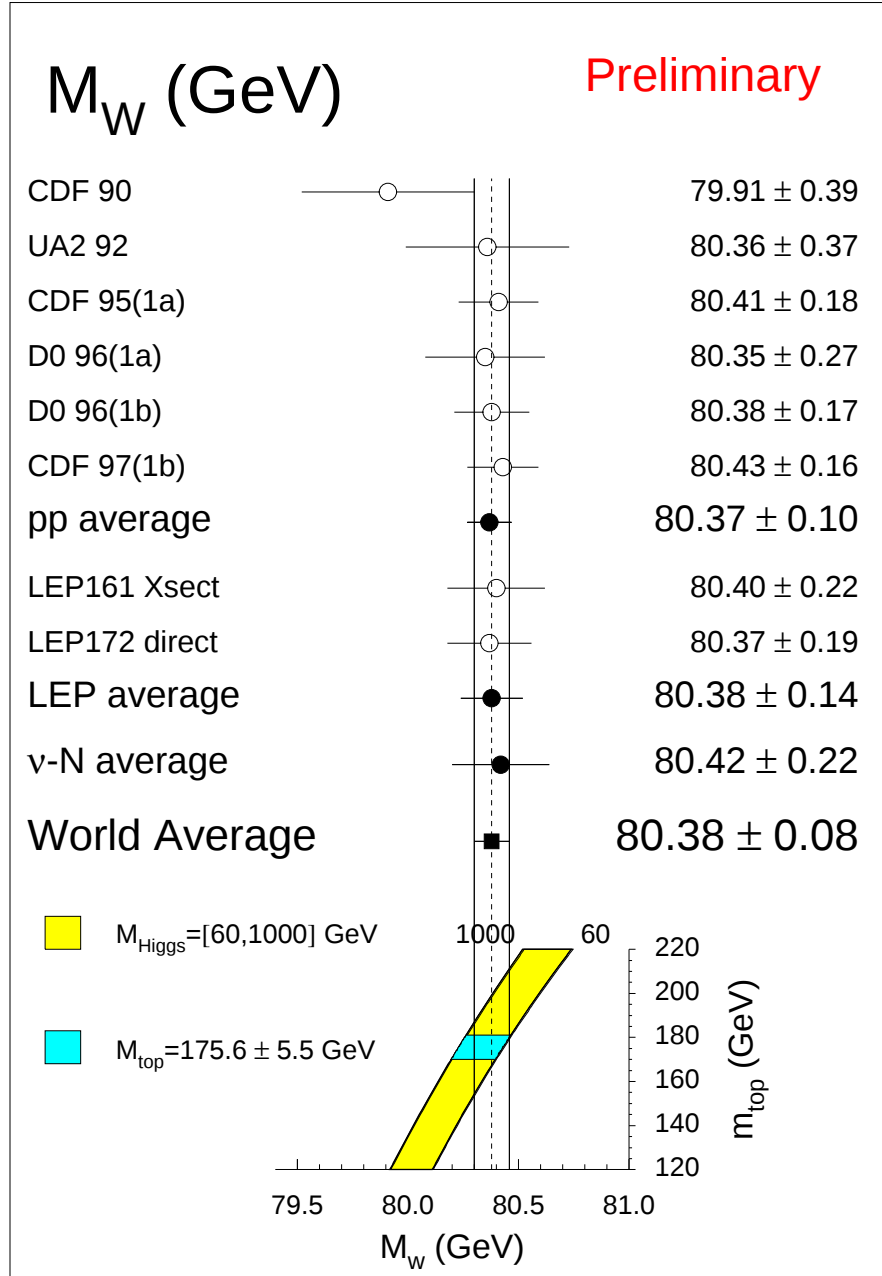


FIG. 7.7 – Comparaison des mesures de la masse du W effectuées aux collisionneurs $p\bar{p}$ et aux expériences de diffusion νN avec la détermination de M_W à LEP par la mesure de la section efficace WW au seuil et par la méthode de la reconstruction directe à 172 GeV. La nouvelle moyenne mondiale est aussi portée. Les mesures indiquées pour LEP sont celles présentés [137, 140] à la Conférence de Moriond en Mars 1997; le résultat à 172 GeV est préliminaire. Les mesures de M_W par D0 [10] et CDF [35] dans le run 1b sont préliminaires.

Par rapport à la moyenne mondiale 1996 [10], les mesures préliminaires de CDF [35] sur le run 1b du Tevatron (seulement pour les désintégrations $W \rightarrow \mu\nu_\mu$) ont été prises en compte; le résultat inclut aussi la mesure préliminaires de M_W par D0 [10] sur le run 1b. A cause des corrélations parmi les mesures de M_W aux collisionneurs hadroniques, une moyenne séparée [138] est indiquée. Une moyenne séparée est indiquée aussi pour les mesures du LEP au seuil et par reconstruction directe, qui tient compte des corrélations parmi ces deux mesures [138, 137, 140]. La mesure du rapport M_W/M_Z effectuée aux expériences de diffusion νN , dont le résultat ne dépend pas de la masse du Higgs (cf. [139], par exemple), est aussi incluse dans notre calcul de la nouvelle moyenne mondiale; des mesures *directes* de la masse du W ; dans d'autres résultats portés dans cette thèse (par exemple dans la figure 7.8, que nous décrirons tout à l'heure), par contre, elle est considérée parmi les mesures *indirectes* de M_W . Nous remarquons que la mesure effectuée par les expériences LEP dans seuls 40 jours de prise de données à 161 GeV a déjà une résolution qui est compétitive avec les mesures au run 1a du Tevatron.

Cette nouvelle moyenne mondiale est compatible avec la prédiction du Modèle Standard pour la masse du quark top mesurée. L'erreur est encore trop grande pour pouvoir formuler une prédiction précise sur la valeur de la masse du boson de Higgs; on voit toutefois que cette valeur de M_W indique une préférence pour un boson de Higgs relativement léger. Une amélioration importante sur cette erreur est attendue par la mesure de la masse du W par reconstruction directe à LEP dans les années à venir.

Le résultat que nous avons présenté est aussi en bon accord avec la mesure indirecte de M_W que l'on peut dériver des mesures électrofaibles de précision à LEP1 et SLD. Ceci est montré dans la figure 7.8, où les mesures directes de M_W et m_t à LEP2 et au Tevatron sont comparées aux valeurs dérivées des données de LEP1, de SLD et des expériences νN .

7.7 Conclusions.

La montée en énergie du collisionneur LEP au delà du seuil de production de paires de W a permis les premières observations des annihilations e^+e^- en paires de W .

Avec une prise de données d'environ 40 jours, la masse du W a été mesurée à *ALEPH* par la méthode du seuil avec une résolution de ± 350 MeV. Le résultat est en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard Minimal. Par rapport à la méthode de la reconstruction directe, il s'agit d'une mesure très propre, avec des erreurs systématiques très limitées et une résolution statistique similaire.

Par la combinaison des mesures de section efficace au seuil par les quatre expériences LEP, une résolution de ± 220 MeV a été obtenue. L'erreur sur la moyenne mondiale de la masse du

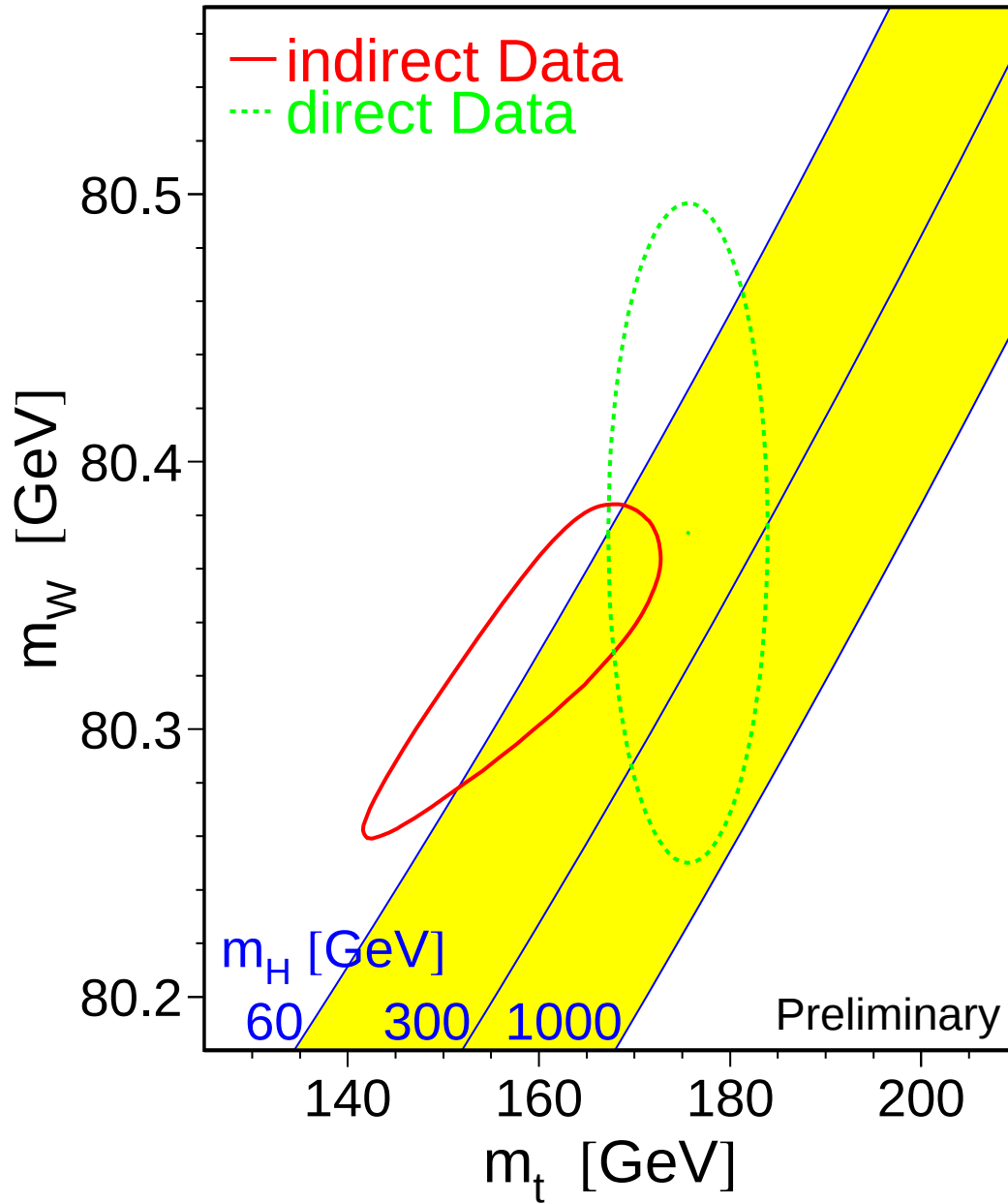


FIG. 7.8 – Comparaison [138] des mesures indirectes de M_W et m_t (par les données de LEP1, SLD et des expériences νN — ligne continue) et des mesures directes (à LEP2 et au Tevatron — ligne en pointillé). Dans les deux cas, les contours pour un niveau de confiance de 68% sont indiqués. La figure montre aussi la prédiction du Modèle Standard pour la valeur de M_W en fonction des masses du quark top et du boson de Higgs.

W est maintenant de l'ordre de 80 MeV. Une précision de ± 30 MeV est souhaitable dans le futur pour que la prédictivité de la mesure de M_W soit du même ordre de grandeur de celle des mesures de précision électrofaibles à LEP1. Dans les années à venir, LEP2 devrait y parvenir, par les mesures par reconstruction directe à haute énergie ou bien par une nouvelle prise de données à 161 GeV.

Bibliographie

[Chapitre 1]

- [1] S. L. Glashow. *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- [2] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264; *Phys. Rev.* **D5** (1972) 1412.
- [3] A. Salam. Proc. 8th Nobel Symposium, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) 367.
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani. *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [5] A. Blondel. *Experimental tests of the electroweak theory*. Contributed talk to ICHEP '96, Warsaw (July 1996). To appear in the Proceedings.
- [6] G. 't Hooft. *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173; *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167.
- [7] The LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group. *Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the Standard Model*. Prepared from contributions to ICHEP '94, Glasgow (July 1994). CERN-PPE/94-187.
- [8] F. Abe et al (CDF Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.
S. Abachi et al (D0 Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632.
- [9] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group. *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*. Prepared from contributions to ICHEP '96, Warsaw (July 1996). CERN-PPE/96-183 (December 1996).
- [10] M. Rijssenbeek. *W mass from the Tevatron*. Contributed talk to ICHEP '96, Warsaw (July 1996), on behalf of the D0 and CDF Collaborations. FERMILAB-Conf-96/365-E. See also the references therein.
- [11] M. Gell-Mann. *Acta Physica Austriaca, Suppl.* **IX** (1972) 733;
H. Fritzsch and M. Gell-Mann. *Proc. ICHEP72* Batavia (1972);

- H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler. *Phys. Lett.* **47B** (1973) 365;
 S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 494 and *Phys. Rev.* **D8** (1973) 4482;
 D. J. Gross and F. Wilczek. *Phys. Rev.* **8** (1973) 3633.
- [12] For a summary of QCD theory and results, see for instance the following textbooks and reviews, and references therein:
 W. Marciano and H. Pagels. *Phys. Rep.* **36C** (1978) 137;
 F. J. Yndurain. *The Theory of Quark and Gluon Interactions*. Springer-Verlag, New York (1983);
 T. Muta. *Foundations of QCD*. World Scientific (1987);
 T. Hebbeker. *Phys. Rep.* **217** (1992) 69;
 B. R. Webber. *QCD and Jet Physics*, in *Proc. ICHEP94*, Glasgow (1994);
 M. Schmelling. *QCD results from the study of hadronic Z decays*. CERN-PPE/94-184.
- [13] P. W. Higgs. *Phys. Lett.* **12** (1964) 132; *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508; *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.
 R. Brout and F. Englert. *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321.
 T. W. Kibble. *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.
- [14] N Cabibbo. *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
 M. Kobayashi and K Maskawa. *Progr. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [15] R. M. Barnett et al (The Particle Data Group). *Review of Particle Properties*, in *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.
- [16] A. Sirlin. *Phys. Rev.* **D22** (1980) 971.
- [17] W. J. Marciano and A. Sirlin. *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1815.
- [18] A. Denner. *Techniques for the calculation of electroweak radiative corrections at the one-loop level and results for W-physics at LEP200*. Universität Würzburg, PRE 33211 (August 1991).
- [19] B. W. Lynn, M. E. Peskin and R. G. Stuart. *Radiative corrections in $SU(2) \times U(1)$: LEP/SLC*. CERN Yellow Report 86-02 (1986) 90.
- [20] A. A. Akhundov, D. Y. Bardin and T. Riemann. *Nucl. Phys.* **B276** (1986) 1;
 W. Beenakker and W. Hollik. *Zeit. Phys.* **C40** (1988) 141.
- [21] M. I. Visotsky et al. *Phys. Usp.* **39** (1996) 503. Preprint hep-ph/9606253.
- [22] F. M. Renard and C. Verzegnassi. *Phys. Lett.* **B260** (1991) 225.
 A. Blondel, F. M. Renard and C. Verzegnassi. *Higgsometry from ultimate LEP*, in *Phys. Lett.* **B269** (1991) 419.
 A. Blondel and C. Verzegnassi. CERN-PPE/93-81.

- [23] G. Altarelli and R. Barbieri. *Phys. Lett.* **B253** (1991) 161
G. Altarelli, R. Barbieri and S. Jadach. *Nucl. Phys.* **B369** (1992) 3; *Err. Nucl. Phys.* **B376** (1992)
- [24] G. Altarelli, R. Barbieri and F. Caravaglios. *Nucl. Phys.* **B405** (1993) 3
- [25] J. Lys (for the CDF Collaboration). Contributed talk to ICHEP '96, Warsaw (July 1996). FERMILAB-CONF-96/409-E.
S. Protopescu (for the D0 Collaboration). Contributed talk to ICHEP '96, Warsaw (July 1996). FERMILAB-CONF-97/013-E.
- [26] P. Chankowski et al. *Nucl. Phys.* **B417** (1994) 101.
A. Dabelstein et al. *Proc. Ringberg Workshop on Perspectives of the Electroweak Interactions*. Karlsruhe preprint KA-TP-5-1995 (1995); plot updated by A. Dabelstein.
- [27] Z. Kunszt et al. *Determination of the Mass of the W Boson*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli et al. CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol.1.
- [28] H. Abramowicz et al. (CDHS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 298;
A. Blondel et al. (CDHS Collaboration). *Zeit. Phys.* **C45** (1990) 361.
- [29] J. V. Allaby et al. (CHARM Collaboration). *Phys. Lett.* **B177** (1986) 446;
J. V. Allaby et al. (CHARM Collaboration). *Zeit. Phys.* **C36** (1987) 611.
- [30] K. McFarland, for the CCFR Collaboration. *An improved measurement of $\sin^2 \theta_W$ from neutrino-nucleon deep inelastic scattering*, in *Proceedings of the XV Workshop on Weak Interactions and Neutrinos, Talloires*. G. Bonneaud et al. eds., Tufts University and LAL Orsay (September 1996).
- [31] G. Burgers, W. Hollik and M. Martinez. Program BHM, available from M. Martinez.
For a description, see for instance: *Report of the working group on precision calculations for the Z resonance*, eds. D. Bardin et al. (CERN Yellow Report 95-03).

[Chapitre 2]

- [32] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration). *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103.
- [33] M. Banner et al. (UA2 Collaboration). *Phys. Lett.* **B122** (1983) 476.
- [34] J. Alitti et al. (UA2 Collaboration). *Phys. Lett.* **B276** (1992) 354.
- [35] CDF Collaboration. *CDF Electroweak Physics: Blessed Analysis*. WWW <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/ewk.html> (April 1997); *CDF W Mass Measurement*. WWW <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/wmass.html> (April 1997). The results have been presented at the 1997 winter conferences.
- [36] J. Alitti et al. (UA2 Collaboration). *Zeit. Phys.* **C49** (1991) 17.

- [37] P. Roudeau et al. *Measurement of the W mass at LEP200*, in Proceedings of the ECFA Workshop on *LEP200*, Aachen 1986 (vol. I). CERN 87-08, ECFA 87/108.
- [38] A. Trabelsi, P. Perez and J. Schwindling. *W mass reconstruction in the $WW \rightarrow l\bar{\nu}q_1\bar{q}_2$ channel*. ALEPH 95-048 (1995).
- [39] P. Perez, on behalf of the W Mass Group. Contribution to the Plenary meeting of the CERN Workshop on Physics at LEP2. (June 1995).
P. Perez. *W Mass Measurement at LEP2*. Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels (August 1995).
- [40] M.L. Swartz. *Measurement of the W^+W^- Threshold*. SLAC-PUB-5258 (1990)
- [41] H.S. Chen and G.J. Zhou. *Phys. Lett.* **B331** (1994) 441
- [42] W.J. Stirling. *The Measurement of m_W from the W^+W^- Threshold Cross Section at LEP2*. University of Durham, DTP/95/24 (1995).
- [43] A. Valassi, on behalf of the W Mass Group. *Measurement of the W mass from the threshold cross-section*. Contribution to the Plenary meeting of the CERN Workshop on Physics at LEP2. (November 1995).
- [44] A. Blondel and A. Valassi. *Measurement of the W Mass at the W Pair Threshold*. ALEPH 96-008 (January 1996).
- [45] M. Demarteau. *Electroweak Physics Results from the Tevatron*. Invited talk at the *Workshop on New Directions for High Energy Physics (Snowmass 96)*. Fermilab-Conf-96/353 (November 1996).
- [46] *Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron. Report of the Tev2000 Study Group*. D. Amidei and R. Brock eds. Fermilab-Pub-96/046 (April 1996).
- [47] A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling. *Phys. Lett.* **B306** (1993) 145 and **B309** (1993) 492(E); *Phys. Rev.* **D50** (1994) 6734.
- [48] S. Rajagopalan and M. Rijssenbeek. *Measurement of M_W using Transverse Mass Ratio of W and Z* . Contribution to the *Workshop on New Directions for High Energy Physics (Snowmass 96)*. Fermilab-Conf-96/452-E (December 1996).
- [49] W. T. Giele and S. Keller. *M_W Measurement at the Tevatron with High Luminosity*. Contribution to the DPF96 Conference, Minneapolis. Fermilab-Conf-96/307-T (September 1996).
- [50] W. Beenakker et al. *WW Cross-Sections and Distributions*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli et al. CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol.1.
- [51] W. Beenakker and A. Denner. *Int. J. Mod. Phys.* **A9** (1994) 4837.

- [52] G.Gounaris et al. *Triple Gauge Boson Couplings*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli et al. CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol.1.
- [53] V.Spanos and W.J. Stirling. *Constraining a CP violating WWV coupling from the W^+W^- threshold cross-section at LEP2*, in *Phys. Lett.* **B388** (1996) 371.
- [54] J. Fujimoto et al. (Minami-Tateya Collaboration.) *GRACE User's manual, version 2.0*. Submitted to *Comp. Phys. Comm.*
- [55] T. Muta, R. Najima and S. Wakaizumi. *Mod. Phys. Lett.* **A1** (1986) 203.
- [56] D. Bardin et al. *Semi-Analytical Approach to Four-Fermion Production in e^+e^- Annihilation*. CERN-TH-7295-94 (1994).
D. Bardin et al. *GENTLE/4fan: a package of Fortran programs for the description of e^+e^- annihilation into four fermions*. DESY-ZEUTHEN-96-05 (March 1996).
- [57] M. Consoli and A. Sirlin. *The role of the one-loop electroweak effects in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$* . CERN Yellow Report 86-02 (1986) 63.
- [58] F. A. Berends, G. Burgers, W. Hollik and W. L. van Neerven. *Phys. Lett.* **B203** (1988) 177.
D. Berends, A. Leike, T. Riemann and M. Sachwitz. *Phys. Lett.* **B206** (1988) 539.
- [59] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek and Z. Wąs. *Monte Carlo program Koraw-1.02 for W pair production at LEP2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation*, in *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996) 216.
- [60] T. Ishikawa, Y. Kurihara, M. Skrzypek and Z. Wąs. *Four quark final state in W pair production: case of signal and background*. CERN-TH/97-11 (Feb 1997).
- [61] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss. *EXCALIBUR — a Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP200 and beyond*. INLO-PUB-12/94 (1994)
- [62] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss. *Nucl. Phys.* **B424** (1994) 308
- [63] D. Bardin et al. *Event Generators for WW Physics*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli et al. CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol.2.
- [64] M. Bohm et al. *Nucl. Phys.* **B304** (1988) 463;
W. Beenakker, K. Kołodziej and T. Sack. *Phys. Lett.* **B258** (1991) 469;
W. Beenakker, F. A. Berends and T. Sack. *Nucl. Phys.* **B367** (1991) 287.
- [65] J. Fleischer, F. Jegerlehner and M. Zralek. *Zeit. Phys.* **C42** (1989) 409;
K. Kołodziej and M. Zralek. *Phys. Rev.* **D43** (1991) 3619;
J. Fleischer, F. Jegerlehner and K. Kołodziej. *Phys. Rev.* **D47** (1993) 830.

- [66] D. Bardin, M. Bilenky, A. Olchevski and T. Riemann. *Phys. Lett.* **B308** (1993) 403.
D. Bardin, D. Lehner and T. Riemann. *Complete Initial State QED Corrections to Off-Shell Gauge Boson Pair Production in e^+e^- Annihilation*. DESY 96-028 (Feb. 1996).
- [67] D.R. Yennie, S.C. Frautschi and H. Suura. *Ann. Phys.* **13** (1961) 379.
- [68] M. Skrzypek, S. Jadach, M. Martinez, W. Placzek and Z. Wąs. *Initial state QED Corrections to W -pair Production at LEP2/NLC — Monte Carlo versus Semi-Analytical Approach*, in *Phys. Lett.* **B372** (1996) 289.
- [69] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek and B.F.L. Ward. *Phys. Rev.* **D54** (1996) 5434.
- [70] J. Fujimoto et al. *Grc4f v1.1: a four-fermion generator for e^+e^- collisions*. Submitted to *Comp. Phys. Comm.*
- [71] V.S. Fadin, V.A. Khoze and A.D. Martin. *Phys. Lett.* **B311** (1993) 311.
D. Bardin, W. Beenakker and A. Denner. *Phys. Lett.* **B317** (1993) 213.
V.S. Fadin, V.A. Khoze, A.D. Martin and A. Chapovsky. *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1377.
- [72] V.S. Fadin, V.A. Khoze, A.D. Martin and W.J. Stirling. *Higher-order Coulomb corrections to the threshold $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ cross section*. University of Durham, DTP/95/64.
- [73] V.A. Khoze and T. Sjöstrand. *QED Interconnection Effects on W Momentum Distributions at LEP2*. University of Durham, DTP/95/68.
- [74] J. Fleischer, F. Jegerlehner and M. Zralek. *Zeit. Phys.* **C42** (1989) 409.
F. Jegerlehner. *Radiative corrections to W -Pair Production at LEP*, in *Proc. Ringberg Workshop on Electroweak Radiative Corrections*. Paul Scherrer Institut Preprint PR-89-09 (1989).
F. Jegerlehner. *Renormalization Scheme Dependence of Electroweak Radiative Corrections*, in *Proc. NATO Workshop on Radiative Corrections*. Paul Scherrer Institut Preprint PR-89-23 (1989).
- [75] W. Beenakker and G.J. van Oldenborgh. *The effect of the Higgs boson mass on the threshold cross-section in WW production*. INLO-PUB-02/96, hep-ph/9603411 (March 1996).
- [76] T. Sjöstrand and V.A. Khoze. *Zeit. Phys.* **C62** (1994) 281.
- [77] A. Valassi. *KRLW02: ALEPH interface for the KORALW 1.21 generator*.
- [78] V. Ciulli. *W mass measurement using distribution of angle between decay jets*. ALEPH 94-146 (1994).
- [79] V. Canale et al. *Measurement of M_W with the jet direction method in the hadronic channel*. DELPHI public note 97-29 (March 1997).

- [80] G. Cowan. CERN Particle Physics Seminar on *ALEPH results at $\sqrt{s} = 172$ GeV*. (February 1997).
- [81] A. Trabelsi. *Direct W mass measurement from 170 and 172 GeV data*. ALEPH 97-025 (March 1997).
- [82] D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration). *Zeit. Phys.* **C54** (1992) 75.
- [83] J. Z. Bai et al. (BES Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3021; *Phys. Rev.* **D53** (1996) 20.
- [84] D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration). *Phys. Lett.* **B234** (1990) 399.
- [85] R. Miquel. Private communications (April-August 1996). Proposals for *CC03* corrections at the *ALEPH WW* meetings (July-August 1996).
- [86] A. Valassi. *A comparison of $4f \rightarrow CC03$ corrections*. Contribution to the *ALEPH WW* meeting (August 1996).

[Chapitre 3]

- [87] Lep Design Report, vol.1: *The LEP Injector Chain*. CERN-LEP/83-29 (1983).
Lep Design Report, vol.2: *The LEP Design Report*. CERN-LEP/84-01 (1984).
- [88] S. Myers and C. Wyss. *Prospects for energy and luminosity at LEP2*, in *Physics at LEP2*, eds. G. Altarelli et al. CERN Yellow Report 96-01 (1996) vol. 1.
- [89] B. Dehning. *Status of energy calibration*. in *Proc. LEP Performance Workshop, Chamonix*. (January 1997).
- [90] The LEP Energy Working Group. *LEP energy calibration in 1996*. Internal note 97-01 (March 1997). (WWW <http://www.cern.ch/LEPECAL>).
- [91] R. Assman et al. (The working group on LEP energy). *Zeit. Phys.* **C66** (1995) 567.
- [92] D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration). *ALEPH: a detector for electron-positron annihilations at LEP*, in *Nucl. Instr. Meth.* **A294** (1990) 121.
- [93] C. Bowdery, ed. (ALEPH Collaboration). *The ALEPH Handbook*, vol. 1 (1995); vol. 2 (1997). Published by CERN.
- [94] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration). *Performance of the ALEPH detector at LEP*, in *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995) 481.
- [95] S. Jadach, W. Placzek, E. Richter-Wąs, B. F. L. Ward, Z. Was. *Upgrade of the Monte Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04*. CERN-TH/96-158 (June 1996).

- [96] D. Casper. *JULIA 301 User's Guide*. ALEPH 96-075 (1996).
J. Knobloch and E. Lançon. *JULIA User's Guide and ALEPH Programmer's hints*. ALEPH 94-151 (1994).
J. Knobloch and E. Lançon. *JULIA User and Programmer's Guide*. ALEPH 90-115 (1994).
- [97] T. Sjöstrand. *Computer Physics Commun.* **82** (1994) 74
- [98] F. Ranjard. *GALEPH User's manual*.
CERN Application Software Group. *GEANT: a detector description and simulation tool*. CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [99] E. Barberio and Z. Wąs. *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994) 291.
- [100] S. Jadach, Z. Wąs, R. Decker and J.H. Kühn. *Comp. Phys. Comm.* **76** (1993) 361.
- [101] J. B. Hansen and A. Waanänen. *EXCA01: ALEPH interface for the EXCALIBUR generator*.
- [102] G. Marchesini et al. *HERWIG Version 5.9*. Preprint hep-ph/9607393 (1996).
- [103] H. Anlauf et al. *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994) 466.
- [104] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Wąs. *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994) 503.
- [105] A. Finch. Fortran program *PHOT02* (1993). Based on earlier programs by S.Kawabata et al.
D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration). *Phys. Lett.* **B313** (1993) 509.
- [106] J. M. Hilgart, R. Kleiss and F. Le Diberder. *Comp. Phys. Comm.* **75** (1993) 191.
- [Chapitre 4]
- [107] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration). *Phys. Lett.* **B 373** (1996) 246
- [108] D. Zerwas. *Selection of W decays involving taus at 161 GeV*. Contribution to the ALEPH WW meeting (March 1996).
- [109] W. Bartel et al. (JADE Collaboration). *Zeit. Phys.* **C33** (1986) 23.
S. Bethke et al. (JADE Collaboration). *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.
- [110] Yu. L. Dokshitzer. Contribution to the *Workshop on Jets at LEP and HERA*. Durham (December 1990).
S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B. R. Webber. *Phys. Lett.* **B269** (1988) 432.
S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper and W. J. Stirling. *Nucl. Phys.* **B370** (1992) 310.
- [111] Z. Was. Private communication (October 1996).

- [112] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration) *Zeit. Phys.* **C 66** (1995) 3
D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration) *Phys. Lett.* **B 388** (1996) 419

[Chapitre 5]

- [113] P. Azzurri. *A selection of $WW \rightarrow qqe\nu$ and $WW \rightarrow qq\mu\nu$ events at $\sqrt{s} = 161$ GeV.* ALEPH Note 96-137 (November 1996).
- [114] *The Neyman-Pearson test*, in W. T. Eadie et al., *Statistical methods in experimental physics*, North-Holland (1971), pag.224.
- [115] Ll. M. Mir. *W mass measurement at threshold using a likelihood method (hadronic channel).* Contributions to the ALEPH WW meetings (February 1996, April 1996).
- [116] S. Geman, E. Bienenstock and R. Doursat. *Neur. Comp.* **4** (1992) 1.
- [117] P. Azzurri. Contribution to the ALEPH WW meeting (February 1997).
- [118] A. Valassi, on behalf of the ALEPH WW group. *Status of the WW analysis.* Contribution to the ALEPH Plenary meeting (Clermont-Ferrand, October 1996).

[Chapitre 6]

- [119] A. S. Thompson et al. *A measurement of the hadronic WW cross section at 161 GeV by a weighting method.* ALEPH Note 96-118 (September 1996).
- [120] Ll. M. Mir. *Measurement of the WW cross section using the rarity distribution (hadronic channel).* ALEPH Note 96-125 (September 1996).
- [121] E. Lançon and P. Perez. *WW cross section measurement at threshold from the 4 quark channel.* ALEPH Note 96-135 (October 1996).
- [122] Ll. Garrido, A. Juste and M. Martinez. *Measurement of the hadronic WW cross section at 161 GeV by using neural networks.* ALEPH Note 96-144 (December 1996).
- [123] R. Barate et al. (ALEPH Collaboration) *Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold.* Submitted to *Phys. Lett.* **B**. Preprint CERN-PPE/97-025.
- [124] G. Hanson et al. (SLAC-LBL Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1609;
J. D. Bjorken and S. J. Brodsky. *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1416.
- [125] E. Lançon. *Comparison of $q\bar{q}q\bar{q}$ X-sections.* Contribution to the ALEPH WW meeting (October 1996).
- [126] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration). *Zeit. Phys.* **C71** (1996) 179.
- [127] F. Le Diberder. *Rarity and exoticness.* MarkII/SLC Note#245 (1989).

- [128] B. Fabbro. *Linear discriminant analysis with stepwise method. Application for MSSM Higgs boson search in the $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ channel at LEP2*. ALEPH Note 97-012 (February 1997).
- [129] D. E. Rumelhart et al. *Nature* **323** (1986) 533
- [130] Ll. Garrido and V. Gaitan. *Int. J. Neural Sys.* **2** (1991) 221;
S. Gomez and Ll. Garrido. *Int. J. Neural Sys.* **7** N. 1 (1996) 19;
D. W. Ruck et al. *IEEE Transactions on Neural Networks* **1** (1990) 296;
E. A. Wan. *IEEE Transactions on Neural Networks* **1** (1990) 303.
- [131] Ll. Garrido, S. Gomez and A. Juste. *Comp. Phys. Comm.*, in preparation.
- [132] E. Lançon. *Comparison and combination of four quark X-sections*. Contribution to the ALEPH WW meeting (November 1996).
- [133] L. Lyons, D. Gibaut and P. Clifford. *Nucl. Instr. Meth.* **A 270** (1988) 110.
Best Linear Unbiased Estimate (BLUE) Techniques, in K. V. Mardia, J. T. Rent and J. M. Bibby, *Multivariate Analysis* (Academic Press, 1979).
- [Chapitre 7]
- [134] K. Ackerstaff et al. (OPAL Collaboration). *Measurement of the mass of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV*. CERN-PPE/96-141 (October 1996).
- [135] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration). *Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 161$ GeV*. CERN-PPE/97-09 (January 1997).
- [136] M. Acciarri et al. (L3 Collaboration). *Pair-production of W bosons in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 161$ GeV*. CERN-PPE/97-14 (February 1997).
- [137] A. Valassi. Contributed talk to Rencontres de Moriond (March 1997).
- [138] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group. *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*. LEPEWWG/97-01, ALEPH 97-032 (April 1997). Prepared from contributions of the LEP and SLD experiments to the 1997 winter conferences.
- [139] A. Blondel. *Implications on the Electroweak parameters of a precise measurement of the Z mass*. CERN-EP/89-84 (1989).
- [140] M. Thomson. Contributed talk to Rencontres de Moriond (March 1997).

Remerciements

Je remercie la Commission des Communautés Européennes pour m'avoir donné la possibilité de préparer cette thèse grâce à la bourse ERBCHBICT941234, et pour ses efforts en faveur de la mobilité des chercheurs dans le cadre de l'intégration européenne. Je remercie aussi l'Ecole Polytechnique pour m'avoir accordé une bourse lors de ma dernière année de thèse.

Je tiens à remercier Alain Blondel pour avoir accepté de diriger mon travail de thèse sans bien imaginer la tâche qui l'attendait; je le remercie aussi pour toute la physique que j'ai pu apprendre grâce à sa disponibilité constante, et pour ses conseils amicaux devant un beau plateau de fromages français.

J'exprime ma gratitude à tous les membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie. Je remercie en particulier M. François Vannucci pour en avoir accepté la présidence, M. Lorenzo Foà pour l'intérêt qu'il continue à porter à mon travail depuis mes années à Pisa, et M. Eric Lançon pour ses conseils pertinents. Je remercie M. Louis Fayard pour avoir accepté aussi la tâche de rapporteur. Pour la même raison, et pour plusieurs discussions lors du "Workshop" sur la Physique à LEP2 au CERN, je voudrais remercier M. James Stirling.

Je remercie M. François Jacquet, directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique, de m'avoir accueilli pendant mon travail de thèse dans les meilleures conditions possibles. J'adresse aussi mes remerciements aux autres personnels des groupes de recherche, techniques et administratifs du laboratoire. Merci surtout aux physiciens et étudiants du groupe ALEPH du laboratoire pour leur proximité.

Pendant la préparation de cette thèse, j'ai eu le plaisir de travailler, discuter et parfois me lier d'amitié avec plusieurs membres de la Collaboration ALEPH; je tiens à les en remercier tous. En particulier, parmi ceux avec qui j'ai collaboré plus strictement pour ce travail de thèse, je remercie Dirk Zerwas et Paolo Azzurri pour notre travail de fine équipe dans les sélections leptoniques, Ramon Miquel pour plusieurs discussions productives sur la définition de la section efficace à mesurer, Brigitte Bloch-Devaux pour sa patience infinie et son aide dans l'installation du générateur KRLW02, Stéphane Jezequel pour son aide dans la production du Monte Carlo, et tous les autres membres du groupe *WW* d'ALEPH.

J'ai aussi eu le plaisir de discuter avec les auteurs de KORALW; en particulier, je tiens à remercier Zbyszek Wąs pour son aide dans la compréhension de ce programme.

Je voudrais enfin saluer tous mes amis, pour les sourires et le bonheur que nous avons partagés dans les différentes saisons bleues ou grises de ces années, à Paris, à Genève, en Italie et dans d'autres endroits perdus du monde, et pour m'avoir supporté!

Grazie à ma famille pour leur soutien affectueux et constant.

Table des matières

1	M_W dans le Modèle Standard.	1
1.1	Le Modèle Standard.	2
1.1.1	Le lagrangien du Modèle Standard.	4
1.1.2	Les champs physiques.	5
1.1.3	Choix des paramètres.	8
1.2	Les corrections radiatives.	10
1.2.1	Les corrections obliques.	10
1.2.2	Les paramètres ϵ	12
1.3	M_W comme Higgsomètre et comme test du SM.	14
2	La mesure de M_W à LEP2.	21
2.1	La masse du W avant LEP2 et ailleurs.	22
2.2	La production de paires de W à LEP2.	27
2.2.1	La production de deux bosons W <i>on-shell</i>	28
2.2.2	La production de deux bosons W <i>off-shell</i> (“ <i>CC03</i> ”).	29

2.2.3	Inclusion des diagrammes $4f$ autres que les $CC03$	32
2.2.4	Corrections radiatives. Erreurs théoriques sur la section efficace.	33
2.2.5	Etude de quelques distributions typiques.	37
2.3	La mesure de M_W par reconstruction directe.	39
2.4	M_W par la section efficace au seuil.	43
2.4.1	Le choix de l'énergie optimale.	45
2.4.2	Discussion des erreurs statistiques.	50
2.4.3	Discussion des erreurs systématiques.	54
2.4.4	La définition de la section efficace $CC03$ à mesurer.	55
3	Le contexte expérimental.	59
3.1	Le collisionneur LEP.	59
3.1.1	La mesure de l'énergie du faisceau.	61
3.2	Le détecteur ALEPH et ses performances.	65
3.2.1	Identification des électrons.	68
3.2.2	Identification des muons.	70
3.2.3	L'algorithme <i>energy-flow</i>	71
3.3	La simulation MC du signal et des bruits de fond.	73
3.3.1	La simulation du signal.	73
3.3.2	La simulation du bruit de fond.	75
4	Mesure de σ_{WW} dans le canal leptonique.	77

4.1	Sélection du signal $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$.	78
4.2	Résultats de la mesure.	83
4.3	Contrôles systématiques.	85
4.4	Erreurs systématiques.	90
4.4.1	Erreurs dues à la simulation MC du signal et à la correction <i>CC03</i> .	90
4.4.2	Effets systématiques dûs au détecteur.	92
4.4.3	Erreurs dues à la simulation Monte Carlo du bruit de fond.	93
4.4.4	Résumé des erreurs systématiques.	95
5	Mesure de σ_{WW} dans le canal semi-leptonique.	97
5.1	Sélection $W^+W^- \rightarrow e^\pm\nu q\bar{q}, \mu^\pm\nu q\bar{q}$: une approche simple.	98
5.2	Sélection $W^+W^- \rightarrow e^\pm\nu q\bar{q}, \mu^\pm\nu q\bar{q}$: méthode multi-dimensionnelle.	99
5.2.1	Présélection.	100
5.2.2	Discrimination multi-dimensionnelle.	101
5.3	Sélection $W^+W^- \rightarrow \tau^\pm\nu q\bar{q}$.	108
5.4	Combinaison des sélections semi-leptoniques.	109
5.4.1	Résultats de la mesure.	111
5.4.2	Erreurs systématiques.	113
6	Mesure de σ_{WW} dans le canal hadronique.	115
6.1	Introduction: une approche simple.	116
6.2	Techniques multi-dimensionnelles.	119

6.2.1	Variables utilisées et description des présélections.	120
6.2.2	Méthode des poids (g)	125
6.2.3	Méthode de la rareté (R).	129
6.2.4	Méthode de la variable discriminante linéaire (U).	132
6.2.5	Méthode du réseau à neurones (NN).	135
6.3	Combinaison des résultats.	137
7	Détermination de la masse du W.	143
7.1	Mesure de σ_{WW} inclusive à <i>ALEPH</i> à 161 GeV.	143
7.2	Détermination de M_W à <i>ALEPH</i> à 161 GeV.	144
7.3	Combinaison des mesures LEP de M_W à 161 GeV.	145
7.4	Résultats préliminaires par reconstruction directe à <i>ALEPH</i> à 172 GeV.	148
7.5	Résultats préliminaires pour σ_{WW} à <i>ALEPH</i> à 172 GeV.	152
7.6	Comparaison des mesures de la masse du W	153
7.7	Conclusions.	155
	Bibliographie	159
	Remerciements	169