

Université LOUIS PASTEUR STRASBOURG I

IReS Strasbourg

THESE

présentée par

Philippe Zoller

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité: Physique des Particules

**Détermination de la masse du boson
W dans le canal hadronique
dans l'expérience DELPHI**

Soutenue le 23 avril 2001 devant la commission composée des membres :

M. Michel **BAUBILLIER**

M. Jean-Jacques **BLAISING**

M. Daniel **BLOCH**

M. Ulrich **GOERLACH**

M. Jean-Paul **MARTIN**

Rapporteur externe

Directeur de thèse

Président du jury et rapporteur interne

Rapporteur externe

Remerciements

Je remercie Daniel Bloch de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche et d'avoir orienté mes travaux. J'ai vivement apprécié sa disponibilité et ses conseils au cours des trois années de travail.

Je tiens à remercier par ailleurs J.J. Blaising, J.P. Martin et U. Goerlach d'avoir été rapporteurs de ce travail de thèse, ainsi que M. Baubillier d'avoir accepté de participer au jury.

Je tiens spécialement à remercier Isabelle Ripp-Baudot qui a participé activement à ce travail. Ainsi en confrontant nos idées, nous avons pu faire progresser cette étude.

Je veux aussi adresser un grand merci à D. Gelé, J.P. Engel et M. Winter pour leurs explications et leurs commentaires, ainsi que P. Juillot, R. Strub et M. Dracos, G. Orazi et J. Croix.

Ma reconnaissance va également aux informaticiens, en particulier à J.P. Froberger, Y. Heydt et J. Schuller, pour leurs compétences et leurs disponibilités.

Je tiens également à remercier le groupe "masse du W de DELPHI" au CERN, en particulier A. Ouraou.

Enfin, ma gratitude va aussi à mes parents et à mes amis pour leur soutien et leurs encouragements.

Le meilleur ami de "merci" est "beaucoup". Michel Bouthot

Table des matières

Le premier candidat W^+W^- observé par DELPHI en 1996	5
Introduction	7
1. Aspects théoriques	9
1.1 Le Modèle Standard	9
1.1.1 La chromodynamique quantique	10
1.1.2 Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	11
1.1.3 La brisure spontanée de symétrie	13
1.1.4 Le lagrangien pour les fermions	15
1.1.5 Les paramètres du Modèle Standard	16
1.2 Propriétés du boson W	17
1.2.1 Production de paires de bosons W à LEP2	18
1.2.2 Modes de désintégration du W	19
1.2.3 Largeur du W	19
1.2.4 Corrections radiatives d'ordres supérieurs	21
1.3 Interconnection dans l'état final	22
1.4 Les différents bruits de fond	26
1.5 Intérêt de mesurer la masse du boson W	29
2. Dispositif expérimental	33
2.1 Le LEP	33
2.1.1 Le système d'injection du LEP	33
2.1.2 La luminosité	35
2.1.3 Energie du faisceau	36
2.2 Le détecteur DELPHI	41
2.2.1 Reconstruction de la trajectoire des particules chargées	42
2.2.2 Les calorimètres	45
2.2.3 Les scintillateurs	47
2.2.4 Mesure de la luminosité	47
2.3 L'acquisition et le traitement des données	47
2.3.1 Le système de déclenchement	48
2.3.2 Big Brother	48
2.3.3 Traitement des données	50
2.3.4 Simulation	50

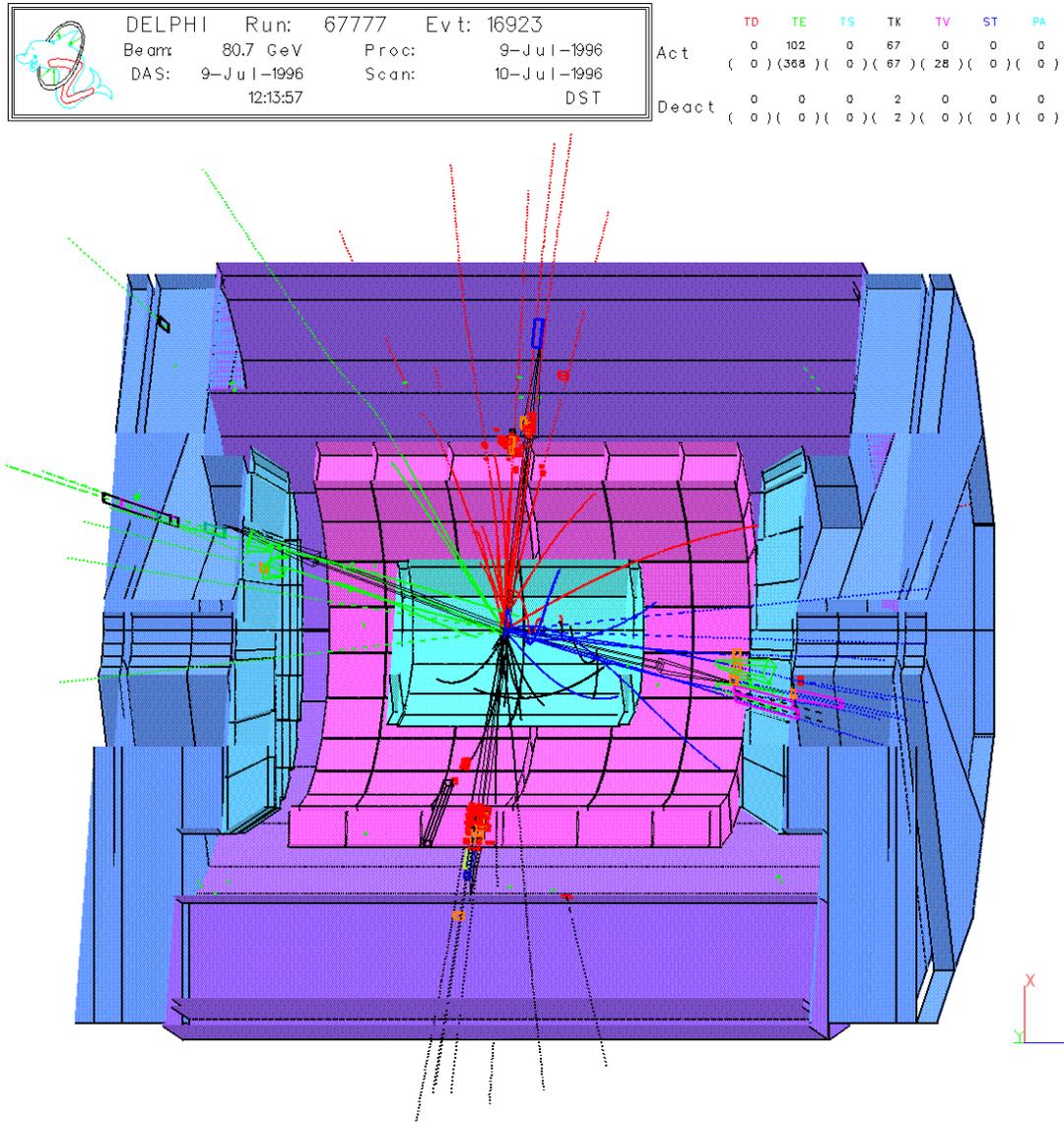
3. Sélection et reconstruction des événements	55
3.1 Les principaux processus physiques	55
3.2 Présélections	56
3.3 Reconstruction des jets	58
3.4 Energie effective	61
3.5 Lien entre les jets reconstruits et les quarks générés dans la simulation PYTHIA	61
3.6 Correction des jets par ajustement contraint	63
3.7 Sélections finales	66
3.8 Etude des données au Z^0	74
3.8.1 Energie moyenne et résolution en énergie	74
3.8.2 Résolutions angulaires	74
4. Appariement des jets	79
4.1 Monte-Carlo utilisés	80
4.2 Signal	81
4.3 Choix de la combinaison	82
4.3.1 Repondération des lots à différentes masses de W	82
4.3.2 La matrice de choix	83
4.3.3 Choix de la combinaison	83
5. Détermination de la masse du boson W	91
5.1 Ajustement sur le signal	92
5.1.1 Fonction signal	92
5.1.2 Ajustement sur le signal	93
5.2 Courbe de calibration	95
5.3 Ajustement final sur les données	96
6. Cohérence de la méthode	103
6.1 Cohérence de la méthode utilisée	103
6.1.1 Test de cohérence sur le Monte-Carlo	103
6.1.2 Hypothèse de masse du signal	103
6.1.3 Taille du domaine d'ajustement	104
6.1.4 Etude de l'influence du pavage	104
6.1.5 Etude de l'erreur statistique	107
6.2 Deux autres méthodes étudiées	109
6.2.1 La méthode itérative locale	110
6.2.2 La méthode itérative globale	111
7. Etude des erreurs systématiques	117
7.1 Biais systématiques inhérent à la méthode	117
7.2 Statistique du Monte Carlo	117
7.3 Effets de détecteur	120
7.3.1 Résolutions en énergie et en angle	120
7.3.2 Alignement	121
7.4 Bruit de fond	121
7.5 Traitement des ISR	121
7.6 Energie du LEP	122

7.7	Les paramètres de fragmentation	123
7.8	Interconnection dans l'état final	125
7.8.1	Corrélations de Bose-Einstein	125
7.8.2	Reconnection de couleur	127
7.9	Bilan des erreurs systématiques	128
	Résumé et perspectives	129
	Une paire de W collectée en 2000	135
	Bibliographie	137

« L'être humain est un amalgame de particules doué de raison. »

Marc-Antoine Rock

Le premier candidat W^+W^- observé par DELPHI en 1996



« J'ai beau chercher la vérité dans les masses, je ne la rencontre que dans les individus. »

Eugène Delacroix

Introduction

La décroissance β a été la première manifestation observée de l'interaction faible. En 1935, E. Fermi a exposé la première théorie de cette interaction. Puis en 1967, Glashow, Weinberg et Salam proposent une théorie de jauge électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [1] afin de décrire simultanément les interactions électromagnétique et faible. Cette théorie postule l'existence de particules de jauge W^+ , W^- et Z^0 . La découverte des bosons W et Z a lieu en 1983 dans les expériences UA1 [2] et UA2 [3] du CERN.

Le projet LEP a ainsi vu le jour afin de déterminer les paramètres fondamentaux de ces bosons de jauge. Il a été divisé en deux étapes. De 1989 à 1995, la première phase du LEP a permis d'étudier les caractéristiques fondamentales du boson Z^0 ainsi que de tester avec une très grande précision les prédictions du Modèle Standard. Durant la seconde période d'exploitation du LEP, de 1995 à 2000, la production de paires de W et de Z a pu être étudiée. De plus, la recherche du boson de Higgs et de tout signe de physique nouvelle a eu lieu. Le travail qui va être exposé dans cette thèse a été mené au sein de l'expérience DELPHI auprès du grand collisionneur e^+e^- , LEP, du CERN.

Le but de cette thèse a consisté à déterminer la masse du boson W produit par paire dans le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ quarks. Pour effectuer cette mesure, nous avons analysé les données collectées en 1998 et en 1999 par DELPHI.

Dans le premier chapitre, je vais présenter les différents aspects théoriques nécessaires à cette analyse. Je montrerai aussi les informations que nous apportent une mesure précise des caractéristiques du boson W.

La présentation du LEP et les principales composantes du détecteur DELPHI sont exposées dans le chapitre 2. J'y présente également le système d'acquisition ainsi que les générateurs d'événements utilisés.

Le chapitre 3 décrit la sélection des événements, puis la reconstruction des jets ainsi que l'ajustement contraint. De plus, une comparaison entre la simulation et les données prises au pic du Z^0 est utilisée pour contrôler la résolution en impulsion des jets.

Après avoir associé les événements en quatre jets, nous allons présenter dans le chapitre 4, l'association jet-jet utilisée afin de pouvoir reconstruire la masse des W. En effet, pour chaque événement, trois combinaisons sont possibles, mais les informations d'une seule seront utilisées pour déterminer la masse des deux W.

La méthode de maximum de vraisemblance utilisée pour déterminer la masse du boson

W est exposée au chapitre 5. Il s'agit d'un ajustement des données sur des histogrammes de référence fournis par la simulation.

Nous allons montrer les résultats de tests effectués sur notre méthode dans le chapitre 6. La stabilité de la méthode ainsi que la cohérence de l'erreur y sont étudiées. De plus, deux autres tentatives d'amélioration de la méthode sont évoquées rapidement dans cette section.

L'étude des erreurs systématiques est décrite en détails dans le chapitre 7. Les principaux effets sont dus aux phénomènes d'interactions dans l'état final (corrélation de Bose-Einstein et reconnection de couleur) et aux paramètres de fragmentation utilisés.

Les résultats obtenus avec cette analyse sont résumés dans la conclusion. Ils sont comparés aux autres mesures expérimentales sur la masse du W et nous allons évoquer les perspectives d'avenir. Nos résultats ont également contribué à des compte-rendus de conférence [4][5] ainsi qu'à une publication en cours de parution[6].

Chapitre 1.

Aspects théoriques

Afin de replacer l'objectif de ce travail de thèse dans un contexte général, je commencerai par décrire le cadre théorique de la physique des particules (le Modèle Standard), puis je présenterai les propriétés du boson W avant d'insister sur l'intérêt d'une mesure précise de sa masse.

1.1 Le Modèle Standard

La nature qui nous entoure est constituée d'atomes et de molécules. Les propriétés physiques de ces objets obéissent au niveau macroscopique à trois principes de symétrie : invariance par translation, par rotation et par renversement du temps. Ces symétries impliquent la conservation de l'impulsion, du moment angulaire et de l'énergie.

L'interaction entre deux corps a lieu par l'intermédiaire de l'un des quatre types de forces qui sont chacune caractérisées par l'échange de bosons de jauge.

Le tableau suivant résume succinctement les caractéristiques de ces forces :

type	intensité à basse énergie	bosons de jauge	manifestation
interaction forte	~ 1	gluons	cohésion nucléaire
électromagnétisme	$\sim 10^{-2}$	photon	électricité - magnétisme
interaction faible	$\sim 10^{-7}$ à 10^{-4}	Z^0, W^+, W^-	radioactivité β
gravité	$\sim 10^{-37}$	graviton?	mécanique céleste

TAB. 1.1: *Les quatre forces fondamentales.*

Au niveau microscopique, notre monde est constitué de fermions et de bosons d'interaction. Le Modèle Standard [7][8] est une théorie qui décrit les interactions fondamentales entre les particules et les forces auxquelles elles sont soumises au niveau quantique. Le principe de base du modèle est l'invariance de jauge locale [9], c'est-à-dire le fait que les propriétés physiques sont les mêmes en tout point de l'espace-temps et ne dépendent pas de la phase des champs. Le modèle minimal est basé sur le groupe [10] :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \tag{1.1}$$

1. Le groupe $SU(3)_C$ est le groupe de jauge de couleur qui décrit l'interaction forte dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). Il agit sur les quarks par l'intermédiaire de huit gluons non massifs et permet un auto-couplage entre les gluons ($SU(3)_C$ est un groupe non-abélien). On en déduit les propriétés de confinement et de liberté asymptotique des quarks.
2. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de jauge unifié de l'interaction faible ($SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible) et électromagnétique ($U(1)_Y$ est le groupe d'hypercharge). A une énergie de l'ordre de 250 GeV, la symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est spontanément brisée par le mécanisme de Higgs. Une des conséquences essentielles de ce phénomène est la transformation des champs de jauge de $SU(2)_L$ en bosons massifs (Z, W^+, W^-).

Dans les paragraphes suivants, nous allons détailler les propriétés de ces deux groupes avant d'évoquer la brisure de symétrie. Nous terminerons cette section en résumant les paramètres libres du Modèle Standard.

1.1.1 La chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (ou QCD) décrit l'interaction forte entre les quarks et les gluons [11]. Elle a nécessité l'introduction d'un nouveau nombre quantique afin de ne pas violer la statistique de Fermi pour la particule Δ^{++} ($u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow$): la couleur. Tous les baryons (ensemble de trois quarks) et tous les mésons (paire de quark-antiquark) constituent des singulets de couleurs.

Leurs propriétés de symétrie sont décrites par le groupe $SU(3)_c$. On peut y définir une transformation de jauge locale :

$$\mathcal{U} = e^{g_3 \sum_a \alpha_a(x) T_a} \quad a = 1, 8 \quad (1.2)$$

où g_3 est une constante de couplage, T_a sont les générateurs du groupe $SU(3)_c$ et $\alpha_a(x)$ sont des phases arbitraires dépendant des coordonnées d'espace-temps x . La constante de couplage forte α_S vaut $g_3^2/4\pi$.

On a ainsi huit générateurs T_a de ce groupe et huit champs vecteurs (les huit gluons). Comme le groupe $SU(3)_c$ est un groupe non-abélien, il existe un auto-couplage entre les gluons.

La densité de Lagrangien \mathcal{L}_{QCD} doit être invariante par une transformation de jauge locale :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi} (i(\partial_\mu - ig_3 A_\mu^a T^a) \gamma^\mu - m) \psi \quad a = 1, 8 \quad (1.3)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_3 f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.4)$$

avec A_μ^a les huit champs vecteurs ($a=1,8$), $[T_a, T_b] = i f^{abc} T_c$ (f^{abc} représente la constante de structure du groupe non-abélien choisi), ψ représente la fonction d'onde des quarks de masse m .

L'invariance de jauge interdit la présence d'un terme en $m_A^2 A_\mu^a A^{a\mu}$. Les huit gluons n'ont

ainsi pas de masse. Le terme cinétique $F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ décrit l'auto-couplage entre les gluons.

Deux propriétés importantes de l'interaction forte sont la liberté asymptotique et le confinement [12].

– La liberté asymptotique :

Lorsqu'un quark ou un gluon s'approche d'un autre quark (à haute énergie), la charge de couleur "vue" diminue. La chromodynamique quantique permet alors d'appliquer un calcul perturbatif (QCD perturbative) pour décrire l'interaction forte comme une somme de processus élémentaires entre partons.

– Le confinement :

Quand les quarks s'éloignent (l'énergie mise en jeu diminue), de plus en plus de gluons sont échangés. Ces derniers peuvent eux-même interagir entre eux ou se coupler à de nouvelles paires quark-antiquark virtuelles. Au-delà d'une distance typique de 1 fm (10^{-15} m), les quarks ne peuvent plus se propager librement et restent confinés à l'intérieur des hadrons. Cette phase d'hadronisation relève de la QCD non-perturbative et est généralement décrite par des modèles phénoménologiques.

1.1.2 Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

a) L'invariance de jauge $SU(2)_L$

L'interaction faible est caractérisée par un groupe de transformations locales de $SU(2)_L$ [10] qui agit dans l'espace des leptons et des quarks. On peut ainsi regrouper les fermions en doublets gauches $(\nu_e, e^-)_L$, $(u, d)_L$, ... et en singulets droits. La symétrie d'isospin faible n'agit que sur les composantes gauches, tandis que les composantes droites y sont insensibles.

Pour imposer l'invariance de jauge locale de $SU(2)_L$ du lagrangien aux particules gauches, il faut introduire un triplet de champs de bosons $(W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$. Le groupe est non-abélien, ce qui permet un auto-couplage entre ces bosons de jauge. On peut définir :

$$W^{\mu\pm} = \frac{W_1^\mu \pm iW_2^\mu}{\sqrt{2}} \quad (1.5)$$

Le groupe d'isospin $SU(2)_L$ couple seulement les fermions gauches aux bosons de jauge W_i^μ . Les fermions sont caractérisés par un nouveau nombre quantique : l'isospin faible qui vaut $\frac{1}{2}$ pour les fermions gauches. Les fermions droits quant à eux ne sont pas sensibles à ce couplage, leur isospin faible est nul.

L'interaction entre les champs de jauge et les fermions gauches a lieu par l'intermédiaire d'une constante de couplage g_W et des matrices de Pauli.

b) L'invariance de jauge de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

L'électrodynamique quantique impose que le courant électromagnétique soit conservé. Le théorème de Noether entraîne alors la conservation de l'hypercharge Y définie de la manière suivante :

$$\frac{Y}{2} = Q - t_3 \quad (1.6)$$

où Q est la charge électrique et t_3 la valeur propre de l'isospin faible. Afin de satisfaire à l'invariance de jauge locale, il est nécessaire d'introduire au sein du lagrangien une transformation de jauge abélienne $U(1)_Y$ et un champ vecteur B_μ .

A ce stade nous pouvons faire le point sur les valeurs des nombres quantiques introduits précédemment. Le tableau 1.2 nous donne les valeurs de l'isospin faible T , de sa troisième composante t_3 , de l'hypercharge Y et de la charge électrique Q pour la première famille de fermions.

type	T	t_3	Y	Q
ν_e	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1	0
e_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R	0	0	-2	-1
u_L	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
u_R	0	0	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
d_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.2: *Les valeurs des nombres quantiques associés à l'interaction électrofaible pour la première famille de fermions.*

Pour conserver la symétrie locale sur les doublets gauches de $SU(2)_L$ et l'invariance $U(1)_Y$ sur tous les fermions, il est impératif que tous les fermions soient de masse nulle.

On peut introduire les champs A_μ et Z_μ qui sont définis par une rotation d'angle θ_W sur les champs B_μ du groupe $U(1)_Y$ et sur un des trois générateurs W_3^μ du groupe $SU(2)_L$:

$$A^\mu = \cos \theta_W B^\mu - \sin \theta_W W_3^\mu \quad (1.7)$$

$$Z^\mu = -\sin \theta_W B^\mu + \cos \theta_W W_3^\mu \quad (1.8)$$

Le photon A^μ et le boson Z (pour l'instant de masse nulle) sont ainsi des combinaisons linéaires de W_3^μ et du boson B^μ associé au groupe de l'hypercharge.

De plus nous avons la relation suivante qui relie la constante de couplage g_W du groupe $SU(2)_L$ avec la constante de couplage g' du groupe $U(1)_Y$ et avec la charge électrique élémentaire e :

$$g_W \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.9)$$

En résumé, la structure du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ implique la présence de quatre champs W^+ , W^- , Z et γ . Chacun de ces champs a une masse nulle (comme tous les fermions). Ils ont donc chacun deux degrés de liberté transverses seulement. Au total, ce super-groupe a donc huit degrés de liberté.

Une brisure spontanée de symétrie va permettre aux bosons W^+ , W^- et Z d'acquérir une masse (et donc une composante longitudinale supplémentaire) par l'intermédiaire de trois bosons de Goldstone de masse nulle et d'un boson scalaire de masse non nulle: le boson de Higgs.

1.1.3 La brisure spontanée de symétrie

Une théorie avec des champs vectoriels de masse non nulle ne peut pas être invariante de jauge. En effet, une symétrie parfaite impose une portée infinie des forces, et par conséquent une masse nulle. En théorie quantique, le vide peut être défini comme l'état d'énergie minimale des champs. Il est obtenu pour la plupart des champs lorsque la valeur du champ est nulle. L'idée de base du mécanisme de Higgs consiste à introduire un nouveau champ qui ne s'annule plus dans le vide. Ce dernier polarise alors l'espace interne d'isospin en indiquant une direction privilégiée : celle de la brisure de symétrie. Le même type d'effet se produit dans un supraconducteur au moment de la création de paires de Cooper.

Le mécanisme de Higgs [13] est basé sur une brisure spontanée de la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ [14].

Pour cela, on introduit un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes :

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

où

$$\Phi^+ = \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}} \quad (1.11)$$

$$\Phi^0 = \frac{\Phi_3 + i\Phi_4}{\sqrt{2}} \quad (1.12)$$

On construit ainsi un nouveau lagrangien invariant de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en y ajoutant un terme d'énergie cinétique pour le champ Φ , ainsi que le potentiel $V(\Phi)$:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.13)$$

où λ et μ sont deux nombres complexes arbitraires.

En supposant que λ soit un réel strictement positif, deux valeurs minimales du potentiel sont possibles suivant le signe de μ^2 :

- $\mu^2 > 0$: le minimum est obtenu pour $\Phi = 0$ (figure 1.1 de gauche), mais les particules restent de masse nulle.
- $\mu^2 < 0$: le minimum du potentiel est ainsi différent de 0 (figure 1.1 de droite). On a brisé la symétrie. La valeur du minimum correspond à :

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.14)$$

Comme toutes les solutions possibles respectent l'invariance de jauge, nous pouvons choisir la solution particulière suivante :

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0 \quad \Phi_3 = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.15)$$

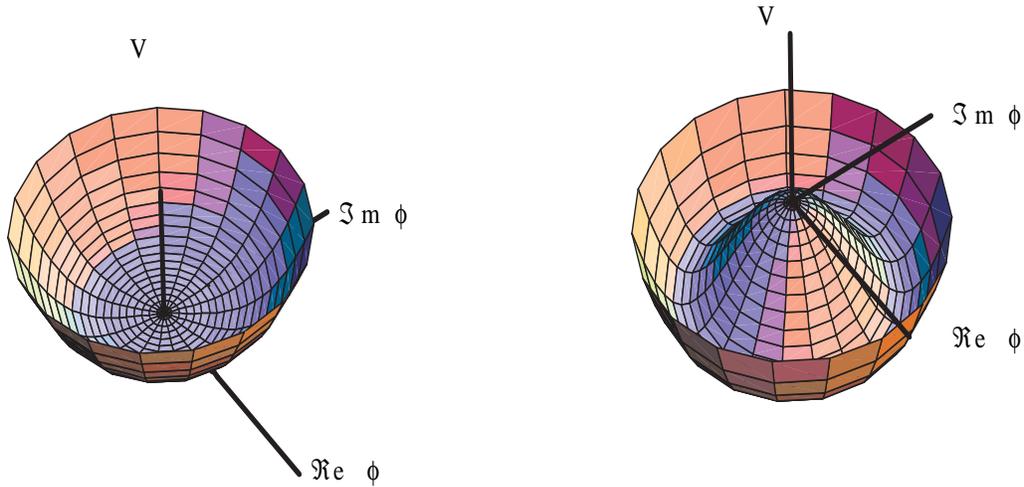


FIG. 1.1: *Le potentiel de Higgs et ses minima possibles*

En développant le champ Φ autour du minimum, on obtient la relation (H est un champ scalaire) :

$$\Phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

En ayant introduit, un terme correctif dépendant du champ de Higgs H dans le lagrangien, on obtient les propriétés suivantes :

- Ce nouveau champ n’affecte pas le champ de jauge du groupe $U(1)_Y$. Le photon reste donc une particule de masse nulle.
- Les bosons de jauge W et Z acquièrent une masse et s’approprient un degré de liberté longitudinal chacun. On obtient les relations suivantes :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (1.17)$$

$$M_W = \frac{1}{2}v g_W \quad (1.18)$$

- Le champ de Higgs a une masse : $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$.
- Les leptons chargés acquièrent une masse. Les états propres du lagrangien invariant de jauge sont identiques aux états propres de masse car les neutrinos n’ont pas de masse dans ce modèle.

- Les quarks acquièrent aussi une masse. Mais dans ce cas, la base des états propres de masse n'est pas identique à celle de l'interaction faible. On introduit ainsi une matrice complexe et unitaire de $SU(3)$ afin de relier ces deux états : la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM [15]).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{\text{électrofaible}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{masse}} \quad (1.19)$$

Les valeurs mesurées des différents éléments de la matrice sont explicitées dans [16]. Cette matrice est presque diagonale :

$$|V_{ud}| = |V_{cs}| = |V_{tb}| \approx 1 \quad (1.20)$$

$$|V_{us}| = |V_{cd}| = \lambda \simeq 0,22 \quad (1.21)$$

$$|V_{cb}| = |V_{ts}| \simeq \lambda^2 \quad (1.22)$$

$$|V_{ub}| = |V_{td}| \simeq \lambda^3 \quad (1.23)$$

1.1.4 Le lagrangien pour les fermions

Après brisure spontanée de la symétrie, on obtient le lagrangien \mathcal{L}_F (équation 1.24) pour la $i^{\text{ème}}$ famille de fermions gauches caractérisée par la fonction d'onde $\Psi_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$ (d_i' est relié à d_i par la matrice CKM). Les fermions droits sont des singulets de $SU(2)_L$; ils ne sont donc pas sensibles au couplage avec le boson W.

$$\mathcal{L}_F = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_\gamma + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_W \quad (1.24)$$

Nous allons maintenant décrire ces divers termes :

- \mathcal{L}_{cin} englobe les termes d'énergie cinétique et de masse des fermions, ainsi que le couplage entre ces fermions avec le champ de Higgs H qui est à l'origine de ces masses :

$$\mathcal{L}_{cin} = \sum_i \bar{\Psi}_i \left(i\not{\partial} - m_i - \frac{g_W m_i H}{2M_W} \right) \Psi_i \quad (1.25)$$

Le dernier terme de cette équation utilise l'équation 1.18.

- \mathcal{L}_γ représente le couplage entre les fermions de charge q_i et le photon par l'intermédiaire du champ A_μ .

$$\mathcal{L}_\gamma = - \sum_i q_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_i A_\mu \quad (1.26)$$

- \mathcal{L}_Z représente le couplage entre les fermions et le champ du boson Z^μ qui fait intervenir les constantes de couplage vectoriel g_V^i et axio-vectoriel g_A^i :

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{g_W}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \Psi_i Z_\mu \quad (1.27)$$

$$g_V^i = t_3(i) - 2q_i \sin \theta_W \quad g_A^i = t_3(i) \quad (1.28)$$

où $t_3(i)$ est la projection de l'isospin faible.

- \mathcal{L}_W représente le couplage entre les fermions gauches et le boson W caractérisé par les champs W_μ^+ et W_μ^- . Il introduit un couplage entre les différents saveurs de fermions par l'intermédiaire de matrices non-diagonales :

$$\mathcal{L}_W = -\frac{g_W}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \Psi_i \quad (1.29)$$

T^+ et T^- sont des opérateurs d'isospin faible.

En appliquant cette relation aux quarks (en tenant compte de la matrice CKM V), on obtient \mathcal{L}_W :

$$\mathcal{L}_W = -\frac{g_W}{2\sqrt{2}} \left(W_\mu^- (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} + W_\mu^+ (\bar{d}_L, \bar{s}_L, \bar{b}_L) \gamma^\mu V \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} \right) \quad (1.30)$$

La matrice CKM introduit un mélange de saveurs entre les quarks gauches q_L .

1.1.5 Les paramètres du Modèle Standard

En résumé, le Modèle Standard nous prédit un certain nombre de processus et de propriétés. Mais il y a tout de même des paramètres libres que l'expérience doit déterminer afin de vérifier toutes les prédictions. Ces paramètres sont exposés dans le tableau 1.3.

Il y a donc au total 25 paramètres libres dans le Modèle Standard généralisé. Les 9 masses des fermions chargées ont été mesurées expérimentalement (ou évaluées pour les quarks légers), de même que la charge électrique élémentaire et la constante de couplage forte α_s . Les angles de mélange des quarks sont décrits par la matrice CKM, dont les éléments de matrice ont été mesurés avec plus au moins de précision. Dans le cadre du Modèle Standard conventionnel, il ne reste plus qu'à déterminer la masse des trois bosons de jauge : M_Z a été mesurée précisément à LEP1, M_W est en train d'être mesurée au TEVATRON[17] et à LEP2. Une mesure très précise de la masse du W peut contraindre de manière indirecte la masse du boson de Higgs, qui n'a pas encore été observé directement.

Théorie	paramètres	Nombre de paramètres
QED	e, m_e, m_μ, m_τ m_u, m_c, m_t m_d, m_s, m_b	10
MS conventionnel $m_\nu = 0$	M_W, M_Z, M_H, α_s 3 angles de mélange des quarks 1 phase	8
MS généralisé $m_\nu \neq 0$ $\nu_l \neq \bar{\nu}_l$	$m_{\nu_e}, m_{\nu_\mu}, m_{\nu_\tau}$ 3 angles de mélange des ν_l 1 phase	7

TAB. 1.3: *Les paramètres libres du Modèle Standard (QED : électrodynamique quantique - MS : Modèle Standard).*

1.2 Propriétés du boson W

La première phase du LEP (LEP1) a permis, entre autres, de déterminer les paramètres fondamentaux du boson Z (masse M_Z , largeurs partielles et totale) ainsi que d'autres propriétés du Modèle Standard [18]. Durant la seconde phase, l'énergie des faisceaux du LEP a été augmentée afin de produire des paires de W et ainsi de vérifier d'autres prédictions du Modèle Standard : masse du boson W (M_W), couplages trilineaires à trois bosons de jauge ,...

Le Modèle Standard prédit la relation suivante pour la masse du W :

$$M_W^2 = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W G_\mu} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (1.31)$$

où : G_μ est la constante de Fermi qui est déterminée par la mesure de la durée de vie du muon, θ_W est l'angle de mélange électrofaible, α la constante de couplage électromagnétique et Δr (corrections radiatives) est nul au premier ordre et dépend aux ordres supérieurs de la masse du quark top et de la masse du boson de Higgs [19] :

$$\Delta r = \Delta\alpha + \Delta\rho(m_{top}^2) + \Delta\xi(\ln\frac{M_H}{M_Z}) \quad (1.32)$$

où $\Delta\alpha$ est la contribution à la polarisation du vide, $\Delta\rho$ et $\Delta\xi$ représentent des contributions additionnelles. On remarque que ces corrections sont sensibles à la masse du quark top quadratiquement et à celle du boson de Higgs logarithmiquement. Ainsi en déterminant la masse du quark top, on peut contraindre celle du boson de Higgs.

De nombreuses mesures [20] permettent de déterminer $\sin^2 \theta_W$ par l'intermédiaire des couplages des fermions au Z^0 (équation 1.27 et 1.28). De plus, l'équation 1.17 nous donne la relation entre $\sin^2 \theta_W$ et la masse du W :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.33)$$

Nous pouvons donc tester le Modèle Standard en comparant la valeur prédite de la masse du boson W aux mesures directes et ainsi vérifier la cohérence du modèle. De plus, la connaissance de la masse du W et de celle du quark top permet de contraindre la masse du boson de Higgs.

Dans la suite, les diverses propriétés du boson W vont être exposées : la section efficace de production, les modes de décroissance, la largeur totale de désintégration ainsi que les corrections radiatives et les effets d'interconnection dans l'état final. Cette section va se conclure par la présentation des principaux bruits de fond.

1.2.1 Production de paires de bosons W à LEP2

A LEP2, les W sont produits par paires principalement, la contribution des diagrammes de production d'un W unique est beaucoup plus faible. A l'ordre le plus bas, on ne tient compte que de trois diagrammes CC03 (figure 1.2) :

- le diagramme dans la voie t avec l'échange d'un ν_e ,
 - les deux diagrammes du canal s avec l'échange d'un boson Z ou d'un photon.
- Le diagramme d'échange du Higgs qui intervient par un facteur $\frac{m_e}{M_W}$ est négligé.

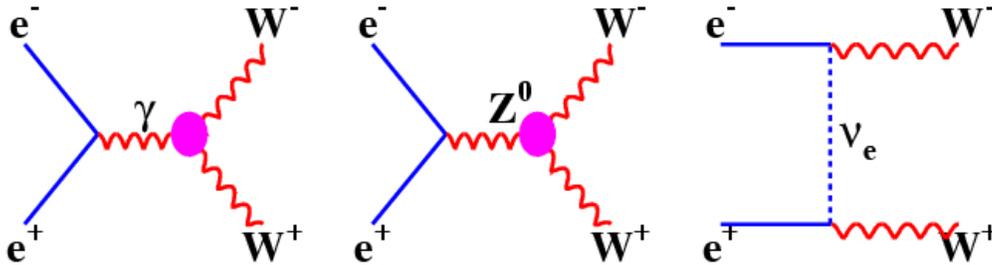


FIG. 1.2: Les 3 diagrammes au premier ordre de $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

En calculant les amplitudes d'hélicité \mathcal{M} , on constate qu'au seuil ($E_{C.M} = 2 M_W$), le canal t est dominant ($\mathcal{M}_t \sim 1$) et le canal s est négligeable ($\mathcal{M}_s \sim \beta$ où $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E_b^2}$, E_b est l'énergie du faisceau). La présence du couplage entre les trois bosons de jauge est nécessaire pour compenser la divergence à haute énergie de la contribution \mathcal{M}_t (figure 1.3). Cette contribution est une conséquence de la structure non-abélienne du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui autorise les couplages ZW^+W^- et γW^+W^- .

L'expression de la section efficace de Born proche du seuil ($\beta \sim 1$) vaut :

$$\sigma_{Born} \sim \frac{\pi \alpha^2}{4E_b^2} \frac{\beta}{\sin^4 \theta_W} + \mathcal{O}(\beta^3) \quad (1.34)$$

où $\mathcal{O}(\beta^3)$ traduit l'interférence entre les diagrammes dans les voies t et s .

1.2.2 Modes de désintégration du W

Le boson W n'étant pas une particule stable, il va se désintégrer en fermions. L'invariance de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ nous impose une interaction entre le W et seulement les doublets de fermions gauches (courant chargé) en respectant la conservation de la charge électrique et celle de l'énergie. Un W pourra donc se désintégrer soit dans l'un des trois doublets de leptons (e^+, ν_e) , (μ^+, ν_μ) , (τ^+, ν_τ) , soit principalement vers l'un des doublets de quarks (u, \bar{d}) et (c, \bar{s}) . La désintégration $W^- \rightarrow b\bar{t}$ ($W^+ \rightarrow t\bar{b}$) n'est pas possible car la masse du quark top est trop élevée.

Pour la décroissance purement hadronique, il faut signaler qu'il y a d'autres modes de désintégration possibles par l'intermédiaire de la matrice CKM, mais leur probabilité est faible. Au total, en première approximation, nous avons donc pour chaque W^+ trois modes de décroissance leptoniques possibles et six modes de décroissance hadroniques (3 couleurs différentes). Il en va de même pour le W^- en échangeant chaque particule par son anti-particule et vice-versa.

Pour étudier les paires W^+W^- , il y a donc trois canaux possibles :

- le canal purement leptonique représente $(\frac{3}{9})^2$ des cas (11%),
- le canal semi-leptonique représente $2\frac{3}{9}\frac{6}{9}$ des cas (44,5%),
- le canal purement hadronique représente $(\frac{6}{9})^2$ des cas (44,5%).

Dans la suite, nous n'étudierons que le canal hadronique qui représente environ 44,5% des possibilités de désintégration. En tenant compte des autres modes possibles permis par le mélange de familles des quarks (matrice CKM) et des corrections QCD, cette fraction passe à environ 45,6%.

1.2.3 Largeur du W

En négligeant la masse des fermions, on obtient les largeurs partielles à l'ordre le plus bas (approximation de Born) :

$$\Gamma_{Wu_i d_j}^{Born} = \frac{3G_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} |V_{ij}^2| \approx (707 \pm 1) |V_{ij}^2| \text{ MeV}/c^2 \quad (1.35)$$

$$\Gamma_{W\nu_i l_j}^{Born} = \frac{G_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \approx 226,5 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 \quad (1.36)$$

où $|V_{ij}^2|$ est la composante ij de la matrice CKM, G_F est la constante de Fermi.

La largeur totale Γ_W est obtenue en sommant ces deux contributions sur tous les doublets de fermions vérifiant la relation $m_i + m_j \leq M_W$.

Aux ordres supérieurs, la largeur totale décrite précédemment devient :

$$\Gamma_W = \Gamma^{Born}(1 + \delta_{ew} + \delta_{QCD}) \quad (1.37)$$

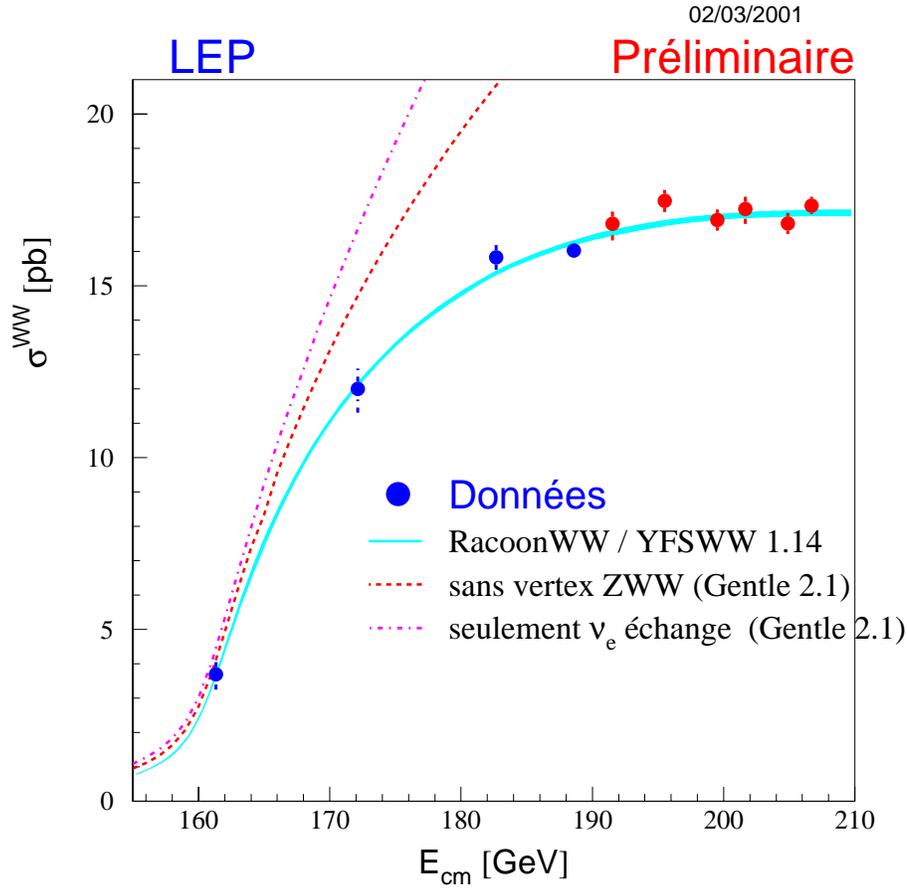


FIG. 1.3: Section efficace de production de paires de W en fonction de l'énergie de collision e^+e^- . Les points représentent les sections efficaces mesurées pour les données collectées entre 1996 et 2000. On remarque clairement que la présence des couplages trlinéaires ZWW et γWW est nécessaire pour que la théorie concorde avec les données.

où le premier terme représente les corrections radiatives électro-faibles et le second représente les corrections QCD (principalement l'échange de gluons entre les deux quarks).

On obtient ainsi :

$$\Gamma_W \simeq 2,09 \left(\frac{M_W}{80,35} \right)^3 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.38)$$

La section efficace peut s'écrire à l'ordre CC03 :

$$\sigma_{WW}^{CC03}(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \sigma_{WW}^0(s, s_1, s_2) \quad (1.39)$$

où la fonction σ_{WW}^0 est déterminée par la méthode des amplitudes d'hélicité sur couche de masse [19]. La largeur du boson W est exprimée par une Breit-Wigner

$\rho(s)$ associée aux propagateurs. Elle vaut environ $2,09 \text{ GeV}/c^2$. La durée de vie du W est de l'ordre de 10^{-25} s d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg pour cette largeur. La section efficace est obtenue par des méthodes d'intégration numérique par Monte Carlo (figure 1.4).

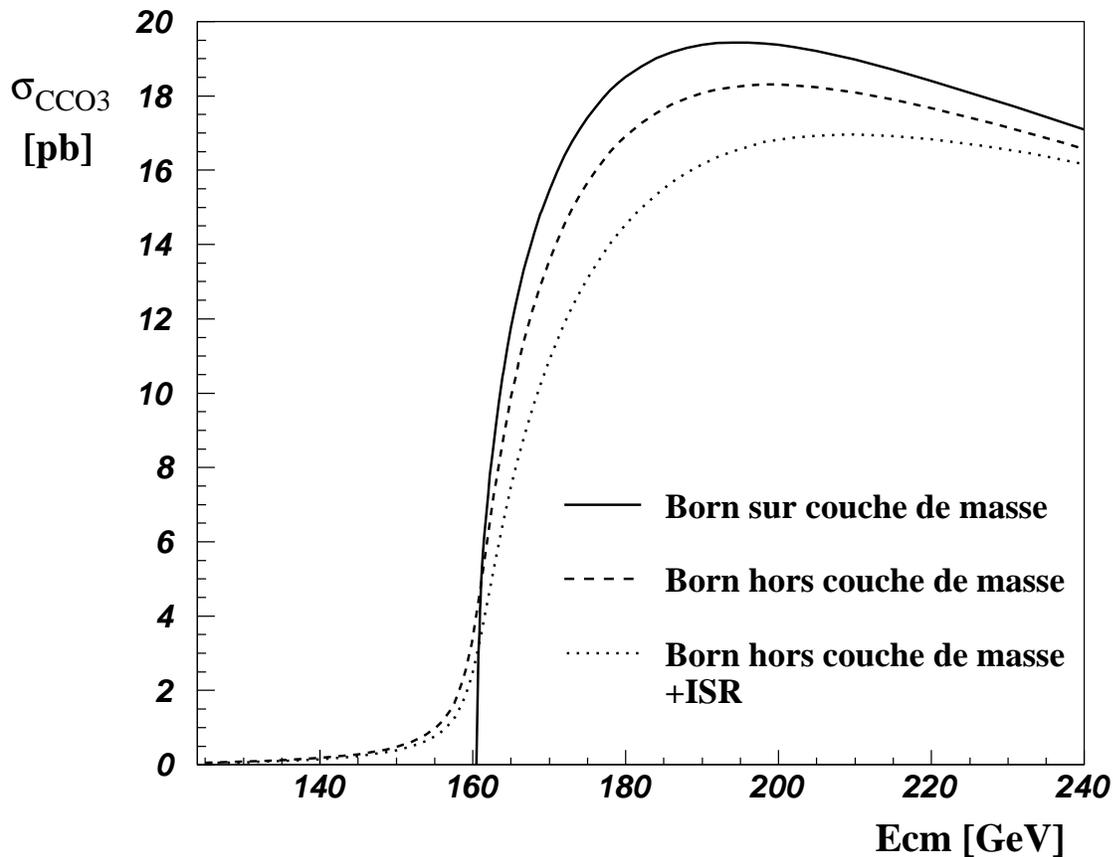


FIG. 1.4: Section efficace totale $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ corrigée en tenant compte ou non du fait que le W soit une résonance et en montrant l'effet des photons rayonnés par les électrons et les positons du faisceau dans l'état initial (ISR).

1.2.4 Corrections radiatives d'ordres supérieurs

Les corrections radiatives sont essentiellement dûes au rayonnement dans l'état initial (ISR) et à la correction de Coulomb.

a) Radiations de photons : ISR

Pour reconstruire la masse des deux W, il est très important de connaître l'énergie initiale de la paire de W qui est en principe égale à l'énergie de collision. Cependant, il faut tenir compte des rayonnements de photons par les électrons ou positons

incidents. En cas d'émission d'un ou de plusieurs photons, l'énergie globale des deux W ne sera plus égale à celle des leptons incidents. La figure 1.5 montre la distribution théorique de l'énergie de ces photons par rapport à l'énergie du faisceau ainsi que la fraction d'impulsion emportée par les photons dans la direction du faisceau par rapport à leur énergie totale, d'après les simulations Monte Carlo avec le programme PYTHIA. On remarque que ces deux distributions sont très piquées. Les photons sont principalement émis dans le tube à vide et donc indétectables. Leur énergie moyenne est de 5 GeV. L'influence de ces ISR sur la section efficace est montrée sur la figure 1.4. L'énergie effective disponible est notée $\sqrt{s'}$.

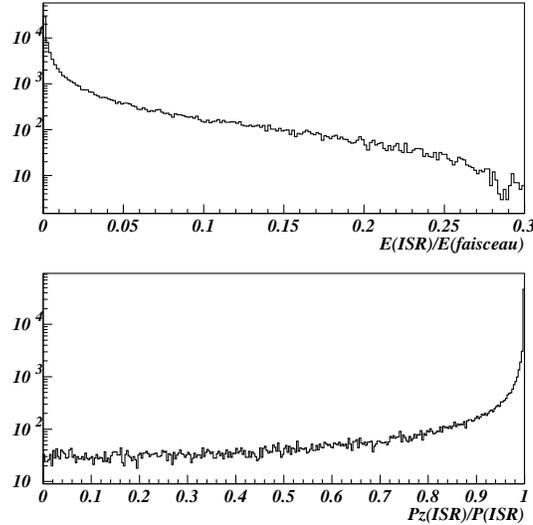


FIG. 1.5: *Distribution de l'énergie des photons ISR par rapport à l'énergie du faisceau (en haut) ; distribution de la composante suivant l'axe des faisceaux de l'impulsion normalisée des ISR (en bas).*

b) Singularité de Coulomb

Avant de se désintégrer, les deux W peuvent échanger un photon et ainsi modifier leurs impulsions.

Pour des W produits sur leur couche de masse, la correction de Coulomb vaut :

$$\sigma_{coul} = \sigma_{Born}^{CC03} \frac{\alpha\pi}{2\beta} \quad (1.40)$$

Cette correction décroît rapidement lorsque l'énergie augmente [21].

1.3 Interconnection dans l'état final

A LEP, la distance entre les deux W lors de leur désintégration est d'environ 0,1 fm. Cette distance est inférieure à la distance typique d'hadronisation, qui est de l'ordre

de 1 fm. Deux types d'interaction peuvent avoir une influence sur la reconstruction de la masse en modifiant l'impulsion des hadrons lorsque l'état final est à quatre quarks [22][23]: la "reconnection" de couleur et les corrélations de Bose-Einstein [24][25][26]. Leur influence a lieu à des moments différents du processus $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$. La "reconnection" de couleur intervient durant la phase non-perturbative de la QCD ainsi que durant la phase perturbative de la cascade partonique; et les corrélations de Bose-Einstein ont lieu après l'hadronisation finale. La figure 1.6 illustre ces propos.

Ces deux phénomènes vont être décrits dans la suite ainsi que les modèles proposés.

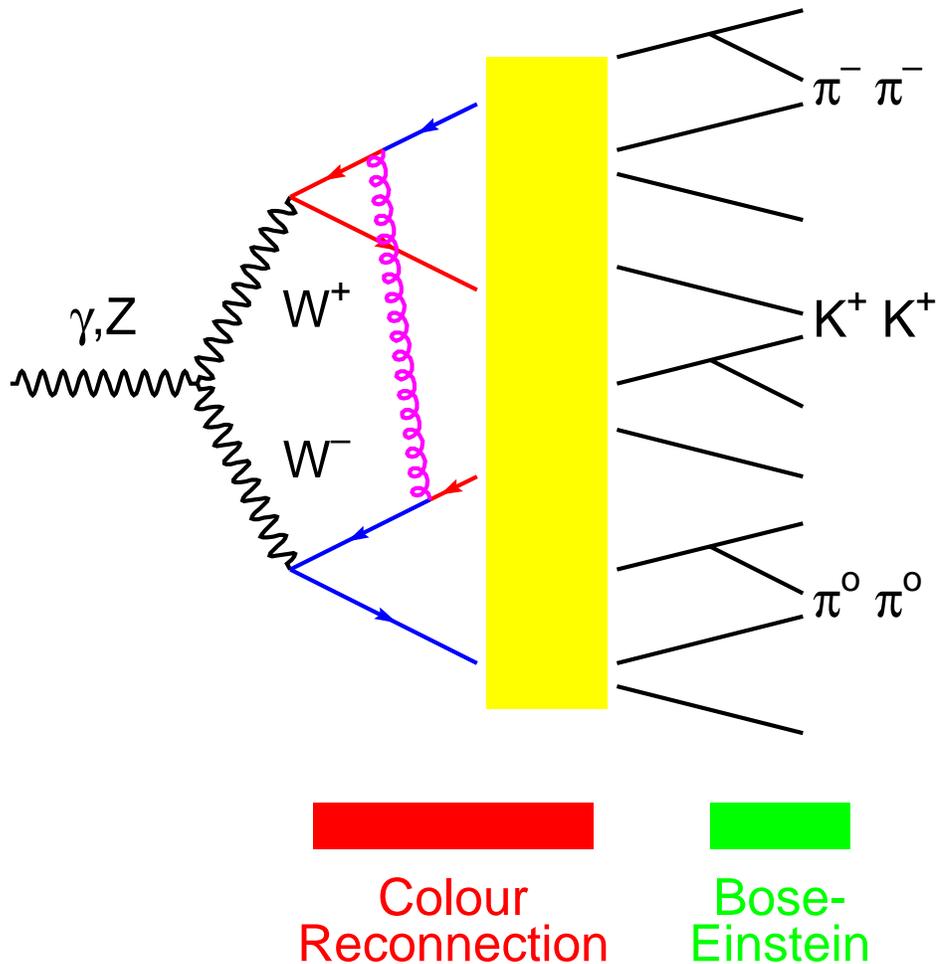


FIG. 1.6: *Les interactions dans l'état final: échange de gluons entre deux quarks issus de W différents (reconnection de couleur) et corrélation de Bose-Einstein entre bosons identiques dans l'état final.*

c) La "reconnection" de couleur

– Description théorique:

La reconnection de couleur est un phénomène de QCD entre les partons issus

des deux W . En effet lors du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, les quarks et les anti-quarks de W différents peuvent échanger des gluons [27]. Lorsque les paires de quarks produites sont très proches ($\simeq 0,1$ fm), les gluons mous (dont l'énergie est inférieure à la largeur du W) subissent une interaction due à la couleur des autres quarks (figure 1.7). Les particules de faible impulsion (≤ 1 GeV) sont affectées. Une étude sur les données à 189 GeV tend à montrer que la multiplicité moyenne dans le canal hadronique, $\overline{n_{4q}}$, est plus faible que celle du canal semileptonique, $\overline{n_{2q}}$, multipliée par deux, avec toutefois une grande erreur [28]:

$$\left(\frac{\overline{n_{4q}}}{2\overline{n_{2q}}}\right)_{0,1 \leq p \leq 1 \text{ GeV}} = 0,966 \pm 0,027(stat.) \pm 0,025(syst.) \quad (1.41)$$

On peut distinguer deux stades : une phase perturbative dont l'effet est négligeable et une phase non-perturbative (de l'ordre de $5/c^2$) [27]. Pour décrire cette phase non-perturbative, il n'existe que des modèles phénoménologiques basés sur différentes hypothèses pour la structure du vide QCD et pour le mécanisme de confinement.

Une étude théorique de V. A. Khoze [29] permet de fixer une limite supérieure de cet effet : l'incertitude systématique sur la masse doit être inférieure à $50 \text{ MeV}/c^2$.

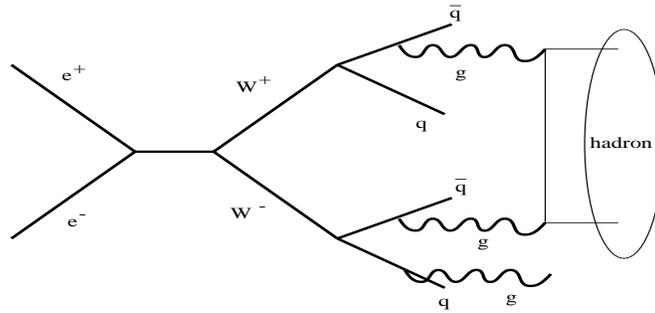


FIG. 1.7: *Reconnection de couleur durant la phase non-perturbative de l'hadronisation.*

Une des conséquences possibles de cette interaction est le dépeuplement des particules dans la zone inter-jet [30].

– Modèles :

Plusieurs modèles sont proposés pour décrire cet effet dans JETSET [31][32]. Ils sont tous basés sur l'évolution des cordes. Une corde est tendue entre un quark et un antiquark via un nombre intermédiaire de gluons. Cependant, un recouvrement des cordes issues du W^+ et du W^- est possible avant la fragmentation en hadrons :

– le modèle *SKI de PYTHIA* [27][33] :

Le champ de couleur est traité comme un tube de flux avec un profil gaussien dans la direction transverse (analogie avec les supraconducteurs de type I) avec un rayon de $0,5$ fm. La probabilité de reconnection dépend du recouvrement de deux tubes dans l'espace-temps. La probabilité de

reconnection, P_{CR} , qu'un événement ait subi la reconnection de couleur est donnée par la relation :

$$P_{CR} = 1 - e^{\kappa r_c} \quad (1.42)$$

où r_c est la longueur de recouvrement des tubes de couleur et κ est un paramètre libre (La valeur de κ recommandée par les auteurs est de 0,65, ce qui correspond à une probabilité de reconnection de 36 %).

– le modèle *SKII de PYTHIA* [27][33] :

Dans ce cas, les cordes sont vues comme un vortex (type de tourbillon dans lequel la vitesse des particules d'un fluide en chaque point est inversement proportionnelle à la distance entre ce point et le centre du tourbillon ; par exemple, l'écoulement de l'eau dans une cuve par un orifice circulaire). Ceci est une analogie avec les supraconducteurs de type II. L'extension spatio-temporelle transverse des cordes est gouvernée par une loi de probabilité exponentielle. Lorsque deux vortex se coupent, la probabilité de reconnection vaut un dans ce modèle. Le modèle *SKII'* est similaire à *SKII* en restreignant simplement la longueur de la corde et par conséquent la probabilité de reconnection.

d) Les corrélations de Bose-Einstein

– Description théorique :

Une importante fraction des hadrons produits lors de la désintégration des W sont des pions qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein [34][35]. Il y a ainsi un phénomène de cohérence entre les pions de faible impulsion, ce qui peut introduire un biais dans la détermination de la masse des W . Ce processus est essentiellement non-perturbatif et se produit lors de la phase d'hadronisation. C'est un effet purement quantique basé sur la symétrisation des amplitudes pour les bosons (les pions) produits dans un même état final.

Il n'existe que des modèles phénoménologiques pour décrire l'effet.

On peut définir une fonction de corrélation $R(p, q)$ entre deux pions de quadri-impulsion p et q . Dans l'hypothèse d'une source de pions, la paramétrisation R s'écrit sous la forme :

$$R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2 Q^2} \quad Q^2 = -(p - q)^2 \quad (1.43)$$

où r est l'écart type du rayon de la source et λ la force de corrélation entre les deux pions. Elle traduit un accroissement de la section efficace différentielle de production de paires de pions identiques.

Deux scénarii sont possibles : corrélations entre des pions provenant du même W ou corrélations entre pions provenant de W différents.

Plusieurs types de modèles existent :

- LUBOEI (inclus dans JETSET) modifie l'impulsion des pions d'après l'équation précédente [36].

-Le modèle des cordes permet une symétrisation des amplitudes [37]. Ce modèle est inclus dans JETSET pour une corrélation entre 2 ou 3 particules.

– Modèles LUBOEI :

Les deux versions de LUBOEI qui seront utilisées dans la suite, sont présentées ici. Elles sont obtenues en modifiant la formule 1.43 (α est une constante):

– BE_3 : compensation de l'énergie avec un rayon $r/3$

$$R(Q) = (1 + \lambda e^{-r^2 Q^2})(1 + \alpha \lambda e^{-\frac{r^2 Q^2}{9}}) \quad (1.44)$$

– BE_{32} : en demandant de plus que $R(Q)$ soit nul à $Q = 0$

$$R(Q) = (1 + \lambda e^{-r^2 Q^2})(1 + \alpha \lambda e^{-\frac{r^2 Q^2}{9}}(1 - e^{-\frac{r^2 Q^2}{4}})) \quad (1.45)$$

1.4 Les différents bruits de fond

Comme nous ne nous intéressons qu'aux états finaux en quatre quarks, il va falloir réduire les différents bruits de fond présentant une topologie similaire, tout en préservant le signal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

La figure 1.8 illustre les différents processus physiques intervenant à LEP2 ainsi que l'évolution de leur section efficace de Born.

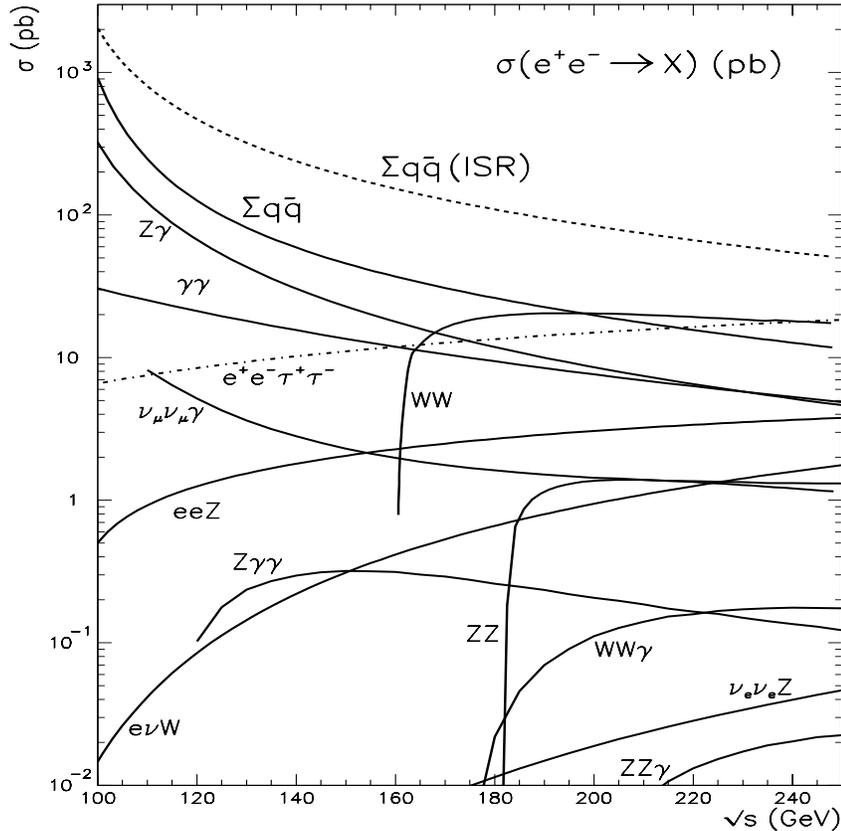


FIG. 1.8: Section efficace des processus physiques à LEP2

Les principaux bruits de fond sont présentés ci-dessous :

- **Le bruit de fond QCD** $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ a une section efficace environ 10 fois plus élevée que la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Il est produit par l'échange d'un Z^0 ou d'un photon virtuel (figure 1.9). Des photons peuvent être rayonnés dans l'état initial. Dans le cas d'un Z^0 échangé, l'énergie des photons est telle que l'énergie effective dans le centre de masse soit proche de la masse du Z^0 , ce qui augmente significativement l'amplitude de ce processus. Ces photons sont essentiellement émis à petit angle par rapport au faisceau. Les deux quarks très énergétiques peuvent émettre des gluons durs (QCD per-

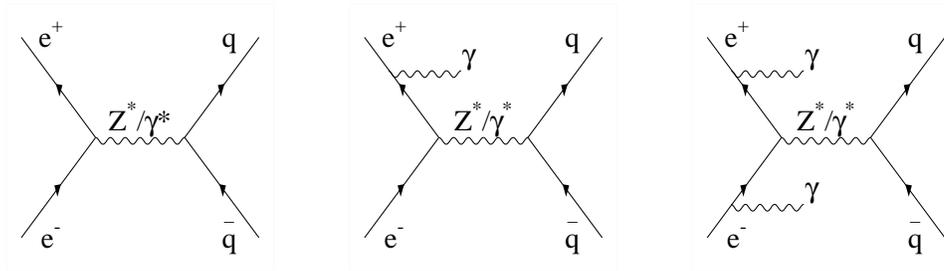


FIG. 1.9: Diagrammes de Feynman $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ avec ou sans production d'ISR

turbative), qui à leur tour pourront créer des paires quark-antiquark. On peut ainsi obtenir des états finaux à quatre jets (association de particules qui se trouvent dans une même région spatiale).

- **Les événements** $e^+e^- \rightarrow ZZ$ constituent un bruit de fond irréductible, car ils peuvent conduire au même état final que pour les paires de W . Cependant leur section efficace est 10 fois plus faible. Leur seuil de production est de 183 GeV. Ils sont caractérisés par l'échange d'un électron dans la voie t qui se couple à un boson Z^0 ou à un photon virtuel γ^* (figure 1.10). La proportion d'états finaux à quatre quarks est d'environ 50%.

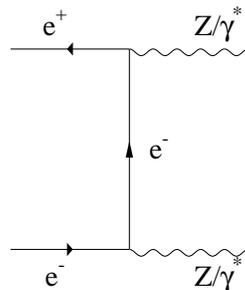


FIG. 1.10: Diagramme de Feynman du processus $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* Z/\gamma^*$

- **Les événements issus des décroissances des paires de WW dans le canal semi-leptonique** pour lesquels nous reconstruisons quatre jets constituent la troisième source importante du bruit de fond. Les différents modes de

décroissance ont été évoqués dans la section 1.2.2. Dans ce cas, un lepton peut simuler un jet par une mauvaise reconstruction ou une mauvaise identification. Un électron peut ainsi rayonner un photon qui lui même peut se convertir en paire e^+e^- dans les détecteurs de trace. Un τ peut se désintégrer en trois pions qui peuvent simuler deux jets de faible multiplicité. Dans tous les cas, ce processus se caractérise par une énergie manquante importante due à l'émission d'un neutrino et une faible multiplicité pour au moins un des jets.

- **Le bruit de fond $\gamma\gamma$** correspond à l'interaction entre deux photons virtuels émis par l'électron et le positon incidents. Il peut s'agir d'une interaction forte ou électromagnétique. L'électron et le positon étant peu déviés, ils sont souvent perdus dans le tube à vide. Ces événements sont caractérisés par une très faible multiplicité de particules chargées reconstruites dans le détecteur et une grande énergie manquante (figure 1.11). On peut les éliminer facilement par des coupures standards. Ils ne seront plus considérés par la suite.

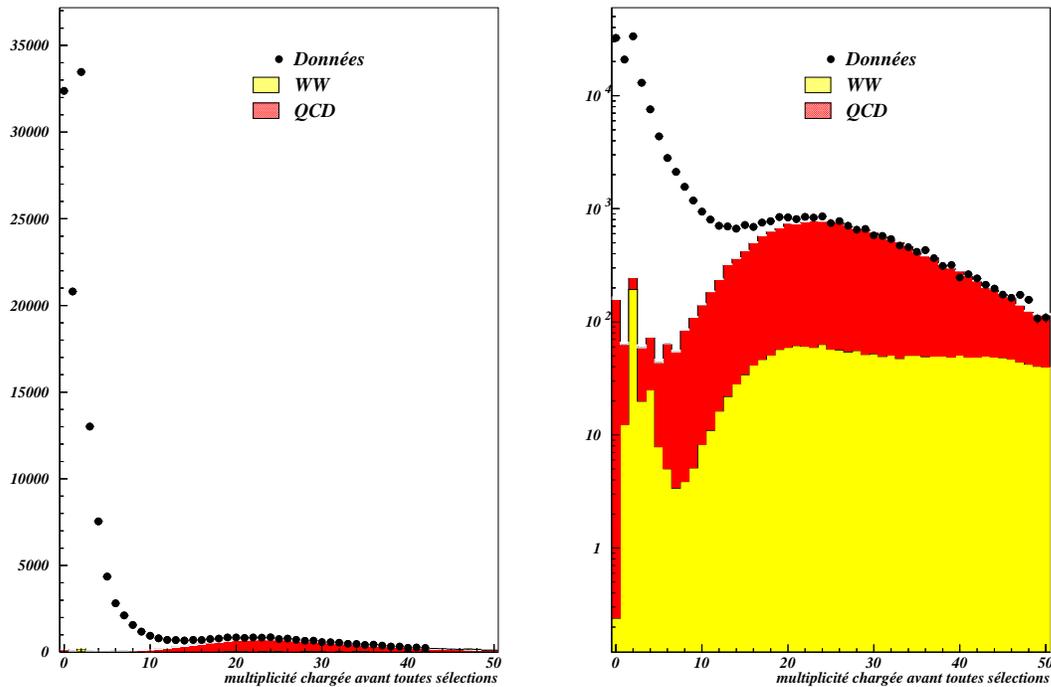


FIG. 1.11: Multiplicité chargée avant toute sélection pour les données (échelles linéaire et logarithmique). On remarque que la majorité des événements (principalement des événements $\gamma\gamma$) est concentrée à de très faibles multiplicités.

Nous allons donc, tout en préservant au mieux le signal W^+W^- , appliquer un certain nombre de coupures afin d'éliminer le plus possible ces bruits de fond. Les coupures utilisées et les distributions seront exposées dans un chapitre ultérieur, ainsi que les générateurs utilisés lors de la simulation.

1.5 Intérêt de mesurer la masse du boson W

La mesure précise de la masse du boson W est très importante pour tester la cohérence interne du Modèle Standard aux énergies de LEP. Au cours de LEP1, l'étude du secteur du Z^0 avait déjà permis d'évaluer indirectement la masse du W avec une grande précision (4 millions de Z^0 ont analysés par la collaboration DELPHI à LEP1 et seulement 10000 paires de W à LEP2).

La mesure directe de la masse du W peut être comparée aux différentes prédictions issues des mesures indirectes.

Les expériences NuTeV [38] et CCFR [39] ont mesuré les rapports courant chargé sur courant neutre dans la diffusion des neutrinos. Ces rapports dépendent de $1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$ (équation 1.33). Des mesures de $\sin^2 \theta_W$ ont été effectuées à SLD à l'aide de faisceaux polarisés et à LEP1 par des mesures de largeurs partielles et totale du Z^0 , d'asymétries avant-arrière des paires de fermions produites et de polarisation du lepton tau. Un ajustement sur toutes les mesures, exceptées celles de la mesure directe de la masse du W, nous donne : $M_W = 80,381 \pm 0,026 \text{ GeV}/c^2$ [40].

Sur la figure 1.12, nous montrons diverses mesures directes et indirectes ainsi que la moyenne mondiale (résultats compilés de la conférence *ICHEP2000 - OSAKA juillet 2000* [41]).

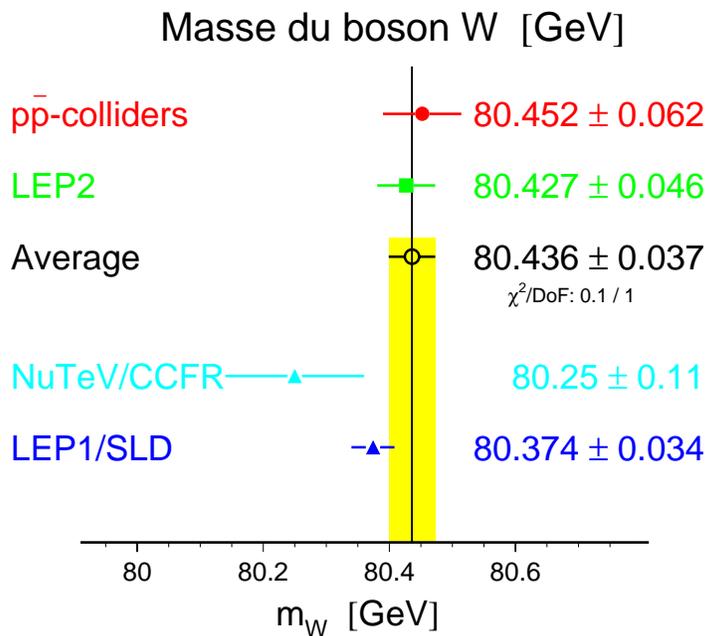


FIG. 1.12: Comparaison de la masse du boson W pour les mesures directes (LEP2 et collisionneur $p\bar{p}$) et indirectes (LEP1/SLD et NuTeV/CCFR) (résultats de la conférence *ICHEP2000*).

Par ailleurs, on peut contraindre la valeur de la correction électro-faible Δr à l'aide de l'équation 1.31. Cette correction est sensible au carré de la masse du quark top ainsi qu'à une dépendance logarithmique de la masse du boson de Higgs. On trouve que Δr vaut : $-0,0268 \pm 0,0027$ [17].

D'après l'équation 1.32, la mesure précise de la masse du boson W et celle du quark top permet de contraindre la masse du boson de Higgs. En effet pour une masse du top connue, elle constitue le paramètre le plus contraignant sur M_H (figure 1.13). L'erreur actuelle sur la masse du quark top est de $5 \text{ GeV}/c^2$ et celle attendue à l'issue du run IIb du Tevatron est d'environ $3 \text{ GeV}/c^2$. L'erreur finale du LEP espérée est de l'ordre de $40 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse du W (et de $30 \text{ MeV}/c^2$ à l'issue du run IIb du Tevatron).

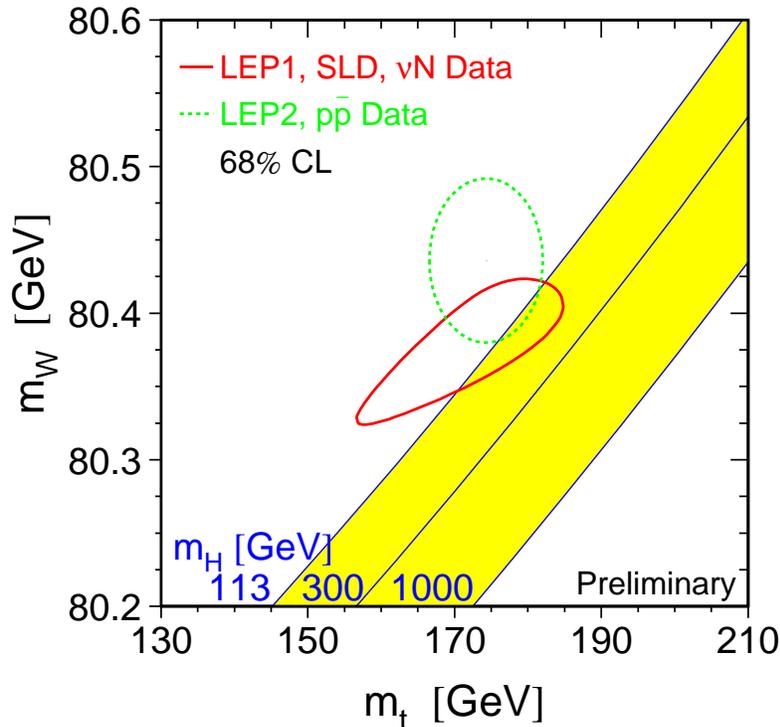


FIG. 1.13: Domaines de masse du Higgs standard autorisés dans le plan (M_W, M_{top}) en incluant les résultats de LEP1/SLD/ νN et de LEP2/Tevatron (conférence d'été ICHEP2000). Les ellipses correspondent aux mesures expérimentales pour un niveau de confiance de 68 %. La bande grisée correspond à la prédiction du Modèle Standard pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs.

Les mesures actuelles privilégient l'existence d'un boson de Higgs léger. La masse du boson de Higgs pourra alors être déterminée avec une précision relative $\sigma(M_H)/M_H$ de près de $\pm 40 \%$, au moment du démarrage du LHC, si le boson de Higgs n'a pas été découvert d'ici là.

Enfin mentionnons aussi qu'une bonne connaissance de la masse du boson W per-

met de contraindre les théories supersymétriques par l'intermédiaire des corrections radiatives [42]. En particulier, dans le modèle supersymétrique minimal, la masse du boson de Higgs neutre doit être inférieure à $150 \text{ GeV}/c^2$.

La mesure de la masse du boson W permet aussi de détecter d'éventuels signes de supersymétrie en étudiant des corrections virtuelles provenant de cette théorie. On peut ainsi comparer les prédictions issues du Modèle Standard et du Modèle SuperSymétrique Minimal au niveau de masse du quark top et de la masse du boson W (figure 1.14) [43].

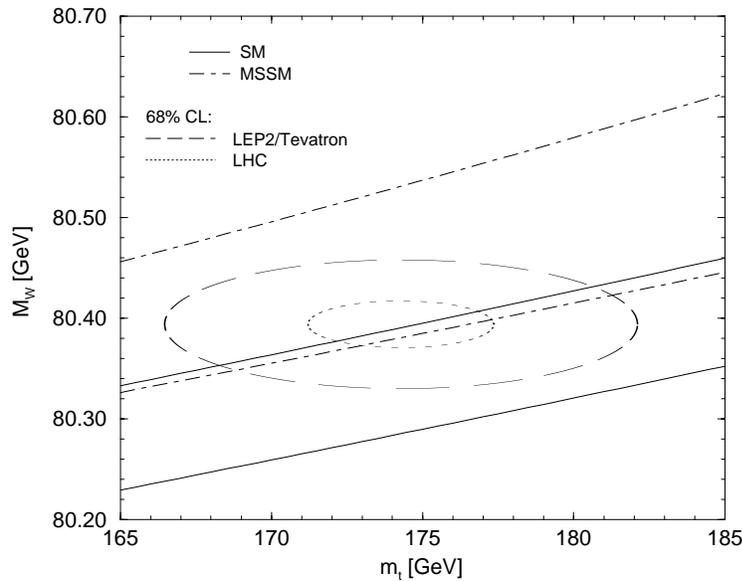


FIG. 1.14: Comparaison des prédictions dans le plan (M_W, M_{top}) dans le cadre du Modèle Standard (zone entre les traits pleins) et du Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM) (zone entre les traits en pointillé). On montre de plus les précisions ultimes attendues au LEP/Tevatron et au LHC.

Chapitre 2.

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, je vais décrire l'accélérateur LEP (Large Electron-Positron collider), le détecteur DELPHI [44] (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) ainsi que le système d'acquisition et de traitement des données et les programmes de simulations par Monte-Carlo utilisés.

2.1 Le LEP

Le LEP est un collisionneur électron-positon construit à 100 mètres de profondeur environ et dont la circonférence est de 26,7 kilomètres. Les croisements des faisceaux ont lieu en quatre endroits où sont installés les grands détecteurs : ALEPH[45], DELPHI, L3[46] et OPAL[47]. L'exploitation a été divisée en deux phases. La première phase (1989-1995) a permis de tester les théories électrofaible et forte prédites par le Modèle Standard et de rechercher de nouvelles particules à des énergies voisines de la masse du Z (LEP1). La seconde phase (1995-2000) a été une exploitation à haute énergie : d'abord entre 130 et 161 GeV, puis de 161 GeV (seuil de production des paires W^+W^-) jusqu'à 209 GeV. A LEP2, on a ainsi pu étudier les propriétés du boson W, rechercher le boson de Higgs et tout signal de nouvelle physique dans un nouveau domaine cinématique.

2.1.1 Le système d'injection du LEP

Le LEP est le dernier maillon d'une chaîne de cinq accélérateurs (figure 2.1).

a) L'injecteur du LEP : le LIL (LEP Injector Linac)

Lors du remplissage du LEP, le système d'injection doit fournir quelques 10^{12} électrons et positons. Le point de départ est la production d'un faisceau d'électrons obtenus par extraction d'un filament. Ces derniers sont accélérés jusqu'à une énergie de 200 MeV dans un accélérateur linéaire (LINAC). Les positons sont produits par création de paires électron-positon lors d'une interaction entre le faisceau d'électrons de 200

MeV et une cible de tungstène. Les particules créées sont focalisées puis accélérées jusqu'à 600 MeV dans le LINAC avant d'être envoyées dans l'anneau de stockage (Electron-Positon Accumulator (EPA) de circonférence 126 mètres. Comme la production de positons est faible, on répète cette opération plusieurs fois jusqu'à obtenir l'intensité souhaitée.

b) Le PS et le SPS (Proton et Super Proton Synchrotron)

YHuit paquets (4 d'électrons et 4 de positons) sont extraits de l'EPA avec une énergie de 600 MeV puis injectés dans le PS pour y être accélérés à 3,5 GeV (la circonférence du PS est de 630 mètres), puis dans le SPS de 6,9 kilomètres de circonférence. A la sortie du SPS, les particules ont une énergie de 22 GeV.

c) Le LEP

Les particules sont accélérées jusqu'à l'énergie de collision (plus de 104 GeV par faisceau en 2000). Chaque paquet a une intensité de l'ordre de 600 μA et fait 11245 fois le tour de l'anneau par seconde. Le temps qui sépare deux croisements successifs des faisceaux est de 22,23 μs .

d) Le cycle du LEP

Les étapes suivantes ont lieu lors d'un cycle de physique du LEP :

- Setup : préparation des aimants pour l'injection (hystérésis).
- Injection : accumulation des électrons et des positons à 22 GeV.
- Accélération et focalisation des faisceaux.
- Préparation pour la physique : ajustement des orbites afin que les collisions puissent avoir lieu.
- Physique avec un faisceau stable.
- Vidange de l'anneau du LEP (beam dump).

e) Le rayonnement synchrotron

Il constitue la source de bruit de fond la plus importante du LEP. Une particule chargée déviée dans un champ magnétique perd une fraction de son énergie par émission de photons tangentiellement à sa trajectoire. La puissance rayonnée P_r est obtenue par la relation :

$$P_r = \frac{2}{3} e^2 c \frac{\gamma^4 \beta^4}{\rho^2} \quad (2.1)$$

avec $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ où v est la vitesse de la particule, c la vitesse de la lumière, e la charge de l'électron et ρ le rayon de courbure engendré par le champ magnétique.

La perte d'énergie par tour U est donc proportionnelle à E^4/ρ (pour $v \approx c$) où E est

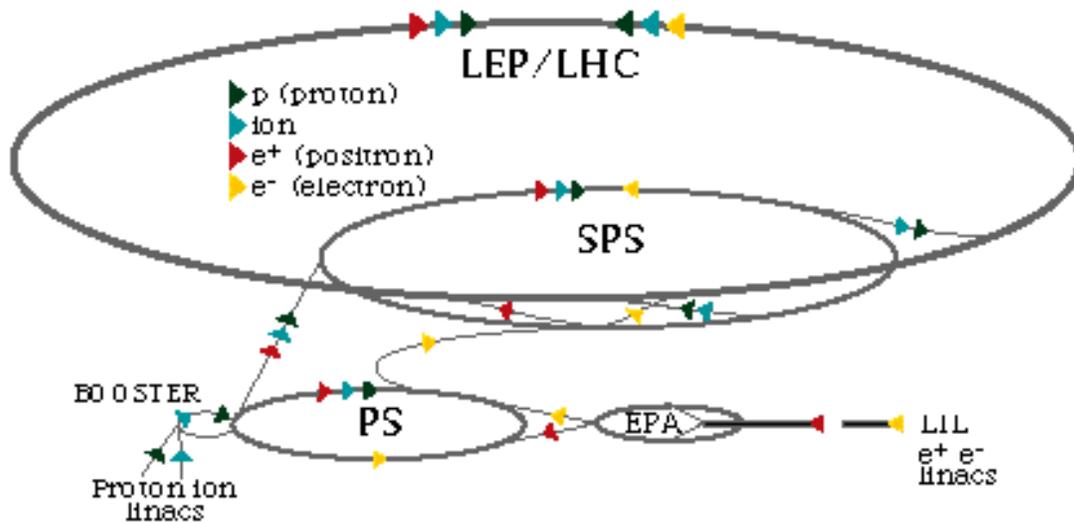


FIG. 2.1: Le système d'injection du LEP et du futur LHC (Large Hadron Collider). On remarque le chemin des leptons avant d'être injectés dans l'anneau du LEP.

l'énergie des électrons du faisceau (en GeV) et le rayon de courbure est exprimé en kilomètres :

$$U = 8,85 \cdot 10^{-5} \frac{E^4}{\rho} \quad \text{MeV par tour} \quad (2.2)$$

A une énergie de 100 GeV, la perte d'énergie par tour est de 2 GeV. Un compromis a été choisi entre la circonférence de l'anneau et la perte d'énergie par rayonnement synchrotron.

2.1.2 La luminosité

La luminosité est définie comme le nombre de particules qui traversent la région d'interaction par unité de surface et par unité de temps :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} n_{paquet} f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

N_{e^-} (N_{e^+}) : nombre d'électrons (positons) dans chaque paquet,

n_{paquet} : nombre de paquets dans le collisionneur,

f : fréquence de révolution,

σ_x , σ_y : dimensions transverses du faisceau ($\sigma_x \sim 200 \mu\text{m}$, $\sigma_y \sim 8 \mu\text{m}$).

La mesure de la luminosité est obtenue en mesurant la diffusion Bhabha à petit angle $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dont la section efficace est bien connue théoriquement. Deux calorimètres situés près du tube à vide sont utilisés pour détecter les électrons et les positons diffusés : le STIC et le VSAT.

On obtient la luminosité \mathcal{L} par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{eff}^{Bhabha}} \quad (2.3)$$

où σ_{eff}^{Bhabha} est la section efficace Bhabha effective (en tenant compte de l'acceptance du luminomètre et de l'efficacité de détection des paires e^+e^-) et N_{Bhabha} le nombre d'événements Bhabha observés.

L'ordre de grandeur de la luminosité est de $8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le tableau suivant résume la luminosité totale enregistrée dans DELPHI durant les trois dernières années de fonctionnement du LEP (1998-2000).

\sqrt{s} (GeV)	année	\mathcal{L} (pb^{-1})	efficacité (%)
189	1998	157,6	85,0
192	1999	25,8	89,2
196	1999	76,9	90,1
200	1999	83,3	93,5
202	1999	40,3	94,5
205-209	2000	220,0	93,6

TAB. 2.1: Luminosité totale enregistrée dans DELPHI durant les trois dernières années de fonctionnement du LEP en fonction de l'énergie du centre de masse \sqrt{s} (la dernière colonne correspond à l'efficacité de l'acquisition des données).

Les pertes d'efficacité d'acquisition en 1998 ont été dues à divers problèmes :

- alimentation des détecteurs : 4,6 % de temps mort,
- acquisition : 7,5 % de temps mort,
- déclenchement : 2,8 % de temps mort.

Durant l'année 1999, la perte d'efficacité a été réduite. Elle était essentiellement due à des problèmes d'acquisition (2,6 %) et au temps mort lié au déclenchement (2,4 %).

2.1.3 Energie du faisceau

La bonne connaissance de l'énergie des faisceaux est un point essentiel pour notre analyse. En effet, l'incertitude sur l'énergie des faisceaux se répercute directement sur la masse du boson W. Elle constitue la troisième source par son importance (17 MeV/ c^2) d'erreur systématique sur la masse du boson W.

La mesure de l'énergie peut se décomposer en deux étapes qui seront exposées dans la suite :

- la dépolarisation résonnante constitue la mesure la plus précise. Mais celle-ci est limitée à des énergies inférieures à 60 GeV, et ne peut être effectuée qu'en dehors des périodes de physique. Il a donc fallu extrapoler selon diverses dimensions : le temps (durant les périodes de physiques), l'espace (sur toute l'orbite) et l'énergie

(au-delà de 60 GeV).

- la calibration à l'énergie de collision s'appuie sur des boucles de flux et des sondes à résonance magnétique nucléaire. permet de mettre en oeuvre l'intégralité de la mesure de l'énergie.

– **La méthode de dépolarisation résonnante (RDP) [48]**

Elle met à profit la polarisation transverse naturelle des électrons et des positons du faisceau. La mesure de la fréquence ν de précession du spin des électrons et des positons polarisés peut en effet être mesurée. L'énergie du faisceau E_{fai} est reliée à ν par la relation :

$$E_{fai} = m_e c^2 \nu \frac{2}{g_e - 2} \quad (2.4)$$

où m_e est la masse de l'électron et g_e son rapport gyromagnétique.

La fréquence ν est proportionnelle au champ magnétique perpendiculaire au plan de l'orbite B intégré le long de la trajectoire du faisceau l_f :

$$\nu \propto \oint_{LEP} B \cdot dl_f \quad (2.5)$$

On détermine donc l'énergie du faisceau en mesurant indirectement le champ magnétique des aimants du LEP. Un champ horizontal de faible intensité est appliqué au faisceau. On induit alors une modification de la direction du spin d'environ 140 μ rad à chaque passage du faisceau. On évalue par l'intermédiaire d'un polarimètre laser Compton, le changement de polarisation en faisant varier lentement la fréquence radio des aimants. Lorsque la fréquence de précession du spin ν est en phase avec celle du champ magnétique horizontal, on observe une dépolarisation résonnante du faisceau. Cette méthode n'est applicable que lorsque l'énergie du faisceau est inférieure à 60 GeV. A plus haute énergie, la polarisation du faisceau devient trop faible par suite de l'étalement de sa bande passante.

– **La calibration**

Pour déterminer l'énergie du faisceau, une méthode d'extrapolation magnétique a été utilisée [49][50]. Elle permet de contrôler l'ensemble de la trajectoire des électrons et des positons à tout instant et de déterminer l'énergie du faisceau au-dessus de 60 GeV. Deux systèmes complémentaires ont été employés pour effectuer cette calibration :

- la mesure du champ magnétique est effectuée par 16 sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) réparties le long de l'anneau (figure 2.4). Cette méthode permet une lecture continue du champ magnétique. La précision $\delta B/B$ sur cette mesure est égale à 10^{-6} . Pour calibrer la mesure en énergie, on compare les résultats de cette méthode à ceux obtenus par la dépolarisation résonnante entre 41 et 60 GeV (domaine d'application de la RDP). Sur la figure 2.2, on remarque que la différence en énergie entre les deux méthodes est inférieure à 4 MeV environ. Mais seuls 16 dipôles sur 3300 contiennent une sonde NMR.

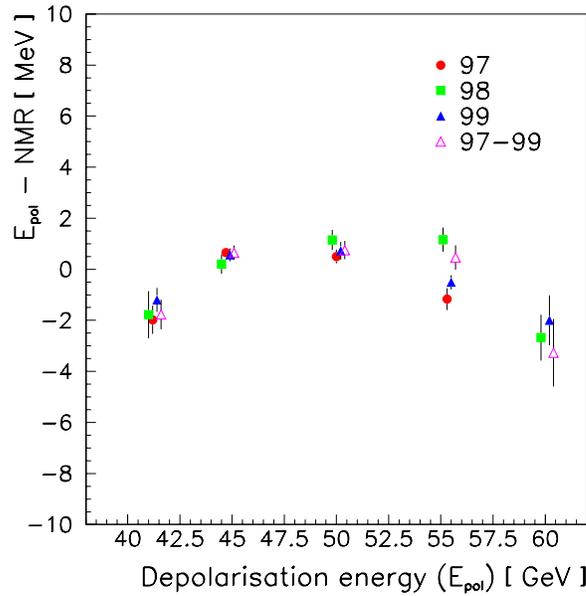


FIG. 2.2: Différence entre l'énergie du faisceau obtenue par dépolarisation résonante et par résonance magnétique nucléaire en fonction de l'énergie mesurée par dépolarisation résonante entre 1997 et 1999.

- les boucles de flux permettent de vérifier la linéarité des mesures des sondes NMR et de mesurer le champ total (figure 2.4). En l'absence de faisceau, on effectue une mesure du flux du champ magnétique dans tous les aimants dipolaires (en fait 96,5 % du champ magnétique total est intégré). Cette mesure est occasionnelle (figure 2.3) et sa précision $\delta B/B$ est de 10^{-4} . On peut ainsi tester les mesures effectuées par les sondes MNR effectuées simultanément.

Comme chaque sonde NMR ne mesure qu'un champ local, il faut normaliser ce champ par rapport à des mesures intégrales avec les boucles de flux, afin de tenir compte des biais systématiques. On peut ainsi déterminer les coefficient a_i et b_i :

$$B_{NMR}^i = a_i B_{BF} + b_i \quad i = 1, 16 \quad (2.6)$$

où B_{NMR}^i celui obtenu par la sonde i et B_{BF} est le champ magnétique mesuré par les boucles de flux.

B_{NMR} qui est la champ moyen obtenu avec les 16 sondes, est alors calibré pour estimer l'énergie du faisceau à haute énergie (E_{NMR}). Pour cela, une extrapolation linéaire est effectuée à partir des mesures obtenues par RDP entre 41 et 60 GeV (E_{pol}).

$$E_{pol} = \eta E_{NMR} + \kappa \quad (2.7)$$

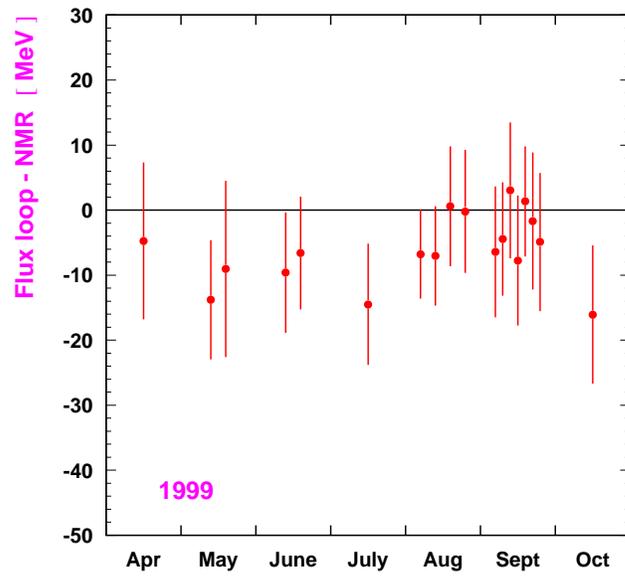


FIG. 2.3: Comparaison entre l'énergie mesurée par les boucles de flux et par les sondes NMR durant l'année 1999.

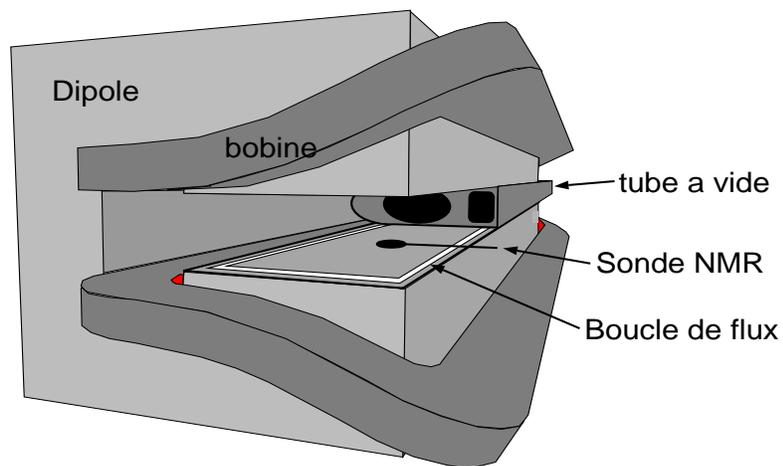


FIG. 2.4: Schéma d'un dipôle.

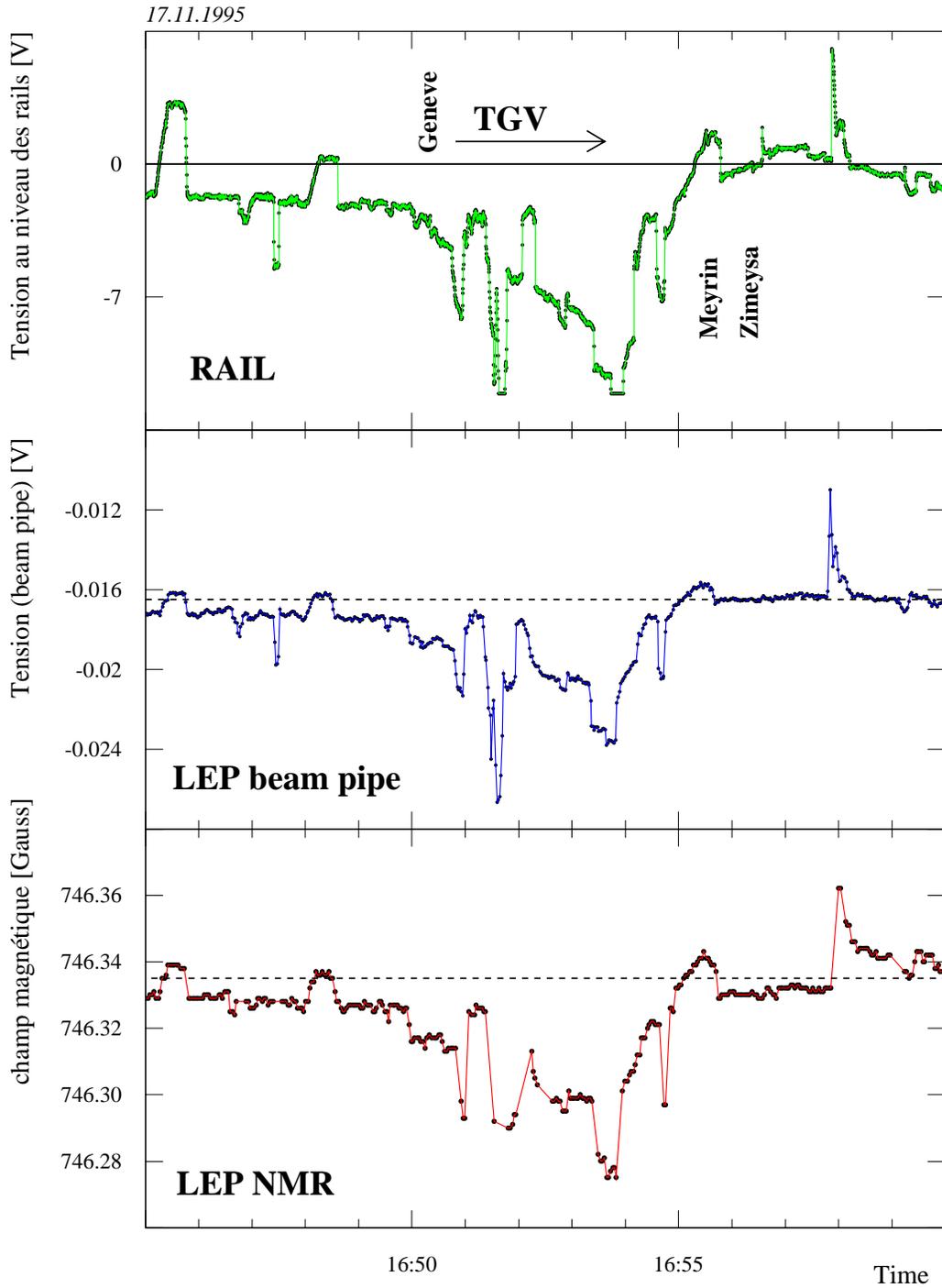


FIG. 2.5: Perturbations dues au passage du TGV. En haut: la tension induite au niveau des rails; au milieu: la tension induite au niveau du tube à vide; en bas: perturbations provoquées sur la valeur du champ magnétique au niveau de la sonde NMR

La modélisation de l'énergie du LEP $E_{fai}(t)$ est décrite en fonction du temps par la relation :

$$E_{fai}(t) = (E_{init} + \Delta E_{dipole}(t))(1 + C_1(t))(1 + C_2(t))(1 + C_3(t)) \quad (2.8)$$

où E_{init} est l'énergie déterminée par le champ magnétique des aimants lorsque le faisceau est stable, $\Delta E_{dipole}(t)$ est la variation de l'énergie due à des variations du champ magnétique des aimants au cours du temps. Ces variations peuvent être provoquées par des changements de température, des courants parasites comme ceux provoqués par le passage du TGV près du LEP (figure 2.5). Les coefficients $C_j(t)$ ($j=1,3$) constituent des termes correctifs qui sont modélisés en fonction du temps :

- C_1 est une correction qui tient compte de l'attraction lunaire et solaire (marées terrestres). En effet, la circonférence de l'anneau peut changer de $\pm 0,5$ mm. Entre les mois de mai et de novembre, la fluctuation du niveau d'eau souterrain près du LEP change également la circonférence de l'anneau de 2 mm environ. Ces deux effets sont corrigés grâce à l'utilisation de modèles géologiques.
- C_2 tient compte des variations des fréquences accélératrices (RF) qui sont effectuées afin d'optimiser la luminosité des faisceaux (réduction suivant x de la dispersion horizontale). Par exemple, un déplacement de 100 Hz de la fréquence RF (par rapport à 352 MHz) peut provoquer une augmentation de l'énergie du faisceau de 150 MeV. Ce terme correctif intègre également la diminution continue de l'énergie par émission synchrotron (perte de 2 GeV par tour pour une énergie de faisceau de 100 GeV).
- C_3 corrige les variations au cours du temps des aimants correctifs utilisés (sextupôles) par améliorer les propriétés du faisceau.

A partir de 1999, deux autres méthodes ont été utilisées pour vérifier l'énergie obtenue : l'utilisation du spectromètre du LEP et la corrélation entre le rayonnement synchrotron et la tension des cavités radio-fréquences [51].

Les principales sources d'erreur proviennent de l'extrapolation entre les mesures effectuées avec les sondes NMR et celles effectuées avec les boucles de flux (16 MeV), l'extrapolation entre le résultat des sondes MNR et celui obtenu par RDP (9 MeV) et les effet d'optique (6 MeV). L'erreur estimée sur l'énergie du faisceau vaut 20 MeV [49] en 1998 et 21 MeV en 1999 [51].

2.2 Le détecteur DELPHI

Pour notre étude, il est nécessaire de déterminer correctement l'impulsion et l'énergie des particules et d'avoir une bonne herméticité. L'identification des pions, des kaons et des protons n'est pas vraiment indispensable pour la détermination de la masse du boson W.

DELPHI est l'un des quatre détecteurs qui se trouvent auprès du LEP. Il permet de reconstruire la trajectoire et l'impulsion des particules chargées, de déterminer la direction et l'énergie des particules neutres, d'identifier les particules et de préciser les vertex. Afin

de courber la trajectoire des particules chargées, les détecteurs de traces sont plongés dans un champ magnétique de 1,23 Tesla parallèle à l'axe des faisceaux. Le détecteur DELPHI est représenté sur la figure 2.6. Il est constitué d'une partie centrale cylindrique (baril ou tonneau) et de bouchons de chaque côté. Les coordonnées utilisées dans DELPHI sont déterminées par rapport à l'axe des faisceaux : z suit la direction du faisceau d'électrons, x pointe vers le centre du LEP et l'axe y est dirigé vers le haut. En employant les coordonnées polaires, on définit les variables suivantes : θ représente l'angle polaire par rapport à l'axe z , l'angle azimuthal ϕ est défini dans le plan (x,y) et la coordonnée radiale vaut $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. La disposition en angle polaire des différents sous-détecteurs est montrée sur la figure 2.7.

DELPHI est constitué de plusieurs types de sous-détecteurs :

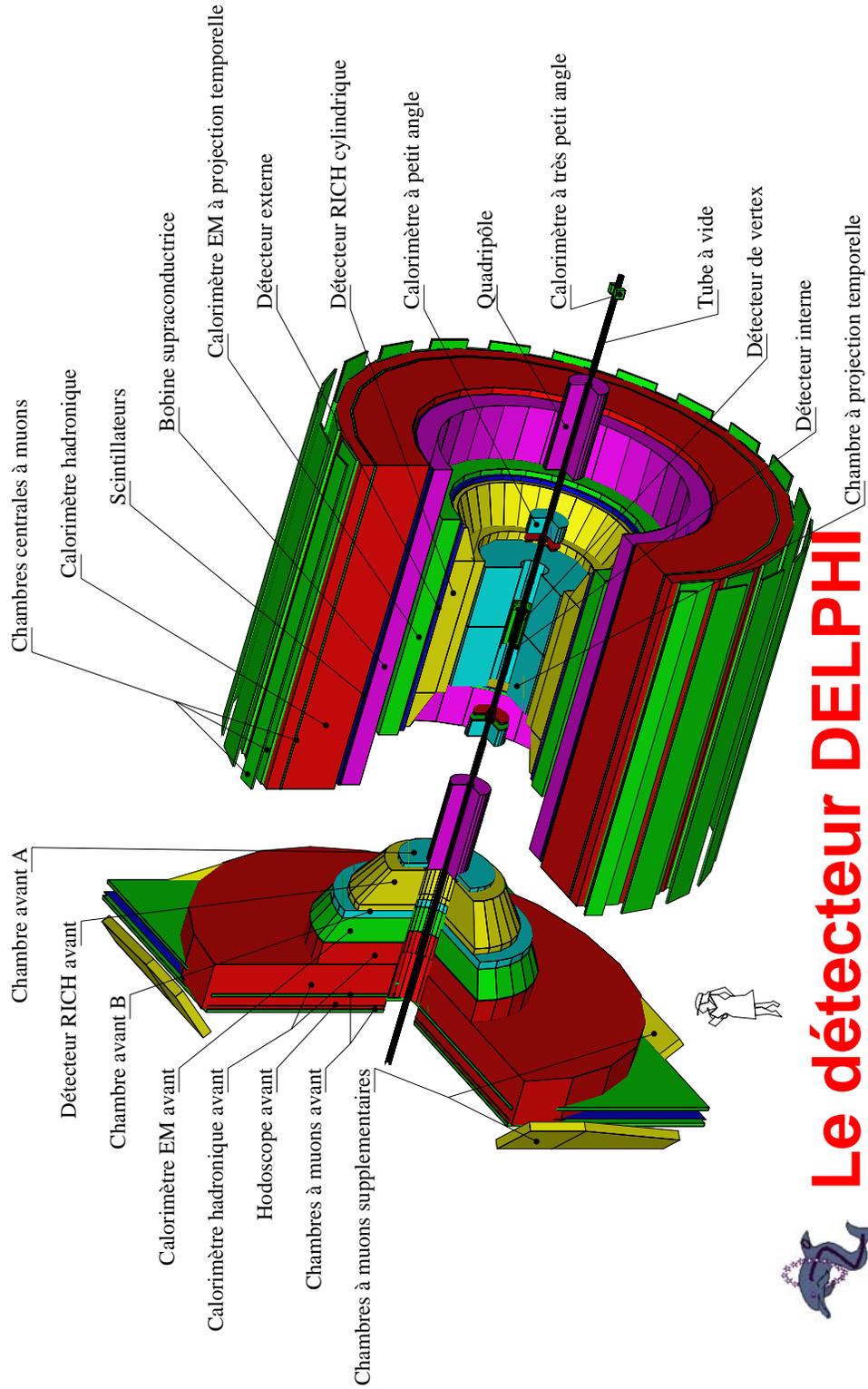
1. Reconstruction de la trajectoire et de l'impulsion des traces chargées :
 - (a) dans la partie centrale : le détecteur de vertex (VD), le détecteur interne (ID), la chambre à projection temporelle (TPC) et le détecteur externe (OD);
 - (b) dans les bouchons : les chambres avant A et B (FCA-FCB).
2. Identification et reconstruction des photons et des électrons avec les calorimètres électromagnétiques central (HPC) et avant (FEMC).
3. Reconstruction de l'énergie des hadrons neutres : calorimètre hadronique (HAC).
4. Identification des muons : chambres à muons et calorimètre hadronique.
5. Identification des particules chargées :
 - (a) la chambre à projection temporelle (TPC) qui permet d'utiliser la méthode de perte d'énergie par ionisation;
 - (b) le Ring Imaging CHerenkov (RICH) est basé sur la mesure de l'angle Tcherenkov des photons produits dans deux radiateurs (liquide et gazeux) par les pions et kaons et par les protons de 0,5 à 20 GeV/c d'impulsion.
6. Des scintillateurs complètent l'herméticité du détecteur et de participer au déclenchement.
7. Mesure de la luminosité avec deux calorimètres à faible angle polaire : le Small angle Tile Calorimeter (STIC) et le Very Small Angle Tagger (VSAT).

Les principales caractéristiques de ces détecteurs vont être développées brièvement dans cette section.

2.2.1 Reconstruction de la trajectoire des particules chargées

a) Le détecteur de vertex : VD

Le VD est le détecteur le plus proche du point de collision. Il permet de déterminer des paramètres d'impact ainsi que des vertex déplacés pour des particules à courte durée de vie (hadrons charmés et beaux). Il couvre un angle polaire compris entre 25° et 155° . Il est constitué de trois couches cylindriques de détecteurs à micro-rubans de silicium de rayon

FIG. 2.6: *Le détecteur DELPHI*

63 mm, 90 mm et 109 mm respectivement et de longueur 480 mm. Les couches interne et externe sont à double face et la couche du milieu est à simple face. Le VD permet de reconstruire des traces chargées avec une grande précision (de l'ordre de $11 \mu\text{m}/\sin\theta$ en z et en $R\phi$). En complément, dans la région avant se trouve le VFT (Very Forward Tracker). Ce dernier est composé de deux parties : les minipistes (acceptance polaire entre 10° et 18°) et les pixels (acceptance polaire entre 12° et 25°).

b) Le détecteur interne : ID

Le détecteur interne est situé entre le VD et la chambre à projection temporelle (TPC). Il couvre l'angle polaire compris entre 15° et 165° et se trouve entre 12 et 23 cm de rayon. Il est divisé en deux modules : la chambre à jet (chambres à dérive) et la partie externe constituée de chambres à pailles participant au déclenchement. La résolution en $R\phi$ est égale à $85 \mu\text{m}$. Le détecteur interne ne peut pas effectuer de mesure en z .

c) La chambre à projection temporelle : TPC

La TPC (chambre à dérive de grande dimension, figure 2.8) est l'élément principal de la trajectographie de DELPHI. La chambre permet une mesure à trois dimensions de la trajectoire des particules chargées ainsi que l'identification des particules par la perte d'énergie par ionisation ($\frac{dE}{dx}$). La TPC couvre un rayon de 29 cm à 122 cm et une longueur effective de 260 cm. Les angles polaires interceptés vont de 20° à 160° .

La TPC est séparée en deux volumes de dérive par une plaque soumise à une tension de 25 kV produisant un champ électrique de $87 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$. Une particule chargée traversant le volume gazeux (80% argon et 20% méthane) produit par ionisation en moyenne 70 électrons par centimètre. La résolution est de $250 \mu\text{m}$ en $R\phi$, $800 \mu\text{m}$ en z et 7% en $\frac{dE}{dx}$.

d) Le détecteur externe : OD

Le détecteur externe est constitué de 5 couches de tubes à dérive. Il est situé à 2 mètres de l'axe du faisceau et couvre les angles polaires compris entre 42° et 138° . Il permet de mesurer la trajectoire des traces avec une précision de $110 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et 3,5 cm en z .

e) Les chambres avant : FCA-FCB

FCA (chambre à streamer) et FCB (chambre à dérive traditionnelle) sont constitués de chambres à dérive. Les chambres A se trouvent à 160 cm en z du point d'interaction sur les deux côtés du détecteur. Elles couvrent une acceptance polaire comprise entre 11° et 32° et entre 148° et 169° . La résolution spatiale obtenue est de $290 \mu\text{m}$ en x et $240 \mu\text{m}$ en y .

Les chambres B se situent à 275 cm en z du point d'interaction (acceptance angulaire : 11° - 36° et 144° - 169°). La résolution spatiale est de $150 \mu\text{m}$ en x et y .

f) Les chambres à muons

Les chambres à muons sont des chambres à dérive qui entourent le calorimètre hadronique. Elles sont divisées en trois parties : le MUB dans le baril, le MUF dans les bouchons et le MUS à 40° et à 140° . La couverture polaire des chambres à muons est ainsi comprise

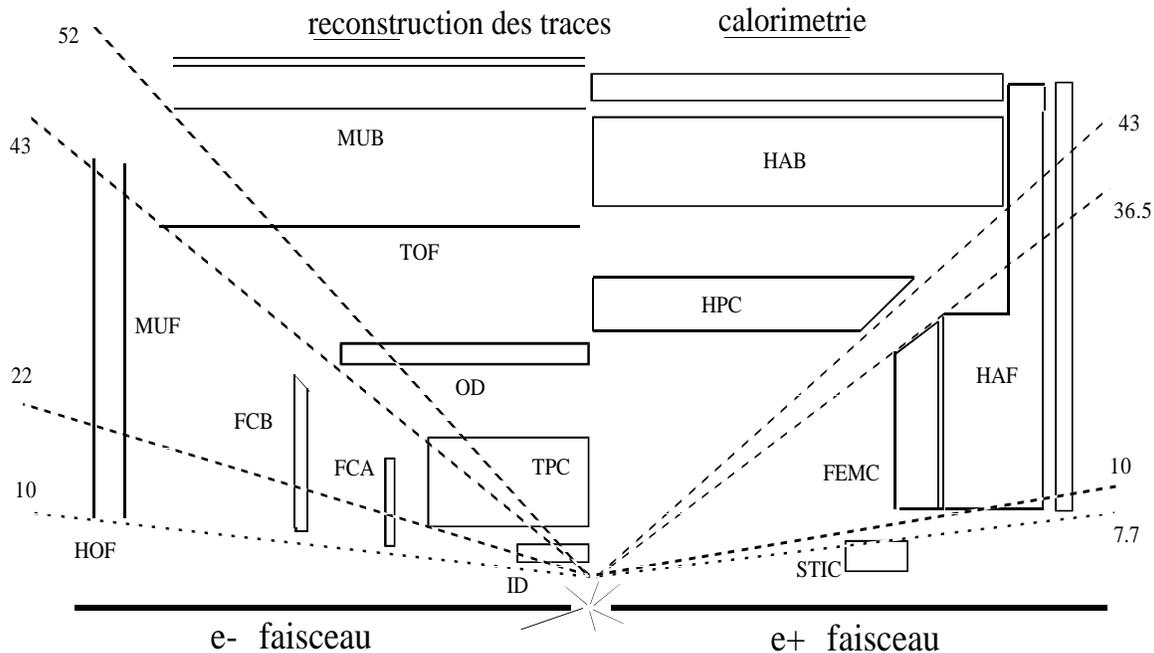


FIG. 2.7: *Disposition en angle polaire des différents détecteurs.*

entre 9° et 171° . La résolution en $R\phi$ est de quelques millimètres, celle en z d'environ 10 mm.

En résumé dans la partie centrale, on obtient la résolution en impulsion suivante en utilisant les informations du VD, ID, TPC et de l'OD :

$$\sigma(1/p) \sim 0,57 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1} \quad (2.9)$$

2.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres permettent de mesurer l'énergie et la direction des particules neutres et des électrons et de participer à l'identification des photons, des électrons et des muons.

a) Le calorimètre électromagnétique du tonneau: High-density Projection Chamber (HPC)

Il se trouve entre le détecteur externe et le solénoïde (entre 208 et 260 cm de rayon par rapport à l'axe du faisceau - $|z| < 254$ cm - acceptation polaire entre 43° et 137°). Il permet d'identifier et de mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il est composé de 144 modules. Chaque module est constitué de couches de plomb qui vont convertir les électrons et les photons incidents en gerbes électromagnétiques. Entre deux plaques de plomb, il existe un espace de dérive de 8 mm avec un mélange d'argon-méthane (80%-20%) afin de faire migrer les électrons d'ionisation vers le système de lecture. Le détecteur est composé de 18 longueurs de radiation. La granularité est de 1 degré en ϕ et de 4 mm

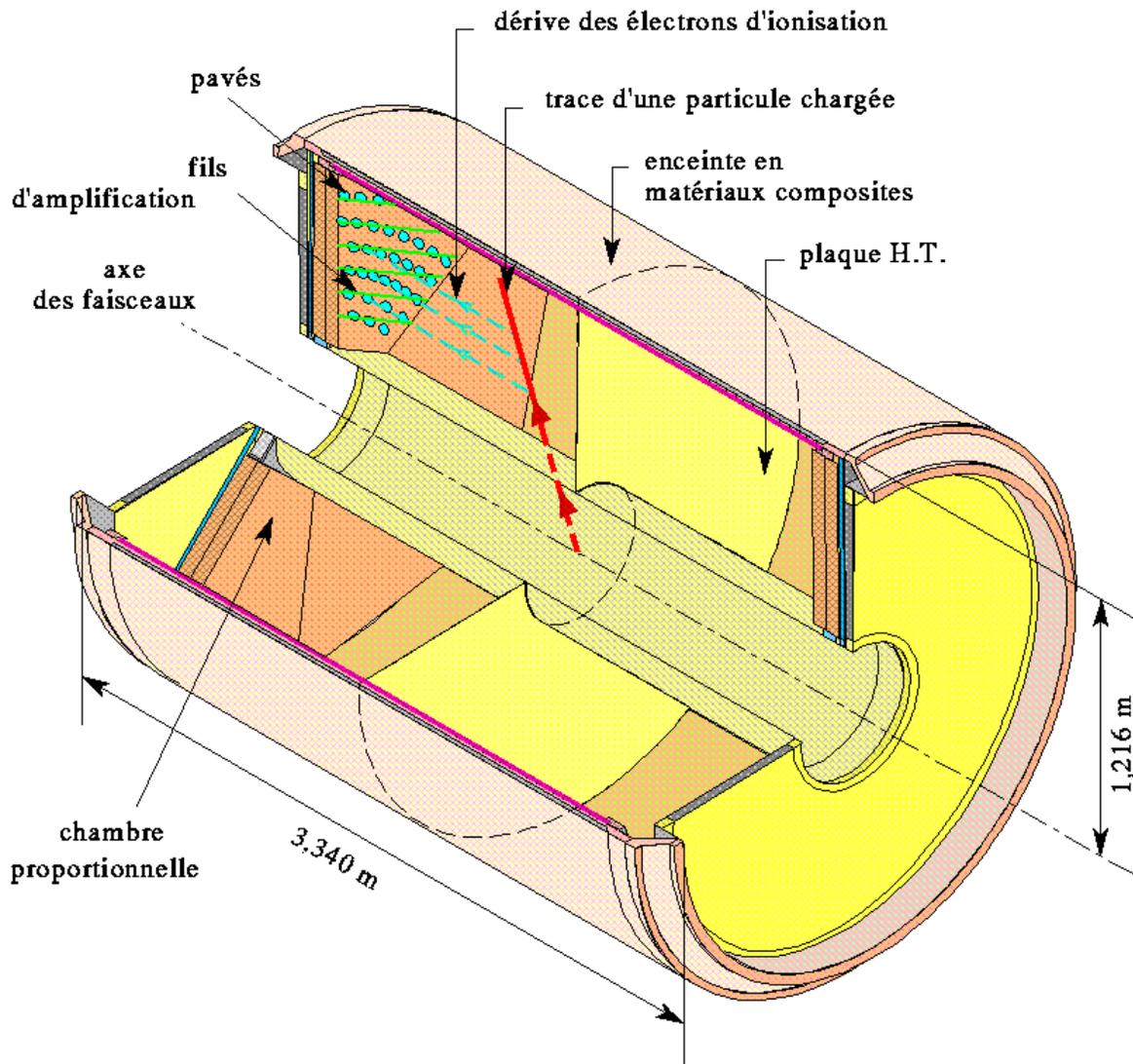


FIG. 2.8: La chambre à projection temporelle (TPC)

en z .

La résolution obtenue est : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,043 \oplus 0,32/\sqrt{E}$ (E : énergie en GeV).

b) Le calorimètre électromagnétique avant : Forward ElectroMagnetic Calorimeter (FEMC)

Le FEMC permet d'identifier et de mesurer l'énergie des électrons et des photons dans la partie avant du détecteur (position en $|z| \sim 284$ cm, couverture angulaire entre 8° et 35° et entre 145° et 172°). Chaque bouchon est composé de 4532 blocs de verre au plomb (32% SiO_2 et 64% PbO) de forme pyramidale orientés vers le point d'interaction. La granularité est de un degré.

La résolution est de : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,03 \oplus 0,12/\sqrt{E} \oplus 0,11/E$ où l'énergie E est en GeV.

c) Le calorimètre hadronique : HCAL

Le HCAL est divisé en deux parties : dans le tonneau (ouverture angulaire entre $42,6^\circ$ et $137,4^\circ$) et dans les bouchons (11° à 48° et 131° à 169°). Il permet de déterminer l'énergie des hadrons, en particulier les hadrons neutres et de participer à l'identification des muons. Les plaques de fer de l'aimant font office de milieu convertisseur en gerbes hadroniques qui vont être détectées.

La résolution est de : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0,21 \oplus 1,12/\sqrt{E}$ (E : énergie en GeV).

2.2.3 Les scintillateurs

La réponse rapide des scintillateurs aux particules chargées a été utilisée pour le déclenchement de la prise de données. De plus lors du démarrage de LEP2, il devenait très important de ne plus avoir de zone morte de détection pour les recherches du boson de Higgs et des particules supersymétriques.

Afin de rendre le détecteur hermétique pour la détection des photons de haute énergie, plusieurs scintillateurs ont été ajoutés dans les régions critiques (passage des câbles, espace entre le tonneau et les bouchons, zones à 90° d'angle polaire) :

- Le compteur à temps de vol (Time Of Flight counter : TOF) est constitué de 192 scintillateurs situés le long du faisceau. Ils permettent la réjection des rayons cosmiques et participent au déclenchement.
- L'hodoscope avant (HOF) est constitué de scintillateurs. Il est utilisé par le premier niveau de déclenchement.
- Le compteur d'herméticité (TAG) couvre les zones mortes au niveau des calorimètres électromagnétiques : la zone de 90 degrés en angle polaire au niveau de la HPC où se trouve le cryostat de la bobine et la zone de passage des câbles à 40 et 140 degrés entre le tonneau et les bouchons.

2.2.4 Mesure de la luminosité

La connaissance précise de la luminosité est très importante pour déterminer la section efficace des processus. Pour cela, deux détecteurs à faibles angles polaires ont été installés : le STIC et le VSAT.

- Le STIC (Small angle Tile Calorimeter) est un calorimètre électromagnétique. L'acceptance polaire est comprise entre 2° et 10° et entre 170° et 178° .
- Le VSAT (Very Small Angle Tagger) permet de détecter les électrons et les positons de la diffusion Bhabha entre 5 et 7 mrad d'angle polaire.

2.3 L'acquisition et le traitement des données

L'acquisition des données de DELPHI peut être divisée en plusieurs étapes :

- Le système de déclenchement (trigger) permet de sélectionner les événements produits lors de la collision e^+e^- . Son rôle est aussi de séquencer et de synchroniser le système d'acquisition avec le croisement des faisceaux.

- Le système d’acquisition des données (DAS) assemble les blocs de données, puis numérise et écrit les caractéristiques des événements retenus dans des fichiers et sur des bandes pour archivage.
- Le système de contrôle des divers paramètres du détecteur (Slow Control) permet de surveiller les hautes tensions, les températures, l’alimentation en gaz des détecteurs de DELPHI. Toutes ces fonctions sont exécutées automatiquement par le programme Big Brother dont les caractéristiques vont être exposées par la suite.

2.3.1 Le système de déclenchement

Afin d’éliminer le plus possible les événements parasites, un certain nombre de conditions sont nécessaires pour déclencher et stocker les événements.

Le système de déclenchement de DELPHI [52] est composé de quatre niveaux (T1, T2, T3, T4). Les deux premiers niveaux de trigger (T1 et T2) sont synchronisés avec le signal du faisceau (Beam Cross Over signal, BCO). L’événement est numérisé et stocké s’il a passé les deux premiers niveaux du trigger. Quatre paquets de particules circulant dans le LEP, l’intervalle de temps entre deux croisements est de $22 \mu\text{s}$. Les temps de décision de déclenchement T1 et T2 sont respectivement de $3,9 \mu\text{s}$ et de $39 \mu\text{s}$ après le signal BCO.

T1 tient compte des informations des détecteurs suivant :

- détecteurs de traces rapides (ID, OD, FCA, FCB),
- scintillateurs (TOF et HOF) et de la HPC,
- FEMC et chambres à muon de la partie centrale.

T2 tient compte des informations de la TPC, de la HPC et des chambres à muon de la partie avant du détecteur ainsi que des combinaisons entre les signaux de divers détecteurs.

Les niveaux T1 et T2 réduisent le taux de comptage de 45 kHz à 5 Hz.

Les deux derniers niveaux sont asynchrones et servent de filtre afin d’éliminer les événements parasites en tenant compte d’informations plus élaborées venant des divers détecteurs.

T3 permet de réduire le taux de comptage à environ 2 Hz avec un temps de décision de 30 ms.

Le niveau T4 utilise le programme de reconstruction complet des traces afin de réaliser une première sélection (temps de décision de 300 ms).

Après déclenchement de tous ces niveaux, le taux de comptage est de l’ordre du Hz.

2.3.2 Big Brother

Big Brother [53][54] (figure 2.9) est un programme qui gère la prise de données. Il reçoit des informations du LEP et de DELPHI, puis ordonne suivant la situation au SC (système de surveillance du détecteur) et au DAS (système d’acquisition) d’effectuer certaines tâches. Ainsi toutes les caractéristiques de DELPHI (tensions, temps mort, problèmes ponctuels) et celles définissant l’état du LEP sont intégrées par ce système qui prend les mesures adéquates. Deux opérateurs, le Slow Control Maestro et le DAS Maestro vérifient son bon fonctionnement et se substituent à lui en cas de problème.

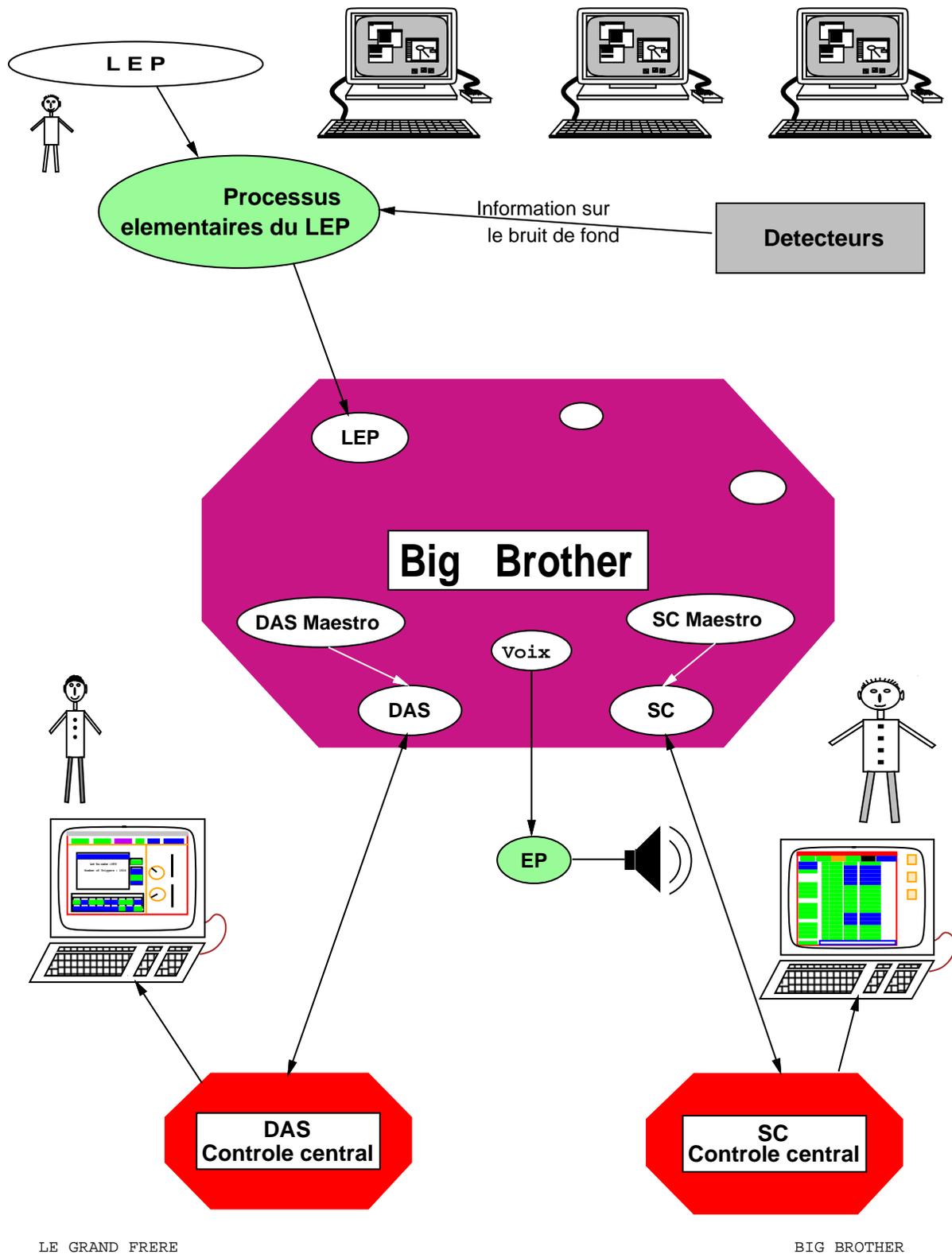


FIG. 2.9: Schéma de principe de Big Bother

2.3.3 Traitement des données

Les données brutes sont traitées par le programme de reconstruction DELANA [55] qui applique les corrections d'alignement et de calibration des détecteurs, et qui réalise la reconstruction des traces et des gerbes. Elles sont ensuite enregistrées dans des fichiers qui vont être utilisés pour les analyses avec les outils standards (PHDST, SKELANA [56]) de DELPHI.

Afin de comparer les données à la simulation, on utilise le programme DELSIM [57] qui permet de simuler pour les processus physiques générés, les effets de reconstruction du détecteur. Il existe aussi une version simplifiée et plus rapide de ce programme : FASTSIM [58]. Ces divers points seront abordés ultérieurement.

2.3.4 Simulation

Afin d'étudier les propriétés des différentes particules, il est nécessaire de comparer les observables issus des données à celles obtenues par la simulation. Dans la suite, je ne présenterai que les générateurs utilisés dans notre analyse [24] :

- Les générateurs d'événements WW (EXCALIBUR et PYTHIA)
- Le générateur de fragmentation des quarks en jets (JETSET).

Tout d'abord, je vais présenter les principales étapes de la simulation. On peut distinguer quatre phases (figure 2.10) :

- la production des quatre quarks primaires : $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.
Cette étape est modélisée par les générateurs PYTHIA et EXCALIBUR.
- la cascade partonique (parton shower) :
Chaque quark primordial émet des gluons et des photons (la proportion d'émission de photons par rapport aux gluons est faible). Ce processus peut être décrit par la chromodynamique quantique perturbative (QCD) tant que les transferts d'impulsion sont grands par rapport à la masse des hadrons. Le phénomène de radiation de photons dans l'état initial (ISR) est décrit par QEDPS (quantum electrodynamic parton shower) pour EXCALIBUR. La version originale d'EXCALIBUR ne décrivait que des ISR colinéaires, la version utilisée par DELPHI a été modifiée en ajoutant QEDPS afin de pouvoir émettre des ISR non colinéaires. Tous les autres processus sont décrits par le générateur JETSET pour les événements produits soit par PYTHIA soit par EXCALIBUR.
- l'hadronisation :
Dans chaque événement nous avons un certain nombre de quarks colorés. Il va donc falloir les regrouper en hadrons sans couleur, ce processus se faisant par de faibles transferts d'impulsion. On ne peut donc plus appliquer la QCD perturbative car la constante de couplage forte α_S augmente rapidement lorsque les transferts d'impulsion diminuent. Pour contourner cette difficulté, plusieurs modèles phénoménologiques ont été proposés. JETSET est basé sur le modèle des cordes.
- la désintégration des hadrons en particules stables (pions et kaons principalement).

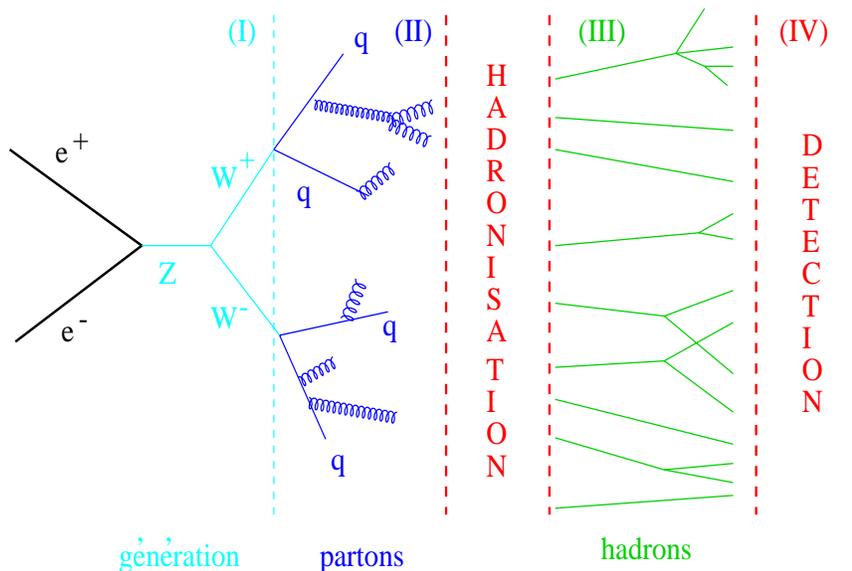


FIG. 2.10: Les différentes étapes du processus $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$.

a) EXCALIBUR

EXCALIBUR [59][60] est un générateur qui simule la production des états finaux à quatre fermions. Il inclut ainsi les processus de création de paires WW , ZZ , les processus avec un seul boson vecteur, ou même non-résonnant, et les termes d'interférences entre ces divers diagrammes (figure 2.11) (la contribution de l'échange du boson de Higgs est négligée).

Lors de la simulation, les fermions sont supposés être de masse nulle. Cette hypothèse restreint la description à certaines régions cinématiques et empêche la prise en compte de l'échange du boson de Higgs.

Les éléments de matrice sont calculés d'après les amplitudes d'hélicité correspondant aux divers diagrammes considérés. Ce procédé tient compte des effets d'interférence possibles entre les diagrammes. L'espace de phase disponible est contraint par certaines coupures. L'émission de photons dans l'état initial (ISR) est traitée avec des fonctions de structure dans le programme *QED parton shower* (QEDPS [61]). L'émission de photons dans l'état final (FSR) est traitée par un sous-programme de PYTHIA.

Le traitement de la singularité de Coulomb (chapitre 1) est considéré en multipliant les éléments de matrice concernés par un facteur correctif.

b) PYTHIA

PYTHIA [32] est un générateur d'événements pour la physique des collisions e^+e^- , ep et pp . Pour la création de paires W^+W^- , ce Monte-Carlo n'inclut que les diagrammes $CC03$ présentés dans le premier chapitre. On se restreint au niveau de Born.

Chaque événement généré est assigné de façon unique à un processus spécifique. Il n'y a donc pas d'interférence possible entre divers processus. La masse des fermions est non nulle; ils peuvent donc se désintégrer.

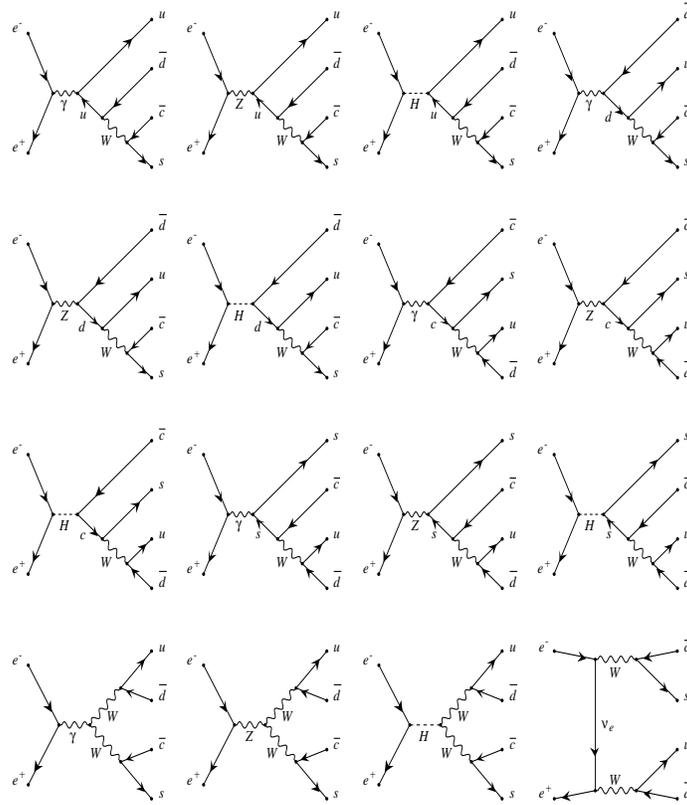


FIG. 2.11: Diagrammes de production de quatre fermions dans le processus $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}\bar{c}s$. Ils prennent en compte les états doublement résonnants (avec 2 W), les états simplement résonnants (avec un seul W) et les états non-résonnants (sans W).

L'émission de photons dans l'état initial est évaluée par l'intermédiaire des fonctions de structures [62].

L'émission dans l'état final est traitée en autorisant la radiation de photons et de gluons par la méthode des gerbes partoniques (parton shower).

Plusieurs options sont disponibles pour traiter la singularité de Coulomb.

Le générateur PYTHIA permet de traiter, outre le processus de création de paires de W, la création de paires de Z et la simulation des événements $q\bar{q}(\gamma)$.

Dans le tableau suivant, nous avons récapitulé les principales caractéristiques des deux générateurs d'événements utilisés :

c) Fragmentation

Dans notre étude, nous ne nous intéressons qu'aux états finaux à quatre quarks qui peuvent se fragmenter en un ou plusieurs jets de particules.

Dans cette partie, nous allons donc décrire la fragmentation. Dans un premier temps,

générateur	<i>EXCALIBUR</i>	<i>PYTHIA</i>
diagrammes pris en compte	tous + interférence	CC03
traitement des ISR	fonctions de structure	fonctions de structure
traitement des FSR	gerbes partoniques	gerbes partoniques
masses des fermions	nulles	non nulles
hadronisation	JETSET	JETSET

TAB. 2.2: Comparaison entre les générateurs *EXCALIBUR* et *PYTHIA*

nous présenterons le phénomène, puis nous exposerons les modèles utilisés pour le décrire.

– Description :

Dans la simulation des événements, il a été nécessaire d'ajuster un certain nombre de paramètres intervenant dans la modélisation de la fragmentation en faisant concorder la simulation et les données pour un grand nombre de variables cinématiques. Ces paramètres ont été déterminés à LEP1 [63] dans la désintégration des Z^0 (plus de 4 millions de Z^0 ont été collectés par DELPHI).

Le processus d'hadronisation intervient lors de la transition des quarks primaires en hadrons. Il peut être divisé en deux étapes :

- La première phase de la fragmentation consiste en un grand transfert d'impulsion essentiellement par la radiation de gluons durs. Il peut être traité par des calculs de QCD perturbative.
- La formation finale des hadrons ne satisfait plus à la QCD perturbative car la constante de couplage α_S augmente pour les petits transferts d'impulsion.

Différents modèles existent pour décrire ces phénomènes en particulier :

- le modèle des cordes : JETSET [31] qui sera utilisé par la suite
- le modèle des amas : HERWIG [64]

– Le générateur de fragmentation : JETSET

JETSET [31][32] permet de décrire l'évolution de la cascade partonique, le processus d'hadronisation et la décroissance des particules.

- La cascade partonique.

La radiation peut avoir lieu à partir des partons initiaux de plusieurs manières : $e \rightarrow e\gamma$, $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $q \rightarrow q\gamma$ et $g \rightarrow gg$ en respectant la conservation de l'énergie-impulsion à toutes les étapes. L'évolution de la gerbe partonique est stoppée à une échelle de masse Q_0 . Le modèle est basé sur une approche de QCD perturbative dans l'hypothèse d'un grand transfert d'impulsion.

- La fragmentation.

Cette phase est basée sur des modèles phénoménologiques car la QCD perturbative n'est plus applicable. Elle est effectuée suivant le modèle des cordes de LUND [65] qui décrit l'évolution d'une corde de couleur entre un quark et un anti-quark. En éloignant ces deux particules, l'énergie potentielle augmente linéairement avec la longueur d'étirement. A partir d'une distance critique la corde, qui peut être représentée par un ressort, se casse en deux cordes avec une création de paire quark anti-quark, ceci afin de respecter la propriété de confinement de la QCD. L'arrêt de ce processus est déterminé par le même paramètre Q_0 (échelle d'arrêt de la cascade partonique).

La probabilité de création d'une paire $q\bar{q}$ est donnée par la fonction de fragmentation de Lund [66] pour les quarks légers (quarks u , d et s):

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-bm_\perp^2/z} \quad (2.10)$$

où z est la fraction de l'énergie disponible donnée au hadron et m_\perp sa masse transverse ($m_\perp^2 = E^2 - p_z^2$). Pour les quarks lourds, la fonction de fragmentation de Peterson est utilisée [67].

Un certain nombre de paramètres sont nécessaires au modèle pour décrire les données. Ils ont été obtenus en comparant les données au Monte-Carlo à LEP1 [63]. Les paramètres de fragmentation les plus importants sont :

- l'échelle d'énergie effective Λ_{QCD} : échelle d'énergie qui intervient dans l'évolution de la constante de couplage forte α_S en fonction de l'impulsion transférée,
- le seuil en énergie d'arrêt du développement d'une gerbe Q_0 ,
- la dispersion transverse σ_\perp de la distribution en impulsion des hadrons primaires dans la fragmentation,
- les paramètres a et b de la fonction de fragmentation de Lund pour les quarks légers (quarks u , d et s).

Chapitre 3.

Sélection et reconstruction des événements

Les événements produits peuvent être issus de diverses origines :

- signal : paires de W hadroniques $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$
- paires de W semi-leptoniques $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (l représente le lepton et ν_l son neutrino associé)
- paires de Z
- événements $q\bar{q}(\gamma)$.

Il faut donc effectuer un certain nombre de sélections afin de réduire les bruits de fond.

Dans ce chapitre, ces sélections ainsi que la reconstruction des quadri-impulsions des W vont être exposées.

Tout d'abord, je vais présenter les divers processus physiques intervenant dans l'analyse, puis je détaillerai les présélections utilisées. J'expliquerai ensuite la reconstruction des jets et la détermination de l'énergie effective. Après cela, la correction des paramètres des jets par un ajustement contraint, la sélection finale des événements et les comparaisons entre les données et la simulation Monte-Carlo pour les événements acquis au Z^0 ($\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$) seront exposées.

Les mêmes coupures ont été appliquées aux différentes énergies.

3.1 Les principaux processus physiques

Nous avons présenté dans le premier chapitre les bruits de fond pour la production de paires de W à décroissance purement hadronique. Il s'agit d'événements $q\bar{q}(\gamma)$, de paires de Z et de paires de W semi-leptoniques. Tous les autres bruits de fond sont négligeables après des coupures standard (bruit de fond photon-photon principalement).

Les générateurs utilisés pour produire nos lots Monte-Carlo ont été décrits au chapitre 2.3.4 :

- le générateur PYTHIA est utilisé pour générer les paires W^+W^- (masse générée :

80,35 GeV/c²), les paires ZZ et les événements $q\bar{q}(\gamma)$.

- EXCALIBUR est utilisé pour générer les états finaux à quatre fermions.

Les sections efficaces des différents processus aux énergies étudiées sont présentées dans le tableau 3.1. Elles sont fournies par les générateurs PYTHIA (WW, ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$) et EXCALIBUR (processus global à quatre fermions générés). On remarque que les sections efficaces augmentent lorsque l'énergie augmente pour tous les processus sauf pour le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ dont la contribution diminue sensiblement.

Energie en GeV	189	192	196	200	202
σ_{WW} en pb	16,51	16,94	17,25	17,56	17,72
σ_{ZZ} en pb	1,58	1,67	1,76	1,81	1,83
σ_{exca} en pb	17,73	18,13	18,48	18,72	18,79
$\sigma_{q\bar{q}\gamma}$ en pb	99,80	96,04	90,04	85,58	83,50

TAB. 3.1: *Les diverses sections efficaces utilisées lors de la simulation Monte-Carlo.*

Dans la suite de ce travail, tous les nombres d'événements correspondant aux divers processus physiques sont normalisés par le produit de la luminosité et de la section efficace du processus. Dans le tableau 3.2, je montre la luminosité aux différentes énergies de collision, ainsi que le nombre total d'événements attendu d'après le Monte-Carlo pour chaque contribution aux différentes énergies de collision.

Energie en GeV	189	192	196	200	202
Luminosité collectée en pb^{-1}	157,6	25,8	76,4	83,3	40,3
nombre de WW attendus	2602	437	1316	1463	714
nombre de ZZ attendus	249	43	134	151	74
nombre de $q\bar{q}(\gamma)$ attendus	15 728	2478	6879	7129	3365

TAB. 3.2: *Luminosité collectée et nombre d'événements attendus pour les divers processus aux différentes énergies de collision.*

3.2 Présélections

Dans cette partie, je vais décrire les différentes sélections effectuées sur les traces afin de s'assurer d'une bonne qualité des trajectoires et des dépôts d'énergie dans les calorimètres.

Le programme de reconstruction de DELANA [68] détermine la quadri-impulsion des particules en utilisant les informations des divers sous-détecteurs. Un algorithme de reconstruction associe les morceaux de trace observés dans les divers sous-détecteurs (passage de TE (éléments de trace) aux TK (traces reconstruites)). A ce stade, plusieurs complications peuvent se produire : mauvais alignement relatif des détecteurs, zones mortes, diffusions multiples, interactions secondaires.

La trajectoire des particules chargées est décrite par les paramètres d'impact transverse R_ϕ et longitudinal R_z , les deux angles θ et ϕ , le rayon de courbure ρ ; ainsi que de la matrice de covariance entre ces cinq quantités.

Pour les particules neutres, on mesure l'énergie et la position dans les éléments des calorimètres. On rassemble les dépôts d'énergie d'une même trace en tenant compte des informations des divers modules de détection.

Diverses coupures standard de DELPHI ont été appliquées. La figure 3.1 représente les distributions de l'impulsion et de l'angle θ pour les particules neutres et chargées sélectionnées. La distribution des paramètres d'impact en R_ϕ et z des particules chargées est aussi montrée sur ces figures.

- Pour les traces chargées :
 - L'erreur sur l'impulsion doit être inférieure à la valeur de l'impulsion : $\Delta p / p \leq 1$
 - L'impulsion de la trace doit être supérieure à 200 MeV/c.
 - L'impulsion de la trace doit être inférieure à $0,9 E_{\text{faisceau}}$.
 - Le paramètre d'impact R_ϕ doit être inférieur à 4 cm.
 - Le paramètre d'impact $\frac{R_z}{\sin \theta}$ doit être inférieur à 10 cm.

Cette dernière condition permet d'éliminer les traces produites par les rayons cosmiques et par l'interaction entre le faisceau et les molécules du gaz contenu dans le tube à vide.

- Pour les traces neutres, un dépôt d'énergie minimum est exigé (de 200 à 400 MeV suivant le calorimètre) et le rapport de l'erreur sur l'énergie divisée par l'énergie doit être inférieur à un.

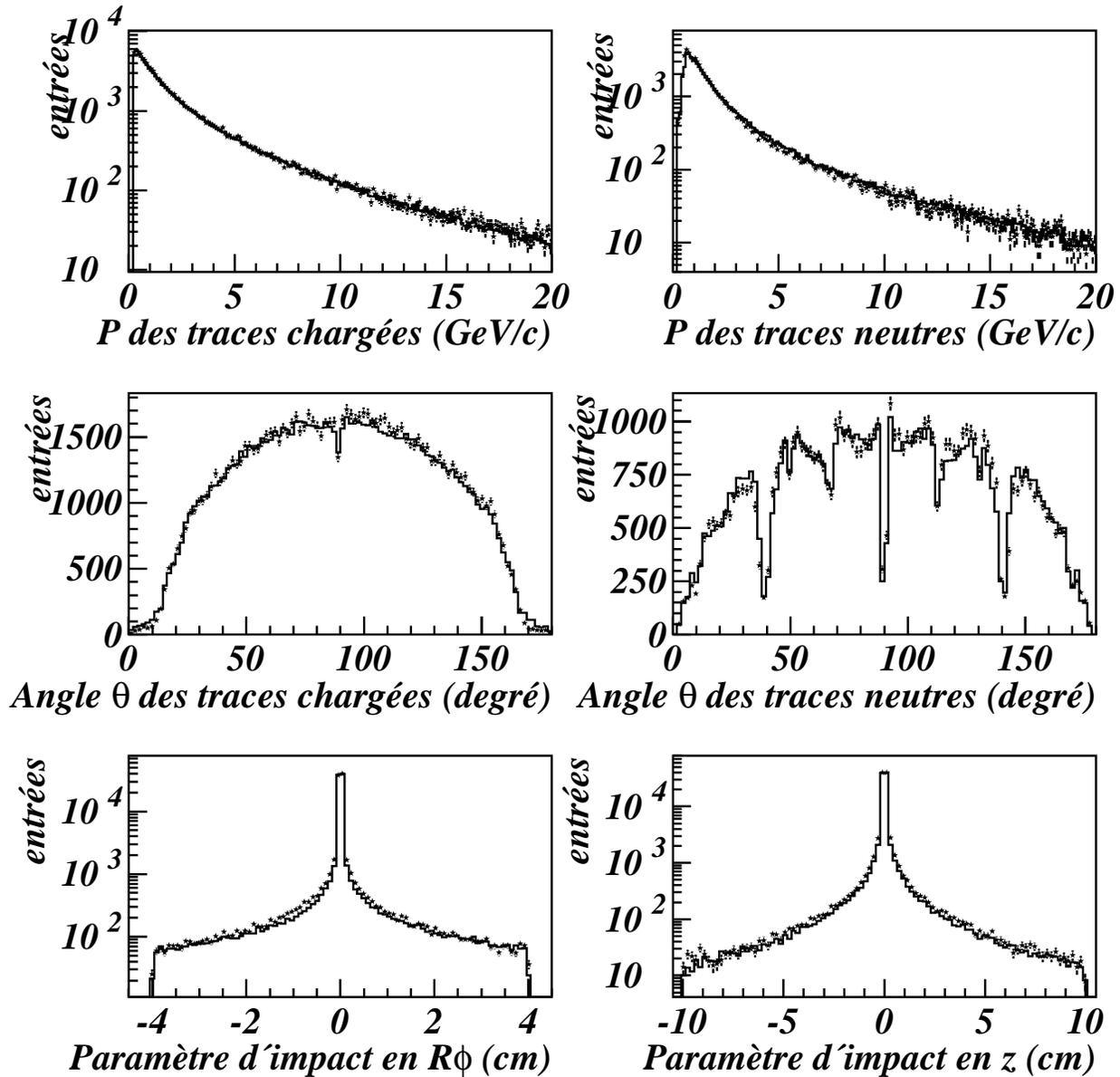


FIG. 3.1: Distributions réelles et simulées de l'impulsion et de l'angle θ des particules neutres et chargées sélectionnées à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Sur les deux figures du bas, nous avons représenté les distributions des paramètres d'impact $R\phi$ et en z pour les particules chargées.

3.3 Reconstruction des jets

Le but de la reconstruction des jets est d'associer les traces entre elles de manière à ce que les jets formés aient une quadri-impulsion la plus proche possible de celle des quarks initiaux. Les jets seront ensuite appariés en candidat W.

Le principe des algorithmes de reconstruction des jets est de calculer une distance d_{ij}

dépendant des quadri-impulsions des traces i et j . Les deux traces les plus proches sont ainsi regroupées pour former un nouvel objet dont la quadri-impulsion est la somme des quadri-impulsions des deux traces parentes.

Ce procédé est réitéré tant que la distance d_{ij} est inférieure à une distance critique choisie d_{cut} . On obtient ainsi un certain nombre de jets. De nombreuses définitions de “distance” sont possibles. Nous avons choisi celle proposée par l’algorithme *DURHAM* [69] :

$$d_{ij}^2 = 2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij}) \quad (3.1)$$

où E_i et E_j sont les énergies des particules i et j et θ_{ij} l’angle relatif entre les deux traces.

De plus, on définit les distances réduites : $y_{ij} = d_{ij}^2/E_{visible}^2$ et $y_{cut} = d_{cut}^2/E_{visible}^2$ où $E_{visible}$ correspond à l’énergie totale reconstruite.

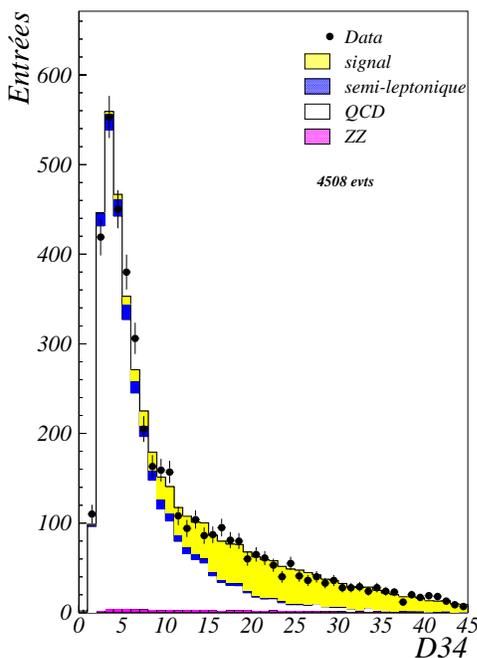


FIG. 3.2: *Distribution de la variable D34 à $\sqrt{s} = 189$ GeV après les coupures α .*

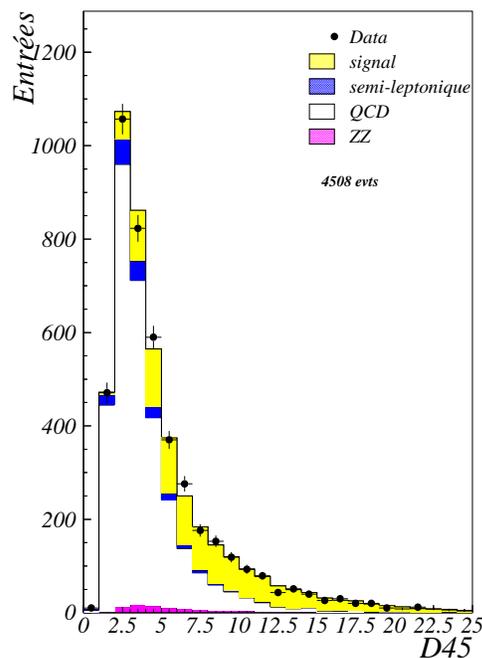


FIG. 3.3: *Distribution de la variable D45 à $\sqrt{s} = 189$ GeV après les coupures α .*

En forçant les événements en quatre jets, on peut également calculer la distance d_{ij} nécessaire dans chaque événement pour passer de 3 à 4 jets. La distribution de cette variable $D34$ est illustrée sur la figure 3.2 après les coupures α ¹. On constate que la composante due au bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ se concentre dans la zone des faibles valeurs de $D34$ tandis que le signal se trouve plutôt dans la zone des grands $D34$.

1. les coupures α : nombre de traces chargées sélectionnées $N_{ch} \geq 18$, énergie emportée par l’ensemble des particules chargées $\frac{E_{ch}}{\sqrt{s}} \geq 0,25$, énergie effective : $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} \geq 0,85$

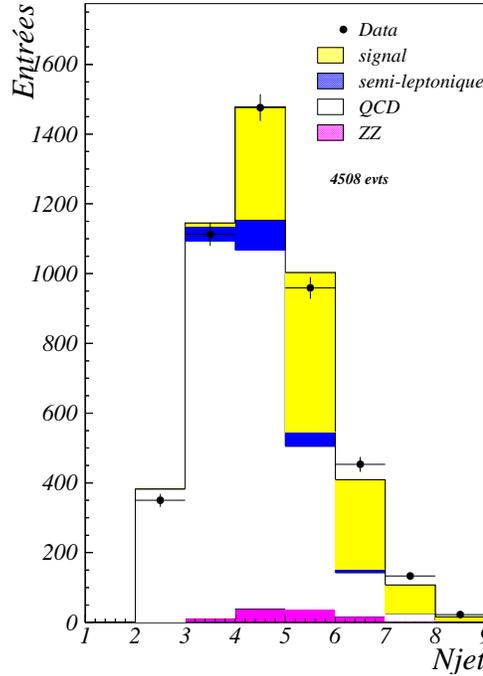


FIG. 3.4: Distributions réelle et simulées du nombre de jets reconstruits à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ après les coupures α .

En effet pour les événements $q\bar{q}(\gamma)$, la topologie est initialement de deux quarks. Les gluons sont le plus souvent émis à petit angle par rapport à la direction de ces quarks. Toutes les traces se trouvent ainsi suivant deux directions privilégiées : celle des deux quarks initiaux. Pour le signal par contre, les quatre quarks sont émis de manière plus isotrope.

En forçant les événements en cinq jets, on obtient de même la variable $D45$ qui fait passer pour un événement donné une topologie de 4 jets à une topologie de 5 jets (figure 3.3 après les coupures α).

Pour une valeur minimale de la distance réduite $y_{cut} = 0,001$, la distribution du nombre de jets reconstruits est illustrée sur la figure 3.4 après les coupures α .

Dans la suite de cette analyse, nous demandons au moins quatre jets reconstruits. Nous voyons d'après la figure 3.4 que cette coupure élimine essentiellement du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et semi-leptonique. Les événements sélectionnés sont ensuite tous forcés en quatre jets. Pour les événements qui ont une topologie de cinq jets (quand un gluon est rayonné à grand angle), nous perdons une partie de l'information. En effet, les particules qui peuvent potentiellement constituer un cinquième jet vont être distribuées entre deux jets. Ceux-ci ne seront pas nécessairement appariés pour former la quadri-impulsion du même W. Mais pour une topologie à cinq jets, dix

associations (2+3 jets) sont possibles et seulement trois (2+2 jets) pour une topologie à quatre jets. Nous n'avons en fait constaté aucune amélioration notable en distinguant quatre ou cinq jets en fonction de la topologie des événements, car le gain obtenu en reconstruisant correctement les événements en cinq jets est contrebalancé par une augmentation du nombre de combinaisons possibles. Dans toute la suite de cette étude, tous les événements sélectionnés seront forcés en quatre jets.

3.4 Energie effective

La radiation des photons dans l'état initial diminue l'énergie disponible dans le centre de masse e^+e^- . Or la connaissance de l'énergie disponible dans le centre de masse est très importante pour déterminer la masse du W. Pour cela, nous allons utiliser le programme standard *SPRIME* [70] de DELPHI.

Le rayonnement de photons dans l'état initial (ISR) a principalement lieu le long des faisceaux pour les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et leur énergie E_γ tend vers :

$$E_\gamma = \frac{(s - M_Z^2)}{2\sqrt{s}} \quad (3.2)$$

où M_Z est la masse du boson Z^0 et \sqrt{s} l'énergie totale de collision.

Une partie de ces événements constitue le *retour radiatif au Z^0* , car il y a émission d'un photon dur de telle manière que l'énergie disponible du système soit proche de la masse du Z^0 .

L'énergie effective $\sqrt{s'}$ est l'énergie réelle disponible dans le centre de masse pour la création d'une paire de W après l'émission des photons ISR. Pour déterminer l'énergie effective du centre de masse $\sqrt{s'}$, il faut mesurer ou estimer l'impulsion des photons ISR. Tout d'abord, on regroupe toutes les particules non assimilables à des photons ISR en deux jets avec l'algorithme DURHAM. Puis, on recherche les photons ISR détectés (énergie déposée supérieure à 10 GeV et critères d'isolation angulaire dans les calorimètres électromagnétiques). Dans un second temps, on ajoute un candidat photon ISR dont l'impulsion est suivant le faisceau afin de contrebalancer l'impulsion totale des jets.

Sur la figure 3.5, la distribution de l'énergie effective rapportée à l'énergie disponible ($\sqrt{s} = 189$ GeV) est présentée. On constate qu'elle est piquée pour $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} \approx 0,5$ qui correspond à une valeur de $\sqrt{s'}$ proche de la masse du boson Z^0 . Cette variable permet de rejeter efficacement les événements $q\bar{q}(\gamma)$ car le signal des paires WW est localisé à des valeurs de $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$ supérieures à 0,8.

3.5 Lien entre les jets reconstruits et les quarks générés dans la simulation PYTHIA

Pour les événements générés avec *PYTHIA*, nous pouvons connaître la filiation des deux W jusqu'aux traces reconstruites pour la plupart des particules. En effet,

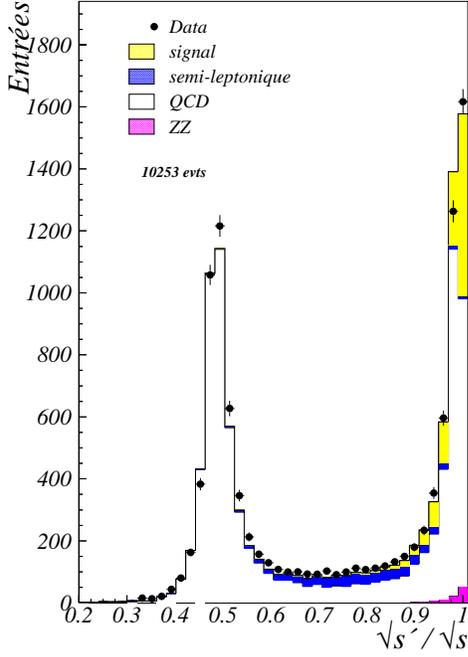


FIG. 3.5: Distribution de l'énergie effective $\sqrt{s'}$ rapportée à l'énergie totale $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ (coupure sur $\frac{E_{ch}}{\sqrt{s}} \geq 0,25$ seulement).

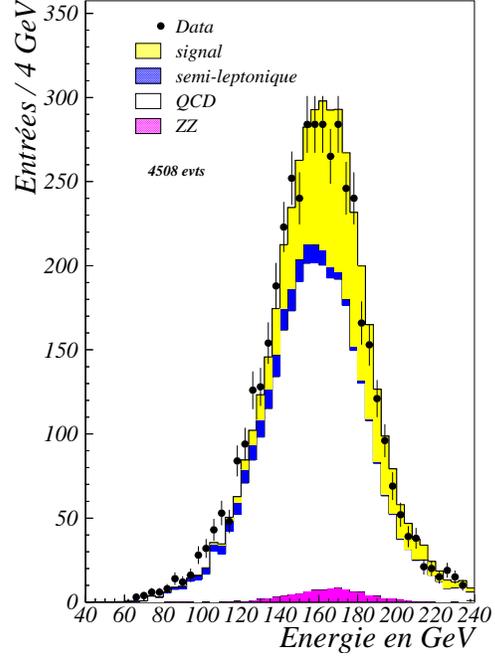


FIG. 3.6: Distribution de l'énergie totale après les coupures α

un lien subsiste entre les deux W et les particules finales avant reconstruction dans la simulation DELSIM du détecteur. Durant la phase de reconstruction, un certain nombre de liens sont perdus.

Afin de pouvoir assigner les quatre jets reconstruits aux quarks initiaux, nous avons étudié la proportion d'énergie associée au W^+ par rapport à l'énergie totale associée aux deux W pour chaque chacune des trois combinaisons possibles (avec quatre jets).

En comparant la différence en énergie (ρ_i) entre les W reconstruits pour chaque combinaison i , nous pouvons assigner chaque jet reconstruit avec le W généré (figure 3.7). La variable ρ_i est défini de la manière suivante :

$$\rho_i = \frac{E_{i1}^+ + E_{i2}^+}{E_{i1} + E_{i2}} - \frac{E_{i3}^+ + E_{i4}^+}{E_{i3} + E_{i4}} \quad (3.3)$$

où E_{ik} correspond à l'énergie du jet k pour la combinaison i et E_{ik}^+ est la somme des énergies des particules issues du W^+ pour ce même jet.

Avec cette méthode, on peut ainsi associer les quarks générés aux jets reconstruits seulement pour le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ simulé avec *PYTHIA*.

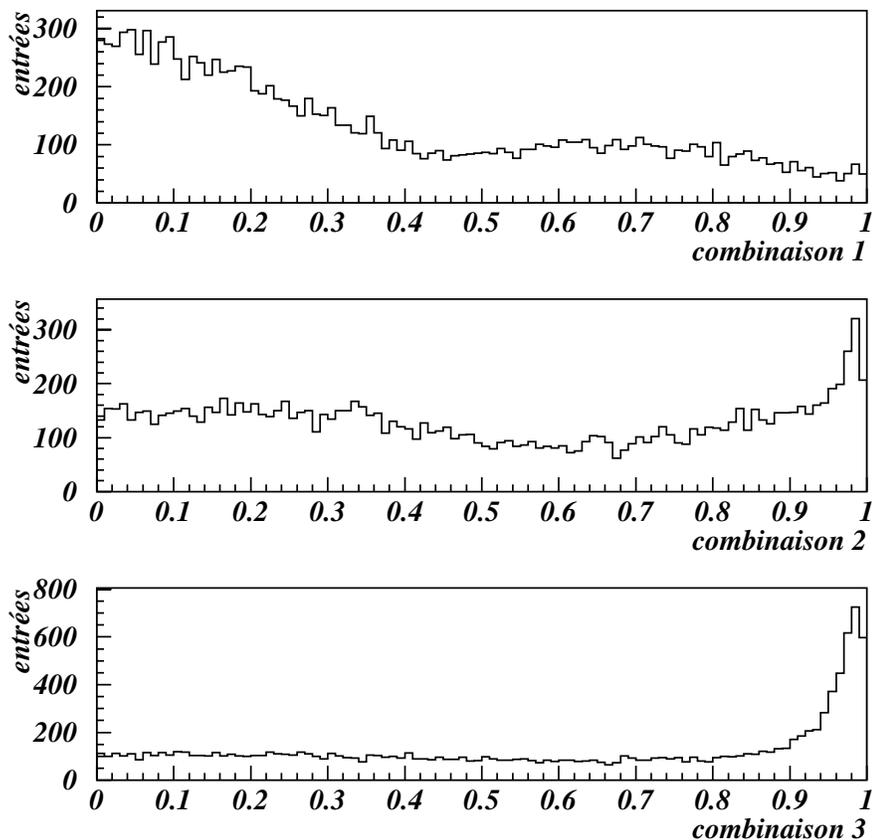


FIG. 3.7: Distribution de la variable $|\rho_i|$ pour les 3 combinaisons possibles. Pour chaque événement, on choisit toujours la valeur la plus grande de $|\rho_i|$ (combinaison 1 : jet 1- jet 2 et jet 3- jet 4 ; combinaison 2 : jet 1- jet 3 et jet 2- jet 4 ; combinaison 3 : jet 1- jet 4 et jet 2- jet 3). Les jets sont ordonnés par énergie décroissante : $E_{jet1} \geq E_{jet2} \geq E_{jet3} \geq E_{jet4}$.

3.6 Correction des jets par ajustement contraint

En considérant la distribution de l'énergie totale reconstruite (figure 3.6), on constate que la valeur moyenne se trouve proche de 160 GeV. L'énergie dans le centre de masse est ici de 189 GeV. Près de 20 % de l'énergie a donc été perdue. La résolution en énergie totale est environ de 30 GeV. Toutes les particules n'ont pas été reconstruites ou sélectionnées. Ces pertes sont dues principalement à l'efficacité et à l'acceptance du détecteur, mais également à la non-détection des photons ISR. De plus, la résolution sur l'énergie des traces neutres mesurées dans les calorimètres est moins bonne que pour les détecteurs de traces chargées.

On peut aussi comparer les distributions en impulsion et en angle polaire entre les jets reconstruits et les quarks générés. Pour les événements générés $e^+e^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, la distribution de l'impulsion du jet par rapport au quark et celle de l'angle θ du jet par rapport au quark sont représentées sur la figure 3.8 (figures hachurées du

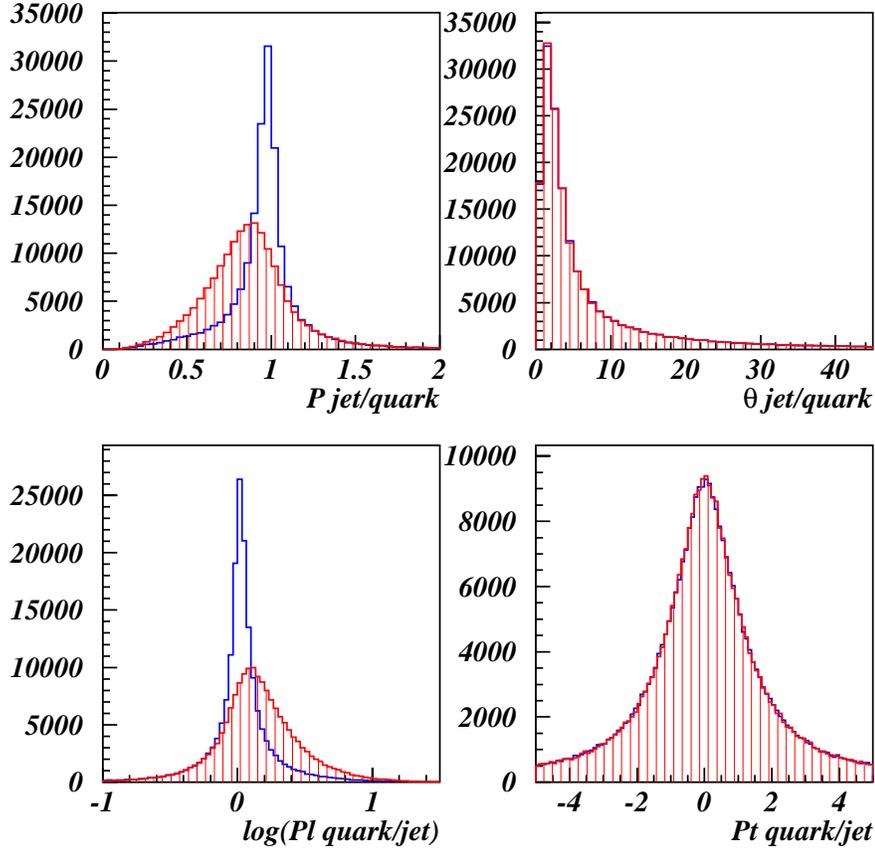


FIG. 3.8: Comparaison dans le Monte-Carlo PYTHIA $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4\text{jets}$ entre les quarks et les jets reconstruits avant (zone hachurée) et après (trait continu) ajustement contraint. On représente le rapport des impulsions, la différence angulaire θ , les composantes longitudinale et transverse de l'impulsion des quarks par rapport aux jets. L'ajustement a donc surtout une action sur l'impulsion longitudinale.

haut). On remarque que l'impulsion du jet est en moyenne inférieure à celle du quark.

Après avoir regroupé les traces en quatre jets, nous pouvons corriger la quadri-impulsion de ces jets. Nous utilisons un programme standard de DELPHI [71] qui impose les contraintes suivantes : l'impulsion totale doit être nulle et la somme des énergies des jets doit être égale au double de l'énergie du faisceau.

Dans le Monte-Carlo, nous connaissons l'impulsion des partons \vec{P}_j^b et celle reconstruite pour le jet \vec{P}_j^m ($j=1,4$).

Dans le repère orthonormé définie par les trois vecteurs $(\vec{P}_j^m, \vec{p}_j^b, \vec{p}_j^c)$ (\vec{p}_j^b et \vec{p}_j^c sont des vecteurs unitaires), on exprime le vecteur \vec{P}_j^b :

$$\vec{P}_j^p = e^{a_j} \vec{P}_j^m + b_j \vec{p}_j^b + c_j \vec{p}_j^c \quad (3.4)$$

De même, on multiplie l'énergie par un facteur d'échelle :

$$E_j^p = E_j^m \frac{|P_j^p|}{|P_j^m|} \quad (3.5)$$

où E_j^p est l'énergie du parton j et E_j^m l'énergie reconstruite du jet j correspondant.

Pour déterminer les paramètres a_j , b_j et c_j , nous avons comparé les distributions en impulsion entre les partons et les jets reconstruit (figures 3.8 du bas : courbes hachurées avant ajustement contraint). Les figures 3.9 et 3.10 illustrent les distributions du rapport de l'impulsion longitudinale entre le quark et le jet ainsi que l'impulsion transverse correspondante en fonction de l'angle polaire du jet. Le résolution en impulsion longitudinale se dégrade lorsque la direction du jet se rapproche de l'axe du faisceau.

Ainsi, en effectuant un ajustement sur les distributions des figures 3.9 et 3.10, on obtient les paramètres de départ suivant :

$$a_j = 0,2 \quad b_j = c_j = 0 \quad (3.6)$$

En supposant que les erreurs sur ces paramètres sont gaussiennes, on obtient les valeurs :

$$\Delta a_j = 0,26^2 \quad si \quad |\cos \theta_j| \leq 0,65 \quad (3.7)$$

$$\Delta a_j = (0,26 + 0,2(|\cos \theta_j| - 0,65))^2 \quad si \quad |\cos \theta_j| \geq 0,65 \quad (3.8)$$

$$\Delta b_j = \Delta c_j = 1 + \frac{2}{3}(0,9 - |\cos \theta_j|) \quad (3.9)$$

Nous allons ainsi, pour chaque événement, pouvoir ajuster les valeurs de a_j , b_j et c_j de chaque jet en imposant :

$$\sum_{j=1}^4 \vec{P}_j^p = \vec{0} \quad \sum_{j=1}^4 E_j^p - \sqrt{s} = 0 \quad (3.10)$$

Après avoir appliqué cet ajustement contraint, on remarque sur les figures 3.8 à 3.10 que les distributions des impulsions totale et longitudinale sont maintenant bien centrées de manière à ce que l'impulsion du quark soit approximativement égale à celle du jet. On a ainsi gagné un facteur deux sur la résolution en impulsion des jets. On remarque aussi que l'impulsion transverse est peu affectée par l'ajustement contraint.

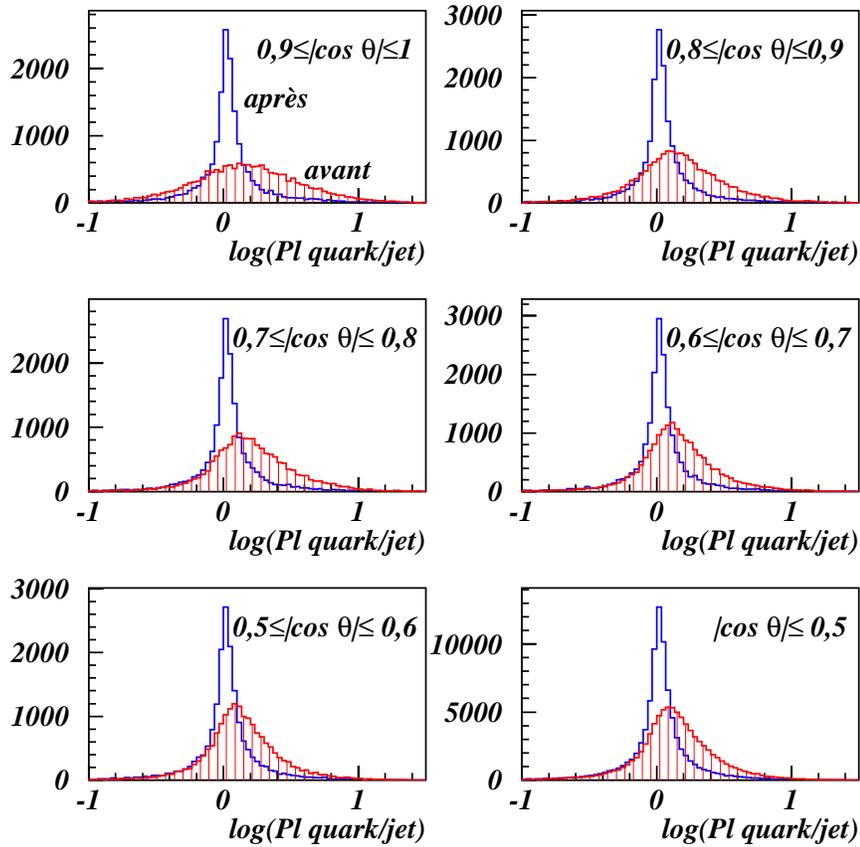


FIG. 3.9: Comparaison dans le Monte-Carlo PYTHIA $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4\text{jets}$ entre les quarks et les jets reconstruits avant (zone hachurée) et après (trait continu) ajustement contraint pour le rapport de l'impulsion longitudinale en fonction du $\cos \theta$ des jets reconstruits.

Sur les figures 3.11 à 3.14, on montre la distribution de la différence entre les énergies des jets après et avant ajustement contraint pour le lot d'événements sélectionnés final (les jets sont rangés par énergie décroissante: le jet 1 est le plus énergétique, le jet 4 est le moins énergétique). L'ajustement contraint a le même effet sur les données et sur la simulation.

Les différents critères de sélection sont présentés dans la section suivante.

3.7 Sélections finales

Avant d'effectuer la sélection finale, nous avons appliqué une présélection très conservative pour les paires de W hadroniques, mais qui élimine les processus photon-photon:

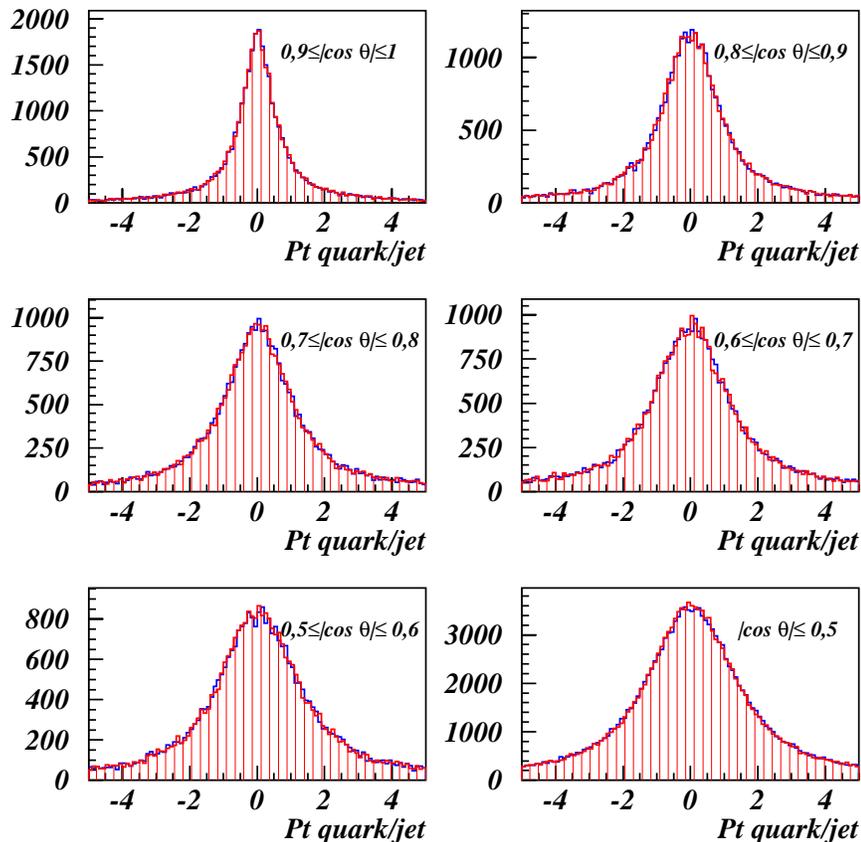


FIG. 3.10: Comparaison dans le Monte-Carlo PYTHIA $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4jets$ entre les partons et les jets reconstruits avant (zone hachurée) et après (trait continu) ajustement contraint pour le rapport de l'impulsion transverse en fonction du $\cos \theta$ des jets reconstruits.

- la multiplicité chargée doit être supérieure ou égale à 15;
- la somme des énergies des particules chargées doit être supérieure à $0,2 \sqrt{s}$ (en supposant la masse du pion pour les particules chargées).
- l'énergie effective $\sqrt{s'}$ doit être supérieure à $0,75 \sqrt{s}$. Cette coupure élimine plus de la moitié des événements $q\bar{q}(\gamma)$ (figure 3.5).
- le nombre de jets doit être supérieur ou égal à 4.

La distribution en multiplicité chargée après ces coupures, notées A, est représentée sur la figure 3.15.

Pour la sélection finale, on utilise aussi une quantité Y_{jet} , la poussée et la sphéricité :

- La variable Y_{jet} est le produit de la distance minimale D34 qui fait passer le nombre de jets de 3 à 4, multiplié par le nombre total de traces dans le jet, parmi les quatre, de plus faible multiplicité.
- la poussée T est une variable topologique qui caractérise la colinéarité de

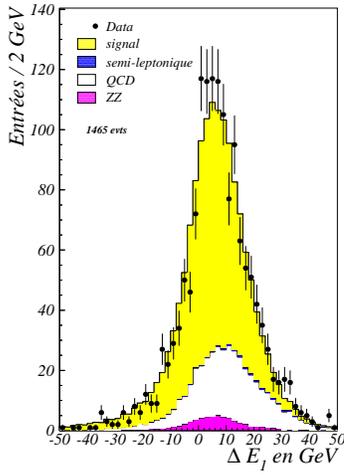


FIG. 3.11: Différence entre l'énergie du jet 1 après et avant ajustement contraint.

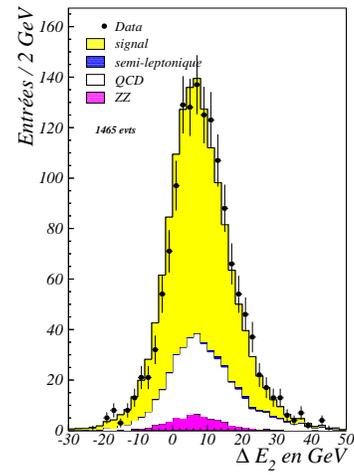


FIG. 3.12: Différence entre l'énergie du jet 2 après et avant ajustement contraint.

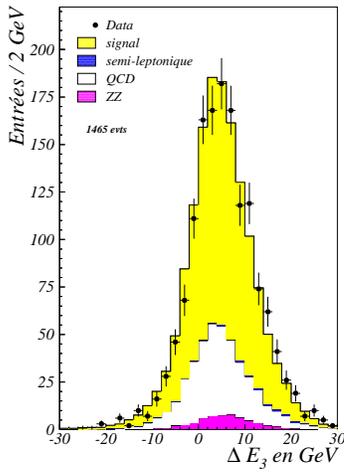


FIG. 3.13: Différence entre l'énergie du jet 3 après et avant ajustement contraint.

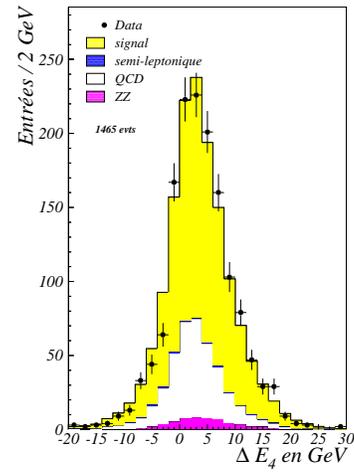


FIG. 3.14: Différence entre l'énergie du jet 4 après et avant ajustement contraint.

l'événement :

$$T = \max \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (3.11)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire qui maximise cette quantité et \vec{p}_i l'impulsion vectorielle des particules. T vaut 1 si l'événement est caractérisé par seulement deux jets colinéaires et 0,5 si l'événement est isotrope.

- la sphéricité S définit aussi la topologie de l'événement : S est nulle si la topologie de l'événement est à deux jets colinéaires et S vaut 1 pour un événement isotrope.

Le tenseur de la sphéricité $S^{\alpha\beta}$ est caractérisé de manière suivante :

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha \cdot p_i^\beta}{\sum_i |p_i|^2} \quad (3.12)$$

Les sélections finales sont résumées ci-dessous :

- nombre de traces chargées sélectionnées : $N_{ch} \geq 18$
- somme des énergies des particules chargées $\frac{E_{ch}}{\sqrt{s}} \geq 0,25$
- énergie effective : $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} \geq 0,85$
- Nombre de jets ≥ 4 en utilisant une distance réduite $y_{cut} = 0,001$
- $Y_{jet} \geq 50$
- sphéricité supérieure à 0,1
- poussée inférieure à 0,9

Après toutes ces sélections, nous obtenons les résultats du tableau 3.3 pour les données collectées en 1998 :

Sélections	WW_{4q}	WW_{sem}	ZZ	$q\bar{q}(\gamma)$	Total MC	données	figure
A: Présélections	1163,0	320,8	116,9	2012,2	3612,9	3643	3.15
B: A + $N_{ch} \geq 18$	1159,7	270,0	111,3	1912,5	3453,5	3489	3.16
C: B + $\frac{E_{ch}}{\sqrt{s}} \geq 0,25$	1157,0	266,6	109,6	1876,1	3409,2	3440	3.17
D: C + $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}} \geq 0,85$	1134,5	139,3	100,6	1661,7	3036,1	3044	3.18
E: D + $Y_{jet} \geq 50$	1084,5	19,5	71,6	767,9	1943,6	1927	3.15
F: E + sphéricité $\geq 0,1$	1049,4	13,1	66,1	450,9	1579,5	1572	3.19
G: F + poussée $\leq 0,9$	1033,1	12,8	62,2	369,6	1477,7	1465	3.20

TAB. 3.3: *Nombres d'événements retenus après les différentes sélections à $\sqrt{s} = 189$ GeV.*

Chaque distribution est illustrée sur une des figures (3.15 à 3.20) avant d'effectuer une sélection sur cette variable. Nous allons détailler les effets des différentes coupures :

- La coupure sur la multiplicité chargée N_{ch} élimine principalement les interactions photon-photon, les événements semi-leptonique et $q\bar{q}(\gamma)$ qui sont caractérisés par une multiplicité assez faible.
- La coupure sur la somme des énergies des particules chargées E_{ch} réduit un peu plus le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$.
- La coupure sur l'énergie effective permet de supprimer des événements $q\bar{q}(\gamma)$ ainsi que des W semi-leptoniques pour lesquels $\sqrt{s'}$ est plus faible à cause de l'émission d'un neutrino.
- La variable Y_{jet} permet d'éliminer une grande partie de tous les bruits de fond. Elle tient compte du nombre de particules dans le jet de moindre multiplicité et de la distance nécessaire pour transformer un événement de trois jets en quatre jets. Pour les topologies à deux ou trois jets ($q\bar{q}(\gamma)$ et W semi-leptonique), la valeur de cette variable sera donc plus petite.

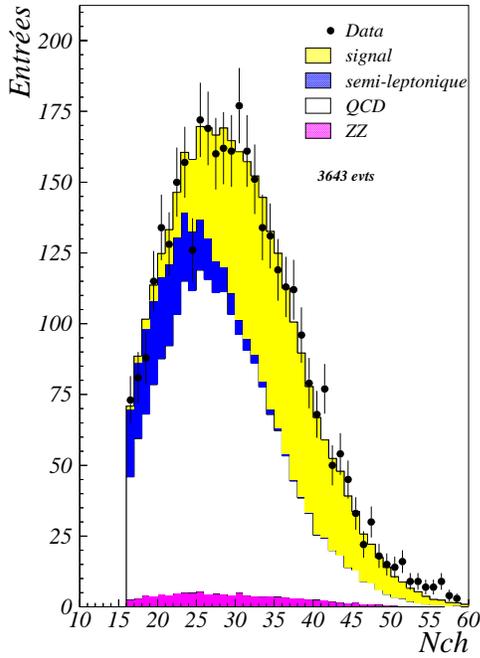


FIG. 3.15: Distribution du nombre de traces chargées après la coupure A.

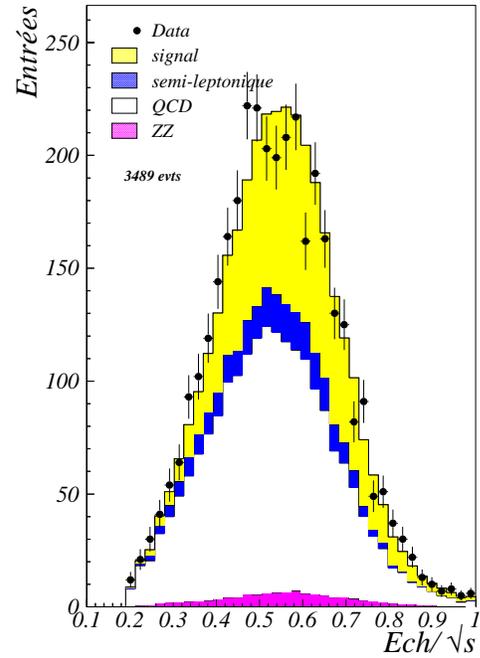


FIG. 3.16: Distribution de l'énergie chargée après la coupure B.

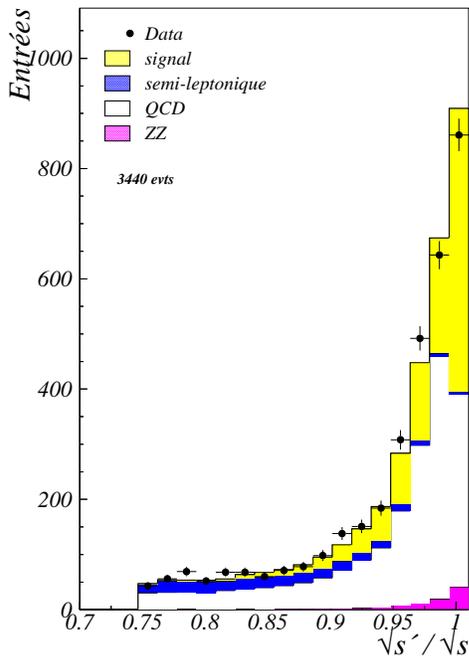


FIG. 3.17: Distribution de l'énergie effective $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$ après la coupure C.

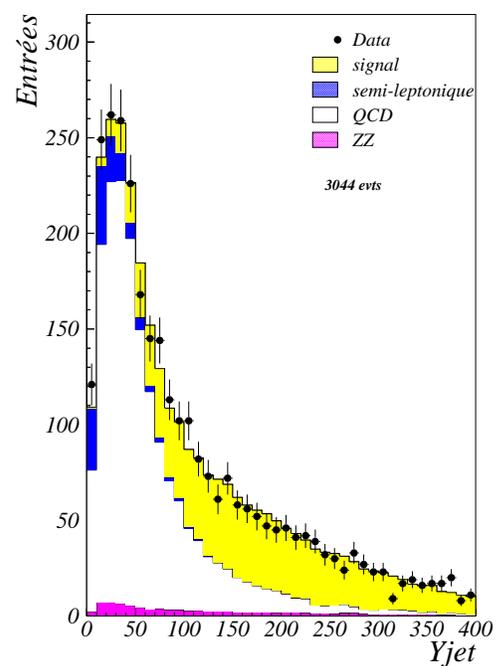


FIG. 3.18: Distribution de la variable Y_{jet} après la coupure D.

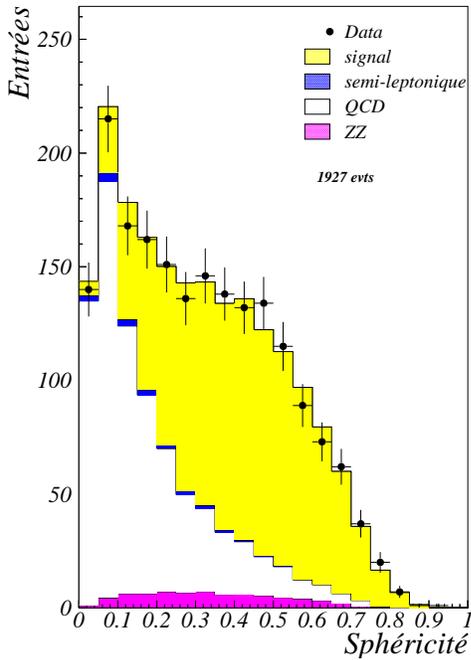


FIG. 3.19: Distribution de la sphéricité après la coupure E.

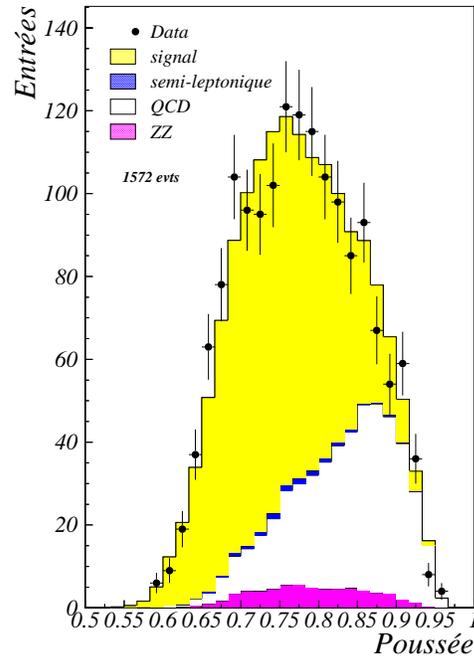


FIG. 3.20: Distribution de la poussée après la coupure F.

- La sphéricité et la poussée permettent surtout de supprimer les événements dont la topologie est caractérisée par deux jets.

Avant d'exposer les résultats aux autres énergies, nous allons définir la pureté et l'efficacité.

La pureté est le rapport entre le nombre d'événements W hadroniques sélectionnés sur le nombre total d'événements sélectionnés.

L'efficacité est le rapport entre le nombre d'événements W hadroniques sélectionnés sur le nombre total d'événements W hadroniques générés dans la simulation.

Après toutes ces sélections, nous obtenons les résultats du tableau 3.4 :

Energie \sqrt{s} en GeV	189	192	196	200	202
Nombre de données réelles sélectionnées	1465	254	725	751	369
Nombre de données MC sélectionnées	1477,7	239,0	714,7	779,7	373,5
Pureté	0,699	0,724	0,725	0,730	0,740
Efficacité	0,873	0,870	0,864	0,855	0,851

TAB. 3.4: Le nombre d'événements (données et MC), la pureté ainsi que l'efficacité en fonction des différentes énergies de collision \sqrt{s} .

La pureté augmente légèrement avec l'énergie de collision (le fond $q\bar{q}(\gamma)$ diminue).

L'efficacité de sélection des paires de W hadroniques est de 85 à 87 %.

En analysant le tableau 3.4, on remarque que le nombre total d'événements sélectionnés dans les données est en bon accord avec la somme des contributions des différentes simulations Monte Carlo. On retrouve le même comportement au niveau des contributions individuelles (tableau 3.3).

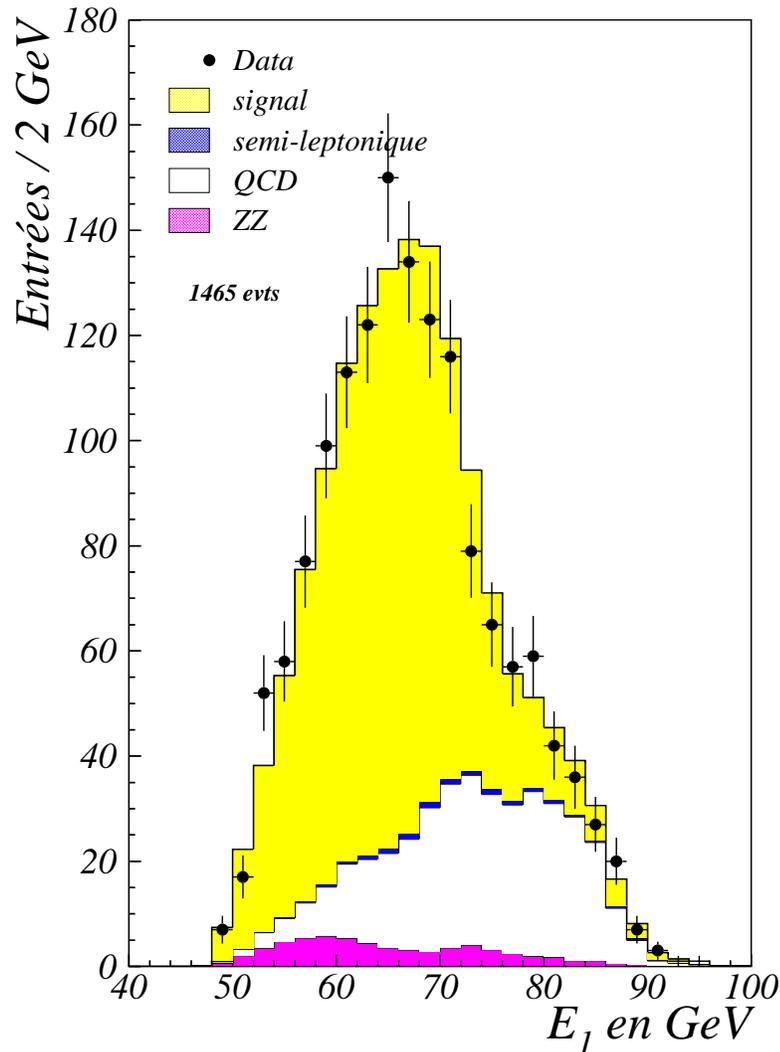


FIG. 3.21: *Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique après toutes les sélections à 189 GeV*

Les distributions de l'énergie du jet le plus énergétique sont représentées sur les figures 3.21 à 3.25 pour les différentes énergies de collision. On remarque un bon accord entre les données et le Monte Carlo à 189 et à 200 GeV. En revanche, pour les autres énergies de collision, on constate un petit désaccord. Après appariement des jets deux par deux, les conséquences de ce désaccord vont diminuer.

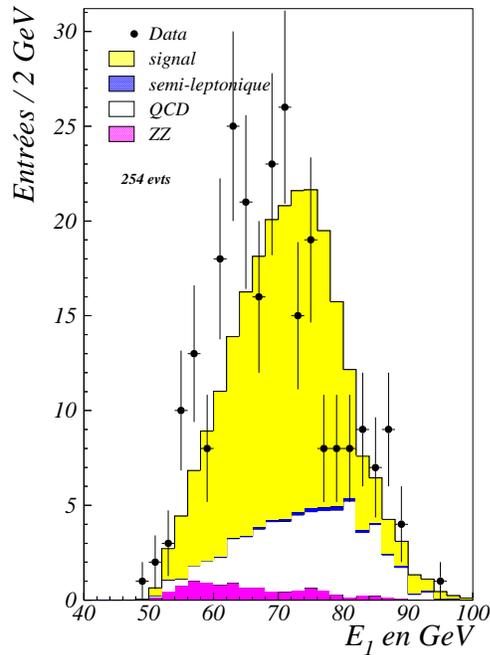


FIG. 3.22: Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique après toutes les sélections à 192 GeV.

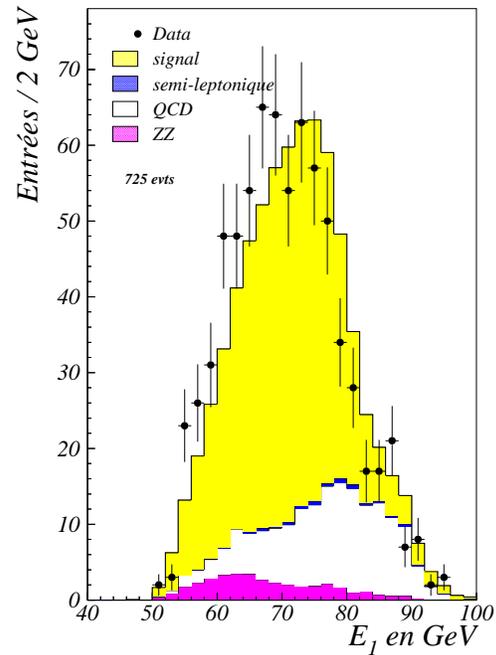


FIG. 3.23: Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique après toutes les sélections à 196 GeV.

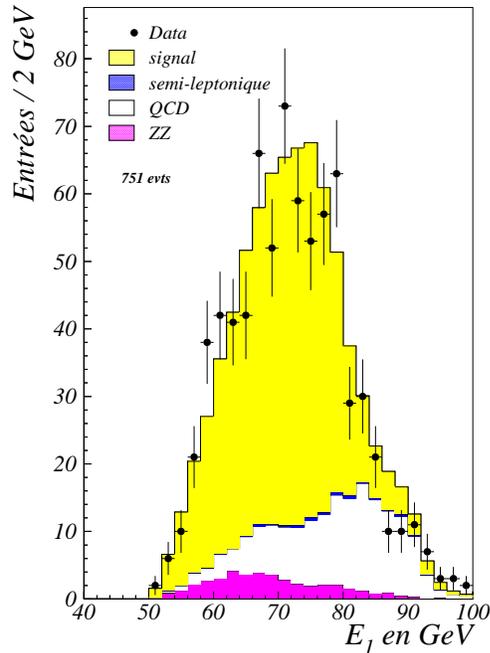


FIG. 3.24: Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique après toutes les sélections à 200 GeV.

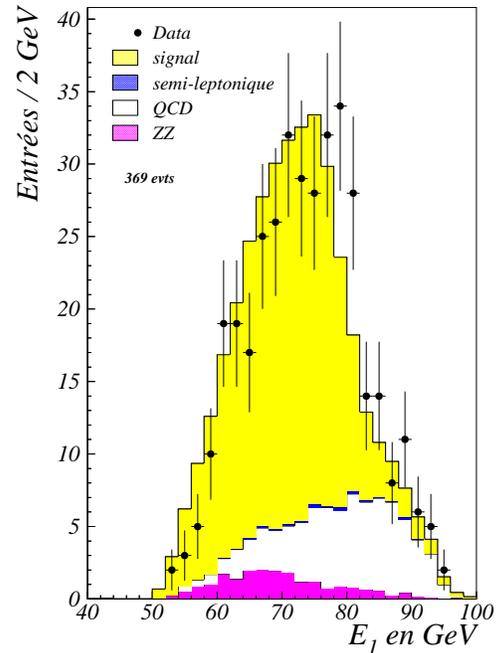


FIG. 3.25: Distribution de l'énergie du jet le plus énergétique après toutes les sélections à 202 GeV.

3.8 Etude des données au Z^0

A différentes périodes de la prise de données, on a fait fonctionner le LEP à l'énergie de production du Z^0 ($\sqrt{s} = 91$ GeV) de manière à pouvoir aligner et calibrer les détecteurs. Les données réelles ont ainsi été mises à profit pour estimer les résolutions en énergie et en angle des jets, et pour comparer ces résolutions avec celles fournies par la simulation. Les différences éventuelles permettent alors de corriger la simulation aux énergies de collision étudiées à LEP2.

Après une sélection sur la multiplicité et l'énergie chargées, tous les événements retenus sont forcés en deux jets. Les figures indiquées ci-dessous ont été obtenues pour les données de 1998, mais la même étude a été menée pour les événements collectés durant l'année 1999.

Sur la figure 3.26, on a représenté les distributions en énergie des jets et leur différence angulaire pour les données collectées au Z^0 . On constate un relativement bon accord entre les données réelles et la simulation.

Nous allons maintenant étudier plus en détail ces différentes distributions.

3.8.1 Energie moyenne et résolution en énergie

La distribution de l'énergie de chaque jet en fonction de l'angle polaire θ met en évidence la moins bonne acceptance du détecteur dans les bouchons (figures 3.27 gauches). On constate un léger désaccord de ± 1 % sur l'énergie des jets entre les données et la simulation. Nous allons donc appliquer une correction sur l'énergie des jets simulés en la multipliant par le rapport indiqué sur la figure 3.27 (en haut à droite) pour chaque valeur de l'angle θ .

La distribution sur la résolution en énergie σ_E (figures 3.27 du bas) indique que celle des données est dégradée par rapport à la simulation d'un facteur 1,03, mais sans dépendance angulaire.

Cela revient à ajouter une dispersion supplémentaire sur l'énergie des jets simulés (avant ajustement contraint) qui vaut :

$$\begin{aligned} - \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)_{corr} &= 0,050 \pm 0,004 \text{ en 1998} \\ - \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)_{corr} &= 0,062 \pm 0,003 \text{ en 1999} \end{aligned}$$

3.8.2 Résolutions angulaires

Sur les figures 3.28, on constate que les distributions en résolution angulaire sont bien décrites par le Monte Carlo, si ce n'est une légère dégradation en moyenne dans les données réelles. La différence donnée-simulation observée doit être réduite d'un facteur $\sqrt{2}$ afin de tenir compte de la dispersion des deux jets. En effet, nous voulons appliquer cette correction à chaque jet séparément.

Le tableau 3.5 résume les dispersions angulaires que nous avons ajouté dans la simulation (avant ajustement contraint) afin d'avoir un meilleur accord entre les données et la simulation.

Année	$\Delta\theta$ en mrad	$\Delta\phi \sin \theta_{jet}$ en mrad
1998	14 ± 1	11 ± 1
1999	13 ± 1	11 ± 1

TAB. 3.5: *Corrections angulaires appliquées à chaque jet*

Toutes ces corrections ont été appliquées au Monte Carlo. Nous étudierons dans le chapitre consacré aux erreurs systématiques l'influence de ces corrections.

$Z^0 \rightarrow 2\text{jets}$ 1998

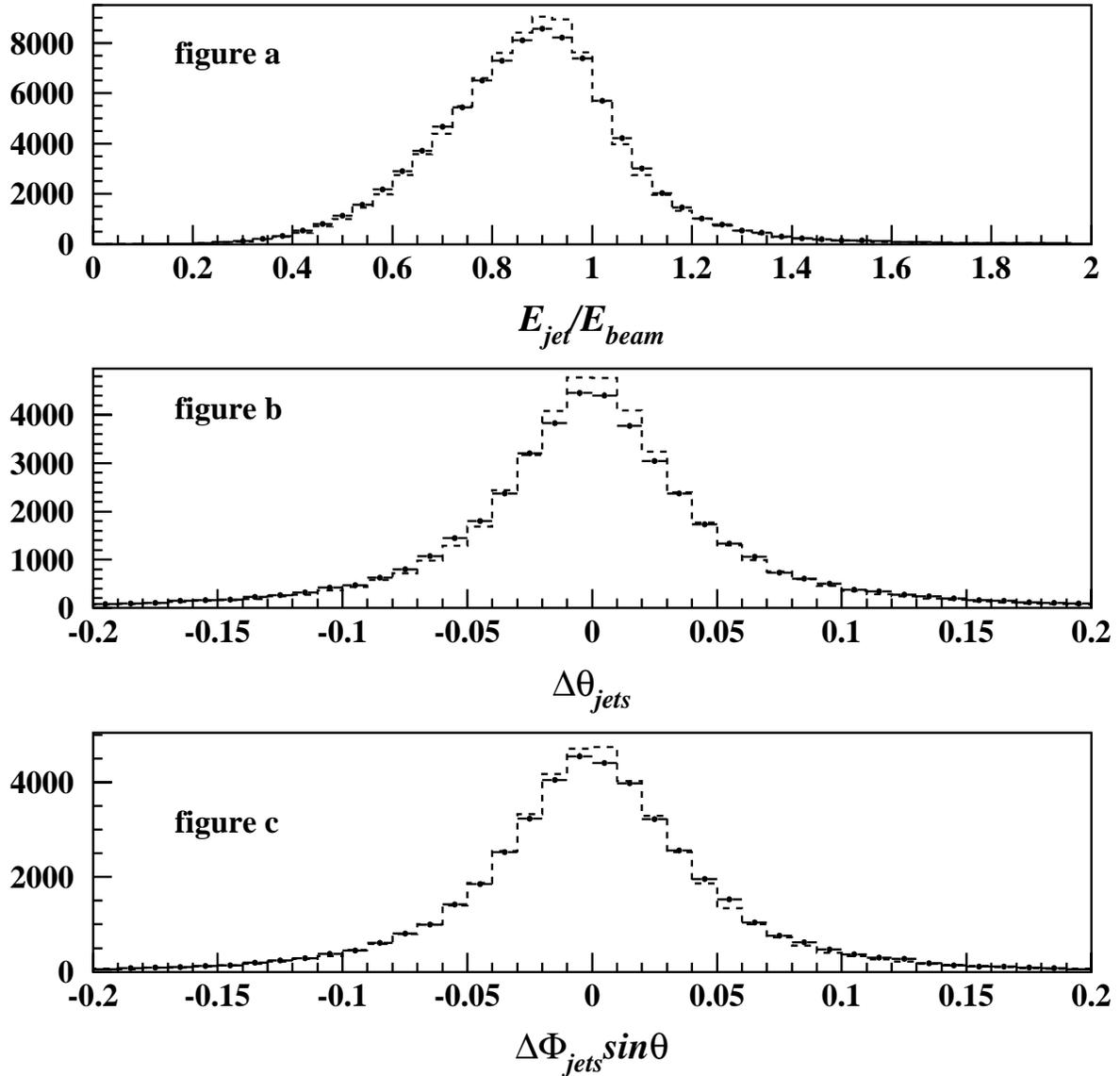


FIG. 3.26: On représente sur la figure a la distribution du rapport de l'énergie du jet sur l'énergie du faisceau; sur la figure b, la différence en angle θ entre les deux jets et sur figure c, la différence en angle $\phi \sin\theta$ entre les deux jets. Les points correspondent aux données tandis que les traits en tirets correspondent à la simulation.

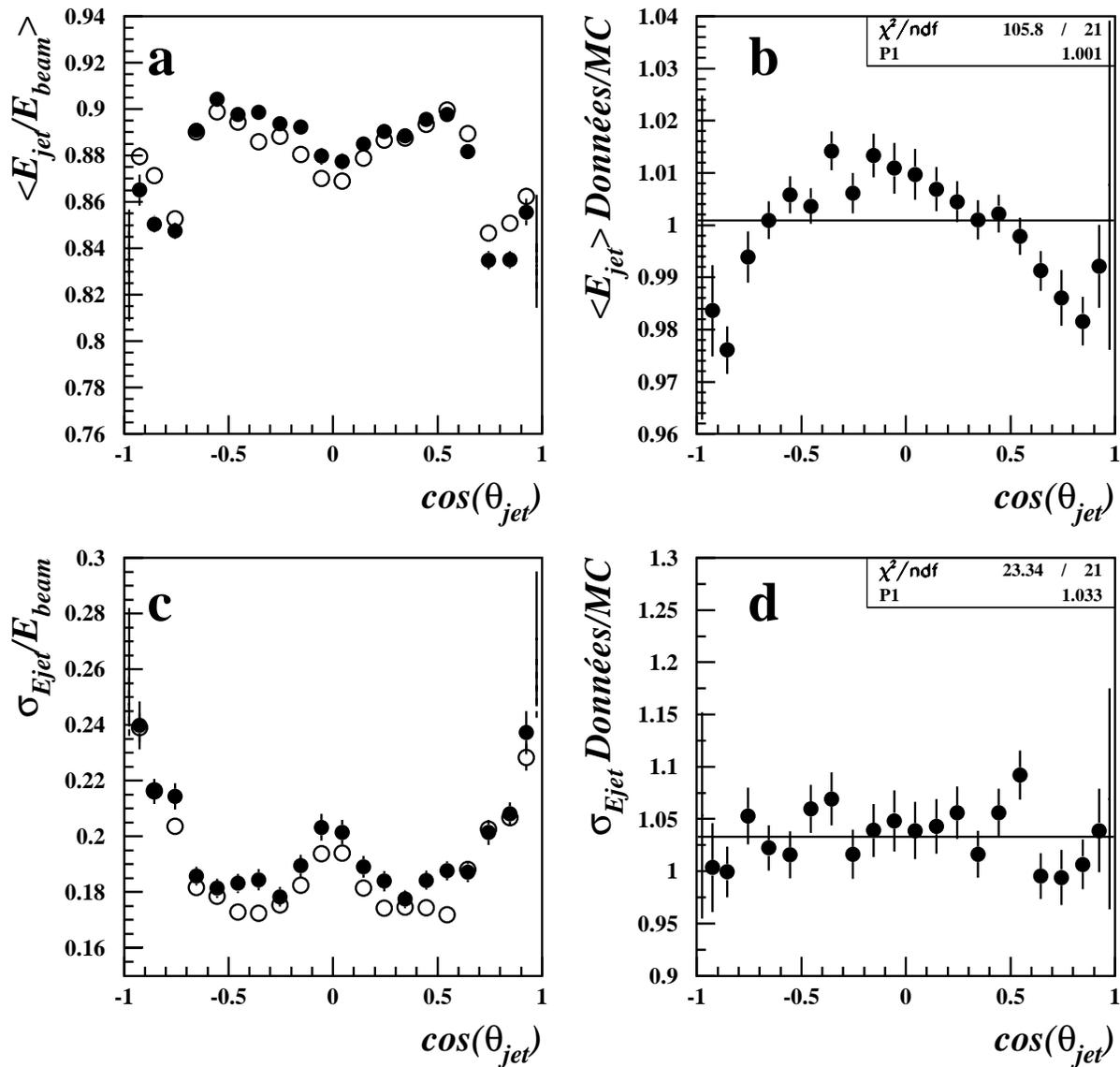
$Z^0 \rightarrow 2\text{jets en 1998}$ 

FIG. 3.27: Les deux distributions a et b représentent l'énergie relative du jet en fonction de leur angle pour les données (points) et la simulation (petits cercles); les deux distributions c et d représentent les résolutions en énergie correspondantes. Les figures b et d représentent le rapport observé entre les données et la simulation.

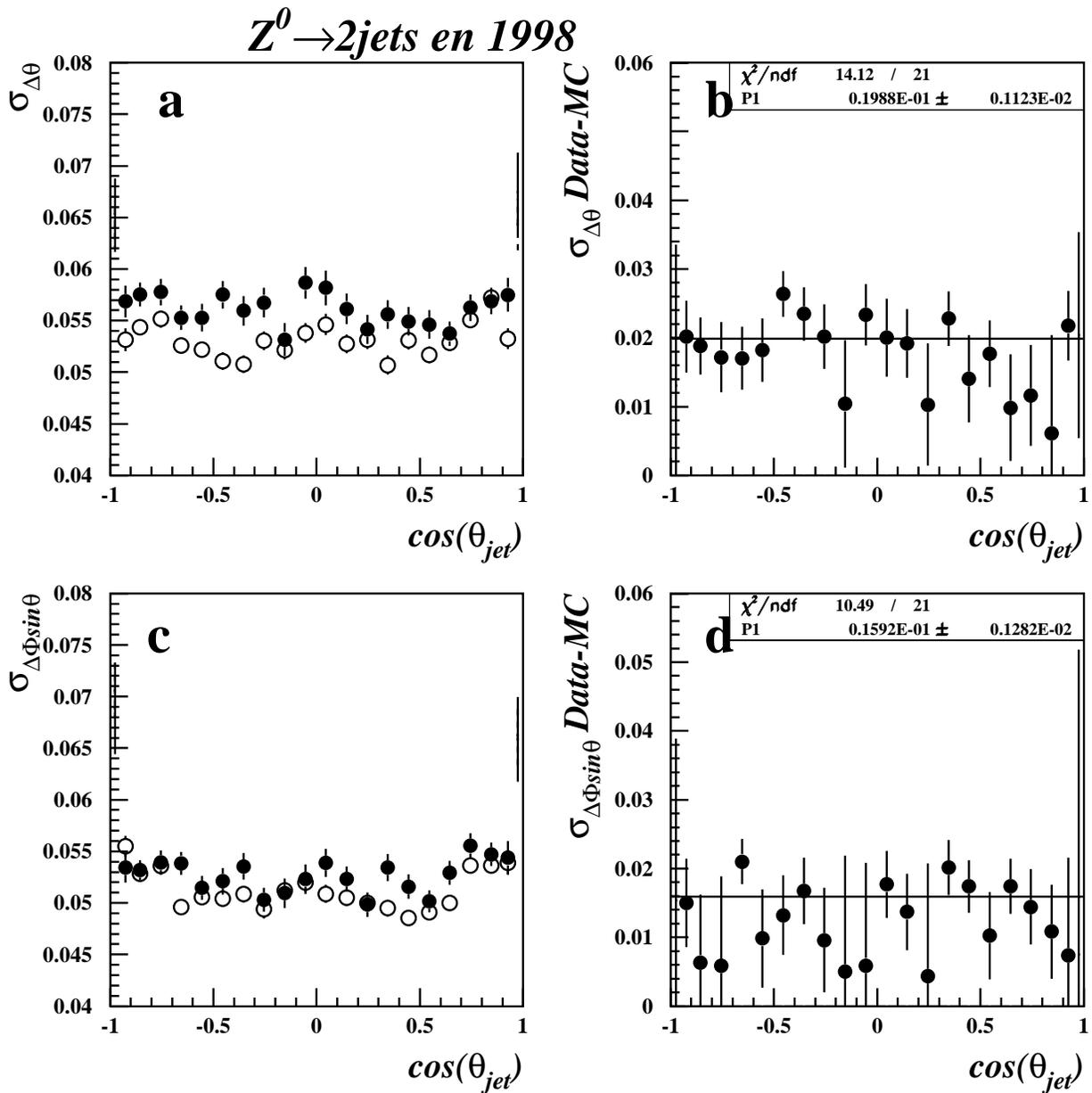


FIG. 3.28: Sur les figures a et c : comparaison des résolutions en angles θ et ϕ pour les données (points) et la simulation (cercle ouvert). Sur les figures b et d : différence des résolutions observées entre les données et la simulation en fonction de l'angle polaire.

Chapitre 4.

Appariement des jets

Le nombre d'événements sélectionnés est constitué d'environ 72 % de signal, c'est-à-dire des paires de W purement hadroniques, et de bruit de fond. Ce dernier est principalement composé d'événements $q\bar{q}(\gamma)$, de paires de Z et de paires de W semi-leptoniques. Nous avons imposé une reconstruction des événements en quatre jets pour n'avoir que trois combinaisons possibles dans chaque événement. Il s'agit maintenant d'associer les jets deux par deux pour pouvoir déterminer la quadri-impulsion des W reconstruits, puis de mesurer leur masse.

Comme les jets sont classés par énergie décroissante ($E_1 > E_2 > E_3 > E_4$), les trois combinaisons possibles sont : (1-2 ; 3-4), (1-3 ; 2-4) et (1-4 ; 2-3). Nous avons vu qu'en moyenne la combinaison la plus probable est la troisième, c'est-à-dire celle qui associe le jet le plus énergétique avec le jet le moins énergétique (et les deux autres jets ensemble).

Pour chaque combinaison, nous avons deux masses jet-jet M_1 et M_2 . Nous allons remplacer ces variables par la masse moyenne M_W et la différence de masse ΔM_W définis de la manière suivante :

$$M_W = \frac{M_1 + M_2}{2} \quad \Delta M_W = |M_1 - M_2| \quad (4.1)$$

Nous nous limiterons dans notre étude entre les bornes suivantes :

$$0 \leq \Delta M_W \leq 100 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad 50 \leq M_W \leq 100 \text{ GeV}/c^2$$

en choisissant un pavage de $1 \text{ GeV}/c^2$ en masse moyenne et de $4 \text{ GeV}/c^2$ en différence de masse.

Afin de réduire le bruit de fond combinatoire, nous avons décidé de choisir une seule parmi les trois combinaisons possibles. Les sections suivantes vont illustrer notre procédure : tout d'abord, nous allons présenter les Monte-Carlo utilisés, puis nous définirons le signal et finalement nous choisirons une combinaison.

4.1 Monte-Carlo utilisés

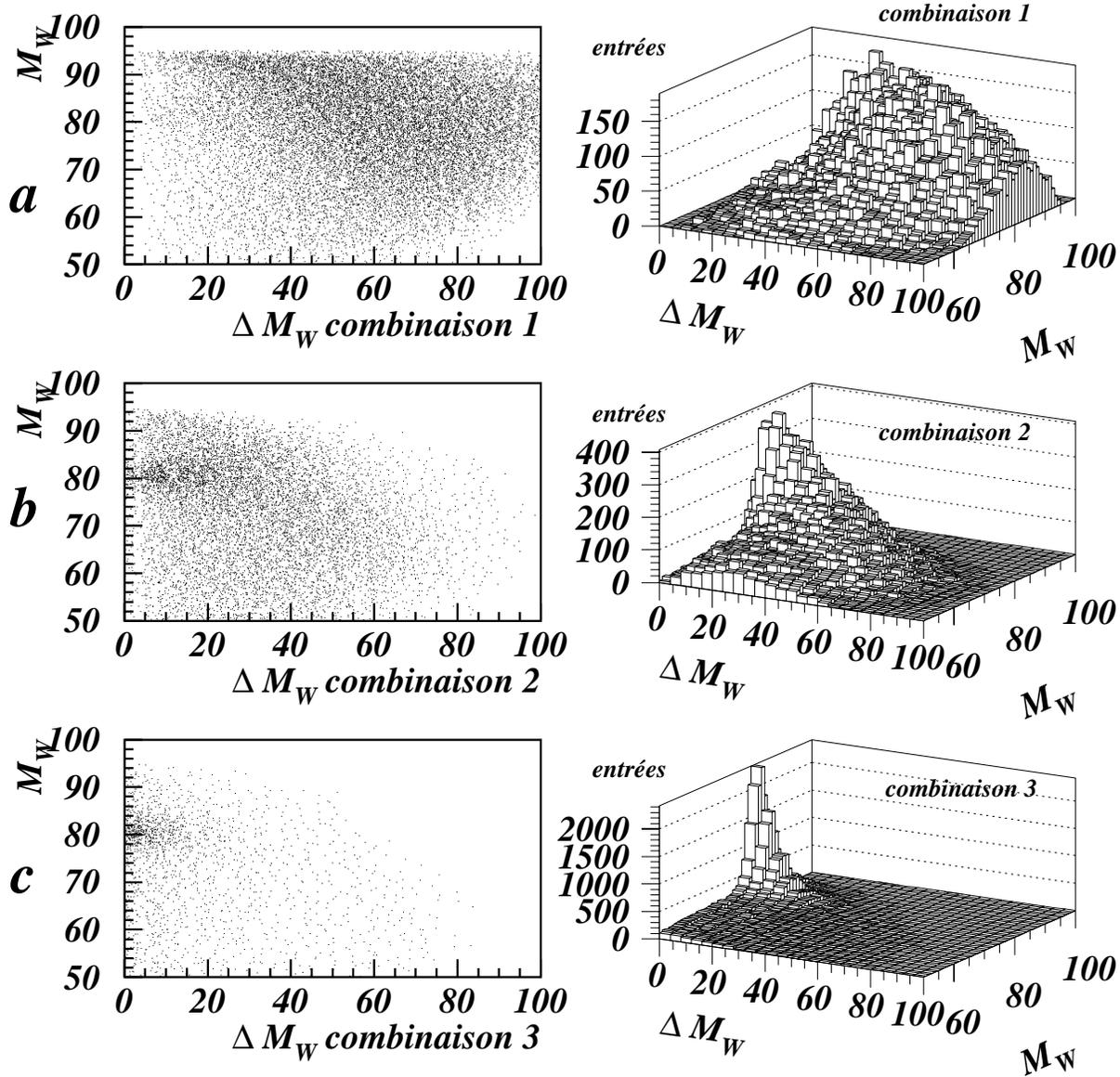


FIG. 4.1: Distribution pour la composante $e^+e^- \rightarrow 4q$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ de la masse moyenne en fonction de la différence de masse (en GeV/c^2) pour les trois combinaisons (la figure de gauche est la projection de la figure de droite)

Pour distinguer le signal du bruit de fond, nous allons utiliser les lots d'événements simulés suivants :

a) La composante $e^+e^- \rightarrow 4q$ simulée avec *EXCALIBUR*

Cette contribution contient tous les états finaux possibles en quatre quarks. Elle inclut donc ceux produits par une création de paire de W ou de Z. Elle tient compte des effets d'interférence entre les divers processus. Dans notre étude, nous allons aussi

utiliser la composante totale (semileptonique + hadronique) avec quatre fermions dans l'état final $e^+e^- \rightarrow 4f$. Il n'y a environ que 0,1 % d'événements semileptoniques sélectionnés dans la simulation $e^+e^- \rightarrow 4f$. La figure 4.1 illustre la distribution de la masse moyenne en fonction de la différence de masse pour les trois combinaisons de $e^+e^- \rightarrow 4q$ en supposant une masse de $M_W = 80,35 \text{ GeV}/c^2$. On remarque que la troisième combinaison contribue le plus à la détermination de la masse (elle est très piquée dans la zone où la masse moyenne est proche de $80 \text{ GeV}/c^2$).

b) La composante $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow 4q$ simulée avec *PYTHIA*

Pour le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ quarks, nous montrons de même les différentes combinaisons sur la figure 4.2. On notera l'accumulation d'événements pour les seconde et troisième combinaisons au voisinage de la masse du Z .

c) La composante $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q$ simulée avec *PYTHIA*

Pour la composante $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ quarks, nous pouvons associer chaque quark à son W parent et donc sélectionner la bonne combinaison parmi les trois combinaisons possibles. Nous avons représenté sur la figure 4.3 les distributions des bonnes combinaison et sur la figure 4.4 celle des mauvaises combinaisons en fonction du choix d'appariement des jets.

4.2 Signal

Nous pouvons maintenant définir le signal pour chaque combinaison séparément :

$$N_{\text{SIGNAL}} = N_{ee \rightarrow 4q} - N_{ee \rightarrow ZZ} - N_{ee \rightarrow WW}^{\text{bad}} \quad (4.2)$$

où $N_{ee \rightarrow 4q}$ représente le nombre d'événements générés par *EXCALIBUR* dont l'état final est à quatre quarks ; $N_{ee \rightarrow ZZ}$ représente la contribution des paires de Z dont l'état final est aussi constitué de quatre quarks ; $N_{ee \rightarrow WW}^{\text{bad}}$ représente les combinaisons issues d'un mauvais choix d'appariement avec le Monte Carlo *PYTHIA*. Les événements générés avec *EXCALIBUR* et *PYTHIA* sont normalisés en tenant compte des sections efficaces respectives.

D'après les caractéristiques fournies par les distributions précédentes, on peut conclure que les trois combinaisons ne fournissent pas la même information. On pourrait ainsi pondérer chaque combinaison. Pour choisir la combinaison, nous allons construire une matrice de choix basée sur les prédictions du Monte-Carlo.

Une étude complémentaire nous a montré qu'une bonne option était de ne garder qu'une seule combinaison. En effet, le fait de garder les trois combinaisons et de les pondérer ne nous améliore pas sensiblement la détermination de la masse du W par rapport au choix d'une seule combinaison.

La matrice de choix correspond au signal pour les différentes combinaisons possibles. La définition va toutefois dépendre de l'hypothèse de masse du W choisie dans les simulations *EXCALIBUR* et *PYTHIA*.

4.3 Choix de la combinaison

Dans cette partie, nous allons présenter la matrice qui permet de choisir la combinaison pour différentes hypothèses de masse de boson W. Pour cela, nous avons besoin de Monte Carlo avec différentes hypothèses de masse. Or nous ne disposons que de la simulation Monte Carlo générée à une seule hypothèse de masse. Nous allons donc utiliser une méthode de repondération des événements.

Dans la suite, je vais d'abord exposer cette méthode de repondération des événements puis je détaillerai le choix de la combinaison.

4.3.1 Repondération des lots à différentes masses de W

Notre méthode impose d'avoir des distributions du signal pour différentes hypothèses de masse du W car le choix de la combinaison dépend de la masse générée. Nous avons utilisé un programme de repondération des événements [72] pour les composantes *PYTHIA* et *EXCALIBUR*.

La méthode de repondération a été testée en comparant la distribution de masse générée avant et après repondération. Les résultats sont bien conformes à nos attentes.

Cette méthode est basée sur la variation de la section efficace σ entre les deux hypothèses de masse. On définit ainsi le facteur de repondération ρ :

$$\rho = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q)_{m_W=m_W^{nouv}}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4q)_{m_W=m_W^{vieux}}} \quad (4.3)$$

où m_W^{vieux} et m_W^{nouv} correspondent respectivement à l'hypothèse de masse standard (80,35 GeV/c²) et la nouvelle hypothèse de masse après repondération.

Pour *PYTHIA*, qui ne tient compte que des diagrammes CC03 à l'ordre de Born dans le processus $W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$, on obtient la pondération ρ de chaque événement par la relation suivante :

$$\rho = \frac{BW(m_W^{nouv}, \Gamma_W^{nouv}, m_1)BW(m_W^{nouv}, \Gamma_W^{nouv}, m_2)}{BW(m_W^{vieux}, \Gamma_W^{vieux}, m_1)BW(m_W^{vieux}, \Gamma_W^{vieux}, m_2)} \quad (4.4)$$

où $BW(m_W, \Gamma_W, m_i)$ représente une fonction de Breit-Wigner relativiste centrée sur la masse m_W et de largeur Γ_W calculée pour les masses m_i ($i = 1, 2$) des deux W ; m_W^{vieux} et m_W^{nouv} correspondent à la masse du lot avant et après repondération (même commentaire pour Γ^{vieux} et Γ^{nouv}). Lorsque l'on repondère la masse, la valeur de la largeur est obtenue en utilisant la relation (1.38) décrite dans le premier chapitre.

Pour *EXCALIBUR*, il faut tenir compte des éléments de matrice afin de considérer toutes les contributions à la production de quatre fermions.

Le poids ρ est donné par la relation :

$$\rho = \frac{|\mathcal{M}(m_W^{nouv}, \Gamma_W^{nouv}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}{|\mathcal{M}(m_W^{vieux}, \Gamma_W^{vieux}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2} \quad (4.5)$$

où les p_i sont les quadri-impulsions générées des quatre fermions. Ces éléments de matrice sont calculés en sommant les amplitudes de diffusion correspondant à toutes les contributions possibles.

Dans la suite, nous allons repondérer des lots simulés pour des masses de W comprises entre $79,7 \text{ GeV}/c^2$ et $81,0 \text{ GeV}/c^2$, en partant d'un lot initial à $80,35 \text{ GeV}/c^2$.

Le nombre d'événements équivalent après repondération tient compte de la variation de section efficace entre les deux masses (qui est de l'ordre du pourcent en passant d'une masse de $80 \text{ GeV}/c^2$ à $81 \text{ GeV}/c^2$).

4.3.2 La matrice de choix

Il s'agit maintenant de choisir une combinaison pour chaque événement. La matrice de choix correspond à la distribution des événements simulés en appliquant la définition du signal (4.2). Les trois combinaisons de la matrice de choix à $80,35 \text{ GeV}/c^2$ sont représentées sur la figure 4.5.

En se normalisant au nombre total d'événements SIGNAL $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ attendus, la probabilité de choisir la première, la seconde ou la troisième combinaison est de 17 %, 32 % et 51 % respectivement.

Pour chaque événement, on retient le couple $(M_W, \Delta M_W)$ qui a la plus grande probabilité parmi les trois combinaisons de la matrice de choix. Bien que la troisième combinaison soit la plus favorisée, le choix de la combinaison dépend de l'hypothèse de masse.

Une étude détaillée nous a montré que moins de dix pour cent des événements changent de combinaison en comparant les matrices de choix pour des masses de W comprises entre $79,7 \text{ GeV}/c^2$ et $81,0 \text{ GeV}/c^2$. Comme nous le verrons au chapitre 5, ces changements de combinaison affectent l'erreur statistique sur la masse du W reconstruite.

4.3.3 Choix de la combinaison

Nous pouvons maintenant construire nos histogrammes pour déterminer la masse du boson W en choisissant une seule combinaison par événement en fonction de la matrice de choix. Les histogrammes signal et bruit de fond (BDF) sont définis de la manière suivante, après normalisation par rapport à la luminosité :

$$N_{\text{SIGNAL}} = N_{ee \rightarrow 4q} - N_{ee \rightarrow ZZ} - N_{ee \rightarrow W^+W^-}^{\text{bad}} \quad (4.6)$$

$$N_{\text{BDF}} = N_{ee \rightarrow q\bar{q}(\gamma)} + N_{ee \rightarrow 4f} - N_{\text{SIGNAL}} \quad (4.7)$$

Les composantes du signal ont été exposées au début de ce chapitre. Pour les diverses contributions du bruit de fond, on tient compte de la composante QCD

$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ ainsi que de la contribution $e^+e^- \rightarrow 4f$. Les différentes contributions sont présentées sur les figures 4.6 et 4.7.

On peut ainsi créer des histogrammes pour différentes masses générées. On remarque que les contributions ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$ dépendent également de la masse choisie du W par l'intermédiaire de la matrice de choix. En effet, en changeant la masse du W générée, on modifie la distribution de la matrice de choix qui peut entraîner le choix d'une autre combinaison.

Nous allons pouvoir maintenant utiliser ces histogrammes pour déterminer la masse du boson W , par une méthode de maximum de vraisemblance événement par événement.

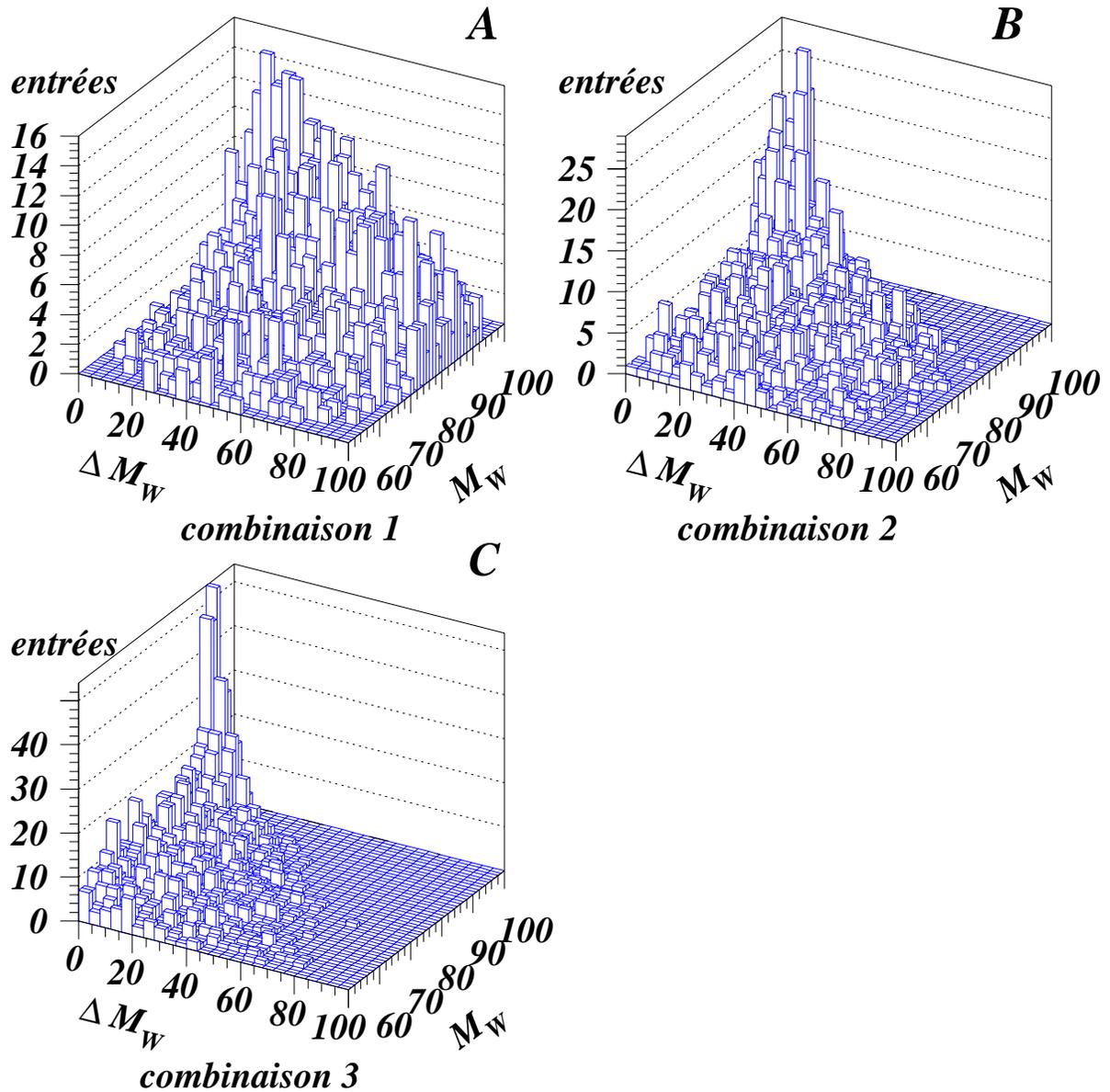


FIG. 4.2: Pour les différentes combinaisons possibles à $\sqrt{s} = 189$ GeV, distribution en masse-différence de masse(en GeV/c^2) pour la composante PYTHIA $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ quarks.

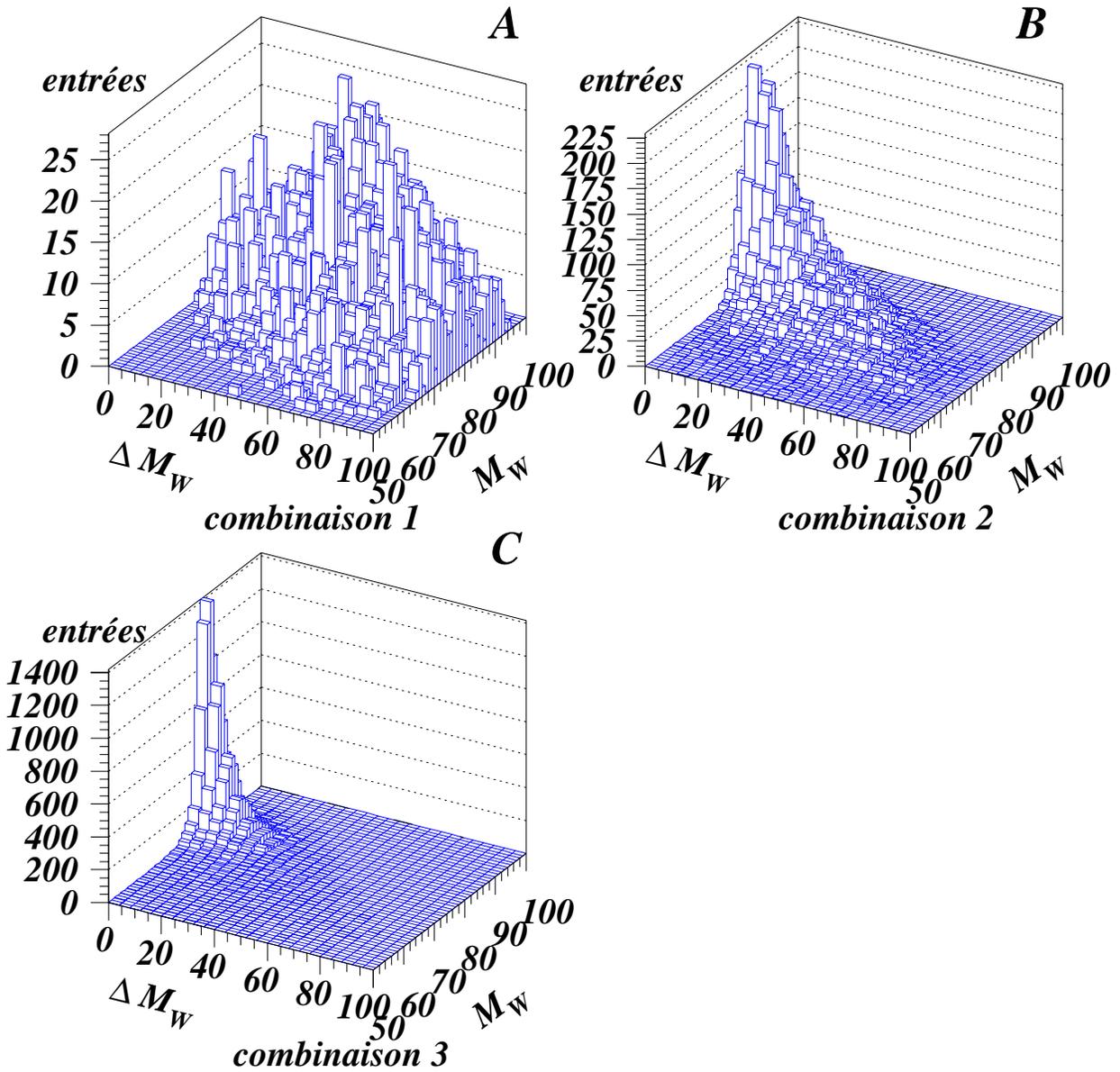


FIG. 4.3: Pour les différentes combinaisons possibles à $\sqrt{s} = 189$ GeV, distribution en masse-différence de masse (en GeV/c^2) pour la bonne combinaison PYTHIA $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ quarks.

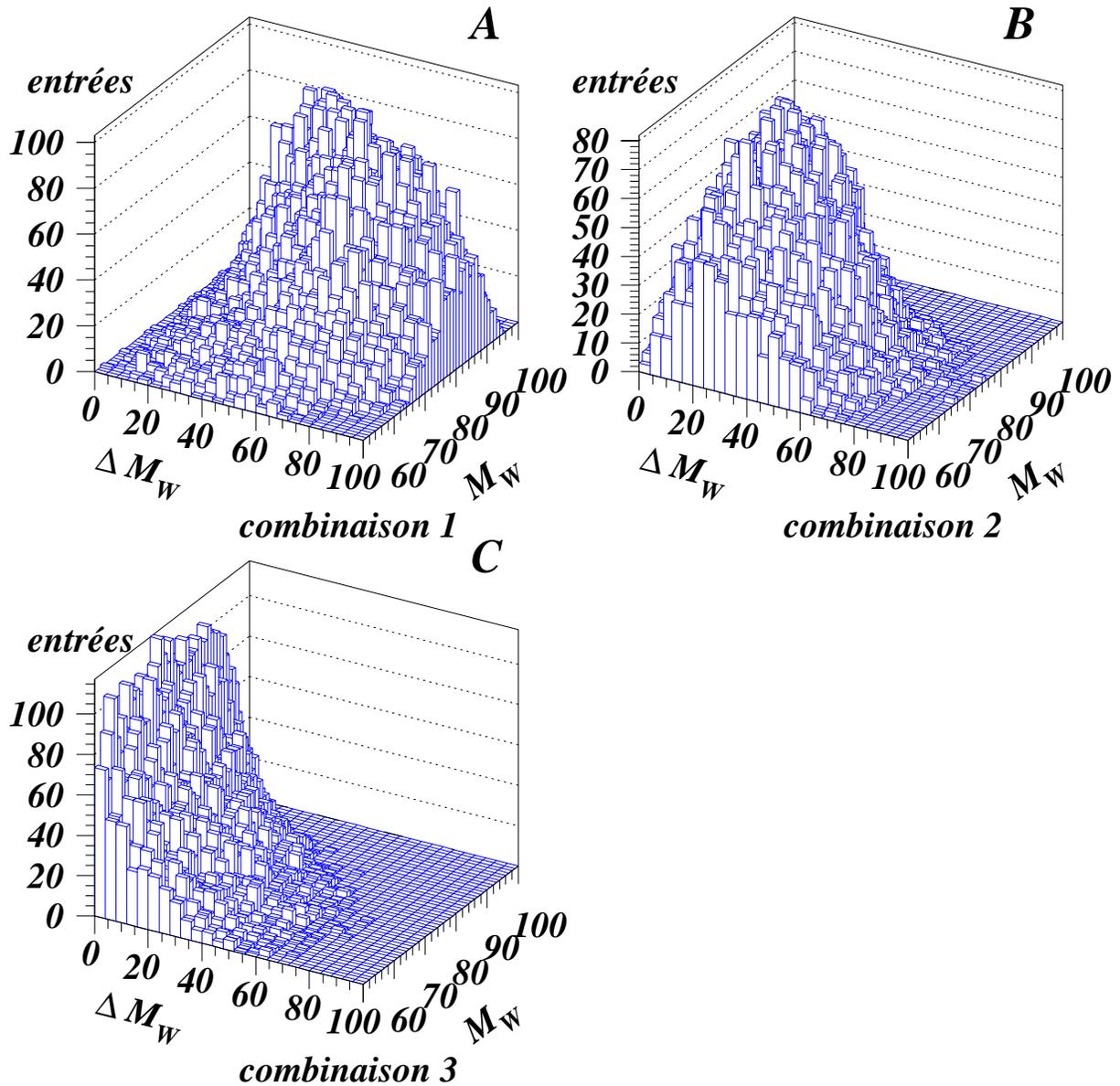


FIG. 4.4: Pour les différentes combinaisons possibles à $\sqrt{s} = 189$ GeV, distribution en masse-différence de masse (en GeV/c^2) pour les mauvaises combinaisons PYTHIA $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ quarks.

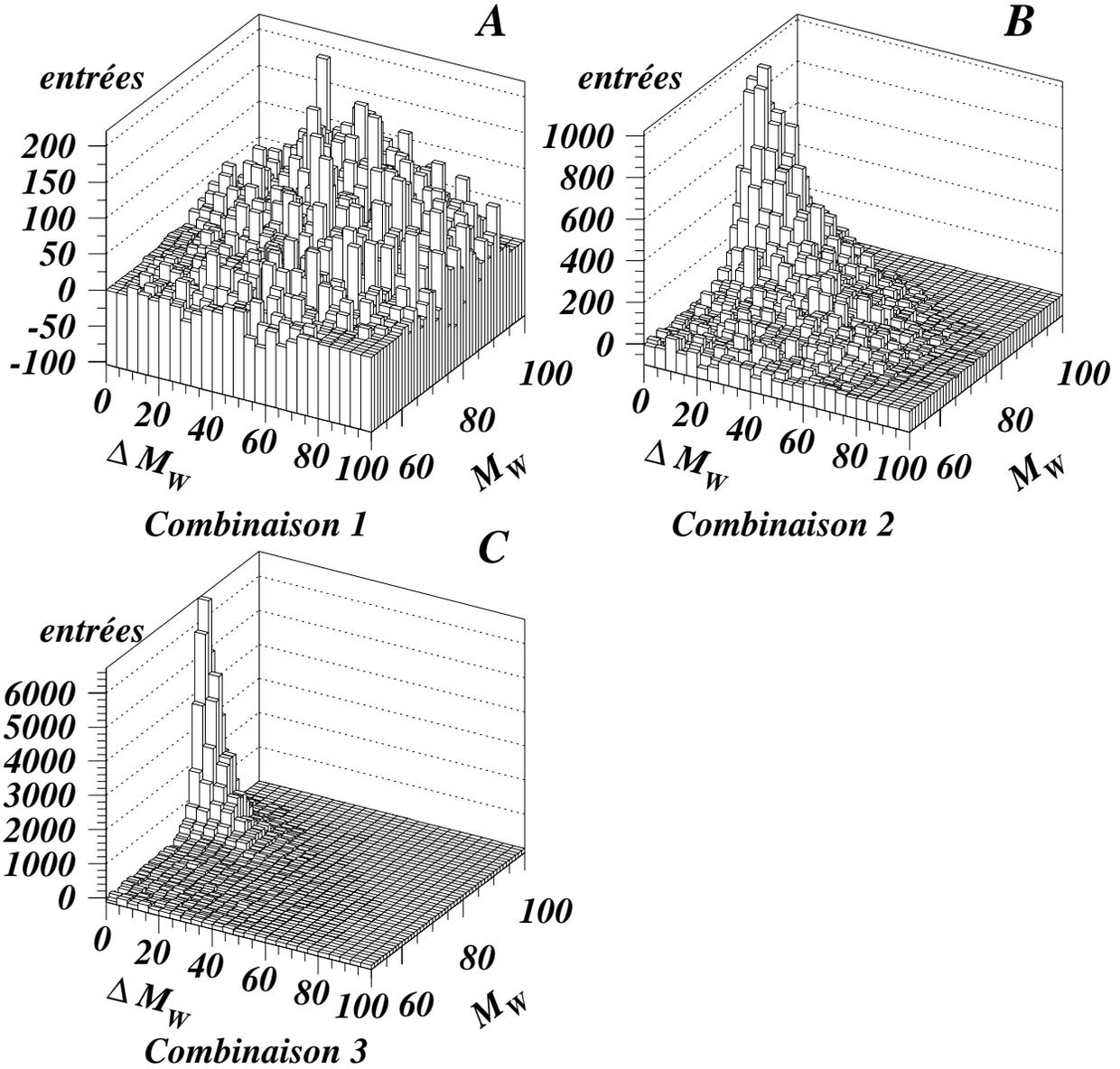


FIG. 4.5: Matrice de choix pour les trois combinaisons à $\sqrt{s} = 189$ GeV (12-34; 13-24; 14-23)

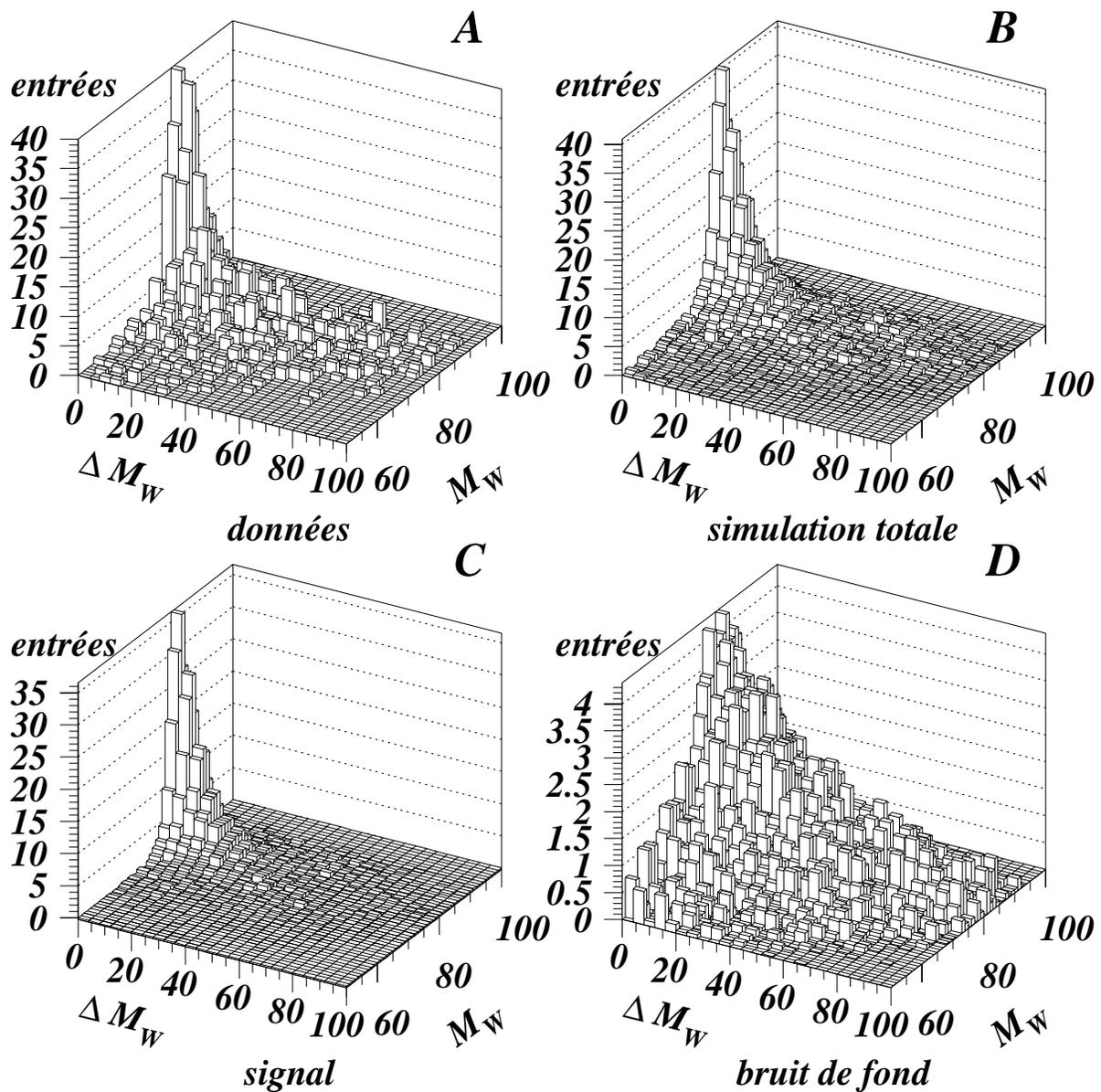


FIG. 4.6: Les différentes contributions utilisées sont représentées dans le plan masse moyenne-différence de masse ($\sqrt{s} = 189$ GeV).

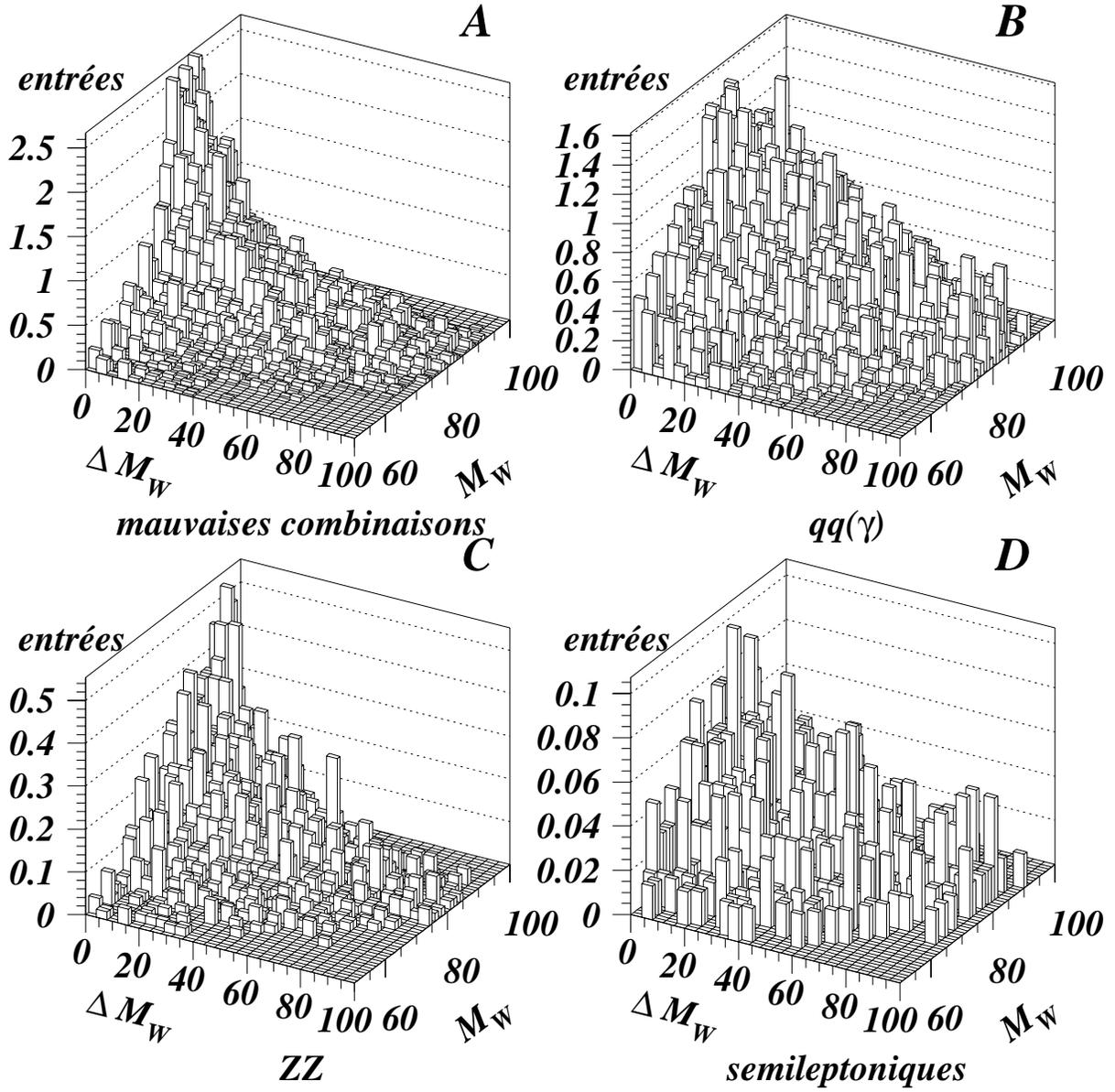


FIG. 4.7: Les différentes contributions du bruit de fond utilisées sont représentées dans le plan masse moyenne-différence de masse ($\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$).

Chapitre 5.

Détermination de la masse du boson W

La distribution de la masse théorique du boson W suit une fonction de Breit-Wigner. La masse reconstruite ne peut plus être décrite aussi facilement par une formule analytique. En effet il faut tenir compte du rayonnement des photons dans l'état initial, de la contribution des autres processus physiques à quatre fermions dans l'état final, ainsi que des effets de détecteur (résolution, calibration, ...). La méthode que nous avons choisie consiste à comparer la distribution de la masse reconstruite sur les données et celle sur le Monte-Carlo produit avec une certaine hypothèse de masse pour le W. Afin de tenir compte des imperfections du Monte-Carlo (théorie, paramétrisation, simulation du détecteur), nous avons introduit un rapport de fonctions de Breit-Wigner dans la fonction de vraisemblance.

On utilise un maximum de vraisemblance événement par événement :

$$\mathcal{L} = \prod_i^{evt} f_i \quad (5.1)$$

que l'on va maximiser :

$$-\log \mathcal{L} = - \sum_i^{evt} f_i. \quad (5.2)$$

Nous définissons, pour chaque événement i dans les données une fonction de probabilité f_i qui dépend de la masse moyenne M_i et de la différence de masse ΔM_i reconstruites :

$$f_i = BW(\mu_k, M_i, \Delta M_i) \frac{N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}}{BW(\mu_k^s, M_i, \Delta M_i)} + N(M_i, \Delta M_i)_{\text{BDF}} \quad (5.3)$$

$N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}$ correspond à l'histogramme signal (d'après le MC),
 $N(M_i, \Delta M_i)_{\text{BDF}}$ correspond à l'histogramme bruit de fond total (d'après le MC),
 $BW(\mu_k^s, M_i, \Delta M_i)$ est une fonction de Breit-Wigner de variables μ_k^s ajustée sur l'histogramme signal,

$BW(\mu_k, M_i, \Delta M_i)$ est la même fonction de Breit-Wigner de variables μ_k libres pour décrire les données.

La détermination se fait en trois étapes :

- Recherche des paramètres μ_k^s qui ajustent l'histogramme du signal simulé
- Paramétrisation de ces variables pour différentes masses de W générées
- Ajustement final sur les données et détermination de la masse du W.

5.1 Ajustement sur le signal

Dans cette section, les différentes étapes de l'ajustement du signal simulé vont être exposées.

Nous avons choisi de travailler dans le plan masse moyenne - différence de masse. Nous ne tiendrons compte que des événements qui ont une masse moyenne comprise entre 62 et 92 GeV/ c^2 et une différence de masse inférieure à 52 GeV/ c^2 . Une étude sur la validité de ce domaine sera présentée dans le chapitre 6. La taille du pavage est uniforme : 1 GeV/ c^2 en masse moyenne et 4 GeV/ c^2 en différence de masse. De même, nous discuterons au chapitre 6 de l'influence de différents pavages.

5.1.1 Fonction signal

Nous avons ajusté la distribution du signal par une fonction de Breit-Wigner, modifiée, centrée en m et de largeur G évaluée pour chaque valeur $(M_i, \Delta M_i)$:

$$BW(m, G, M_i, \Delta M_i) = \frac{m^2 G^2}{(m^2 - M_i^2)^2 + m^2 G^2} \quad G = f(\Delta M_i) \quad (5.4)$$

En étudiant la dispersion de la masse moyenne par tranche de différence de masse, nous pouvons paramétriser G (figures 5.1 et 5.2) :

$$G(\Delta M_i) = \Gamma e^{a\Delta M_i} \quad (5.5)$$

où a et Γ sont deux paramètres libres.

Nous pouvons ainsi définir la fonction BW de la manière suivante :

$$BW(m, a, \Gamma, M_i, \Delta M_i) = \frac{m^2 G^2(a, \Gamma, \Delta M_i)}{(m^2 - M_i^2)^2 + m^2 G^2(a, \Gamma, \Delta M_i)} \quad (5.6)$$

Comme cet ajustement est réalisé sur les jets reconstruits dans la simulation $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, les paramètres ajustés sont sensibles à la résolution du détecteur. La valeur de Γ obtenue est donc effective : elle est plus élevée que la largeur générée de désintégration du W.

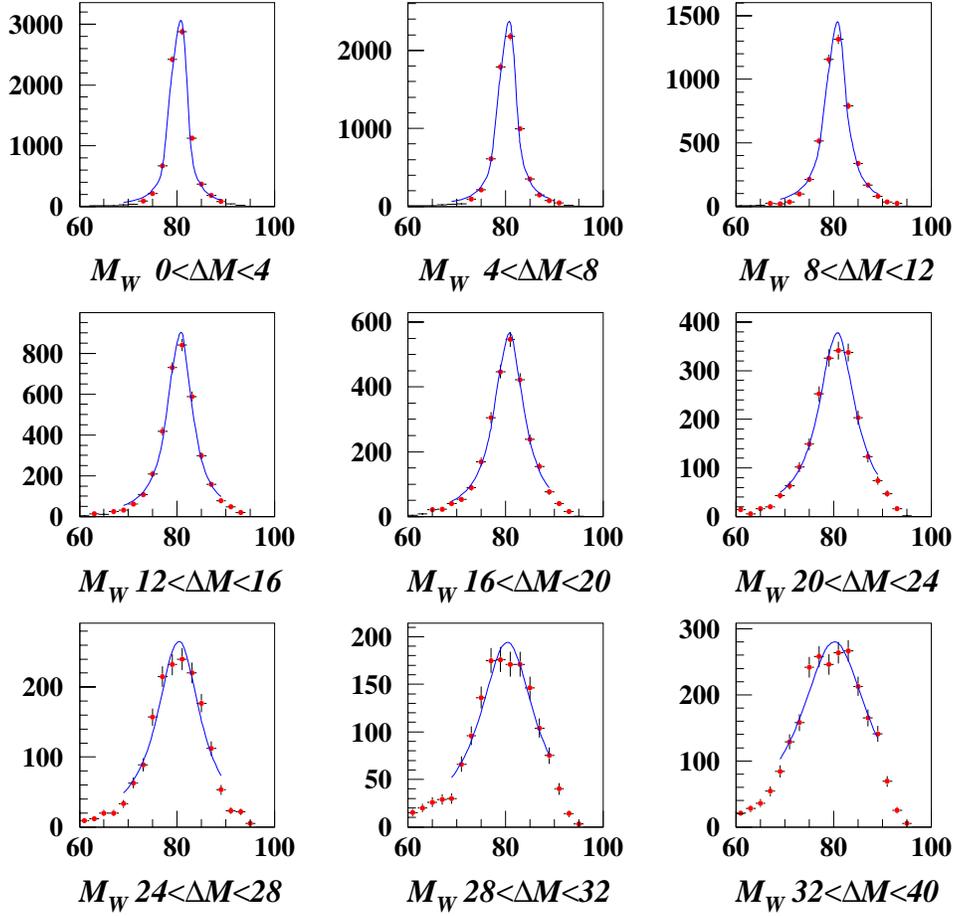


FIG. 5.1: *Distribution de la masse moyenne par tranche de différence de masse (en GeV/c^2) pour le signal simulé. On constate que la largeur augmente lorsque l'intervalle de différence de masse choisi augmente.*

5.1.2 Ajustement sur le signal

En prenant les histogrammes signal et bruit de fond pour une masse de $80,35 \text{ GeV}/c^2$ (l'influence de ce point de départ sera étudiée au chapitre suivant), nous pouvons déterminer les paramètres m , a et Γ du signal. Nous les noterons m^s , a^s , et Γ^s . Pour cela, nous allons effectuer un maximum de vraisemblance sur le lot composé des événements $e^+e^- \rightarrow 4q$.

La fonction de probabilité f_i^s utilisée pour cet ajustement est présentée ci-dessous :

$$f_i^s = \frac{1}{\alpha(\Delta M_i)} BW(m^s, a^s, \Gamma^s, M_i, \Delta M_i) + N'(M_i, \Delta M_i)_{BDF} \quad (5.7)$$

où $N'(M_i, \Delta M_i)_{BDF}$ correspond au bruit de fond (événements ZZ et mauvaises combinaisons WW), $\alpha(\Delta M_i)$ est un facteur de normalisation.

Une normalisation par bande de différence de masse a été choisie. Le pas en différence

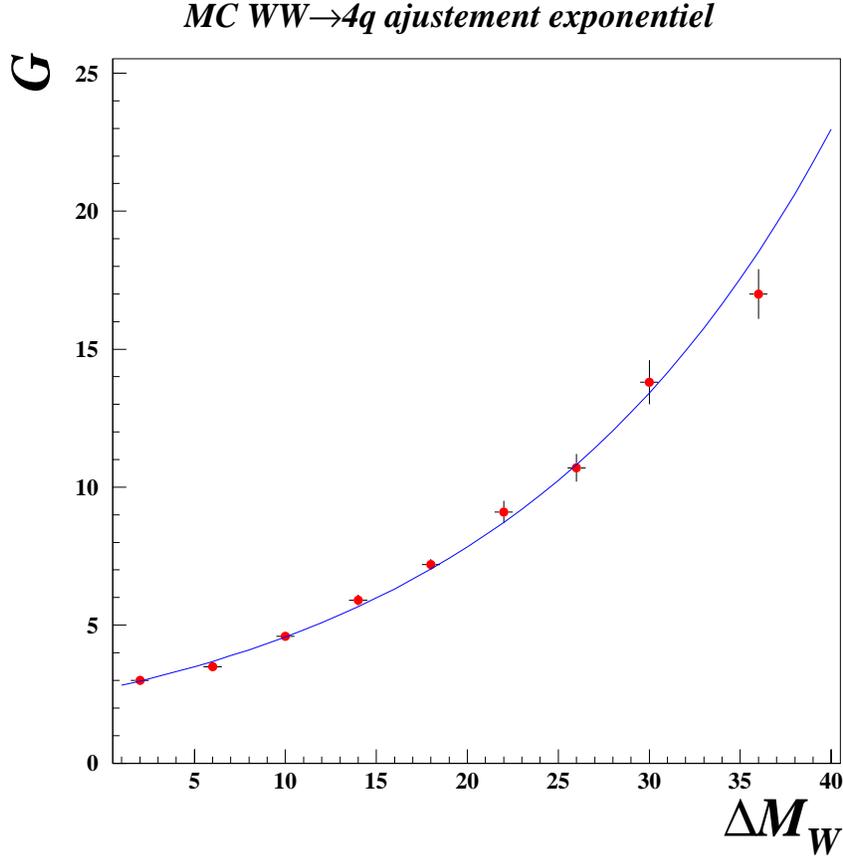


FIG. 5.2: Paramétrisation de la largeur de la fonction de Breit-Wigner en fonction de la différence de masse reconstruite des deux W pour le signal simulé à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

de masse est de 4 GeV/ c^2 (figure 5.1); $\alpha(\Delta M_i)$ est égale à la somme des entrées du signal pour les événements situés dans la bande en différence de masse choisie :

$$\alpha(\Delta M_i) = \sum_{evt/\Delta M_i} N(m^s, a^s, \Gamma^s, M_i, \Delta M_i)_{SIGNAL} \quad (5.8)$$

Le tableau 5.1 représente les résultats obtenus aux différentes énergies de collision en effectuant un ajustement des trois paramètres libres : M^s , a^s et Γ^s . On constate que la valeur de m^s est très proche de la valeur attendue qui vaut $80,35$ GeV/ c^2 .

Ces valeurs permettent de décrire la fonction de Breit-Wigner du signal.

Nous pouvons maintenant considérer la fonction de probabilité f_i de l'équation 5.3. Mais avant de l'appliquer aux données, il nous faut obtenir la courbe de calibration correspondant à un ajustement du signal Monte Carlo pour différentes hypothèses de masse du boson W .

énergie \sqrt{s}	m^s (GeV/ c^2)	a^s (MeV/ c^2) $^{-1}$	Γ^s (GeV/ c^2)
189 GeV	80,347±0,014	39,1±0,8	2,751±0,032
192 GeV	80,386±0,034	43,0±2,4	2,569±0,074
196 GeV	80,342±0,019	41,5±1,1	2,909±0,042
200 GeV	80,402±0,013	47,1±0,8	2,839±0,028
202 GeV	80,394±0,038	49,6±2,6	2,817±0,086

TAB. 5.1: Paramètres obtenus pour un ajustement sur le signal aux différentes énergies de collision étudiées.

5.2 Courbe de calibration

Dans la simulation $e^+e^- \rightarrow 4q$, on peut définir la fonction de probabilité f_i comme :

$$f_i = \beta \text{ BW}(m, a, \Gamma; M_i, \Delta M_i) \frac{N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}}{\text{BW}(m^s, a^s, \Gamma^s, M_i, \Delta M_i)} + N'(M_i, \Delta M_i)_{\text{BDF}} \quad (5.9)$$

où $N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}$ constitue l'histogramme signal, $N'(M_i, \Delta M_i)_{\text{BDF}}$ constitue l'histogramme bruit de fond (comme précédemment) et β est le facteur de normalisation :

$$\beta = \frac{\sum_{M_i, \Delta M_i} N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}}{\sum_{M_i, \Delta M_i} \text{BW}(m, a, \Gamma, M_i, \Delta M_i) \frac{N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}}{\text{BW}(m^s, a^s, \Gamma^s, M_i, \Delta M_i)}} \quad (5.10)$$

Dans cette formule, le terme $\frac{N(M_i, \Delta M_i)_{\text{SIGNAL}}}{\text{BW}(m^s, a^s, \Gamma^s, M_i, \Delta M_i)}$ tient compte du rapport entre l'histogramme signal à 80,35 GeV/ c^2 et la modélisation du signal à cette même masse. On diminue ainsi sensiblement l'influence de la masse générée choisie.

On effectue un ajustement pour différents histogrammes signal correspondant à des masses générées entre 80 et 81 GeV/ c^2 par pas de 100 MeV/ c^2 . On obtient les distributions suivantes pour les énergies de collision étudiées (figures 5.3 et 5.4). Sur la figure 5.3, l'évolution des paramètres a et Γ est représentée en fonction de la masse générée. La différence entre la masse obtenue lors de l'ajustement et la masse générée est illustrée. On remarque que l'évolution est linéaire. Nous obtenons les mêmes résultats pour m en effectuant un ajustement à trois paramètres libres (m , a et Γ), à deux paramètres libres (m et Γ) ou avec le seul paramètre libre m . De plus, on remarque que les paramètres a et Γ sont fortement corrélés.

Pour obtenir les masses corrigées, il faut tenir compte des courbes de calibration précédentes :

$$m_{\text{fit}} - m_{\text{gen}} = x(80, 35) + \text{pente} \times (m_{\text{gen}} - 80, 35) \quad (5.11)$$

où m_{fit} est la masse obtenue lors de l'ajustement, m_{gen} est la masse générée du lot étudié et $x(80, 35)$ et pente sont les paramètres de la courbe de calibration (figures

5.3 et 5.4). On obtient ainsi la masse corrigée m_{corr} ainsi que son erreur corrigée σ_{corr} :

$$m_{corr} = \frac{m_{fit} - x(80, 35) + pente \times 80, 35}{1 + pente} \quad (5.12)$$

$$\sigma_{corr} = \frac{\sigma_{fit}}{1 + pente} \quad (5.13)$$

Dans le tableau 5.2, nous avons résumé le facteur multiplicatif à appliquer sur l'erreur statistique en masse due à la pente de la courbe de calibration pour les différentes énergies de collision.

énergie \sqrt{s}	Correction $\frac{1}{1+pente}$
189 GeV	$1,132 \pm 0,015$
192 GeV	$1,293 \pm 0,052$
196 GeV	$1,153 \pm 0,022$
200 GeV	$1,187 \pm 0,014$
202 GeV	$1,172 \pm 0,052$

TAB. 5.2: Correction à appliquer sur l'erreur statistique de la masse ajustée du W.

On remarque que la pente de la courbe de calibration en masse est de l'ordre de 13% à 189 GeV et de 18% aux autres énergies de collision étudiées.

5.3 Ajustement final sur les données

Nous allons maintenant appliquer la même procédure que précédemment pour déterminer la masse du W sur les données. On effectue un maximum de vraisemblance événement par événement en utilisant la fonction de probabilité f_i définie dans 5.9. Le bruit de fond $N'(M_i, \Delta M_i)_{bdf}$ inclut maintenant les composantes $q\bar{q}(\gamma)$ et semileptoniques.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.3. On y montre le nombre d'événements sélectionnés ($\Delta M_W \leq 100 \text{ GeV}/c^2$ et $50 \leq M_W \leq 100 \text{ GeV}/c^2$), ainsi que le nombre d'événements utilisés pour l'ajustement dans l'intervalle de masse moyenne comprise entre 62 et 92 GeV/c^2 et de différence de masse inférieure à 52 GeV/c^2 . Pour obtenir les masses corrigées, il faut tenir compte des courbes de calibration précédentes.

Les figures 5.5 à 5.11 illustrent pour toutes les énergies de collision étudiées, la distribution de la masse moyenne ainsi que l'ajustement réalisé sur les données. Les distributions en différence de masse sont aussi représentées sur les figures 5.5 et 5.6. On constate un bon accord entre les données et le Monte-Carlo. Les différentes contributions sont représentées : en commençant par le bas, la contribution des paires de Z, puis celle due au bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$. Une contribution importante provient

de la combinatoire, c'est à dire des événements WW pour lesquels on a choisi une mauvaise combinaison. Le bruit de fond semileptonique est négligeable. La contribution principale représente le signal, c'est à dire les paires de W pour lesquelles on a sélectionné la bonne combinaison.

énergie \sqrt{s}	N_{sel}	N_{fit}	m_{fit} (GeV/ c^2)	m_{corr} (GeV/ c^2)
189 GeV	1465	1272	$80,476 \pm 0,102$	$80,502 \pm 0,115$
192 GeV	254	201	$80,576 \pm 0,287$	$80,602 \pm 0,371$
196 GeV	725	615	$80,328 \pm 0,170$	$80,326 \pm 0,196$
200 GeV	751	662	$80,366 \pm 0,160$	$80,309 \pm 0,190$
202 GeV	369	307	$80,410 \pm 0,222$	$80,386 \pm 0,260$

TAB. 5.3: Résultats de l'ajustement sur les données aux diverses énergies : N_{sel} est le nombre d'événements sélectionnés ; N_{fit} est le nombre d'événements utilisés pour l'ajustement ; m_{fit} est la masse obtenue lors de l'ajustement ; m_{corr} est la masse corrigée en tenant compte de la courbe de calibration.

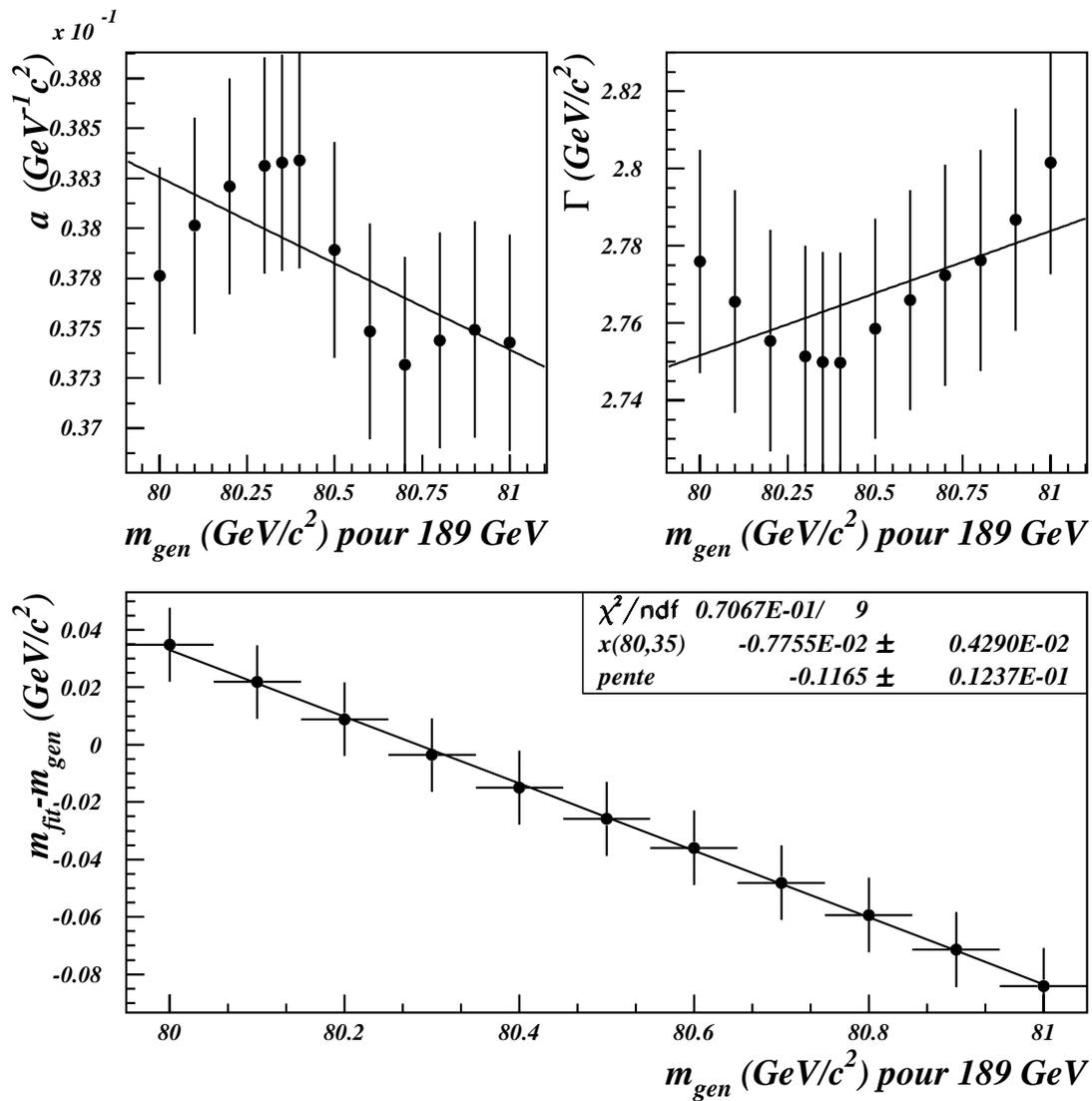


FIG. 5.3: Paramétrisation de m , a et Γ pour différentes hypothèses de masse du W à $\sqrt{s} = 189$ GeV (les erreurs statistiques sont corrélées).

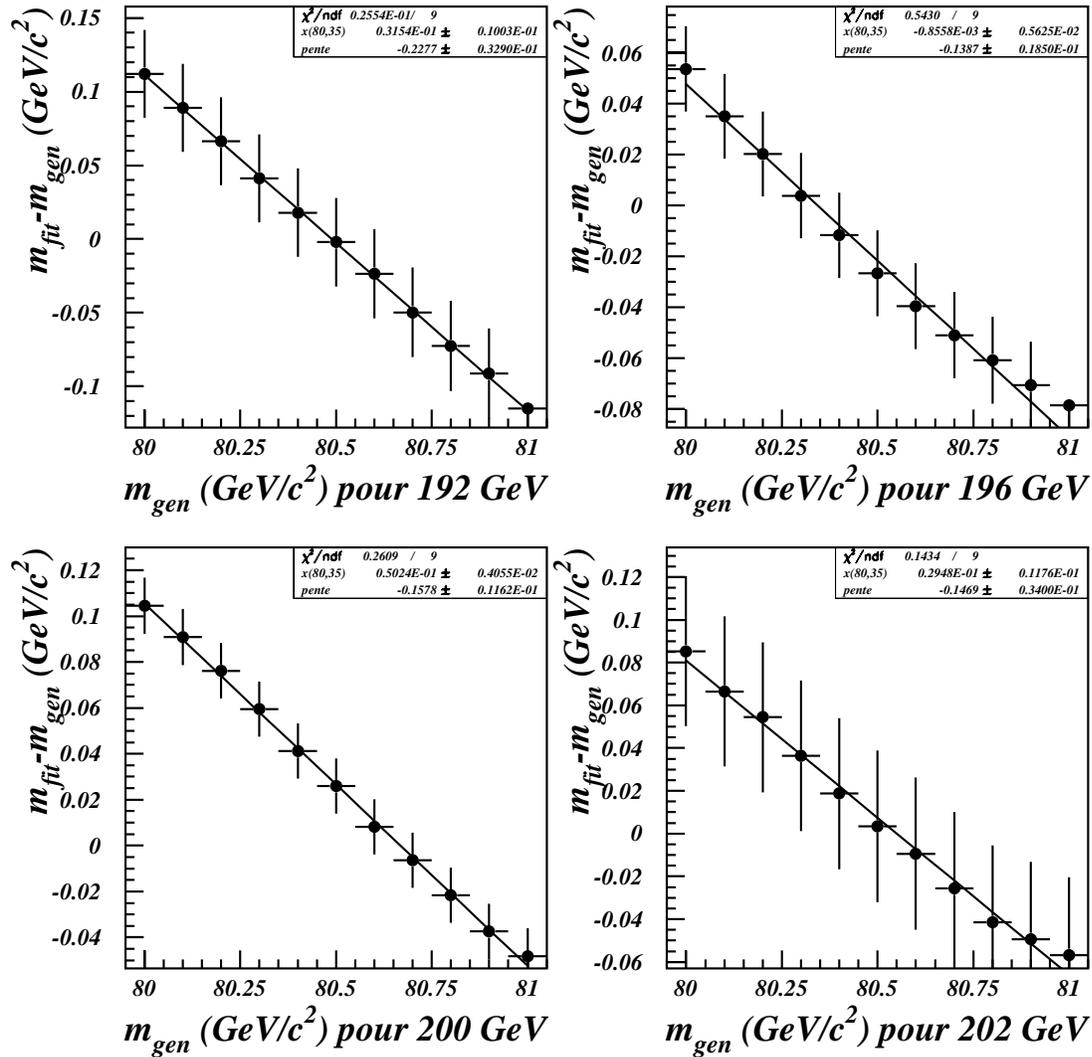


FIG. 5.4: Paramétrisation de m pour différentes hypothèses de masse à $\sqrt{s} = 192, 196, 200$ et 202 GeV (à chaque énergie de collision, les erreurs statistiques sont corrélées).

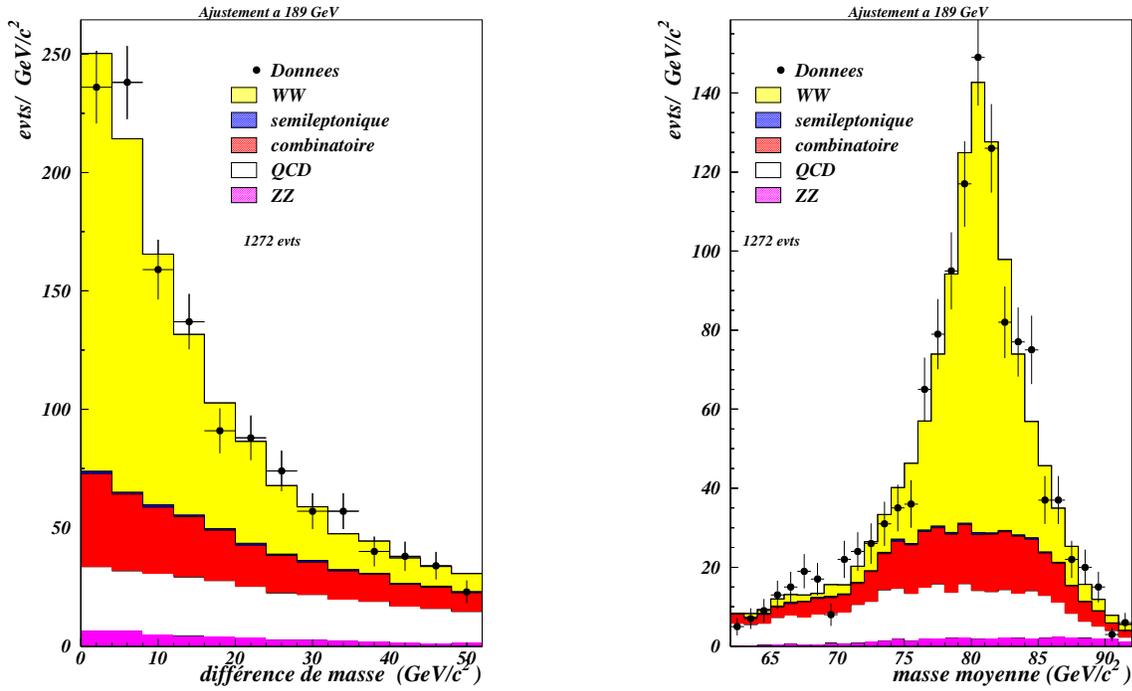


FIG. 5.5: Distribution en différence de masse et en masse moyenne pour les données collectées en 1998 ($\sqrt{s} = 189$ GeV).

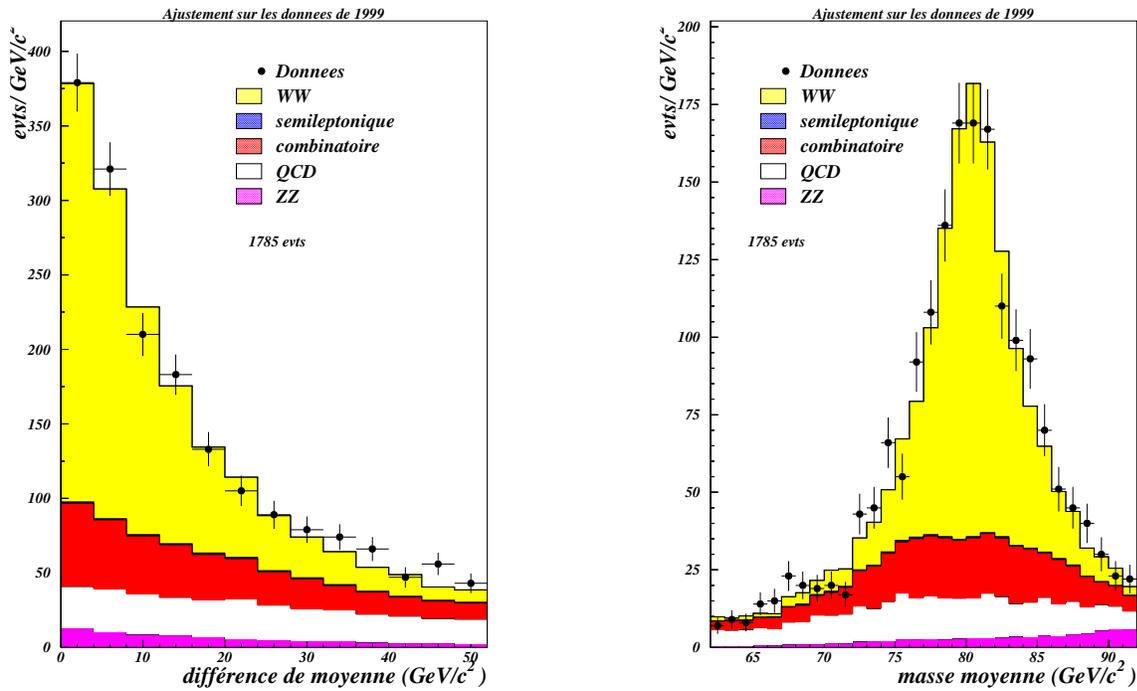


FIG. 5.6: Distribution en différence de masse et en masse moyenne pour les données collectées en 1999 (\sqrt{s} compris entre 192 et 202 GeV).

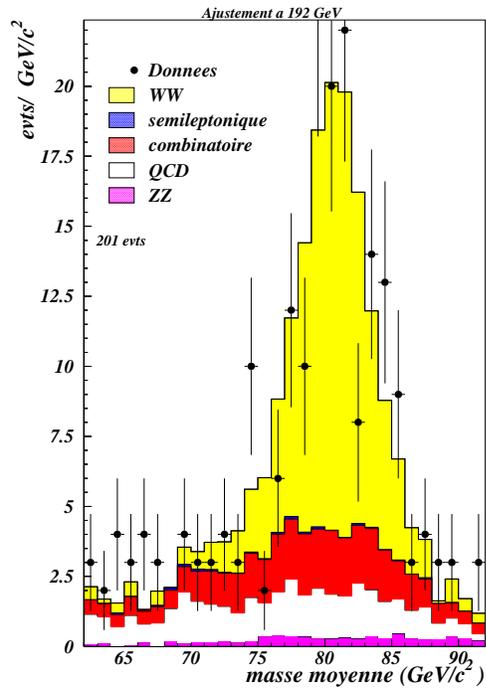


FIG. 5.7: Distribution de la masse moyenne pour les données à 192 GeV.

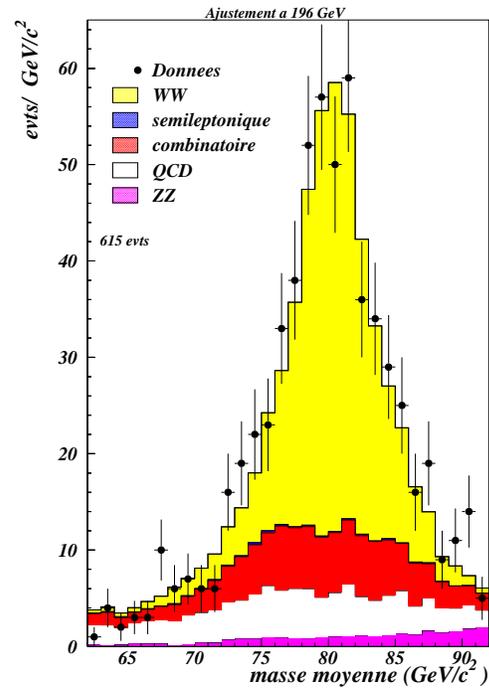


FIG. 5.8: Distribution de la masse moyenne pour les données à 196 GeV.

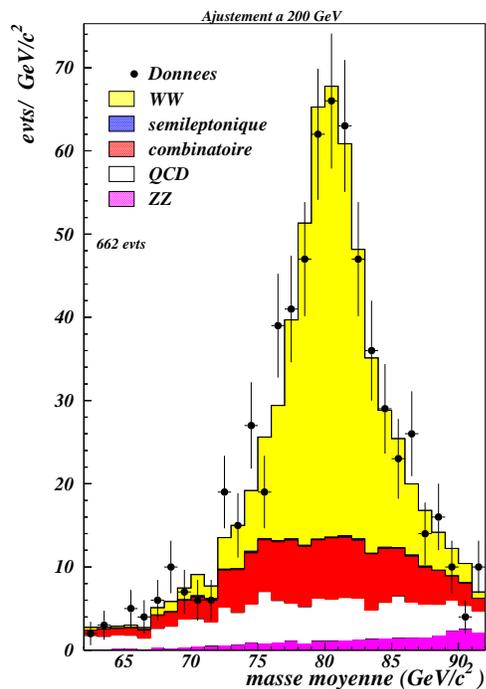


FIG. 5.9: Distribution de la masse moyenne pour les données à 200 GeV.

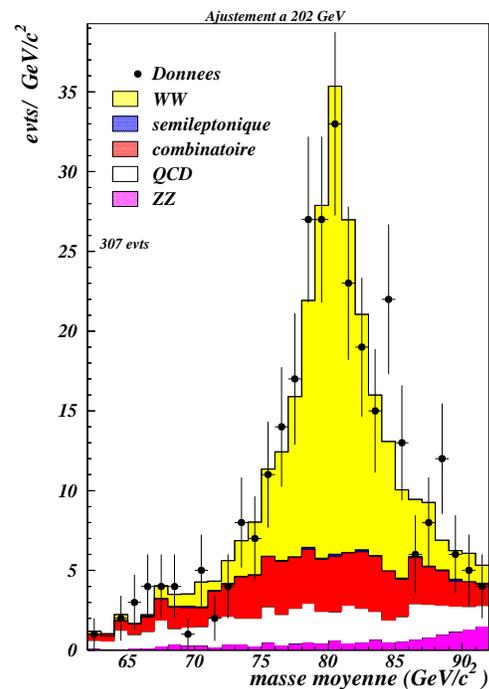


FIG. 5.10: Distribution de la masse moyenne pour les données à 202 GeV.

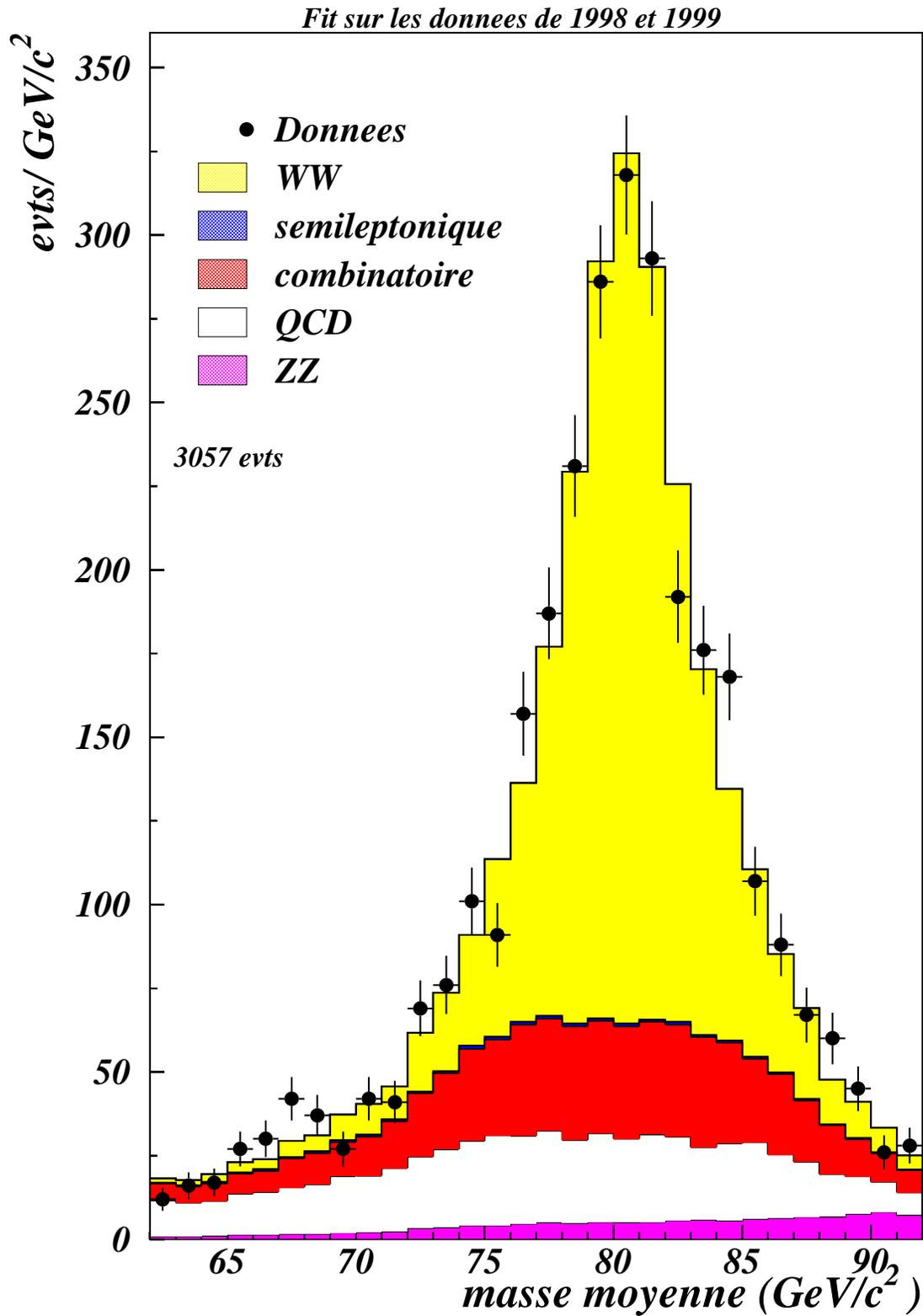


FIG. 5.11: *Distribution de la masse moyenne pour les données collectées en 1998 et en 1999*

Chapitre 6.

Cohérence de la méthode

Dans cette partie, nous allons présenter les tests que nous avons effectué sur notre méthode de mesure de la masse du W, ainsi que deux autres tentatives de détermination de la masse.

6.1 Cohérence de la méthode utilisée

Diverses études ont été nécessaires afin de s'assurer de la stabilité de notre méthode ainsi que du choix des paramètres utilisés. Il a fallu tester notre méthode en changeant l'hypothèse de masse du signal et le domaine de masse où l'ajustement a été réalisé. Nous avons étudié l'influence du pavage choisi (nombre de pavés utilisés lors de l'ajustement, taille des pavés). Nous avons aussi testé si l'erreur obtenue était bien gaussienne.

6.1.1 Test de cohérence sur le Monte-Carlo

Le premier test a consisté à tester la cohérence de notre méthode. Pour cela, nous avons considéré notre lot Monte-Carlo EXCALIBUR comme des données. Pour cet échantillon, nous connaissons la masse du W générée ($80,35 \text{ GeV}/c^2$). Nous pouvons ainsi comparer la valeur obtenue à la valeur attendue. Les résultats présentés dans le tableau 6.1 pour différentes énergies de collision concordent avec la masse attendue.

6.1.2 Hypothèse de masse du signal

Jusqu'à présent, les histogrammes utilisés pour simuler les contributions du signal et du bruit de fond lors de l'ajustement ont toujours été pris pour une masse générée de $80,35 \text{ GeV}/c^2$. Nous allons maintenant étudier l'influence du changement de masse générée dans ces histogrammes. Pour cela, nous allons refaire la même étude que celle du chapitre précédent en choisissant le signal et le bruit de fond avec une hypothèse de masse générée de $80,10 \text{ GeV}/c^2$ puis de $80,60 \text{ GeV}/c^2$. Les courbes de calibration obtenues à 189 GeV pour les trois hypothèses de masse sont présentées

énergie \sqrt{s}	M en GeV/c^2	a en $MeV^{-1}c^2$	Γ en GeV/c^2
189 GeV	$80,341 \pm 0,012$	$38,3 \pm 0,5$	$2,750 \pm 0,028$
192 GeV	$80,378 \pm 0,030$	$43,3 \pm 1,3$	$2,542 \pm 0,063$
196 GeV	$80,346 \pm 0,017$	$40,4 \pm 0,7$	$2,917 \pm 0,038$
200 GeV	$80,376 \pm 0,026$	$45,6 \pm 1,2$	$2,872 \pm 0,055$
202 GeV	$80,377 \pm 0,035$	$49,5 \pm 1,6$	$2,150 \pm 0,072$

TAB. 6.1: Résultats de l'ajustement sur le signal Monte Carlo excalibur traité comme des données pour les diverses énergies de collision. L'erreur indiquée est l'erreur statistique.

sur les figures 6.1, 6.2 et 6.3. On remarque que la pente de la droite varie peu en fonction de l'hypothèse de masse choisie.

Dans le tableau suivant 6.2, les masses ajustées sur les données et corrigées par les courbes de calibration correspondantes, ainsi que leurs erreurs, sont montrées pour les trois hypothèses de masse considérées. On constate que l'erreur corrigée est très proche de $115 MeV/c^2$ dans les trois cas et que la valeur de la masse varie de $16 MeV/c^2$ en faisant varier l'hypothèse de masse des histogrammes signal et bruit de fond de $500 MeV/c^2$.

histogrammes de départ	$80,10 GeV/c^2$	$80,35 GeV/c^2$	$80,60 GeV/c^2$
Masse ajustée en GeV/c^2	$80,430 \pm 0,103$	$80,476 \pm 0,103$	$80,510 \pm 0,103$
Masse corrigée en GeV/c^2	$80,491 \pm 0,116$	$80,502 \pm 0,115$	$80,507 \pm 0,115$

TAB. 6.2: Comparaison des résultats sur les données en fonction de la masse générée pour les histogrammes à $189 GeV$.

6.1.3 Taille du domaine d'ajustement

Lors de ce test, nous nous sommes restreints au domaine de masse moyenne comprise entre 72 et $92 GeV/c^2$ et entre 0 et $40 GeV/c^2$ en différence de masse pour les données à $189 GeV$. En effectuant la courbe de calibration, nous obtenons une pente de $7,5\%$ (figure 6.4).

La masse ajustée sur les données vaut $80,472 \pm 0,107 GeV/c^2$. Après correction par la courbe de calibration, on obtient la masse corrigée : $80,510 \pm 0,115 GeV/c^2$.

On constate que la valeur de la pente diminue (pente de $7,5\%$), mais en contrepartie, l'erreur statistique augmente car le nombre d'événements utilisés diminue. En conclusion, en diminuant la taille du domaine d'ajustement, la valeur centrale de la masse ajustée et l'erreur obtenue varient peu.

6.1.4 Etude de l'influence du pavage

Nous allons maintenant étudier l'influence en forme et en dimension du pavage utilisé.

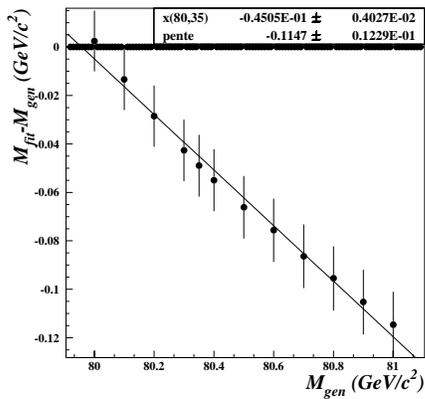


FIG. 6.1: Courbe de calibration en masse en choisissant les histogrammes à 80,10 GeV/c^2 .

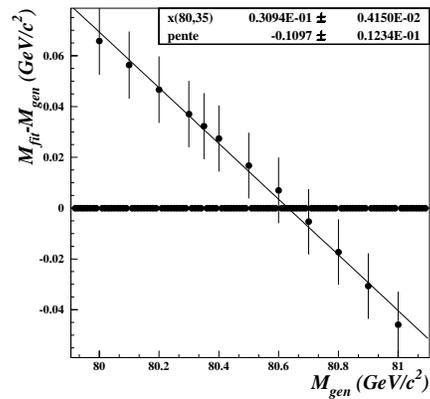


FIG. 6.2: Courbe de calibration en masse en choisissant les histogrammes à 80,60 GeV/c^2 .

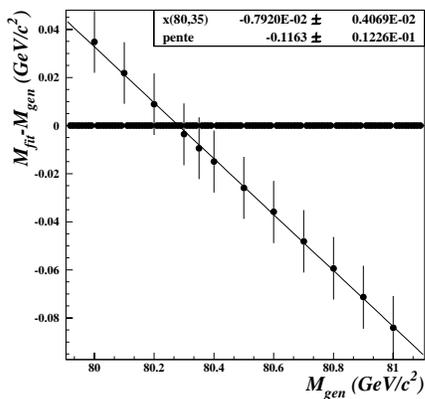


FIG. 6.3: Courbe de calibration en masse en choisissant les histogrammes à 80,35 GeV/c^2 .

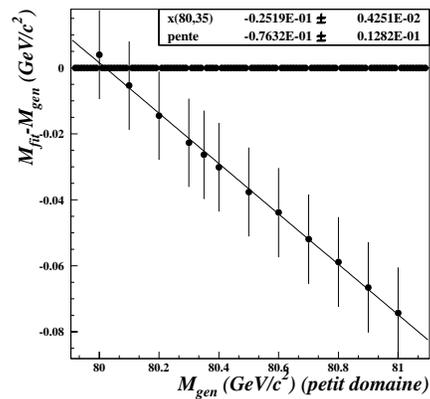


FIG. 6.4: Courbe de calibration en masse en changeant le domaine d'ajustement.

Dans notre analyse, nous avons choisi le pavage uniforme présenté sur la figure 6.5. La taille du pavé en masse moyenne est de $1 \text{ GeV}/c^2$ et en différence de masse de $4 \text{ GeV}/c^2$.

a) Taille du pavé

En changeant simplement la taille des pavés, on peut étudier l'influence du remplissage des pavés sur la masse obtenue. Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux 6.3 et 6.4 pour les énergies de collision de 189 et 200 GeV respectivement.

On constate que l'erreur statistique corrigée n'est pas sensible à taille du pavé. La valeur de la masse change au maximum d'une dizaine de MeV/c^2 .

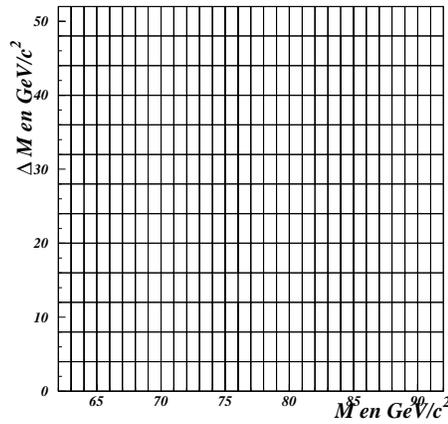


FIG. 6.5: Pavage utilisé pour l'analyse standard

taille du pavé en M	taille du pavé en ΔM	masse ajustée	masse corrigée
1	4	$80,476 \pm 0,102$	$80,502 \pm 0,115$
1	2	$80,475 \pm 0,101$	$80,505 \pm 0,116$
0,5	4	$80,478 \pm 0,103$	$80,497 \pm 0,116$
0,5	2	$80,467 \pm 0,100$	$80,494 \pm 0,117$

TAB. 6.3: Masse ajustée et masse corrigée sur les données à 189 GeV en fonction de la taille du pavé pour un pavage uniforme . Tous les nombres du tableau sont exprimés en GeV/c^2 .

b) Topologie du pavage

Après avoir étudié la taille des pavés, nous allons modifier la forme des pavés afin d'analyser leur influence sur la masse du W.

Quatre pavage ont été considérés :

- Pavage uniforme :
Il constitue le pavage standard de l'analyse (figure 6.5).
- Pavage 1 :
Les pavés les moins peuplés ont été rassemblés (figure 6.6).
- Pavage 2 :
Ce pavage est une amélioration du pavage 1 où nous avons divisé les pavés les plus peuplés par quatre en masse moyenne (figure 6.8).
- Pavage 3 :
La seule différence entre le pavage 2 et 3 est la division en différence de masse du premier pavé par deux.

Les résultats sont présentés dans les tableaux 6.5 et 6.6 pour les différents pavage

taille du pavé en M	taille du pavé en ΔM	masse ajustée	masse corrigée
1	4	$80,366 \pm 0,160$	$80,309 \pm 0,190$
1	2	$80,378 \pm 0,155$	$80,324 \pm 0,187$
0,5	4	$80,365 \pm 0,162$	$80,307 \pm 0,190$
0,5	2	$80,376 \pm 0,155$	$80,320 \pm 0,185$

TAB. 6.4: *Masse ajustée et masse corrigée sur les données à 200 GeV en fonction de la taille du pavé pour un pavage uniforme . Tous les nombres du tableau sont exprimés en GeV/c^2 .*

à 189 et à 196 GeV. Les différentes courbes de calibration sont représentées sur les figures 6.7, 6.9, 6.10 et 6.11.

pavage	correction	masse ajustée (GeV/c^2)	masse corrigée (GeV/c^2)
pavage uniforme	$1,132 \pm 0,015$	$80,476 \pm 0,102$	$80,502 \pm 0,115$
pavage 1	$1,070 \pm 0,015$	$80,485 \pm 0,109$	$80,498 \pm 0,117$
pavage 2	$1,054 \pm 0,014$	$80,493 \pm 0,109$	$80,495 \pm 0,115$
pavage 3	$1,058 \pm 0,015$	$80,496 \pm 0,109$	$80,498 \pm 0,115$

TAB. 6.5: *Masse corrigée en fonction de divers pavages à 189 GeV.*

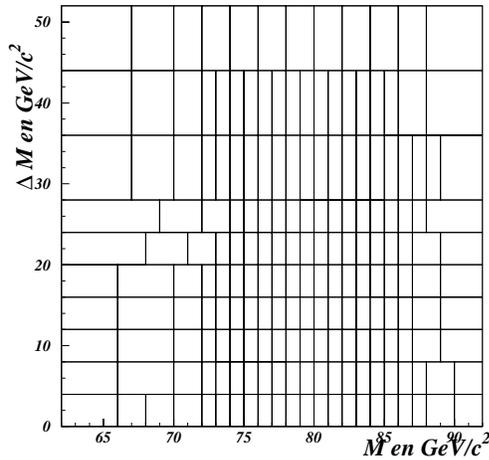
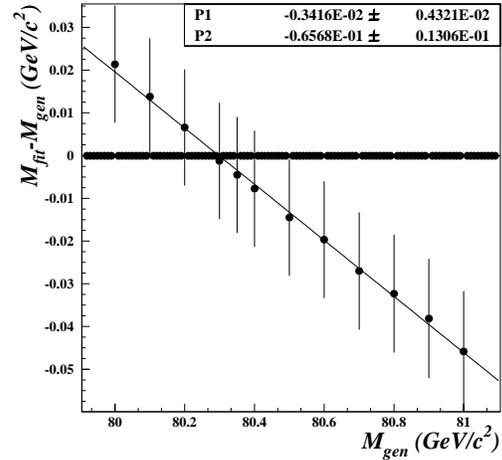
pavage	correction	masse ajustée (GeV/c^2)	masse corrigée (GeV/c^2)
pavage uniforme	$1,153 \pm 0,022$	$80,328 \pm 0,170$	$80,326 \pm 0,196$
pavage 2	$1,093 \pm 0,023$	$80,342 \pm 0,182$	$80,341 \pm 0,199$

TAB. 6.6: *Masse corrigée en fonction de divers pavages à 196 GeV.*

On remarque qu'en changeant la forme du pavage tout en respectant un remplissage minimal pour chaque pavé, la pente de la courbe de calibration peut être divisée par un facteur deux. De plus, la masse obtenue ainsi que l'erreur statistique sont très peu sensibles à la topologie du pavage utilisé.

6.1.5 Etude de l'erreur statistique

Pour contrôler l'erreur statistique obtenue, la méthode décrite au chapitre 5 a été appliquée sur 300 échantillons simulés constitués du même nombre d'événements indépendants que celui présent dans les données. On peut ainsi comparer l'erreur statistique obtenue sur les données à la distribution de cette même erreur. Sur les figures 6.12 à 6.14, on montre la distribution de l'erreur statistique pour chaque énergie étudiée. Nous avons vérifié que, lors de l'ajustement, l'erreur parabolique est bien égale à la moyenne des erreurs asymétriques. On remarque que l'erreur obtenue sur les données est compatible avec la dispersion de cette erreur obtenue avec 300 échantillons.

FIG. 6.6: *Distribution du pavage 1.*FIG. 6.7: *Courbe de calibration correspondant au pavage 1 pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.*

Afin de vérifier si l'erreur statistique calculée est un bon estimateur de la dispersion des masses, on définit le “pull” (variable centrée normée) Π qui représente la dispersion de la masse obtenue autour de la vraie masse $80,35 \text{ GeV}/c^2$:

$$\Pi_i = \frac{M_W^i - 80,35}{\sigma_W^i} \quad (6.1)$$

où M_W^i et σ_W^i sont la masse et son erreur statistique pour chaque échantillon i . On constate que la distribution des pulls (figures 6.12 à 6.14) est centrée sur 0 et que l'écart type est compatible avec 1 avec une erreur statistique globale de l'ordre de 2 %. Le tableau 6.7 présente les valeurs obtenues lors de l'analyse des pulls ainsi que les erreurs attendues et obtenues aux différentes énergies de collision.

énergie \sqrt{s}	C_Π	σ_Π	σ^{att} en MeV/c^2	σ^d en MeV/c^2
189 GeV	$0,015 \pm 0,058$	$1,009 \pm 0,042$	122 ± 9	115
192 GeV	$-0,068 \pm 0,058$	$0,992 \pm 0,041$	288 ± 45	371
196 GeV	$0,040 \pm 0,060$	$1,037 \pm 0,044$	187 ± 18	196
200 GeV	$-0,055 \pm 0,056$	$0,963 \pm 0,040$	178 ± 16	190
202 GeV	$-0,045 \pm 0,056$	$0,966 \pm 0,040$	258 ± 37	260

TAB. 6.7: *Valeur centrale C_Π et dispersion σ_Π du pull et erreur statistique attendue σ^{att} et obtenue σ^d pour les diverses énergies de collision.*

On constate que l'erreur obtenue est en bon accord avec l'erreur attendue et que la dispersion du pull est compatible avec 1. Nous pouvons donc avoir confiance dans l'erreur fournie par notre méthode d'ajustement.

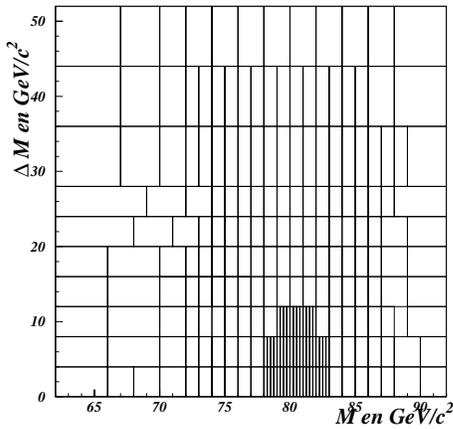
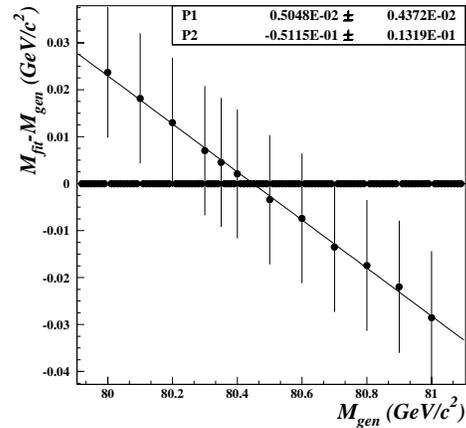
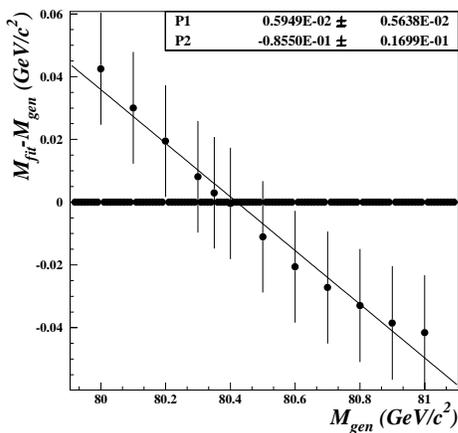
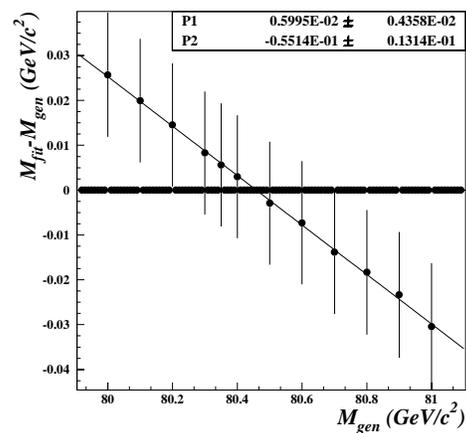


FIG. 6.8: Distribution du pavage 2.

FIG. 6.9: Courbe de calibration correspondant au pavage 2 pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.FIG. 6.10: Courbe de calibration correspondant au pavage 2 pour $\sqrt{s} = 196$ GeV.FIG. 6.11: Courbe de calibration correspondant au pavage 3 pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.

6.2 Deux autres méthodes étudiées

Pour essayer de diminuer l'erreur statistique obtenue dans notre mesure de la masse du W, nous avons essayé de développer plusieurs autres idées, mais elles se sont toutes confrontées à des problèmes d'estimation de l'erreur en masse. Dans la suite, nous allons en exposer deux brièvement : les méthodes itératives locale et globale.

Une des propositions pour diminuer l'erreur statistique est d'éliminer la nécessité d'une courbe de calibration. Pour cela, il faut que la pente soit égale à 1. Cette condition est vérifiée lorsque l'on utilise la bonne hypothèse de masse générée pour les histogrammes signal et bruit de fond lors de l'ajustement contraint.

Les deux méthodes présentées ci-dessous ne nécessitent plus de courbe de calibration.

6.2.1 La méthode itérative locale

Cette méthode est basée sur une succession d'ajustements avec changement d'hypothèse de masse et de combinaison pour les données entre chaque itération. Elle repose aussi, comme notre méthode principale, sur l'utilisation d'un maximum de vraisemblance événement par événement. On peut décomposer cette approche en deux étapes : la première constitue la paramétrisation et la seconde l'ajustement final. Nous allons maintenant présenter rapidement ces deux aspects.

a) Paramétrisation

Tout d'abord, il a été nécessaire de faire un ajustement sur le signal. Cette procédure a déjà été présentée précédemment en utilisant la fonction de probabilité f_i^s (équation 5.7). On obtient ainsi les valeurs de m^s , a^s et Γ^s pour chaque hypothèse de masse entre 80 et 81 GeV/c^2 (par pas de 100 MeV/c^2). En effet cette méthode nécessite, contrairement à celle retenue pour l'analyse finale, la connaissance des valeurs de ces trois paramètres pour toutes les hypothèses de masse. En effectuant un ajustement avec la fonction f_i (équation 5.9), pour toutes les hypothèses de masse considérées, nous obtenons la paramétrisation de m , a et Γ en fonction de la masse générée. Cette procédure nous donne la masse obtenue après ajustement que l'on pourra comparer avec la masse générée. On obtient ainsi le biais en masse de cette méthode. La valeur de ce biais peut être diminuée en remplaçant une formule de Breit-Wigner classique par une formule de Breit-Wigner relativiste. Nous sommes ainsi passés d'un biais d'environ 20 MeV/c^2 à 3 MeV/c^2 pour une masse générée de 80,35 GeV/c^2 . De plus, nous avons aussi testé un ajustement à un, deux et trois paramètres sans constater de différence significative du résultat obtenu. L'étape suivante consiste à effectuer l'ajustement sur les données.

b) Ajustement sur les données

On peut tout d'abord signaler que cette méthode n'est pas sensible à l'hypothèse de masse choisie. En effet, la combinaison choisie pour chaque hypothèse de masse est cohérente avec le choix des histogrammes. On peut donc choisir n'importe quelle hypothèse de masse, puis l'on construit les contributions du signal et du bruit à cette masse par combinaison linéaire des deux histogrammes les plus proches. La construction de ces différentes composantes a été présentée dans le chapitre 5 précédent. On utilise la fonction de probabilité f_i présentée dans l'équation 5.9, en tenant compte de la paramétrisation déterminée précédemment pour la fonction du dénominateur. On effectue alors un ajustement en corrigeant la masse obtenue avec le biais. Ce processus est répété en prenant comme hypothèse de masse cette nouvelle valeur tant que la différence entre la masse de départ et la masse corrigée soit inférieure à 5 MeV/c^2 .

Avec cette méthode, le nombre d'événements sélectionnés ainsi que la combinaison choisie pour les quatre jets peuvent varier lors de chaque itération (car le choix de la combinaison dépend de l'hypothèse de masse).

Les résultats obtenus par cette méthode sont compatibles avec la valeur centrale

exposée dans le chapitre précédent, avec une erreur statistique environ 8 %. Malheureusement, en étudiant la distribution des pulls, on observe une dispersion supérieure à 1 ($1,28 \pm 0,07$) comme le montre la figure 6.15 pour les données de 1999. Cette méthode sous-estime donc l'erreur.

Plusieurs modifications ont été testées afin de résoudre ce problème, mais sans toutefois y parvenir. Nous avons essayé entre autre de pondérer les événements et de modifier la fonction de probabilité.

Dans la partie suivante, nous allons présenter une variante de cette méthode où nous avons fixé la combinaison : nous n'avons sélectionné que les événements dont la combinaison reste inchangée.

6.2.2 La méthode itérative globale

Cette méthode constitue une variante de la méthode précédente. Tout d'abord, on choisit un sous-lot d'événements où le choix de la combinaison reste inchangé entre $79,70 \text{ GeV}/c^2$ et $81 \text{ GeV}/c^2$. De cette façon, on élimine environ 10 % des événements. Nous avons donc des lots d'événements pour les différentes contributions dans lequel le choix de la combinaison est toujours identique.

On applique alors la même méthode que celle exposée dans la section précédente. Dans ce cas, le lot de données ainsi que les contributions des événements ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$ restent inchangés durant toutes les étapes de l'ajustement. Par contre, dans les composantes *pythia* et *excalibur* seule la pondération due à la masse générée change entre les itérations lorsque l'on change l'hypothèse de masse.

En utilisant cette méthode, on obtient des résultats compatibles pour la masse centrale avec les valeurs exposées précédemment, mais la description des erreurs statistiques est mal prise en compte. En effet, la dispersion du pull vaut maintenant $1,1 \pm 0,08$ pour les données de 1999. Cette déviation est une conséquence de l'approche itérative de la méthode. On retrouve les mêmes conclusions sur l'approche itérative que celles exposées à la fin de la section précédente.

Nous avons ainsi remarqué que la moitié de l'effet sur l'élargissement du pull est due au processus itératif et l'autre moitié au changement de combinaison entre chaque itération.

En conclusion, le principe d'une méthode itérative introduit une mauvaise description de l'erreur statistique. De plus, lorsque l'on autorise le changement de combinaison entre chaque itération, on introduit encore une dégradation supplémentaire.

Après toutes nos investigations, nous avons décidé de choisir une méthode avec une courbe de calibration afin d'avoir confiance dans notre erreur statistique.

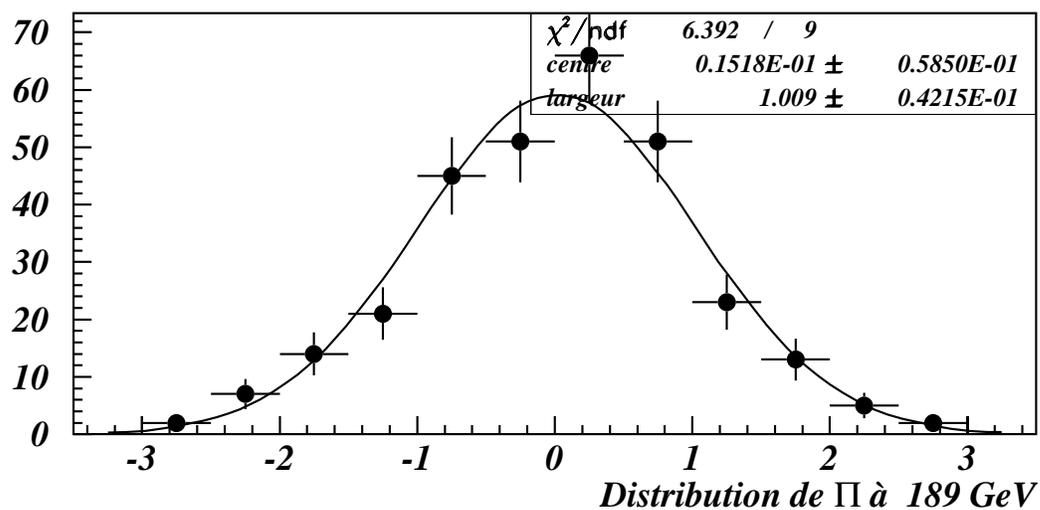
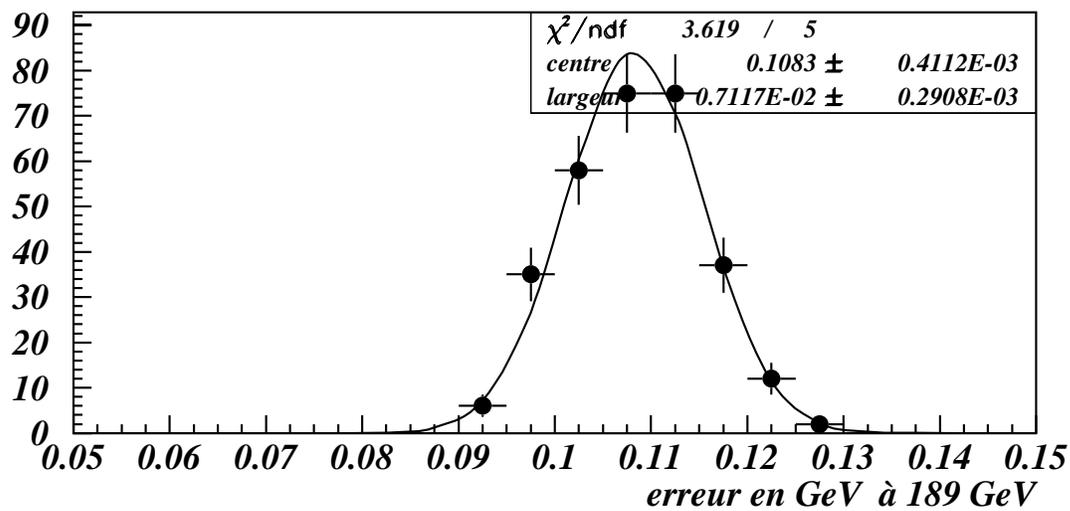


FIG. 6.12: *Distribution à 189 GeV de l'erreur et du pull Π qui représente la dispersion centrée et normée de la masse obtenue. Chacun des 300 lots est composé de 1000 événements.*

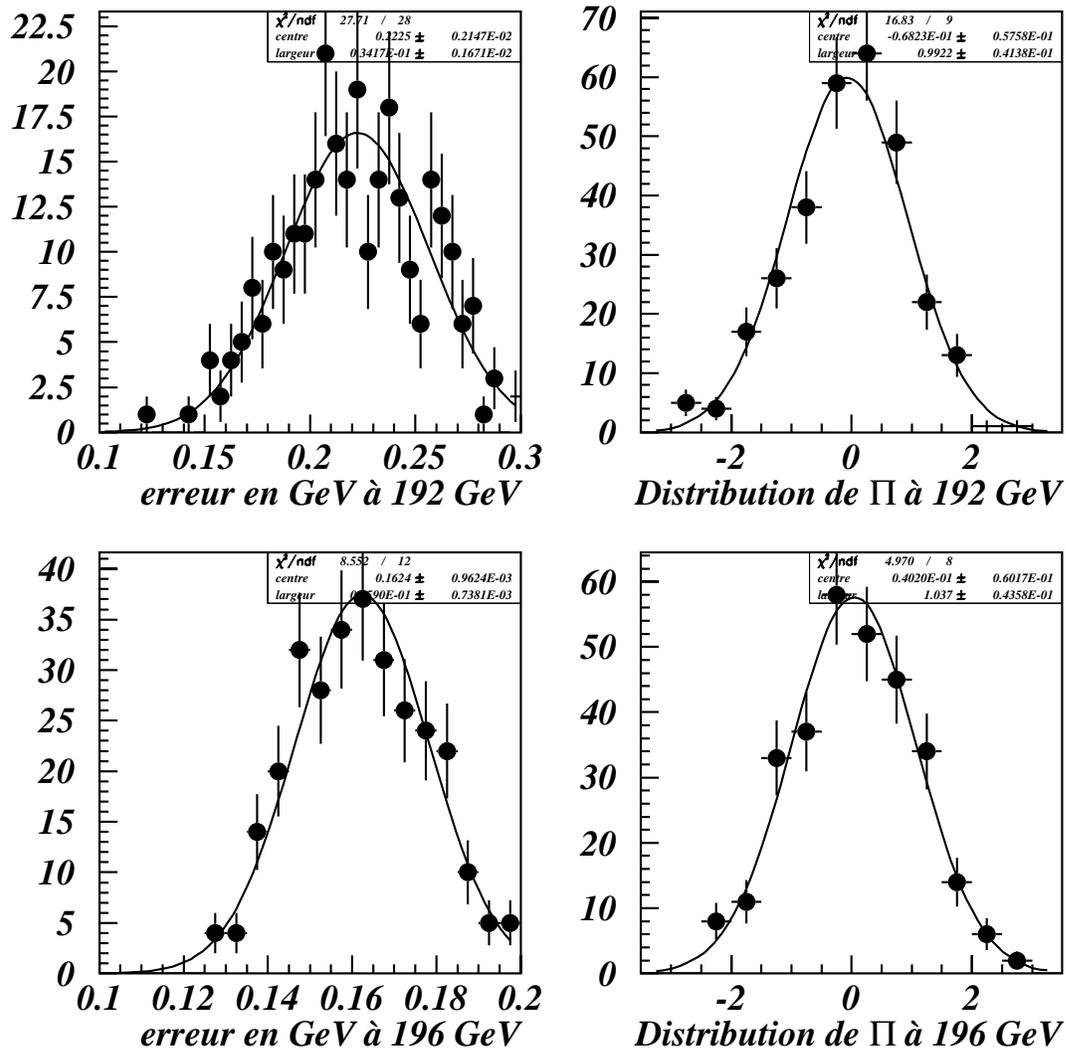


FIG. 6.13: Distribution à 192 et 196 GeV de l'erreur et du pull Π qui représente la dispersion centrée et normée de la masse obtenue.

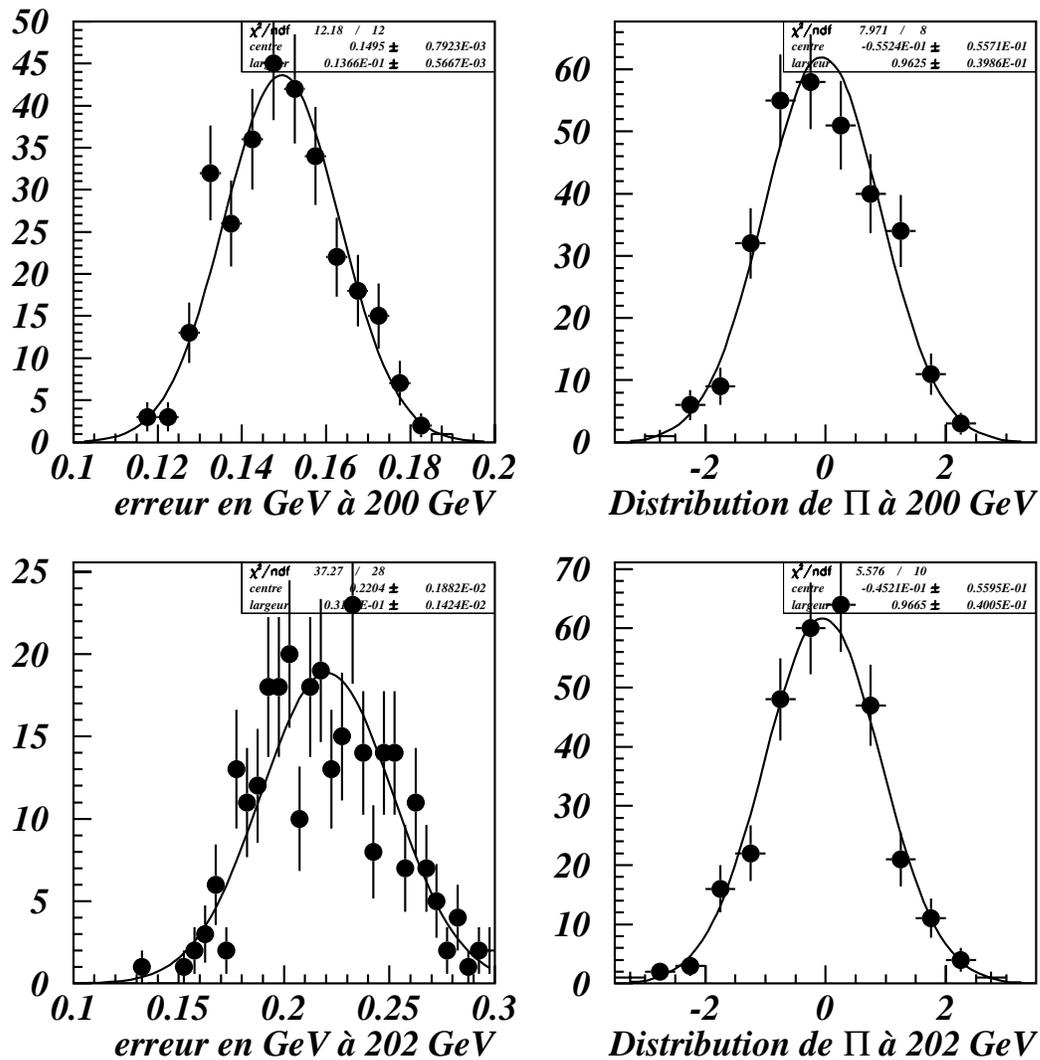


FIG. 6.14: Distribution à 200 et 202 GeV de l'erreur et du pull Π qui représente la dispersion centrée et normée de la masse obtenue.

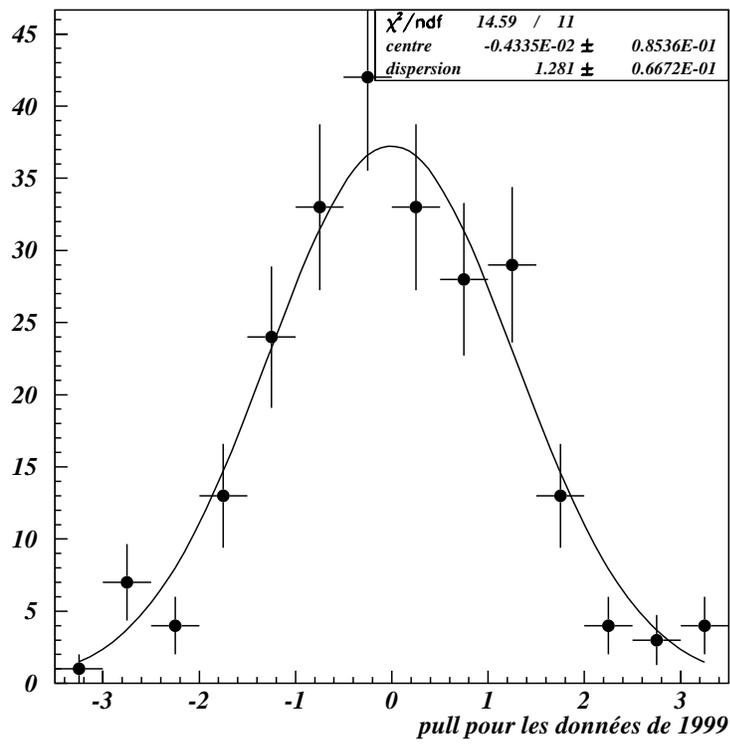


FIG. 6.15: *Distribution du pull Π pour les données collectées en 1999 avec la méthode itérative locale.*

Chapitre 7.

Etude des erreurs systématiques

Plusieurs effets peuvent être à l'origine d'une déviation de la masse mesurée. Nous allons, dans ce chapitre exposer les différentes sources d'erreur systématique et quantifier leurs effets sur la masse mesurée du boson W. Les résultats présentés concernant les interactions dans l'état final ne constituent que des résultats préliminaires, car toutes les implications et toutes les approches n'ont pas encore été étudiées.

7.1 Biais systématiques inhérent à la méthode

Lors de la détermination de la masse, plusieurs options ont été choisies. Nous allons dans cette partie résumer l'influence de nos choix. En effet, leur étude a déjà été présentée dans le chapitre 6. Cela nous a aussi permis de tester la stabilité de la méthode.

Ainsi, dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'influence de la taille et de la forme des pavés. Nous avons constaté que la variation de l'erreur statistique est très faible et que la valeur centrale de la masse pouvait varier de quelques MeV/c^2 . En analysant les résultats obtenus, nous pouvons estimer l'erreur systématique à $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse obtenue.

L'influence de l'hypothèse de masse de référence choisie a été analysée au cours de la section 1.2 du chapitre 6. Nous avons trouvé une variation de $16 \text{ MeV}/c^2$ en variant l'hypothèse de masse de $500 \text{ MeV}/c^2$ autour de la valeur centrale. L'erreur systématique estimée sur la masse du W concernant le choix de la référence de départ est donc de $\pm 8 \text{ MeV}/c^2$.

7.2 Statistique du Monte Carlo

Toute notre analyse est basée sur la simulation du Monte Carlo. La fonction de vraisemblance utilisée pour déterminer la masse du W dépend donc sensiblement

du nombre d'événements simulés. Pour chaque énergie, nous disposons d'une statistique limitée qui introduit une incertitude sur notre masse.

Pour étudier cet effet, nous avons effectué pour chaque pavé de chaque contribution du Monte Carlo un tirage suivant la loi de Poisson.

Notre étude est divisée en deux parties :

- Tout d'abord, nous avons étudié l'influence de la statistique sur le choix de la combinaison. Nous avons remarqué que l'effet n'est pas significatif. Ce résultat n'est pas surprenant puisqu'en examinant la matrice de choix, nous remarquons que le nombre d'événements dans le pavé correspondant à la combinaison la plus probable est bien plus grand, en général, que pour les deux autres pavés (figure 4.1).
- Dans une seconde étape, nous avons effectué un tirage aléatoire en utilisant la loi de Poisson pour toutes les composantes du signal et du bruit de fond simulés intervenant lors du maximum de vraisemblance.

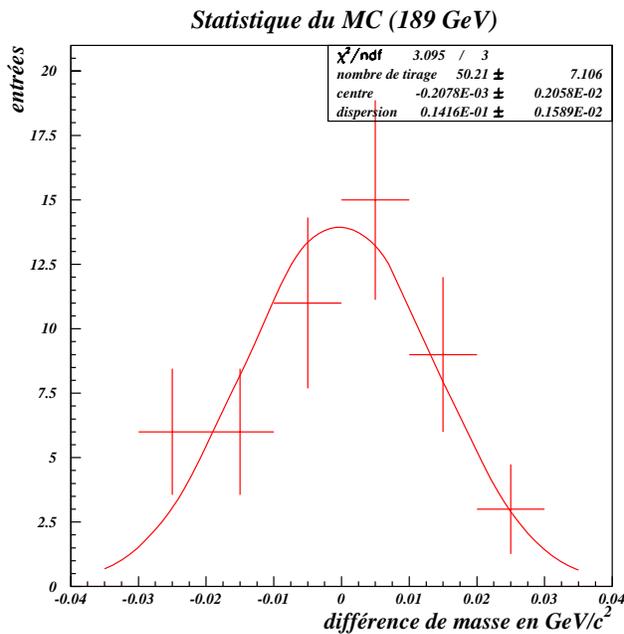


FIG. 7.1: Différence entre la masse ajustée du W avec un tirage aléatoire et la masse ajustée standard pour les données réelles à 189 GeV. Un tirage poissonien est effectué à la fois pour le choix de la combinaison et sur les histogrammes signal et fonds.

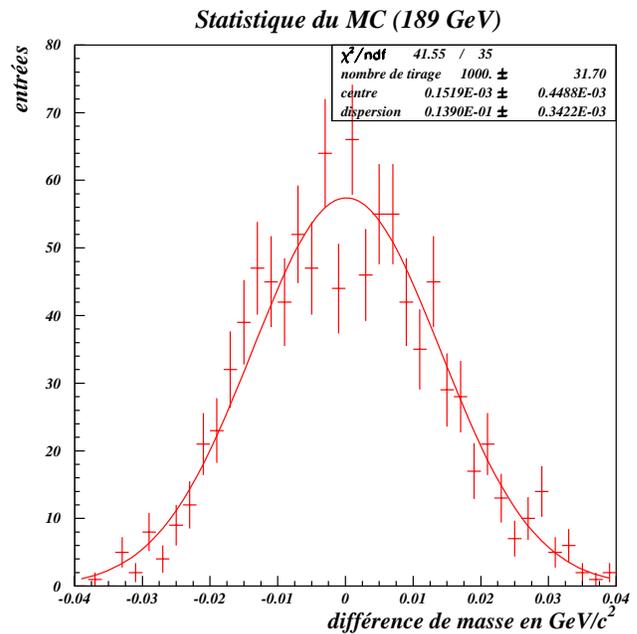


FIG. 7.2: Différence de masse avec seulement un tirage poissonien sur les histogrammes signal et fond à 189 GeV (1000 échantillons ont été utilisés).

Pour les données réelles collectées à 189 GeV, la figure 7.1 représente la différence entre la masse ajustée à chaque tirage et la masse ajustée standard lorsque l'on

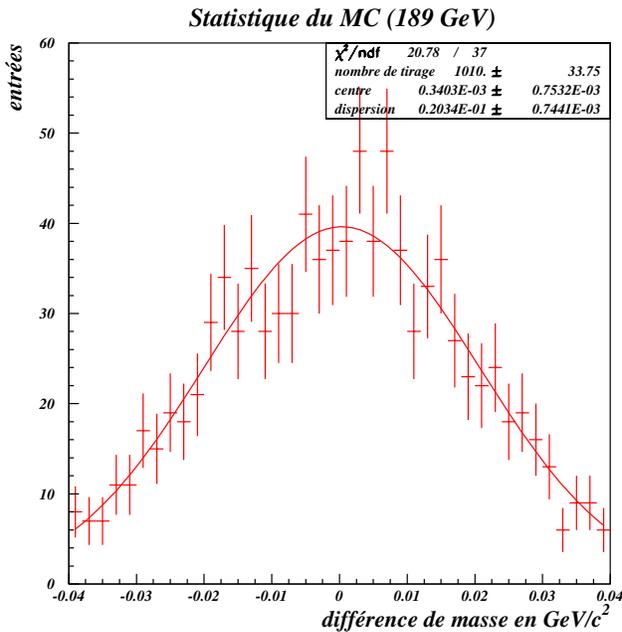


FIG. 7.3: Différence de masse avec seulement un tirage poissonien sur les histogrammes signal et fond à 189 GeV (1000 échantillons ont été utilisés - le contenu de chaque pavé simulé a été divisé par deux).

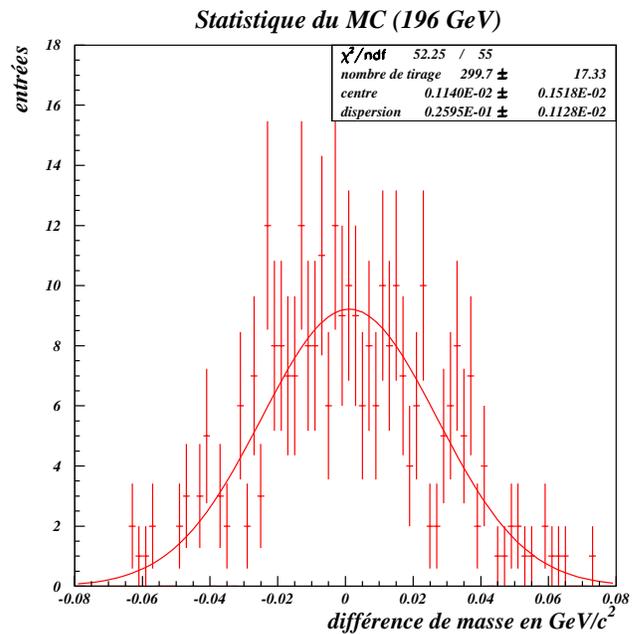


FIG. 7.4: Différence de masse avec seulement un tirage poissonien sur les histogrammes signal et fond à 196 GeV (300 échantillons ont été utilisés).

réalise des tirages aléatoires à la fois sur les matrices de choix et les histogrammes signal et fonds. La figure 7.2 tient seulement compte du tirage sur les histogrammes signal et fonds. On constate que les dispersions observées sont compatibles : $14,2 \pm 1,6 \text{ MeV}/c^2$ et $13,9 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2$ respectivement.

En divisant le contenu initial des pavés simulés par deux, puis en effectuant le même nombre de tirages poissoniens (1000), on retrouve le fait que la dispersion est bien multipliée par $\sqrt{2}$ (figures 7.2 et 7.3 où l'on obtient $20,3 \pm 0,7 \text{ MeV}/c^2$).

La distribution similaire à 7.2 observée à 196 GeV est illustrée sur la figure 7.4.

Les différentes valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 7.1.

Dans le tableau 7.2, nous avons représenté le nombre d'événements *excalibur* et $q\bar{q}(\gamma)$ utilisés lors de l'ajustement. En tenant compte de la statistique limitée de chacune des cinq contributions physiques simulées (*hadronique*, *semi-leptonique*, *mauvaises combinaisons*, ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$) et de la procédure de construction des histogrammes signal et bruit de fond (par somme et soustraction d'histogrammes), nous pouvons comprendre la différence entre les valeurs détaillées dans le tableau 7.1.

La statistique du Monte Carlo intervient aussi lors de la détermination de la pente de calibration. En effet, en variant la valeur de la pente de calibration de $\pm 1 \sigma$, on

Energie	dispersion en MeV/c^2	Nombre de tirages
189 GeV	$13,9 \pm 0,4$	1000
192 GeV	70 ± 4	300
196 GeV	$26 \pm 1,2$	300
200 GeV	$19,6 \pm 0,9$	300
202 GeV	52 ± 3	300

TAB. 7.1: *Dispersion observées aux différentes énergies de collision.*

Energie	N_{exca}	$N_{q\bar{q}(\gamma)}$
189 GeV	65426	11943
192 GeV	10021	728
196 GeV	41294	3671
200 GeV	83333	3060
202 GeV	9925	1634

TAB. 7.2: *Nombres d'événements simulés utilisés aux différentes énergies de collision.*

remarque à 189 GeV que la masse corrigée varie de $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$ et que son erreur varie d'environ $1 \text{ MeV}/c^2$. Ces effets sont directement pris en compte.

Globalement, l'erreur systématique due à la statistique limitée de la simulation est donc de $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse du W.

7.3 Effets de détecteur

Afin d'avoir un bon accord entre les données et la simulation, nous avons corrigé la quadri-impulsion des jets simulés. Cette démarche est exposée dans le chapitre 3. Nous allons maintenant étudier l'influence de l'erreur sur cette correction.

Un autre point sera abordé dans cette partie : l'alignement des détecteurs.

7.3.1 Résolutions en énergie et en angle

Dans la section 3.8, nous avons comparé les distributions des caractéristiques des jets entre les données collectées au pic du Z^0 et la simulation par Monte Carlo. Nous avons alors effectué une correction sur l'énergie et sur les résolutions en énergie, θ et ϕ des jets.

En comparant la masse obtenue avec et sans correction, nous observons une différence de $5 \text{ MeV}/c^2$. Comme l'erreur sur les paramètres de correction est négligeable devant les corrections appliquées (figures de la section 3.8), nous estimons de manière conservative que l'incertitude systématique due à la résolution sur les jets est de $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$.

7.3.2 Alignement

Une cause possible de distorsion angulaire dans DELPHI est l'incertitude sur le rapport entre la longueur (suivant l'axe des faisceaux) et la largeur (suivant le rayon) des détecteurs. En effet, tous les détecteurs sont alignés par rapport au détecteur de vertex (le VD). Mais le rapport de la longueur sur la largeur du VD est connu à $\pm 0,1$ % près. Cette indétermination induit donc une imprécision sur l'impulsion des traces.

Pour caractériser cet effet, nous avons modifié de 0,1 % la composante en impulsion p_z de tous les jets simultanément, en utilisant la relation :

$$p_z \Rightarrow \left(1 \pm \frac{0,1}{100}\right) p_z \quad (7.1)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 7.3 où nous montrons les déviations observées à 189 et à 196 GeV.

Energie	$p_z - 0,1$ %	$p_z + 0,1$ %
189 GeV	-3 MeV/c ²	+2 MeV/c ²
196 GeV	-4 MeV/c ²	+1 MeV/c ²

TAB. 7.3: *Différence de masse observée en modifiant l'impulsion p_z des jets de $\pm 0,1$ % à 189 et à 196 GeV.*

On remarque que l'effet est faible. La déviation possible due à l'alignement des détecteurs est estimée à ± 3 MeV/c².

7.4 Bruit de fond

L'influence des sections efficaces sur la valeur de la masse est exposée dans cette partie. Pour cela, nous avons modifié la section efficace du processus de création de paire de Z et des événements $q\bar{q}(\gamma)$ de ± 5 % indépendamment. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 7.4 ci-dessous. On remarque que l'effet est très faible (de l'ordre du MeV/c²).

La déviation influencée par la valeur des sections efficaces simulées a été estimée à ± 1 MeV/c².

7.5 Traitement des ISR

Dans l'analyse standard, le rayonnement de photons dans l'état initial est simulé dans *excalibur* par l'intermédiaire du programme QEDPS. Dans cette partie, nous allons comparer les résultats obtenus avec deux modèles de traitement d'ISR indépendants : QEDPS d'*excalibur* et *Koralw* [73]. Les deux traitements se différencient par le

Energie	$\sigma_{ZZ} - 5 \%$	$\sigma_{ZZ} + 5 \%$	$\sigma_{q\bar{q}} - 5 \%$	$\sigma_{q\bar{q}} + 5 \%$
189 GeV	0	0	-1	+1
192 GeV	+4	-3	0	0
196 GeV	+1	-1	-1	+1
200 GeV	-1	+1	0	0
202 GeV	-1	0	+1	-1

TAB. 7.4: Différence de masse en MeV/c^2 observée en modifiant la section efficace aux diverses énergies de collision.

degré de prise en compte des termes d'ordre supérieurs. Le traitement de *Koralw*, basé sur une exponentiation de YFS, tient compte de plus de termes correctifs que *excalibur*.

Chaque événement généré par *excalibur* est repondéré en fonction de l'énergie totale des photons ISR de l'événement. Le poids est obtenu pour chaque paire de W par une comparaison entre le traitement standard (QEDPS d'*excalibur*) et le traitement des ISR dans *Koralw*. La figure 7.5 représente la distribution du poids utilisé lors de cette repondération.

Les mêmes événements ont été utilisés lors de cette comparaison. Les résultats sont présentés dans le tableau 7.5.

traitement	Masse ajustée en GeV/c^2
QEDPS : analyse standard	$80,341 \pm 0,013$
KORALW : repondération	$80,354 \pm 0,013$
différence	0,013

TAB. 7.5: Comparaison des masses obtenues avec le traitement des ISR de QEDPS d'*excalibur* et de *Koralw* à 189 GeV (les erreurs statistiques sont corrélées).

On constate que l'effet dû au traitement des ISR dans le générateur utilisé est égal à $13 \text{ MeV}/c^2$.

7.6 Energie du LEP

La connaissance précise de l'énergie de collision est un point essentiel pour la détermination de la masse du boson W. En effet, l'énergie du faisceau est utilisée comme une contrainte lors de notre ajustement cinématique.

L'énergie du faisceau E_F a été évaluée par le groupe de travail du LEP [49][51]. L'erreur sur l'énergie du faisceau ΔE_F est estimés à $\pm 20 \text{ MeV}$ pour les données collectées en 1998 et à $\pm 21 \text{ MeV}$ pour les données de 1999 (voir section 1.3 du second

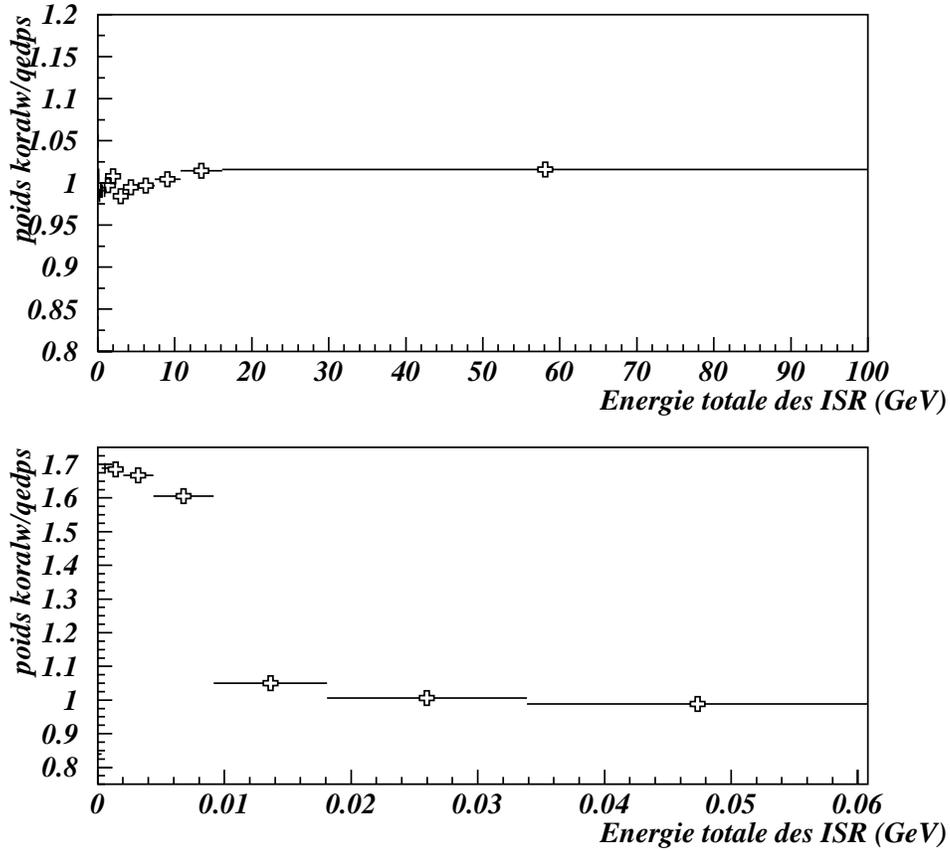


FIG. 7.5: Pondération à appliquer à chaque événement *excalibur* afin d'utiliser le traitement des ISR de *Koralw* en fonction de l'énergie totale des ISR. Sur la figure du bas, un agrandissement de la zone des faibles énergies a été représenté.

chapitre). En appliquant la formule suivante, on peut estimer l'erreur induite ΔM_W sur la masse du boson W due à l'imprécision sur la mesure de l'énergie des faisceaux :

$$\Delta M_W = M_W \frac{\Delta E_F}{E_F} \quad (7.2)$$

où M_W est la valeur de la masse mesurée.

L'erreur systématique sur la mesure de la masse due à la connaissance de l'énergie du faisceau vaut donc $\pm 17 \text{ MeV}/c^2$.

7.7 Les paramètres de fragmentation

Dans la simulation, la fragmentation a été effectuée avec *JETSET*. Quatre paramètres permettent d'ajuster les données à ce modèle phénoménologique.

Nous les avons détaillés au sein du second chapitre dans la partie concernant la simulation.

La valeur de ces quatre paramètres (a , σ_q , Q_0 et Λ_{QCD}) ainsi que la matrice de corrélation ont été déterminés durant la phase LEP1 [63]. Le χ^2 par degré de liberté global obtenu lors de cet ajustement n'était toutefois que de 9 environ.

Ces différentes valeurs sont exposées dans les tableaux 7.6 et 7.7.

paramètre	valeur	erreur σ sur ces paramètres
a	0,417	0,025
b	0,85	fixé
Λ_{QCD} (GeV)	0,297	0,009
Q_0 (GeV)	1,56	0,21
σ_q (GeV)	0,408	0,004

TAB. 7.6: Valeurs des paramètres utilisés dans JETSET.

corrélacion	a	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0
a	1,00	0,33	-0,60	0,01
σ_q	-	1,00	-0,69	-0,08
Λ_{QCD}	-	-	1,00	0,18
Q_0	-	-	-	1,00

TAB. 7.7: Matrice de corrélation entre les divers paramètres.

L'étude de l'influence du choix de ces paramètres de fragmentation a été effectuée avec JETSET en utilisant une description simpliste du détecteur (FASTSIM). Le lot de référence et le lot dont les paramètres ont été changés sont constitués exactement des mêmes événements avec les mêmes combinaisons. On étudie ainsi seulement les effets dus à la modification de ces paramètres. En changeant un des paramètres, on a pris en compte la matrice de corrélation avec les autres paramètres. Dans le tableau 7.8, on montre la différence entre la nouvelle masse et la masse de référence, en ayant modifié un des paramètres à chaque fois de $\pm 2\sigma$.

paramètre	ΔM pour -2σ (MeV/ c^2)	ΔM pour $+2\sigma$ (MeV/ c^2)	ΔM moyen (MeV/ c^2)
a	+10	+20	15
Λ_{QCD}	+25	-15	20
Q_0	+21	+14	18
σ_q	+4	+39	22

TAB. 7.8: Influence des paramètres dans le modèle de fragmentation JETSET sur la masse du boson W .

On constate qu'en moyenne la déviation est de l'ordre de ± 20 MeV/ c^2 . Compte tenu de la valeur du χ^2 obtenu lors de la détermination de ces paramètres, nous

avons choisi de prendre une déviation très conservative ($\pm 3 \sigma$).

En résumé, l'effet de la fragmentation peut être estimé à $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse du boson W.

7.8 Interconnection dans l'état final

Deux effets d'interconnection dans l'état final peuvent être à l'origine d'une déviation de la masse mesurée : les corrélations de Bose-Einstein et la reconnection de couleur. La description de ces deux phénomènes ainsi que les modèles utilisés ont été exposés dans la section 1.3.2 du premier chapitre.

Dans toute cette partie, compte tenu de l'état actuel de compréhension de ces deux phénomènes, je ne présenterai que des résultats préliminaires.

La déviation ΔM correspond dans ce qui suit à la différence entre la masse obtenue en étudiant un des deux effets d'interaction dans l'état final et la masse de référence (sans appliquer la reconnection de couleur et les corrélations de Bose-Einstein).

7.8.1 Corrélations de Bose-Einstein

Pour estimer l'effet induit par ce phénomène, nous allons effectuer un ajustement sur des événements générés par les modèles BE3 et BE32. Pour cette étude, nous avons choisi un sous-lot comprenant les mêmes événements et les mêmes combinaisons.

En comparant les deux modèles BE3 et BE32 et en tenant compte de la corrélation entre les pions issus d'un même W ou de la corrélation entre tous les pions de l'événement, on obtient les résultats présentés dans le tableau 7.9. Les paramètres de fragmentation de JETSET sont ceux présentés dans la partie précédente. On constate qu'il y a une différence sensible entre les diverses valeurs lorsque l'on tient compte de la corrélation entre tous les pions ou de la corrélation entre pions issus d'un même W. A ce stade, plusieurs questions restent en suspend. Quel est l'argument qui impose au modèle une si grande déviation dans le cas où la corrélation a lieu à l'intérieur d'un même W? Dans ce cas, on s'attendrait à ce que globalement l'effet soit nul au premier ordre (association trace-W correcte pour toutes les particules). Pourquoi les effets observés pour un même W ou pour les deux W sont-ils de sens opposés?

De plus, on constate que le comportement des deux modèles est assez similaire.

Afin de poursuivre la compréhension et la modélisation de ce phénomène, une autre approche a été appliquée. Celle-ci ne se trouve qu'au stade préliminaire. Une nouvelle détermination des paramètres de fragmentation en tenant compte des paramètres de Bose-Einstein et de leur corrélation a été effectuée. Le χ^2 par degré de liberté est égale à 5,3.

Les nouveaux paramètres obtenus sont les suivants :

$$\begin{aligned}
a &= 0,1571 \pm 0,032 \\
b &= 0,58513 \\
\sigma_q &= 0,42303 \pm 0,003 \text{ GeV} \\
\Lambda_{QCD} &= 0,32855 \pm 0,003 \text{ GeV} \\
Q_0 &= 1,82573 \pm 0,098 \text{ GeV} \\
\lambda_{BE} &= 1,73548 \pm 0,065 \\
r_{BE} &= 0,26133 \pm 0,009 \text{ fm}
\end{aligned}$$

modèles	ΔM en MeV/c^2
BE3 pour les pions dans le même W	+36
BE3 pour tous les pions	-32
BE32 pour les pions dans le même W	+55
BE32 pour tous les pions	-36

TAB. 7.9: Estimation possible de l'influence sur la masse due aux corrélations de Bose-Einstein pour $\lambda_{BE} = 1,6$ et $r_{BE} = 0,6$ fm.

La matrice de corrélation entre ces paramètres est exposée dans le tableau 7.10.

corrélation	a	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	b	λ_{BE}	r_{BE}
a	1,00	-0,661	0,714	-0,755	-0,938	-0,624	0,587
σ_q	-	1,00	-0,818	0,773	0,839	0,470	-0,337
Λ_{QCD}	-	-	1,00	-0,686	-0,841	-0,592	0,551
Q_0	-	-	-	1,00	0,898	0,542	-0,488
b	-	-	-	-	1,00	0,637	-0,575
λ_{BE}	-	-	-	-	-	1,00	-0,947
r_{BE}	-	-	-	-	-	-	1,00

TAB. 7.10: Matrice de corrélation entre les divers paramètres.

En utilisant le modèle BE32 et les nouveaux paramètres exposés ci-dessus, on obtient les déviations sur la masse résumées dans le tableau 7.11. Dans ce cas, les deux déviations obtenues vont dans le même sens et l'ordre de grandeur de l'effet sur les pions issus d'un même W est environ deux fois plus faible que l'effet total. Cette nouvelle approche semble mieux justifiée. On notera que dans cette approche, l'incertitude systématique due aux corrélations de Bose-Einstein n'est plus indépendante de celle due aux choix des paramètres de fragmentation de JETSET.

modèle BE32	ΔM en MeV/c^2
BE32 pour les pions dans le même W	-32
BE32 pour tous les pions	-53

TAB. 7.11: Estimation possible de l'influence sur la masse due aux corrélations de Bose-Einstein, en tenant compte des corrélations entre les paramètres de fragmentation et ceux de Bose-Einstein.

Compte-tenu, de la compréhension actuelle des corrélations de Bose-Einstein, l'erreur systématique préliminaire due à ce phénomène est estimée à $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$.

7.8.2 Reconnection de couleur

Pour traiter le phénomène de reconnection de couleur, nous avons utilisé les modèles *SKI* et *SKII* qui ont été expliqués au cours du premier chapitre.

Nous avons appliqué notre étude à différents lots d'événements générés avec les modèles SK. Les résultats sont illustrés dans le tableau 7.12. Dans ce tableau, on montre pour le modèle SKI, la déviation obtenue sur la masse lorsque tous les événements ont subi une reconnection de couleur.

modèles	ΔM en MeV/c^2
SKI 100 % de reconnection	+208
SKII	+13

TAB. 7.12: Estimation possible de l'influence sur la masse due à la reconnection de couleurs.

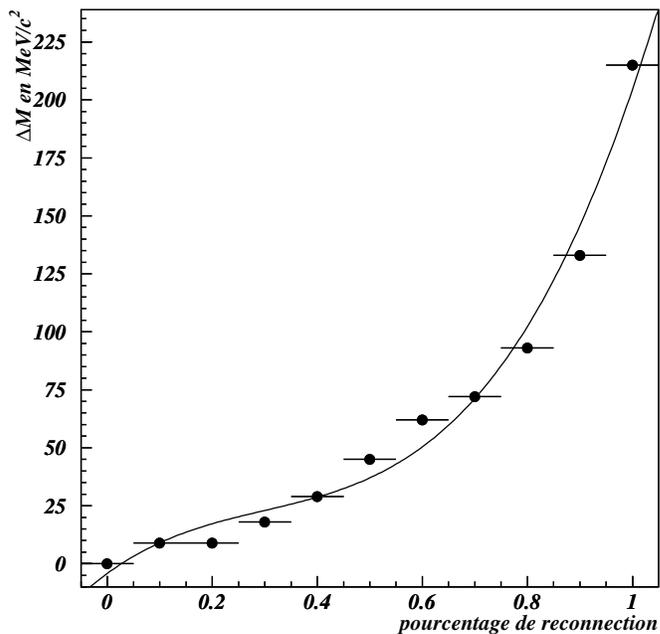


FIG. 7.6: Evolution de la différence en masse en fonction du pourcentage de reconnection avec le modèle SKI ($\kappa = 0.65$).

En mélangeant des événements ayant subi une reconnection de couleur et des événements standards, nous obtenons la distribution 7.6. Celle-ci présente l'évolution de la

déviations sur la masse observée en fonction du pourcentage d'événements reconnectés en ayant choisi $\kappa = 0.65$. Pour une valeur intermédiaire de la reconnection de 40 %, la déviation en masse observée est de $30 \text{ MeV}/c^2$ environ.

La déviation systématique préliminaire est donc estimée à $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$.

7.9 Bilan des erreurs systématiques

Après avoir étudié les divers effets possibles, nous pouvons les résumer dans le tableau 7.9. On remarque que les contributions dominantes sont les effets dus à la fragmentation et à l'interconnection dans l'état final (encore préliminaire).

variables	erreur systématique sur ΔM (MeV/c^2)
choix de la masse de référence	8
pavage	10
statistique du Monte Carlo	10
effets de détecteur	4
section efficace du bruit de fond	1
traitement des ISR	13
énergie du LEP	17
fragmentation	30
corrélation de Bose-Einstein	40 préliminaire
reconnection de couleur	30 préliminaire

TAB. 7.13: Résumé des erreurs systématiques pour les différents effets étudiés au cours de ce chapitre.

L'incertitude systématique globale sur la mesure de la masse du boson W est donc de $\pm 64 \text{ MeV}/c^2$ dans notre analyse. La principale contribution provient des phénomènes d'interconnection dans l'état final purement hadronique. Une autre source d'erreur systématique importante est due aux choix des paramètres de fragmentation. La contribution des autres effets est nettement moins importante.

Résumé et perspectives

Pour mener à bien ce travail de thèse, les données collectées en 1998 et en 1999 par le détecteur DELPHI ont été analysées. Ainsi, j'ai pu déterminer la masse du boson W, paramètre fondamental du Modèle Standard, dans le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Au cours des chapitres précédents, nous avons exposé la sélection des événements, la reconstruction des jets, la détermination de la masse du boson W et l'étude des erreurs systématiques.

Dans le tableau I, nous résumons les différentes masses mesurées avec leur erreur statistique pour les diverses énergies étudiées.

\sqrt{s} GeV	L pb ⁻¹	N_{don}	masse M_W obtenue (GeV/c ²)
189	157,61	1465	$80.502 \pm 0,115$
192	25,83	254	$80.602 \pm 0,371$
196	76,40	719	$80.326 \pm 0,196$
200	83,36	752	$80.309 \pm 0,190$
202	40,29	370	$80.386 \pm 0,260$

TAB. I: *Masse obtenue pour les différentes énergies étudiées. Dans ce tableau figure également la luminosité L et le nombre de données sélectionnées N_{don} .*

En combinant les différentes énergies, nous obtenons le résultat final suivant (stat : erreur statistique - LEP : erreur systématique due à l'énergie des faisceaux du LEP - FSI : erreur systématique d'interconnection dans l'état final - syst : autres erreurs systématiques) :

$$M_W = 80,430 \pm 0,081 \text{ (stat)} \pm 0,037 \text{ (syst)} \\ \pm 0,050 \text{ (FSI)} \pm 0,017 \text{ (LEP)} \text{ GeV}/c^2$$

Nos résultats sont compatibles avec une autre étude menée dans le même canal dans DELPHI [6][76] :

$$M_W = 80,414 \pm 0,069(\text{stat}) \pm 0,028(\text{syst}) \pm 0,055(\text{FSI}) \pm 0,017(\text{LEP}) \text{ GeV}/c^2$$

L'analyse officielle de DELPHI [6][76] dans le canal hadronique est une méthode par idéogrammes, construite avec les masses invariantes des deux W de chaque événement. Développée depuis plusieurs années, cette analyse distingue les événements avec une topologie en quatre ou en cinq jets. Pour les événements en cinq jets, la résolution en masse peut-être améliorée de 15 % (par rapport aux mêmes événements traités en quatre jets) ; mais en contrepartie, la contribution du bruit de fond combinatoire est 4,5 plus importante. Pour compenser cet accroissement, une pureté pour chaque événement a été introduite, ce qui permet de pondérer l'événement en fonction de sa topologie.

En comparant nos résultats avec ceux de l'analyse officielle, on remarque que notre erreur statistique est supérieure de 15 %. Ceci peut s'expliquer par une optimisation de la méthode officielle (topologie en quatre ou cinq jets, pureté, meilleure efficacité, ...). La contribution de l'erreur systématique est également un peu plus grande dans notre analyse. Cette différence provient essentiellement de l'incertitude sur la fragmentation (estimée ici à $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ et à $\pm 12 \text{ MeV}/c^2$ dans l'autre analyse). L'étude développée au cours de cette thèse a donc permis de confirmer de manière indépendante la valeur de la masse du boson W obtenue dans DELPHI.

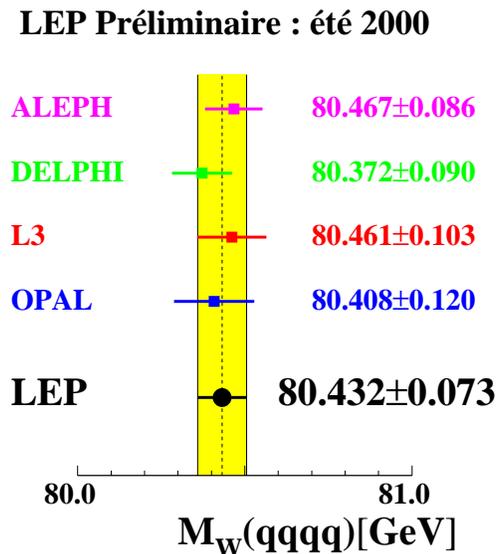


FIG. I: Masse du boson W en GeV/c^2 obtenue par les différentes expériences LEP en analysant toutes les données collectées entre 172 et 202 GeV dans le canal hadronique.

Autres mesures de la masse du boson W :

Les résultats de l'expérience DELPHI dans le canal hadronique sont en accord avec les résultats des autres expériences du LEP ([74] à [78]). La figure I représente les résultats préliminaires de la masse du boson W dans le canal hadronique. Ces résultats ont été obtenus en analysant les données de LEP2 jusqu'en 1999 inclus (sauf à 161 GeV). Les erreurs indiquées tiennent compte à la fois de l'erreur statistique et des erreurs systématiques.

Dans le tableau II, nous détaillons la masse obtenue pour chaque expérience et pour tous les canaux étudiés lors de la détermination par reconstruction directe [74] (les erreurs statistique et systématique totale sont indiquées).

expérience	$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{\nu}_l$	$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	combinaison
ALEPH	$80,435 \pm 0,063 \pm 0,048$	$80,467 \pm 0,064 \pm 0,057$	$80,449 \pm 0,045 \pm 0,047$
DELPHI	$80,381 \pm 0,088 \pm 0,048$	$80,372 \pm 0,064 \pm 0,063$	$80,380 \pm 0,053 \pm 0,047$
L3	$80,273 \pm 0,089 \pm 0,046$	$80,461 \pm 0,077 \pm 0,069$	$80,362 \pm 0,058 \pm 0,052$
OPAL	$80,510 \pm 0,067 \pm 0,031$	$80,408 \pm 0,066 \pm 0,100$	$80,486 \pm 0,053 \pm 0,039$
total LEP	$80,427 \pm 0,038 \pm 0,035$	$80,432 \pm 0,034 \pm 0,064$	$80,428 \pm 0,030 \pm 0,036$

TAB. II: *Résultats préliminaires sur la masse du boson W obtenus par les différentes expériences LEP pour les données collectées entre 172 et 202 GeV en fonction des canaux étudiés (résultats en GeV/c^2).*

Dans le canal semi-leptonique, l'erreur systématique est plus faible car il n'y a pas d'incertitude due aux corrélations de Bose-Einstein et à la reconnection de couleur. Mais d'autres sources d'erreurs systématiques sont être considérées (énergie des leptons en particulier).

Lors de la combinaison des diverses mesures, les erreurs systématiques décorréelées (statistique du Monte Carlo, entre autre) et celles qui sont communes aux quatre expériences LEP (énergie du faisceau, interconnection dans l'état final, ...) ont été prises en compte.

En combinant tous ces résultats, la valeur suivante de la masse est obtenue en ne tenant compte que de sa détermination directe (tableau II):

$$M_W = 80,428 \pm 0,030(\text{stat}) \pm 0,036(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2.$$

source	$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{\nu}_l$	$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	combinaison
ISR-FSR	8	10	8
fragmentation	26	23	24
effets de détecteurs	11	7	10
énergie du LEP	17	17	17
reconnection de couleur	-	50	13
corrélations de Bose-Einstein	-	25	7
autres sources	5	5	4

TAB. III: *Erreurs systématiques utilisées lors de la combinaison des quatre expériences LEP entre 172 et 202 GeV en fonction des canaux étudiés (résultats en MeV/c^2). Les autres sources d'erreurs systématiques sont décorréelées entre les expériences LEP (statistique du Monte Carlo, ajustement, sélection des événements, traitement des quatre fermions).*

Les principales sources d'erreur systématique sont dues à la fragmentation (24 MeV/c^2), à la connaissance de l'énergie de LEP (17 MeV/c^2) et aux phénomènes

d'interconnexion dans l'état final (18 MeV/c²). Dans le tableau III, nous résumons les différentes erreurs systématiques utilisées lors de la combinaison.

En ajoutant les données collectées lors de la mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au seuil¹ à 161 GeV (10 pb⁻¹ par expérience), nous obtenons le résultat suivant :

$$M_W(LEP2) = 80,427 \pm 0,046 \text{ GeV}/c^2$$

De plus, on constate que les masses obtenues dans le canal hadronique et semi-leptonique sont très voisines (tableau II) :

$$M_W(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{\nu}_l) = 80,427 \pm 0,038(\text{stat}) \pm 0,035(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$$

$$M_W(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = 80,432 \pm 0,034(\text{stat}) \pm 0,064(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$$

$$\Delta M_W(q\bar{q}q\bar{q} - q\bar{q}l\bar{\nu}_l) = +5 \pm 51 \text{ MeV}/c^2$$

On n'a pas tenu compte des erreurs d'interconnexion dans l'état final dans le calcul de l'erreur sur cette différence. Expérimentalement, l'incertitude sur l'effet d'interconnexion dans l'état final ($\pm 51 \text{ MeV}/c^2$) est donc du même ordre que l'erreur estimée au LEP ($\pm 56 \text{ MeV}/c^2$). On peut donc envisager de réduire encore cette erreur.

Une autre mesure a été effectuée au Tevatron par les expériences CDF et DO dans les canaux leptoniques $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ et $W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$ [17]. La méthode est basée sur la détermination de la masse transverse de la paire lepton chargé-neutrino. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de LEP2 (figure 1.12) :

$$M_W(p\bar{p}) = 80,452 \pm 0,062 \text{ GeV}/c^2.$$

L'erreur systématique est dominée par la résolution et la détermination du moment transverse du lepton [79]. Dans le tableau IV, nous avons résumé les principales sources d'erreur dans l'expérience CDF [80].

Un résumé des valeurs obtenues par les différents types d'expérience est illustré sur la figure 1.12 du chapitre 1. On peut y comparer la masse du boson W issue de mesure indirecte (NuTeV/CCFR et LEP1/SLD) avec des mesures directes (collisionneur $p\bar{p}$ et LEP2). On remarque un bon accord entre les diverses mesures. L'accord entre les mesures directes et les mesures indirectes est une preuve importante de la cohérence du Modèle Standard. Nous pouvons, par exemple comparer la masse du quark top prédite par des mesures indirectes (en supposant que la masse du boson de Higgs soit inférieure à 1000 GeV/c²) et celle obtenue par mesure directe au Tevatron [81]:

$$\begin{aligned} m_{top}(\text{indirecte}) &= 169_{-8}^{+10} \text{ GeV}/c^2 \\ m_{top}(\text{directe}) &= 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

1. $M_W(\text{seuil}) = 80,40 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 0,07(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$

source	$W \rightarrow e\nu_e$	$W \rightarrow \mu\nu_\mu$
erreur statistique	65	100
calibrations des leptons	75	85
résolution des leptons	25	20
hadron de recul	40	40
autres sources	25	35
erreur systématique (sauf calibration)	54	57

TAB. IV: *Détail des erreurs (en MeV/c^2) sur la mesure de la masse obtenue pour l'expérience CDF lors du run 1. Les autres sources considérées sont les corrections QED, l'influence du bruit de fond et l'incertitude théorique en impulsion transverse du W.*

L'intérêt d'une mesure précise de la masse du boson W et celle du quark top a déjà été exposé dans le chapitre 1. La prise en compte des corrections électro-faibles peut contraindre la valeur de la masse du boson de Higgs standard. La limite supérieure actuelle sur la masse du boson de Higgs est de : $M_{Higgs} \leq 206 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance [82]. La limite inférieure par des mesures directes à LEP2 est de $M_{Higgs} \geq 113,5 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance.

Perpectives

En ajoutant les données de l'an 2000 encore à analyser, on peut estimer que l'erreur finale sur la masse du boson W à LEP2 sera d'environ 35 à 40 MeV/c^2 . Dans le canal hadronique, nous sommes arrivés à un stade où l'erreur systématique est plus grande que l'erreur statistique. Une meilleure compréhension des phénomènes d'interaction dans l'état final est nécessaire pour diminuer l'erreur systématique.

Ainsi, dans la collaboration DELPHI, une étude est actuellement menée sur la corrélation entre les paramètres de fragmentation et de Bose-Einstein (quelques résultats préliminaires ont été présentés dans le chapitre 7). Elle consiste à effectuer un ajustement global des paramètres de fragmentation et de Bose-Einstein pour les données collectées à LEP1 dans la désintégration des Z^0 . Une autre approche possible est la mesure directe des paramètres de Bose-Einstein en utilisant des variables sensibles à ce processus. Pour les paires de W produites à LEP2, en comparant le rapport du nombre de paires de pions de même signe sur celui de signe opposé dans les données et le Monte Carlo, nous pouvons contraindre certaines hypothèses du modèle. En effet, il est important de savoir si les corrélations ont seulement lieu entre les pions issus d'un même W ou entre tous les pions de l'événement W^+W^- . En analysant les résultats préliminaires actuels, on constate, pour les trois expériences ALEPH, L3 et OPAL, l'accord est meilleur si on ne tient compte que des corrélations entre les pions d'un même W [83].

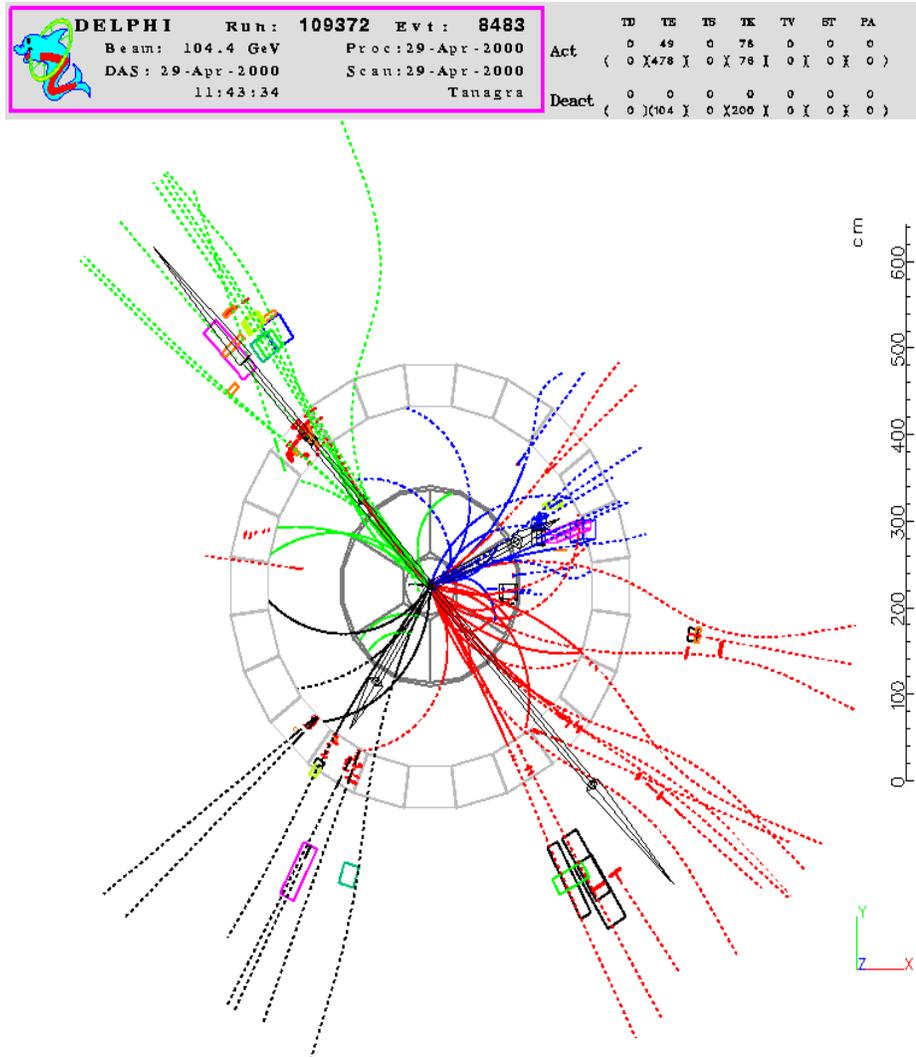
En ce qui concerne le traitement de la reconnection de couleur, les modèles actuels doivent être optimisés (le modèle utilisé SK est basé sur une description statique alors que le processus est un phénomène dynamique). Pour les événements W^+W^- à LEP2, l'étude du flux de particules compris dans la zone entre les jets permettra

de quantifier plus précisément le taux de reconnection de couleur dans les modèles actuels [30][84].

Au Tevatron, la masse du W est mesurée dans le canal leptonique. A l'issue du run IIb (vers la fin 2007), la masse du boson W sera connue au Tevatron avec une erreur statistique estimée de l'ordre de $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$. Les erreurs systématiques sont fortement décorélées avec celles obtenues au LEP. Nous pouvons donc espérer une erreur finale sur la masse du boson W , avant le démarrage du LHC, de l'ordre de $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$.

Si le boson de Higgs n'est pas encore découvert avant le début du LHC, la mesure précise de la masse du boson W et celle du quark top (erreur statistique attendue de $\pm 3 \text{ GeV}/c^2$ à la fin du run IIb) permettra de contraindre très significativement la masse du boson de Higgs standard (à $\pm 40 \%$ près).

Une paire de W collectée en 2000



«La connaissance s'acquiert par l'expérience,
tout le reste n'est que de l'information.»

Albert Einstein

Bibliographie

- [1] Weinberg S.
Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)
- [2] UA1 Collaboration
Phy. Lett. B 122 103 (1983)
- [3] UA2 Collaboration
Phy. Lett. B 122 476 (1983)
- [4] Delphi Collaboration,
Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=189$ GeV
conférence OSAKA - Delphi note 2000-144 OSAKA CONF 443 (2000)
- [5] Delphi Collaboration,
Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}=192 - 202$ GeV
Conférence OSAKA - Delphi note 2000-149 OSAKA CONF 446 (2000)
- [6] Delphi Collaboration,
Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}=189$ GeV
CERN-EP-final - soumis à Phys. Lett. B (18 janvier 2001)
- [7] F. Halzen A. D. Martin, *Quarks and leptons*, 1984
- [8] D. Bardin, *1999 European School of High-Energy Physics*,
Field theory and the Standard Model 1999
- [9] T.P. Cheng L.F. Li, *Gauge theories of elementary particles*,
Oxford University Press (1983)
- [10] P. Aurenche, *The Standard Model of particle physics*,
hep-ph/9712342 July 1997
- [11] R. K. Ellis, W. J. Stirling, B. R. Webber,
QCD and collider Physics
Cambridge University Press (1996)
W. J. Stirling,
1999 European School of High-Energy Physics,
Basic elements of QCD, 1999
- [12] G. Chanfray, G. Smadja
Les particules et leurs symétries, Masson 1997

- [13] P.W. Higgs, *Broken Symetries and the masses of the gauge boson*,
Phys. Lett. 12 (1964) 132
P.W. Higgs, *Spontaneous symmetry breaking without massless bosons*,
Phys. Rev. 145 (1966) 1156
- [14] T. W. B. Kibble, *Symmetry breaking in non-abelien gauge theories*,
Phys. Rev. 155 (1967) 1554
- [15] M. Kobayashi et K. Maskawa,
Progr. Theor. Phys. 49(1973) 652
- [16] D. E. Groom et al., Particle Data Group,
The European Physical Journal C15 (2000) 1
- [17] D. A. Glenzinski, U. Heintz,
Precision Measurement of the W-boson Mass,
hep-ex/0007033 FERMILAB (18 juillet 2000)
- [18] M. Davier,
L'interaction électrofaible : un bilan des résultats de LEP1 et SLC
LAL-98-02 (1998)
- [19] G. Altarelli and al. *Physics at LEP2*, CERN 96-01 volume 1.
- [20] A. Blondel et al.
CDHS Collab
Z. Phys C45 (1990) 361
- [21] V. S. Fadin, V. A. Khoze, A. D. Martin and A. Chapovsky
Coulomb effects in W^+W^- production
Phys. Rev. D52 (1995) 1377
- [22] G. Gustafson et J. Häkkinen,
Colour interference and confinement effects in W-pair production
Z. Phys. C64 (1994) 659
- [23] S. Todorova-Nova
Thèse de doctorat
IReS 98-18 - Strasbourg 1998
- [24] G. Altarelli and al. *Physics at LEP2*, CERN 96-01 volume 2.
- [25] W. Kittel,
Interconnection effects and W^+W^- decays
XXXIV Rencontre de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions,
Les Arcs, mars 1999
HEN-420
- [26] ALEPH Collaboration
Measurement of the W Mass and Width in e^+e^- Collisions at 189 GeV
Eur. Phys. J. C17 (2000) 241 - CERN-EP/2000-045
- [27] T. Sjöstrand et V. A. Khoze
On colour rearrangement in hadronic W^+W^- events
Z. Phys. C62 (1994) 281

- [28] P. Abreu et al., DELPHI coll.
Charged and identified particles from the hadronic decay of W bosons and in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ at 183 and 189 GeV
DELPHI 99-21 CONF 220 (1999)
- [29] V. A. Khoze
Interconnection phenomena in W^+W^- and $t\bar{t}$ events
CERN-TH-98-176 (1998)
- [30] D. Duchesneau,
Energy and Particle Flow Studies in $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow$ hadrons to Search for Colour Reconnection Effects
L3 Note 2486 16 Décembre 1999
- [31] T. Sjöstrand
Comp. Phys. Commun. 82 (1994) 74
- [32] T. Sjöstrand,
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 physics manual,
CERN-TH/93/7112, hep-ph/9508391
- [33] T. Sjöstrand et V. A. Khoze
Does the W Mass Reconstruction Survive QCD Effects?
Phy. Rev. Lett. 72 (1994) 28
- [34] P. Abreu et al.
Correlation between particles in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ events
DELPHI 2000-115 CONF 414
- [35] L. Lönnblad et T. Sjöstrand
Bose-Einstein effects and W mass determination
Phys. Lett. B351 (1995) 293
- [36] L. Lönnblad et T. Sjöstrand
Modelling Bose-Einstein correlations at LEP2
Eur. Phys. C2 (1998) 165
- [37] S. Todorova, J. Rames
IReS 97/29 hep-ph 97 10280
B. Anderson, M. Ringner
Nucl. Phys. B513 (1998) 627
- [38] Mc Farland K,
Processing of the XXXIII Rencontres de Moriond,
Les Arcs France 1998
- [39] CCFR Collaboration,
Eur. Phys. J. 1, 509 (1998)
- [40] The LEP Collaboration, the LEP energy Group
and the SLD Heavy Flavor Group,
CERN-EP/2000-016, pp. 48-49 (2000)
- [41] Precision Tests of the Electroweak Gauge Theory
Présentation de Atul Gurtu
ICHEP2000 - Osaka - juillet 2000

- [42] Pierce D, Bagger JA, Matchev KT, Zhang RJ,
Nucl. Phys. B 491, 3 (1997)
- [43] Azuelos G. et al.
Electroweak Physics
hep-ph/0003275, 28 Mars 2000
- [44] P. Abreu et al. Collaboration DELPHI,
Nucl. Instr. Meth. A378 (1996) 57.
- [45] D Buskulic et al. Collaboration ALEPH,
Nucl. Instr. Meth. A360 (1995) 481.
- [46] I. C. Brock et al. Collaboration L3,
Nucl. Instr. Meth. A381 (1996) 236.
- [47] K. Allport et al. Collaboration OPAL,
Nucl. Instr. Meth. A346 (1994) 476.
- [48] Eric Torrence, LEP Energy Working Group
Determination of the LEP beam energy
Séminaire sur la mesure de l'énergie du LEP, janvier 2000
- [49] The LEP Energy Working Group
Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1998
LEP Energy Working Group 99/01 (17 March 1999)
- [50] P. Renton, LEP Energy Working Group
Measurement of the beam energy at LEP2
conférence ICHEP2000 (juillet 2000)
- [51] The LEP Energy Working Group
Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1999
LEP Energy Working Group 00/01 (5 June 2000)
- [52] V. Canale et G. Valenti,
The trigger configuration for LEP200 , Note interne DELPHI 96-104 DAS 179
Note interne DELPHI 99-7 DAS 188
- [53] Franek, B et al.
Big Brother: a fully automated control system for the DELPHI experiment,
Conference on Computing in High-energy Physics : CHEP '94, San Francisco
- [54] Collaboration DELPHI,
Nucl. Instr. Meth. A349 (1994) 160-182
- [55] Collaboration DELPHI Delphi Data analysis program,
Note interne DELPHI 89-44 PROG 133
- [56] F. Cossutti et al.,
Improvements to SKELANA for Version 2.0 , Note interne 99-175 PROG 239
- [57] Collaboration DELPHI,
DELSIM Reference Manual DELPHI 87-98 PROG 100 1989
- [58] Collaboration DELPHI, J. Cuevas et al., Nucl Instr and Meth A274 (1989) 459

- [59] F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss,
EXCALIBUR: a Monte-Carlo program to evaluate all four fermion process at LEP200 and beyond,
Comput. Phys Commun. 85 (1995) 437
hep-ph/9409326
- [60] F. A. Berends et R. Pittau
Four fermion products in e^+e^- annihilation
HEP-PH 9406232 - INLO-PUB 7/94
- [61] Y. Kurihara et al.
Test of QEDPS: A Monte Carlo for the hard photon distribution in e^+e^- annihilation process
KEK Preprint 95-126 KEK CP-035
- [62] S. Andringa et al., DELPHI Collaboration
ISR in hadronic events at LEP: generators versus data
DELPHI 99-53 PHYS 824 PROG 237 (1999)
- [63] DELPHI Collaboration
Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data
DELPHI 95-80 PHYS 515 (30 June 1995)
- [64] G. Marchesini
Comp. Phys. Commun. 67 (1992) 465
- [65] B. Anderson, G.Gustafson , G.Ingelman et T. Sjöstrand,
Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [66] B. Anderson, G.Gustafson , B. Söderberg,
Z. Phys. C 20 (1983) 317
- [67] C. Perterson, D.Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas,
Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [68] T. Spassof,
DELPHI Extended Short DST Content
DELPHI 97-147 PROG-222
- [69] S. Moreti, L. Lönnblab, T. Sjöstrand,
New and old jet clustering algorithms for electrons-positons events
hep-ph 9804296 (1998)
- [70] P. Abreu et al.,
The estimation of the effective centre-of-mass energy in $q\bar{q}\gamma$ events from DELPHI
Nucl. Inst. Meth. A 427 (1999) 487
- [71] N.J. Kjaer, R. Moller,
Reconstruction of invariant masses in multi-jet events
DELPHI 91-17 PHYS 88 (1991)
- [72] F. Cossutti, A. Ouraou,
Reweighting of EXCALIBUR events for 4 fermion physics at LEP200
DELPHI 98-39 PROG 231 27 April 1998

- [73] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, Z. Was
Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^- collisions,
 Compu. Phys. Commun 119(1999) 272
- [74] LEP W Working GROUP - Mass team
Combined Preliminary results on the Mass and Width of the W Boson Measured by LEP Experiments
 LEPWWG/MASS/2000-01 (25 octobre 2000)
 ALEPH 2000-86 PHYSIC 2000-032
 DELPHI 2000-165 PHYS 879
 L3 Note 2617
 OPAL TN-667
- [75] ALEPH Collaboration
Measurement of the W Mass and Width in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} \simeq 192\text{-}202$ GeV
 ALEPH CONF 2000 015 (14 mars 2000) - contribution à ICHEP2000
- [76] DELPHI Collaboration
Measurement of the mass and width of the W Boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} \simeq 192\text{-}202$ GeV
 DELPHI 2001-006 CONF 448 (21 février 2001)
 contribution aux conférences d'hiver 2001
- [77] L3 Collaboration
Preliminary Result on the Measurement of Mass and Width of the W Boson at LEP
 L3 Note 2575 (1 juillet 2000) - contribution à ICHEP2000
- [78] OPAL Collaboration
Measurement of the mass of the W Boson in e^+e^- annihilations at 192-202 GeV
 OPAL Physics Note PN422- (24 juillet 2000)
- [79] The mass and width of the W boson
 CDF Collaboration, FERMILAB - conf - 99/371-E (février 2000)
Measurement of the W boson mass with the Collider Detector at Fermilab
 hep-ex/007044 FERMI-PUB 00-258-E (20 juillet 2000)
- [80] Summary of top/electroweak results from CDF and D0
 D. Glenzinski - Fermilab/CDF, Rencontres de Moriond 2001
New W mass measurement from CDF/DO
 M. Lancaster, Rencontres de Moriond 1999
- [81] *Combination Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*
 EP Paper 286/Draft 2 (25 janvier 2001)
- [82] ALEPH Collaboration, Phys. Lett B495 (2000) 1
 L3 Collaboration, Phys. Lett B495 (2000) 18
 DELPHI Collaboration, EP 2001-004 (10 January 2001)
 soumis à Phys.Lett.B499 (2001)23
 OPAL Collaboration, soumis à Phys. Lett. B

- [83] *Bose-Einstein correlations in W-pair events at LEP*
A. Valassi, hep-ex/0009039 (15 septembre 2000) - conférence ICHEP 2000
- [84] *Colour reconnection in W decays*
P. de Jong, hep-ex/0103018 (14 mars 2001) - conférence ICHEP 2000

« L'avenir nous tourmente, le passé nous retient, c'est pour ça que le présent nous échappe.»

Gustave Flaubert

«La vie, c'est comme une bicyclette, il faut avancer pour ne pas perdre l'équilibre.»

Albert Einstein

Résumé :

Cette thèse a pour sujet la détermination de la masse du boson W dans le canal purement hadronique au sein de l'expérience DELPHI. Les données analysées ont été collectées par le détecteur DELPHI durant 1998 et 1999 auprès du collisionneur e^+e^- LEP du CERN. Les bosons W collectés ont été produits par paire dans le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ pour une énergie dans le centre de masse comprise entre 189 GeV et 202 GeV. Une partie importante du travail de thèse a été consacrée à la création d'un algorithme d'appariement des quatre jets et à la détermination finale de la masse du boson W. Une méthode avec un maximum de vraisemblance événement par événement a été utilisée lors de l'ajustement contraint. On compare pour chaque événement sélectionné la masse reconstruite des bosons W^+ et W^- à des histogrammes issus de la simulation corrigés par un rapport de fonctions de Breit-Wigner modifiées.

La dernière partie de mon travail a consisté à étudier l'influence de certains paramètres des modèles théoriques ainsi que des observables expérimentales sur des déviations systématiques possibles. Ainsi, nous avons étudié les effets systématiques dûs aux réinteractions dans l'état final, aux paramètres utilisés dans les modèles de fragmentation et aux effets de résolution en énergie et en angle.

Les résultats et les perspectives futures sont présentés dans la conclusion.

Abstract :

The subject of this thesis is the determination of the boson W mass in the fully hadronic channel within DELPHI experiment. Data are collected by the detector DELPHI during 1998 and 1999 with the e^+e^- collider LEP at CERN. W bosons collected were produced by pair in the process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ with a center of mass energy between 189 and 202 GeV.

A significant part of work in the thesis was devoted to the pairig algorithm creation for the four jets and to the final mass determination of the W boson. An event per event log-likelihood method was used for the constrained fit. We also compare for each event selected the reconstructed mass for W^+ and W^- bosons with simulated histogramms corrected by a ratio of a modified Breit-Wigner function.

Finally, the last part of my work has consisted in studying the influence, on the one hand, of some parameters resulting from theoretical models and, on the other hand, of the experimental observables responsible of a mass shift. So, I was able to study the systematics effects owing to the final state interactions, to parameters used by models of fragmentation and to their energy and angular resolution.

Results and future perspectives are presented as a conclusion.