



HAL
open science

Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W avec le détecteur Aleph au LEP

Franck Martin

► **To cite this version:**

Franck Martin. Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W avec le détecteur Aleph au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 1999. Français. NNT: . tel-00003062

HAL Id: tel-00003062

<https://theses.hal.science/tel-00003062>

Submitted on 30 Jun 2003

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

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

Université de Savoie
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des particules

Thèse

présentée à

L'université de Savoie

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences
Spécialité: Physique des particules

par

Franck MARTIN

**Mesure des corrélations de Bose-Einstein
dans les désintégrations de paires de Bosons W
avec le détecteur ALÉPH au LEP.**

Soutenue le 16 avril 1999 devant la commission d'examen:

P. Aurenche	
D. Decamp	(Président)
L. Fayard	
E. Lançon	(Rapporteur)
B. Pietrzyk	(Directeur de thèse)
M. Winter	(Rapporteur)

Je ne peux commencer cette page autrement qu'en remerciant Marie-Noëlle, pour son aide précieuse et son inébranlable optimisme. Un grand merci donc, car cette thèse lui doit beaucoup.

Je pense ensuite à tous ces amis rencontrés durant ces dernières années qui m'ont apporté à un moment ou à un autre leur bonne humeur. Que Vincent, Xavier et Nath, Manue, Guillaume, Xavier, Nico et Lolo, Angel, Thierry, Stéphanie, Hisan, Pascal, Rémi, Garance, Christine Abbo, Mickey et Sophie, David, Benjamin, Laurent et Cécile, Sylvain, Christine Drezen, Marie-Laure, Lolotte, le toujours jeune Philippe, Mickaël et enfin Stéphane soient sûrs que cette thèse leur doit beaucoup.

Je remercie ensuite les autres membres du groupe ALEPH du L.A.P.P. qui m'a accueilli pendant ces 3 ans, particulièrement Elsa qui a supporté mes sautes d'humeur, Denise toujours disponible, Stephane, Arnaud, Corinne et bien sûr Bolek, pour m'avoir permis de découvrir Cracovie, et pour ses innombrables "*bon chance*".

Je voudrais maintenant remercier Mr Daniel Decamp qui a accepté de présider mon jury, et exprimer toute ma reconnaissance à messieurs Eric Lançon et Marc Winter qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce travail.

Messieurs Louis Fayard et Patrick Aurenche ont accepté de participer à mon jury de thèse, qu'ils en soient ici remerciés.

Mais la montagne est plus fidèle que bien des affections humaines.

Elle peut offrir à ceux qui la fréquentent d'inépuisables sources d'apaisement.

Anne Sauvy

Où est le temps où seule ma fantaisie me gouvernait vraiment? Mon métier est désormais mon maître; c'est lui qui veut ces grimaces sociales, ces capitulations de l'amour propre, ces reptations ignobles.

Alexandre Jardin

Résumé:

La mesure de la masse du boson W est un des enjeux majeurs de LEP2. Dans le canal $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, une erreur systématique importante provient des corrélations de Bose-Einstein, pouvant induire une fragmentation non indépendante des deux W .

Cette thèse porte sur la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations de paires de bosons W . Nous nous attacherons notamment à la mesure de telles corrélations entre pions issus de W différents.

La théorie du modèle standard et la description de l'expérience ALEPH feront l'objet des deux premiers chapitres. Le travail d'analyse comporte la mise au point d'une sélection d'événements $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, quand le lepton est un muon ou un électron, présentée au chapitre trois. La sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu$ seront également décrites dans cette partie. Les différents modèles phénoménologiques simulant les corrélations de Bose-Einstein sont introduits au chapitre quatre, en même temps que leur ajustement sur les données d'ALEPH enregistrées à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Les prédictions de ces modèles sont ensuite comparées aux résultats obtenus dans les désintégrations W^+W^- observées à des énergies de collisions de 172, 183 et 189 GeV. L'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents dans le canal $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est défavorisée à hauteur de 2.7 écarts standard.

Mots clés: Corrélations de Bose-Einstein, boson W , boson Z , LEP, ALEPH.

Summary:

The measurement of the W boson mass is a key issue of LEP2. In the $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ channel, a large systematic error comes from Bose-Einstein correlations, which could induced a non-independent fragmentation of the two W .

This thesis deals with the measurement of these correlations in W boson pair decays. We will focus on the measurement of such correlations between pions from different decaying W .

The standard model theory and the ALEPH experiment are described in the two first chapters. The analysis requires a selection of $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ events, which is presented in chapter three. The $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ and $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu$ event selections are also described in this part. The different phenomenological models of Bose-Einstein correlations are reviewed in chapter four, with their adjustment on the ALEPH data recorded at $\sqrt{s} = 91$ GeV. The model predictions are compared to results of measurements done in W^+W^- decays observed at energies of collisions of 172, 183 and 189 GeV. Bose-Einstein correlations between pions coming from different W in the $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ channel are disfavoured by 2.7 standard deviations.

Keywords: Bose-Einstein correlations, W boson, Z boson, LEP, ALEPH.

Table des matières

1	Le boson W dans le modèle standard.	13
1.1	Introduction	13
1.2	Le modèle standard: l'interaction électrofaible	14
1.3	Le Lagrangien du secteur électrofaible.	15
1.4	Les paramètres du modèle standard.	18
1.5	L'interaction forte.	19
1.5.1	Du Lagrangien de QCD à la propriété de confinement.	20
1.5.2	La fragmentation.	22
1.5.3	Partie perturbative	22
1.5.4	L'hadronisation.	25
1.6	La production de paires de W à LEP II.	28
1.6.1	Les corrections radiatives.	28
1.6.2	La production de paires W^+W^-	31
1.7	Effets possibles de l'hadronisation sur la mesure de la masse du boson W	36
1.7.1	La reconnection de couleur.	37
1.7.2	Les corrélations de Bose-Einstein	39
1.7.3	Conclusion.	42
2	Le collisionneur LEP et le détecteur ALEPH.	47
2.1	Le collisionneur LEP.	47
2.2	Le détecteur ALEPH.	47
2.2.1	Les détecteurs de traces.	50
2.2.2	Les calorimètres.	54
2.3	Le système de déclenchement d'ALEPH.	57
2.4	L'identification des particules.	58
2.4.1	Identification des électrons et muons.	58
2.4.2	L'identification des photons.	60
2.4.3	La mesure du flux d'énergie.	61
2.5	Conclusion.	62

3	La sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.	63
3.1	Processus physiques et simulations Monte-Carlo à LEP2.	63
3.2	Description des algorithmes de recherche de jets.	67
3.3	Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	69
3.3.1	Corrections aux estimateurs.	70
3.3.2	L'identification des électrons et muons.	74
3.3.3	La présélection des événements.	76
3.3.4	Identification des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	77
3.4	Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$	87
3.4.1	L'analyse globale.	90
3.4.2	L'analyse topologique.	90
3.4.3	Combinaison des deux analyses.	91
3.5	Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	91
3.5.1	Description d'un réseau de neurones.	92
3.5.2	Sélection des événements.	93
3.6	Combinaison des sélections.	95
4	L'ajustement des modèles de corrélations de Bose-Einstein à $\sqrt{s} = 91$ GeV.	99
4.1	Introduction	99
4.2	Situation expérimentale avant LEP2.	100
4.3	Simulation de l'effet : trois modèles possibles.	116
4.3.1	La repondération des événements: modèle 1.	118
4.3.2	La repondération des événements: modèle 2.	120
4.3.3	Introduction de l'effet localement: modèle 3.	122
4.4	L'ajustement des Monte-Carlo.	124
4.4.1	L'algorithme de sélection des traces.	124
4.4.2	L'ajustement des Monte-Carlo.	128
4.5	Vérifications supplémentaires et erreurs systématiques.	139
4.5.1	Biais possibles de l'ajustement des Monte-Carlo.	139
4.5.2	Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$	142
4.5.3	Erreurs systématiques.	155
4.6	Conclusion	160
5	La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de W.	163
5.1	Introduction	163
5.2	Retour sur l'ajustement des Monte-Carlo.	163
5.3	Les corrélations dans les paires WW.	171
5.3.1	Corrélations dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	171
5.3.2	Corrélations dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	175
5.3.3	Vérifications supplémentaires et erreurs systématiques.	180

5.4	Mesures des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de W à LEP.	189
5.5	Conclusion	192
5.6	La mesure de la masse du boson W	193
5.6.1	La mesure de la masse à 161 GeV.	193
5.6.2	Mesures de la masse à 172 et 183 GeV.	195
5.6.3	Résultat de la mesure.	200
5.6.4	Erreurs systématiques.	201
5.7	Conclusion.	208
6	Résultats à 189 GeV.	211
6.1	Introduction.	211
6.2	Sélection des événements WW	211
6.3	Les échantillons d'événements simulés.	212
6.4	Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W .	215
6.4.1	Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$	215
6.4.2	Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	216
6.5	Erreurs systématiques.	218
6.5.1	Mesure des corrélations dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs.	220
6.5.2	Récapitulatif.	222
6.6	Signification statistique.	222
6.6.1	Ajustement à un paramètre.	223
6.6.2	Intégration du signal.	224
6.6.3	Calcul du χ^2	226
6.7	Conclusion.	226
	Bibliographie	231

Introduction

Après plusieurs années de fonctionnement à des énergies de collisions voisines de 91 GeV, le collisionneur LEP est entré en 1996 dans sa deuxième phase. L'énergie dans le centre de masse est désormais suffisante pour créer des paires de bosons W . Un nouveau secteur de la physique du modèle standard devient alors accessible aux collisionneurs e^+e^- . La mesure précise de la masse du boson W fournit par exemple un test crucial de la validité des calculs de corrections radiatives dans le cadre du modèle standard. Elle permet aussi de contraindre la masse du boson de Higgs, et pourra être comparée à la mesure directe déjà effectuée auprès des collisionneurs $p\bar{p}$. L'objectif à la fin de LEP2 est d'obtenir une erreur d'environ 40 MeV sur cette mesure, soit 0.5% . Pour atteindre une telle précision, il sera nécessaire de comprendre les différentes sources d'incertitudes systématiques. Parmi celles-ci se trouvent les corrélations de Bose-Einstein qui affectent la mesure de la masse du boson W dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Ces corrélations se traduisent par un accroissement de la section efficace différentielle de production de bosons identiques, par exemple les pions. Cela est interprété comme un effet quantique, provenant de la symétrisation de la fonction d'onde pour des pions produits à proximité les uns des autres dans l'espace de phase. Dans le cas de la désintégration de deux W en hadrons, il est alors légitime de se demander si un tel processus ne rend pas leurs fragmentations inter-dépendantes, ce qui affecterait la mesure de la masse.

L'objectif de cette thèse est la mesure de ces corrélations dans les désintégrations de paires de bosons W , à l'aide du détecteur ALEPH.

Dans le premier chapitre, la théorie de ces corrélations et les différents modèles de fragmentation seront présentés dans le cadre plus large de la description du modèle standard, réunissant les interactions électrofaible et forte. L'expérience ALEPH sera décrite dans le deuxième chapitre.

Le chapitre trois présente la sélection des paires de bosons W dans quatre états finals: $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Nous insisterons plus particulièrement sur la sélection des deux premiers, qui forme une partie de la thèse.

Le chapitre quatre commencera par une revue des mesures des corrélations de Bose-Einstein déjà effectuées dans un grand nombre de processus différents: collisions d'ions

lourds, collisions lepton-hadron, collisions $p\bar{p}$ ou e^+e^- . Les modèles phénoménologiques employés dans cette analyse y seront également présentés. L'ajustement de ces modèles est effectué sur des données d'ALEPH enregistrées à 91 GeV. Avant de faire des prédictions dans les désintégrations de W , une étude sera consacrée aux seules désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Le chapitre cinq décrit la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W , aux énergies de 172 et 183 GeV. Un bref aperçu des effets sur la mesure de la masse du boson W sera donné à la fin de ce chapitre.

Le dernier chapitre traite de la mesure des corrélations de Bose-Einstein à 189 GeV, et tente de discriminer entre l'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, et celle où de telles corrélations sont absentes. Enfin, en conclusion, nous résumerons le travail effectué et donnerons les prolongements possibles de celui-ci.

Chapitre 1

Le boson W dans le modèle standard.

1.1 Introduction

Aujourd'hui, l'ensemble des processus physiques connus semble pouvoir être expliqué à l'aide de quatre interactions fondamentales:

- la gravitation, responsable de l'attraction entre corps massifs, serait portée par un boson de spin 2, le graviton, qui reste à découvrir;
- l'interaction électromagnétique, responsable des phénomènes électriques et magnétiques, de vecteur le photon;
- l'interaction forte, qui assure la cohésion des noyaux, de vecteurs les gluons;
- l'interaction faible, responsable de la désintégration β , de vecteur les bosons W^\pm et Z^0 .

Si l'existence des deux premières interactions est connue depuis longtemps, la découverte des deux dernières est plus récente: c'est en 1930 que Pauli formula l'idée de l'existence du neutrino pour expliquer l'énergie manquante dans les désintégrations β [1]. Après les premières tentatives de description phénoménologique de Fermi en 1933 [2], il faudra encore attendre 30 ans avant que le modèle actuel ne naisse avec Glashow en 1961 [3]. Ce modèle sera repris par Weinberg et Salam [4], [5], pour aboutir à l'unification des interactions électromagnétique et faible.

Les premières idées sur l'interaction forte sont également apparues dans les années 30, avec Yukawa. En 1964, Gell-Mann, Ne'eman et Zweig réalisent que le groupe $SU(3)$, et surtout sa représentation fondamentale 3, peuvent décrire des particules fondamentales, constituants des hadrons: les quarks. La nécessité d'un nouveau nombre quantique, la couleur, apparaîtra avec l'observation du baryon Δ^{++} par exemple, et Nambu identifiera celle-ci à la charge de l'interaction forte. Enfin en 1968, les expériences de diffusion profondément inélastique électron-nucléon à SLAC mettent en

évidence une structure du nucléon, amenant Feynman à proposer le modèle des partons, identifiés plus tard aux quarks et gluons. L'extension du modèle électrofaible au secteur des quarks, pour tenir compte de l'interaction forte, par Glashow, Iliopoulos et Maini sera effectuée en 1970 [6], et constitue ce qu'il est désormais convenu d'appeler le modèle standard, réunissant trois des quatre interactions connues. Nous commencerons par quelques rappels sur l'interaction électrofaible, basée sur la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, puis nous étendrons le modèle au secteur des quarks avec la Chromo-Dynamique-Quantique (QCD) associée au groupe de symétrie $SU(3)_C$, avant d'évoquer la production de bosons W à LEP2 et les effets possibles de l'hadronisation sur la mesure de la masse du boson W dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

1.2 Le modèle standard: l'interaction électrofaible

Le modèle standard des interactions électrofaible est une théorie de jauge non abélienne basée sur la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (les groupes d'isospin faible et d'hypercharge faible). Ceci a deux conséquences:

- Le Lagrangien qui décrit les interactions électrofaibles doit être invariant sous toutes les transformations locales des champs définies à partir des générateurs du groupe:

$$\Psi \rightarrow e^{i(\vec{v}(x)\vec{\tau}+f(x)Y)}\Psi$$

où Ψ est le champ de fermion considéré, $\vec{\tau}$ les matrices de Pauli générateurs de l'algèbre $SU(2)$ et Y le générateur de $U(1)$. Les $\vec{v}(x)$ et $f(x)$ sont des fonctions quelconques de l'espace-temps.

- Le caractère non abélien introduit des termes de couplage entre les bosons de jauge W_μ^i et B_μ , associés respectivement aux courants formés à partir des générateurs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Dans le formalisme de l'interaction électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$, les fermions sont classés par famille, une famille comportant un lepton, son neutrino associé, et deux saveurs de quark. Les composantes des spineurs Ψ qui représentent les fermions se transforment selon deux représentations de $SU(2)_L$. Le spineur peut donc se décomposer selon $\Psi = \Psi^R + \Psi^L$, les composantes étant obtenues comme suit:

$$\Psi^{R,L} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} \Psi,$$

γ^5 étant définie comme $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, les γ^i étant les matrices de Dirac [7]. Les composantes de chiralité gauche (L pour *Left*) constituent 6 doublets (3 de leptons et 3 de quarks) alors que les composantes de chiralité droite (R pour *Right*) constituent 9 singulets (3 leptons et 6 quarks) (table 1.1). A noter que le nombre de famille n'est pas fixé a priori par la théorie, mais les mesures de LEP contraignent le nombre de familles

de neutrinos légers d'hélicité gauche à 3 ($N_\nu = 2.994 \pm 0.011$ [8]), via le rapport entre la largeur de la désintégration du Z en particule invisible et sa largeur leptonique. Ce rapport dépend de la section efficace au pic de la courbe de résonance du Z dans ses états finals hadroniques, σ_0^h . L'incertitude sur N_ν est dominée par l'erreur théorique sur la mesure de la luminosité, qui entraîne une erreur relative $\Delta\sigma_0^h/\sigma_0^h = 0.11\%$ [8].

$$\text{doublets de leptons : } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$\text{doublets de quarks : } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

$$\text{et les singulets : } e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R$$

Tableau 1.1: Famille des fermions dans le modèle standard.

Les singulets de $SU(2)_L$ sont invariants sous ce groupe de jauge (isospin faible = 0), ce qui signifie que seuls les fermions gauches (isospin faible = 1/2) interagissent avec les champs de jauge de $SU(2)_L$.

Nous sommes maintenant face à deux problèmes: les fermions et les bosons de jauge n'ont pas de masse, et les fermions droits ne sont pas couplés aux courants neutres W_μ^3 et B_μ , en contradiction avec l'expérience. L'introduction d'un champ scalaire de valeur moyenne non nulle dans le vide, suggérée par Higgs en 1964 [9], brisant spontanément la symétrie, va engendrer une masse pour trois bosons de jauge, ainsi que pour les fermions, tout en préservant l'invariance sous le groupe $U(1)_{em}$. de l'interaction électromagnétique.

1.3 Le Lagrangien du secteur électrofaible.

Le Lagrangien peut s'écrire comme somme de trois termes:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{CJ} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F.$$

Le premier terme est le Lagrangien pour les champs de jauge \vec{W}_μ et B_μ :

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

Les ϵ^{ijk} sont les constantes de structure du groupe $SU(2)_L$, alors que la constante de couplage du groupe, g , décrit le couplage des champs \vec{W}_μ entre eux.

Le deuxième terme décrit le secteur scalaire de Higgs introduit pour briser la symétrie, et son interaction avec les champs de jauge:

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

La dérivée covariante \mathcal{D}_μ s'écrit:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i T^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu.$$

g' est la constante de couplage associée au groupe d'hypercharge faible, les T^i et Y étant les générateurs de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Le champ Φ est un doublet de champs scalaires complexes, dont le potentiel d'interaction avec lui-même, $V(\Phi) = \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi$, possède une infinité d'états fondamentaux de valeurs égales et non nulles, $\langle \Phi^2 \rangle = v^2/2 = \mu^2/2\lambda$, si λ et μ^2 sont choisis positifs. Le choix d'un minimum dans une direction particulière assure la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et permet d'écrire le champ Φ sous la forme:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(\vec{X}) \end{pmatrix}$$

ce qui a plusieurs conséquences importantes:

- On obtient explicitement les couplages entre le champ de Higgs et les bosons de jauge, ainsi que les termes d'auto-interaction du boson de Higgs. Il apparaît dans le potentiel $V(\Phi)$ un terme $-\mu^2 H^2$, le boson de Higgs acquérant donc une masse $M_H = \sqrt{2}\mu$.
- Trois des quatre degrés de liberté de Φ (doublet de champs complexes) sont des bosons de Goldstone non physiques, et seul demeure un champ scalaire réel de Higgs: $H(\vec{x})$. Les 3 degrés de liberté scalaires qui ont "disparu" sont absorbés par les bosons de jauge, et peuvent être réinterprétés comme composantes longitudinales des bosons vecteurs, qui acquièrent une masse.
- Des termes de masses sont donc apparus dans cette partie du Lagrangien, et la diagonalisation de la matrice de masse transforme les champs \vec{W}_μ et B_μ en champ physique W^+ , W^- , Z_μ , A_μ selon:

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

et

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

où θ_W représente l'angle dit "de Weinberg". Les masses des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 dépendent désormais de la valeur du champ scalaire de Higgs dans le vide $\langle \Phi \rangle$:

$$M_{W^\pm} = \frac{g \langle \Phi \rangle}{\sqrt{2}} \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

à l'ordre le plus bas, alors que $M_A = 0$. L'unification des interactions faible et électromagnétique est maintenant visible aux travers des relations liant charge électrique et constantes de couplages de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

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

- La seule symétrie conservée est celle de l'interaction électromagnétique $U(1)_{em}$, son générateur Q étant une combinaison de générateurs de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui annule la valeur moyenne du champ de Higgs: $Q \langle \Phi \rangle = (T_3 + \frac{Y}{2}) \langle \Phi \rangle = 0$. Le boson vecteur associé, le photon A_μ , reste sans masse.

Le troisième terme du Lagrangien, \mathcal{L}_F , décrit les interactions entre les fermions et les champs de jauge, ainsi que l'interaction de Yukawa entre les fermions et le champ scalaire. Il s'écrit:

$$\mathcal{L}_F = \left\{ \sum^L \bar{L} i \gamma_\mu \mathcal{D}^\mu L + \sum^R \bar{R} i \gamma_\mu \mathcal{D}^\mu R \right\} - \left\{ \sum^l \bar{l}^L h_l l^R \Phi + \sum^u \bar{u}^L h_u u^R \tilde{\Phi} + \bar{u}^L h_d d^R \Phi + h.c. \right\}$$

Les 2 premiers termes, qui somment les contributions des 6 doublets L et 9 singulets R de $SU(2)_L$, nous donnent les interactions entre fermions et champs de jauge. Les 2 derniers, qui somment les contributions croisées entre doublets et singulets de leptons l et doublets et singulets de quarks u , permettent aux fermions d'acquérir une masse $m_f = h_f \langle \Phi \rangle$, via les constantes de couplage de Yukawa h_f , qui sont des paramètres libres du modèle standard. $\tilde{\Phi}$ est le champ conjugué de charge de Φ .

Toutefois, on remarquera que les états propres de l'interaction électrofaible ne sont pas les états propres de masse. On passe d'une base à l'autre via la matrice unitaire de Cabbibo Kobayashi Maskawa (CKM) [10]. La relation entre états propres de masse d , s et b et états propres de l'interaction électrofaible d' , s' et b' s'écrit:

$$V_{CKM} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Le module $|V_{ij}|$ d'un élément de la matrice de mélange donne la probabilité de désintégration d'un quark i en quark j .

1.4 Les paramètres du modèle standard.

La brisure de la symétrie $SU(2)_L$ a donc permis de retrouver les champs de jauge physique, et d'attribuer une masse aux particules. Il subsiste toutefois un grand nombre de paramètres libres dans le modèle, que l'on ne sait fixer que par la mesure. En plus des masses des fermions, de celle du boson de Higgs, de la valeur attendue dans le vide du potentiel de Higgs (v) et de quatre éléments de la matrice CKM, un ensemble de trois paramètres est cependant suffisant pour décrire la théorie électrofaible à tous les ordres. A LEP I, les paramètres choisis sont ceux les mieux mesurés expérimentalement: la constante de structure fine α , la constante de Fermi G_μ et la masse du boson Z , M_Z . Toute mesure d'autres observables devient donc un test de ce modèle.

La constante $\alpha(0)$ est obtenue à partir de la mesure du moment magnétique anormal du muon ou de l'électron et vaut:

$$\alpha(0) = \frac{1}{137.0359895(61)}.$$

L'évolution de cette constante jusqu'à l'énergie des collisions de LEP I se fait dans le cadre de la théorie QED (pour *Quantum Electro-Dynamic*) (QCD intervenant également dans le calcul des corrections aux ordres supérieurs), et la constante de couplage effective $\alpha(s = M_Z^2)$, calculée au premier ordre [11], vaut alors:

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{1}{128.89 \pm 0.09}.$$

L'erreur sur $\alpha(M_Z^2)$ provient des corrections électrofaibles et QCD aux ordres supérieurs et surtout de l'incertitude sur la contribution des quarks légers à la polarisation du vide par le propagateur du photon¹.

Le deuxième paramètre, G_μ , est déterminé à partir du temps de vie du muon [16]:

$$G_\mu = (1.16639 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}.$$

Enfin, M_Z est mesurée précisément à LEP I [8] par l'ajustement des paramètres décrivant la courbe de résonance du Z :

$$M_Z = 91.1867 \pm 0.0021 \text{ GeV}.$$

¹Récemment, une nouvelle mesure de $\alpha(M_Z^2)$ a été proposée [12–14] (voir aussi [15]). Une première mesure utilise l'ensemble des données e^+e^- disponibles, et également les informations issues de la désintégration du lepton τ [12]. Dans ce cas, les calculs de QCD n'interviennent qu'au delà de 40 GeV, dans le régime perturbatif. La contribution théorique a ensuite été renforcée, les calculs QCD étant étendus jusqu'à 1.8 GeV, à l'exception des résonances J/Ψ , Ψ et Υ , et du continuum de 3.7 à 5 GeV [13]. Enfin, les calculs théoriques combinés aux données e^+e^- ont été utilisés de $2m_\pi$ à 1.8 GeV, ainsi que dans le continuum et pour les résonances Ψ [14]. Le résultat final est alors de $\alpha^{-1}(M_Z^2) = 128.933 \pm 0.021$.

M_W est alors obtenue via la relation

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

où le terme Δr rend compte des corrections radiatives. La valeur obtenue pour M_W est alors dépendante de la masse du Higgs (M_H) et de la masse du quark top (M_t), via ces corrections.

Nous concluons cette section consacrée au secteur électrofaible du modèle standard en mettant l'accent sur l'extraordinaire accord entre la théorie et l'expérience obtenu dans ce secteur. Notamment, la nécessité d'inclure les corrections radiatives purement électrofaibles dans les calculs théoriques pour atteindre le niveau de précision expérimental a permis de tester la structure du modèle bien au delà de l'ordre le plus bas. Ceci a également été un moyen de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs et celle du quark top, avant sa découverte [17,18].

Néanmoins, une des particules fondamentales du modèle, le boson de Higgs, n'est toujours pas observée et sa masse probable n'est pas connue précisément. De plus un grand nombre de paramètres sont indéterminés théoriquement, comme les couplages de Yukawa entre fermions et Higgs, les éléments de la matrice CKM, le choix des trois paramètres fondamentaux nécessaire à la description du secteur électrofaible, et ne sont accessibles que via la mesure. Le nombre de famille de fermions est aussi laissé libre. Ceci peut laisser penser que le modèle standard n'est qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale.

Dans la prochaine section, nous nous intéresserons à l'interaction forte et aux différents modèles phénoménologiques d'hadronisation. Nous discuterons ensuite de la production de paires W^+W^- à LEP2, et nous reviendrons sur deux effets, la reconnection de couleur et les corrélations de Bose-Einstein, pour leur importance dans le cadre de la mesure de la masse du boson W .

1.5 L'interaction forte.

L'interaction forte, responsable de la cohésion des nucléons et des noyaux, est une interaction à courte distance. Ceci est dû non pas au fait que les bosons vecteurs sont massifs comme dans le cas de l'interaction faible, mais à une propriété particulière appelée confinement, que nous verrons plus en détail. La théorie de cette interaction est la Chromo-Dynamique-Quantique (QCD), basée sur le groupe de jauge $SU(3)_C$. Ce groupe a huit générateurs indépendants, impliquant donc 8 bosons de jauge: les gluons. C'est aussi une théorie non-abélienne, ce qui signifie que nous aurons des couplages entre les bosons vecteurs. La charge de cette interaction est appelée couleur

et il existe trois charges de couleur différentes: rouge, bleu et vert.

Jusqu'à présent, nous nous étions limités au secteur électrofaible du modèle standard, l'indice de couleur pouvait donc être négligé car $SU(3)_C$ commute avec $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, groupe de jauge de l'interaction électrofaible.

1.5.1 Du Lagrangien de QCD à la propriété de confinement.

Nous écrirons le Lagrangien QCD comme dans [19]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_Q + \mathcal{L}_{CJ} + \mathcal{L}_{FJ+FP+\theta} + \mathcal{L}_{CT}$$

- Le premier terme s'écrit:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{f=\text{saveur}} \bar{q}_f(x)(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m_f)q_f(x)$$

où q_f est un triplet de couleur, chaque élément du triplet étant un champ de fermions de Dirac. La dérivée covariante est ici:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_s A_\mu^a \frac{\lambda_a}{2},$$

g_s est la constante de couplage, les A_μ^a sont les huit composantes du champ de jauge de gluon, et les λ_a sont les représentations fondamentales des huit générateurs. Les couplages entre quarks et gluons, ainsi que les termes de masse des quarks sont donc donnés par cette partie du Lagrangien.

- Le deuxième terme, de type Yang-Mills est:

$$\mathcal{L}_{CJ} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x)$$

avec

$$G_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + g_s f_{bc}^a A_\mu^b(x)A_\nu^c(x)$$

où les f_{bc}^a sont les constantes de structure de $SU(3)$. Le 3^{ème} terme du tenseur, dû à l'invariance de jauge de $SU(3)$, donne des couplages tri-linéaires et quadri-linéaires entre gluons. Effectivement, ceux-ci portent une charge de couleur, et peuvent donc interagir entre eux, même en l'absence de matière. Il n'y a pas de terme de masse, qui briserait l'invariance de jauge, les gluons sont donc des bosons vecteurs de masse nulle.

- Le terme $\mathcal{L}_{FJ+FP+\theta}$ regroupe 3 contributions. La première est due à la quantification de la théorie: A_0^a n'ayant pas de moment conjugué non nul, on brise l'invariance de jauge en introduisant dans le Lagrangien une partie en $(\partial_\mu A_\mu^a)^2$ (terme FJ , dit de fixation de jauge), tout en respectant l'invariance de Lorentz.

Ceci cause la propagation de modes non physiques, que l'on corrige en introduisant des termes de champs également non physiques. Ces champs n'apparaissent que dans les boucles des diagrammes de Feynman, d'où leur nom de "fantômes de Fadeev-Popov (FP)". Il existe un troisième terme proportionnel à un angle $\bar{\theta}$ [20], mais il est petit ($\bar{\theta} \leq \mathcal{O}(10^{-10})$ rad d'après les mesures du moment dipolaire électrique du neutron) et ne contribue pas aux développements perturbatifs en puissances de g_s .

- Les termes du dernier membre, \mathcal{L}_{CT} , sont des "contre-termes", nécessaires pour compenser l'apparition de divergences à chaque ordre dans le calcul perturbatif.

Ces divergences conduisent à renormaliser la théorie², c'est-à-dire à redéfinir les paramètres (champs, masses et couplages) du Lagrangien. Cette redéfinition se fait en imposant à chaque paramètre de prendre une valeur de référence en un point arbitraire, autrement dit on fixe une échelle de référence en énergie μ .

En procédant ainsi, on absorbe toutes les divergences, et les autres quantités deviennent calculables, mais on introduit donc une dépendance des paramètres du Lagrangien en μ^2 , par exemple on remplace la constante de couplage g_s "nue" par une constante $g_s(\mu^2)$. La valeur prise par cette constante en un autre point, à une échelle d'énergie $Q^2 \neq \mu^2$, va désormais dépendre de cette valeur de référence. On a donc une constante de couplage *effective* $g_s(Q^2) = \mathcal{F}(g_s(\mu^2), Q^2/\mu^2)$.

De ce fait, toute autre grandeur physique R dont on veut prédire la valeur à cette échelle d'énergie Q^2 devient aussi fonction de Q^2/μ^2 et de la valeur de la constante de couplage *effective*.

On peut remarquer que les prédictions théoriques doivent être indépendantes de l'échelle de calibration μ^2 , puisqu'elles décrivent la même physique: si on choisit 2 échelles différentes μ_1^2 et μ_2^2 , on aura 2 valeurs de référence pour la constante de couplage $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, α_{s1} et α_{s2} , mais les 2 prédictions $\tilde{R}(\frac{Q^2}{\mu_1^2}, \alpha_{s1})$ et $\tilde{R}(\frac{Q^2}{\mu_2^2}, \alpha_{s2})$ doivent donner la même valeur mesurée R . Ceci est exprimé par l'équation du groupe de renormalisation:

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} \tilde{R} \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_s \right) = 0;$$

ou encore:

$$\left(\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) \tilde{R} = 0.$$

Sous cette forme, on a fait apparaître la fonction $\beta(\alpha_s(\mu^2)) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2}$, qui est calculable perturbativement en série de α_s (puisque $\alpha_s < 1$). Si on se place sur un domaine de Q^2 où $\alpha_s \ll 1$ et que l'on tronque $\beta(\alpha_s)$ à l'ordre d'une boucle, on a:

$$\beta(\alpha_s(Q^2)) = Q^2 \frac{d\alpha_s(Q^2)}{dQ^2} = -\beta_0 \alpha_s^2(Q^2)$$

²De la même manière, nous avons vu en (1.4) que dans la théorie QED, il était aussi nécessaire de calculer la constante de structure fine α à l'énergie des collisions du LEP, pour $s = M_Z^2$.

soit:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \beta_0 \alpha_s(\mu^2) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

où on a fait jouer à $\alpha_s(\mu^2)$ le rôle de “condition initiale” à $Q^2 = \mu^2$.

Ceci peut se réécrire, avec $\beta_0 = \frac{1}{12\pi}(11N_c - 2n_f)$, où N_c est le nombre de couleurs (égal à 3), et n_f le nombre de saveurs à l'échelle d'énergie considérée, et le paramètre $\Lambda_{QCD}^2 = \mu^2 \exp(-1/\beta_0 \alpha_s(\mu^2))$ comme:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)}.$$

Comme $n_f < 16$, $\alpha_s(Q^2)$ diminue quand l'échelle d'énergie Q^2 augmente, contrairement à α_{QED} , constante de couplage de l'électrodynamique quantique: c'est ce qu'on appelle la propriété de liberté asymptotique. Cela signifie que la force de couplage diminue lorsque les quarks se rapprochent. Au contraire, l'observation d'un quark libre devient impossible, car la force qui le maintient dans le hadron augmente quand on veut l'éloigner des autres quarks constituants: c'est ce qu'on nomme le confinement. Les quarks ne sont donc pas détectables, mais les hadrons observés gardent une certaine “mémoire” de leur origine. C'est ainsi qu'on interprète l'existence des “jets”, ensemble de hadrons collimés dans la direction du quark original.

La section 1.6 traitant de la production de paires W^+W^- , il nous reste à expliquer comment on passe d'un processus physique du type $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q} q\bar{q}$ aux hadrons détectés, via le processus de fragmentation.

1.5.2 La fragmentation.

La fragmentation peut être divisée en 3 étapes (figure 1.1): les quarks produits forment une gerbe partonique, par rayonnement de gluons et conversions de gluons en paires quark-antiquark. Cette étape (II sur la figure) est calculable perturbativement, jusqu'au moment où l'échelle d'énergie mise en jeu devient trop petite. α_s devenant trop grande, la suite de la fragmentation n'est donc plus perturbative et on doit faire appel à des modèles phénoménologiques pour aboutir aux hadrons (III). Dans une dernière étape, les résonances formées peuvent éventuellement se désintégrer pour finalement donner les hadrons observables dans le détecteur (IV). Les rapports de branchement utilisés ici sont ceux mesurés expérimentalement.

1.5.3 Partie perturbative

Deux méthodes existent, basées sur deux approches différentes: les *éléments de matrice* et les *gerbes de partons*.

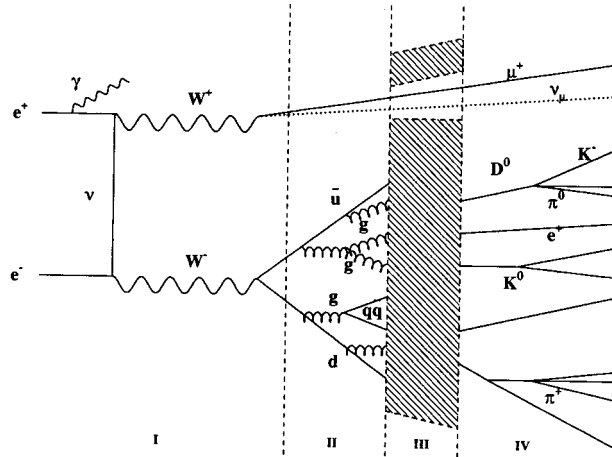


Figure 1.1: Exemple de fragmentation dans une paire de bosons W . L'un des W se désintègre en $\mu\nu$, l'autre en $q\bar{q}$. Cette paire $q\bar{q}$ se fragmente ensuite en hadrons.

Les éléments de matrice.

Dans cette méthode, on calcule les amplitudes des différents graphes de Feynman aux différents ordres. Cette approche est en principe l'approche correcte, puisqu'elle tient compte de la cinématique exacte, des effets d'interférence et d'hélicité. Jusqu'à présent, les calculs sont menés complètement au second ordre. Nous prendrons comme exemple le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ [21].

Au premier ordre, si on rajoute à la section efficace de production $q\bar{q}$ "nue", σ_0 , les graphes correspondant au rayonnement d'un gluon par les quarks primaires ("événements 3 jets") et si on définit les variables $x_q = 2E_q/E_{cm}$, $x_{\bar{q}} = 2E_{\bar{q}}/E_{cm}$ et $x_g = 2E_g/E_{cm}$, avec E_q ($E_{\bar{q}}$, E_g) et E_{cm} l'énergie du quark (antiquark, gluon) et l'énergie dans le centre de masse respectivement, les éléments de matrice s'écrivent :

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)},$$

où $C_F = 4/3$ est le facteur de couleur de $SU(3)$. Cette section efficace différentielle diverge quand x_1 ou x_2 tend vers 1, et il est nécessaire de tenir compte des corrections aux vertex et aux propagateurs ("événements 2 jets"), également du premier ordre, afin d'obtenir une quantité finie (figure 1.2).

Il n'est donc pas possible de séparer a priori la section efficace différentielle de production de 3 jets de celle de production de 2 jets. Afin d'effectuer cette séparation, et donc de faire des prédictions sur le taux mesuré d'événements à 3 jets, on introduit une limite cinématique arbitraire (y) entre les configurations à 2 et 3 partons. Pour un triplet ijk , on recombina deux des trois partons pour obtenir deux jets si la plus petite masse invariante $\min(m_{ij})$ est inférieure à une fraction \sqrt{y} de l'énergie dans le

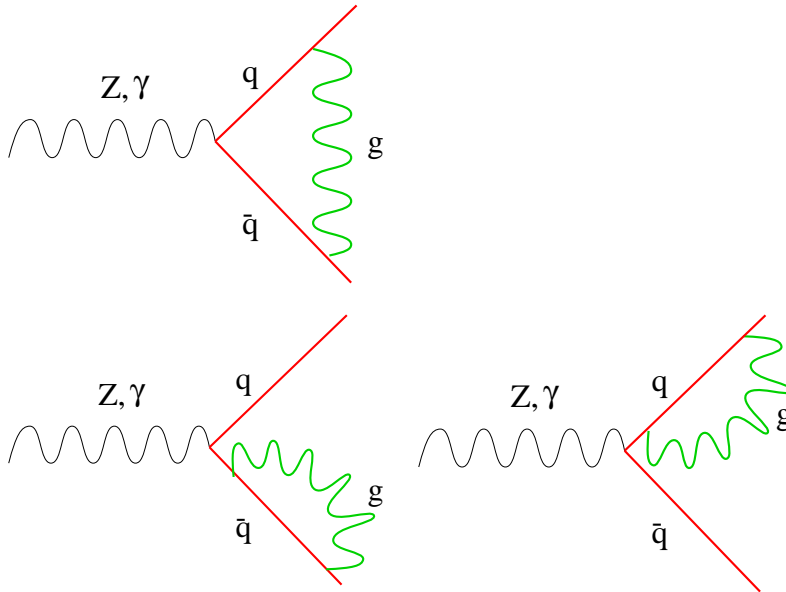


Figure 1.2: Graphes correspondant aux corrections du premier ordre aux vertex et aux propagateurs, intervenant dans le calcul de la section efficace différentielle de production d'événements 3 jets.

centre de masse:

$$\min(m_{ij}^2) < yE_{cm}^2.$$

Au premier ordre, on peut donc rendre compte des événements à 2 et à 3 jets observés, mais pas des événements à 4 jets ou plus.

Il faut donc poursuivre le calcul au second ordre: le calcul complet comporte aussi des corrections aux vertex et des boucles dans les propagateurs, ce qui modifie la section efficace de production de 3 et 2 jets. Mais ces calculs sont effectués pour des quarks non massifs, alors que la procédure décrite précédemment pour recombinaison de deux partons ij par addition des quadri-vecteurs donne une masse m_{ij} au parton résultant. On peut alors adopter différents schémas de recombinaison pour s'affranchir de cette masse, par exemple:

- Le schéma "E": on choisit de conserver l'énergie $E_{ij} = E_i + E_j$ et on ajuste l'impulsion.
- Ou à l'inverse, le schéma "P" qui conserve l'impulsion $P_{ij} = P_i + P_j$ mais où l'énergie est définie comme $E_{ij} = |P_i + P_j|$.

Malheureusement, les différents schémas conduisent à différents résultats, et donc la section efficace différentielle 3 jets au second ordre dépendra également du schéma de recombinaison.

Un autre inconvénient de cette méthode est que les calculs deviennent extrêmement lourds et complexes dès que l'on veut dépasser le second ordre, une alternative s'est donc développée: le modèle de la gerbe de partons.

Les gerbes de partons.

Dans cette méthode, le branchement d'un parton en deux nouveaux partons a un caractère probabiliste. On définit $t = \ln(Q_{evol.}^2/\Lambda_{QCD}^2)$, et on s'intéresse à la probabilité qu'un branchement $a \rightarrow bc$ ait lieu dans un intervalle dt , où $a \rightarrow bc$ est un des trois branchements possibles à l'ordre α_s : $q \rightarrow qg, g \rightarrow q\bar{q}$ et $g \rightarrow gg$. L'échelle d'évolution $Q_{evol.}^2$, considérée est liée à la masse du parton a . Différentes définitions sont utilisées [22], le programme de simulation JETSET utilisant $Q_{evol.}^2 = m_a^2$. La probabilité pour un parton a de donner deux autres partons est alors donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi:

$$\frac{d\mathcal{P}_a}{dt} = \sum_{b,c} \int_0^1 \frac{\alpha_s(Q_e^2)}{2\pi} \mathcal{P}_{a \rightarrow bc}(z) dz.$$

La variable z est la fraction d'impulsion du parton a emportée par le parton b , c emportant la fraction $(1-z)$. L'échelle d'énergie à laquelle est évaluée α_s est $Q_e^2 = p_{\perp}^2 \approx z(1-z)m_a^2$. Les expressions des $\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}(z)$ en fonction des types de partons mis en jeu peuvent être trouvées dans [22] ou [21]. Les branchements des partons sont possibles jusqu'à une masse limite $Q^0 = 1 \text{ GeV}$. Les effets dits de cohérence doivent aussi être pris en compte: à l'intérieur d'un jet, le taux d'émission de gluons de faible énergie est de plus en plus faible quand la gerbe se développe. Ceci est modélisé en autorisant des angles d'émission de plus en plus petits pour les gluons "mous". Dans JETSET, l'angle d'ouverture du branchement $a \rightarrow bc$ est approximé par [22]:

$$\theta_a \approx \frac{1}{\sqrt{z_a(1-z_a)}} \frac{m_a}{E_a}.$$

Deux branchements successifs $q_a \rightarrow q_b g$ et $q_b \rightarrow q_c g$ vérifient donc $\theta_b < \theta_a$, ce qui impose:

$$\frac{(1-z_b)z_b}{m_b^2} > \frac{1-z_a}{z_a m_a^2}.$$

1.5.4 L'hadronisation.

Lorsque l'on atteint la masse limite $Q^0 \sim 1 \text{ GeV}$, la constante de couplage α_s devient grande et la description perturbative cesse d'être valide. A ce stade, nous sommes en présence d'une collection de partons (quarks et gluons). Les modèles que nous allons présenter ont comme but de donner une description phénoménologique du passage de cet ensemble de partons à un ensemble de hadrons détectables. Plusieurs modèles existent et nous n'en décrivons brièvement que deux: *le modèle des cordes* et *le modèle des amas*. Tous les deux ont une nature à la fois itérative et probabiliste.

Le modèle des cordes. Nous évoquerons ici le modèle de Lund [23], utilisé dans le programme de simulation JETSET [22]. On considère ici qu'il existe entre la paire $q_0\bar{q}_0$ produite initialement un champ de couleur, dont les lignes de champ forment un tube fermé aux extrémités par les partons produits. Ce tube de couleur est identifié à une corde relativiste sans masse, de dimension transverse $\simeq 1 \text{ fm}$. Le potentiel entre les partons est donc fonction de la distance (r) entre les deux partons, de la forme $V(r) = \kappa r$. La constante phénoménologique κ est d'environ 1 GeV/fm . Les partons originaux vont s'éloigner l'un de l'autre, étirant le tube de couleur jusqu'à la rupture quand $r \sim 1$ à 1.5 fm , correspondant à la création d'une nouvelle paire $q_1\bar{q}_1$. Les deux systèmes $q_0\bar{q}_1$ et \bar{q}_0q_1 évoluent alors indépendamment, de la même manière que la paire initiale. Ce processus se poursuit tant que la masse invariante des paires produites est supérieure à une valeur limite, de l'ordre de $1 \text{ GeV}/c^2$. La création de la paire $q_1\bar{q}_1$ est due à l'effet tunnel, et fait intervenir la masse transverse du quark q_1 créé, la probabilité d'apparition de la paire étant donnée par:

$$\mathcal{P} = \exp^{-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}} = \exp^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} \exp^{-\frac{\pi P_T^2}{\kappa}}.$$

Cette formule introduit automatiquement la suppression³ de la production des saveurs lourdes, les quarks u , d , s , c étant produits dans les rapports 1: 1: 0.3 : 10^{-11} . La fonction de fragmentation $F(z)$ utilisée pour les saveurs légères u , d , s dépend de deux paramètres libres, a et b :

$$F(z) = z^{-1}(1-z)^a \exp^{-\frac{bm_T^2}{z}},$$

la multiplicité de l'événement étant reliée à a et l'impulsion transverse des particules produites à b . Pour les quarks lourds, la fonction de Peterson [24] est utilisée:

$$F(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2},$$

où N est un facteur de normalisation et ϵ_Q un paramètre libre du modèle.

Le modèle des amas. Plusieurs méthodes différentes sont possibles dans ce cas, nous décrivons ici le modèle HERWIG [21,25].

- A la fin de la gerbe partonique⁴ on force tous les gluons à donner une paire $q\bar{q}$, et on forme ensuite des amas de quark-antiquark q_1 et \bar{q}_2 , de couleur opposée, qui donneront les hadrons. Deux mécanismes de transition amas \rightarrow hadrons sont possibles ici:

³En fait, la suppression de $s\bar{s}$ est un paramètre libre du modèle, qui peut être ajusté. Il n'y a pas de production de saveur lourde par effet tunnel dans le processus de fragmentation, mais seulement pendant l'évolution de la gerbe de parton, via $g \rightarrow b\bar{b}$.

⁴Ici, l'échelle d'évolution considérée dans la définition de $t = \ln(Q_{evol}^2/\Lambda_{QCD}^2)$ est $Q_{evol}^2 = \zeta_a^2$, avec $\zeta_a^2 = E_a \sqrt{\frac{p_b p_c}{E_b E_c}}$.

- Si la masse M_C de l'amas $q_1\bar{q}_2$ vérifie

$$(1.A) \quad M_C > [m(q_1, \bar{u})]_l + [m(u, \bar{q}_2)]_l, \text{ ou}$$

$$(1.B) \quad M_C > [m(q_1, \bar{d})]_l + [m(d, \bar{q}_2)]_l,$$

alors le amas se désintègre en deux hadrons. Dans cette expression, $[m(q_A, \bar{q}_B)]_l$ est la masse du hadron le plus léger de composition (q_A, \bar{q}_B) produit dans HERWIG. Par exemple, $[m(q_A, \bar{q}_B)]_l = 0.1396$ GeV si $q_A = u$ et $\bar{q}_B = \bar{d}$. De même, un amas composé des saveurs (c, \bar{s}) doit avoir une masse plus grande que $M_{D^0} + M_{K^+} = 2.36$ GeV ou $M_{D^+} + M_{K^0} = 2.37$ GeV pour se désintégrer en deux hadrons.

Cette désintégration de l'amas en deux hadrons procède comme suit:

- * Une saveur q_C de quark ou de “di-quark” est choisie au hasard, avec une probabilité égale, parmi les hypothèses $d, u, s, c, b, uu, ud, us, ds, dd, ss$.
- * Le amas $C(q_1, \bar{q}_2)$ donne alors deux hadrons h_1 et h_2 selon

$$C(q_1, \bar{q}_2) \rightarrow h_1(q_1, \bar{q}_C) + h_2(q_C, \bar{q}_2).$$

Notons que q_C doit vérifier $M_C > [m(q_1, \bar{q}_C)]_l + [m(q_C, \bar{q}_2)]_l$.

- Si (1.A) et (1.B) ne sont pas vérifiées, le amas est transformé en une particule unique. Cette particule sera le méson le plus léger ayant la composition $q_1\bar{q}_2$. L'impulsion est conservée dans cette transformation, et la différence en énergie est transférée aléatoirement à un amas voisin. Cette étape modifiant la masse des amas, elle est effectuée avant les désintégrations des amas en deux hadrons. Cependant, moins de 1% des amas se désintègre en une seule particule.

La masse invariante M_C des amas est de l'ordre du GeV, avec une extension spatiale d'une fraction de fermi. Toutefois, si peu de branchements ont eu lieu dans la gerbe partonique, on peut obtenir des amas avec des masses invariantes élevées. Si la relation

$$M_C^2 \leq M_{max}^2 + (m_{q_1} + m_{\bar{q}_2})^2,$$

avec $M_{max} = 5$ GeV n'est pas vérifiée, le amas se désintègre en $q_1\bar{q}_3$ et \bar{q}_2q_3 . Les saveurs u, d, s de la paire $q_3\bar{q}_3$ créée sont équiprobables. Il n'y a donc pas de suppression des quarks étranges dans la désintégration des amas “lourds”, mais ceci ne concerne environ que 2% des amas. Par contre, la production des baryons est très sensible à la valeur de M_{max}^2 , cette sensibilité étant croissante en fonction de la masse du baryon [26].

1.6 La production de paires de W à LEP II.

L'un des buts principaux de LEP II est l'étude de la production de paires W^+W^- . Ceci permettra de mesurer avec précision la masse du boson W , et de tester la nature non-abélienne de la théorie par la mesure directe des couplages entre bosons de jauge WWZ et $WW\gamma$ (TGC). Leur existence est déjà mise en évidence de façon indirecte à LEP I, via la nécessité d'inclure les boucles de bosons de jauge dans le propagateur du Z^0 [27].

Quant à M_W , une mesure indirecte à partir de l'ajustement des données électrofaibles donne $M_W = 80.367 \pm 0.029$ GeV [8], alors que la mesure directe aux collisionneurs $p\bar{p}$ (UA2, CDF et D0) aboutit à $M_W = 80.41 \pm 0.09$ GeV [8]. La réduction de l'erreur sur M_W , due à la fois aux nouvelles données du Tevatron et aux 35-45 MeV d'erreur espérés à la fin de LEP, va donc permettre deux tests importants du modèle standard:

- la validité des calculs de corrections radiatives pourra être vérifiée par la relation liant G_μ à M_W , qui jouera désormais le rôle de test;
- on pourra obtenir une meilleure précision sur la valeur de M_t obtenue indirectement à partir de l'ajustement des résultats électrofaibles de LEP, qui par comparaison à la mesure directe au Tevatron fournira un autre test du modèle standard.

De plus, on pourra mieux contraindre la masse du boson de Higgs en utilisant la mesure de M_t aux collisionneurs $p\bar{p}$.

1.6.1 Les corrections radiatives.

Nous avons vu en (1.4) qu'une mesure précise de M_W permettait d'accéder à la mesure de Δr , et donc de confronter ce résultat aux calculs théoriques basés sur le modèle standard.

Nous commencerons par rappeler quels étaient les paramètres utilisés à LEP I, puis nous évoquerons les mesures possibles à LEP II.

Autour de la résonance du Z^0 , un des paramétrages possibles, dû à Renard et collaborateurs, utilisait $\Delta\rho$, Δ_{3Q} , δ_{vb} et Δr^{ew} [28]. Quatre principaux effets radiatifs peuvent être distingués à LEP I:

- Le premier effet, purement électromagnétique, concerne l'évolution de la constante de structure fine α de $q^2 = 0$ à $q^2 = M_Z^2$, réabsorbée dans la renormalisation de α , $\alpha(q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(q^2)}$.
- Viennent ensuite les corrections en boucle brisant l'isospin dans les propagateurs des bosons W^\pm et Z^0 . La brisure de $SU(2)$ est apparente par exemple au travers de la différence de masse entre fermions d'une même famille. Elle est absorbée par le paramètre $\Delta\rho$.

- L'évolution de l'énergie propre du boson Z^0 autour de la résonance est absorbée par Δ_{3Q} .
- Enfin, les corrections au vertex $Z \rightarrow b\bar{b}$ sont prises en compte par δ_{vb} .

Le dernier paramètre, Δr^{ew} , est propre à l'expression de la masse du boson W [29,30] (dans la suite $s_0^2 = \sin^2\theta_W$):

$$\Delta r^{ew} = -\frac{c_0^2}{s_0^2}(\Delta\rho + \Delta_{3Q}) + \frac{c_0^2 - s_0^2}{s_0^2} \frac{M_W^2}{M_Z^2} \Delta_{3Q}$$

Ces corrections s'écrivent en fonction de la masse du quark top et de celle du boson de Higgs comme [29,30]:

$$\Delta\rho = \frac{\alpha M_t^2}{\pi M_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \ln\left(\frac{M_H^2}{M_Z^2}\right) + \dots,$$

$$\Delta_{3Q} = -\frac{\alpha}{9\pi} \ln\left(\frac{M_H^2}{M_Z^2}\right) + \dots,$$

$$\delta_{vb} = -\frac{20\alpha}{13\pi} \left(\frac{M_t^2}{M_Z^2}\right) + \frac{13}{6} \ln\left(\frac{M_t^2}{M_Z^2}\right) + \dots$$

Un autre jeu de paramètres possible est celui proposé par Altarelli et collaborateurs [31,32] introduisant les variables Δr_W , $\Delta\rho$, $\Delta\kappa'$ et ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 , ϵ_b . Deux définitions légèrement différentes existent: dans [31] et [32] les paramètres sont définis à partir de g_V^l et g_A^l , couplages vectoriel et axial du Z aux leptons, obtenus à partir des mesures de

$$A_{FB}^l = \frac{3g_V^{l2}g_A^{l2}}{(g_V^{l2} + g_A^{l2})^2},$$

l'asymétrie avant-arrière dans les désintégrations leptoniques du Z , et de la largeur partielle de ces désintégrations

$$\Gamma_l = \frac{G_\mu M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_V^{l2} + g_A^{l2}) \left(1 + \frac{3\alpha}{4\pi}\right).$$

Dans la publication la plus récente, [32], A_{FB}^l est corrigée de tous les effets QED et la correction $(1 + \frac{3\alpha}{4\pi})$ tenant compte des corrections photoniques dans l'état final a été introduite dans la largeur leptonique. Nous reprenons ici la formulation de cet article. L'avantage de ce paramétrage est qu'il regroupe dans ϵ_1 tous les termes relatifs à la brisure de la symétrie $SU(2)_L$, ϵ_2 traduisant la différence relative entre l'évolution de l'énergie propre du Z et celle du photon, et ϵ_3 celle entre l'évolution de l'énergie propre du Z et celle du W . De plus, les valeurs de $\epsilon_{1,2,3}$ extraites des données ne dépendent pas des hypothèses sur les valeurs de M_{top} , M_H , α_s . Enfin, un autre avantage est que ces paramètres décrivent aussi les contributions non nulles aux paramètres électrofaibles

provenant d'éventuelles corrections à la polarisation du vide dues à de la nouvelle physique [33].

Les paramètres sont alors définis comme suit:

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

$$\frac{g_V^l}{g_A^l} = 1 - 4\sin^2\theta_W^{eff} = 1 - 4(1 + \Delta\kappa')s_0^2.$$

A noter que l'angle de mélange effectif au Z , $\sin^2\theta_W^{eff}$, est différent de s_0^2 , qui ne tient compte que des corrections QED et est défini par $s_0^2 c_0^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2}$.

Le paramètre Δr_W apparaît dans la relation déjà rencontrée:

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

où on a factorisé les contributions QED qui interviennent dans l'évolution de $\alpha(q^2 = 0 \rightarrow M_Z^2)$ en écrivant $1 - \Delta r = (1 - \Delta\alpha)(1 - \Delta r_W)$. Les expressions des paramètres en fonction de M_t et M_H sont alors:

$$\epsilon_1 = \frac{3G_\mu M_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} - \frac{3G_\mu M_W^2}{4\pi^2\sqrt{2}} \ln\left(\frac{M_H}{M_Z}\right) t g^2 \theta_W + \dots = \Delta\rho,$$

$$\epsilon_2 = -\frac{G_\mu M_W^2}{2\pi^2\sqrt{2}} \ln\left(\frac{M_t}{M_Z}\right) + \dots = c_0^2 \Delta\rho + \frac{s_0^2 \Delta r_W}{c_0^2 - s_0^2} - 2s_0^2 \Delta\kappa',$$

$$\epsilon_3 = \frac{G_\mu M_W^2}{12\pi^2\sqrt{2}} \ln\left(\frac{M_H}{M_Z}\right) - \frac{G_\mu M_W^2}{6\pi^2\sqrt{2}} \ln\left(\frac{M_t}{M_Z}\right) + \dots = c_0^2 \Delta\rho + (c_0^2 - s_0^2) \Delta\kappa'.$$

Ces relations montrent clairement que la mesure de M_W est indispensable pour contraindre ϵ_2 , et donc Δr_W , permettant de tester le modèle standard mais aussi les modèles de nouvelles physiques, faisant par exemple intervenir la supersymétrie [33]. Le dernier paramètre, ϵ_b , décrit la partie des corrections au vertex $Z \rightarrow b\bar{b}$ qui dépend de la masse du quark top:

$$\epsilon_b = -\frac{G_\mu M_t^2}{4\pi^2\sqrt{2}}.$$

En 1998 [34], la mesure de la masse du boson W permettait par exemple de mesurer $\Delta r_W = -0.027 \pm 0.004$, et donc de mettre en évidence la nécessité des corrections radiatives électrofaibles à 6.8 écarts standard.

Ces corrections permettent également de contraindre la masse du quark top et du boson de Higgs, moins efficacement dans ce dernier cas, car la dépendance des corrections radiatives en M_H est logarithmique. Avant sa découverte, la prédiction sur

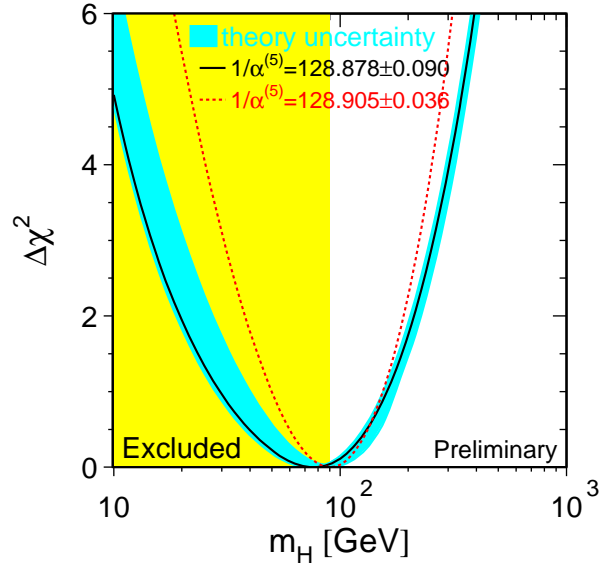


Figure 1.3: Variation du χ^2 de l'ajustement de toutes les données (LEP, SLd et Tevatron), en fonction de la masse du boson de Higgs (plus exactement $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$). La zone grisée est exclue par la recherche directe à 95% de niveau de confiance. On notera aussi que la contrainte sur M_H est améliorée si l'erreur sur α^{-1} est diminuée. Courbe extraite de [8].

M_t était de 173_{-13-20}^{+12+18} GeV (en 1994) [35], la deuxième erreur correspondant à une variation de M_H entre 60 GeV et 1 TeV, en bon accord avec la valeur mesurée actuelle $M_t = 173.8 \pm 5.0$ GeV [8]. L'ajustement des données du LEP seules (incluant la mesure de M_W) favorise un boson de Higgs léger, de masse $M_H = 60_{-35}^{+127}$ GeV [8]. Si toutes les données sont incluses, le résultat de l'ajustement donne $M_H = 76_{-47}^{+85}$ GeV (figure 1.3) et $M_H < 262$ GeV à 95% de niveau de confiance.

1.6.2 La production de paires W^+W^- .

Introduction.

À LEP 2, les 3 diagrammes contribuant au premier ordre à la production de paires W^+W^- sont ceux de la figure 1.4.

Les W produits se désintègrent ensuite en quarks ou en leptons, avec un rapport de branchement de 67.5% pour W^- (W^+) $\rightarrow \bar{u}d$ ($u\bar{d}$), $\bar{c}s$ ($c\bar{s}$) et de 32.5% pour W^- (W^+) $\rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ ($e^+\nu_e$), $\mu^-\bar{\nu}_\mu$ ($\mu^+\nu_\mu$), $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ ($\tau^+\nu_\tau$). Les désintégrations des paires de W^\pm peuvent alors être classées en trois catégories:

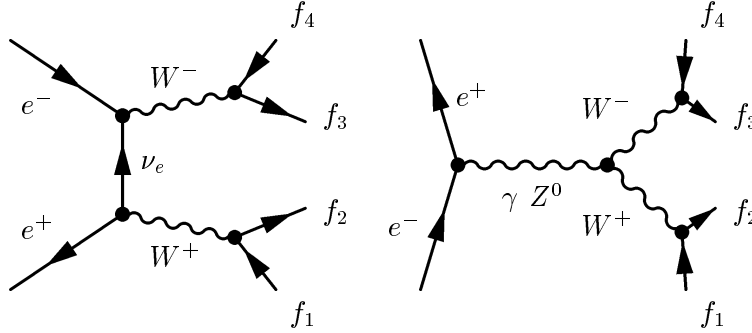


Figure 1.4: Diagrammes de production de paires W^+W^- au premier ordre, notés CC03. On notera que les couplages γWW et ZWW jouent maintenant un rôle à l'ordre de l'arbre, et qu'ils pourront être testés par la mesure de sections efficaces différentielles de production W^\pm .

- le canal hadronique $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, représentant 45.5% des états finals;
- le canal semi-leptonique $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, représentant 43.9% des états finals;
- le canal leptonique $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$, représentant 10.6% des états finals.

La production de W sur couche de masse

Nous nous référons dans tout ce qui suit à la publication [27].

Plaçons nous dans le cas de W produits sur leur couche de masse, à l'ordre le plus bas: la section efficace correspondante de production de paires W^+W^- , σ_{WW}^{Born} , s'écrit de manière simplifiée pour $\beta \ll 1$:

$$\sigma_{WW}^{Born} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{4s_W^2} 4\beta + \mathcal{O}(\beta^3).$$

avec $\beta = \sqrt{1 - \frac{M_W^2}{E^2}}$ la vitesse des W dans le centre de masse de la paire. Le terme proportionnel à β provenant de la voie t (échange d'un neutrino), on voit que ce canal sera dominant au seuil de production, et que la sensibilité aux couplages à trois bosons, qui n'apparaissent que dans la voie s et l'interférence $s-t$, amenant un terme proportionnel à β^3 , augmentera avec l'énergie.

Le calcul de la section efficace pour des bosons hors couche de masse fera intervenir la largeur du boson W , et il faudra tenir compte des corrections radiatives au processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1f_2f_3f_4$.

La largeur du boson W .

A l'ordre le plus bas, la largeur partielle de désintégration du W en une paire de fermions f_i, f'_j de masses m_{f_i} et $m_{f'_j}$ s'écrit [27]:

$$\Gamma_{Wf_i f'_j}^{Born} \simeq N_C^f \frac{\alpha M_W}{6 2s_W^2} |V_{ij}|^2 \left[1 - \frac{m_{f_i}^2 + m_{f'_j}^2}{2M_W^2} - \frac{(m_{f_i}^2 - m_{f'_j}^2)^2}{2M_W^4} \right] \times \frac{\sqrt{(M_W^2 - (m_{f_i} + m_{f'_j})^2)(M_W^2 - (m_{f_i} - m_{f'_j})^2)}}{M_W^2}.$$

Dans la désintégration leptonique du W , le nombre de couleur N_C^f est égal à 1 et la matrice de mélange est diagonale: $V_{ij} = \delta_{ij}$. Dans la désintégration hadronique, le nombre de couleur est égal à trois, et la matrice de mélange est la matrice CKM. Si on néglige les masses des fermions par rapport à la masse M_W , on obtient une expression simplifiée pour $\Gamma_{Wf_i f'_j}^{Born}$:

$$\Gamma_{Wf_i f'_j}^{Born} = N_C^f \frac{\alpha M_W}{6 2s_W^2} |V_{ij}|^2,$$

ce qui donne en utilisant l'unitarité de la matrice CKM:

$$\Gamma_W^{Born} \simeq \frac{3\alpha M_W}{2 2s_W^2}.$$

Cette approximation peut être améliorée en tenant compte des corrections radiatives électrofaibles et QCD (approximation IBA pour *Improved Born Approximation* [36]). Le paramétrage des largeurs partielles en fonction de G_μ et M_W à l'aide de la relation $s_W^2 c_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2}$ tient compte des corrections électrofaibles. La largeur leptonique s'écrit alors:

$$\overline{\Gamma}_{Wl_i \nu_i}^{Born} = \frac{G_\mu M_W^3}{6\sqrt{2}\pi}.$$

Les corrections QCD au premier ordre à la largeur partielle de désintégration en quarks s'obtiennent en modifiant $\Gamma_{Wq_i q_j}^{Born}$ selon:

$$\overline{\Gamma}_{Wq_i q_j}^{Born} = \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi} \right) \Gamma_{Wq_i q_j}^{Born}.$$

Le résultat de cette approximation (IBA) a été comparé au calcul complet incluant les corrections du premier ordre et les corrections d'ordre supérieur au logarithme dominant ($\propto \frac{\alpha}{\pi} L n(\frac{Q^2}{m_e^2})^n$), pour des masses de fermions nulles ou finies. L'effet des masses est inférieur à 0.3%, et l'approximation IBA reproduit les résultats exacts à 0.4% près [27].

Une fois obtenue la largeur du boson W , on peut calculer la section efficace, σ^{CC3} ,

correspondant aux diagrammes de la figure 1.4 pour des W hors couche de masse. L'effet de la largeur du W sur σ^{CC3} est aussi important que celui dû aux corrections radiatives correspondant à l'émission de photons dans l'état initial (ISR pour *Initial State Radiation*) (figure 1.5).

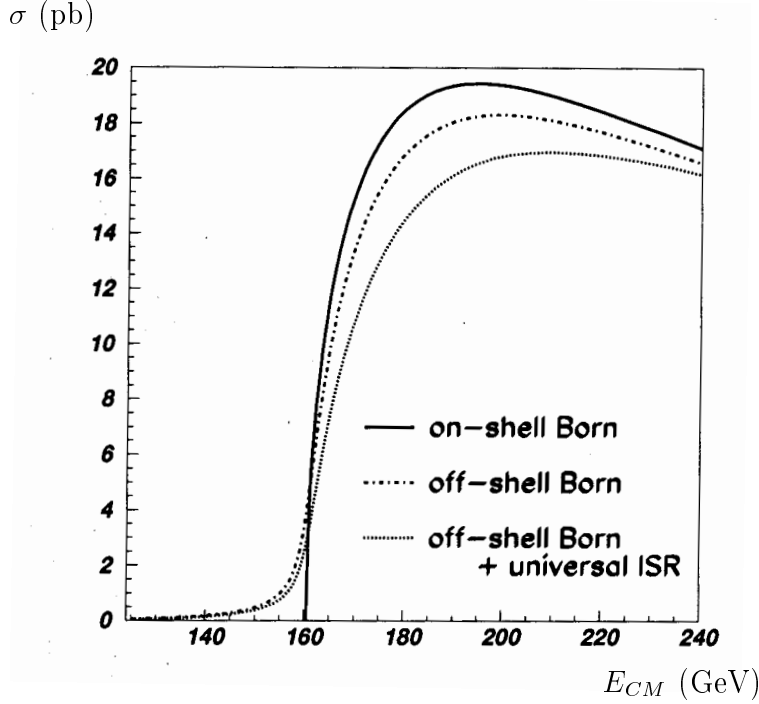


Figure 1.5: Section efficace CC03 à l'ordre de l'arbre pour des W sur couche de masse (on-shell Born), pour des W hors couche de masse (off-shell Born) et pour des W hors couche de masse avec corrections dues aux ISR, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'effet de la largeur non nulle du boson W est du même ordre de grandeur que les corrections d'ISR. Courbe extraite de [27].

La production de W hors couche de masse.

L'introduction d'une largeur non nulle pour les W complique les calculs par rapport au cas des W sur couche de masse, même à l'ordre le plus bas. La section efficace ne peut être calculée qu'à l'aide de techniques d'intégration numérique de type semi-analytique ou Monte-Carlo. L'approche semi-analytique a été utilisée par exemple pour déterminer la section efficace au seuil [37] avec le programme GENTLE [38]. Les programmes Monte-Carlo du type KORALW [39] ou EXCALIBUR [40], utilisés dans cette analyse, déterminent la section efficace totale par intégration des sections efficaces différentielles calculées à partir des éléments de matrice. Cette propriété est utilisée au delà du seuil, où la masse du W est mesurée en ajustant le Monte-Carlo

sur les données. Pour cela, on utilise un lot d'événements générés pour une valeur donnée de la masse, M_W , que l'on repondère par le rapport des éléments de matrice $\mathcal{M}_{M_W}/\mathcal{M}_{M'_W}$, où \mathcal{M}_{M_W} et $\mathcal{M}_{M'_W}$ sont respectivement les éléments de matrice pour la masse générée et pour la masse M'_W s'ajustant le mieux aux données (cf chapitre 5).

Les corrections radiatives.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de calcul complet des corrections radiatives à l' $\mathcal{O}(\alpha)$, pour des W hors couche de masse. En plus des corrections déjà incluses au travers de G_μ et de $\alpha(s)$, trois effets principaux sont traités jusqu'à maintenant: les ISR, la singularité de Coulomb et l'émission de photons dans l'état final (FSR).

Les ISR: La connaissance des corrections dues aux ISR est nécessaire sur toute la gamme d'énergie de LEP2, dans l'optique d'une mesure précise de M_W .

Effectivement, au seuil de production de paires de W (161 GeV), on utilise la grande sensibilité de la section efficace à la masse du boson W pour mesurer celle-ci [27] [37]. Cette méthode requiert une bonne connaissance théorique de σ_{WW} . La précision voulue, de l'ordre de 2%, nécessite que les corrections radiatives soient bien contrôlées [27].

Une deuxième méthode est employée aux énergies plus grandes: les W sont reconstruits à partir des produits de désintégration visibles dans le détecteur. Dans ce cas, il est nécessaire que l'énergie dans le centre de masse de la paire W^+W^- soit connue avec précision, on est donc très sensible à la perte d'énergie par rayonnement de photons initiaux, une erreur sur $\langle E_\gamma \rangle$ de 30 MeV entraînant une erreur sur M_W de 15 MeV. En fait, il est montré dans [27] que l'erreur sur $\langle E_\gamma \rangle$ est de l'ordre de 10 MeV.

La singularité de Coulomb: cette correction correspond à l'interaction coulombienne entre les deux W produits (figure 1.6).

Cette correction modifie la section efficace de production selon:

$$\sigma_{Coul} = \sigma_{Born}^{CC3} \frac{\alpha\pi}{2\bar{\beta}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{|\beta_M + \Delta|^2 - \bar{\beta}^2}{2\bar{\beta}Im\beta_M} \right) \right],$$

avec

$$\begin{aligned} \bar{\beta} &= \frac{1}{s} \sqrt{s^2 - 2s(k_+^2 + k_-^2) + (k_+^2 - k_-^2)^2}, \\ \beta_M &= \sqrt{1 - 4M^2/s}, \quad M^2 = M_W^2 - iM_W\Gamma_W - i\epsilon, \\ \Delta &= \frac{|k_+^2 - k_-^2|}{s}, \end{aligned}$$

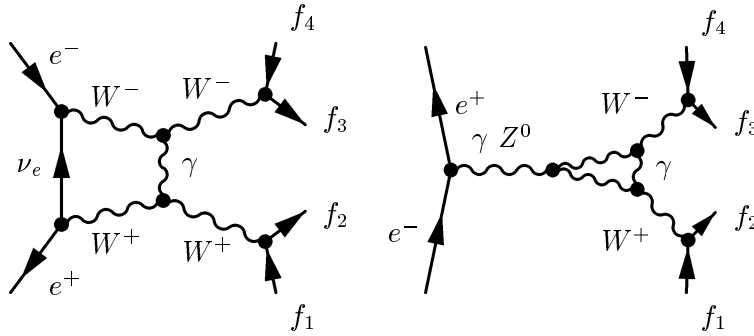


Figure 1.6: Diagrammes contribuant à la singularité de Coulomb.

k_{\pm} étant les quadri-vecteurs des bosons W^{\pm} , et $\bar{\beta}$ leur vitesse moyenne dans le centre de masse de la paire. On retrouve le résultat pour des W sur couche de masse en remarquant que dans ce cas $\Delta = 0$, $\bar{\beta}^2 = \text{Re}\beta_M^2 = \beta^2$ et $\Gamma_W = 0$, ce qui donne:

$$\sigma_{Coul} = \sigma_{Born}^{CC3} \frac{\alpha\pi}{2\beta}.$$

Cette correction est plus importante au seuil, où elle atteint 5.7%, et décroît ensuite quand l'énergie augmente (2.4% à 176 GeV, 1.8% à 190 GeV). Cette modification de la section efficace se traduit par un effet sur la masse de l'ordre de 5 à 10 MeV.

Les FSR. Le processus $e^+e^- \rightarrow 4f + \gamma$ est le seul pour lequel on ait un calcul précis tenant compte des ISR, des FSR, de la radiation éventuelle provenant d'un boson W et de tous les effets d'interférence, basé sur le calcul de l'élément de matrice. Cela signifie que l'émission de *plusieurs* photons vers l'avant n'est pas incluse dans ces calculs.

Une manière de contourner le problème est décrite dans [27]. On emploie le calcul exact de l'élément de matrice $4f + \gamma$ convolué avec le calcul des ISR en dehors d'un cône, dont l'axe est défini par la direction des faisceaux. À l'intérieur de ce cône, on utilise le calcul à l'ordre des logarithmes dominants des fonctions de structure où les gerbes de partons, également convolués avec les ISR, qui donnent une bonne description de l'émission de photons pour les petits angles.

1.7 Effets possibles de l'hadronisation sur la mesure de la masse du boson W .

On a vu qu'environ 46% des paires W^{\pm} se désintégraient dans l'état final purement hadronique. Ce canal est donc important pour la mesure de la masse du boson W . Au delà de 161 GeV, celle-ci est mesurée en reconstruisant les deux W à partir de leurs

produits de désintégration. Cette méthode est sensible aux effets pouvant conduire à une hadronisation non indépendante des deux W . De tels effets sont possibles car les deux vertex de désintégration des W sont séparés de moins de 0.1 fm à LEP2, alors que le processus d'hadronisation s'étend typiquement sur 1 fm. Deux aspects différents sont à prendre en compte: la reconnection de couleur et les corrélations de Bose-Einstein, sujet de ce mémoire.

1.7.1 La reconnection de couleur.

La reconnection de couleur pourrait avoir comme effet de “connecter” les quarks issus pour l'un du vertex du W^+ et pour l'autre du vertex du W^- . Un tel processus de connection entre quarks issus de vertex différents est déjà mis en évidence dans la désintégration $B \rightarrow J/\Psi + X$, représentée sur la figure 1.7. Son étude est donc justifiée car une meilleure compréhension de QCD perturbative et non perturbative peut en découler.

Du point de vue de l'étude de la reconnection de couleur, la production de W présente plusieurs avantages par rapport au processus $B \rightarrow J/\Psi + X$:

- L'état initial ne comporte pas d'autres champs de couleur que ceux des 4 quarks, alors que le quark b se désintègre dans le champ de couleur du quark spectateur.
- La distance entre quarks initiaux va varier avec l'énergie dans le centre de masse et l'angle d'ouverture entre les paires de quarks, alors qu'elle est fixe ($\sim 10^{-3}$ fm) dans le cas du B.

Mais la reconnection de couleur dans les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ est surtout une source d'erreur systématique possible sur la mesure de la masse du W , et nous nous attacherons à cet aspect dans la suite.

Nous reprendrons ici la formulation développée dans l'article [41], basée sur le modèle des cordes. Rappelons tout d'abord que dans le canal hadronique, les jets sont le résultat de l'hadronisation des 4 quarks initiaux:

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \sum_{i,j} q_i \bar{q}'_i Q_j \bar{Q}'_j$$

où i, j sont les indices de couleur. A priori, les deux singulets de couleur $q_i \bar{q}'_i$ et $Q_j \bar{Q}'_j$ devraient fragmenter de manière indépendante. Mais nous venons de remarquer que le temps de désintégration des W était très inférieur au temps d'hadronisation. Aussi, si les indices de couleur sont identiques, il est possible de former deux autres singulets de couleur $q \bar{Q}$ et $\bar{q} Q$. La fragmentation débute donc avec des cordes reliant des quarks issus de W différents, emmenant des jets “hybrides” ne pouvant être associés sans

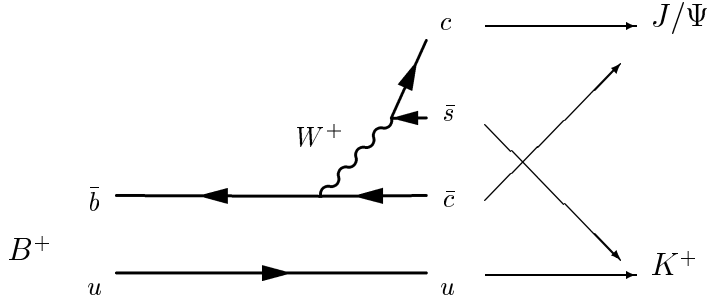


Figure 1.7: Diagramme de désintégration d'un méson B^+ faisant intervenir la reconnection de couleur.

ambiguïté à un W , contribuant donc à une erreur sur la mesure de la masse dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

La probabilité d'une telle configuration est de $1/9$, si on l'évalue "naïvement" en considérant les trois couleurs possibles. En fait, cette probabilité peut être différente selon le type du vide QCD. Par analogie avec la supraconductivité, on parle de vide de type I dans le cas où les cordes seraient des tubes de couleur, et de type II dans le cas où les cordes seraient des vortex composés d'un petit noyau central entouré d'un champ de couleur décroissant exponentiellement. Dans ce cas, si le noyau central est suffisamment petit, il est possible que les cordes soient de taille bien inférieure à la distance de vol des W , la reconnection de couleur étant alors supprimée. Au contraire, dans le cas d'un noyau assez grand ou d'un vide de type I, les quarks pourront échanger des gluons jusqu'à une distance ~ 1 fm, et la probabilité de reconnection de couleur en sera augmentée.

D'après [41], les conséquences de la reconnection de couleur pourraient être les suivantes:

- L'effet étant important lorsque l'angle entre q et \bar{Q}' est faible, donc quand la masse invariante de la paire est petite, on s'attend à une réduction de la multiplicité en traces chargées des événements par rapport à un modèle de fragmentation indépendante.
- La multiplicité des particules et le flux d'énergie entre les paires de quarks non reconnectés doivent être faibles.
- Par conséquent, la distribution en rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$, définie par rapport

à l'axe de thrust⁵, est dépeuplée dans la partie centrale.

Cependant, l'amplitude des effets prévus dans cet article est sans doute surestimée, comme cela a été notamment montré par Khoze et Sjöstrand [42].

Plaçons nous tout d'abord dans le régime QCD perturbatif, et comparons le temps $\tau_g \sim 1/E_g$ d'émission des gluons à la durée de vie des W qui est approximativement de $\tau_W \sim 1/\Gamma_W \sim 0.5 \text{ GeV}^{-1}$. Les gluons d'énergie $E_g \gg \Gamma_W$ auront une longueur d'onde bien inférieure à la distance séparant les deux W , et seront émis indépendamment par les paires $q\bar{q}'$ et $Q\bar{Q}'$. Au contraire, si $\tau_g \geq \tau_W$, c.à.d $E_g \leq \Gamma_W$, alors les gluons perçoivent quatre charges de couleur [43]. De plus, l'émission d'au moins deux gluons est nécessaire pour obtenir un réarrangement du flux de couleur, qui est alors supprimé par un terme $\propto \alpha_s^2/(N_C^2 - 1)$. Il existe donc un facteur de suppression ~ 100 par rapport au scénario de [41].

Concernant la partie non perturbative, l'effet est plus difficile à évaluer: chaque W peut être vu comme se désintégrant en une corde s'étendant du quark à l'antiquark, en passant par plusieurs gluons. Dans le cas d'un vide de type I, la probabilité de reconnection est choisie proportionnelle au volume $d^3x dt$ commun entre les cordes issues du W^+ et du W^- . Si le vide est de type II, on considère que la reconnection est possible quand les cœurs de deux portions de cordes se croisent.

L'effet sur la mesure de la masse du boson W prévu par de tels modèles est de l'ordre de $\Delta M_W \simeq 20 - 25 \text{ MeV}$, mais il existe d'autres possibilités de simulation de cet effet (par exemple, l'effet de la reconnection de couleur serait de minimiser la longueur des cordes [44]) qui donnent un biais sur la masse variant entre quelques MeV et $\sim 100 \text{ MeV}$.

1.7.2 Les corrélations de Bose-Einstein

Une deuxième source d'erreur possible sur M_W provient des corrélations de Bose-Einstein. Nous rappellerons ici quelques éléments de théorie, les chapitres 4 et 5 seront quant à eux consacrés à la mesure expérimentale de ces corrélations.

Eléments de théorie.

En 1956, Hanbury-Brown et Twiss proposent d'utiliser un nouveau type d'interféromètre pour mesurer le diamètre angulaire des étoiles [45][46]. Ces auteurs ont montré que les temps d'émission de photoélectrons émis à différents endroits d'une

⁵Cet axe est défini par le vecteur \mathbf{n} maximisant:

$$T = \max_i \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|},$$

où la somme porte sur les i particules de l'événement d'impulsion \mathbf{p}_i .

photocathode éclairée par un faisceau de lumière cohérent étaient corrélés. Ce phénomène s'explique par l'existence d'une corrélation entre les fluctuations d'intensité de la lumière, et sa mesure permet de remonter à la taille de l'objet émetteur. Une telle corrélation s'explique naturellement dans le cadre de la mécanique quantique, les photons émis obéissant à la statistique de Bose-Einstein. Rapidement [47], la même théorie appliquée aux corrélations observées entre pions de même signe produits dans des collisions $p\bar{p}$ a permis de remonter à la taille de la zone émettrice, que nous appellerons "source" par la suite, avant d'être étendue aux collisions e^+e^- .

Afin de fixer les idées, considérons une source de pions à symétrie sphérique de rayon R , et l'émission d'une paire de pions identiques, aux points $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$ et avec une impulsion $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ respectivement. Si ces points sont suffisamment séparés dans l'espace de phase, autrement dit si

$$(x_1^i - x_2^i)(p_1^i - p_2^i) \gg 2\pi\hbar$$

alors le processus peut être traité classiquement. Par contre, si

$$(x_1^i - x_2^i)(p_1^i - p_2^i) \leq 2\pi\hbar$$

les deux particules sont proches dans l'espace des phases et la mécanique quantique doit être prise en compte. La plus importante correction pour des bosons provient de la symétrisation de la fonction d'onde sous l'échange des deux particules, qui conduit à une augmentation de la probabilité que ces bosons soient issus du même point de l'espace des phases par rapport à une description classique.

Nous serons dans cette configuration si $q^i = p_1^i - p_2^i$ devient inférieur à $\pi\hbar/R$, la distance $x_1^i - x_2^i$ étant limitée par le diamètre de la source.

Considérons notre source composée d'oscillateurs à symétrie sphérique. Si on note x_i les positions de ces oscillateurs et $f_i(t_i)$ leur dépendance temporelle, alors l'amplitude totale d'émission d'un pion d'impulsion k_1 et d'énergie w_1 sera donnée par:

$$\sum_i e^{ik_1 x_i} e^{-iw_1 t_i} f_i(t_i),$$

où on somme sur les i oscillateurs. L'amplitude de probabilité d'émission de deux pions est donc:

$$A(1, 2) = \sum_i e^{ik_1 x_i} e^{-iw_1 t_i} f_i(t_i) \sum_j e^{ik_2 x_j} e^{-iw_2 t_j} f_j(t_j),$$

et la probabilité d'émission s'obtient par:

$$P(1, 2) = A(1, 2)A^*(1, 2) = \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l e^{-ik_{1\mu} x_{i\mu}} e^{-ik_{2\nu} x_{j\nu}} e^{ik_{1\rho} x_{k\rho}} e^{ik_{2\sigma} x_{l\sigma}} f_i^*(t_i) f_j^*(t_j) f_k(t_k) f_l(t_l).$$

Deux cas extrêmes se présentent alors: la source peut être cohérente, c'est à dire que tous les points émetteurs sont en phase, ou au contraire chaotique. Dans le premier cas,

en écrivant $f_{i,j,k,l} = \sqrt{\rho_{i,j,k,l}} e^{i\Phi_{i,j,k,l}}$ et en remplaçant les sommes par des intégrales, on obtient :

$$P(1, 2) = \int \int \int \int \sqrt{\rho_i} e^{-ik_1^\mu x_{i\mu}} \sqrt{\rho_j} e^{-ik_2^\nu x_{j\nu}} \sqrt{\rho_k} e^{ik_1^\rho x_{k\rho}} \sqrt{\rho_l} e^{ik_2^\sigma x_{l\sigma}} d^4 x_i d^4 x_j d^4 x_k d^4 x_l,$$

qui se réécrit :

$$P(1, 2) = \int \int \rho_i \rho_j d^4 x_i d^4 x_j.$$

Dans le cas d'une source chaotique, on supposera que les termes d'amplitude varient largement d'un point à un autre, de telle façon que les seuls termes non nuls correspondent à $i = k$, $j = l$ et $i = l$, $j = k$. On obtient alors :

$$P(1, 2) = \int \int \rho_i \rho_j d^4 x_i d^4 x_j + \int \int \rho_i \rho_j e^{i\Delta k_\mu \Delta x^\mu} d^4 x_i d^4 x_j,$$

où $\Delta k_\mu = (k_2 - k_1)_\mu$ et $\Delta x^\mu = (x_i - x_j)^\mu$. Pour des pions de signes opposés, il n'existe pas de raison pour que les amplitudes d'émission au même point soient corrélées⁶, le deuxième terme est donc nul, et on retrouve le même résultat que pour une source cohérente. Appelons $\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(x)$ la distribution de cette source dans l'espace-temps : d'après ce qui précède, les corrélations vont modifier la section efficace différentielle de production de paires de pions identiques par un facteur C_2 :

$$C_2 = \partial\sigma_{BE}/\partial\sigma_{noBE} = 1 + \lambda |\tilde{\rho}(\Delta p)|^2,$$

où Δp est la différence des quadri-vecteurs des deux pions et $\tilde{\rho}(\Delta p)$ est la transformée de Fourier de $\rho(\mathbf{r}, t)$, normalisée à 1 quand $\Delta p \rightarrow 0$:

$$\tilde{\rho}(\Delta p) = \frac{\oint_{source} \rho(x) \exp(i\Delta p \cdot x) d^4 x}{\oint_{source} \rho(x) d^4 x}.$$

On a introduit dans l'expression de C_2 un paramètre λ , traduisant le degré de cohérence de la source, et variant entre 0 pour une source cohérente et 1 pour une source totalement chaotique [48].

Tenons maintenant compte de l'aspect temporel du processus, en supposant notre source décrite par une distribution gaussienne à symétrie sphérique, qui se désintègre exponentiellement en fonction du temps :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(x) \propto \exp(-\mathbf{r}^2/2\sigma^2) \exp(-t/\tau).$$

La section efficace différentielle de production de paires de pions identiques est alors modifiée par :

$$C_2 = 1 + \frac{\lambda \exp(-\mathbf{q}^2 \sigma^2)}{(1 + q_0^2 \tau^2)},$$

⁶A condition qu'ils ne proviennent pas d'une même résonance. Le formalisme développé ici ne prend pas en compte cette hypothèse.

avec $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ et $q_0 = E_1 - E_2$. Dans cette expression, σ est la taille typique de la région de l'espace dans laquelle sont produits des pions d'impulsion et d'énergie similaires.

Nous noterons alors que les expressions établies précédemment sont valables si on suppose qu'il n'existe pas de corrélations entre le point d'émission des pions et leur impulsion. De telles corrélations peuvent survenir si la source est composée d'émetteurs de différente nature, ou s'ils se déplacent à différentes vitesses. Ce sera le cas dans les annihilations $e^+e^- \rightarrow \text{Hadrons}$, où la source est constituée a priori d'un mélange de quarks et de gluons. Dans ce cas, l'image utilisée étant celle d'une corde de couleur relativiste, on s'attend à de fortes corrélations entre l'endroit de production de la particule dans la corde et son impulsion, toutes les particules d'impulsion \mathbf{p} donnée étant émises par la même portion de corde de taille σ , indépendante de l'impulsion. Deux pions d'impulsion proche doivent alors avoir des points de production situés à une distance inférieure à σ dans leur référentiel de centre de masse. L'amplitude de l'effet peut être paramétrée par:

$$C_2 = 1 + \lambda \exp(-Q^2 \sigma^2),$$

où $Q^2 = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2$ est invariant de Lorentz.

Cette expression pourra être encore modifiée pour tenir compte de plusieurs effets, comme l'interaction coulombienne et l'interaction forte entre les deux pions produits dans la même région, l'effet des pions issus de résonances, les effets expérimentaux comme la pureté en pions du lot de traces sélectionnées. Nous reviendrons sur ces points, ainsi que sur les différents modèles possibles de simulation Monte-Carlo de cet effet dans les chapitres 4 et 5, consacrés à la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W à LEP 2.

1.7.3 Conclusion.

Ce chapitre a montré l'importance de la mesure de la masse du boson W aussi bien pour contraindre d'avantage la masse du boson de Higgs que comme test de la validité des calculs de corrections radiatives.

La figure 1.8 montre dans le plan $M_W - M_{top}$ les contraintes imposées sur la masse du Higgs à partir de la mesure "indirecte" (ajustement des données de LEP1, SLD et des expériences de diffusion neutrino-nucléon), et celles imposées à partir des mesures directes de M_W et M_{top} (données de LEP II et de Tevatron).

Afin d'améliorer ces contraintes, la précision requise sur la mesure de M_W à la fin de LEP II est de 40 MeV. Cependant, pour être pleinement efficace, cette réduction de l'erreur sur M_W devra s'accompagner d'une réduction de l'erreur sur M_{top} . La figure 1.9 [34] compare ainsi la variation du χ^2 de l'ajustement de toutes les données, en fonction de M_H , dans les trois cas suivant:

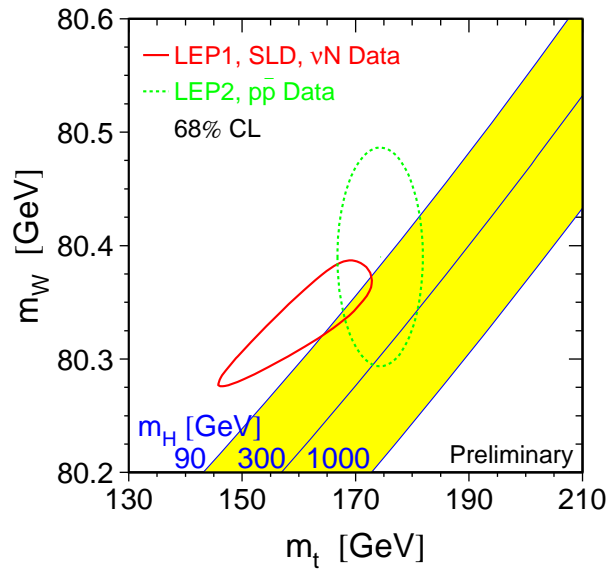


Figure 1.8: Contraintes imposées sur la masse du Higgs à partir de la mesure “indirecte” (ajustement des données de LEP1, SLD et des expériences de diffusion neutrino-nucléon), et à partir des mesures directes de M_W et M_{top} (données de LEP II et de Tevatron). La bande grisée montre les valeurs permises de M_{top} et M_W dans le modèle standard en fonction de la valeur de M_H , pour des valeurs de M_H variant de 90 GeV à 1 TeV. Courbe extraite de [8].

- L'ajustement est fait avec les données disponibles en 1998 (trait gris).
- L'ajustement est fait en supposant la masse du boson W mesurée avec une erreur de 30 MeV (trait noir).
- Conjointement, l'erreur sur la mesure de M_{top} est réduite à 2 GeV, et celle sur la mesure de α^{-1} à 0.02 (courbe pointillée).

L'apport d'une mesure précise de M_W **et** de M_{top} est évident. Les limites inférieures actuelle (zone grisée, $M_H > \sim 90$ GeV) et espérée à la fin de LEP II (trait vertical pointillé) imposées sur la masse du boson de Higgs à partir de sa recherche directe sont aussi indiquées.

Pour atteindre la précision voulue, il sera nécessaire d'évaluer le biais introduit sur la mesure de la masse du boson W par les effets que nous avons évoqué: les corrections radiatives, particulièrement l'émission de photons dans l'état initial (ISR), la reconnection de couleur et les corrélations de Bose-Einstein, ces deux derniers n'affectant que le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

Il est donc important de mettre en évidence les corrélations de Bose-Einstein entre pions issus de W différents dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, indiquant une fragmentation non indépendante des deux W , ou au contraire de rejeter la possibilité de leur existence. La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de W sera donc le sujet de ce mémoire.

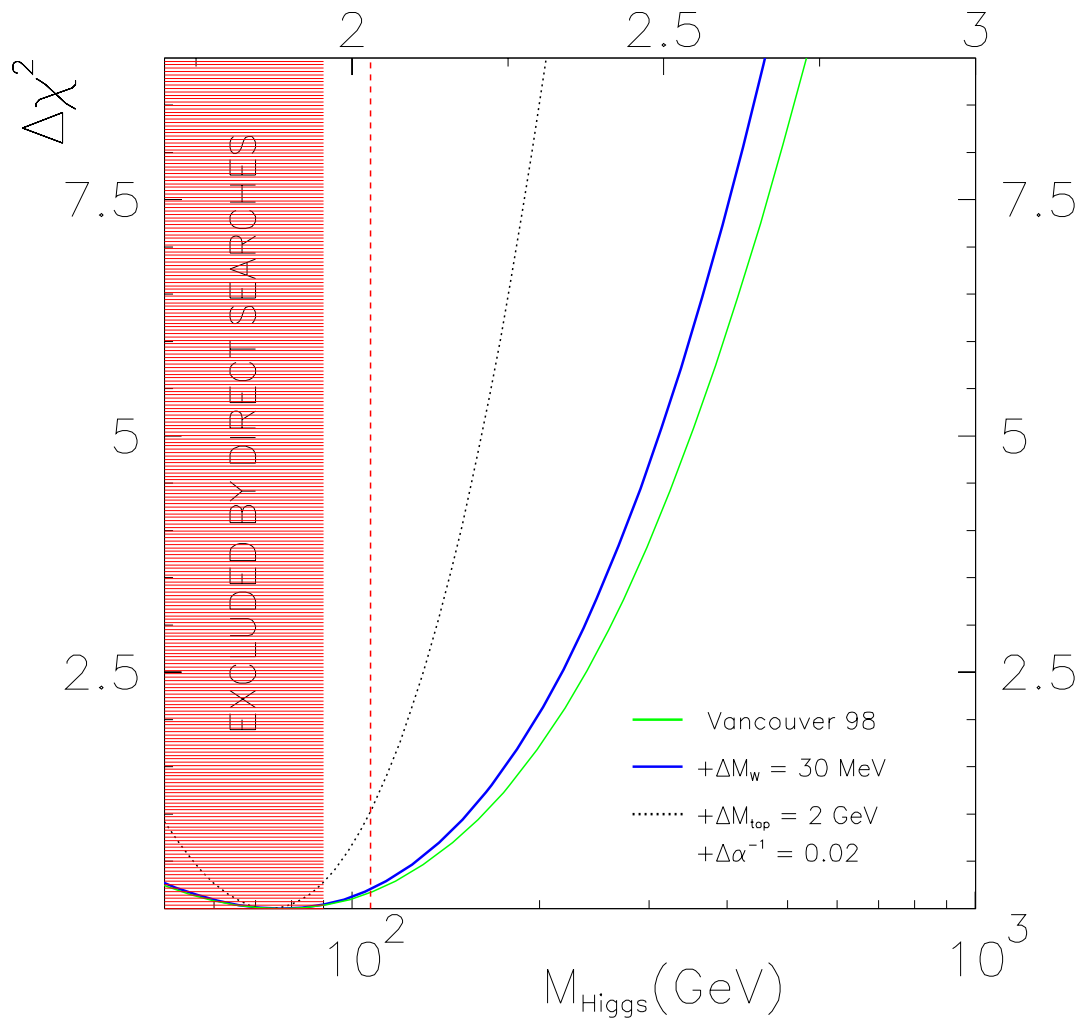


Figure 1.9: Variation du χ^2 (plus exactement de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$) de l'ajustement de toutes les données disponibles en fonction de la masse du boson de Higgs, et évolution attendue si une précision de 30 MeV sur la mesure de M_W est atteinte, d'abord seule, puis conjointement avec une erreur sur la mesure de M_{top} de 2 GeV et sur la mesure de α^{-1} de 0.02. Les limites inférieures actuelle (zone grisée, ~ 90 GeV) et espérée à la fin de LEP II (trait vertical pointillé) imposées sur la masse du boson de Higgs à partir de sa recherche directe sont aussi indiquées.

Chapitre 2

Le collisionneur LEP et le détecteur ALEPH.

2.1 Le collisionneur LEP.

L'expérience ALEPH est, avec OPAL, L3, DELPHI, l'un des quatre détecteurs actuellement installé sur l'anneau du LEP (Large Electron Positron storage ring) (fig. 2.1). Le LEP est un collisionneur électrons-positrons de 26.7 Km de circonférence, enterré à une profondeur variant entre 50 et 150 m et situé à la frontière franco-suisse. Construite entre 1983 et 1989, cette machine a été optimisée pour un fonctionnement à haute énergie, l'accroissement de l'énergie jusqu'à environ 100 GeV par faisceau, lorsque les cavités RF supraconductrices seraient disponibles, étant prévue dès la conception. Durant les premières années le LEP a fonctionné à une énergie d'environ 45.5 GeV par faisceau (phase appelée LEP I), permettant de déterminer de façon précise les paramètres de la résonance du boson Z^0 . La seconde phase a débuté en 1995, lorsque l'énergie des faisceaux a été augmentée pour atteindre successivement $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 136 \text{ GeV}$, puis des énergies auxquelles la production de paires de bosons W^+W^- est possible: $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ en 1998. L'analyse présentée ici ne concerne que les données enregistrées entre $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, pour lesquelles la mesure de la masse du boson W se fait par reconstruction des deux bosons produits. Dans ce cas, les corrélations de Bose-Einstein, sujet de ce mémoire, entraînent une incertitude sur la mesure de M_W , ce qui n'était pas le cas à 161 GeV, où la mesure de la masse du boson W était faite à partir de la mesure de la section efficace de production de paires de W .

2.2 Le détecteur ALEPH.

Le détecteur ALEPH (fig. 2.2) forme un cylindre de 11 m de longueur et 12 m de diamètre. Il a été conçu en veillant à ce que l'herméticité soit maximale, ce qui permet

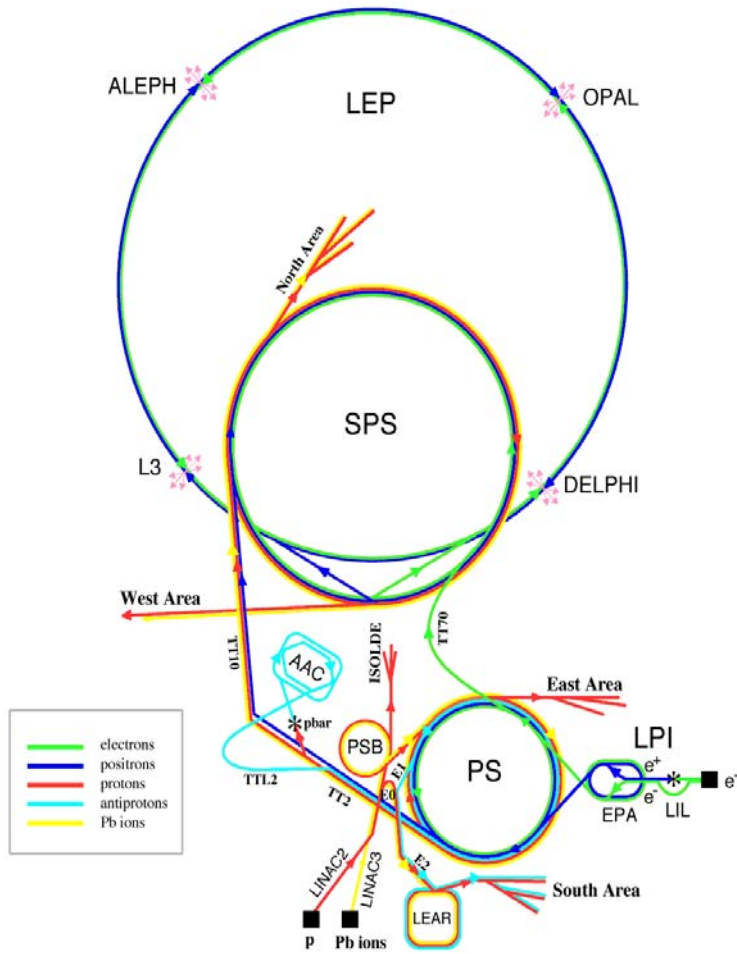


Figure 2.1: Le collisionneur LEP et le complexe d'accélérateurs du CERN.

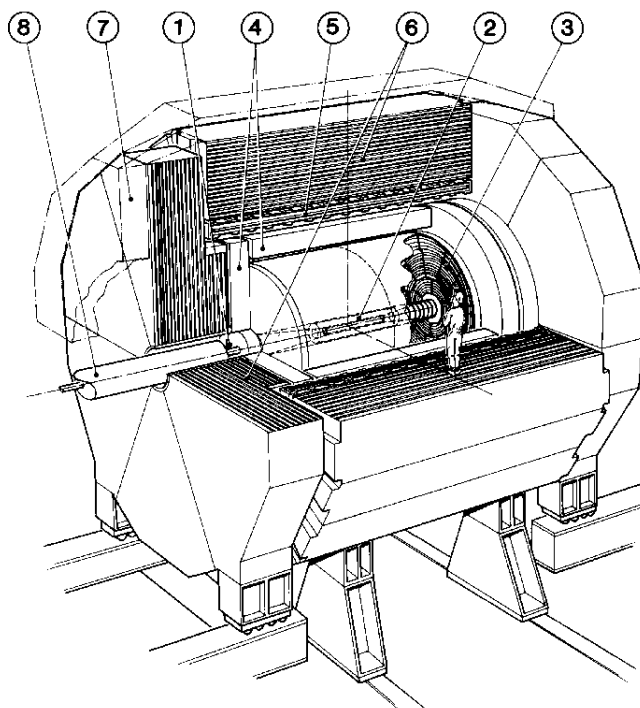


Figure 2.2: Le détecteur ALEPH: 1: luminomètre. 2: la chambre à traces interne (ITC). 3: la chambre à projection temporelle (TPC). 4: le calorimètre électromagnétique (ECAL). 5: aimant supraconducteur. 6: le calorimètre hadronique (HCAL). 7: chambres à muons. 8: tube à vide.

de reconstruire au mieux les événements hadroniques complexes qui comportent (à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$) en moyenne vingt traces chargées et une dizaine de pions neutres. Le système de coordonnées est défini comme suit: l'axe z est l'axe des faisceaux, positif dans le sens du faisceau d'électrons, l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LEP, et l'axe y est défini positivement selon la verticale ascendante. Dans la suite, les coordonnées polaires dans le plan transverse (xy) seront notées $r\phi$, et l'angle des traces avec l'axe z sera noté θ . En partant du centre du détecteur, on rencontre successivement le tube à vide, les détecteurs de traces (VDET, ITC, TPC), les calorimètres et l'aimant (ECAL, aimant, HCAL), puis les chambres à muons. Le dispositif est complété par des luminomètres (LCAL, SICAL) situés à petits angles polaires, afin de compter le nombre d'événements provenant de la diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) par unité de temps ($\frac{dN}{dt}$). La section efficace (σ) de ce processus est bien connue et permet de remonter à la luminosité (\mathcal{L}) via la relation:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}$$

Une description plus détaillée du détecteur se trouve dans [49] et [50], et dans [51] pour ses performances. La mesure de la luminosité par le LCAL et le SICAL est décrite dans [52].

2.2.1 Les détecteurs de traces.

Les détecteurs de traces sont situés à l'intérieur du solénoïde supraconducteur, qui crée un champ magnétique axial (B) de 1.5 T, permettant de mesurer l'impulsion des traces chargées.

Le détecteur de vertex: VDET Depuis le début de LEP II, ALEPH est pourvu d'un nouveau détecteur de vertex. Les raisons principales du remplacement du VDET étaient l'augmentation de la couverture angulaire et la réduction de la diffusion multiple. Le nouveau VDET est donc plus long (40 cm au lieu de 20) et la quantité de matériau a été réduite de 4% à 2% d'une longueur de radiation (longueur au bout de laquelle un électron a perdu $(1-1/e)$ de son énergie par bremsstrahlung). La résolution sur le paramètre d'impact (distance d'approche minimum de la trace par rapport à l'axe des faisceaux dans le plan $r\Phi$) s'en trouve améliorée, permettant une meilleure reconstruction des particules contenant un quark lourd b ou c . Ceci permet notamment d'augmenter le potentiel de découverte du Higgs, qui se désintégrerait principalement en quark b s'il était observable au LEP.

Le nouveau détecteur est également moins sensible aux radiations, beaucoup plus importantes à LEP II, puisque les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron par tour évoluent comme E^4/ρ , où E est l'énergie du faisceau et ρ le rayon de courbure. Le VDET est constitué de 2 couches concentriques de plaquettes de silicium double-face,

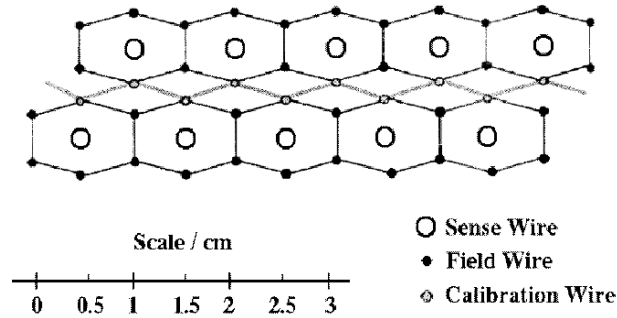


Figure 2.3: Structure de la chambre à trace interne.

situées à 6.3 et 11.0 cm du faisceau respectivement. Une face permet la lecture en $r\phi$, l'autre en z . Les traces ayant un angle polaire (θ) vérifiant $|\cos\theta| < 0.87$ traversent les deux couches du VDET, celles d'angle polaire θ vérifiant $0.87 < |\cos\theta| < 0.95$ ne traversant que la première couche. La résolution en $r\phi$ est d'environ $10\mu m$, et constante en $|\cos\theta|$, alors que la résolution en z varie de $16\mu m$ à 90° à $50\mu m$ environ à 30° ([53]). Ces résolutions ont été mesurées sur des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ enregistrés à 91 GeV, utilisés pour calibrer le détecteur avant la prise de données en 1996.

La chambre à traces interne: ITC C'est une chambre à dérive multifils cylindrique de 2 m de long et située entre 128 mm et 285 mm de l'axe des faisceaux. Elle est utilisée dans le déclenchement d'ALEPH et permet de reconstruire jusqu'à huit points de mesure par trace chargée grâce à huit couches de cellules hexagonales. Une cellule comporte un fil central sensible porté à un potentiel compris entre 1.8 et 2.5 kV, entouré de 6 fils, 5 étant reliés à la masse et le 6^{ième} pouvant être utilisé pour la calibration de l'ITC (fig. 2.3). Les particules chargées traversant l'ITC ionisent le mélange gazeux (80% Ar, 20% CO₂). Les électrons d'ionisation créent des avalanches près des fils sensibles, qui collectent le signal. La résolution moyenne en $r\phi$ est d'environ $100\mu m$, obtenue à partir du temps de dérive. Elle dépend de la distance de dérive, avec une vitesse moyenne de dérive dans une cellule de $50\mu m/s$, et est reproduite par un polynôme du 3^{ième} ordre. En z une précision d'environ trois centimètres est obtenue à partir de la différence en temps d'arrivée du signal à chaque extrémité du fil.

La chambre à projection temporelle: TPC Elle permet d'obtenir une bonne résolution angulaire et une bonne résolution en impulsion sur les traces chargées, ainsi qu'une information sur la perte d'énergie par ionisation par unité de longueur (dE/dx) des particules, permettant notamment une séparation pion/électron complémentaire de celle obtenue avec le calorimètre électromagnétique.

C'est un détecteur cylindrique de rayons interne 0.31 m et externe 1.8 m, de longueur totale 4.7 m, dont 2×2.2 m de longueur de dérive possible, rempli d'un mélange

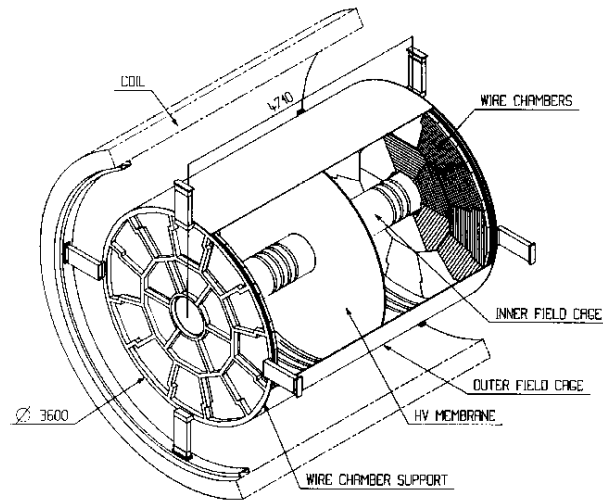


Figure 2.4: La chambre à projection temporelle:

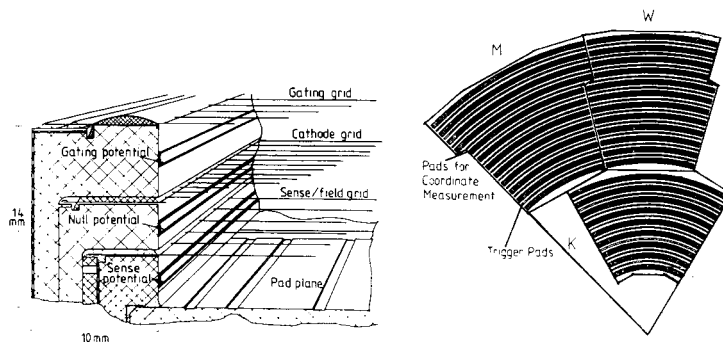


Figure 2.5: Composition des secteurs de la TPC.

argon-méthane dans les proportions 91% - 9%. Une membrane centrale en Mylar, portée à un potentiel de -27 kV, partage la TPC en 2. La TPC est fermée à chaque extrémité par un plan divisé en 18 secteurs (fig. 2.4). Chaque secteur se compose comme suit (fig. 2.5):

- 3 plans de fils:
 - une grille (*gating grid* sur la figure 2.5).
 - un plan de fils de cathode reliés à la masse (*cathode grid*).
 - un plan constitué d'une alternance de fils sensibles à un potentiel de 1.5 kV et de fils de champ reliés à la masse (*sense/field grid*).
- un plan de cathodes constitué de damiers (*pad plane*).

Les traces chargées traversant le volume de la TPC vont ioniser le gaz. Un champ électrique de dérive axial (115 V/cm), orienté de chacun des plans d'extrémité vers la membrane en Mylar, permet la dérive des électrons provenant de l'ionisation qui sont collectés sur les plans. Les électrons arrivant à proximité des fils sensibles provoquent une avalanche dirigée sur ces fils grâce aux fils de champ qui sont à la masse. Par influence capacitive, les électrons récoltés sur les fils induisent un signal sur les damiers. Ceux-ci sont de dimension $\delta r\phi \times \delta r = 6.202 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$, et permettent donc de déterminer précisément les coordonnées dans le plan transverse. Le signal sur les fils sensibles permet d'avoir accès à la coordonnée z , via le temps de dérive. Les 338 couches de fils permettent aussi les mesures de dE/dx . Quant aux fils de la grille, ils permettent d'éviter que les ions positifs ne se propagent dans tout le volume de la TPC et altèrent l'uniformité du champ électrique. En mode "passant", la grille est à un potentiel (V_g) de -67 V. Ce mode est appliqué $2 \mu s$ avant les collisions. Si le premier niveau de déclenchement d'ALEPH est négatif, après $5.2 \mu s$, la grille est mise en mode "bloquant". Si le premier niveau de déclenchement d'ALEPH est positif, la grille est mise en mode "bloquant" après $45 \mu s$, temps de dérive maximum des électrons d'ionisation. En mode "bloquant", les fils sont portés à un potentiel $V_g \pm \Delta V_g$ ($\Delta V_g = 100 \text{ V}$), alternativement d'un fil à l'autre, créant un champ dipolaire faisant barrière aux ions comme aux électrons.

Les plans d'extrémité sont constitués de 3 types de secteurs: une première couronne de 6 secteurs appelés K, s'étendant de $r = 35 \text{ cm}$ à $r = 95 \text{ cm}$ environ et comportant 9 rangées de damiers, suivie d'une deuxième couronne de 12 secteurs M et W, dont la géométrie en "zigzag" a été choisie afin de limiter les zones mortes, et comportant 12 rangées de damiers (fig. 2.6). La TPC permet donc d'avoir jusqu'à 21 points de mesure par trace.

La trajectoire d'une trace chargée apparaît comme une hélice dans la TPC, sa projection dans le plan transverse nous donne donc un arc de cercle. La mesure de la flèche de cet arc donne le rayon de courbure de la trace, proportionnel à la composante de l'impulsion perpendiculaire au champ magnétique, donc à l'axe z . La résolution sur ce moment transverse P_T (GeV/c) est proportionnelle à la résolution sur la mesure de la flèche Δs (mm):

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = 0.027 P_T \frac{\Delta s}{l^2 B}$$

où B (Tesla) est le module du champ magnétique et l (m) est la longueur de la trajectoire dans le plan $r\phi$. Avec un bras de levier de 1.4 m, une erreur Δs de $100 \mu m$ et pour l'impulsion maximum envisagée de 100 GeV pour des paires de muons à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, la résolution sur le moment transverse est de 10%. La résolution obtenue sur l'impulsion, avec la TPC seule, est ainsi de:

$$\frac{\Delta P}{P} = 0.0012 (\text{GeV}/c)^{-1} P \oplus 0.003$$

Deux traces sont séparées si elles sont distantes de plus de 1.5 cm en $r\phi$, ou de plus de

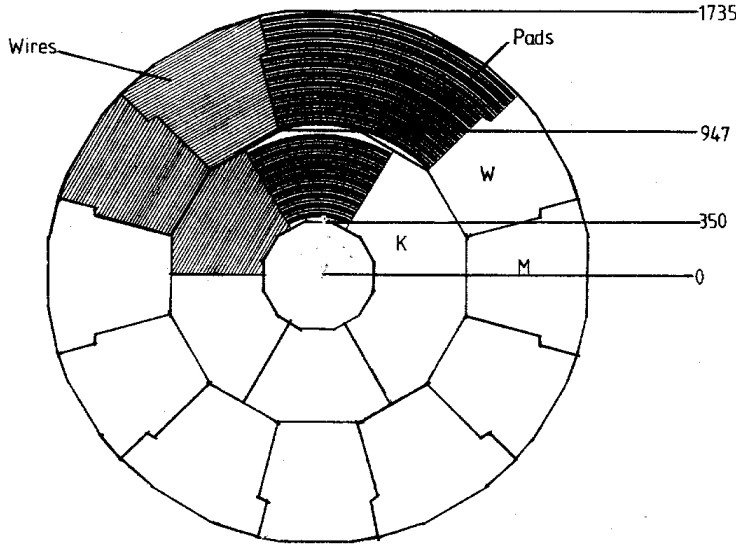


Figure 2.6: Les secteurs de la TPC.

2 cm en z . La résolution obtenue sur les coordonnées est de $173 \mu\text{m}$ en $r\phi$ et de $740 \mu\text{m}$ en z . A noter que pour la mesure du dE/dx soit possible, il faut une séparation de 3 cm au moins en z entre 2 traces.

Conclusion L'ensemble des 3 détecteurs de traces d'ALEPH permet donc une mesure précise du paramètre d'impact δ des traces, utile notamment pour la physique du quark b . Dans ce mémoire, l'identification des particules belles interviendra par exemple dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ comme moyen de réjection du fond $Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$, les bosons $W^+(W^-)$ se désintégrant en paires $c\bar{s}(\bar{c}s)$ ou $u\bar{d}(\bar{u}d)$. Le tableau 2.1 donne les résolutions obtenues sur le paramètre d'impact en $r\phi$ et z avec la TPC seule, avec la TPC et l'ITC, et avec les 3 détecteurs de traces. Ces résolutions sont obtenues pour des traces de grande impulsion. La résolution sur δ peut être reproduite par une fonction de l'impulsion:

$$\sigma(\delta) = 25\mu\text{m} \oplus \frac{95\mu\text{m}}{P(\text{GeV}/c)}$$

La résolution obtenue sur l'impulsion des traces chargées est indiquée dans le tableau 2.1. Les informations recueillies par ces détecteurs interviennent aussi dans les différents niveaux de déclenchement d'ALEPH, comme nous le verrons en (2.3).

2.2.2 Les calorimètres.

Autour des détecteurs de traces, on trouve successivement le calorimètre électromagnétique utilisé pour l'identification des électrons, photons et π^0 , l'aimant, le

Détecteur	$\sigma(1/P_T) (GeV/c)^{-1}$	paramètre d'impact	
		$r\phi (\mu m)$	$z (\mu m)$
TPC	$1.2 \cdot 10^{-3}$	310	808
+ITC	$0.8 \cdot 10^{-3}$	107	808
+VDET	$0.6 \cdot 10^{-3}$	23	28

Tableau 2.1: Résolution sur l'impulsion transverse et le paramètre d'impact des traces chargées en fonction du nombre de détecteurs. De haut en bas: TPC seule, TPC et ITC, TPC, ITC et VDET. A faible impulsion, la diffusion multiple domine et ajoute un terme constant de 0.005 à $\sigma(P_T)/P_T$.

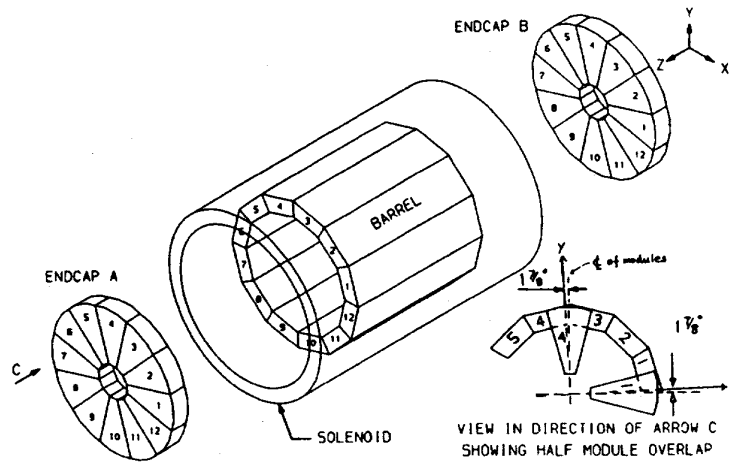


Figure 2.7: Le calorimètre électromagnétique:

calorimètre hadronique et les chambres à muons.

Le calorimètre électromagnétique: ECAL Il se compose de 3 parties (fig. 2.7):

- le tonneau de rayons interne 1.85 m et externe 2.25 m, de longueur 4.77 m. Il se décompose en 12 modules, l'épaisseur totale de matériau correspondant à 22 longueurs de radiation.
- à chaque extrémité, le tonneau est fermé par un bouchon comportant 12 modules en forme de pétale, de rayons interne 57 cm et externe 2.3 m. Les modules du tonneau et des bouchons sont décalés les uns par rapport aux autres de 15° en azimuth, pour ne pas avoir de correspondance entre les zones mortes du ECAL.

Un module est une succession de 45 couches de feuilles de plomb et de tubes proportionnels qui comportent un plan de fils d'anode, une plaque résistive en Mylar

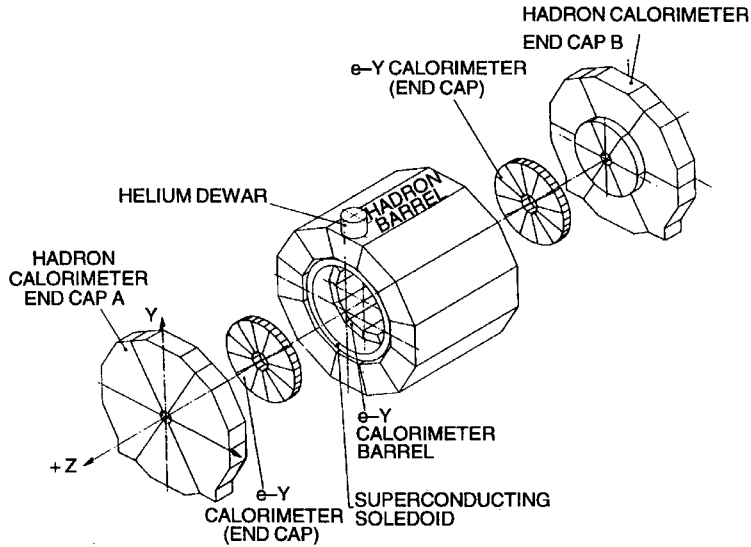


Figure 2.8: Le calorimètre hadronique:

et un plan de damiers de lecture. Les particules telles que e^+ , e^- , γ créent une gerbe électromagnétique dans les feuilles de plomb, principalement par bremsstrahlung et conversions. Les électrons produits ionisent le mélange gazeux des tubes (80% Xe, 20% CO_2). Les avalanches produites par les électrons d'ionisation sont collectées par les fils d'anode, donnant un signal utilisé dans le déclenchement d'ALEPH, alors que le signal induit par influence capacitive sur les damiers est utilisé pour reconstruire l'énergie de la trace. Les damiers sont reliés entre eux par étage, i.e. en "tour" projective vers le point d'interaction. Le calorimètre est segmenté en 3 étages, comportant respectivement 10, 23 et 12 couches plomb-tubes, ce qui correspond à 4, 9 et 9 longueurs de radiation. La couverture angulaire de ces tours en $\phi \times \theta$ est de $0.9^\circ \times 0.9^\circ$. L'acceptance du ECAL correspond à $|\cos\theta| < 0.98$.

La résolution en énergie et la résolution angulaire obtenue avec le ECAL sont de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.009 + \frac{0.18}{\sqrt{E}}$$

$$\sigma_{\theta\phi} = 0.25 \oplus \frac{2.5 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$$

avec E en GeV.

Ce détecteur est important dans notre analyse, d'abord pour la sélection des électrons dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 e \nu_e$, ensuite pour la réjection des électrons dans l'étude des corrélations de Bose-Einstein entre pions chargés.

Le calorimètre hadronique: HCAL Le HCAL est composé de 23 couches de plaques de fer et de tubes fonctionnant en mode saturé: l'avalanche produite n'est

plus proportionnelle à l'ionisation créée par la particule. Entre le ECAL et le HCAL, on trouve l'aimant supraconducteur, le fer du HCAL permettant donc le retour du champ magnétique. Ce détecteur se présente comme le ECAL, avec 36 modules (24 pour le tonneau et 2×6 pour les bouchons) décalés de 15° par rapport à ceux du ECAL, afin d'éviter le recouvrement des zones mortes (fig. 2.8). Son épaisseur de 1.7 m correspond à 7.2 longueurs d'absorption à 90° d'angle polaire. La résolution en énergie est de

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.84}{\sqrt{E}}.$$

Ce détecteur est indispensable à la fois pour reconstruire les désintégrations hadroniques des W dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, mais aussi pour l'identification des muons dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$.

Les chambres à muons Il s'agit de 2 couches de tubes fonctionnant en mode saturé distantes de 50 cm, situées à l'extérieur du détecteur. Effectivement, la masse des muons étant grande, ils traversent le détecteur sans subir d'autres pertes d'énergie que celles dues à l'ionisation. Ceci signifie que des muons d'énergie supérieure à 3 GeV traversent tout le détecteur, les chambres permettant alors de les identifier et de reconstruire jusqu'à 2 points de plus sur la trajectoire de ces traces. Le mélange gazeux dans les tubes (13% Ar, 57% CO₂ et 30% isobutane) est le même que celui retenu pour le HCAL.

Le LCAL et le SICAL Ce dispositif est complété par deux luminomètres, le LCAL et le SICAL. Le LCAL s'apparente au calorimètre électromagnétique ECAL. Les quatre modules de forme demi-cylindrique sont formés d'un empilement de 38 couches de plomb et de chambres proportionnelles. Ce calorimètre couvre la région angulaire de 42 à 160 mrad.

Le SICAL est constitué de deux calorimètres cylindriques, situés à ± 250 cm du point d'interaction. Chaque calorimètre est constitué d'un empilement de 12 couches de tungstène en alternance avec des damiers en silicium mesurant les charges déposées. La mesure de la luminosité avec le LCAL jusqu'à la mi 1992, et avec le SICAL ensuite, est exposée dans [52].

2.3 Le système de déclenchement d'ALEPH.

Cette section présente très brièvement le système de déclenchement d'ALEPH. L'enregistrement d'un événement à lieu s'il passe 3 niveaux consécutifs:

- niveau 1: le temps de décision est de $5\mu s$. Deux types de déclenchements indépendants sont possibles, afin d'assurer une efficacité maximale. Le premier repose sur la mesure de la profondeur de pénétration des particules.

Les informations issues de l'ITC et du HCAL sont utilisées. Ce déclenchement repose sur la coïncidence d'une trace dans l'ITC et d'un dépôt d'énergie associé dans le HCAL.

Le second utilise l'information du calorimètre électromagnétique. Les mesures des dépôts d'énergie dans les couches de fils du ECAL sont sommées, et l'énergie totale doit être:

- supérieure à 6.6 GeV dans le tonneau, ou
 - supérieure à 3.8 GeV dans l'un des bouchons, ou
 - supérieure à 1.5 GeV dans les deux bouchons simultanément.
- Niveau 2: le temps de décision est de $50\mu s$. L'information sur les traces chargées collectée dans la TPC est ajoutée. Les systèmes de lecture de tous les sous-détecteurs sont initialisés en cas de réponse positive.
 - Niveau 3: tous les détecteurs sont pris en compte, des amas sont reconstruits dans les calorimètres et associés avec les traces chargées. Le taux de déclenchement atteint après ce niveau est de quelques Hz.

Le taux de déclenchement est limité par deux facteurs principaux: le temps de lecture de la TPC, qui dépend du temps de dérive des électrons jusqu'aux bouchons, d'environ $45\mu s$, et l'intervalle nécessaire à la réinitialisation du système de lecture du ECAL, d'environ $61\mu s$.

A $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$, l'efficacité du déclenchement sur les événements hadroniques était de 100% [52], avec une incertitude de moins de 0.01% [51].

2.4 L'identification des particules.

Avant de présenter la reconstruction du flux d'énergie dans le détecteur, nous rappellerons comment est effectuée l'identification des leptons (électrons et muons) et des photons dans un environnement hadronique.

2.4.1 Identification des électrons et muons.

On a déjà vu que l'identification des électrons pouvait se faire grâce à 2 détecteurs: la TPC via la mesure de la perte d'énergie linéique (dE/dx) et le ECAL via le développement d'une gerbe électromagnétique.

Pour le dE/dx , un estimateur est construit à partir des mesures dans la TPC:

$$R_I = \frac{I_{mes.} - \langle I \rangle_{att.}}{\sigma_I}$$

$I_{mes.}$ est la valeur mesurée de dE/dx , avec au moins 50 fils touchés par trace, $\langle I \rangle_{att.}$ est la valeur moyenne attendue pour un électron, et σ_I est la résolution sur cette mesure, définie comme:

$$\frac{\sigma_I}{I} = 1.19 N^{-0.5} \left(\frac{\Delta x}{\Delta r} \right)^{-0.4} I^{-0.4}$$

N étant le nombre de fils utilisés dans la mesure, Δr la distance entre fils (0.4 cm entre 2 fils consécutifs), Δx la distance correspondante le long de la trace.

Les traces chargées sont extrapolées de la TPC dans le calorimètre électromagnétique, où on calcule pour chacun des 3 étages le point d'intersection attendu. On somme les dépôts d'énergie dans les 4 tours centrées autour de ces points, E_4 , pour construire:

$$R_T = \frac{(E_4/P) - \langle E_4/P \rangle}{\sigma_{E_4/P}},$$

où P est l'impulsion de la trace et $\sigma_{E_4/P}$ la résolution sur la mesure de (E_4/P) . L'énergie dans les 4 tours correspond environ à 85% de l'énergie de la gerbe électromagnétique dans le tonneau, et 89% dans les bouchons. Cet estimateur donne donc une mesure de la compacité de la gerbe dans le plan transverse à son développement. De même, on peut avoir une idée du profil longitudinal de la gerbe à partir de l'estimateur R_L , défini à partir de la variable X_L :

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j}$$

avec E_i^j l'énergie dans la tour i de l'étage j , et S_j la profondeur moyenne attendue de déposition de l'énergie dans cet étage. R_L est alors calculé comme:

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}}$$

L'identification des électrons dans un environnement hadronique se fait alors en appliquant les coupures suivantes:

- $P > 2 \text{ GeV}/c$
- $R_T > -2.5$
- $-1.8 < R_L < 3$
- $-1.6 < R_T$

L'efficacité de ces coupures est de 65.5% pour des électrons produits dans des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. L'efficacité de la sélection calorimétrique seule est de 78.5%, et l'efficacité d'identification des électrons provenant de processus Bhabha ou

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ est supérieure à 99%, dans l'acceptance du détecteur.

Pour les muons, les traces chargées sont extrapolées à travers le calorimètre hadronique en tenant compte de la carte du champ magnétique et des pertes d'énergie. On s'attend à ce qu'un plan du HCAL soit touché s'il se trouve sur la trajectoire de la trace extrapolée. Un plan ayant été considéré comme touché, on recherche un impact qui puisse être associé à la trace, ce qui se réalise s'il existe un point de mesure dans une bande de largeur égale à 3 fois l'incertitude sur l'extrapolation due à la diffusion multiple.

Dans les chambres à muons, un point est associé à la trace extrapolée s'il se trouve à une distance inférieure à 4 fois l'incertitude due à la diffusion multiple.

L'identification des muons se fait alors selon les critères suivants:

- $P > 3\text{GeV}$
- $N_{touch.}/N_{att.} \geq 0.4$, $N_{touch.} \geq 10$, $N_{10} > 4$, avec $N_{touch.}$ le nombre de plans touchés, $N_{att.}$ le nombre de plans touchés attendu et N_{10} le nombre de plans touchés dans les 10 derniers plans du HCAL.
- $X_{mult.} < 1.5$ avec $X_{mult.}$ le rapport du nombre de points de mesure possibles dans les 11 derniers plans du HCAL dans une large bande (entre 20 et 30 cm de largeur) autour de la trace extrapolée sur le nombre de plans touchés.
- Au moins un point de mesure dans les chambres à muons, associé à la trace candidate.

L'efficacité de ces coupures est de 86% pour des muons produits dans des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV, la probabilité d'identifier un hadron comme muon étant d'environ 0.8%. L'efficacité d'identification des muons provenant de processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ est supérieure à 99%, dans l'acceptance du détecteur.

2.4.2 L'identification des photons.

L'identification des photons dans un environnement hadronique sera particulièrement utile lorsque nous aborderons la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$. Cette identification se fait à partir des dépôts d'énergie dans le ECAL, en s'appuyant sur le caractère compact et sur le développement de la gerbe qui dépose la plus grande part de son énergie dans les 2 premiers étages du calorimètre. Le barycentre de l'amas associé au photon dans le calorimètre donne ses coordonnées.

L'énergie du photon est quant à elle calculée à partir de l'énergie collectée dans les 4 tours centrées sur le barycentre de l'amas et de la valeur attendue de la fraction d'énergie dans ces 4 tours, F_4 . F_4 est calculée en fonction d'un paramétrage du profil de la gerbe électromagnétique pour un photon isolé dans le ECAL, et tient aussi compte de l'aire des damiers touchés, de l'énergie du photon et de la distance minimum entre

le point d'impact et les coins de la tour. On réduit ainsi la sensibilité de la mesure de l'énergie au bruit de fond hadronique. La résolution en énergie est alors de

$$\sigma(E)/E = 0.25/\sqrt{E} + 0.009.$$

2.4.3 La mesure du flux d'énergie.

Si on ne pratique aucune identification de particules dans l'événement, et que l'on détermine le flux d'énergie dans ALEPH en sommant toutes les contributions dans les calorimètres, on obtient une résolution de $\sigma(E)/E = 1.2/\sqrt{E(\text{GeV})}$ pour les événements hadroniques au voisinage de la résonance du Z . Pour améliorer cette résolution, il est possible d'utiliser la redondance des informations enregistrées. Par exemple, les impulsions mesurées des électrons dans la TPC peuvent être comparées aux dépôts d'énergie dans le ECAL. Les impulsions mesurées des traces chargées, ainsi que la possibilité d'identification des particules comme les électrons, les muons et les photons peuvent ainsi être combinées.

Dans une première étape, les traces chargées sont sélectionnées en appliquant les coupures suivantes: un minimum de 4 points de mesure dans la TPC est demandé et l'origine de la trace doit être dans un cylindre de 20 cm de long et 4 cm de diamètre centré sur le point d'interaction. Si la particule a une impulsion de plus de 15 GeV/c, au moins 8 points dans la TPC et 1 point dans l'ITC doivent lui être associés. Les vertex secondaires sont également reconstruits (cf page 119), et les traces originaires de ces vertex ajoutées à la liste des objets reconstruits.

Les canaux des calorimètres ayant présentés un bruit de fond excessif pendant plusieurs événements consécutifs ne sont pas utilisés. De même, les dépôts d'énergie sur les damiers non compatibles avec la mesure par les plans de fils sont éliminés. Les dépôts restants sont groupés en amas, éventuellement associés à une trace chargée.

Si un amas est associé à une trace identifiée comme électron, il est éliminé si la différence entre l'énergie calorimétrique et l'impulsion est inférieure à 3 fois la résolution attendue. Sinon, la différence est attribuée à un photon de bremsstrahlung.

Les amas du ECAL associés à un muon sont éliminés de la liste des objets, jusqu'à un maximum de 1 GeV, ceux du HCAL également, à raison d'un maximum de 400 MeV par plan touché autour de l'extrapolation de la trace.

De même, les dépôts d'énergie dans le ECAL associés aux π^0 et photons identifiés sont éliminés. Les dépôts restants sont considérés comme venant de hadrons chargés ou neutres.

La résolution obtenue est alors de:

$$\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E(\text{GeV})} + (0.6 \pm 0.3) \text{ GeV}$$

Cet algorithme permet donc d'améliorer la résolution sur l'énergie totale, et de disposer d'une liste d'objets (photons, électrons, muons, hadrons neutres, traces chargées...) sur lesquels nous effectuerons l'analyse.

2.5 Conclusion.

Durant la conception du détecteur ALEPH, l'accent a été mis sur une haute granularité des sous-détecteurs, aussi bien pour les détecteurs de traces chargées que pour les calorimètres, permettant une excellente séparation des traces. Le choix d'une grande TPC comme détecteur de traces central, plongée dans un champ intense de 1.5 T, permet une bonne mesure de l'impulsion des traces chargées. La reconstruction précise des vertex secondaires est possible grâce au VDET, et la mesure précise de la luminosité est effectuée avec le SICAL.

La bonne identification des particules et la redondance des informations sont utilisées dans le programme '*energy flow*' qui permet la mesure de l'énergie totale, et de disposer d'une liste d'objets (leptons, photons, hadrons ...) sur lesquels sera effectuée l'analyse.

Chapitre 3

La sélection des événements

$$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l \text{ et } WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 .$$

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire brièvement les processus physiques rencontrés à LEP2, et pouvant intervenir comme bruits de fond dans nos sélections. Dans cette même partie, nous présenterons les Monte-Carlo utilisés dans notre analyse. Une courte section sera ensuite consacrée aux algorithmes de recherche de jets, puis nous présenterons notre sélection des événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, dans le cas où le lepton l est un électron ou un muon. Nous passerons ensuite aux sélections des événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \tau \nu_\tau$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, qui utilisent les programmes standard d'ALEPH.

3.1 Processus physiques et simulations Monte-Carlo à LEP2.

A LEP2, un grand nombre de processus différents peuvent apparaître dans les collisions e^+e^- . La figure 3.1 présente les sections efficaces des différents processus attendus en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Parmi eux, plusieurs nous intéressent particulièrement: il s'agit de la production de paires de W et de tous les processus susceptibles d'apparaître comme bruits de fond dans les sélections des événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$: Zee (figure 3.2), $We\nu$ (figure 3.3), $q\bar{q}(\gamma)$ (figure 3.4), $\tau\bar{\tau}(\gamma)$ (figure 3.4), ZZ (figure 3.5) et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ (également noté $\gamma\gamma$ dans la suite, figure 3.6).

Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ présente la plus grande section efficace. Il se caractérise par une faible masse invariante et une faible énergie visible, les deux électrons échappant le plus souvent à la détection. La multiplicité de tels événements est également plus petite que celle attendue dans les paires de W . Le bruit de fond de paires ZZ présente diverses topologies. Si les deux Z se

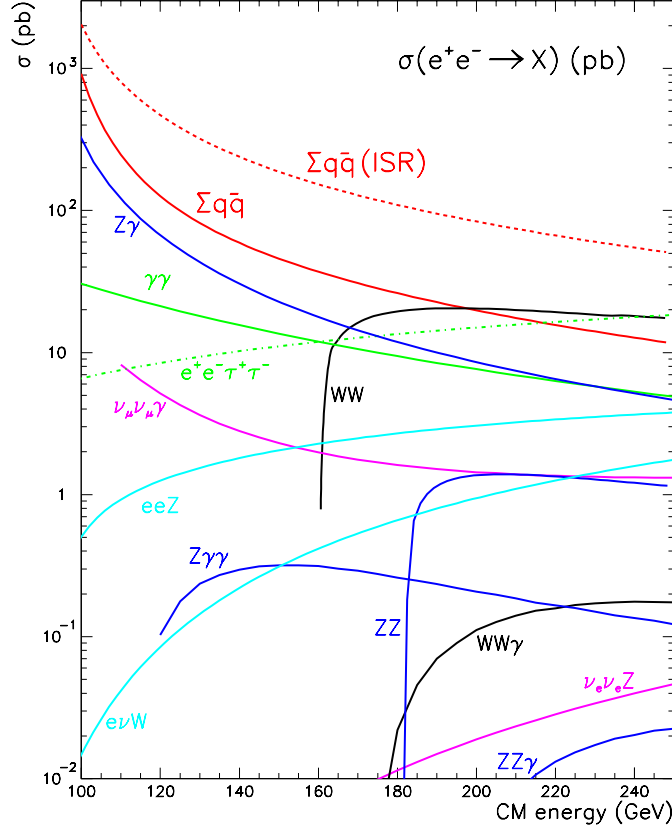


Figure 3.1: Sections efficaces à l'ordre de l'arbre des différents processus possibles à LEP2, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Pour les processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-, W\ell\nu, Z\nu_e\bar{\nu}_e$ seule la voie t dominante est indiquée. Les photons des processus $Z\gamma$ et $\gamma\gamma$ vérifient $|\cos\theta_{e\gamma}| < 0.9$. Une coupure supplémentaire, $E_\gamma > 10$ GeV est imposée pour les processus $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\gamma$. Enfin, pour les processus $Z\gamma\gamma, W^+W^-\gamma$ et $ZZ\gamma$ le photon vérifie $P_T^\gamma > 10$ GeV, les angles entre bosons sont d'au moins 10° et chaque boson fait un angle d'au moins 15° avec l'électron. Courbes extraites de [54].

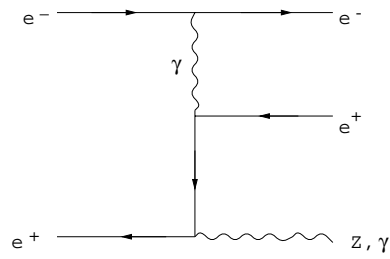


Figure 3.2: Graphe du processus $e^+e^- \rightarrow Zee$.

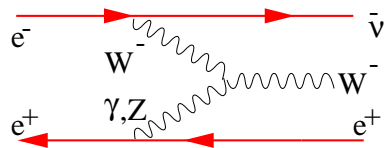


Figure 3.3: Graphe du processus $e^+e^- \rightarrow W e \nu$.

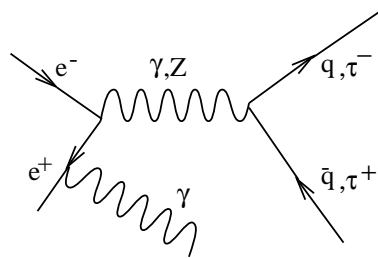


Figure 3.4: Graphes des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.

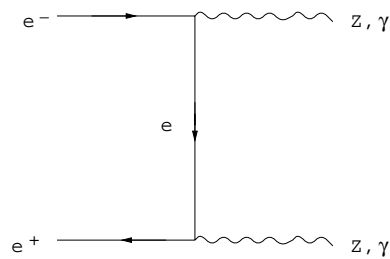
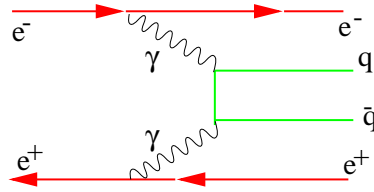


Figure 3.5: Graphe du processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Figure 3.6: Graphe du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$.

désintègrent hadroniquement, ces événements seront semblables aux désintégrations $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, et forment alors un bruit de fond quasi-irréductible (seule la présence éventuelle d'un quark b pouvant dans ce cas permettre de faire la différence). Ce bruit de fond sera surtout important au-delà du seuil de création de paires de bosons Z , vers 182 GeV. Dans le cas d'une désintégration $ZZ \rightarrow q\bar{q}l\bar{l}$, ces processus apparaissent comme bruit de fond dans les sélections $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. Cependant, seules certaines topologies conduisent à de l'énergie manquante. Un des jets peut ainsi être émis en tout ou partie dans le tube à vide. Pour la même raison, un des leptons peut ne pas être détecté. Le bruit de fond le plus gênant viendra des désintégrations en quarks lourds. Dans ce cas, la probabilité d'avoir un ou plusieurs neutrinos, et donc de l'énergie manquante, est élevée. Nous aurons alors une topologie similaire à celle attendue dans les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$.

Les processus Zee et $We\nu$ seront un bruit de fond aux sélections $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$. Les événements Zee peuvent simuler de telles désintégrations si un des leptons échappe à la détection, et si le Z se désintègre hadroniquement. Le processus $We\nu$ donne quant à lui un état final détecté a priori identique. Cependant, ces bruits de fond pourront être réduits car dans ces deux cas, l'énergie manquante a de grandes chances d'être dirigée selon l'axe des faisceaux. Le bruit de fond des états finals $We\nu$ sera tout de même important dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, malgré sa faible section efficace.

Les événements $\tau\bar{\tau}$ se caractérisent par une faible multiplicité qui permettra de les rejeter.

Enfin, le bruit de fond le plus important sera causé par le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$. Il peut se diviser en deux catégories, selon qu'un photon énergétique a été ou non émis dans l'état initial (ISR pour Initial State Radiation). L'émission d'un photon énergétique ramène souvent l'énergie disponible vers 90 GeV, au pic de résonance du Z . De tels événements seront appelés retours radiatifs. Sur la figure 3.1, la section efficace $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est ainsi donnée avec ($\sum q\bar{q}(ISR)$) et sans ($\sum q\bar{q}$) la contribution provenant de ces événements. Les événements $q\bar{q}$ ont une grande multiplicité, peuvent présenter des topologies très similaires aux désintégrations de paires de bosons W dans

tous les canaux, et ont une grande section efficace de production. Ce sera donc le bruit de fond principal des sélections.

La mise au point des sélections et les prédictions sur les mesures utilisent des événements produits grâce à des simulations de type Monte-Carlo. Ces simulations peuvent être décomposées en 3 étapes: un générateur est utilisé pour simuler le processus physique désiré jusqu'à l'hadronisation, puis un programme, appelé GALEPH, simule l'interaction des particules produites avec notre détecteur, enfin, le programme de reconstruction JULIA est appliqué. La simulation complète tient donc compte des effets de reconstruction et de résolution dûs au détecteur.

Le signal et les bruits de fond attendus dans les différentes sélections peuvent ainsi être évalués à partir de ces Monte-Carlo, qui sont aussi utilisés afin de prédire l'importance des effets dûs aux corrélations de Bose-Einstein .

Le signal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ est simulé avec le programme KORALW [39]. Ce générateur permet de simuler l'émission de plusieurs photons dans l'état initial, avec un moment transverse fini. La cinématique tient compte de la masse des particules, et l'interaction coulombienne entre les deux W est également incluse. Dans les désintégrations leptoniques du boson W , l'émission de photons est possible, et les effets de polarisation sont également simulés dans le canal $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, via une interface avec la librairie de programmes TAUOLA [55]. Enfin, la fragmentation est assurée selon le modèle de LUND, grâce à une interface avec le programme de simulation JETSET [22].

Les bruits de fond Zee , $We\nu$, ZZ et $q\bar{q}$ sont simulés avec le programme PYTHIA, la fragmentation étant la aussi assurée par JETSET.

Le bruit de fond des états finals $\tau\bar{\tau}$ est généré avec le programme KORALZ [56]. Le rayonnement de plusieurs photons de bremsstrahlung dans les états final et initial est possible. Les corrections radiatives électrofaibles sont calculées jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Enfin, les effets dûs au spin dans la désintégration du τ sont également traités.

Le tableau 3.1 donne l'ensemble des échantillons et les sections efficaces correspondantes utilisés dans cette analyse.

3.2 Description des algorithmes de recherche de jets.

Dans le premier chapitre, nous avons évoqué les jets, ensemble de particules collimées dans la direction d'un parton initial. Il est donc intéressant de disposer d'algorithmes de recherche pour ces jets, afin de reconstruire la topologie de l'événement. Nous présentons ici les deux algorithmes utilisés dans notre analyse. Le

processus	générateur	nombre d'événements	section efficace (pb)
à 172 GeV			
$We\nu$	PYTHIA	1000	0.483
Zee	PYTHIA	7000	6.520
ZZ	PYTHIA	3000	3.066
$q\bar{q}(\gamma)$	PYTHIA	75000	121.1
$\tau\bar{\tau}(\gamma)$	KORALZ	10000	10.55
WW CC03	KORALW	20000	12.37
WW 4f	KORALW	110000	12.64
à 183 GeV			
$We\nu$	PYTHIA	6000	0.608
Zee	PYTHIA	59975	6.8
ZZ	PYTHIA	29996	2.93
$q\bar{q}(\gamma)$	PYTHIA	149970	101.8
$\tau\bar{\tau}(\gamma)$	KORALZ	300000	8.9
WW CC03	KORALW	50000	15.73
WW 4f	KORALW	320000	16.02

Tableau 3.1: Ensemble des Monte-Carlo utilisés à 172 et 183 GeV.

principe d'association des traces¹ en jets est le même dans les deux cas: une boucle parcourt l'ensemble des paires de traces, les deux traces de plus petite masse invariante étant réunies pour former une seule nouvelle trace. La combinaison des traces i et j peut se faire selon trois schémas différents:

- Le schéma **E**: $P_{ij} = P_i + P_j$, $E_{ij} = E_i + E_j$ (jets massifs).
- Le schéma **P**: $P_{ij} = P_i + P_j$, $E_{ij} = |P_{ij}|$ (jets sans masse).
- Le schéma **E₀**: $P_{ij} = E_{ij}(P_i + P_j)/|P_i + P_j|$, $E_{ij} = E_i + E_j$ (jets sans masse).

Dans le premier algorithme, appelé JADE, la masse invariante est définie selon:

$$M^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})$$

alors que dans le second, nommé DURHAM, elle est définie par:

$$M^2 = 2\min(E_1, E_2)^2(1 - \cos\theta_{12}).$$

Ces algorithmes peuvent être utilisées de deux manières différentes:

¹Nous appelons traces les objets issus du programme *energy flow* présenté en (2.4.3).

- L'utilisateur peut définir un paramètre, $YCUT$, et le processus est répété sur la nouvelle liste de traces, où les deux traces associées ont été supprimées et la nouvelle trace ajoutée, tant qu'il est possible de former des paires de traces vérifiant $(M/E_{vis})^2 < YCUT$. Dans ce cas, on obtient en sortie un nombre NJET (les traces restantes) de jets correspondants au paramètre d'entrée $YCUT$.
- Il peut aussi définir le nombre NJET de jets voulus en sortie, et la routine donne alors la valeur du paramètre $YCUT$ nécessaire pour obtenir ce nombre.

La première option sera par exemple utilisée dans la recherche des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, afin de chercher les jets compatibles avec un τ , alors que la deuxième option sera utilisée dans la sélection $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, où on recherche des événements avec une topologie en quatre jets.

3.3 Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$.

Les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ sont caractérisés par deux jets, un lepton énergétique et a priori isolé, et de l'énergie manquante due au neutrino non détecté. Nous utiliserons ces caractéristiques pour sélectionner ces événements, et pour rejeter le bruit de fond.

Dans un premier temps, on cherche à identifier les électrons et les muons. Un seul candidat sera retenu dans l'événement. Nous décrirons ces sélections dans le paragraphe (3.3.2).

Si un lepton est identifié, une présélection basée sur l'énergie-impulsion manquante est appliquée. Cette présélection est brièvement décrite en (3.3.3). Enfin, la sélection proprement dite utilise toutes les caractéristiques des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$, et fait l'objet du paragraphe (3.3.4).

La sélection des électrons fait appel à la mesure de la perte d'énergie linéique (dE/dx), et à la forme de la gerbe électromagnétique qui se développe dans le ECAL. Pour que la détermination de l'efficacité à partir du Monte-Carlo soit correcte, ces estimateurs doivent avoir les mêmes distributions dans le Monte-Carlo et dans les données. On effectue dans ce but un réajustement que l'on décrira dans le paragraphe (3.3.1).

Dans tout ce qui suit, on ne s'intéressera qu'aux événements déjà présélectionnés comme événements hadroniques, c'est à dire de grande multiplicité et de haute énergie: l'événement doit avoir au moins 5 traces dans la TPC, qui satisfont aux critères suivants (de telles traces seront référées dans la suite comme les "bonnes" traces chargées):

- Une distance au point d'interaction dans le plan transverse, $|d_0|$, inférieure à 2 cm,
- une distance au point d'interaction selon l'axe z , $|z_0|$, inférieure à 10 cm,
- un nombre de points de mesure dans la TPC, $N_{TPC} \geq 4$,
- et un angle polaire θ vérifiant $|\cos\theta| < 0.95$.

De plus, l'énergie totale de toutes les traces vérifiant les critères précédents doit être supérieure à 10% de l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous rejetons déjà ici la plupart ($\sim 98.8\%$) des événements $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$, et une partie des événements $\gamma\gamma$ et $\tau^+\tau^-$.

3.3.1 Corrections aux estimateurs.

L'identification des électrons fait appel aux trois estimateurs R_I , R_L et R_T définis en (2.4.1). Tous sont de la forme

$$R = \frac{V_{mes} - \langle V_{att} \rangle}{\sigma_V}$$

où V_{mes} est la valeur mesurée, $\langle V_{att} \rangle$ la valeur attendue en fonction du type et de l'énergie de la particule et σ_V l'erreur sur la mesure. Idéalement, sur un grand nombre de mesures, les distributions sont des gaussiennes G , centrées en 0 et de largeur 1. Les mesures R sont corrigées d'éventuels décalages par rapport à ces valeurs par

$$R_{corr} = \frac{R - \langle G_{nc} \rangle}{\sigma_{G_{nc}}}$$

avec $\langle G_{nc} \rangle$ et $\sigma_{G_{nc}}$ la valeur centrale et la largeur de la gaussienne G avant correction.

Ces corrections sont évaluées sur les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ pour les données (processus Bhabha mais aussi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, de graphe de production similaire à celui de la figure 3.6.), et avec les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (processus Bhabha) et les électrons des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ pour le Monte-Carlo. Les électrons utilisés pour corriger R_I sont sélectionnés dans le calorimètre électromagnétique: $-3 < R_T$ et $-4 < R_L < 4$.

La table 3.2 rassemble les corrections $\langle G_{nc} \rangle$ et $\sigma_{G_{nc}}$ utilisées pour l'estimateur R_I à $\sqrt{s} = 91$ GeV, $\sqrt{s} = 172$ GeV et $\sqrt{s} = 183$ GeV et les tables 3.3 et 3.4 les corrections sur les deux estimateurs R_L , R_T à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Les données à 91 GeV ont été enregistrées par ALEPH avant la prise de données à haute énergie, et sont utilisées pour la calibration du détecteur. Le Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV a été

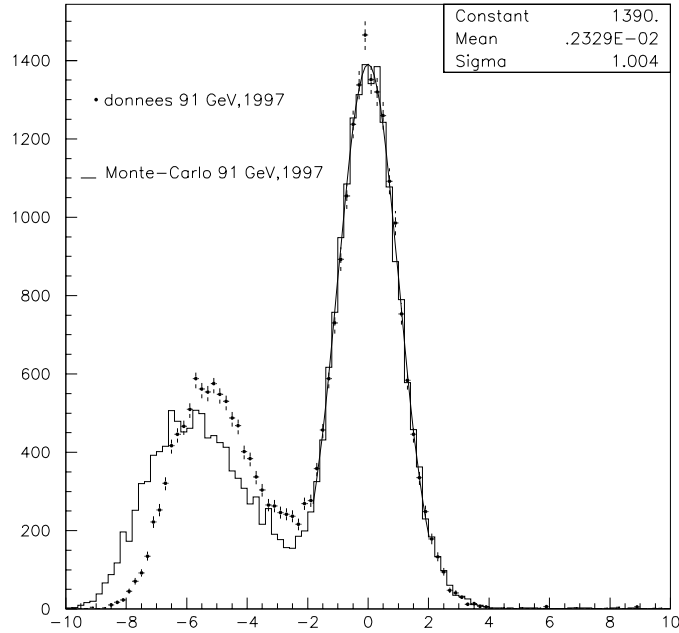


Figure 3.7: Estimateur R_I au pic du Z, après application des corrections indiquées dans la table 3.2. Une sélection calorimétrique est appliquée aux candidats électrons: $-3 < R_T$ et $-4 < R_L < 4$. Le pic centré en 0 correspond aux traces compatibles avec un électron, le pic de gauche, centré en -6, correspond aux traces n'ayant pas un dE/dx compatible avec celui d'un électron, principalement des pions.

généralisé avec la géométrie et les programmes de simulation/reconstruction (GALEPH, JULIA) de la même année (1997). L'histogramme de la figure 3.7 compare R_I pour les données au pic du Z de 1997 au Monte-Carlo 1997, après correction. Le résultat de l'ajustement gaussien pour le Monte-Carlo est indiqué. L'accord entre données réelles et simulées n'est pas bon pour le pic centré en -6, correspondant au bruit de fond des pions.

Ces corrections affectent peu notre résultat final, l'efficacité de sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ étant augmentée de façon non significative par rapport à l'erreur statistique ($\sim 0.1\%$).

type de données	$\langle G_{nc} \rangle$		$\sigma_{G_{nc}}$	
	$P < 5$ GeV	$P \geq 5$ GeV	$P < 5$ GeV	$P \geq 5$ GeV
Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ (91 GeV)	0.008	0.268	1.003	1.023
données 1997	-0.099	-0.118	1.012	1.068
Monte-Carlo à $\sqrt{s}=172$ GeV	-0.056	0.500	0.989	1.074
Monte-Carlo à $\sqrt{s}=183$ GeV	0.082	0.401	1.043	1.080

Tableau 3.2: Corrections à l'estimateur R_I à 91 GeV, 172 GeV et 183 GeV. Le Monte-Carlo à 91 GeV a été généré avec la géométrie 1997 du détecteur ALEPH.

Impulsion (GeV)	$\langle G_{nc} \rangle$	$\sigma_{G_{nc}}$	$\langle G_{nc} \rangle$	$\sigma_{G_{nc}}$
	Monte-Carlo à 183 GeV, $ \cos\theta > 0.76$			
	Charge positive		Charge négative	
$P < 15$	-0.685	1.106	-0.675	1.197
$15 \leq P < 20$	-0.531	1.080	-0.679	1.047
$20 \leq P < 25$	-0.498	1.058	-0.590	0.997
$25 \leq P < 30$	-0.429	0.969	-0.471	1.024
$30 \leq P < 40$	-0.296	0.905	-0.380	0.959
$40 \leq P < 50$	-0.232	0.940	-0.280	0.925
$50 \leq P < 60$	-0.138	0.892	-0.176	0.924
$60 \leq P < 70$	-0.107	0.885	-0.172	0.866
$70 \leq P$	-0.141	0.934	-0.144	0.960
	Données à 183 GeV, $ \cos\theta > 0.76$			
	Charge positive		Charge négative	
$P < 15$	-0.100	1.227	-0.192	1.183
$15 \leq P < 20$	-0.128	1.237	-0.222	1.282
$20 \leq P < 25$	-0.044	1.177	-0.280	1.204
$25 \leq P < 30$	-0.256	0.978	-0.370	0.983
$30 \leq P < 40$	-0.164	1.019	-0.165	0.958
$40 \leq P < 50$	-0.079	0.940	-0.247	0.972
$50 \leq P < 60$	-0.034	0.928	-0.222	0.882
$60 \leq P < 70$	-0.020	0.926	-0.198	0.906
$70 \leq P$	-0.086	0.871	-0.104	0.899

Tableau 3.3: Corrections à l'estimateur R_L à 183 GeV. Les corrections sur le Monte-Carlo ont été évaluées avec les Monte-Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et celles sur les données avec les événements candidats $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. La coupure en $|\cos\theta|$ correspond à la séparation bouchon-tonneau pour le calorimètre électromagnétique: aucune correction n'est appliquée dans le tonneau.

Impulsion (GeV)	$\langle G_{nc} \rangle$	$\sigma_{G_{nc}}$	$\langle G_{nc} \rangle$	$\sigma_{G_{nc}}$
	Monte-Carlo à 183 GeV, charge positive			
	$ \cos\theta < 0.87$		$ \cos\theta \geq 0.87$	
$P < 20$	0.063	1.176	0.185	1.050
$20 \leq P < 30$	0.143	1.211	0.245	1.307
$30 \leq P < 40$	0.205	1.146	0.245	1.307
$40 \leq P < 70$	0.182	1.032	0.295	0.920
$70 \leq P$	0.231	0.887	0.140	0.820
	Monte-Carlo à 183 GeV, charge négative			
	$ \cos\theta < 0.87$		$ \cos\theta \geq 0.87$	
$P < 20$	-0.087	1.140	0.198	1.223
$20 \leq P < 30$	-0.108	1.215	0.160	1.305
$30 \leq P < 40$	-0.083	1.162	0.160	1.305
$40 \leq P < 70$	-0.195	1.035	0.292	0.956
$70 \leq P$	-0.187	0.879	0.040	0.827
	Données à 183 GeV, charge positive			
	$ \cos\theta < 0.87$		$ \cos\theta \geq 0.87$	
$P < 20$	-0.231	1.100	0.178	1.207
$20 \leq P < 30$	0.020	1.233	0.240	1.182
$30 \leq P < 40$	0.038	1.208	0.240	1.182
$40 \leq P < 70$	0.020	1.013	0.378	1.250
$70 \leq P$	0.230	1.129	0.086	0.980
	Données à 183 GeV, charge négative			
	$ \cos\theta < 0.87$		$ \cos\theta \geq 0.87$	
$P < 20$	-0.201	1.121	0.577	1.267
$20 \leq P < 30$	-0.021	1.162	1.010	1.452
$30 \leq P < 40$	0.275	1.301	1.010	1.452
$40 \leq P < 70$	0.101	1.122	0.743	1.246
$70 \leq P$	0.411	1.113	0.600	1.118

Tableau 3.4: Corrections à l'estimateur R_T à 183 GeV. Les corrections sur le Monte-Carlo ont été évaluées avec les Monte-Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et celles sur les données avec les événements candidats $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. La coupure en $|\cos\theta|$ correspond à l'acceptance du VDET.

3.3.2 L'identification des électrons et muons.

Identification des électrons.

Dans un premier temps, les électrons identifiés selon les critères de (2.4.1) sont utilisés si leur impulsion est supérieure à 15 GeV. L'électron de plus grande impulsion est alors retenu comme provenant de la désintégration $W \rightarrow e\nu$, et son énergie est corrigée pour inclure d'éventuels photons de bremsstrahlung, recherchés dans le plan de déflexion de la trace [57]. Si aucun candidat n'est sélectionné, un autre algorithme de recherche d'électrons est appliqué [58].

Dans cet algorithme, une boucle parcourt l'ensemble des traces chargées d'impulsion comprise entre 15 et 150 GeV, originaires d'un cylindre de 20 cm de longueur et 4 cm de diamètre centré sur le point d'interaction, ayant un minimum de 4 points dans la TPC et de 2 points dans l'ITC. Pour chaque trace, on recherche les photons qui auraient pu être émis par bremsstrahlung et on évalue les estimateurs R_I , R_T et R_L . Si la trace ne passe pas dans une zone morte du calorimètre électromagnétique, les critères de sélection suivants sont appliqués:

- Les dépôts d'énergie associés au candidat électron et aux éventuels photons dans le calorimètre électromagnétique sont ajoutés, et l'erreur sur cette mesure calculée:

$$E_C = E_{electron} + E_{photon}$$

$$\sigma_C = (0.01E_{electron} + 0.18\sqrt{E_{electron}}) \oplus (0.01E_{photon} + 0.24\sqrt{E_{photon}}).$$

Une première coupure est appliquée, demandant un minimum de 10 GeV déposé dans le calorimètre. De même, les impulsions sont ajoutées et l'erreur calculée, en supposant le photon mesuré comme une trace chargée:

$$\vec{P} = \vec{P}_{electron} + \vec{P}_{photon}$$

$$\sigma_P = 0.0006 \times P^2.$$

Une estimation de l'énergie originale E de l'électron est alors construite à partir de E_C et de P (suivant la référence [59]), que l'on combine avec les poids w_C et w_P respectivement.

$$E = w_C \times E_C + w_P \times P.$$

Les poids sont définis par:

$$w_C = (1 - R)/\sigma_C^2, \quad w_P = R/\sigma_P^2$$

avec

$$R = 0.5(1 + \operatorname{erf}(1.5 - x)), \quad x = \frac{(E_C - P)}{\sqrt{\sigma_C^2 + \sigma_P^2}},$$

et la fonction d'erreur erf donnée par:

$$erf(z) = \int_0^z e^{-t^2} dt.$$

Dans la suite de la sélection, c'est la variable E qui sera considérée quand on parlera de l'énergie de l'électron.

- Une deuxième série de critères exige que les valeurs de 2 des 3 estimateurs soient compatibles avec celles caractérisant un électron:

$$R_T \geq -3.5 \text{ et } -3.5 \leq R_L \leq 4$$

ou

$$R_T \geq -3.5 \text{ et } -3.5 \leq R_I \leq 3$$

ou

$$-3.5 \leq R_L \leq 4 \text{ et } -3.5 \leq R_I \leq 3.$$

Pour l'estimateur R_I , un minimum de 50 points de mesure de dE/dx est demandé.

Si la trace passe dans une zone morte du calorimètre électromagnétique, les critères de sélections sont plus sévères:

- L'impulsion de la trace doit être supérieure à 25 GeV.
- Si R_T et R_L ne vérifient pas les critères précédents, alors on exige que $-3 \leq R_I \leq 3$. Si les valeurs de R_T et R_I ne satisfont pas les critères précédents, on exige que $-3.5 \leq R_L \leq 4$. Dans ce cas, les énergies déposées dans les calorimètres électromagnétique et hadronique sont ajoutées, et leur somme doit dépasser 15 GeV. De plus, l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique ne doit pas être supérieure à deux fois la différence entre l'impulsion et le dépôt éventuel d'énergie dans le ECAL:

$$E = E_{ECAL} + E_{HCAL} > 15 \text{ GeV}, \quad E_{HCAL}/(P - E_{ECAL}) < 2.$$

- L'estimation originale de l'énergie de l'électron est modifiée, l'énergie calorimétrique étant maintenant définie par:

$$E_C = E_{ECAL} + E_{HCAL} + E_{photon}$$

et l'erreur par:

$$\sigma_C = (0.01E_{ECAL} + 0.18\sqrt{E_{ECAL}}) \oplus (0.01E_{photon} + 0.24\sqrt{E_{photon}}) \oplus (0.6\sqrt{E_{HCAL}} + 0.6).$$

Les dépôts calorimétriques dans le ECAL et le HCAL associés à l'électron sont alors extraits de l'événement avant la poursuite de l'analyse.

L'identification des muons.

Comme pour les électrons, les critères décrits en (2.4.1) sont utilisés par défaut. Seuls les muons de plus de 15 GeV sont conservés. Le muon de plus grande impulsion est alors retenu comme provenant de la désintégration $W \rightarrow \mu\nu^2$. Si aucun candidat n'est sélectionné, un autre algorithme de recherche de muons est appliqué [58].

Dans cet algorithme, une boucle parcourt l'ensemble des traces chargées d'impulsion comprise entre 15 et 150 GeV, originaires d'un cylindre de 20 cm de longueur et 4 cm de diamètre centré sur le point d'interaction, ayant un minimum de 6 points dans la TPC et l'ITC dont au moins 3 dans la TPC. Les candidats doivent ensuite vérifier un des trois critères suivants:

- Avoir au moins un point d'impact dans les chambres à muons.
- Dans le HCAL, si le nombre de plans touchés attendus est supérieur ou égal à 10, on calcule les rapports du nombre de plans effectivement touchés sur le nombre de plans attendus R_1 , et ce même rapport pour les dix derniers plans du calorimètre R_2 . On applique alors les critères suivants pour identifier les muons:

$$R_1 = \frac{N_{\text{plans touchés}}}{N_{\text{plans attendus}}} > 0.4, \quad R_2 = \frac{N_{\text{plans touchés}}^{10 \text{ derniers}}}{N_{\text{plans attendus}}^{10 \text{ derniers}}} > 0.2.$$

- Les traces ayant au moins 3 plans touchés sur les dix derniers du HCAL, une mesure de leur énergie dans les calorimètres compatible avec la mesure de leur impulsion, et déposant peu d'énergie dans le ECAL:

$$R_3 = \frac{E_{ECAL} + E_{HCAL}}{P} < 0.6, \quad R_4 = (P + E_{ECAL})/E_{LEP} < 0.6,$$

sont également retenues comme candidats muons.

3.3.3 La présélection des événements.

Dans le cas où un électron ou un muon est identifié, l'analyse de l'événement se poursuit par une étape de présélection [60]. Les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs et $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q^1\bar{q}^2q^3\bar{q}^4$ sont partiellement rejetés en imposant un seuil minimum sur l'énergie et l'impulsion manquantes. Une coupure, évoluant avec l'énergie dans le centre de masse, élimine les événements présentant une grande impulsion longitudinale manquante. Les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ sont ainsi rejetés quand le photon échappe à la détection dans le tube à vide. L'ensemble des critères est une fonction de l'énergie dans le centre de masse, et cette présélection est appliquée à toutes les énergies. L'efficacité de sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ est de 98.9%, alors qu'elle est

²Deux muons de grande impulsion peuvent être présents dans les événements de type ZZ , avec un des bosons Z se désintégrant en 2 muons.

de 29.8% pour les états finals $q\bar{q}(\gamma)$ et de 11.4% pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. On a ajouté à cette présélection le rejet des événements où deux muons ou deux électrons, identifiés comme en 2.4.1, sont présents et forment une paire de masse invariante plus grande que 70 GeV et dont l'angle d'ouverture est supérieur à 166° . Cet ajout est sans conséquence sur le signal, et supprime une partie du fond $ZZ \rightarrow q\bar{q}l\bar{l}$.

3.3.4 Identification des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$.

La sélection des événements utilise plusieurs variables que nous allons définir ici, en commençant par celles liées au neutrino, en poursuivant par celles liées à la présence d'un lepton chargé énergétique et isolé, et en finissant par celles liées au système hadronique provenant de la désintégration $W \rightarrow q\bar{q}'$:

- Le neutrino de la désintégration $W \rightarrow e(\mu)\nu$ est a priori émis dans l'acceptance du détecteur. Ce neutrino n'étant pas détecté, l'énergie et l'impulsion manquantes (notamment l'impulsion transverse) doivent être importantes. Nous utiliserons donc l'énergie manquante $E_m = E_{LEP} - E_{vis}$, où E_{LEP} est l'énergie dans le centre de masse et E_{vis} est l'énergie déposée dans le détecteur. Nous définirons de même l'impulsion manquante P par $\vec{P}_m = -\vec{P}_{vis}$, où $-\vec{P}_{vis}$ est la somme des impulsions de tous les objets reconstruits dans le détecteur. L'impulsion transverse manquante P_t et l'impulsion manquante longitudinale P_l seront définie de même.
- Le lepton chargé produit est énergétique et a priori isolé. Nous utiliserons pour l'électron la variable d'énergie E_e définie en (3.3.2) et son impulsion P_e . Un électron déposant environ 85% de son énergie dans les 4 tours centrées sur sa trajectoire sur les 3 étages du ECAL, nous utiliserons la somme E_{st} de ces dépôts d'énergie. Dans le cas d'un électron passant dans une zone aveugle du ECAL, la somme des dépôts d'énergie dans le ECAL et le HCAL, E_{calo} sera utilisée, ainsi que l'angle entre le lepton et la plus proche "bonne" trace chargée, θ . Pour le muon, la variable utilisée sera son impulsion P_μ . L'énergie E_7 déposée par les objets, y compris le lepton, contenus dans un cône de 7° autour de la trajectoire du lepton sera utilisée pour calculer une variable d'isolation, définie comme $I = E_7/E_e$ pour l'électron et $I = E_7/P_\mu$ pour le muon.
- La désintégration du second W en deux quarks conduit à l'existence de 2 jets. Après avoir retiré de l'événement le lepton identifié, les éventuels photons de bremsstrahlung ou/et les dépôts d'énergie associés dans le ECAL et le HCAL, l'événement est reconstruit en 2 jets grâce à l'algorithme DURHAM-E (cf 3.2). On utilisera comme variables les énergies E_{j1} , E_{j2} de ces jets et le nombre N

d'objets neutres et chargés.

On définira un axe Δ dans l'événement par le vecteur \mathbf{n} unitaire maximisant

$$T = \max_i \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|},$$

où la somme porte sur toutes les particules i d'impulsion \mathbf{p}_i appartenant à un des deux jets.

- Enfin, le nombre total de traces chargées N_c de l'événement et la valeur moyenne $\langle P_\Delta \rangle$ de l'impulsion transverse de toutes les particules (y compris le lepton) par rapport à Δ seront aussi utilisés.

Les critères appliqués pour la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ sont décrits ci-après, la numérotation de C1 à C7 étant reprise dans la table 3.9.

- [C1], figure 3.8. Le système hadronique doit être énergétique: 45 (55) $< E_{j_1} + E_{j_2} < 115$ (125) à 172 (183) GeV. Cette coupure rejette 34% du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ résiduel, une partie des événements ZZ , et le bruit de fond du processus $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, les deux jets reconstruits étant plus énergiques dans ce cas. Une partie du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow \tau\bar{\tau}$ est également rejeté, les deux jets étant cette fois peu énergiques (le lepton identifié provenant de l'un des τ).
- [C2], figure 3.9. L'impulsion manquante doit être plus grande que 20 GeV, et être dans l'acceptance du détecteur: $P_m > 20$ GeV si $P_l < 20$ GeV ou $P_t > 0.5P_l - 10$ GeV si $20 \leq P_l < 55$ GeV. Nous rejetons ainsi 65% des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ résiduels. Ce bruit de fond est rejeté dans deux cas:
 - l'impulsion manquante est trop faible si aucun photon n'est émis dans l'état initial, ou si ce photon est dans l'acceptance du détecteur.
 - L'impulsion manquante est dirigée selon l'axe des faisceaux lorsque le photon part dans le tube à vide.

Tous les autres bruits de fond sont également fortement réduits, l'énergie manquante se trouvant plutôt dirigée selon l'axe du faisceau dans les états finals Zee et $We\nu$, et étant souvent inférieure à 20 GeV dans les désintégrations ZZ . Le bruit de fond provenant des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est également éliminé.

- [C3], figure 3.10. L'impulsion du muon doit être plus grande que 20 GeV: $P_\mu > 20$ GeV. Nous éliminons environ 50% des bruits de fond $q\bar{q}$ et $\tau^+\tau^-$, et presque la totalité des bruits de fond dus aux états finals Zee et $We\nu$. Seuls 15% des événements ZZ résiduels sont rejetés, la présence d'un muon énergétique étant possible dans ce cas.

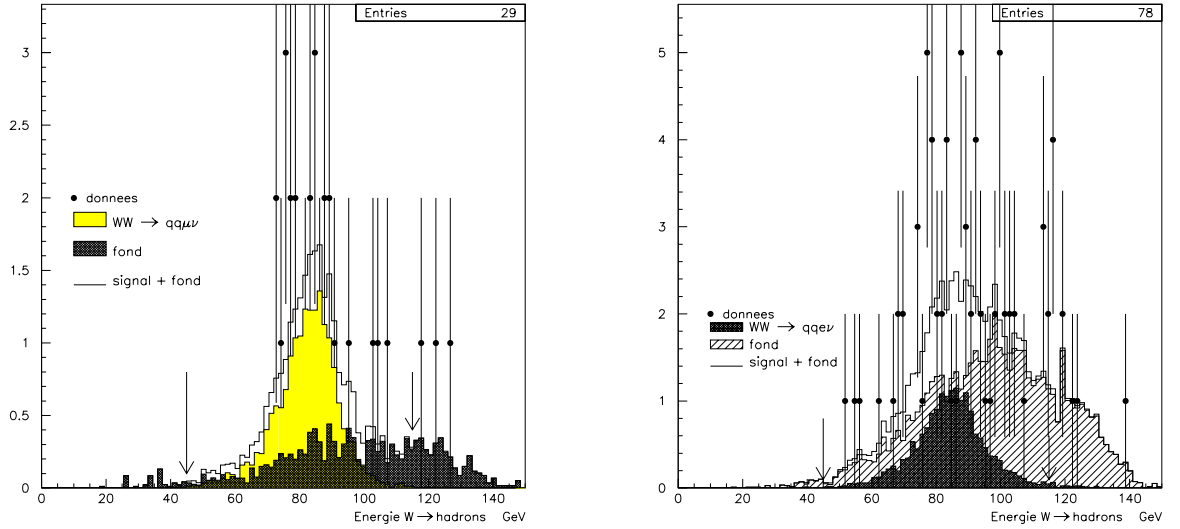


Figure 3.8: Energie du W se désintégrant hadroniquement pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection.

- [C4], figure 3.11. Le muon doit être isolé, l'énergie dans un cône de 7° autour de sa trajectoire devant être inférieure à 30% de son impulsion: $I < 1.3$. A ce stade, les bruits de fond dus aux états finals Zee et $We\nu$ sont devenus négligeables. Cette coupure rejette très efficacement les événements $q\bar{q}$, où le muon identifié, qui provient dans ce cas de la désintégration d'un méson, se trouve près ou à l'intérieur d'un jet.
- [C5], figure 3.12. L'impulsion transverse manquante doit être supérieure à une fraction de l'impulsion manquante totale: $P_t > 1.25 P_m - 50.25$ et $P_t > 9$ GeV. Ceci rejette les événements ZZ et $q\bar{q}$ où l'énergie manquante est due à des particules s'échappant dans le tube à vide.
- [C6], figure 3.13. On exige que la valeur moyenne de l'impulsion transverse des particules par rapport à l'axe Δ soit assez grande: $\langle P_\Delta \rangle > 0.7$ (0.8) à 172 (183) GeV. Les événements avec des jets très collimés, et ceux où le lepton est proche d'un des jets, sont ainsi rejetés. Cela réduit encore le bruit de fond des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.
- [C7], figure 3.14. La multiplicité des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ doit être importante: $N > 11$ (15) à 172 (183) GeV. Cette dernière coupure est en fait inopérante dans ce canal, la réduction obtenue du bruit de fond étant négligeable.

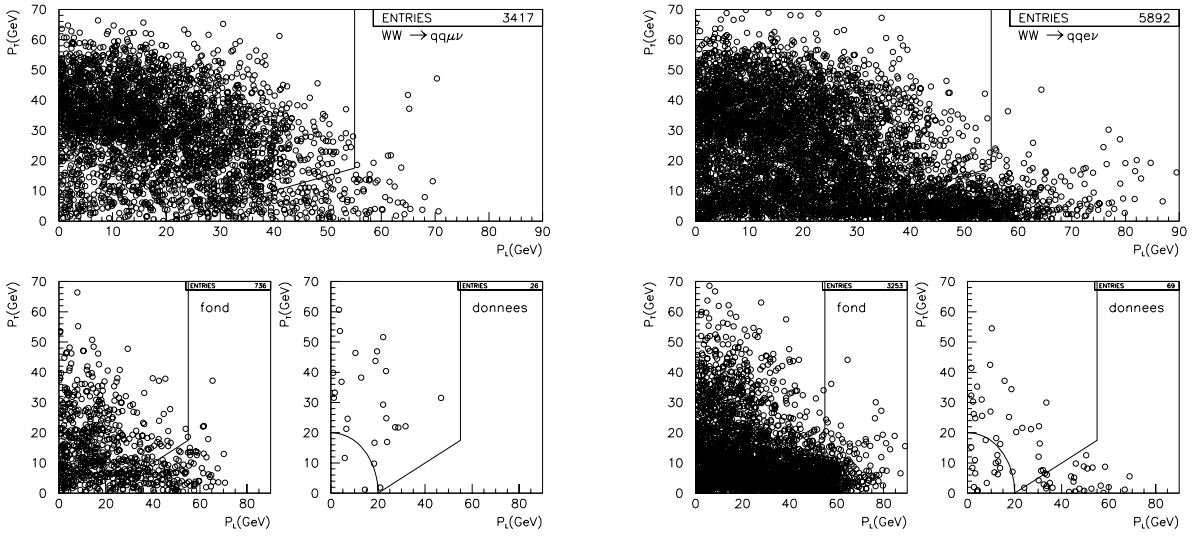


Figure 3.9: Impulsion transverse manquante versus l'impulsion longitudinale manquante, pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection et [C1]. Les distributions simulées du signal et des bruits de fond sont représentées, ainsi que les distributions observées.

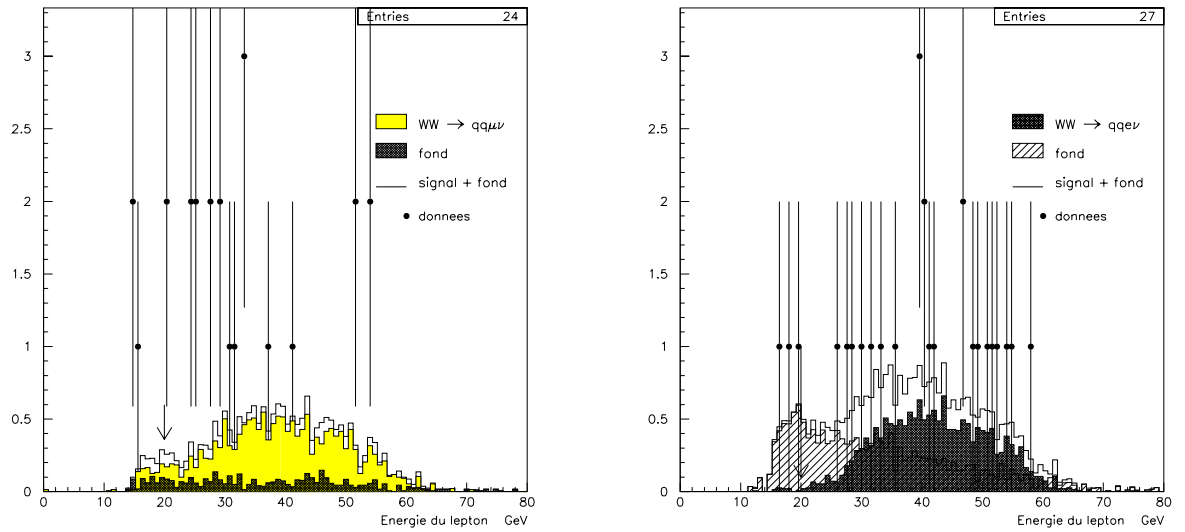


Figure 3.10: Energie du lepton, pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection, [C1] et [C2].

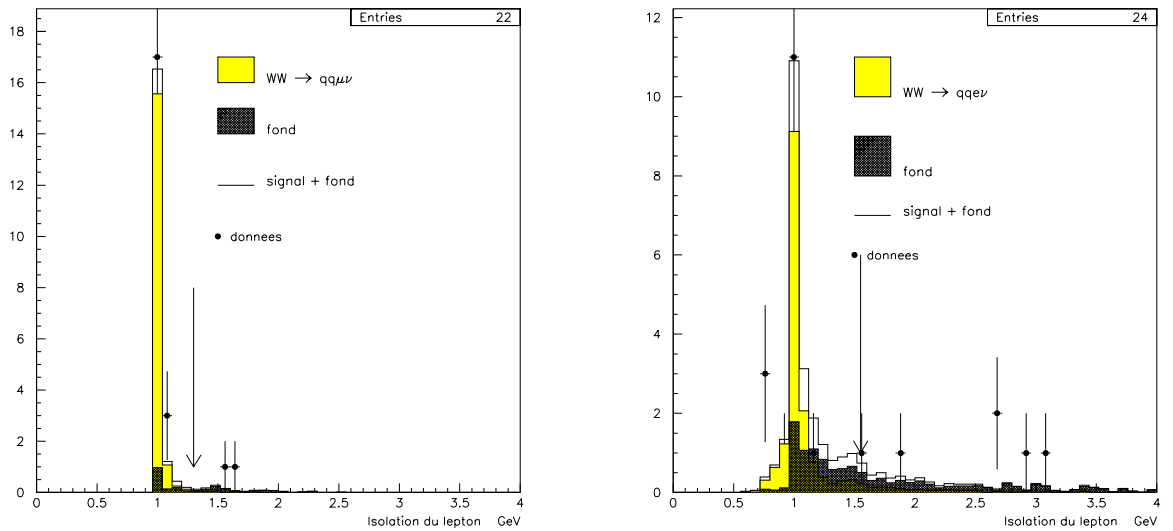


Figure 3.11: Isolation du lepton, pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection, [C1], [C2] et [C3]. Les distributions simulées du signal et des bruits de fond sont représentées, ainsi que les distributions observées dans les données.

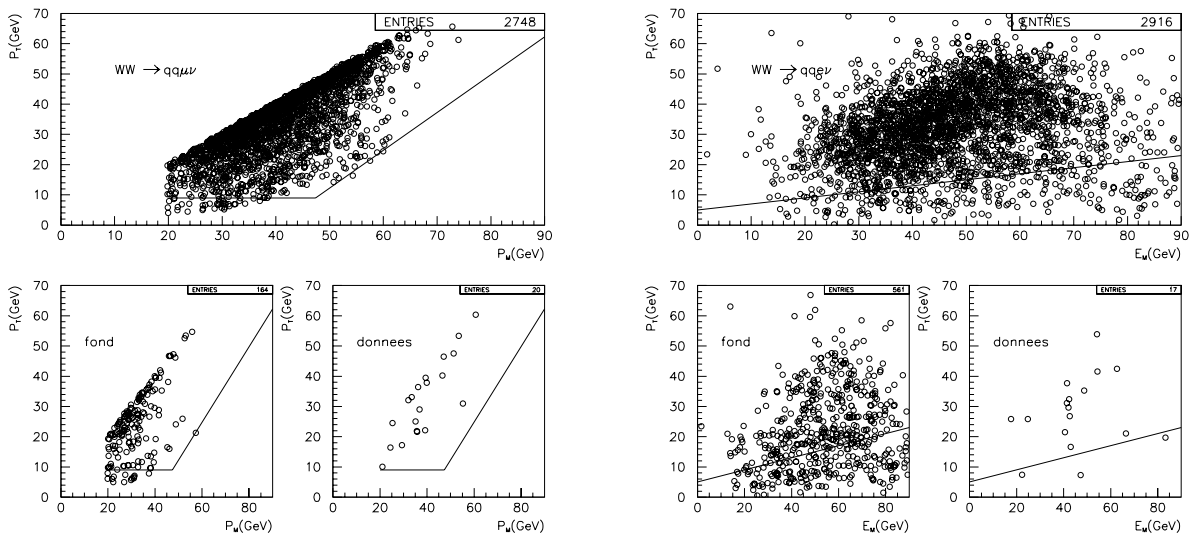


Figure 3.12: Impulsion transverse manquante, versus l'impulsion manquante pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche, et versus l'énergie manquante pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection, [C1], [C2], [C3] et [C4]. Les distributions simulées du signal et des bruits de fond sont représentées, ainsi que les distributions observées.

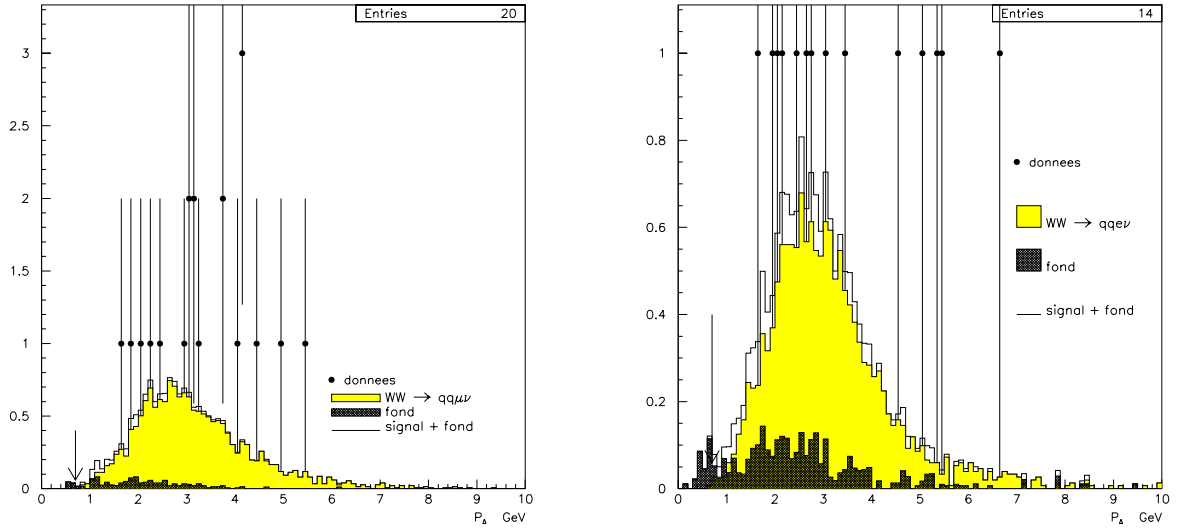


Figure 3.13: Impulsion transverse moyenne des traces chargées par rapport à l'axe de poussée défini par les deux jets provenant du $W \rightarrow q_1\bar{q}_2$, pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection, [C1], [C2], [C3], [C4] et [C5].

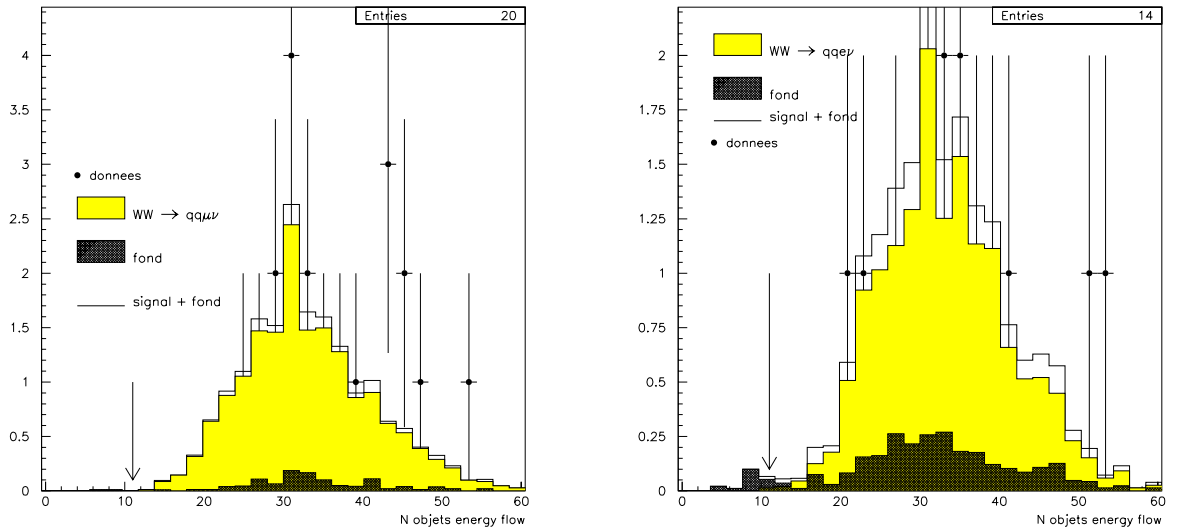


Figure 3.14: Nombre d'objets reconstruits dans les jets, pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à gauche et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ à droite. Données et Monte-Carlo à 172 GeV, après la présélection, [C1], [C2], [C3], [C4], [C5] et [C6].

La sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 e\nu_e$ utilise 2 jeux de critères. Le premier est très similaire à celui utilisé pour la sélection $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 \mu\nu_\mu$, et nous détaillerons seulement les différences.

- [C1], figure 3.8: 45 (55) $< E_{j_1} + E_{j_2} < 115$ (125) à 172 (183) GeV.
- [C2], figure 3.9: $P_m > 20$ GeV si $P_l < 20$ GeV ou $P_t > 0.5 P_l - 10$ GeV si $20 \leq P_l < 55$ GeV.
- [C3], figure 3.10. L'électron doit être énergétique: $E_e > 20$ GeV et $E_{st} > 10$ GeV, si l'électron ne passe pas dans une zone morte du ECAL. Dans le cas contraire, une coupure en énergie a déjà été appliquée au moment du choix du lepton: $P_e > 25$ GeV et $E_{ECAL} + E_{HCAL} > 15$ GeV. La coupure sur E_{st} a été ajoutée car le bruit de fond étant plus important dans ce canal, nous exigeons ici que l'identification du lepton soit de bonne qualité.
- [C4], figure 3.11. La coupure en isolation est moins stricte que dans le cas des muons, une partie non négligeable de l'énergie dans le cône défini autour de l'électron étant due à des photons de bremsstrahlung non identifiés en (3.3.2): $I < 1.55$. A cette coupure en isolation est ajoutée une coupure sur θ (angle de l'électron avec la trace chargée la plus proche: $\theta > 0.1$ rad ($\sim 5.7^\circ$)) si l'électron passe dans une zone aveugle du ECAL. Ceci est toujours motivé par la qualité moindre de l'identification des électrons dans ces zones.
- [C5], figure 3.12. A ce stade, il reste encore un grand nombre d'événements présentant une grande énergie manquante, mais dont l'impulsion transverse manquante est faible. Celle-ci doit être supérieure à une fraction de l'énergie manquante: $P_t > 0.2 E_m + 5$ GeV. 25% du bruit de fond résiduel est alors éliminé.
- [C6], figure 3.13: $\langle P_\Delta \rangle > 0.7$ (0.8) à 172 (183) GeV.
- [C7], figure 3.14: $N > 11$ (15) à 172 (183) GeV. Les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 e\nu_e$ présentent une multiplicité plus grande que les événements $\tau^+\tau^-$ restants, dont 80% sont rejetés par cette coupure.

Les critères de sélection sont donc plus sévères dans ce canal que dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 \mu\nu_\mu$, essentiellement à cause de la plus mauvaise identification du lepton au départ. Un second jeu de critères permet alors de récupérer les événements présentant une topologie claire comportant 2 jets énergiques, un lepton énergétique et isolé et de l'impulsion manquante dans le détecteur. Cette seconde série permet de gagner environ 3.6% d'efficacité, tout en conservant la même pureté (-0.1%). La sélection utilise des coupures:

- Sur la somme des impulsions de l'électron et du neutrino; $P_e + P_m > 60$ GeV,

- sur l'angle entre le lepton et la plus proche trace chargée; $\theta > 0.3$ rad ($\sim 17^\circ$),
- sur l'impulsion transverse manquante; $P_t > 20$ GeV,
- sur l'énergie des jets; $E_{j_1} + E_{j_2} > 60$ GeV,
- sur le nombre de traces chargées; $N_c > 6$.

Les résultats obtenus à 172 GeV sont indiqués dans la table 3.9, où sont reportés les nombres d'événements sélectionnés dans les données, les sections efficaces correspondant aux différents processus physiques pour le Monte-Carlo et le nombre d'événements attendus. Le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est plus important dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$, puisque nous essayons de récupérer les électrons passant dans les zones non instrumentées du ECAL. Le bruit de fond des événements ZZ est rejeté en grande partie par la présélection, l'efficacité de présélection des événements $ZZ \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ étant similaire à celle des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (11% contre 30% pour $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, cf (3.3.3)). Les événements $ZZ \rightarrow q\bar{q}l\bar{l}$ sont quant à eux rejetés si les leptons sont assez colinéaires et si leur masse invariante est grande (cf (3.3.3)). Les premières lignes "e identifié" et " μ identifié" de la table 3.9 correspondent à l'étape après l'identification des leptons et la présélection. La ligne (S2) correspond à la deuxième série de critères utilisée dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$.

Les efficacités et puretés des sélections à 172 GeV sont indiquées dans la table 3.5.

Canal	Efficacité (%)	Pureté (%)
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	81.6 ± 0.7	85.4 ± 0.7
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	88.3 ± 0.6	93.8 ± 0.5

Tableau 3.5: Efficacités et puretés des sélections d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à 172 GeV. Les incertitudes sont statistiques.

A noter que le bruit de fond d'événements WW provient du canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, et peut donc être considéré comme un signal pour l'analyse des corrélations de Bose-Einstein. Dans ce cas, les puretés obtenues avec ces sélections pour le processus $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ sont de $94.1 \pm 0.7\%$ et $98.3 \pm 0.4\%$.

Les nombres d'événements attendus à 183 GeV sont indiqués dans la table 3.10. Les efficacités et puretés des sélections sont indiqués dans la table 3.6.

Si le fond provenant du canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ est considéré comme un signal, la pureté en événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ est de $95.2 \pm 0.3\%$ et $98.2 \pm 0.2\%$. 141 événements sont sélectionnés comme candidats $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et 108 comme candidats $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ dans les données à 183 GeV (pour une luminosité intégrée de 56.8 pb $^{-1}$).

Canal	Efficacité (%)	Pureté (%)
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	80.1 ± 0.4	85.9 ± 0.4
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	84.8 ± 0.4	93.2 ± 0.3

Tableau 3.6: Efficacités et puretés des sélections d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à 183 GeV. Les incertitudes sont statistiques.

Nous rappelons ici la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ employée par la collaboration ALEPH pour la mesure de la masse du boson W [61,62]. La trace chargée ayant l'impulsion la plus opposée à l'impulsion manquante sera considérée comme étant le lepton chargé provenant de la désintégration $W \rightarrow l\nu_l$. Des critères permettant l'identification comme électron ou muon [63] sont ensuite appliqués. Dans le cas d'un électron, son énergie est corrigée si un ou plusieurs photons de bremsstrahlung sont détectés.

Une grande partie du bruit de fond provenant de la production de paires $q\bar{q}$ est rejetée par des critères concernant l'énergie et l'impulsion manquante, identiques dans cette sélection et dans la notre [60]. Il est en plus demandé que le lepton retenu soit énergétique, et que 2 jets puissent être reconstruits dans le reste de l'événement.

Après cette présélection, les Monte-Carlo sont utilisés pour construire la fonction de densité de probabilité (p.d.f. dans la suite) qu'un événement soit $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ ou $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$. Trois variables [61] sont retenues dans ce but: l'énergie du lepton, l'impulsion transverse manquante et l'isolation I du lepton. Cette dernière est définie à partir de l'angle minimum entre le lepton et les jets, θ_{Jet} , et de l'angle minimum entre le lepton et une bonne trace chargée³, θ_{chg} :

$$I = \ln(\tan\theta_{Jet}/2) + \ln(\tan\theta_{chg}/2).$$

Dans cet espace à trois dimension, on construit autour de chaque point un cube contenant \sqrt{N} événements, où N est le nombre total d'événements présélectionnés. La densité d'événements dans ce cube est la fonction de densité de probabilité⁴.

Ceci est fait séparément pour les Monte-Carlo de signal et de bruit de fond. La probabilité P_i pour un événement i d'être un événement $WW \rightarrow q\bar{q}'(e, \mu)\nu_{(e, \mu)}$ est alors:

$$P_i = \frac{\mathcal{P}^{WW}}{\mathcal{P}^{WW} + \mathcal{P}^{fond}},$$

où \mathcal{P}^{WW} est la p.d.f. pour le signal et \mathcal{P}^{fond} celle du bruit de fond. La sélection finale s'effectue sur cette probabilité, qui doit être supérieure à une valeur limite α pour

³Trace vérifiant les critères énoncés en (3.3).

⁴Cette méthode est employée à 172 GeV. Au delà les trois distributions sont paramétrées, et la p.d.f est construite analytiquement.

énergie (GeV)	α	β
161	0.3	0.6
172	0.36	0.7
183	0.4	0.4

Tableau 3.7: Valeurs des coupures appliquées sur la probabilité d'un événement d'être un événement $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ (α), ou d'être un événement $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ (β) en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

énergie (GeV)	Efficacité (%)		Pureté (%)	
	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$
172	83.1	88.8	89.4	93.4
183	82.3	84.9	89.5	94.8

Tableau 3.8: Efficacité et pureté de la sélection semi-leptonique utilisée par ALEPH pour la mesure de la masse et de la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

un événement $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$, et β pour un événement $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$, α et β dépendant de l'énergie dans le centre de masse. Ces coupures ont été choisies d'après des études Monte-Carlo afin de minimiser l'erreur statistique attendue sur la mesure de M_W , et leurs valeurs sont indiquées dans la table 3.7 en fonction de l'énergie.

Les efficacités et puretés obtenues sur le Monte-Carlo *CC03* sont indiquées dans la table 3.8 en fonction de l'énergie dans le centre de masse et du canal considéré. Cette sélection est meilleure que la notre dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$, avec une efficacité et une pureté supérieures de 2% et 5 %, alors que les performances sont identiques dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$.

3.4 Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$.

La sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ est une combinaison de deux analyses [64]. La première est une analyse dite globale, qui ne tente pas d'identification explicite du jet provenant du τ . La seconde, dite analyse topologique, commence par diviser l'événement en un grand nombre de jets, parmi lesquels on recherche un jet compatible avec un jet de τ . Les bruits de fond considérés sont les mêmes que dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$. L'identification des événements est toutefois moins aisée, une partie de l'énergie du τ étant emportée par au moins un neutrino.

Les deux analyses ont une présélection commune:

- L'événement doit comporter un nombre suffisant de traces chargées: $N_{chargées} \geq$

	$N_{données}$	σ_{WW}	$\sigma_{q\bar{q}(\gamma)}$	σ_{Zee}	σ_{ZZ}	$\sigma_{\tau\tau}$	$\sigma_{W e\nu}$	$N_{attendus}^{MC}$	
Générés		12.38	121.1	6.52	3.066	10.55	0.483		
CLAS 16	1673	11.12	111.03	2.167	2.127	0.534	0.311	1525.3	
Sélection $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 e\nu_e$									
	$N_{données}$	$\sigma_{(WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 e\nu)}$	σ_{WW}	$\sigma_{q\bar{q}(\gamma)}$	σ_{Zee}	σ_{ZZ}	$\sigma_{\tau\tau}$	$\sigma_{W e\nu}$	$N_{attendus}^{MC}$
e identifié	78	1.660	0.489	4.252	0.338	0.177	0.120	0.032	76.
C1	69	1.633	0.427	3.128	0.307	0.138	0.092	0.031	62.
C2	27	1.582	0.337	0.930	0.084	0.058	0.052	0.026	32.7
C3	24	1.573	0.252	0.681	0.073	0.051	0.040	0.016	28.6
C4	17	1.457	0.173	0.240	0.063	0.027	0.024	0.007	21.2
C5	14	1.415	0.150	0.081	0.016	0.018	0.015	0.007	18.1
C6	14	1.411	0.150	0.059	0.013	0.016	0.010	0.007	17.8
C7	14	1.410	0.149	0.059	0.012	0.013	0.002	0.007	17.6
S2	1	0.069	0.008	0.008	0.002	0.002	-	0.001	0.09
Total	15	1.479	0.157	0.067	0.014	0.015	0.002	0.008	17.7
Sélection $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 \mu\nu_\mu$									
	$N_{données}$	$\sigma_{(WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 \mu\nu)}$	σ_{WW}	$\sigma_{q\bar{q}(\gamma)}$	σ_{Zee}	σ_{ZZ}	$\sigma_{\tau\tau}$	$\sigma_{W e\nu}$	$N_{attendus}^{MC}$
μ identifié	29	1.662	0.172	0.943	0.016	0.073	0.012	0.003	31.
C1	28	1.660	0.160	0.620	0.015	0.063	0.009	0.002	26.9
C2	24	1.621	0.118	0.213	0.003	0.027	0.006	0.002	21.2
C3	22	1.622	0.080	0.111	0.001	0.023	0.004	0.001	19.6
C4	20	1.599	0.077	0.034	-	0.016	0.002	-	18.4
C5	20	1.580	0.076	0.029	-	0.007	0.002	-	18.
C6	20	1.580	0.076	0.021	-	0.007	0.001	-	17.9
C7	20	1.580	0.076	0.021	-	0.006	-	-	17.9

Tableau 3.9: Résultat des sélections d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 \mu\nu_\mu$ à 172 GeV: nombre d'événements sélectionnés dans les données, sections efficaces des différents processus physiques (en pb) et nombre d'événements prédits par le Monte-Carlo. Le fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, de section efficace 1600 pb, contribue pour 169.8 événements au niveau de la sélection par la CLAS16. Au niveau de l'identification des électrons et muons, les sections efficaces sont de 0.681 pb et 0.255 pb respectivement, aucun événement n'est sélectionné comme candidat $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$.

	$N_{données}$	signal WW	fond WW	$q\bar{q}(\gamma)$	Zee	ZZ	$\tau\tau$	We ν	$N_{attendus}$
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	141	105.9	11.92	3.29	0.82	0.55	0.1	0.74	123.32
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	108	111.06	6.	1.16	>0.01	0.88	0.01	>0.01	119.12

Tableau 3.10: Résultat des sélections d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$ à 183 GeV: nombre d'événements sélectionnés dans les données, attendus pour chaque processus selon les Monte-Carlo, et nombre total d'événements prédit. Aucun événement provenant du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ n'est sélectionné.

7. Ceci rejette les bruits de fond provenant de la production de paires $\tau^+\tau^-$, des collisions $\gamma\gamma$ et d'état final $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$ de faible multiplicité.

- Il ne doit pas y avoir de photon énergétique isolé. Ce critère permet de rejeter les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ où le photon est dans l'acceptance du détecteur.
- L'énergie dans un cône de 12° autour de l'axe des faisceaux ne doit pas excéder $0.025\sqrt{s}$ et l'angle polaire de l'impulsion manquante doit être supérieur à 18.2° . Il est donc exigé que les événements soient bien contenus dans l'acceptance du détecteur, afin d'éviter que l'énergie manquante constatée ne provienne des particules s'échappant le long de l'axe des faisceaux. Les bruits de fond Zee et $We\nu$, où un des leptons a une grande probabilité d'être émis le long de l'axe z , sont ainsi réduits. Le bruit de fond des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ est également supprimé dans le cas où le photon n'est pas détecté. Les événements ZZ ou $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ avec un des jets partiellement dirigé dans le tube à vide sont aussi rejetés.
- L'événement est divisé en deux hémisphères par le plan perpendiculaire à l'axe de poussée (ou *thrust*), défini par le vecteur \mathbf{n} unitaire maximisant

$$T = \max \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|},$$

la somme portant sur tous les objets définis par l'*energy flow* (cf 2.4.3). Les impulsions des particules de chaque hémisphère sont ajoutées pour obtenir les vecteurs \vec{P}_1 et \vec{P}_2 . L'angle entre ces deux vecteurs définit l'acolinéarité, qui doit être inférieure à 170° . Les événements $q\bar{q}$ présentant deux jets émis dos à dos sont éliminés.

- Dans le plan transverse, la quantité d'énergie comprise dans un cône de 30° autour de l'impulsion manquante doit être inférieure à $0.2\sqrt{s}$. On s'attend effectivement à ce que l'énergie manquante ne soit pas isolée si elle provient d'un neutrino situé dans un jet (désintégration d'un quark lourd, où événement $ZZ \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-$).

3.4.1 L'analyse globale.

L'analyse globale ne requiert donc pas l'identification d'un jet de τ . L'événement est sélectionné s'il répond à certaines caractéristiques:

- Un des deux W se désintègre hadroniquement, et le deuxième donne un jet de τ , et au moins un neutrino. On s'attend donc à une masse invariante totale excédant celle d'un boson W , mais limitée par l'énergie-impulsion manquante. La coupure retenue est alors $80 < M_{vis} < 130$ (140) GeV à 172 (183) GeV. Au contraire, les bruits de fond $\gamma\gamma$, $\tau^+\tau^-$ présentent une faible masse invariante, et les événements $q\bar{q}$ non radiatifs, ZZ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ une masse invariante élevée.
- L'angle Φ entre les vecteurs \vec{P}_1 et \vec{P}_2 dans le plan transverse définit l'acoplanarité, qui doit être inférieure à 170° (175°) à 172 (183) GeV. Ceci rejette surtout le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$, qui a une topologie présentant deux jets dos à dos dans le plan transverse.
- Les deux critères suivants renforcent les exigences de la présélection. L'énergie manquante doit être isolée du reste de l'événement pour un événement $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, alors qu'elle sera près des jets pour les bruits de fond $q\bar{q}$, ZZ ou $W_{e\nu}$. Ainsi, dans le plan transverse, la quantité d'énergie comprise dans un cône de 30° autour de l'impulsion manquante doit être inférieure à 0.1 (0.17) \sqrt{s} à 172 (183) GeV. La quantité d'énergie comprise dans un cône de 20° autour de l'impulsion manquante doit aussi être inférieure à $0.025\sqrt{s}$.
- L'énergie du neutrino doit être inférieure à 60 (68) GeV à 172 (183) GeV, et la masse manquante inférieure à 80 (85) GeV à 172 (183) GeV. Les événements $W_{e\nu}$ sont rejetés ici.

3.4.2 L'analyse topologique.

Dans cette sélection, l'événement est d'abord divisé en jets, en utilisant l'algorithme JADE-E. Avec une valeur $YCUT = 0.001$ (cf 3.2), on exige qu'au moins 3 jets soient trouvés. Le jet retenu comme jet de τ contient entre 1 et 3 traces chargées. Si plusieurs jets vérifient cette condition, seuls ceux ayant une impulsion supérieure à $0.025\sqrt{s}$ sont conservés. De nouveau, s'il existe plusieurs candidats, ce sera celui formant le plus grand angle avec l'impulsion manquante qui sera conservé.

Les critères suivants sont ensuite appliqués:

- Les deux premières exigent que le τ identifié soit énergétique et isolé. Ainsi, l'impulsion des traces chargées contenues dans le jet de τ doit être d'au moins $0.025\sqrt{s}$ et l'angle minimum entre le τ et les autres jets doit être de 25° (20°) à 172 (183) GeV.

- Le τ est extrait de l'événement. Les autres traces sont regroupées en 2 jets, en utilisant l'algorithme DURHAM-P pour reconstruire les jets, puis en recalculant les énergies-impulsions des jets selon le schéma E. L'énergie du jet le plus énergétique doit être inférieure à 60 (70) GeV, à 172 (183) GeV.
- La masse invariante de ce système di-jet doit être supérieure à 60 GeV.
- Enfin, l'acolinéarité des deux jets doit être plus grande que 125° (110°) à 172 (183) GeV.

3.4.3 Combinaison des deux analyses.

Un événement sera sélectionné comme candidat $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ s'il est retenu par l'une ou l'autre de ces deux analyses. À noter que dans le cadre de l'étude des corrélations de Bose-Einstein, il sera nécessaire de retirer les leptons identifiés dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ avant de mesurer les corrélations entre pions. Pour cela, il est nécessaire d'avoir identifié un τ , même dans l'analyse globale. Cette identification se fera de manière similaire à celle effectuée dans l'analyse topologique.

Les efficacités et puretés individuelles de ces sélections, ainsi que des détails supplémentaires sur leur mise au point, peuvent être trouvés dans [37] et [65].

Les efficacités et puretés de cette sélection à 172 et 183 GeV sont indiquées dans la table 3.11. Le bruit de fond issu des paires WW étant constitué principalement (96.5% et 88.4% à 172 et 183 GeV) d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$, nous indiquons aussi la pureté globale en événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$.

Energie (GeV)	Efficacité (%)	Pureté (%)	Pureté $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (%)
172	47.3 ± 0.9	76.6 ± 1.1	91.8 ± 0.9
183	51.3 ± 0.6	72.1 ± 0.6	88.2 ± 0.5

Tableau 3.11: Efficacités et puretés de la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ en fonction de l'énergie. Les incertitudes sont statistiques.

Les nombres d'événements prédits par le Monte-Carlo et sélectionnés dans les données à 172 et 183 GeV sont indiqués dans la table 3.12.

3.5 Sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Dans ce canal, le bruit de fond ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) est plus important, et on doit utiliser plusieurs variables pour séparer le signal de ce bruit de fond. La sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ utilise donc des réseaux de neurones, dont nous rappellerons brièvement la description générale avant de détailler la sélection à 172 et 183 GeV.

Energie (GeV)	$N_{données}$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu$	WW	$q\bar{q}\gamma$	ZZ	Zee	We ν	total
172	9.	9.08	1.87	0.57	0.10	0.04	0.20	11.86
183	81.	66.14	16.59	4.45	2.	0.43	2.13	91.74

Tableau 3.12: Résultat de la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$ à 172 et 183 GeV: nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles collectées à 172 et 183 GeV, et prévus par le Monte-Carlo pour les différents processus physiques. Les bruits de fond provenant des processus $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ sont négligeables.

3.5.1 Description d'un réseau de neurones.

Un réseau de neurones permet de partager un lot de données en différentes classes [66] (types d'événements, types de particules...) qu'il a préalablement "appris" à reconnaître. Un tel réseau est constitué de plusieurs couches de neurones: la première couche sera constituée d'un nombre de neurones égal au nombre de variables discriminantes que l'on souhaite utiliser. Le nombre de neurones de la dernière couche est quant à lui déterminé par le nombre de classes que l'on souhaite séparer: dans notre cas, le seul signal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est recherché, et il n'y aura qu'un neurone de sortie. Entre ces deux couches on trouve une ou plusieurs couches de neurones qui permettent d'effectuer la classification.

Chaque neurone d'un niveau l est directement relié à tous les neurones du niveau $l+1$. A l'intérieur d'une même couche, les neurones ne sont pas reliés entre eux. Dans une couche l donnée, un neurone i fournira une réponse O_i sous forme d'une somme pondérée des O_j , réponses des N neurones de la couche précédente:

$$O_i = f \left(\sum_{j=1}^N W_{ij} O_j - \theta_i \right),$$

où θ_i est le seuil du neurone i , W_{ij} est le poids de la connection entre les neurones i et j , et $f(x) = (1 - e^{-kx}) / (1 + e^{-kx})$. Dans l'algorithme de sélection utilisé, tous les θ_i sont pris nuls et $k = 1$. Trois phases sont donc nécessaires pour rendre le réseau de neurones opérationnel:

- Des événements de chaque classe (dans notre cas, des événements Monte-Carlo WW , $q\bar{q}$ et ZZ) sont utilisés pour "entraîner" le réseau de neurones, qui doit optimiser les poids W_{ij} afin de séparer le signal des bruits de fond. Dans cette étape, le type d'événements (signal ou fond) est connu, et l'optimisation des poids fait appel à un processus itératif. Lors d'une itération t , la réponse O_m est comparée à la réponse voulue d_m et on définit une erreur E par:

$$E = \sum_{m=1}^N (O_m - d_m)^2.$$

Cette erreur est utilisée pour redéfinir les poids W_{ij} :

$$W_{ij}(t) = W_{ij}(t-1) + \Delta W_{ij}(t),$$

$$\Delta W_{ij}(t) = -\eta \frac{\partial E}{\partial W_{ij}} + \alpha \Delta W_{ij}(t-1).$$

- Dans une deuxième étape, un second lot de Monte-Carlo est utilisé, sans préciser au réseau de neurones s'il s'agit de signal ou de bruit de fond. On vérifie ainsi sa capacité à séparer le signal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ du fond $Z \rightarrow q\bar{q}$ et ZZ .
- Après cette étape de validation, le réseau peut être utilisé sur les données réelles afin de sélectionner les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

3.5.2 Sélection des événements.

Une présélection est d'abord appliquée lors de l'identification des candidats $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

- A 172 GeV, celle-ci exige une énergie manquante inférieure à 40 GeV (réjection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$, où le photon part dans le tube à vide), un nombre d'objets reconstruits supérieur à 45 et au moins 4 jets obtenus avec l'algorithme JADE-E et une valeur du YCUT de 0.005 (cf 3.2). Quatre jets sont ensuite reconstruits dans l'événement, toujours avec l'algorithme JADE-E, et on exige que chacun contienne au moins une "bonne" trace chargée, avec la même définition qu'en 3.3. Aucun de ces jets ne doit contenir de photon emmenant plus de 90% de son énergie, afin de rejeter les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ où le photon est dans l'acceptance d'ALEPH et forme un des 4 jets.
- A 183 GeV, l'impulsion longitudinale manquante doit être inférieure à $0.95 \times (M_{inv} - M_Z)$, où M_{inv} est la masse invariante de l'événement et $M_Z = 91.2$ GeV. La sphéricité⁵ de l'événement doit être plus grande que 0.03, on exige que quatre jets soient reconstruits, avec l'algorithme DURHAM-E. On recherche ensuite la valeur du YCUT pour lequel on passe d'une configuration à

⁵Le tenseur de sphéricité est donné par:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |p_i|^2},$$

avec α, β correspondant aux composantes x, y, z de l'impulsion p_i . La diagonalisation de $S^{\alpha\beta}$ nous donne trois valeurs propres, $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ avec $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. La sphéricité est définie par $S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$. Un événement à 2 jets correspond à $S = 0$, un événement isotropique à $S = 1$.

4 jets à une topologie à 3 jets, $ycut_{34}$, et on rejette les événements pour lesquels $ycut_{34} < 0.001^6$. Si un des jets contient plus de 95% d'énergie électromagnétique (définie par les photons et électrons identifiés, et par les dépôts d'énergie dans le SICAL et le LCAL), l'événement est rejeté.

Dans la suite, les 4 jets reconstruits sont classés par ordre décroissant d'énergie du jet 1 au jet 4.

Le réseau de neurones est ensuite utilisé pour séparer le signal du bruit de fond. Ce réseau utilise 21 variables d'entrée, 17 neurones cachés et un neurone de sortie. Les 21 variables utilisées diffèrent à 172 et 183 GeV.

- A 172 GeV, on utilise comme variables d'entrée l'aplanarité⁷, les moments de Fox-Wolfram⁸ H_0, H_2, H_3, H_4 , l'énergie visible totale, l'oblatness⁹, l'impulsion totale des traces chargées, l'impulsion transverse du jet 1 par rapport à l'axe des faisceaux, les nombres d'objets reconstruits dans les jets 1 et 4, la somme des cosinus des 6 angles entre jets, l'énergie de la trace chargée la plus énergique du jet 1, les énergies maximum emportées par un objet dans les 3 jets les plus énergiques, la plus grande des plus petites masses invariantes obtenues pour les 3 combinaisons possibles de di-jets, la plus grande masse invariante des 6 di-jets possibles, la somme des probabilités P_j d'être un jet de quark b sur l'ensemble des jets construits avec l'algorithme JADE et un YCUT de 0.02 [67], la somme

⁶La valeur du paramètre YCUT correspondant à une topologie en 4 jets, $ycut_4$ est inférieure à $ycut_{34}$. Si une valeur $ycut_{34} < 0.001$ a été nécessaire pour passer de la configuration 4 jets à celle à 3 jets, l'événement à une grande probabilité d'être du type $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ [26], pour lequel la configuration en 4 jets devient dominante pour des valeurs si petites du paramètre YCUT.

⁷L'aplanarité est définie comme $A = 1.5\lambda_3$, où λ_3 est la troisième valeur propre du tenseur de sphéricité. Elle mesure la composante transverse de l'impulsion par rapport au plan de l'événement. Un événement "plat" aura $A \simeq 0$ alors qu'un événement isotrope aura $A \simeq 0.5$.

⁸Les moments de Fox-Wolfram H_l sont définis par:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\mathbf{p}_i||\mathbf{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij}),$$

avec θ_{ij} l'angle d'ouverture entre les hadrons i et j , \mathbf{p}_i et \mathbf{p}_j leurs impulsions et E_{vis} l'énergie visible totale de l'événement. Les P_l sont les polynômes de Legendre.

⁹Cette variable est définie à partir des vecteurs propres \mathbf{v}_2 et \mathbf{v}_3 associés aux valeurs propres λ_2 et λ_3 du tenseur de sphéricité, comme

$$\mathcal{O} = \left(\sum_i \frac{\mathbf{p}_i \mathbf{v}_2}{|\mathbf{p}_i||\mathbf{v}_2|} - \sum_i \frac{\mathbf{p}_i \mathbf{v}_3}{|\mathbf{p}_i||\mathbf{v}_3|} \right) / \left(\sum_i E_i \right),$$

où la somme sur i parcourt l'ensemble des traces chargées.

$\sum \log_{10} P_j$, et enfin la probabilité de l'événement entier de contenir un quark b.

- A 183 GeV, les variables utilisées sont les moments de Fox-Wolfram H_0, H_2, H_4 , la somme des cosinus des angles entre jets, l'énergie, le nombre de traces chargées et le nombre total d'objets du jet 1, la somme des probabilités P_j d'être un jet de quark b, les sommes des cosinus des angles entre la trace chargée la plus énergétique et les autres traces chargées des jets 1 et 2, l'impulsion du jet 4, l'énergie maximum emportée par un seul objet dans le premier, le deuxième et le troisième jet, le cosinus de l'angle entre le deuxième et le troisième jet, l'énergie manquante, le nombre de traces chargées, la somme des impulsions transverses par rapport à son axe des objets contenus dans le jet 2, la sphéricité, l'asymétrie¹⁰ entre le deuxième et le troisième jet, et enfin l'énergie du jet 2.

Les événements sont sélectionnés comme candidats $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ si la valeur du neurone de sortie, OUTNN, est supérieure à -0.3. Cette valeur a été choisie de sorte à minimiser l'erreur statistique attendue sur M_W . L'efficacité et la pureté prédites par le Monte-Carlo à 172 GeV en fonction de la coupure sur OUTNN sont indiquées sur la figure 3.15. Nous obtenons une efficacité de 85% (89.8%) à 172 (183) GeV.

L'accord entre la distribution prévue pour OUTNN par le Monte-Carlo et celle obtenue pour les données est montré sur la figure 3.16, le signal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ piquant à 1 et le bruit de fond piquant à -1.

A 172 GeV, 69 événements sont sélectionnés dans les données réelles, pour 63.9 attendus (51.2 $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, 0.06 $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, 11.8 $q\bar{q}$, 0.83 ZZ, 0.03 Zee).

A 183 GeV, 503 événements sont sélectionnés dans les données réelles, pour 468.5 attendus (372.1 $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, 0.51 $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, 83.15 $q\bar{q}$, 12.41 ZZ, 0.35 Zee).

3.6 Combinaison des sélections.

Les événements passent d'abord la sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 e \nu_e$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \mu \nu_\mu$. S'ils ne sont pas retenus, ils passent ensuite par la sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \tau \nu_\tau$, et enfin par la sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

Les efficacités de chaque sélection pour chaque canal sont données dans les tableaux 3.14 et 3.15 à 172 GeV et 183 GeV respectivement, pour le Monte-Carlo CC03. Les efficacités indiquées pour la sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \tau \nu_\tau$ tiennent compte seulement des événements où le τ est identifié.

Les efficacités (CC03) globales dans chaque canal des trois sélections $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ sont indiquées dans les mêmes tableaux sur la ligne "sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ ". Les puretés et efficacités globales pour les trois canaux des trois sélections semi-leptoniques sont reportées dans la table 3.13 en fonction de l'énergie.

¹⁰L'asymétrie est définie par: $|P_2 - P_3|/|P_2 + P_3|$, où P_2 et P_3 sont les impulsions des jets 2 et 3.

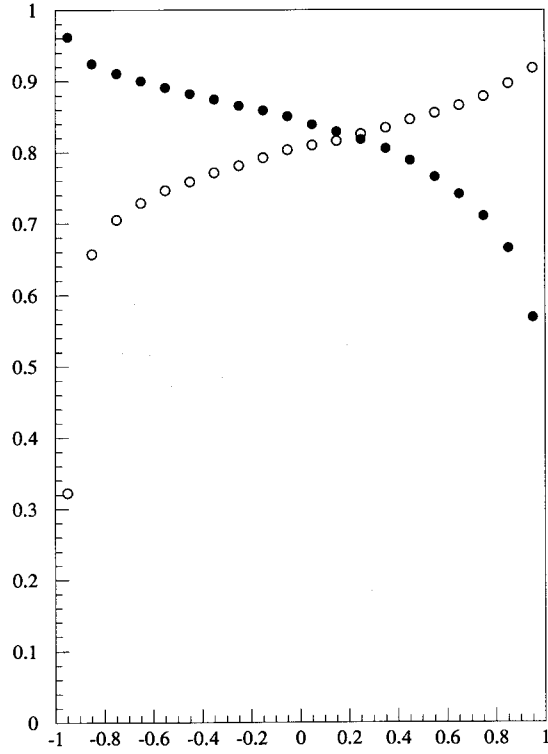


Figure 3.15: Efficacité (points noirs) et pureté (cercles) obtenues pour la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 172 GeV en fonction de la valeur du neurone de sortie. Courbe extraite de [68].

Energie (GeV)	Efficacité (%)	Pureté (%)
172	79.7	95.0
183	80.5	94.4

Tableau 3.13: Puretés et efficacités globales des trois sélections semi-leptoniques.

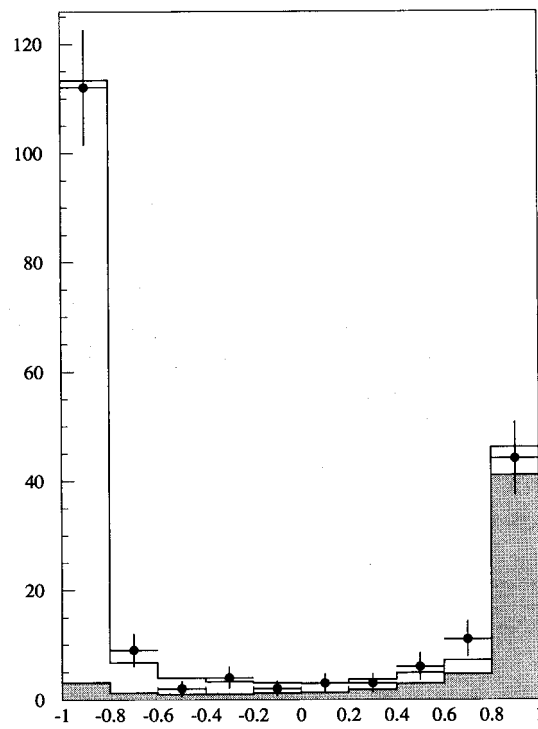


Figure 3.16: Distribution de la valeur du neurone de sortie (OUTNN) pour le Monte-Carlo $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (histogramme grisé), pour le fond et le signal (histogramme blanc) et les données à 172 GeV (points noirs). Dans notre analyse, les événements ayant $\text{OUTNN} > -0.3$ sont considérés comme des candidats $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$. Courbe extraite de [68].

Sélections	Canaux			
	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	81.56	0.30	7.96	0.01
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	0.03	88.29	4.22	-
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$	5.83	3.57	47.25	0.11
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	87.4	92.2	59.4	0.12
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	0.10			85.0

Tableau 3.14: Efficacité (%) des sélections dans chaque canal à 172 GeV, calculées pour le Monte-Carlo CC03.

Sélections	Canaux			
	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$	$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$	80.11	0.31	8.88	-
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$	0.01	84.88	4.63	-
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$	6.41	4.71	51.32	0.47
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	86.5	89.9	64.8	0.47
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	0.13			89.78

Tableau 3.15: Efficacité (%) des sélections dans chaque canal à 183 GeV, calculées pour le Monte-Carlo CC03.

La pureté de la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est de 80.1% (79.4%), pour une efficacité de 85% (89.8%) à 172 (183) GeV.

Dans le cadre de l'analyse des corrélations de Bose-Einstein, le Monte-Carlo utilisé à 172 GeV pour le signal WW compte 20000 événements $CC03$ et 110000 événements 4 fermions (événements générés avec des diagrammes additionnels par rapport aux seuls diagrammes $CC03$). Nous utiliserons une section efficace de 12.6 pb dans la suite pour σ_{WW} . De même, à 183 GeV, 50000 événements $CC03$ et 320000 événements 4 fermions ayant été utilisés, la section efficace considérée sera de $\sigma_{WW} = 15.98$ pb.

Les efficacités et puretés des sélections sur ces échantillons sont similaires à celles obtenues sur le Monte-Carlo CC03 seul, sauf pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$. Dans ce cas, l'efficacité est inférieure de 1.5 et 2% (à comparer à 0.7% et 0.4% d'erreur statistique) à 172 et 183 GeV respectivement.

Chapitre 4

L'ajustement des modèles de corrélations de Bose-Einstein à $\sqrt{s} = 91$ GeV.

4.1 Introduction

Nous avons vu dans le premier chapitre que les corrélations de Bose-Einstein étaient mises en évidence par l'accroissement de la section efficace différentielle de production de paires de pions identiques, qui peut être paramétré par une expression de la forme $C_2 = 1 + \lambda \exp(-Q^2 \sigma^2)$. Nous concluons ce chapitre en insistant sur le fait que de nombreux effets pouvaient avoir une influence sur la mesure des corrélations de Bose-Einstein. Par exemple, les interactions forte et coulombienne entre pions, les résonances de longue durée de vie et la procédure expérimentale utilisée se traduisent par des effets se superposant à celui des corrélations de Bose-Einstein. Les mesures effectuées sont corrigées dans la mesure du possible de ces effets. Ces corrections conduisent à des résultats différents selon les expériences, et rendent très difficile l'estimation des erreurs systématiques. Après avoir décrit la méthode expérimentale générale, nous allons brièvement rappeler les mesures de corrélations déjà effectuées, en insistant sur les différences entre expériences. Dans une autre section, nous reviendrons sur le domaine plus particulier des collisions e^+e^- , et présenterons les modèles utilisés dans cette analyse. Nous décrirons ensuite l'ajustement de ces modèles au pic du Z . Nous consacrerons dans ce cadre une section à la mesure des corrélations dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, et une autre à l'évaluation des erreurs systématiques.

4.2 Situation expérimentale avant LEP2.

La procédure expérimentale.

L'expression $C_2 = 1 + \lambda \exp(-Q^2 \sigma^2)$ traduit un accroissement de la section efficace différentielle¹ de production de paires de pions identiques, par rapport à la même quantité, mesurée dans un monde où les corrélations de Bose-Einstein seraient absentes. Il apparaît immédiatement qu'un lot de référence où ces corrélations de Bose-Einstein sont inexistantes est nécessaire pour quantifier cet effet.

Plusieurs solutions sont alors possibles [69] [70] [71]:

- les paires de pions de signes opposés peuvent former cette référence, et on peut alors mesurer C_2 par le rapport

$$r_{+-}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}(Q)}{N_{+-}(Q)}.$$

L'inconvénient majeur de cette méthode est la présence dans le lot de référence de corrélations dues aux pions provenant de la désintégration des résonances de longue durée de vie, comme les K^0 , ρ^0 , η , absentes dans les paires de même signe. De plus, les pentes des distributions $N_{\pm\pm}(Q)$ et $N_{+-}(Q)$ sont différentes quand Q augmente, puisque l'on ne forme pas le même nombre de paires de même signe et de signes opposés.

- On peut aussi choisir de mélanger des traces provenant d'événements différents. La distribution en Q des paires de référence est obtenue en prenant un pion de l'événement étudié, et en le combinant avec les pions d'un événement précédent. Le rapport

$$r_{mix}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}(Q)}{N_{mix}(Q)}$$

donne alors C_2 avec une bonne approximation. Dans ce cas, on est dépendant de la topologie des événements, notamment du rayonnement plus ou moins importante de gluons. De plus, on ne préserve pas les corrélations dynamiques entre les particules, dues à la conservation de l'énergie-impulsion ou de la charge. Nous appellerons cette solution "méthode de mélange" dans la suite.

- Dans certaines topologies (par exemple désintégration d'un Z en 2 jets dos à dos), il est possible de diviser l'événement en 2 hémisphères séparés par le plan perpendiculaire à l'axe de poussée, puis de former un lot de référence en prenant chaque pion du premier hémisphère, et en le combinant avec les pions de l'autre hémisphère après avoir renversé leurs impulsions par rapport à l'origine. La même remarque que précédemment s'applique ici, le rayonnement de gluons rendant les jets plus ou moins colinéaires.

¹Dans l'hypothèse d'une source de symétrie sphérique.

- La dernière solution consiste à utiliser un Monte-Carlo dans lequel l'effet est absent, ce qui est le cas pour tous les Monte-Carlo utilisés à LEP2 par défaut. On est sensible à la bonne reproduction par le Monte-Carlo des autres caractéristiques des désintégrations, comme la multiplicité en fonction du type de quark, le rayonnement de gluons ou encore la bonne simulation des résonances.

Les distributions obtenues à partir des données réelles peuvent ensuite être corrigées pour tenir compte de la répulsion (attraction) coulombienne entre les pions de même signe (de signes opposés) à faibles valeurs de Q . Les sections efficaces attendues de production de paires de pions de même signe et de signes opposés sont modifiées² par les facteurs de Gamow $G_l(\eta)$ et $G_u(\eta)$ respectivement, les prédictions Monte-Carlo ne tenant pas compte de cet effet. Les facteurs de Gamow s'écrivent :

$$G_l(\eta) \approx \frac{\eta}{\exp(\eta) - 1},$$

$$G_u(\eta) \approx \frac{\eta}{1 - \exp(-\eta)}$$

η étant donné par $\eta = 2\pi\alpha m_\pi/Q$ où α est la constante de structure fine et m_π la masse d'un pion. Ces corrections sont données en fonction de Q sur la figure 4.1.

L'interaction coulombienne avec les autres hadrons de l'événement est supposée suffisamment faible pour être négligée. La comparaison entre Monte-Carlo et données s'effectuera donc en pondérant les distributions $N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)$ par $1/G_l(\eta)$ et $N_{+-}^{donnees}(Q)$ par $1/G_u(\eta)$.

Une autre correction est parfois appliquée, pour tenir compte de la pureté en paires de pions. Cette correction dépend du type d'analyse effectuée, les particules pouvant être identifiées à l'aide du dE/dx par exemple. Si aucun type d'identification n'est fait, l'effet peut être diminué de 25 % [73], les paires de particules de types différents (par exemple π^+K^+) ne présentant pas de corrélations.

L'interaction forte entre deux pions de même signe devrait se manifester par une force répulsive³, réduisant l'effet des corrélations de Bose-Einstein par un facteur 2 ou plus [74]. Pour expliquer la contradiction entre cette prédiction et l'observation, il

²Malheureusement, l'importance de ces corrections est assez mal connue. La solution proposée ici conduit peut être à une surestimation des corrections coulombiennes, qui apparaissent négligeables dans d'autres modèles [72].

³Revenons sur la théorie des interactions dans l'état final. Supposons que l'on puisse définir une amplitude de production $f(\mathbf{r})$, en l'absence de toute interaction dans l'état final. L'amplitude de production s'écrit alors (amplitude de Born):

$$a_B(\mathbf{k}) = \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} f(\mathbf{r}) d^3r,$$

où \mathbf{r} est la différence entre les deux points de production des pions, et \mathbf{k} leur impulsion relative. Tenons maintenant compte des interactions possibles dans l'état final; il suffit de remplacer l'onde plane par la solution $\Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ de l'équation de Schrödinger, et l'amplitude de production se réécrit

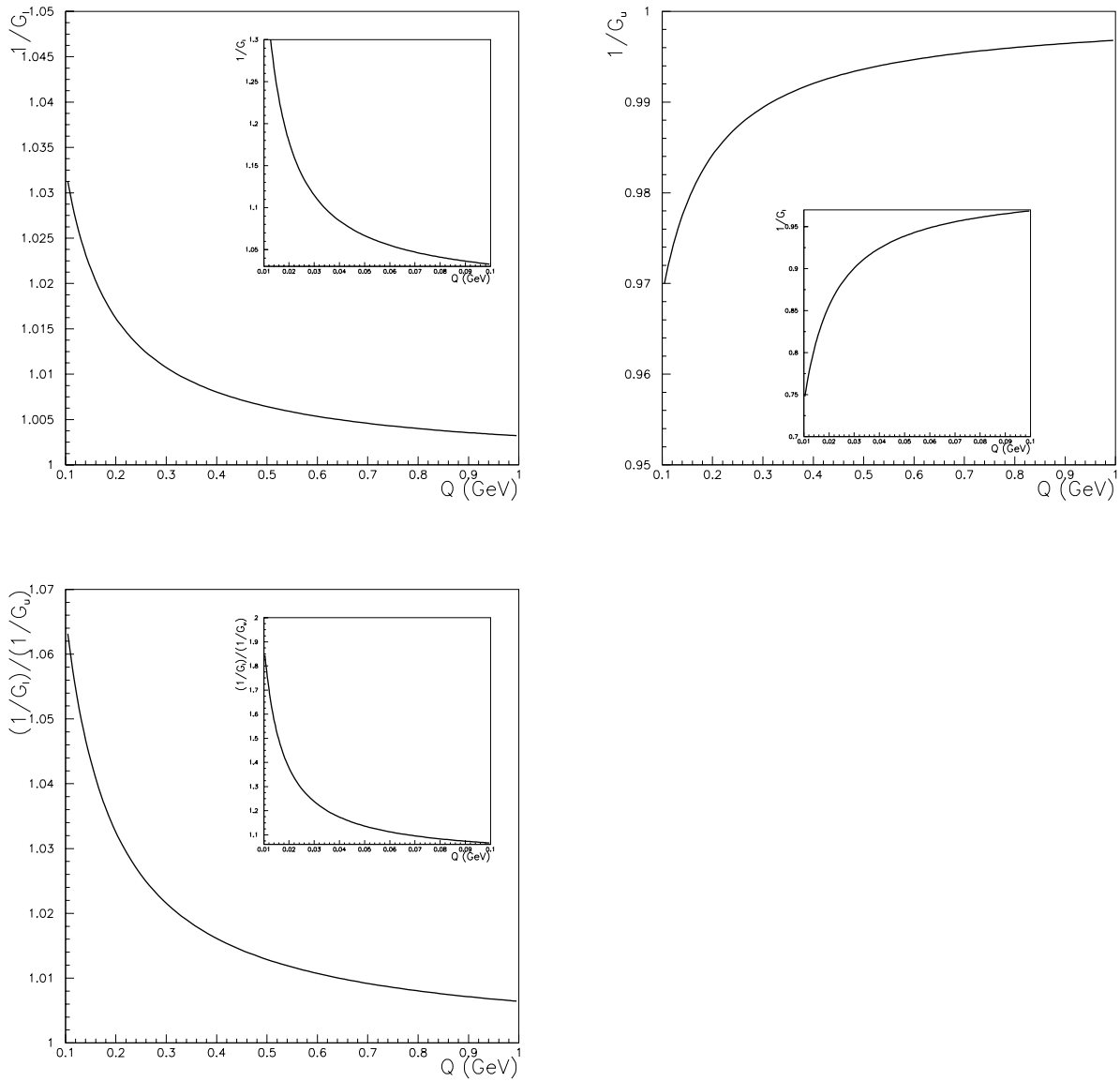


Figure 4.1: Importance des corrections coulombiennes en fonction de Q pour les paires de signes opposés, de même signe, et rapport de ces corrections.

faut supposer que les pions sont produits par des sources dont l'extension spatiale est plus grande que la longueur typique de l'interaction $\pi^\pm\pi^\pm$. Les pions étant produits avec une séparation ~ 1 fm, alors que la portée de l'interaction $\pi^\pm\pi^\pm$ est typiquement de ~ 0.2 fm, la proportion de paires affectées par l'interaction forte (1%) peut être négligée [75]. Enfin, on remarquera qu'une définition différente de Q est parfois utilisée:

$$Q^2 = M^2 - 4m_\pi^2,$$

avec M^2 la masse invariante de la paire, qui n'est équivalente à

$$Q^2 = (\Delta\mathbf{p})^2 - (\Delta E)^2$$

que dans le cas où la paire de particules considérée est effectivement constituée de deux pions.

La mesure des corrélations de Bose-Einstein ailleurs que dans les collisions e^+e^- .

Dans ce paragraphe, nous donnerons, sans entrer dans les détails de la procédure expérimentale, les résultats obtenues pour la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans une vaste gamme de types d'expériences.

- La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les collisions d'ions lourds permet de remonter à la dynamique des processus de création de pions. Par exemple, une signature possible de l'existence d'un plasma de quarks-gluons pourrait être une augmentation du temps d'émission des mésons. Le paramétrage utilisé fait apparaître la différence en impulsion q des deux pions au travers des variables q_L et q_T , composantes longitudinale et transverse de q par rapport

alors:

$$a_{FSI}(\mathbf{k}) = \int \Psi^*(\mathbf{k}, \mathbf{r}) f(\mathbf{r}) d^3r.$$

L'une des interactions finales déjà rencontrées est l'interaction coulombienne. Pour une région de production dont la dimension est ~ 1 fm, la variation de $\Psi_C(\mathbf{k}, \mathbf{r})$, fonction d'onde tenant compte de cette interaction, est négligeable. On peut donc remplacer $\Psi_C(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ par sa valeur à l'origine, $\Psi_C(\mathbf{k}, \mathbf{0})$, et le taux de production $|a_C(\mathbf{k})|^2$ est donc obtenu en multipliant le taux de Born $|a_B(\mathbf{k})|^2$ par $|\Psi_C(\mathbf{k}, \mathbf{0})|^2$ qui n'est rien d'autre que le facteur de Gamow déjà défini $G_l(\eta)$.

Passons maintenant à l'interaction forte: il est montré dans [74] que l'équivalent du facteur de Gamow s'écrit:

$$r_l^I(Q) = \exp \left[\frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\delta_l^I(Q'^2)}{Q'^2 - Q^2} dQ'^2 \right],$$

où l se réfère à l'onde partielle et I à l'isospin. Les expériences $\pi p \rightarrow \pi\pi X$ permettent de remonter à l'amplitude de diffusion élastique entre pions. Elles montrent effectivement que dans la région où les corrélations de Bose-Einstein sont visibles ($Q^2 < 0.2$ GeV²), la diffusion $\pi\pi$ est dominée par l'onde partielle s ($l=0, I=2$). Le déphasage, $\delta_l^I(Q'^2)$, est négatif, et correspond donc à une force répulsive.

à l'axe du faisceau. q_T est elle-même divisée en q_0 et q_S , respectivement parallèle et perpendiculaire à $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$. La fonction de corrélation dépend alors de quatre paramètres: l'intensité λ de l'effet et les rayons R_S , R_0 et R_L :

$$R(q_S, q_0, q_L) = N[1 + \lambda \exp^{1/2\{-q_S^2 R_S^2 - q_0^2 R_0^2 - q_L^2 R_L^2\}}].$$

L'information sur le développement temporel de la collision est contenue dans le paramètre R_0 , mais son pouvoir discriminant dépend des scénarios envisagés [76] et de l'impulsion moyenne $(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$ des 2 pions. Comme les mesures effectuées dans ce cadre ne peuvent pas être comparées directement à celles obtenues à partir de collisions e^+e^- , nous rappellerons juste que dans ce type d'expérience, le rayon de la source émettrice semble diminuer quand l'impulsion transverse des pions augmente, indiquant une expansion collective de la sphère de hadrons, et que certaines prédictions dérivées d'un modèle hydrodynamique simple sont vérifiées, comme la dépendance en $1/\sqrt{m_T}$ des paramètres R_0 , R_L et R_S [77,78], m_T étant la masse transverse de la paire de pions.

- Les expériences de collisions hadron-hadron fournissent des mesures de corrélations de Bose-Einstein. Nous présentons ici les résultats obtenus aux ISR avec l'expérience AFS [79], qui nous permettront d'introduire un nouveau paramétrage de l'effet. Effectivement, on peut imaginer les pions provenant d'émetteurs distribués uniformément à la surface d'une sphère de rayon r , plutôt que dans l'ensemble du volume de collision. Dans ce cas, l'accroissement du taux d'émission de paires de pions identiques peut être paramétré par:

$$R(Q) = 1 + \frac{\lambda[2J_1(q_T r)/q_T r]^2}{1 + (q_L \tau c)^2}$$

où J_1 est la fonction de Bessel du premier ordre, q_L et q_T sont les composantes longitudinale et transverse de $\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ par rapport à $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$. τc peut être interprété comme l'épaisseur de la région émettrice de pions. Trois types de collisions ont été étudiées: $\alpha\alpha$ à $\sqrt{s} = 126$ GeV, pp à $\sqrt{s} = 53$ et 63 GeV, et $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 53$ GeV. AFS trouve une dépendance des paramètres en fonction de la multiplicité de l'événement: quand la multiplicité augmente ($2 \ll n_{ch} \ll 14$) r croît de ~ 1.2 à ~ 2.4 fm, τc croît de ~ 0.8 à ~ 2 fm, alors que λ décroît de 0.5-0.6 à 0.2-0.3.

- L'expérience EMC [80] a effectué sa mesure dans des expériences de diffusion profondément inélastique μp (faisceau de muons de 280 GeV sur une cible d'hydrogène liquide). Les effets dus à l'acceptance du détecteur, à la mauvaise identification des pions et aux traces provenant de vertex secondaires sont déterminés à partir du Monte-Carlo. Trois mesures sont effectuées avec trois lots $N_{ref}(Q)$ de référence différents: les paires de pions de signes opposés (ajustement I); les paires de pions de signes opposés, après que la composante transverse

paramètres	ajustement I	ajustement II	ajustement III
λ	1.08 ± 0.10	0.60 ± 0.06	0.73 ± 0.06
R (fm)	0.84 ± 0.03	0.66 ± 0.01	0.46 ± 0.03

Tableau 4.1: Résultat de la mesure des corrélations de Bose-Einstein avec l'expérience EMC. Les 3 ajustements différents correspondent aux 3 lots de référence différents décrits dans le texte. Les incertitudes sont statistiques.

p_T de l'impulsion de chaque pion, calculée dans le centre de masse du système hadronique, ait été remplacée par celle d'un autre pion du même événement (ajustement II); et les paires de même signe obtenues par mélange de différents événements appartenant à une même classe, le nombre de classes étant de trois, définies par différents intervalles d'énergie du système hadronique dans son centre de masse (ajustement III).

Chaque rapport $R(Q) = N_{\pm\pm}(Q)/N_{ref}(Q)$ provenant des données est ensuite divisé par le rapport provenant du Monte-Carlo. Une fonction du type

$$R(Q) = N(1 + \delta Q^2)(1 + \lambda \exp^{-Q^2 R^2})$$

est utilisée pour les ajustements, dans un intervalle $0 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$, à l'exception du premier qui évite la contribution du méson ρ en supprimant la région de 0.38 à 0.58 GeV^2 . Les résultats sont indiqués dans la table 4.1.

- Enfin, nous citerons une dernière expérience de diffusion lepton-hadron, avec l'expérience H1 à HERA [81]. Il s'agit de diffusions e^+p à une énergie dans le centre de masse avoisinant 300 GeV. Cette expérience utilise comme référence les paires de signes opposés (R_{+-}) et un lot obtenu par une méthode de mélange (R_{mix}), et corrige les rapports observés $R(Q)^{données}$ par les rapports obtenus pour le Monte-Carlo. Trois fonctions différentes ont été testées pour l'ajustement. La première est la fonction standard

$$R(Q) = R_0(1 + aQ)(1 + \lambda \exp^{-r^2 Q^2}),$$

qui n'est a priori pas valide quand les émetteurs se déplacent à vitesse relativiste les uns par rapport aux autres, ce qui donne lieu à de fortes corrélations entre les coordonnées d'espace-temps et d'énergie-impulsion des particules émises. Des corrélations de ce type apparaissent par exemple dans les modèles de fragmentation basés sur les cordes de couleur. Dans ce cas, il existe des corrélations entre le lieu d'émission et l'impulsion des pions, et r mesure la séparation entre des points de production de distribution identique en \vec{p} . Un meilleur paramétrage est alors donné par

$$R(Q) = R_0(1 + aQ)(1 + \lambda \exp^{-rQ}).$$

Exponentielle	a (GeV^{-1})	r (fm)	λ
R_{mix}	0.08 ± 0.04	$0.68 \pm 0.11^{+0.09}_{-0.06}$	$0.64 \pm 0.06^{+0.17}_{-0.16}$
R_{+-}	0.13 ± 0.02	$0.99 \pm 0.09^{+0.05}_{-0.27}$	$1.00 \pm 0.08^{+0.68}_{-0.38}$
Gaussienne	a (GeV^{-1})	r (fm)	λ
R_{mix}	0.02 ± 0.01	$0.54 \pm 0.03^{+0.03}_{-0.02}$	$0.32 \pm 0.02^{+0.06}_{-0.06}$
R_{+-}	0.08 ± 0.02	$0.68 \pm 0.04^{+0.02}_{-0.05}$	$0.52 \pm 0.03^{+0.19}_{-0.21}$

Tableau 4.2: Résultat de la mesure des corrélations de Bose-Einstein avec l'expérience H1. La première erreur est statistique, la deuxième systématique.

Enfin, un paramétrage par une fonction polynômiale a aussi été utilisé, en fonction de la masse invariante de la paire de pion $M = \sqrt{Q^2 + 4m_\pi^2}$:

$$R(M) = A + \epsilon M + B \left(\frac{1}{M^2} \right)^\beta .$$

Les résultats ne sont pas corrigés de l'effet de l'interaction coulombienne, ni de la pureté en paires de pions identiques. Les distributions sont ajustées sur l'intervalle $0.018 < Q < 2$ GeV, à l'exception de R_{+-} , où les régions $0.37 < Q < 0.43$ GeV (K^0) et $0.65 < Q < 0.85$ GeV (ρ) sont exclues. Les résultats des deux premiers ajustements sont ceux de la table 4.2.

Conclusion.

La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans des expériences aussi différentes (ions lourds, collisions hadron-hadron, collisions lepton-hadron...) conduit à des résultats difficilement comparables. L'interprétation des résultats est de plus compliquée par la variété des méthodes expérimentales employées. Pour espérer une meilleure compréhension des corrélations de Bose-Einstein, il est sans doute nécessaire de les étudier dans un environnement plus simple: les collisions e^+e^- .

La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les annihilations e^+e^- .

Dans les expériences e^+e^- , l'existence des corrélations de Bose-Einstein a été vérifiée dans des environnements hadroniques ayant pour origine différents processus physiques. Nous allons donner dans la suite un aperçu de chaque analyse, et rappellerons les résultats obtenus.

- L'expérience Mark II installée sur les anneaux de stockage SPEAR, puis PEP, a étudié l'effet dans quatre lots de données différents. Les données recueillies au SPEAR forment deux lots, l'un à $E_{cm} = 3.095$ GeV, à la résonance du J/Ψ , le deuxième dans le continuum au-delà de cette résonance,

à des énergies variant de $E_{cm} = 4.1$ à $E_{cm} = 6.7$ GeV.

A PEP, Mark II a utilisé les annihilations $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow Hadrons$ à $E_{cm} = 29$ GeV, mais aussi les interactions $\gamma\gamma$, dont l'énergie moyenne est ≈ 5 GeV.

L'analyse est décrite dans [82]; nous en reprenons ici les principales caractéristiques. Un premier jeu de coupures sélectionne les traces chargées, en rejetant les traces provenant de vertex secondaires et celles mal reconstruites dans la chambre à dérive, réduisant l'acceptance à $|\cos\theta| \leq 0.79$. Les traces sélectionnées sont utilisées pour reconstruire le vertex primaire, qui doit se trouver dans un cylindre de 10 cm de long et 2 cm de diamètre autour du point d'interaction. Trois traces chargées au minimum doivent être reconstruites, et leur énergie totale doit être plus grande que $0.25E_{cm}$. Pour réduire le fond $\gamma\gamma$, les événements avec 3 ou 4 traces dont au moins un électron ou un muon bien identifié sont rejetés. Les événements à 2 jets sont rejetés si les 2 jets ont une masse invariante inférieure à 2.5 GeV, afin d'éliminer le fond $\tau\tau$.

Pour étudier les corrélations de Bose-Einstein, les traces identifiées comme électron dans le calorimètre électromagnétique, comme muon dans les chambres à muon et comme proton ou kaon par leur temps de vol sont retirées de l'événement. Afin d'éliminer les traces issues d'une conversion, l'angle θ_{paire} entre les traces doit vérifier $\cos\theta_{paire} \leq 0.999$.

L'analyse utilise comme référence soit les paires de signes opposés, soit un lot de "jets mélangés". Dans ce cas, l'événement à analyser est divisé en jets \mathcal{J}_i , classés par ordre décroissant d'impulsion. Le lot de référence est constitué du mélange de chaque jet \mathcal{J}_i avec un jet j_i d'un autre événement. Le jet j_i doit avoir une multiplicité égale à la moyenne des multiplicités en π^+ et π^- du jet \mathcal{J}_i et être de même rang en impulsion dans son événement d'origine que \mathcal{J}_i dans l'événement analysé. De plus, les impulsions des pions de j_i subissent une rotation, de telle manière que les impulsions $\vec{P}_{\mathcal{J}_i}$ et $\vec{P}_{j_i}^{rot}$ soient parallèles, avec $\vec{P}_{\mathcal{J}_i}$ l'impulsion du jet à analyser et $\vec{P}_{j_i}^{rot}$ l'impulsion du jet j_i une fois la rotation effectuée.

Différentes corrections sont ensuite appliquées: les corrélations dynamiques à longue distance (conservation de la charge, de l'énergie...) sont prises en compte dans l'ajustement par un facteur multiplicatif $(1 + \delta Q^2)$, et un facteur de normalisation N est introduit à cause de l'excès de paires de traces de signes opposés par rapport aux paires de traces de même signe quand Q augmente. L'expression utilisée est alors de la forme

$$R(Q) = N(1 + \delta Q^2)(1 + \lambda \exp^{-r^2 Q^2}).$$

Le résultat est corrigé de l'effet de l'interaction coulombienne (λ est augmenté de 11 à 13%, r est inchangé), de la pureté en paires $\pi^\pm\pi^\pm$ (λ est augmenté de 20 à 25%, r est inchangé), mais aucune correction n'est appliquée pour tenir compte de l'interaction forte.

Les résultats obtenus sont alors ceux de la table 4.3:

paramètres	SPEAR J/Ψ	PEP $\gamma\gamma$	SPEAR $q\bar{q}$	PEP $q\bar{q}$
lot de référence: paires de signes opposés.				
λ	$1.00 \pm 0.03 \pm 0.08$	$0.87 \pm 0.07 \pm 0.07$	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.05$	$0.50 \pm 0.03 \pm 0.04$
r (fm)	$0.81 \pm 0.02 \pm 0.05$	$0.84 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.71 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.06 \pm 0.05$
δ (GeV) $^{-2}$	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	$-0.07 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.23 \pm 0.04 \pm 0.02$
N	$0.98 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.02 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.94 \pm 0.02 \pm 0.01$
lot de référence: paires obtenues par la méthode de mélange des jets.				
λ	$0.96 \pm 0.03 \pm 0.08$	$1.20 \pm 0.08 \pm 0.10$	$0.72 \pm 0.04 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.03 \pm 0.04$
r (fm)	$0.79 \pm 0.02 \pm 0.04$	$1.05 \pm 0.05 \pm 0.06$	$0.78 \pm 0.04 \pm 0.04$	$1.01 \pm 0.09 \pm 0.06$
δ (GeV) $^{-2}$	$0.31 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.04 \pm 0.01$	$-0.04 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.03 \pm 0.01$
N	$0.91 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.99 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.99 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.96 \pm 0.02 \pm 0.01$

Tableau 4.3: Résultats des mesures des corrélations de Bose-Einstein par l'expérience MARK II à SPEAR (au J/Ψ à 3.095 GeV, et dans le continuum $q\bar{q}$ de 4.1 à 6.7 GeV) et à PEP ($q\bar{q}$ à 29 GeV et $\gamma\gamma$ à 5 GeV). La première erreur est statistique, la deuxième systématique.

- Une autre expérience installée à PEP, TPC, a effectué des mesures des corrélations de Bose-Einstein à $E_{cm} = 29$ GeV [83,84]. La sélection des événements est similaire à celle de Mark II, conduisant à une pureté en événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ de 98%. L'analyse a porté sur les événements 2 jets bien contenus dans le détecteur, l'angle polaire de l'axe de sphéricité vérifiant $40^\circ < \theta < 140^\circ$, et la sphéricité de l'événement étant inférieure à 0.25.

La sélection des pions ne retient que les traces d'impulsion comprise entre 150 MeV/c et 1.45 GeV/c, avec de plus une coupure sur l'erreur maximum (dp/p) permise. La trajectoire des particules doit être proche du vertex primaire, et sa probabilité d'être un pion, calculée à partir de la mesure de l'impulsion, du dE/dx et de la composition moyenne en particules de différents types attendue à cette impulsion, doit être supérieure à 0.7. La TPC permet de mesurer jusqu'à 184 points de dE/dx, les traces avec moins de 40 échantillons de mesure sont donc rejetées, ainsi que celles sans points de mesure dans les 15 premiers centimètres de la TPC. Les paires sont éliminées si elles sont compatibles avec 2 électrons provenant du matériau devant la TPC (conversions), ou si leur angle d'ouverture est insuffisant pour permettre une bonne reconstruction (entre 3° et 15° selon l'impulsion des traces).

Le lot de référence est constitué des paires obtenues par la méthode de mélange, avec la contrainte de ne mélanger que des événements dont les axes de jets se superposent à 5° près. Les résultats sont corrigés des effets dus à la pureté en paires de pions et à l'interaction coulombienne, et l'ajustement utilisé tient compte des corrélations à longue distance en introduisant un facteur linéaire en

Q , et non pas quadratique comme Mark II:

$$R(Q) = N(1 + \gamma Q)(1 + \exp(-r^2 Q^2)).$$

Le résultat de TPC est alors:

$$\lambda = 0.61 \pm 0.05 \text{ (stat)} \pm 0.06 \text{ (syst)},$$

$$r = 0.65 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst) fm.}$$

- L'expérience TASSO [85], auprès du collisionneur PETRA, a mesuré les corrélations de Bose-Einstein à des énergies de collisions de 29 à 37 GeV. Cette expérience rejette les pions issus des désintégrations de résonances de longue durée de vie (K, Λ , ...) par une coupure sur la distance minimum d'approche $d_0 < 1.5$ cm dans le plan transverse au faisceau, de façon similaire à TPC ou MARK II. Par contre, aucune identification de particule n'est effectuée, le fond dû aux paires formées de particules de types différents étant évalué avec un Monte-Carlo.

TASSO utilise les paires de signes opposés pour construire le rapport $R(Q) = N_{\pm\pm}(Q)/N_{+-}(Q)$ qui est ajusté par une expression de la forme

$$R(Q) = N(1 + \delta Q^2)(1 + \lambda \exp(-r^2 Q^2)).$$

Un deuxième rapport est alors construit en divisant la distribution mesurée de $R(Q)$ par celle du Monte-Carlo, où l'effet n'est pas simulé:

$$R'(Q) = \frac{R(Q)^{\text{donnees}}}{R(Q)^{\text{MC}}}.$$

On corrige ainsi la distribution des effets dus aux corrélations à longue distance et aux mésons K^0 et ρ . L'ajustement à $R(Q)$, non corrigé de la pureté en paires de pions, donne

$$\lambda = 0.27 \pm 0.03,$$

$$r^2 = 21.2^{+3.3}_{-2.8} \text{ GeV}^{-2},$$

$$N = 0.78 \pm 0.01, \quad \delta = 0.11 \pm 0.01 \text{ GeV}^{-2};$$

alors que l'ajustement à $R'(Q)$ donne

$$\lambda = 0.35 \pm 0.03,$$

$$r^2 = 16.5^{+2.5}_{-2.1} \text{ GeV}^{-2},$$

$$N = 0.96 \pm 0.01, \quad \delta = 0.04 \pm 0.01 \text{ GeV}^{-2}.$$

L'étude Monte-Carlo montre qu'à faible Q^2 , 15% des paires de même signe contiennent une particule provenant d'un K^0 ou d'un Λ , 29% des paires restantes contiennent deux particules de types différents et 8% contiennent au moins une particule provenant d'un hadron charmé ou beau: 50% environ de l'ensemble des paires de même signe ne présente donc pas de corrélations a priori, et λ est donc certainement sous-estimé. Le résultat après correction est de $\lambda = 0.70 \pm 0.06$ (*stat*) ± 0.09 (*syst*), où l'erreur systématique tient compte de l'erreur sur l'évaluation du nombre de paires constituant le fond ($50 \pm 3\%$) et de l'incertitude due au rapport $R(Q)^{MC}$ en l'absence de corrélations de Bose-Einstein, évaluée à $\Delta\lambda = 0.04$. La taille du système, r^2 , n'est pas affectée par cette correction.

- **Conclusion.**

La disparité des méthodes expérimentales (lots de référence différents, fonctions d'ajustement différentes, corrections différentes...) rend très difficile toute comparaison des résultats avant LEP. Nous avons réuni dans la table 4.4 les résultats de différentes expériences correspondant aux mêmes méthodes d'analyse. Des résultats sont disponibles aux énergies de 4 à 7 GeV (MARK II), 29 GeV (MARK II, TPC) et 34 GeV (TASSO). Plusieurs remarques peuvent être faites:

- les résultats de MARK II à différentes énergies ne sont pas compatibles. Cependant, la diminution de $\lambda_{R_{+-}}$ et de $\lambda_{R_{mix}}$ peut être due à l'apparition des paires $b\bar{b}$ à 29 GeV.
 - A 29 GeV, les résultats ($\lambda_{R_{mix}}$ et $r_{R_{mix}}$) de MARK II et TPC ne sont pas compatibles.
 - Les mesures de $\lambda_{R_{+-}}$ de MARK II (29 GeV) et TASSO (34 GeV) sont en accord. Leurs mesures de $r_{R_{+-}}$ sont compatibles à 2 écarts standard.
- Le LEP a quant à lui permis d'accéder aux énergies avoisinant 90 GeV dans sa première phase. Trois expériences ont publié des résultats concernant les corrélations de Bose-Einstein : ALEPH [69], OPAL [71] et DELPHI [70], avec des analyses légèrement différentes dont nous donnons les grandes lignes. Les trois analyses ne gardent que les traces suffisamment proches du vertex primaire, et appliquent une série de coupures pour s'assurer de leur bonne reconstruction (ALEPH: 8 points de mesure dans la TPC, dont 3 dans les 5 premières couches, OPAL: 40 points de mesure dans la chambre à jets, avec un premier point de mesure à moins de 70 cm de l'axe du faisceau, DELPHI: longueur de la trace dans la TPC supérieure à 50 cm). Les événements hadroniques sont sélectionnés

Expérience	$\lambda_{R_{+-}}$	$\lambda_{R_{+-}^{data}/R_{+-}^{MC}}$	$\lambda_{R_{mix}}$
E (GeV)	$r_{R_{+-}}$ fm	$r_{R_{+-}^{data}/R_{+-}^{MC}}$ fm	$r_{R_{mix}}$ fm
MARK II	$0.46 \pm 0.04 \pm 0.05$		$0.55 \pm 0.03 \pm 0.05$ (1)
4 à 7	$0.63 \pm 0.06 \pm 0.03$		$0.75 \pm 0.04 \pm 0.04$
MARK II	$0.28 \pm 0.02 \pm 0.04$		$0.27 \pm 0.04 \pm 0.02$ (1)
29	$0.75 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.97 \pm 0.10 \pm 0.05$
TPC			0.50 ± 0.04 (1)
29			0.65 ± 0.04
TASSO	0.27 ± 0.03	0.35 ± 0.03	(1)
34	$0.907_{-0.060}^{+0.070}$	$0.80_{-0.05}^{+0.06}$	(2)
MARK II	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.05$		$0.72 \pm 0.04 \pm 0.06$ (3)
4 à 7	$0.71 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.78 \pm 0.04 \pm 0.04$ (4)
MARK II	$0.50 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.45 \pm 0.03 \pm 0.04$ (3)
29	$0.84 \pm 0.06 \pm 0.05$		$1.01 \pm 0.09 \pm 0.06$ (4)
TPC			$0.61 \pm 0.05 \pm 0.06$ (3)
29			0.65 ± 0.04 (4)

Tableau 4.4: Résultats de la mesure des corrélations de Bose-Einstein par différentes expériences e^+e^- , pour des méthodes de mesure comparables. Les chiffres entre parenthèses ont les significations suivantes: (1): pas de corrections coulombiennes, (2): ρ , K^0 exclus dans R_{+-} , (3): avec corrections coulombiennes, (4): avec correction de la pureté en π . Lorsqu'une seule erreur est indiquée, elle est statistique. Dans le cas contraire, la première erreur est statistique, la deuxième systématique.

sur la base de leur multiplicité et de leur énergie visible, et les effets d'acceptance sont limités en demandant des événements bien contenus dans les détecteurs par des coupures sur l'angle entre l'axe de sphéricité θ_{sph} ou de thrust⁴ θ_{th} et l'axe du faisceau (ALEPH: $150^\circ > \theta_{sph} > 30^\circ$, OPAL: $145^\circ > \theta_{th} > 35^\circ$, DELPHI: $140^\circ > \theta_{sph} > 40^\circ$).

ALEPH et DELPHI ont de plus une coupure rejetant les événements $q\bar{q}g$, afin de ne sélectionner que les événements 2 jets. ALEPH demande une sphéricité < 0.03 , alors que DELPHI demande une valeur de thrust > 0.95 , mais n'applique cette coupure que dans le cas où le lot de référence est obtenu par la méthode de mélange.

Les pions sont sélectionnés après une coupure en impulsion, afin d'éviter la partie de l'espace de phase où les corrélations dynamiques sont importantes (ALEPH: $P < 4.5$ GeV, OPAL: $P < 10$ GeV, DELPHI: $P < 5$ GeV, $P_T > 250$ MeV). ALEPH et OPAL procèdent à une identification des particules par le dE/dx afin de rejeter les électrons, ALEPH rejetant de plus les traces compatibles avec un électron dans le calorimètre électromagnétique et celles non compatibles avec un pion (plus de quatre écarts standard) par la mesure du dE/dx . Afin de rejeter les traces issues de gluons durs, ALEPH élimine les traces ayant une impulsion transverse par rapport à l'axe de sphéricité plus grande que 1.2 GeV. DELPHI ne pratique pas d'identification de particule, et demande juste un point de mesure dans le détecteur de vertex pour les candidats pions.

Afin d'éliminer les traces provenant de conversions, de résonances ou du doublement d'une trace suite à une mauvaise reconstruction qui auraient passé les coupures précédentes, les trois expériences appliquent des critères de sélection sur les paires acceptées (ALEPH: réjection des paires si les traces sont trop proches dans la TPC, i.e. moins de 3 cm en $r\phi$ et moins de 5 cm en z , OPAL: réjection des paires de masse invariante < 0.4 GeV quand elles sont plus proches que 0.1 rad dans le plan $r\phi$, et réjection des paires dont le vertex est à plus d'un cm du point d'interaction, DELPHI: réjection des paires quand l'angle d'ouverture est plus petit que 2° , où si $Q_{paire} < 60$ MeV afin de rejeter les pions corrélés issus du méson η').

OPAL ajoute une dernière coupure en rejetant l'événement si l'écart entre les nombres de traces positives et négatives passant l'ensemble des coupures est supérieur à 25% du nombre total de traces chargées.

Les résultats sont corrigés de l'effet de l'interaction coulombienne dans l'état final.

- ALEPH [69] utilise comme référence soit les paires de traces de signes opposés, soit les paires obtenues par la méthode de mélange et corrige les

⁴cf 1.7.1 et 3.5.2 pour les définitions de la sphéricité et du thrust.

type d'ajustement	λ	σ (GeV ⁻¹)	κ	ϵ (GeV ⁻¹)
R_{+-} ajustement 1	0.48 ± 0.03	4.1 ± 0.2	0.97 ± 0.01	0.02 ± 0.01
R_{mel} ajustement 1	0.30 ± 0.01	2.6 ± 0.1	0.94 ± 0.01	0.04 ± 0.01
R_{+-} ajustement 2	0.62 ± 0.04	4.1 ± 0.2	0.97 ± 0.01	0.02 ± 0.01
R_{mel} ajustement 2	0.40 ± 0.02	2.5 ± 0.1	0.93 ± 0.01	0.04 ± 0.01

Tableau 4.5: Résultats de l'expérience ALEPH à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Les erreurs indiquées sont statistiques.

rappports $R(Q)^{donnees}$ par $R(Q)^{MC}$. Les distributions

$$R_{+-}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)}{N_{+-}^{donnees}(Q)} \bigg/ \frac{N_{\pm\pm}^{MC}(Q)}{N_{+-}^{MC}(Q)}$$

et

$$R_{mel}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)}{N_{mel}^{donnees}(Q)} \bigg/ \frac{N_{\pm\pm}^{MC}(Q)}{N_{mel}^{MC}(Q)}$$

sont ajustées avec une formule du type

$$R(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda \exp^{-Q^2 \sigma^2})$$

(ajustement 1) sur tout l'intervalle $0 < Q < 2$ GeV, sauf dans les régions correspondant aux mésons K^0 et ρ^0 ($0.388 < Q < 0.436$ GeV et $0.502 < Q < 0.932$ GeV respectivement) dans le cas de $R_{+-}(Q)$.

Cette expérience corrige sa mesure de l'effet du fond en paramétrant la fraction de paires qui sont réellement composées de deux pions par:

$$p(Q) = 0.755 \times (1 - 0.023Q) \times [1 + 0.13 \exp(-11.6Q)],$$

et en réajustant ses résultats (ajustement 2) avec

$$R(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda p(Q) \exp^{-Q^2 \sigma^2}).$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.5. La moyenne des deux dernières lignes a été utilisée pour produire le résultat final, la moitié de la différence ayant été prise comme erreur systématique, entraînant:

$$\lambda = 0.51 \pm 0.04 (stat) \pm 0.11 (syst), \quad \sigma = 3.3 \pm 0.2 (stat) \pm 0.8 (syst) \text{ GeV}^{-1},$$

soit une taille de la source de

$$\sigma = 0.65 \pm 0.04 (stat) \pm 0.16 (syst) \text{ fm}.$$

- OPAL [71] utilise comme référence les paires de traces de signes opposés et ajuste directement le rapport

$$R(Q)^{donnees} = \frac{N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)}{N_{+-}^{donnees}(Q)}$$

avec une formule du type (ajustement 1)

$$R(Q) = \kappa(1 + \delta Q + \epsilon Q^2)(1 + \lambda \exp^{-Q^2 \sigma^2})$$

dans l'intervalle $0.05 < Q < 2$ GeV à l'exclusion de $0.35 < Q < 0.45$ GeV et $0.6 < Q < 0.85$ GeV (K^0 et ρ^0). La région où $Q < 0.05$ GeV est éliminée afin d'éviter la contribution des paires de pions venant de la même résonance de longue durée de vie (η , η' et w) ou d'un hadron contenant un quark lourd. Ceci élimine aussi la contribution résiduelle due à la mauvaise reconstruction d'une trace en deux traces très proches. Le résultat de l'ajustement 1 est alors:

$$\lambda = 0.866 \pm 0.032, \quad \sigma = 0.928 \pm 0.019 \text{ fm},$$

$$\kappa = 0.635 \pm 0.025, \quad \epsilon = -0.120 \pm 0.015 \text{ GeV}^{-2}, \quad \delta = 0.474 \pm 0.050 \text{ GeV}^{-1}.$$

OPAL a effectué trois autres ajustements dont il est intéressant de rappeler les résultats. Le premier tient compte de l'effet du fond, principalement les paires $K\pi$ et $p\pi$, en introduisant la fraction $f(Q)$ de paires $\pi\pi$ de même signe contenue dans l'échantillon total, paramétrée par

$$f(Q) = 0.81 - 0.07Q$$

et en utilisant une formule du type

$$R(Q) = \kappa(1 + \delta Q + \epsilon Q^2)(1 + \lambda f(Q) \exp^{-Q^2 \sigma^2}).$$

qui donne

$$\lambda = 1.078 \pm 0.050, \quad \sigma = 0.923 \pm 0.019 \text{ fm}.$$

Le deuxième ajustement est obtenu avec la même expression que pour l'ajustement 1, mais après division de $R(Q)^{donnees}$ par $R(Q)^{MC}$, et donne

$$\lambda = 0.730 \pm 0.036, \quad \sigma = 0.909 \pm 0.027 \text{ fm}.$$

Enfin, un troisième ajustement a été fait avec une expression du type

$$R(Q) = \kappa(1 + \delta Q)(1 + \lambda \exp^{-Q^2 \sigma^2})$$

emmenant

$$\lambda = 0.782 \pm 0.035, \quad \sigma = 1.054 \pm 0.024 \text{ fm}.$$

A noter qu'OPAL a trouvé plus tard une dépendance des paramètres λ et σ en fonction de la multiplicité de l'événement [86], et qu'une nouvelle mesure a donné $\lambda = 0.672 \pm 0.013$ (*stat*) ± 0.024 (*syst*) et $\sigma = 0.955 \pm 0.012$ (*stat*) ± 0.015 (*syst*) fm.

- DELPHI [70] utilise comme référence soit les paires de traces de signes opposés, soit les paires obtenues par une technique du mélange similaire à ALEPH, et les rapports

$$R_{+-}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)}{N_{+-}^{donnees}(Q)} \bigg/ \frac{N_{\pm\pm}^{MC}(Q)}{N_{+-}^{MC}(Q)}$$

$$R_{mel}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}^{donnees}(Q)}{N_{mel}^{donnees}(Q)} \bigg/ \frac{N_{\pm\pm}^{MC}(Q)}{N_{mel}^{MC}(Q)}$$

sont ajustés avec une formule du type (ajustement 1)

$$R(Q) = \kappa(1 + \delta Q)(1 + \lambda \exp^{-Q^2 \sigma^2})$$

dans l'intervalle $0 < Q < 2$ GeV (à l'exclusion de $0.4 < Q < 0.8$ GeV pour $R_{+-}(Q)$). Les résultats étant obtenus sans identification explicite des pions, DELPHI applique une correction due au fond de paires de particules de types différents (de 15% à $Q = 0.06$ GeV à 30% à $Q = 1$ GeV) et obtient

$$\lambda = 0.45 \pm 0.02, \quad \sigma = 0.82 \pm 0.03 \text{ fm}$$

pour l'ajustement à $R_{+-}(Q)$, et

$$\lambda = 0.35 \pm 0.04, \quad \sigma = 0.42 \pm 0.04 \text{ fm}$$

pour l'ajustement à $R_{mel}(Q)$. Dans ce dernier cas, seuls les événements deux jets ayant une valeur de thrust > 0.95 sont utilisés dans la procédure. La moyenne des 2 résultats a été prise comme résultat final, avec la moitié de la différence comme erreur systématique:

$$\lambda = 0.40 \pm 0.03 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}, \quad \sigma = 0.62 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.20 \text{ (syst)} \text{ fm}$$

Une deuxième analyse [87] a obtenu comme résultats $\lambda = 1.06 \pm 0.05$ et $\sigma = 0.49 \pm 0.01$ fm. Les deux changements majeurs par rapport à l'analyse précédente résident dans la construction de la référence, et dans une correction $f(Q)$ appliquée pour tenir compte des paires de pions identiques provenant de hadrons de longue durée de vie contenant un quark lourd. La référence est construite en utilisant les quadri-vecteurs, calculés par rapport au thrust de l'événement, de particules choisies aléatoirement dans des événements différents. La fraction $f(Q)$ de paires de pions "directs" (les paires où les deux pions proviennent du vertex primaire ou de résonances de largeur supérieure à 50 MeV) a été paramétrée en utilisant JETSET par

$$f(Q) = 0.17 + 0.26Q - 0.12Q^2$$

et une expression modifiée de la fonction $R(Q)$ est utilisée dans l'ajustement:

$$R(Q) = \kappa(1 + \delta Q)(1 + \lambda f(Q) \exp^{-Q^2 \sigma^2}).$$

Conclusion.

Nous reviendrons dans cette conclusion uniquement sur les expériences de collisions e^+e^- . Avant LEP 2, des résultats sont disponibles aux énergies de 4 à 7 GeV (MARK II), 29 GeV (MARK II, TPC), 34 GeV (TASSO) et 91 GeV (LEP). Nous avons essayé de réunir dans la table 4.6 les résultats de ces différentes expériences correspondant aux mêmes méthodes d'analyses. Nous avons déjà comparé les résultats des expériences e^+e^- aux énergies < 91 GeV dans la table 4.4. Deux remarques peuvent être ajoutées ici:

- les résultats de MARK II, TPC et TASSO ne peuvent pas être directement comparés à ceux de LEP. Effectivement, les différents saveurs de quarks n'apparaissent pas dans les mêmes proportions, selon que le couplage $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ (basses énergies) ou $Z \rightarrow q\bar{q}$ (LEP à $\sqrt{s} = 91$ GeV) domine. Cependant, même quand de tels arguments ne peuvent être évoqués, les résultats ne sont pas pleinement compatibles (par exemple MARK II et TPC à 29 GeV).
- A LEP, les mesures de $r_{R_{+-}^{data}/R_{+-}^{MC}}$ sont en accord. Par contre, les mesures de $\lambda_{R_{++}^{data}/R_{++}^{MC}}$ diffèrent, mais on notera ici que certaines corrections, traitées différemment par chaque expérience, peuvent modifier profondément les résultats. Par exemple, les valeurs obtenues par ALEPH dépendent fortement de la pureté en vraies paires $\pi\pi$.

L'attribution d'une erreur systématique satisfaisante à ce genre de mesures apparaît difficile, et la combinaison des résultats de différentes expériences très délicat. Les erreurs systématiques ne reflètent effectivement pas la sensibilité des résultats aux différents types de corrections.

Il semble cependant qu'au LEP la taille de la source soit toujours de l'ordre de 0.8 à 1 fm lorsque les paires de signes opposés sont utilisées comme lot de référence.

Nous noterons aussi qu'aucune étude n'a jamais été effectuée en fonction de la saveur des quarks. Ce travail fera l'objet du paragraphe (4.6.2).

4.3 Simulation de l'effet : trois modèles possibles.

Il existe un grand nombre de modèles phénoménologiques différents simulant les corrélations de Bose-Einstein. Nous présenterons ici les trois modèles utilisés dans notre analyse. Les deux premiers ont un caractère global, en ce sens qu'ils considèrent l'événement après l'hadronisation pour calculer un poids qui servira à repondérer chaque entrée des distributions $N_{\pm\pm}$ ou N_{+-} . Ceci néglige partiellement la corrélation entre l'impulsion des pions et l'endroit exact de leur production qui existe dans les modèles de fragmentation basés sur les cordes de couleur (cf (1.7.2)). Le troisième

Expérience	$\lambda_{R_{+-}}$	$\lambda_{R_{+-}^{data}/R_{+-}^{MC}}$	$\lambda_{R_{mix}}$	$\lambda_{R_{mix}^{data}/R_{mix}^{MC}}$
E (GeV)	$r_{R_{+-}}$ fm	$r_{R_{+-}^{data}/R_{+-}^{MC}}$ fm	$r_{R_{mix}}$ fm	$r_{R_{mix}^{data}/R_{mix}^{MC}}$ fm
MARK II	$0.46 \pm 0.04 \pm 0.05$		$0.55 \pm 0.03 \pm 0.05$	(1)
4 à 7	$0.63 \pm 0.06 \pm 0.03$		$0.75 \pm 0.04 \pm 0.04$	
MARK II	$0.28 \pm 0.02 \pm 0.04$		$0.27 \pm 0.04 \pm 0.02$	(1)
29	$0.75 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.97 \pm 0.10 \pm 0.05$	
TPC			0.50 ± 0.04	(1)
29			0.65 ± 0.04	
TASSO	0.27 ± 0.03	0.35 ± 0.03		(1)
34	$0.907_{-0.060}^{+0.070}$	$0.80_{-0.05}^{+0.06}$		(2)
DELPHI		0.31 ± 0.02		0.24 ± 0.02 (1)
91		0.83 ± 0.04		0.47 ± 0.03 (2)
				(3)
MARK II	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.05$		$0.72 \pm 0.04 \pm 0.06$	(4)
4 à 7	$0.71 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.78 \pm 0.04 \pm 0.04$	(5)
MARK II	$0.50 \pm 0.03 \pm 0.04$		$0.45 \pm 0.03 \pm 0.04$	(4)
29	$0.84 \pm 0.06 \pm 0.05$		$1.01 \pm 0.09 \pm 0.06$	(5)
TPC			$0.61 \pm 0.05 \pm 0.06$	(4)
29			0.65 ± 0.04	(5)
				(4)
DELPHI		0.45 ± 0.02		0.35 ± 0.04 (5)
91		0.82 ± 0.03		0.42 ± 0.04 (2)
				(3)
				(4)
OPAL ¹⁹⁹⁶	0.672 ± 0.001	0.577 ± 0.01		(2)
91	0.955 ± 0.01	0.793 ± 0.015		(6)
				(7)
ALEPH		0.48 ± 0.03		0.30 ± 0.01 (4)
91		0.81 ± 0.04		0.51 ± 0.02 (2)
ALEPH		0.62 ± 0.04		0.40 ± 0.02 (4)
91		0.81 ± 0.04		0.49 ± 0.02 (5)
				(2)

Tableau 4.6: Résultats de la mesure des corrélations de Bose-Einstein par différentes expériences de collisions e^+e^- , pour des méthodes de mesure comparables. Les chiffres entre parenthèses ont les significations suivantes: (1): pas de corrections coulombiennes, (2): ρ , K^0 exclus dans R_{+-} , (3): région $Q < 60$ MeV exclue, (4): avec corrections coulombiennes, (5): avec correction de la pureté en π , (6): $f_0(975)$, $f_2(1270)$ exclus, (7): région $Q < 50$ MeV exclue. Lorsqu'une seule erreur est indiquée, elle est statistique. Dans le cas contraire, la première erreur est statistique, la deuxième systématique.

est "local", puisqu'au cours de l'hadronisation, l'environnement de chaque pion est pris en compte pour évaluer la modification Δp qui sera appliquée à son impulsion. Idéalement, l'effet devrait être inclus au niveau de la fragmentation de la corde, ce qu'aucun modèle ne propose pour l'instant.

4.3.1 La repondération des événements: modèle 1.

La description de l'algorithme que nous donnons suit celle de la publication [88]. Ce modèle sera référencé JZ dans la suite (des initiales des auteurs, MM Jadach et Zalewski). Nous indiquerons également les modifications introduites dans ce programme de simulation par l'expérience ALEPH.

Le poids de chaque événement est calculé de la façon suivante:

- les pions (π^+ , π^- , π^0) sont d'abord regroupés en amas, deux pions pouvant appartenir au même amas s'ils ont la même charge, et s'ils vérifient la condition $Q_{ij} < z$ où $Q_{ij} = \sqrt{(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2 - (E_i - E_j)^2}$ et z est un paramètre libre, dont la valeur par défaut est $\simeq 0.2$ GeV.
- Pour chaque amas, un poids $\mathcal{W}_c^n(p, R, Q_c)$ est calculé, à partir de la méthode proposée dans [89]. Ce poids dépend de Q_c défini par

$$Q_c^2 = \sum_{1 \leq i < j \leq n} Q_{ij}^2,$$

n étant la multiplicité de l'amas, et de deux paramètres libres p et R , valant par défaut $p = 0.2$ et $R = 1$ fm.

L'expression du poids ⁵ pour cet amas est alors:

⁵A noter qu'il s'agit d'une simplification, la formulation exacte en fonction de l'ensemble des Q_{ij}^2 prenant trop de temps de calcul. L'approximation consiste à prendre pour tous les Q_{ij}^2 la valeur moyenne Q_c^2/n .

$$\mathcal{W}_c^n(p, R, Q_c) = \frac{\mathcal{F}^n(p, R, Q_c)}{\langle N \rangle^n}.$$

On a introduit dans cette expression le nombre total de pions du type considéré $\langle N \rangle = \langle N_{ch} \rangle + \langle N_c \rangle$ qui est la somme des nombres moyens de pions produits de façon chaotique et cohérente dans l'événement.

$p = \langle N_{ch} \rangle / \langle N \rangle$ traduit la chaoticité de la source. Les moments factoriels \mathcal{F}^n s'écrivent

$$\mathcal{F}^n = n! A^n(p, R, Q_c) L_n(-|\zeta(p)|^2 / A(p, R, Q_c))$$

où $L_n(x)$ est le polynôme de Laguerre⁶ d'ordre n . On a vu dans le premier chapitre que l'effet de Bose-Einstein trouvait sa source dans la symétrisation de la fonction d'onde des pions sous l'échange des particules, quand ceux-ci sont assez proches pour qu'un traitement quantique soit nécessaire. Considérons ce cas pour un amas de n pions identiques: on peut effectuer $n!$ permutations. Chaque terme de \mathcal{F}^n correspond à une permutation. Selon le type de permutation considéré, les variables A et $|\zeta|^2$ s'écriront différemment en fonction de $\langle N \rangle$, p , R et Q_c .

Si un pion est inchangé dans la permutation, il contribue pour $A + |\zeta|^2$ à ce terme, en prenant $A + |\zeta|^2 = \langle N \rangle$. r pions échangés contribuent pour $A^r + rA^{r-1}|\zeta|^2$, avec les remplacements $A = p \langle N \rangle \exp^{-R^2 Q_c^2/n}$ et $|\zeta|^2 = (1-p) \langle N \rangle$.

⁶Les polynômes de Laguerre sont donnés par [90]

$$\int_0^\infty \exp^{-x} L_n(x) L_m(x) dx = \delta_{mn}$$

$$L_n(x) = \sum_{m=0}^n \frac{(-1)^m}{m!} \frac{n!}{m!(n-m)!} x^m = k_n x^n + k'_n x^{n-1} + \dots$$

et

$$L_{n+1} = (a_n + x b_n) L_n - c_n L_{n-1}$$

avec

$$b_n = \frac{k_{n+1}}{k_n}, \quad a_n = b_n \left(\frac{k'_{n+1}}{k_{n+1}} - \frac{k'_n}{k_n} \right), \quad c_n = \frac{k_{n+1} k_{n-1}}{k_n^2}$$

Prenons l'exemple d'un amas de 4 pions:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}^4 &= 4!A^4L_4(-|\zeta|^2/A) \\ &= (A + |\zeta|^2)^4 + 6(A + |\zeta|^2)^2(A^2 + 2A|\zeta|^2) \\ &\quad + 8((A + |\zeta|^2)(A^3 + 3A^2|\zeta|^2) + 6(A^4 + 4A^3|\zeta|^2) + 3(A^2 + 2A|\zeta|^2)^2).\end{aligned}$$

Dans les 24 permutations possibles, une seule laisse les 4 pions inchangés et correspond au terme $(A + |\zeta|^2)^4$, six correspondent à l'échange de deux pions, et correspondent à $6(A + |\zeta|^2)^2(A^2 + 2A|\zeta|^2)$, huit à l'échange de trois pions (terme $8((A + |\zeta|^2)(A^3 + 3A^2|\zeta|^2))$, six à l'échange des quatre pions (terme $6(A^4 + 4A^3|\zeta|^2)$) et enfin trois permutations traduisant les échanges de pions par paires correspondent à $3(A^2 + 2A|\zeta|^2)^2$.

Lorsque les remplacements en fonction de $\langle N \rangle$ et p sont effectués, $\langle N \rangle^n$ se factorise et disparaît donc dans le poids $\mathcal{W}_c^n(p, R, Q_c)$.

- Le poids de l'événement est alors le produit des poids des amas

$$\mathcal{W}_{BE} = \prod_{amas} \mathcal{W}_c^n(p, R, Q_c).$$

- La multiplicité totale $n(\pi) = n(\pi^0) + n(\pi^+) + n(\pi^-)$ d'un événement repondéré est réajustée à sa valeur initiale en multipliant \mathcal{W}_{BE} par un paramètre λ à la puissance n .
- Enfin, le poids moyen sur l'ensemble des événements est normalisé à 1 par multiplication par une constante a .

Une modification a été apportée à cet algorithme: les paires de pions formées avec un pion provenant d'une résonance de longue durée de vie et un pion "direct" ne doivent pas montrer de corrélations, étant émis à des temps différents. La condition que deux pions appartenant au même amas proviennent du même vertex a donc été ajoutée. Dans le cas plus spécifique du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ que nous aborderons dans le prochain chapitre, nous avons introduit la possibilité d'effectuer le calcul de poids de deux façons différentes:

- soit les pions d'un amas peuvent provenir indifféremment du W^+ ou du W^- ;
- soit on exige qu'ils proviennent du même W . Ceci permettra d'étudier l'effet dû aux corrélations de Bose-Einstein entre les deux W .

4.3.2 La repondération des événements: modèle 2.

Un second modèle basé sur une méthode de repondération proposée par Wit et Fialkowski [91] sera aussi utilisé (modèle WF dans la suite). Idéalement, le poids attribué à l'événement serait la somme sur toutes les permutations de particules identiques

des produits des $w_{iP(i)}$, où $w_{iP(i)}$ est un facteur calculé pour la paire constituée de la $i^{\text{ème}}$ particule et de la particule prenant sa place dans la permutation $P(i)$. Le poids de l'événement s'écrirait donc comme le produit des poids obtenus séparément pour les π^+ , π^- et π^0 :

$$W(n_+, n_-, n_0) = \sum_{P(i)} \prod_{i=1}^{n_+} w_{iP(i)} \times \sum_{P(j)} \prod_{j=1}^{n_-} w_{jP(j)} \times \sum_{P(k)} \prod_{k=1}^{n_0} w_{kP(k)}.$$

La première hypothèse de ce modèle est que le facteur $w_{iP(i)} = w_{ij}$ est une fonction gaussienne:

$$w_{ij} = e^{(p_i - p_j)^2 / 2\sigma^2}$$

où les p_i et p_j sont les quadri-impulsions des deux particules échangées ($(p_i - p_j)^2 = -Q_{ij}^2$). Le seul paramètre du modèle sera donc la demi-largeur σ .

Afin de rendre le calcul possible malgré la haute multiplicité des événements, la somme sur les $n!$ permutations est séparée en termes où seules les permutations échangeant exactement K particules sont prises en compte:

$$w = \sum_K w^{(K)}.$$

La deuxième hypothèse limite le calcul de cette série aux termes $K \leq 5$. Il a été vérifié par les auteurs que les spectres en Q^2 obtenus en tronquant la série à $K = 3$ et $K = 4$ étaient similaires, et que l'introduction du terme $K = 5$ changeait très peu les distributions. Il a donc été choisi de négliger les termes d'ordre $K \geq 6$.

Les termes utilisés dans le calcul seront donc:

$$w^0 = 1, \quad w^1 = 1,$$

$$w^2 = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j>i} (w_{ij})^2,$$

$$w^3 = 2 \sum_{i=1}^{n-2} \sum_{j>i} \sum_{k>j} w_{ij} w_{jk} w_{ki},$$

$$w^4 = \sum_{i=1}^{n-3} \sum_{j>i} \sum_{k>j} \sum_{l>k} [2w_{ij} w_{ik} w_{jl} w_{kl} + 2w_{ij} w_{il} w_{jk} w_{jl} + 2w_{ik} w_{il} w_{jk} w_{jl} + (w_{il} w_{jk})^2 + (w_{ij} w_{kl})^2 + (w_{ik} w_{jl})^2],$$

$$\begin{aligned}
 w^5 = 2 \sum_{i=1}^{n-4} \sum_{j>i} \sum_{k>j} \sum_{l>k} \sum_{m>l} & \\
 [(w_{ij})^2 w_{lk} w_{ml} w_{km} + (w_{ik})^2 w_{jl} w_{ml} w_{jm} + (w_{il})^2 w_{jk} w_{jm} w_{km} + (w_{im})^2 w_{jk}) w_{kl} w_{jl} & \\
 + (w_{jk})^2 w_{il} w_{lm} w_{im} + (w_{jl})^2 w_{ik} w_{km} w_{im} + (w_{jm})^2 w_{ik} w_{kl} w_{il} + (w_{kl})^2 w_{ij} w_{jm} w_{im} & \\
 + (w_{lm})^2 w_{ij} w_{jk} w_{ik} + (w_{km})^2 w_{ij} w_{jl} w_{il} + w_{ij} w_{jk} w_{kl} w_{lm} w_{im} + w_{ik} w_{jl} w_{km} w_{jm} w_{il} & \\
 + w_{il} w_{ij} w_{kl} w_{jm} w_{km} + w_{ij} w_{ik} w_{jl} w_{lm} w_{km} + w_{ik} w_{im} w_{jk} w_{jl} w_{lm} + w_{il} w_{jl} w_{jk} w_{km} w_{im} & \\
 + w_{ij} w_{ik} w_{kl} w_{lm} w_{jm} + w_{ij} w_{il} w_{lm} w_{jk} w_{km} + w_{ij} w_{im} w_{jl} w_{km} w_{kl} + w_{ik} w_{il} w_{jk} w_{lm} w_{jm} & \\
 + w_{ik} w_{im} w_{jm} w_{jl} w_{kl} + w_{il} w_{im} w_{kl} w_{jk} w_{jm}] &
 \end{aligned}$$

Comme dans le précédent modèle, les pions de chaque type sont regroupés en amas, le poids de l'événement étant le produit des poids de chaque amas. De même, la multiplicité et la section efficace sont conservées à l'aide de deux constantes λ et a qu'il est nécessaire d'ajuster.

4.3.3 Introduction de l'effet localement: modèle 3.

Il s'agit ici du nouvel algorithme LUBOEI disponible dans le programme JETSET [92] (JETSET dans la suite). Dans cette approche, on fait l'approximation que la distribution des paires de pions identiques en l'absence de corrélations de Bose-Einstein, $R(Q) = \frac{dN}{dQ}$, est donnée par l'espace des phases, i.e.:

$$R(Q)dQ = \frac{d^3p}{E} \propto \frac{Q^2 dQ}{\sqrt{Q^2 + 4m_\pi^2}}.$$

L'effet des corrélations de Bose-Einstein est introduit sous la forme d'une modification de l'impulsion des pions, impliquant un changement $Q \rightarrow Q + \delta Q = Q'$. Cette transformation doit avoir pour résultat d'augmenter $\frac{dN}{dQ'}$ d'un facteur $f_2(Q') = 1 + \lambda \exp^{-\sigma^2 Q'^2}$. Comme le nombre total de paires (N) doit rester inchangé, δQ est donné par l'intégration de

$$\begin{aligned}
 dN = R(Q)dQ = f_2(Q')R(Q')dQ' & \\
 \int_0^Q R(q)dq = \frac{1}{1+\beta} \int_0^{Q'} f_2(q)R(q)dq, &
 \end{aligned}$$

où la normalisation par

$$1 + \beta = 1 + \frac{\int_0^\infty \lambda \exp^{-\sigma^2 q^2} R(q)dq}{\int_0^\infty R(q)dq}$$

permet de retrouver le même nombre de paires de particules quand $Q \rightarrow \infty$ et $Q' \rightarrow \infty$ (le paramètre β reflétant l'accroissement du nombre de paires de particules identiques qui est introduit par le facteur $f_2(Q)$). Ceci se réécrit:

$$\int_Q^{Q'} f_2(q)R(q)dq = \beta \int_0^Q R(q)dq - \int_0^Q \lambda \exp^{-\sigma^2 q^2} R(q)dq$$

qui permet d'obtenir une expression explicite pour δQ en supposant $|\delta Q| \ll Q$:

$$\delta Q = \frac{\beta \int_0^Q R(q)dq - \int_0^Q \lambda \exp^{-\sigma^2 q^2} R(q)dq}{f_2(Q)R(Q)}.$$

Dans LUBOEI, le paramètre β est pris nul, entraînant

$$\delta Q = \frac{-\int_0^Q \lambda \exp^{-\sigma^2 q^2} R(q)dq}{f_2(Q)R(Q)} = \frac{-\int_0^Q \lambda \exp^{-\sigma^2 q^2} \frac{q^2 dq}{\sqrt{q^2 + 4m_\pi^2}}}{f_2(Q) \frac{Q^2}{\sqrt{Q^2 + 4m_\pi^2}}}.$$

Cinq options sont proposées, basées sur différentes manières de calculer le décalage en impulsion des pions ou/et sur des expressions de f_2 légèrement modifiées.

- Dans la première option (noté B_0), les impulsions \mathbf{p}_i et \mathbf{p}_j d'une paire de pions donnée sont modifiées selon $\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}_i + \delta\mathbf{p}_i^j$ et $\mathbf{p}'_j = \mathbf{p}_j + \delta\mathbf{p}_j^i$ avec $\delta\mathbf{p}_j^i + \delta\mathbf{p}_i^j = \mathbf{0}$. Le décalage en impulsion est proportionnel à la différence en impulsion des deux pions $\delta\mathbf{p}_j^i = c(\mathbf{p}_j - \mathbf{p}_i)$. Une particule pouvant contribuer à plusieurs paires, le décalage total en impulsion sera $\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}_i + \sum_{i \neq j} \delta\mathbf{p}_i^j$. Comme un tel procédé ne conserve pas l'énergie, il est nécessaire de réajuster toutes les impulsions par un facteur commun à la fin de la procédure.
- Afin de remédier à ce problème, une alternative a été proposée: chaque impulsion est modifiée selon $\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}_i + \sum_{i \neq j} \delta\mathbf{p}_i^j + \alpha \sum_{i \neq k} \delta\mathbf{r}_i^k$ où le paramètre α est ajusté sur chaque événement pour assurer la conservation de l'énergie-impulsion, et $\delta\mathbf{r}_i^k \propto (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k)$, avec \mathbf{r}_i et \mathbf{r}_k les impulsions des pions. A partir de cette approche, quatre nouvelles options ont été développées.
 - Dans le premier algorithme (BE_3), les termes $\delta\mathbf{r}_i^k$ ne sont non nuls que pour des paires de bosons identiques, et sont calculés de la même manière que les $\delta\mathbf{p}_i^j$. De plus, la fonction $f_2(Q)$ est multipliée par un facteur

$$\left[1 + \alpha \lambda \exp^{-\frac{\sigma^2 Q^2}{9}}\right]$$

rendant possible un comportement oscillatoire des corrélations de Bose-Einstein . (On a déjà vu un tel type de paramétrage dans le cas des collisions d'ions lourds, où la source n'est plus tout le volume de la sphère, mais une coquille d'épaisseur τc .)

- Le deuxième algorithme (BE_{23}) diffère de B_3 par la forme de f_2 , le facteur étant cette fois choisi de façon à obtenir $f_2(0) = 1 + \lambda$:

$$[1 + \alpha \lambda \exp^{-\frac{\sigma^2 Q^2}{9}} (1 - \exp^{-\frac{\sigma^2 Q^2}{4}})].$$

- La troisième option (BE_m) utilise la forme "classique" $f_2(Q) = 1 + \lambda \exp^{-\sigma^2 Q^2}$. Dans ce cas, pour chaque paire i, j de particules identiques, une paire de particules non-identiques, et de type différent à celui de i, j , est trouvée dans leur voisinage. A chaque décalage $\delta \mathbf{p}_i^j$ correspond alors un autre décalage $\delta \mathbf{r}_i^k$ qui permet de conserver l'énergie-impulsion du système (i, j, k, l) . Afin de défavoriser des décalages $\delta \mathbf{r}_i^k$ qui tendraient à éloigner les particules k ou l de particules identiques dans leur voisinage, ce qui réduirait l'effet, la paire (k, l) est choisie en maximisant

$$W_{ijkl} = \frac{(1 - \exp^{-\sigma^2 Q_k^2})(1 - \exp^{-\sigma^2 Q_l^2})}{m_{ijkl}^2}$$

où m_{ijkl} est la masse invariante des quatre particules, et Q_k (Q_l) est la valeur de Q entre k (l) et la particule identique la plus proche.

- Enfin, le dernier algorithme (BE_λ) est identique au précédent dans son principe, la paire k, l étant cette fois choisie en maximisant

$$W_{ijkl} = \frac{(1 - \exp^{-\sigma^2 Q_k^2})(1 - \exp^{-\sigma^2 Q_l^2})}{\min_{12\text{permutations}}(m_{ij}m_{jk}m_{kl}, m_{ij}m_{jl}m_{lk} \dots)}.$$

4.4 L'ajustement des Monte-Carlo.

Nous commencerons par présenter la sélection des traces chargées retenues comme pions, puis nous décrirons différents modèles de simulation des corrélations de Bose-Einstein , ainsi que leur ajustement sur les données à 91 GeV.

4.4.1 L'algorithme de sélection des traces.

Bien que nous intéressent dans ce chapitre aux corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations du Z à 91 GeV, il faut garder en mémoire que le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à 172, 183 et 189 GeV sera faible, et que nous désirons appliquer la même sélection dans les deux cas. Les critères de sélection des pions

seront donc peu sévères. Ceci signifie que notre mesure est effectuée avec un lot de paires $N_{\pm\pm}$ comportant un bruit de fond important. La sélection des traces et des paires dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ procède en plusieurs étapes:

- La même présélection que pour la recherche des événements hadroniques (cf 3.3) est appliquée: les traces chargées doivent provenir d'un cylindre de 2 cm de rayon et 20 cm de long centré autour du point d'impact. Elles doivent être bien mesurées, avec $|\cos\theta| < 0.95$, et au moins quatre points dans la TPC.
- Toutes les traces identifiées comme électron ou muon selon les définitions de (2.4.1) et celles dont l'origine est compatible avec un vertex secondaire⁷ sont éliminées.
- L'impulsion des traces doit être comprise entre 100 MeV et 150 GeV. Certaines traces peuvent être dédoublées par l'algorithme de reconstruction, notamment celles émises à 90° dans la paroi centrale de la TPC. De telles traces peuvent également interagir dans le matériau de la paroi, et conduire à la reconstruction de deux traces très proches simulant notre effet. Les traces émises à $|\cos\theta| < 0.045$ ($\sim 87.5^\circ < \theta < \sim 92.5^\circ$) doivent avoir une impulsion transverse par rapport à l'axe des faisceaux supérieure à 120 MeV, et avoir au moins 3 points de mesure dans les 5 premières couches de la TPC. Si le nombre de points de mesure dans la TPC, N_{TPC}^{mes} , est inférieur à 15, le nombre de points de mesure attendu (N_{TPC}^{att}) est calculé en fonction du rayon de courbure et ces traces doivent avoir $N_{TPC}^{mes} \geq N_{TPC}^{att}$.
- Les traces d'impulsion inférieure à 5 GeV compatibles par la mesure de dE/dx (moins de 3 écarts standard) avec un électron sont éliminées.
- Les traces issues d'une conversion sont aussi rejetées. Toutes les traces chargées satisfaisant les critères de présélection sont utilisées dans l'algorithme de recherche. Les conversions sont identifiées à partir de la distance minimum d'approche entre les deux traces: $d_{xy} < 1$ cm dans le plan $r\Phi$ et $d_z < 2$ cm selon z et de la masse invariante de la paire $M_{inv} < 30$ MeV. Les deux traces doivent avoir des signes opposés, ainsi qu'un dE/dx compatible avec celui d'un électron à moins de trois écarts standard. Dans tous les événements, les traces de la paire vérifiant ces critères et constituant la plus petite masse invariante sont éliminées, puis l'algorithme est réappliqué aux traces restantes, jusqu'à ce qu'il

⁷L'identification des vertex secondaires (V^0) se fait en utilisant les traces ayant au moins 5 points de mesure dans la TPC. Les 2 traces candidates V^0 doivent être de signes opposés, avoir une séparation au minimum d'approche d'au plus 2 cm dans le plan $r\Phi$, et la différence en inclinaison ($\Delta\tan\lambda$) doit être plus petite que 0.06. La position approximative du V^0 est déterminée par l'intersection des deux hélices dans le plan $r\Phi$, et sert de départ à un ajustement des coordonnées et de l'impulsion du V^0 , dont le χ^2 doit être inférieur à 13. Le cosinus de l'angle entre l'axe \mathbf{l}_{V^0} , défini par les positions du vertex primaire et du V^0 , et son impulsion \mathbf{P} vérifie $\cos(\mathbf{IP}) > 0.92$.

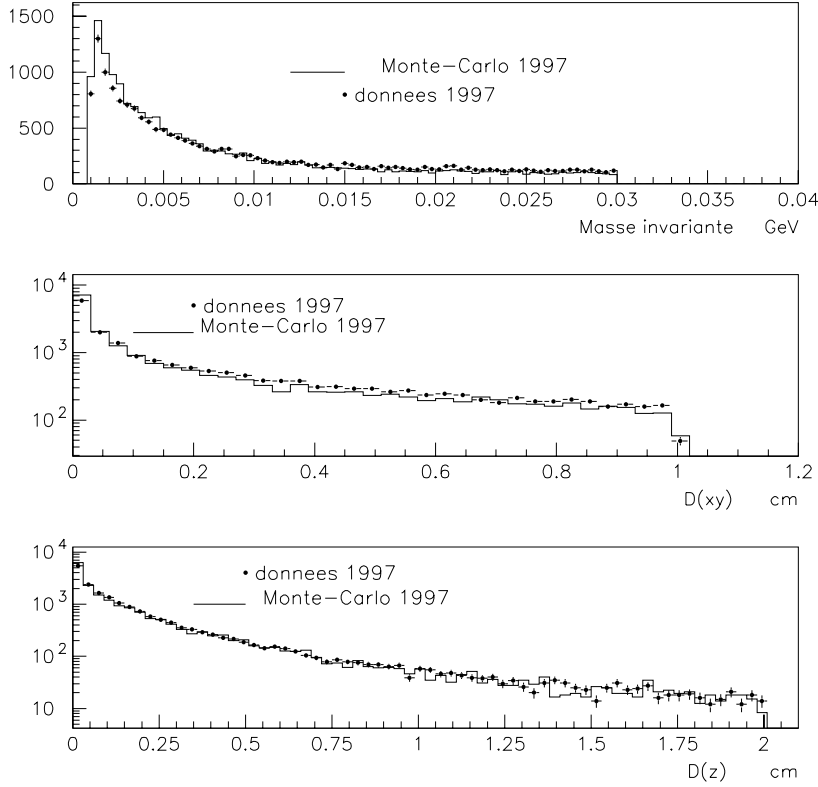


Figure 4.2: Distribution de la masse invariante (en haut), de la distance minimum d'approche dans le plan (xy) (au milieu) et selon l'axe z (en bas) pour les traces provenant d'une conversion. Nous comparons ici les données à 91 GeV de 1997 au Monte-Carlo de 1997.

n'y ait plus de candidats. L'histogramme 4.2 présente les variables utilisées pour les données à $\sqrt{s} = 91$ GeV de 1997, comparées au Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ de 1997.

Le Monte-Carlo ne reproduit pas parfaitement les distributions observées dans les données pour les paires de très petite masse invariante (moins de 3 MeV) ou dont les deux traces sont très proches dans le plan (xy) . Cette mauvaise simulation de la matière du détecteur est plus visible sur la distribution de la figure 4.3, montrant le rayon de matérialisation de la conversion. Cette dernière distribution présente un désaccord entre les données réelles et le Monte-Carlo au niveau de la deuxième couche du VDET (rayon $\simeq 11$ cm). Le rayon de matérialisation n'a donc pas été utilisé pour la réjection des conversions.

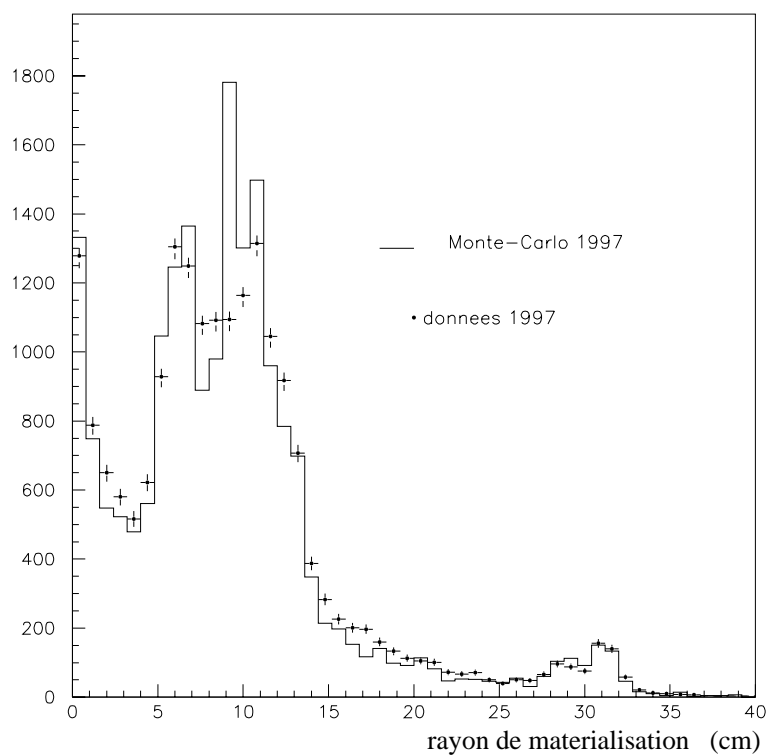


Figure 4.3: Distribution du rayon de matérialisation de la conversion pour les paires de traces identifiées comme $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Nous comparons ici les données à 91 GeV de 1997 au Monte-Carlo de 1997. Les deux distributions sont en désaccord.

type d'événements Monte-Carlo	nombre de traces avant repondération	nombre de traces après repondération
$Z \rightarrow q\bar{q}$ $\sqrt{s} = 91$ GeV	17.88 ± 0.01	17.41 ± 0.01
type d'événements données réelles	nombre de traces	
$Z \rightarrow q\bar{q}$ $\sqrt{s} = 91$ GeV	17.85 ± 0.01	

Tableau 4.7: Multiplicité moyenne des événements simulés, avant et après repondération, comparée à celle des données réelles, à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Les erreurs sont statistiques.

Dans la région d'intérêt, c'est à dire pour des Q petits, des études Monte-Carlo (figure 4.4) montrent que la pureté en vraies paires $\pi\pi$ est d'environ 80%, les 20% restants étant composés de paires πK , Kp ... qui ne présentent pas de corrélations.

4.4.2 L'ajustement des Monte-Carlo.

Premier modèle.

Pour le modèle de Jadach et Zalewski, le paramètre p , traduisant la chaoticité de la source et donc l'amplitude de l'effet, a été modifié: sa valeur a été portée de 0.2 à 0.5, entraînant des poids plus importants pour chaque événement. La distribution des poids obtenus est indiquée sur la figure 4.5 à gauche pour les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Elle comporte une large queue vers les grands poids (0.29% des poids sont plus grands que 10 dans ces événements, 0.54% pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 183 GeV), ce qui nécessite l'utilisation d'un nombre important d'événements Monte-Carlo afin d'obtenir une faible erreur statistique.

Avec ce paramétrage, il est apparu que malgré l'ajustement des multiplicités effectué, une différence subsiste entre les multiplicités moyennes avant et après repondération. Les valeurs observées sont indiquées dans la table 4.7 pour le Monte-Carlo de Jadach et Zalewski et pour les données. Le nombre de traces se réfère aux traces définies en (cf 3.3). Bien que cette différence soit très faible, nous corrigerons les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ du nombre de paires de pions de même signe et de signes opposés, une fois la repondération effectuée, par un facteur $1/n(Q) = 1/(a - b(Q))$:

$$n(Q) = \frac{N_{\text{paires de pions reconstruites avec pondération}}(Q)}{N_{\text{paires de pions reconstruites sans pondération}}(Q)} = a - b(Q),$$

pour $Q > 0.2$ GeV. Les différentes valeurs de a et b utilisées sont indiquées dans la table 4.8.

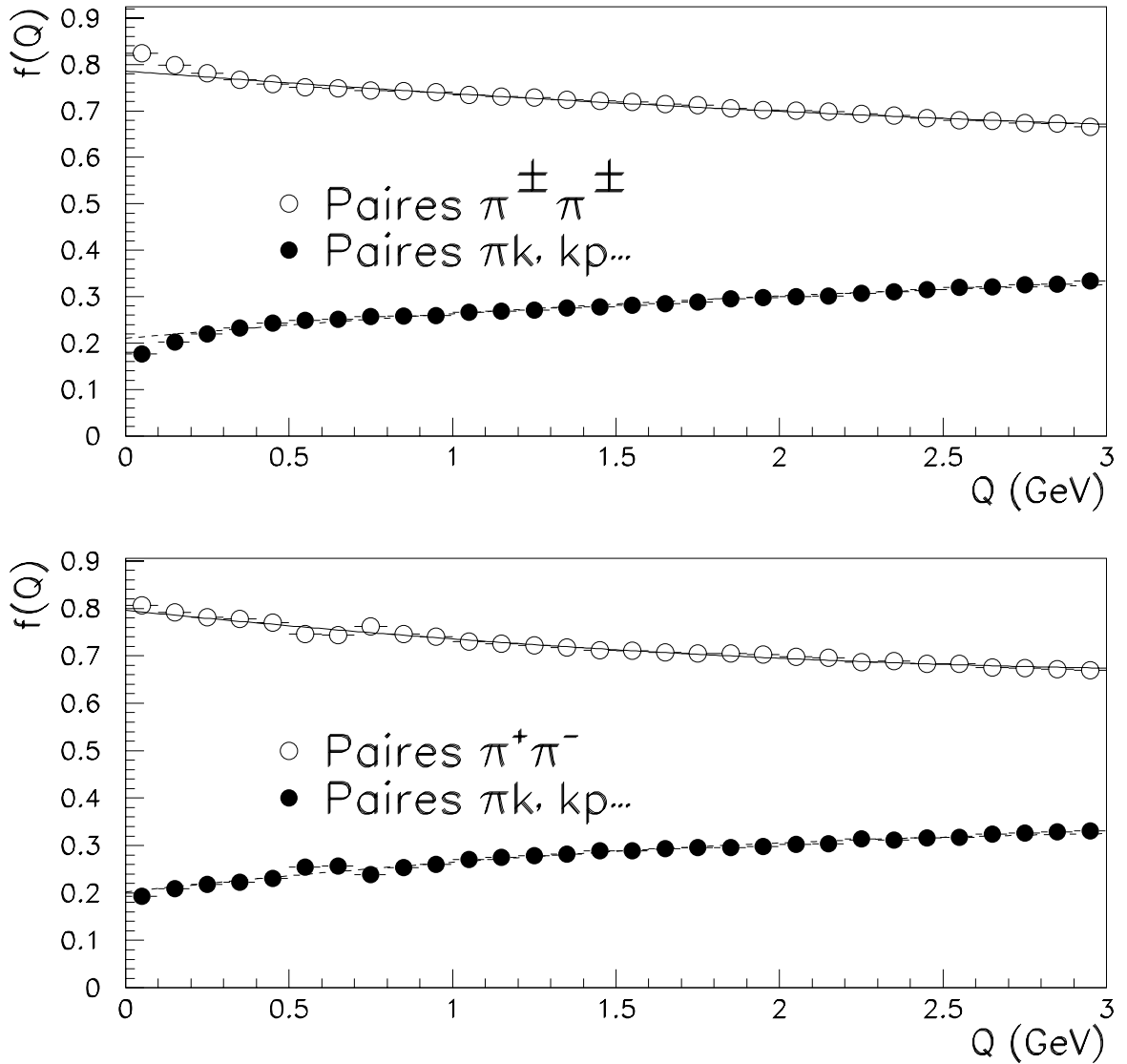


Figure 4.4: Fraction de vraies paires $\pi\pi$, et de paires πK , Kp en fonction de Q . Pour les paires de même signe (haut) comme pour les paires de signes opposés (bas), la pureté est d'environ 80%. La pureté en paires $\pi^\pm \pi^\pm$, qui seules présentent des corrélations, est paramétrée par $f(Q) = 0.787 - 0.057Q + 0.007Q^2$. Le Monte-Carlo utilisé est celui des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ de 1994.

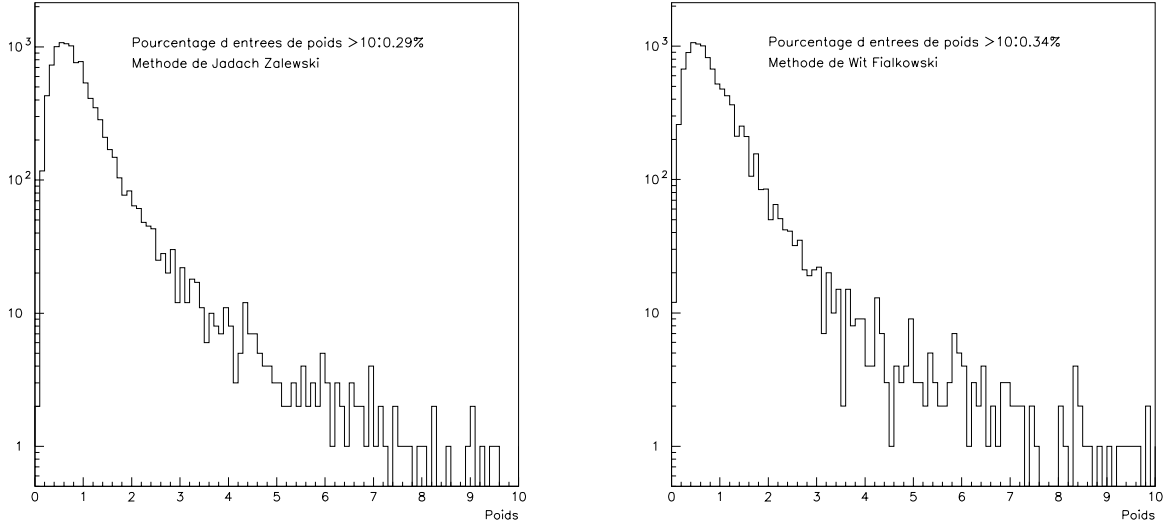


Figure 4.5: Distributions des poids obtenus par les méthodes de repondération pour les événements Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. A gauche, distribution des poids obtenus avec la méthode de Jadach et Zalewski. A droite, distribution des poids obtenus avec la méthode de Wit et Fialkowski. Le pourcentage d'événements pour lesquels on obtient un poids plus grand que 10 est indiqué en haut de la figure.

Distribution corrigée	a	b (GeV ⁻¹)
Méthode de Jadach et Zalewski à 91 GeV		
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	0.97	0.023
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	0.98	0.027

Tableau 4.8: Corrections appliquées aux distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ sous la forme $1/(a - b(Q))$. Ces corrections tiennent compte de la modification de la multiplicité des événements avant et après repondération. Elles permettent de retrouver le même nombre de paires de pions avant et après la repondération de l'événement.

Second modèle.

Dans le modèle de Wit et Fialkowski, seuls les pions du vertex principal sont considérés comme présentant des corrélations. Afin de reproduire les données au pic de la résonance du Z , la valeur du paramètre σ^2 a été ajustée à 0.02 GeV^2 , très proche de la valeur par défaut de 0.0196 GeV^2 . La distribution des poids obtenus est indiquée sur la figure 4.5 à droite.

Troisième modèle.

Enfin, un des modèles proposés par T.Sjöstrand et al. a été également ajusté. Il s'agit du modèle BE_3 , où les paramètres par défauts $\lambda = 1$ et $R = 0.2 \text{ GeV}$ ont été changés en $\lambda = 2.2$ et $R = 0.23 \text{ GeV}$.

Le modèle BE_{23} a également été ajusté, les paramètres λ et R étant de 2.1 et 0.23 GeV respectivement. Les prédictions sont très semblables à celles du modèle BE_3 . Nous avons généré avec ce modèle 40000 événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV.

Méthode de mesure et résultat de l'ajustement.

Les traces définies comme pions selon les critères de 4.4 sont ensuite utilisées pour former les distributions du nombre de paires de pions de même signe, $N^{++}(Q)$, et de signes opposés, $N^{+-}(Q)$ (fig. 4.6). Le rapport $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ est formé pour les données, et pour le Monte-Carlo avec et sans effet de Bose-Einstein (fig. 4.7). Enfin, la mesure des corrélations de Bose-Einstein se fait en divisant les rapports $R(Q)_{BE}$, où l'indice BE se rapporte aux données réelles ou au Monte-Carlo repondéré, par le rapport $R(Q)_{MC}$ obtenu pour le Monte-Carlo standard. On élimine ainsi les effets dus à l'acceptance, aux corrélations dynamiques, et une partie des effets dus aux résonances.

La sélection des événements hadroniques à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ demande au moins 5 bonnes traces chargées (3.3), que l'impulsion totale de ces traces soit supérieure à 10% de l'énergie dans le centre de masse, et que 2 jets puissent être reconstruits avec l'algorithme DURHAM.

Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 4.8, comparant les trois modèles aux données collectées à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ en 1997 (2.3 pb^{-1} , soit ~ 70000 événements $Z \rightarrow q\bar{q}$)⁸. L'ajustement des données, indiqué sur la figure et reporté dans la table

⁸Au lieu des données de 1997, on peut utiliser les données de 1994, reconstruites avec le programme JULIA de 1997. Le résultat est alors de $\lambda = 0.252 \pm 0.004$, $\sigma = 4.06 \pm 0.04 \text{ GeV}^{-1}$, $\kappa = 0.980 \pm 0.001$ et $\epsilon = 0.0094 \pm 0.0007 \text{ GeV}^{-1}$, en excellent accord avec celui extrait des données de 1997 (table 4.12, lignes [m,n] et [i,j]).

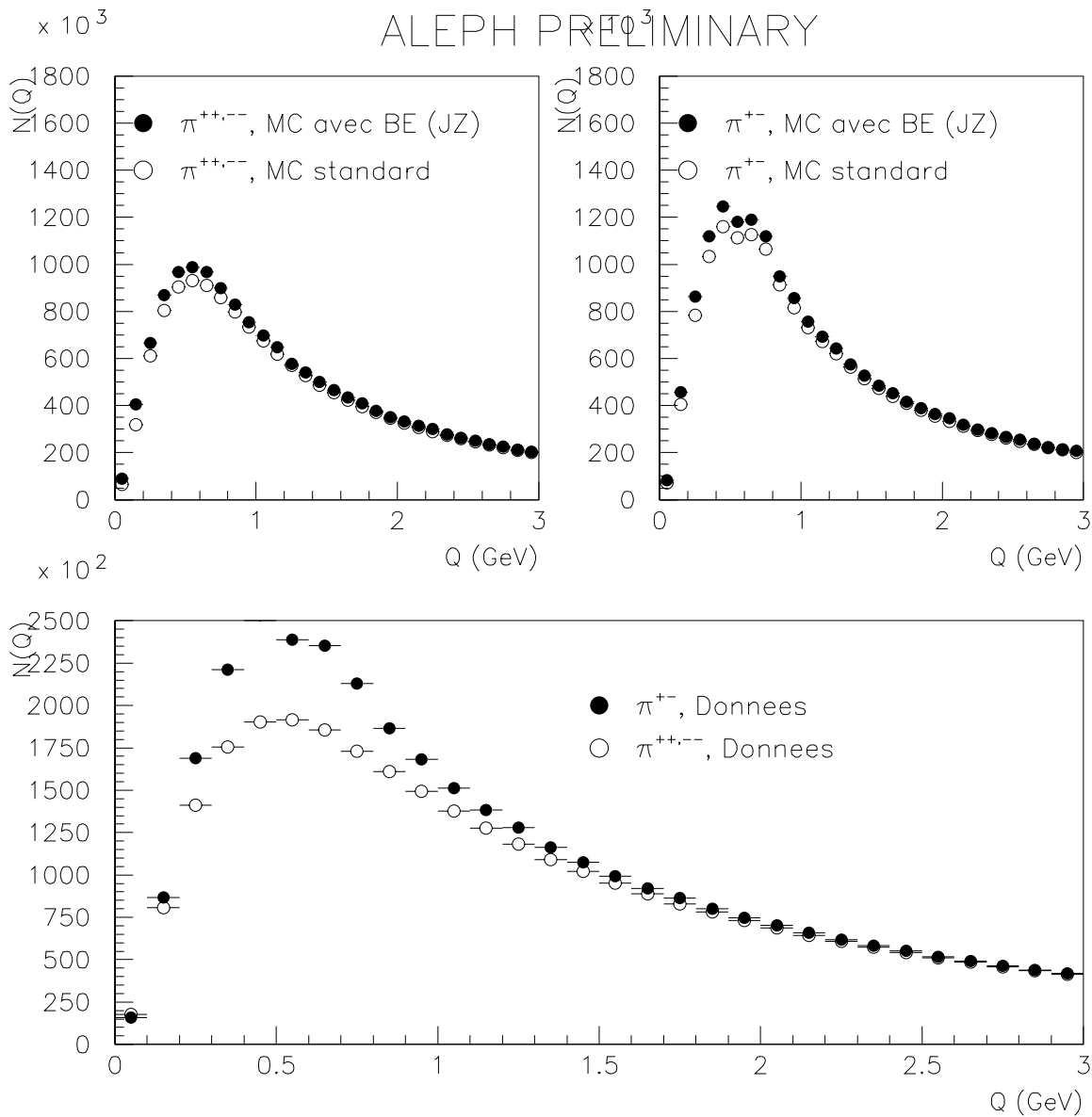


Figure 4.6: Distribution du nombre de paires de pions dans les événements simulés $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV (en haut, pour les paires de même signe à gauche, de signes opposés à droite) avec (cercles pleins) et sans (cercles vides) effet de Bose-Einstein, en fonction de Q . La même distribution pour les données réelles collectées à 91 GeV en 1997 est indiquée (en bas). Le Monte-Carlo n'est pas normalisé aux données. Le Monte-Carlo avec effet de Bose-Einstein est celui de Jadach et Zalewski.

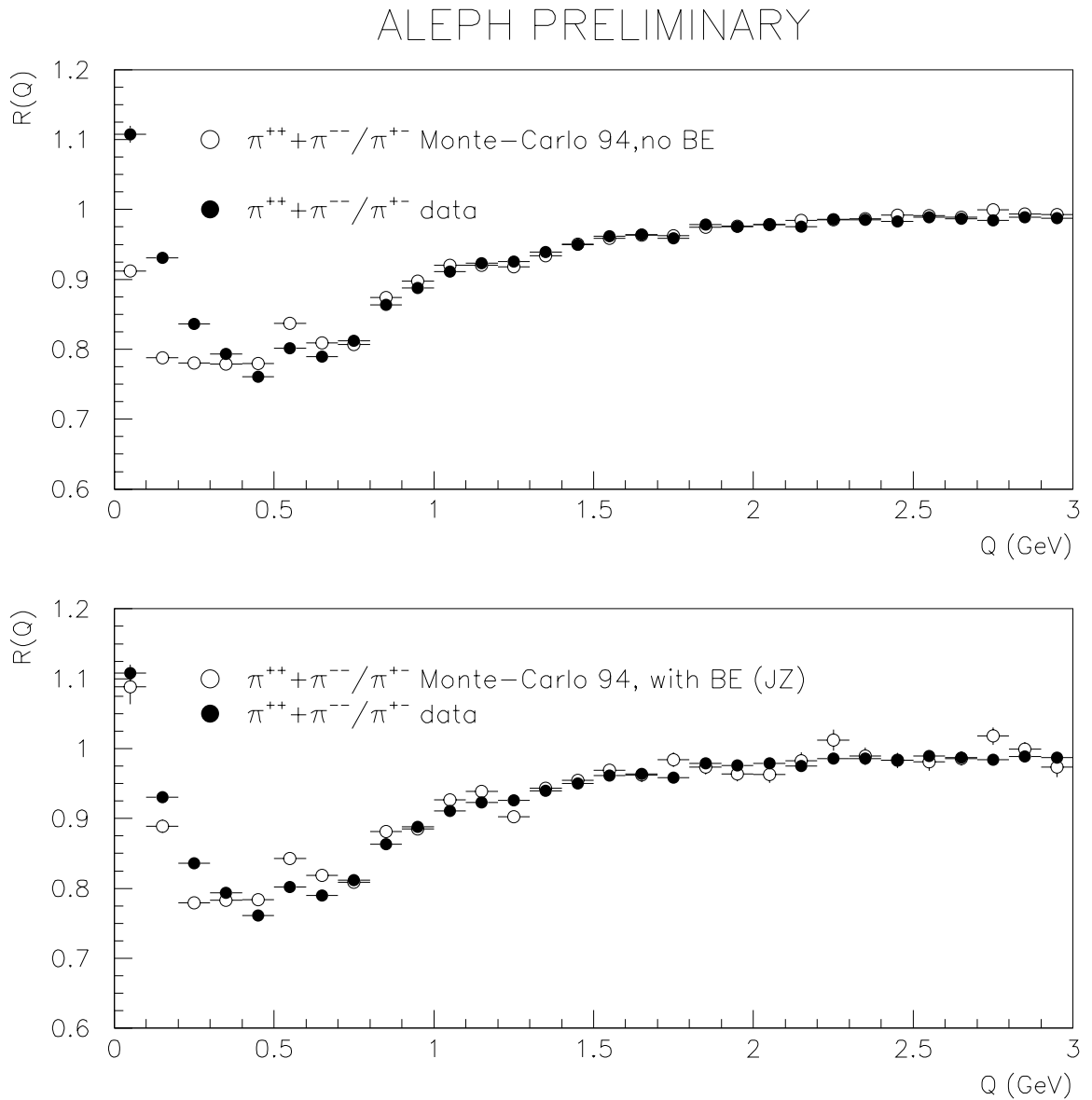


Figure 4.7: Distribution $R(Q)$, définie comme: $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$, pour les données collectées en 1997 à 91 GeV (cercles pleins en haut et en bas), pour le Monte-Carlo sans effet de Bose-Einstein, qui sera utilisé comme normalisation (en haut, cercles vides), et pour le Monte-Carlo repondéré, selon la méthode de (J.Z.) (en bas, cercles vides). L'ajustement de ce Monte-Carlo reproduit bien l'amplitude de l'effet, mais mal la taille de la source. Ceci est encore plus visible sur la figure 4.8.

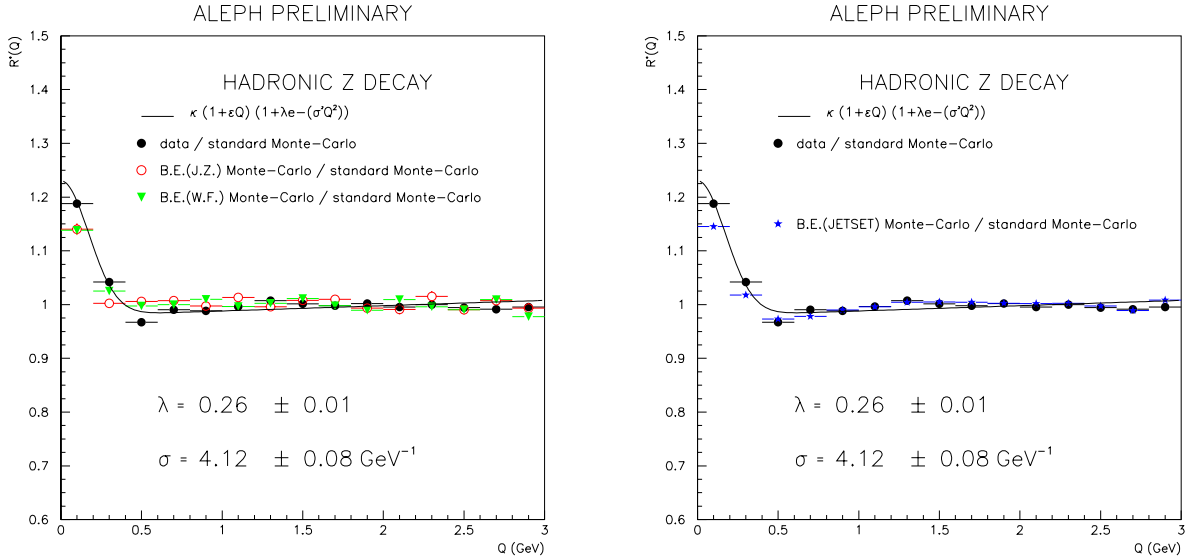


Figure 4.8: Résultat de l'ajustement des distributions simulées à celles mesurées à $\sqrt{s} = 91$ GeV en 1997. Sur la figure de gauche, (J.Z.) et (W.F.) signalent les modèles de Jadach-Zalewski et Wit-Fialkowski respectivement. Sur la figure de droite, le modèle utilisé dans JETSET est BE_{23} . On rappelle que $R^*(Q)$ est défini comme: $R^*(Q) = \frac{(N^{\pm\pm}(Q)/N^{+-}(Q))^{BE}}{(N^{\pm\pm}(Q)/N^{+-}(Q))^{noBE}}$. Les modèles de repondération reproduisent mal les données en-deçà de 1 GeV. L'effet prévu est trop faible entre 0 et 0.4 GeV, alors que la zone entre 0.4 et 1 GeV est trop peuplée. Pour le modèle JETSET, la reproduction des données est bonne au-delà de 0.4 GeV, mais l'effet prévu reste aussi un peu trop faible.

4.12 (ligne n), donne

$$\lambda = 0.26 \pm 0.01, \quad \sigma = 4.12 \pm 0.08 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.978 \pm 0.002, \quad \epsilon = 0.010 \pm 0.001 \text{ GeV}^{-1},$$

avec un χ^2 de 140 pour 11 degrés de liberté. La corrélation entre λ et σ , $C_{\lambda\sigma}$, est de 40%. Les incertitudes indiquées sont d'origine statistique.

Les valeurs obtenues pour les différents modèles sont indiquées dans la table 4.9. L'accord est acceptable pour le modèle local (JETSET) et pour le modèle de Wit et Fialkowski, alors que pour le modèle de Jadach et Zalewski l'amplitude de l'effet et la taille de la source prévue sont très éloignées des valeurs mesurées. Ce modèle prévoit un effet visible sur un seul point ($Q < 0.2$ GeV). Les deux paramètres ajustés sont donc totalement corrélés. À noter que le χ^2 de l'ajustement est mauvais, particulièrement pour les données et pour le modèle JETSET. Ceci indique que le paramétrage utilisé n'est pas adapté. Il est visible sur la figure 4.8 qu'au delà de deuxième point en Q ,

modèle	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$	κ	ϵ (GeV ⁻¹)	χ^2/ndof
J.Z.	0.55 ± 0.47	11.9 ± 3.5	0.99	1.006 ± 0.003	-0.002 ± 0.002	15/11
W.F.	0.17 ± 0.01	4.79 ± 0.27	0.43	1.004 ± 0.003	-0.003 ± 0.002	30/11
JETSET	0.21 ± 0.01	4.37 ± 0.15	0.40	0.975 ± 0.003	0.013 ± 0.002	52/11

Tableau 4.9: Résultats des ajustements aux différents modèles simulant les corrélations de Bose-Einstein à 91 GeV. La corrélation entre λ et σ est indiquée par $C_{\lambda\sigma}$. Les incertitudes indiquées sont d'origine statistique.

la distribution observée dans les données réelles n'est pas reproduite par le terme $\kappa(1 + \epsilon Q)$ introduit pour tenir compte de la forme de la distribution pour les grandes valeurs de Q . Le meilleur χ^2 des ajustements pour les modèles (JZ) et (WF) est dû à la forme plate de la distribution pour $Q \geq 0.3$ GeV.

Différents paramétrages ont été essayés pour remédier à ce problème, Mais nous n'avons pas trouvé de valeurs des paramètres reproduisant parfaitement les données, tout en conservant des poids raisonnables pour chaque événement. La figure 4.9 montre une partie des 11 paramétrages différents testés, en comparaison avec celui retenu.

Comparaison avec l'analyse de 1992.

Nous pouvons également comparer notre mesure à celle effectuée par la collaboration ALEPH [69] à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Les événements sélectionnés devaient avoir une grande multiplicité afin de réduire le bruit de fond à un niveau négligeable, avoir une topologie claire en 2 jets afin d'éviter de mesurer une composante due à la fragmentation de gluon, et être parfaitement contenus dans le détecteur pour que l'on puisse appliquer une méthode de mélange pour mesurer les corrélations de Bose-Einstein. Les traces sélectionnées comme pions devaient être très bien reconstruites dans la TPC afin d'avoir une bonne mesure de leur impulsion, être proche de l'axe de sphéricité afin de rejeter les traces issues de gluons mous et être incompatibles avec les critères caractérisant un électron au niveau du ECAL. Enfin, les paires de traces trop proches, risquant d'être en fait une seule trace mal reconstruite, les paires de Dalitz et les paires provenant d'une conversion étaient rejetées. L'ajustement du rapport

$$R^*(Q) = \frac{(N_{\pi^\pm\pi^\pm}/N_{\pi^{+-}})^{\text{données}}}{(N_{\pi^\pm\pi^\pm}/N_{\pi^{+-}})^{MC}}$$

était fait dans un intervalle de Q s'étendant de 0 à 2 GeV, les régions du K^0 ($0.388 < Q < 0.436$) et du ρ^0 ($0.502 < Q < 0.932$) étant exclues. Les corrections coulombiennes

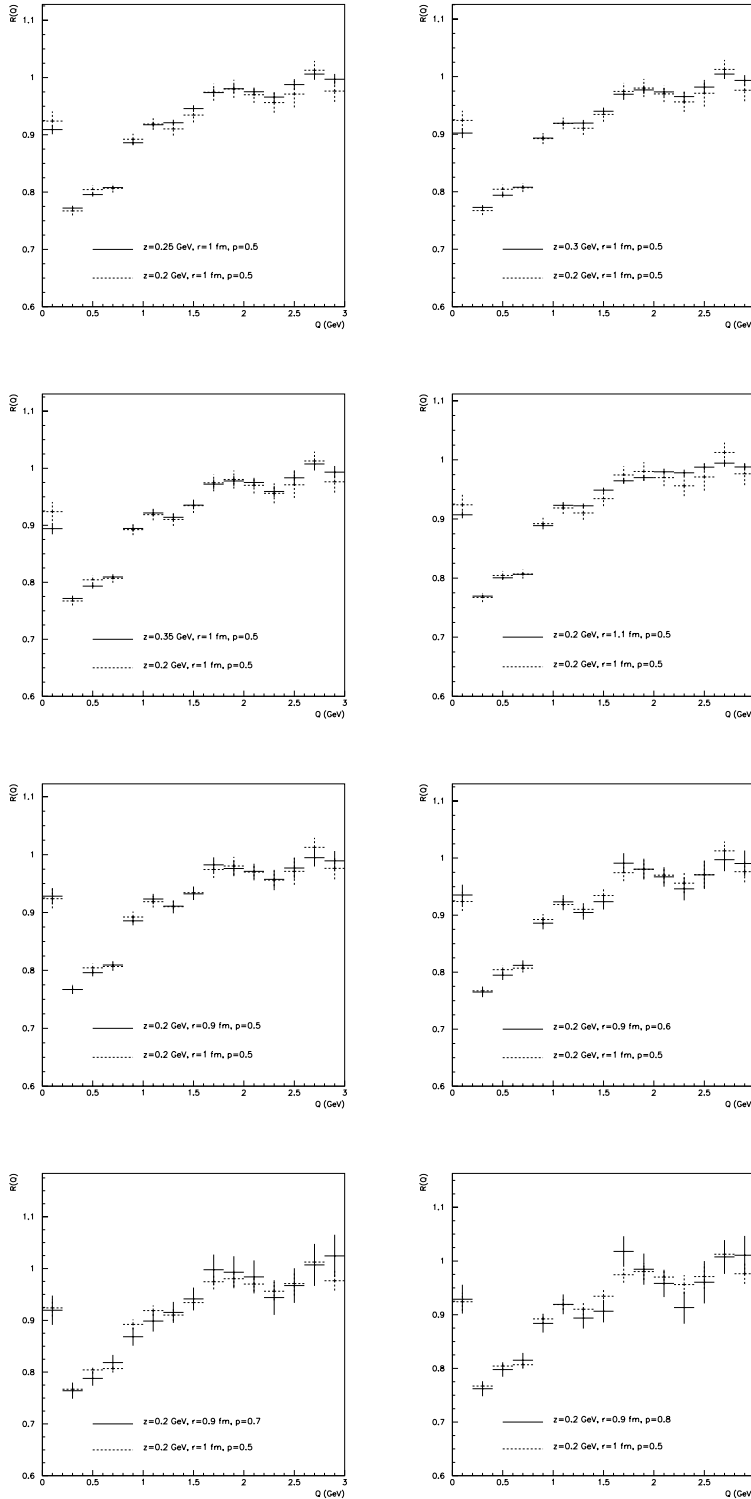


Figure 4.9: Comparaison de différents paramétrages (trait continu) pour le modèle de Jadach et Zalewski à $\sqrt{s} = 91$ GeV, avec celui adopté dans l'analyse (trait pointillé: $z=0.2$ GeV, $R=1$ fm et $p=0.5$). Nous n'avons pas trouvé de valeurs des paramètres reproduisant parfaitement les données, tout en conservant des poids raisonnables pour chaque événement.

étaient aussi prises en compte. Enfin, la taille des intervalles en Q étaient de 0.02 GeV. Le résultat était alors:

$$\lambda = 0.48 \pm 0.03, \quad \sigma = 4.1 \pm 0.2 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.97 \pm 0.01, \quad \epsilon = 0.02 \pm 0.01 \text{ GeV}^{-1},$$

avec une corrélation $C_{\lambda\sigma}$ de 39% (χ^2/ndof 77/70).

Nous avons appliqué cet algorithme aux données collectées en 1994 à 91 GeV, reconstruites avec le programme de 1997. L'efficacité de la sélection est de 51.8%, contre 99.95% pour la sélection actuelle⁹. Malgré cela, la statistique disponible étant de 1274976 événements, la mesure des corrélations de Bose-Einstein selon cette méthode utilisera 660523 événements, contre 62000 dans [69].

Le résultat est de (table 4.12, ligne a):

$$\lambda = 0.44 \pm 0.02, \quad \sigma = 4.08 \pm 0.12 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.964 \pm 0.005, \quad \epsilon = 0.029 \pm 0.004 \text{ GeV}^{-1},$$

avec une corrélation $C_{\lambda\sigma}$ de 59% (fig. 4.10 en bas à droite, χ^2/ndof 121/71).

Avec notre algorithme (les régions exclues et les corrections coulombiennes étant prises en compte), le résultat est de (table 4.12, ligne b):

$$\lambda = 0.423 \pm 0.006, \quad \sigma = 4.49 \pm 0.04 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.983 \pm 0.001, \quad \epsilon = 0.014 \pm 0.001 \text{ GeV}^{-1},$$

avec une corrélation $C_{\lambda\sigma}$ de 63%, (fig. 4.10 en haut à gauche, χ^2/ndof 261/71). Dans les deux cas, les incertitudes sont d'origine statistique.

Encore une fois, les χ^2 des ajustements sont mauvais car le paramétrage choisi est inadapté. Sur la figure 4.10, il est visible que la zone en Q au delà de 1 GeV comporte des oscillations qui ne sont pas prises en compte par le terme $\kappa(1 + \epsilon Q)$. Les paramètres κ et ϵ obtenus avec la méthode de [69] d'une part, et avec l'algorithme actuel d'autre part, ne sont d'ailleurs pas compatibles.

Nous pouvons donc conclure que:

- les résultats obtenus avec la sélection et les données de 1992 sont confirmés par les données de 1994, reconstruites selon le programme JULIA de 1997. L'effet du changement de programme de reconstruction est négligeable.

⁹Efficacités définies sur les événements présélectionnés avec les coupures définies en (3.3), d'efficacité $\sim 97.5\%$ à 91 GeV pour les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ [52].

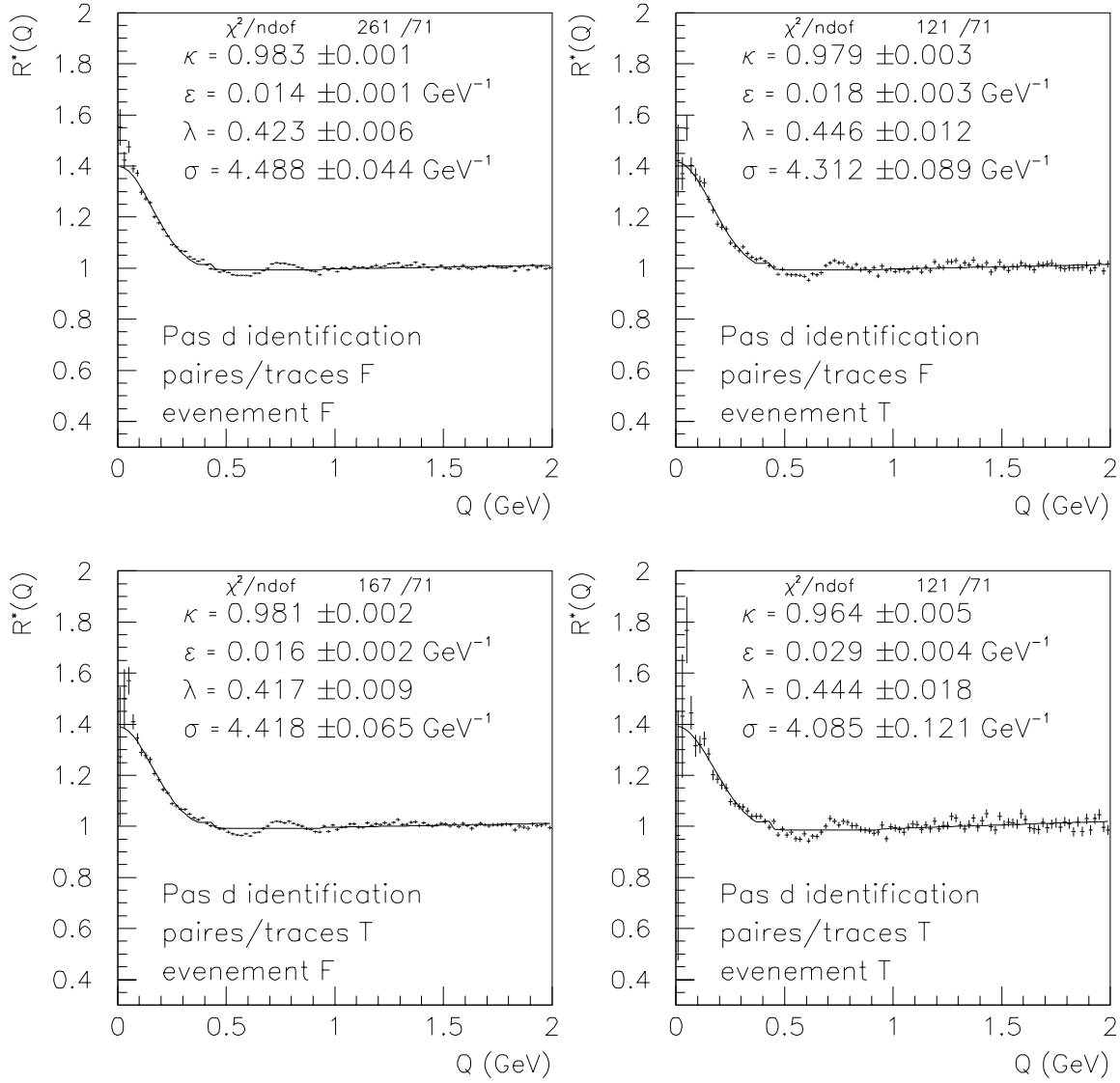


Figure 4.10: Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans 4 configurations, obtenues avec 2 sélections différentes des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ (celle de [69], notée T, et la nôtre, notée F) et 2 sélections différentes des pions et des paires de pions (celle de [69], notée T, et la nôtre, notée F).

- la méthode actuelle, qui accepte la quasi-totalité des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$, conduit à une taille de la source plus grande, mais λ est inchangé. Ceci est dû à la sélection des événements, qui en acceptant les événements à 3 jets ou plus, incorpore des pions issus de la fragmentation de gluons “durs”, et aussi à la sélection des pions proprement dite, aucune coupure n’étant appliquée pour rejeter les pions issus de gluons “mous”. Ceci a été vérifié de la façon suivante: la mesure des corrélations de Bose-Einstein est refaite avec la sélection des événements de 1992, et la sélection actuelle des pions et des paires de pions (figure 4.10 en haut à droite, (i) dans la suite), ou au contraire avec la sélection actuelle des événements et la sélection de [69] pour les pions et les paires de pions (figure 4.10 en bas à gauche, (ii) dans la suite). Dans les deux cas, la valeur de σ est augmentée (pour (i) nous incluons les pions issus de gluons mous, pour (ii) nous incluons les pions issus d’événements 3 jets ou plus).

4.5 Vérifications supplémentaires et erreurs systématiques.

4.5.1 Biais possibles de l’ajustement des Monte-Carlo.

L’ajustement des Monte-Carlo est fait en utilisant des intervalles de Q large de 0.1 GeV, alors que la mesure a été effectuée avec des intervalles de 0.02 GeV dans [69]. Si l’ajustement des données précédentes est effectué avec ces intervalles de Q de 0.1 GeV en Q , σ diminue mais λ est peu affecté: nous obtenons

$$\lambda = 0.43 \pm 0.02, \quad \sigma = 3.98 \pm 0.13 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.958 \pm 0.005, \quad \epsilon = 0.032 \pm 0.005 \text{ GeV}^{-1}, \quad C_{\lambda\sigma} = 0.55$$

pour la méthode de [69] (χ^2/ndof 48/12), et

$$\lambda = 0.394 \pm 0.005, \quad \sigma = 4.29 \pm 0.05 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.979 \pm 0.002, \quad \epsilon = 0.016 \pm 0.001 \text{ GeV}^{-1}, \quad C_{\lambda\sigma} = 0.58,$$

pour notre méthode (χ^2/ndof 213/12, table 4.12, ligne c). Les erreurs indiquées sont statistiques seulement. De nouveau, les χ^2 des ajustements sont mauvais, et les valeurs des paramètres κ et ϵ ne sont pas compatibles (plus de 3 écarts standard de différence) entre les différentes méthodes.

La figure 4.8 est réalisée en augmentant encore la taille des intervalles en Q (de 0.1 à 0.2 GeV), en négligeant les corrections coulombiennes, en ne supprimant pas les régions du ρ et du K^0 , et l’ajustement est effectué sur un intervalle de 0 à 3 GeV,

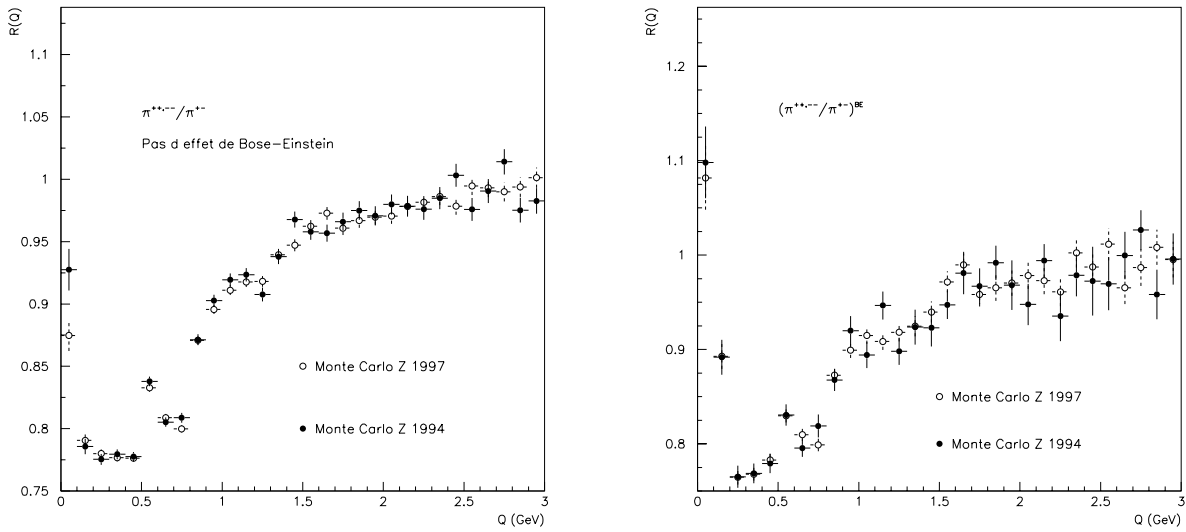


Figure 4.11: Comparaison des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ simulés avec la géométrie et le reconstruction des traces de 1994 et de 1997. Les distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ sans effet de Bose-Einstein sont différentes (à gauche), alors qu'elles sont identiques après repondération (à droite).

afin de comparer directement la mesure réalisée au pic du Z aux résultats que nous obtiendrons dans les paires de W . Globalement, σ diminue de 9.6%, et λ de 40% (comparaison des lignes b et m, table 4.12).

Dans cet ajustement aux données à $\sqrt{s} = 91$ GeV de 1997, on utilise comme normalisation le rapport $R(Q)$ pour le Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ simulé pour les données de 1994. La géométrie du détecteur et le programme de reconstruction JULIA étant différents entre ces deux dates, ceci peut introduire un biais dans notre résultat. Nous avons donc effectué la comparaison entre le Monte-Carlo de 1994 et un Monte-Carlo d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ de 1997 (50400 événements générés). Les figures 4.11 montrent les distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ avec (à droite) et sans (à gauche) effet de Bose-Einstein. Ces distributions sont identiques après repondération, et les rapports $R^*(Q)$ obtenus avec les Monte-Carlo de 1994 et de 1997 sont compatibles (fig. 4.12). Nous avons également refait l'ajustement de $R^*(Q) = R(Q)^{\text{données } Z} / R(Q)^{MC \text{ no } BE}$, en utilisant cette fois le Monte-Carlo de 1997 pour $R(Q)^{MC \text{ no } BE}$. La valeur de λ est inchangée, et la valeur de $\sigma = 4.11 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-1}$ est compatible avec celle de $4.06 \pm 0.04 \text{ GeV}^{-1}$ obtenue précédemment.

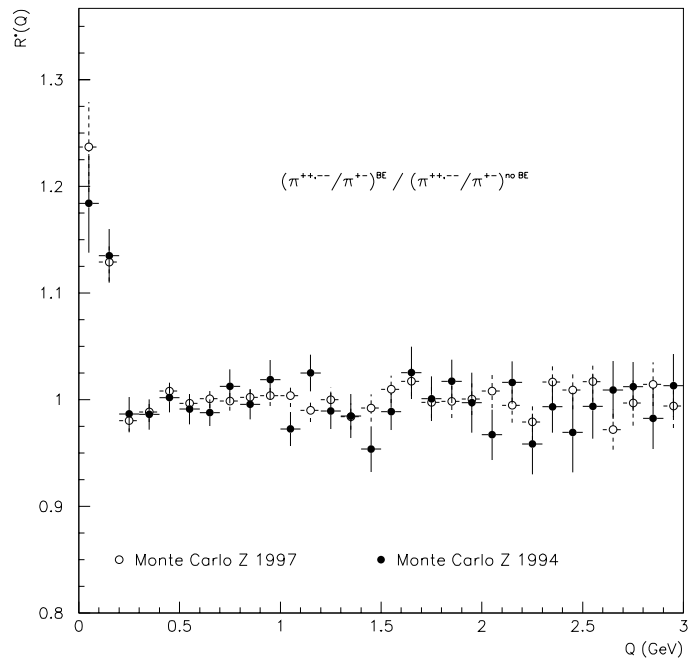


Figure 4.12: Comparaison des Monte-Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ simulés avec la géométrie et le reconstruction des traces de 1994 et 1997. Les distributions $R^*(Q) = (N^{++}(Q)/N^{+-}(Q))^{BE} / (N^{++}(Q)/N^{+-}(Q))^{noBE}$ sont identiques.

Sélection	$btag$	Efficacité (%)	Pureté (%)
Actuelle	aucun	100	22.1
Actuelle	< -1	88.0	62.9
Actuelle	< -2	73.7	84.7
Actuelle	< -4	47.0	96.9
[69]	aucun	24.9	18.8
[69]	< -1	23.8	58.3
[69]	< -2	21.5	82.2
[69]	< -4	15.2	96.2

Tableau 4.10: Efficacités et puretés obtenues pour la sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ en fonction de la variable $btag$ et de la sélection des événements.

4.5.2 Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Une autre source possible de biais apparaît lorsque l'on s'intéresse aux prédictions des différents modèles dans les paires de W . L'ajustement du Monte-Carlo sur les données à 91 GeV se fait sur des échantillons contenant des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Du fait de la présence de particules de longue durée de vie, l'effet des corrélations de Bose-Einstein doit être plus faible dans de telles désintégrations, et peut influencer les prédictions pour les processus $W \rightarrow q_1\bar{q}_2$, dont les états finals ne contiennent pas de quark b .

Nous avons d'abord mesuré les corrélations de Bose-Einstein dans les données à 91 GeV de 1994, l'importante statistique permettant d'effectuer cette mesure dans des échantillons correspondant à des efficacités différentes pour la sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. La sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ utilise la méthode décrite dans [67]. Pour chaque événement, on construit la probabilité P_e d'être une désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$ à partir des paramètres d'impact des traces¹⁰. Cette probabilité pique à 0 pour les événements $b\bar{b}$. Dans la suite, nous appellerons $btag$ la variable $btag = \log_{10}P_e$. Nous avons choisi de faire quatre mesures, correspondant aux efficacités et puretés indiquées dans la table 4.10. Les efficacités sont différentes selon la sélection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ employée.

Pour chaque valeur de $btag$, les 4 combinaisons possibles des sélections d'événements et de pions définies antérieurement sont utilisées. La figure 4.13 donne par exemple les résultats obtenus pour $btag < -2$, et la figure 4.10 ceux sans

¹⁰La probabilité de l'événement est construite à partir des probabilités individuelles des traces de provenir du vertex primaire. Elle tend donc vers 0 pour les événements $b\bar{b}$.

coupure sur cette variable. La table 4.11 donne l'ensemble des résultats obtenus pour différentes efficacités et puretés.

Notons d'abord que les résultats dépendent peu des sélections d'événements ou de traces.

Dans tous les cas, λ décroît quand la pureté en paires $b\bar{b}$ augmente. Ce résultat était attendu, puisque la distance entre le vertex du b et celui du \bar{b} est très supérieure à la taille typique $\sigma \sim 1$ fm. Les pions issus de vertex différents ne sont donc pas corrélés.

Ces résultats permettent d'extrapoler la valeur de λ attendue pour les seules désintégrations $Z \rightarrow q\bar{q}$, où $q = u, d, s, c$. La figure 4.14 donne l'évolution de λ pour différentes puretés en quark b , pour les 4 différentes possibilités. Nous pouvons alors extrapoler λ_{udsc} et nous retiendrons la valeur correspondant à l'analyse de [69]: $\lambda_{udsc} = 0.51 \pm 0.03$, soit $16 \pm 6 \pm 4\%$ de plus que λ_Z , où λ_Z est la valeur obtenue sans aucune identification de la saveur des quarks dans l'état final. La première erreur est statistique, et la seconde systématique. Cette erreur systématique est prise égale à la différence maximum des λ_{udsc} obtenues avec les différentes extrapolations de la figure 4.14. La taille de la source est très peu affectée par le contenu en quark b de l'échantillon, comme l'indique la figure 4.15. Cela est encore plus visible sur la figure 4.16, où nous avons ajusté la variation de σ en fonction de la pureté en paires $b\bar{b}$ par une constante.

Il a ensuite été vérifié que le modèle de repondération de Jadach et Zalewski reproduisait séparément les effets observés dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$. Dans une première étape, nous avons vérifié au niveau de la génération¹¹ que l'effet prévu dans les désintégrations en quarks b était inférieur à celui observé pour l'ensemble des quarks, qui est bien sûr dominé par la contribution provenant des quarks u, d, s, c (fig. 4.17). Dans un deuxième temps, nous avons effectué la même vérification après reconstruction, et comparé les données réelles au Monte-Carlo pour des événements sélectionnés comme $Z \rightarrow b\bar{b}$ avec une pureté de 84.7%. L'accord (fig. 4.18) entre données et Monte-Carlo pour les différents types de désintégration est bon, sauf pour les valeurs de Q inférieures à 0.1 GeV. Cependant, la simulation des seuls processus $Z \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$ est suffisamment bonne pour permettre d'utiliser les prédictions de ce modèle dans les paires de W , sans correction supplémentaire due à l'absence de quark b .

¹¹Nous avons vérifié que les rapports de branchement $Z \rightarrow q\bar{q}$ étaient inchangés après repondération pour tous les types q de quark.

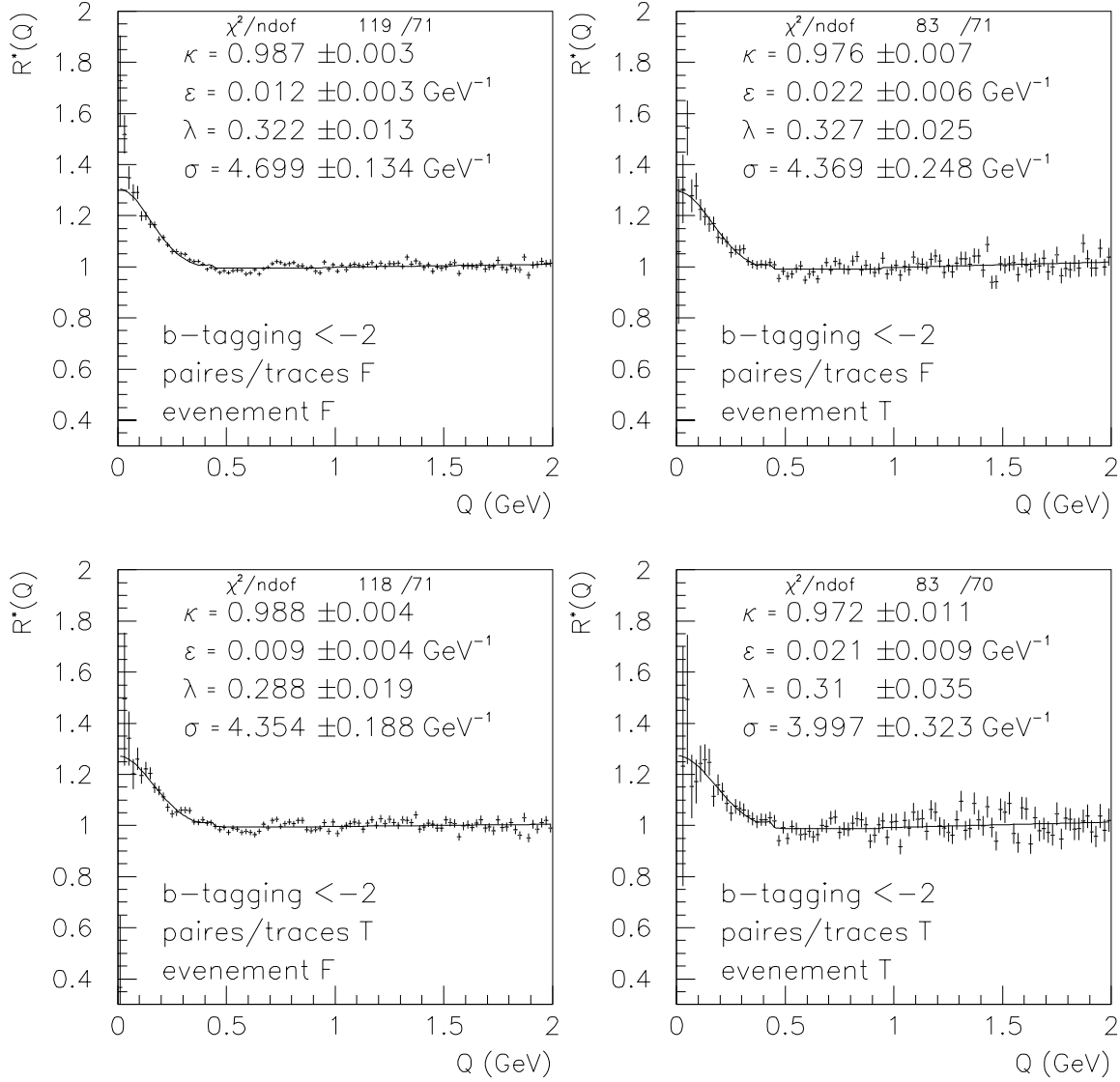


Figure 4.13: Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans un échantillon d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés avec $btag < -2$ ($\sim 83\%$ d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$). Les 4 combinaisons possibles des sélections d'événements et de pions décrites dans le texte sont indiquées (F: méthode actuelle, T: méthode de [69]). Dans cet échantillon enrichi en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$, le nombre important de particules de longue durée de vie conduit à des valeurs de λ plus petites, comparées à celles obtenues sans identification du type de quark de la figure 4.10.

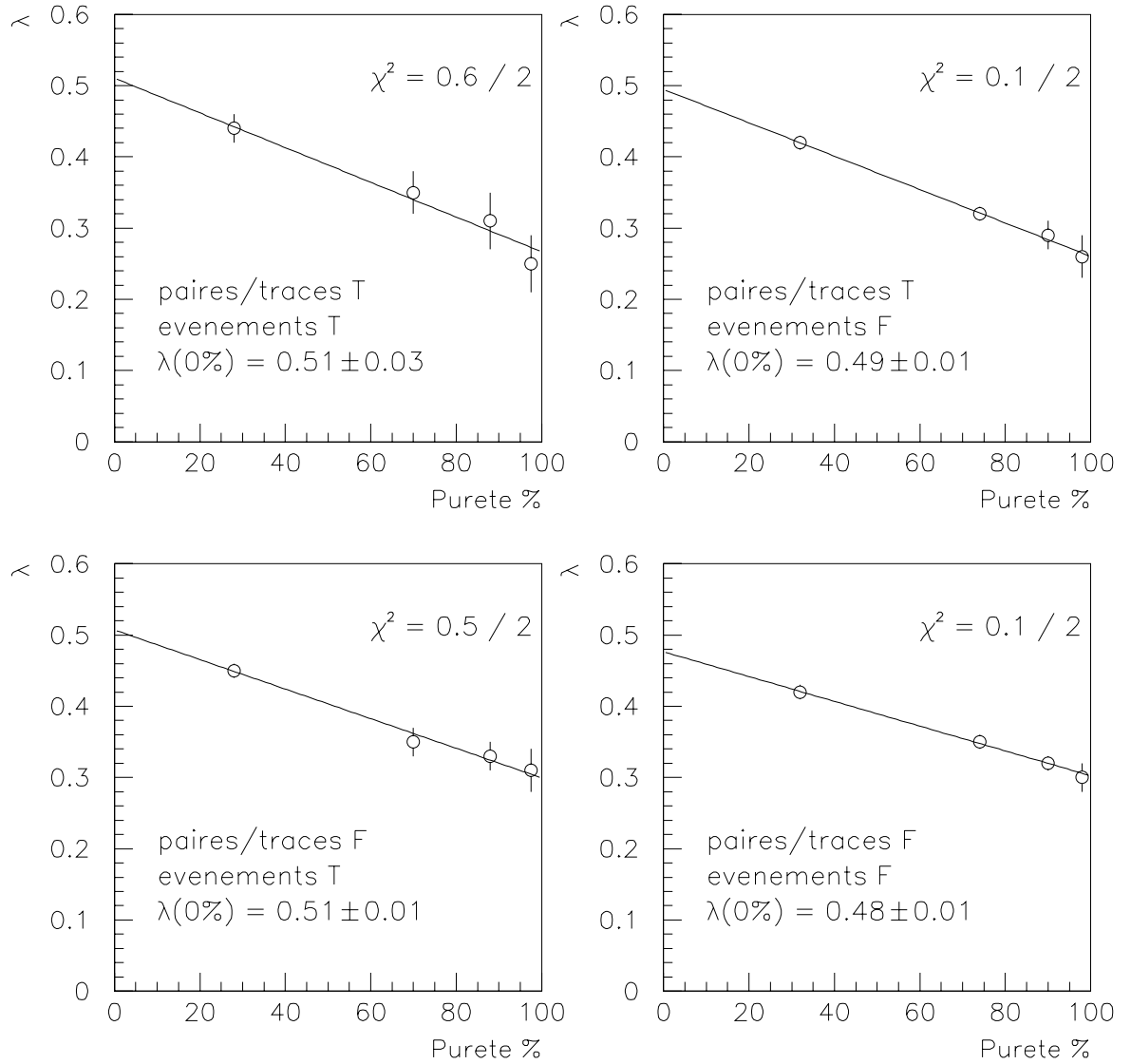


Figure 4.14: Valeurs obtenues pour le paramètre λ dans les différentes configurations de sélection de pions et d'événements, en fonction de la pureté en paires $b\bar{b}$. L'extrapolation permet d'avoir la valeur attendue pour un échantillon sans quark b , ce qui sera le cas dans les désintégrations de paires de bosons W .

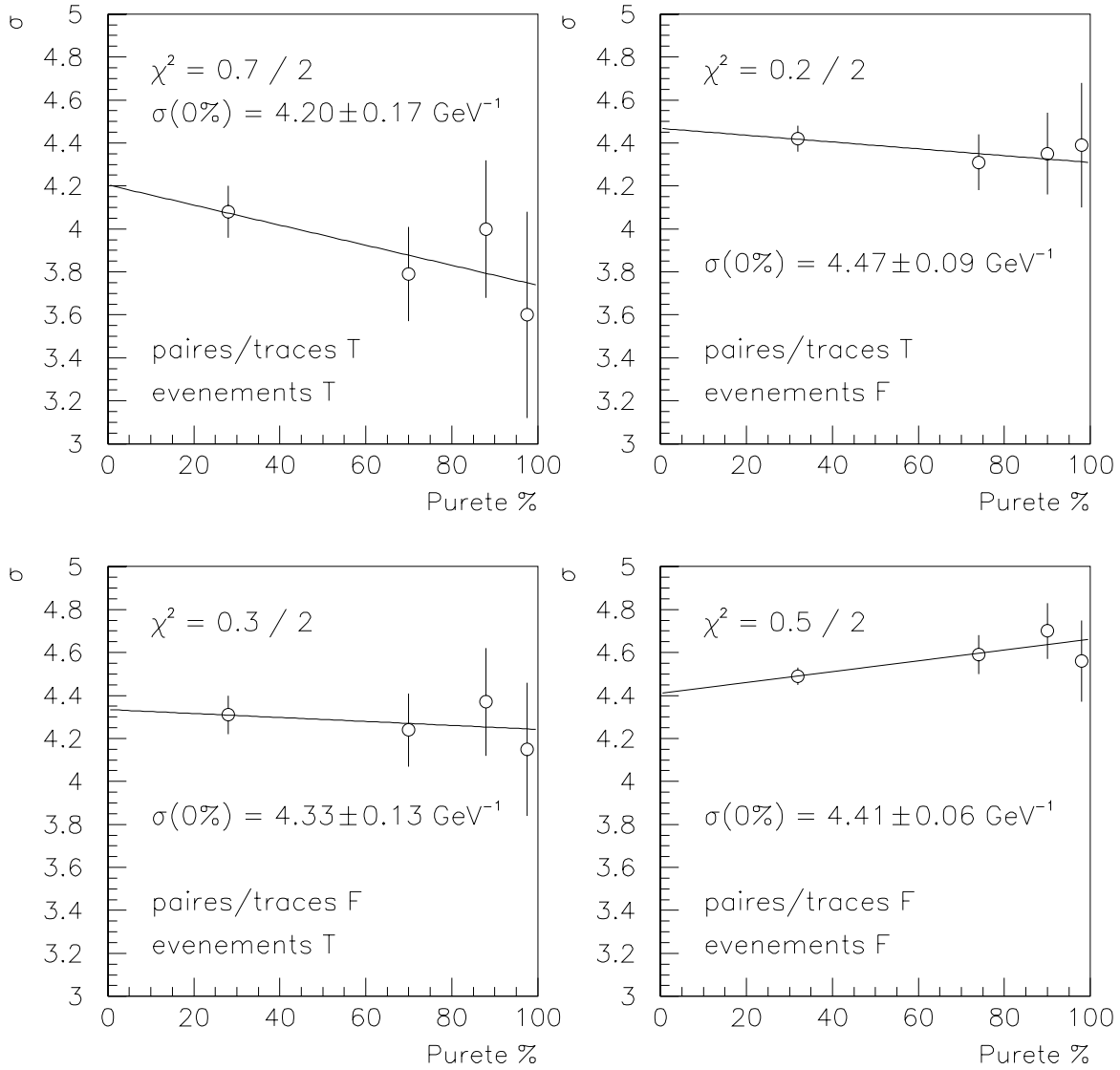


Figure 4.15: Valeurs obtenues pour le paramètre σ dans les différentes configurations de sélection de pions et d'événements, en fonction de la pureté en paires $b\bar{b}$. Ce paramètre est très peu affecté par le contenu en quarks b de l'échantillon.

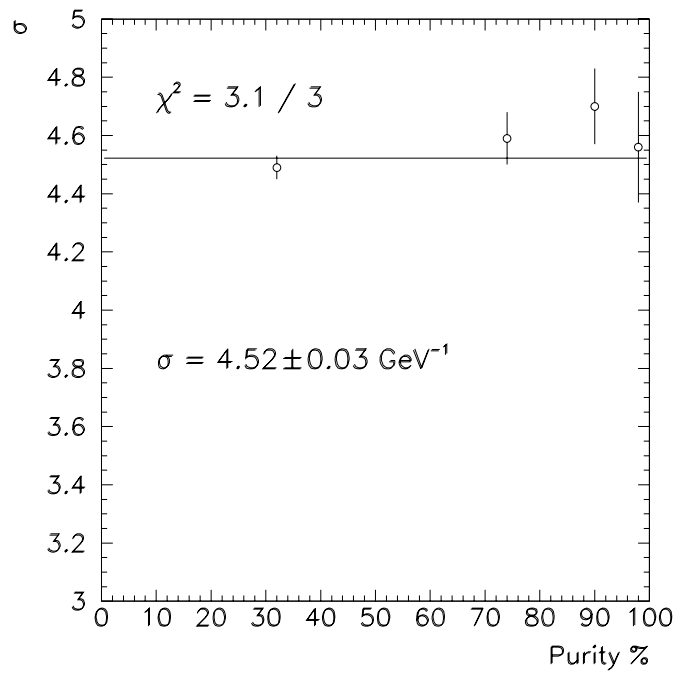


Figure 4.16: Valeurs obtenues pour le paramètre σ en fonction de la pureté en paires $b\bar{b}$, pour les sélections actuelles d'événements et de pions. Ce paramètre est très peu affecté par le contenu en quarks b de l'échantillon, l'ajustement par une constante donnant un bon χ^2 .

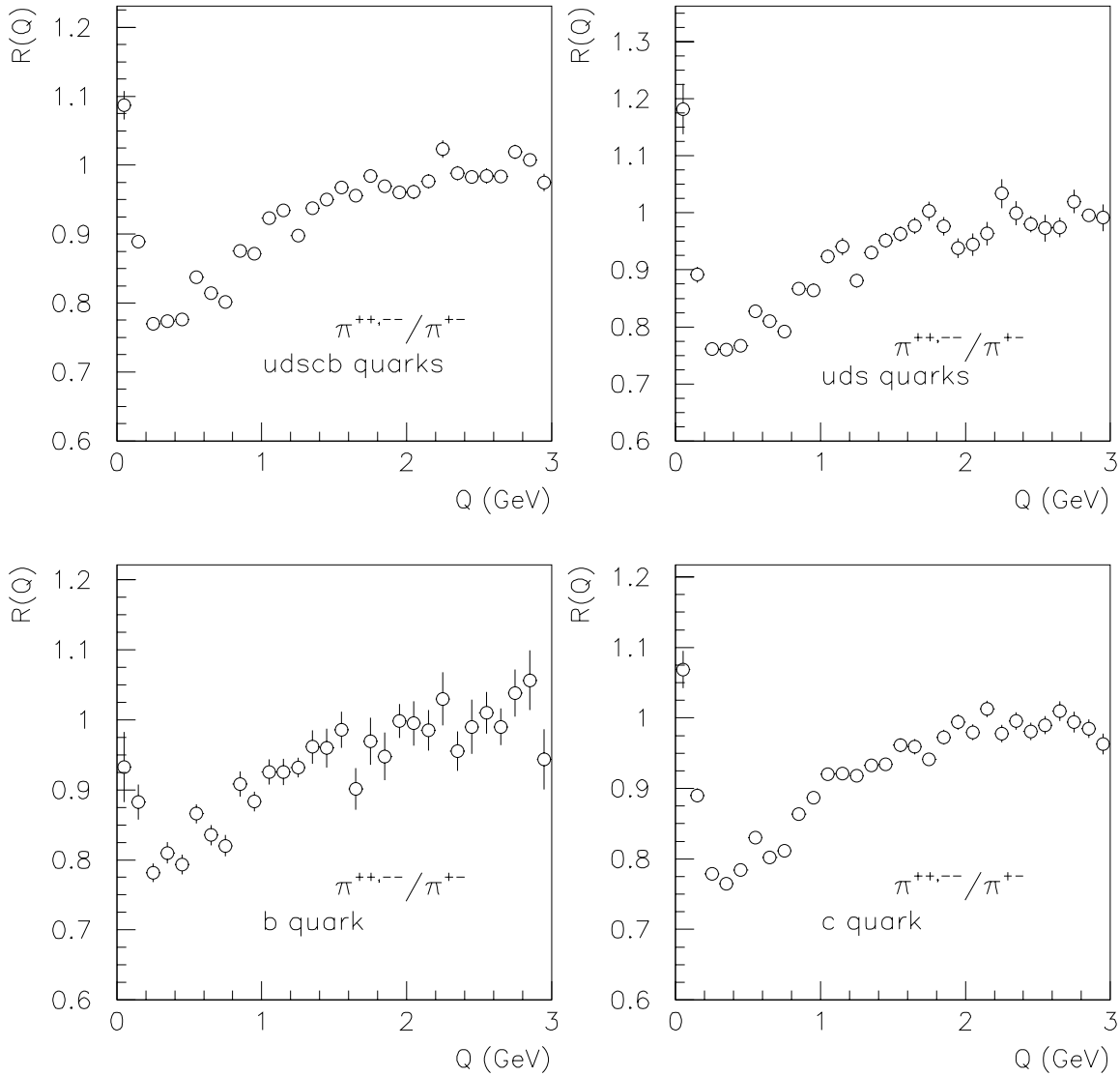


Figure 4.17: Distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ en fonction du type de quark pour le modèle de Jadach et Zalewski. Comme attendu, l'effet est moins important dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, du fait de la présence de particules de longue durée de vie. Cet effet est également visible dans les désintégrations $Z \rightarrow c\bar{c}$.

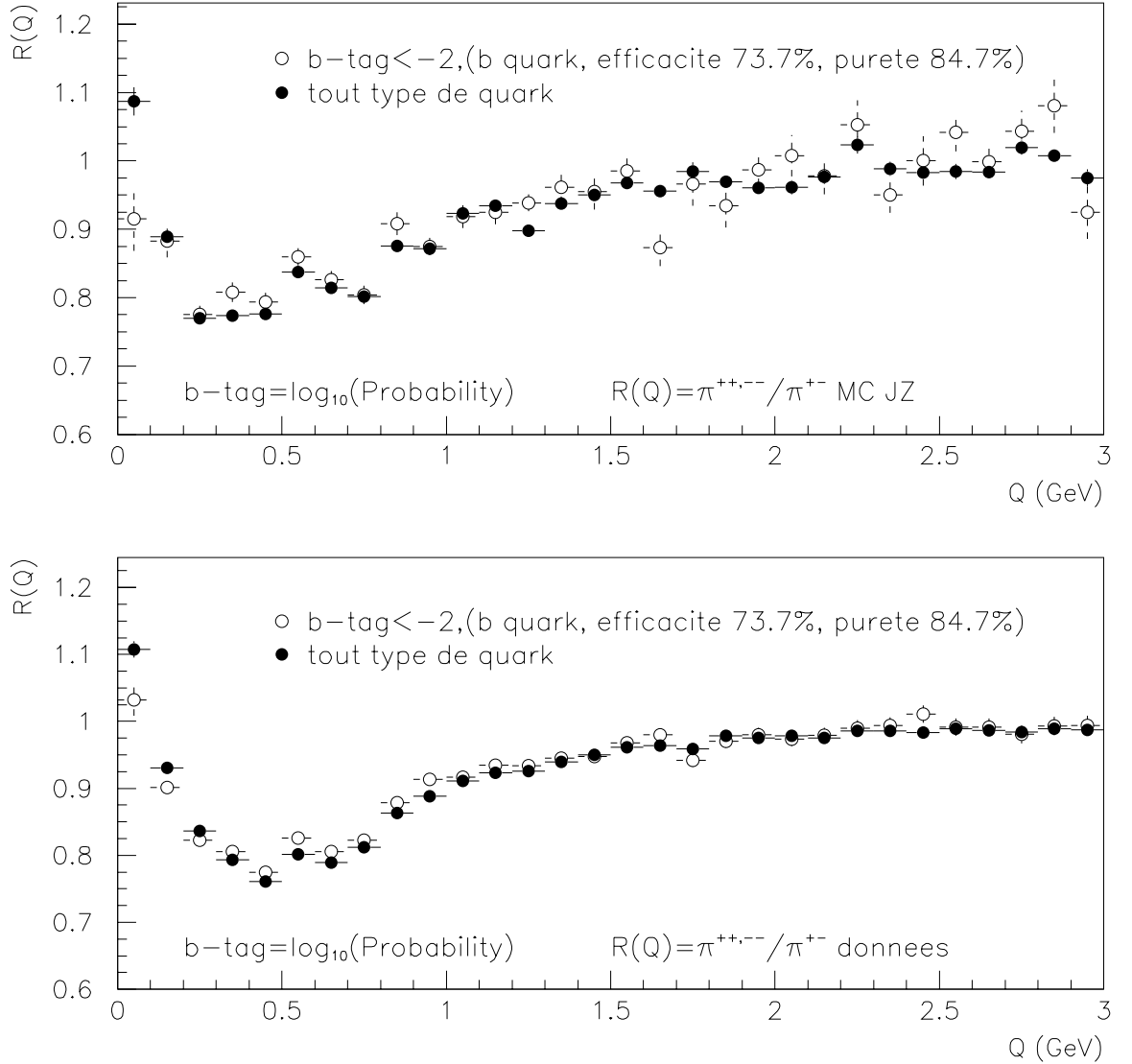


Figure 4.18: Distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ pour tous les quarks et pour un échantillon enrichi en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ après la reconstruction. Comme attendu, l'effet est moins important dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, du fait de la présence de particules de longue durée de vie. Cet effet est plus important (courbes du haut) dans le Monte-Carlo que dans les données (courbes du bas) pour $Q < 0.1$ GeV .

btag	TT		TF	
	λ	σ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)
aucun	0.44 ± 0.02	4.08 ± 0.12	0.42 ± 0.01	4.42 ± 0.06
< -1	0.35 ± 0.03	3.79 ± 0.22	0.32 ± 0.01	4.31 ± 0.13
< -2	0.31 ± 0.04	4.00 ± 0.32	0.29 ± 0.02	4.35 ± 0.19
< -4	0.25 ± 0.04	3.60 ± 0.48	0.26 ± 0.03	4.39 ± 0.29
btag	FT		FF	
	λ	σ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)
aucun	0.45 ± 0.01	4.31 ± 0.09	0.42 ± 0.01	4.49 ± 0.04
< -1	0.35 ± 0.02	4.24 ± 0.17	0.35 ± 0.01	4.59 ± 0.09
< -2	0.33 ± 0.02	4.37 ± 0.25	0.32 ± 0.01	4.70 ± 0.13
< -4	0.31 ± 0.03	4.15 ± 0.31	0.30 ± 0.02	4.56 ± 0.19

Tableau 4.11: Résultats des ajustements pour des échantillons correspondants à différentes efficacités et puretés de sélection pour les événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Les 4 combinaisons possibles de sélections de pions (première lettre: T pour [69], F pour la méthode actuelle) et d'événements (seconde lettre, même convention) sont indiquées. La pureté augmente quand *btag* décroît.

La même analyse a été effectuée avec le modèle JETSET BE_{23} . Cent mille événements ont été générés, permettant de vérifier que là encore, l'effet prévu dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ était plus faible que dans les autres quarks (figure 4.19). Les données de 1997 ont été superposées sur la première figure, afin de montrer le résultat de l'ajustement de ce modèle. Nous rappelons que l'ajustement du modèle est fait sur les données non corrigées de l'interaction coulombienne.

Quarante mille événements ont été totalement reconstruits. Sur la figure 4.20, nous comparons ce Monte-Carlo aux données pour tous les types de désintégrations $Z \rightarrow q\bar{q}$, et pour un échantillon d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ pur à 84.7%. Dans ce cas, l'accord entre données et Monte-Carlo est bon, sauf pour les valeurs de Q inférieures à 0.1 GeV.

Avec ce modèle, nous avons également refait une analyse identique à celle des données, en combinant les différentes sélections de pions et d'événements, et pour 4 différentes efficacités et puretés de la sélection en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Par exemple, si nous employons les sélections actuelles d'événements et de pions, sans corrections coulombiennes et sans exclure les régions du ρ et du K^0 , nous obtenons $\lambda = 0.26 \pm 0.01$ et $\sigma = 4.35 \pm 0.15$ GeV $^{-1}$. La valeur de λ est légèrement inférieure à celle mesurée dans les données, la taille de la source étant très voisine ($\lambda = 0.30 \pm 0.01$, $\sigma = 4.27 \pm 0.09$ GeV $^{-1}$, ligne j de la table 4.12). Le désaccord observé sur la mesure de λ s'accroît quand la pureté en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ est augmentée, il est maximal pour une pureté de $\sim 97\%$, λ étant alors trop bas de $64 \pm 10\%$. Les mesures de σ sont compatibles quelle que soit la pureté en b : l'écart maximal entre le modèle et les

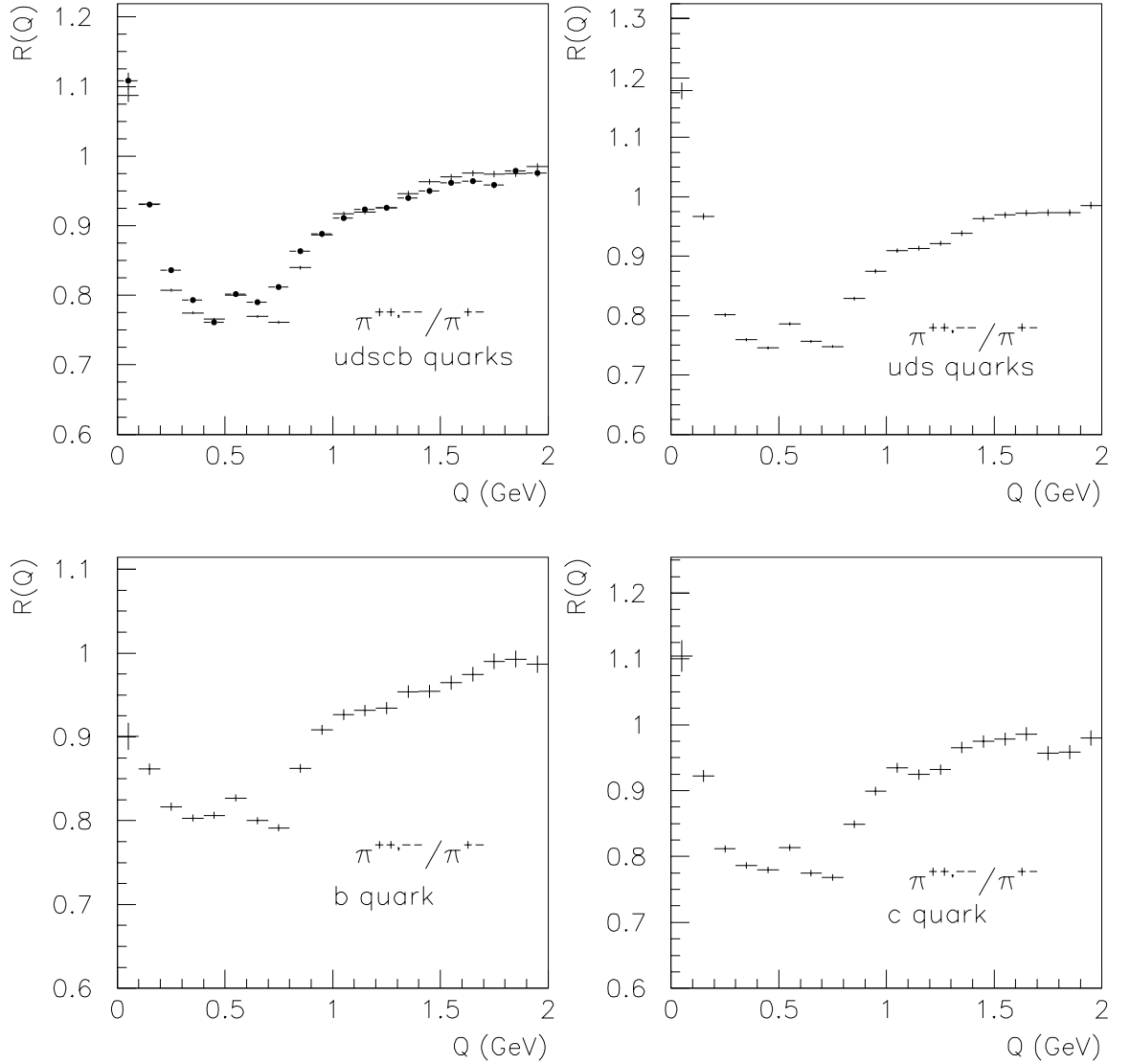


Figure 4.19: Distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ en fonction du type de quark, au niveau de la génération pour le modèle JETSET BE_{23} . Comme attendu, l'effet est moins important dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, du fait de la présence de particules de longue durée de vie. Nous avons superposé sur la première figure la distribution $R(Q)$ des données de 1997 (points), afin de montrer le résultat de l'ajustement de ce modèle (croix).

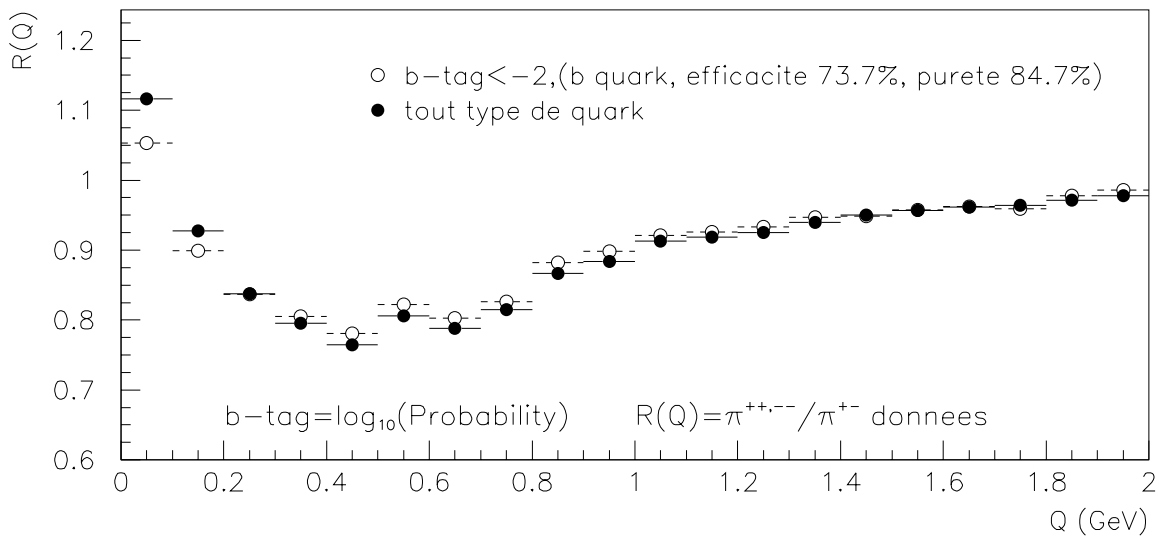
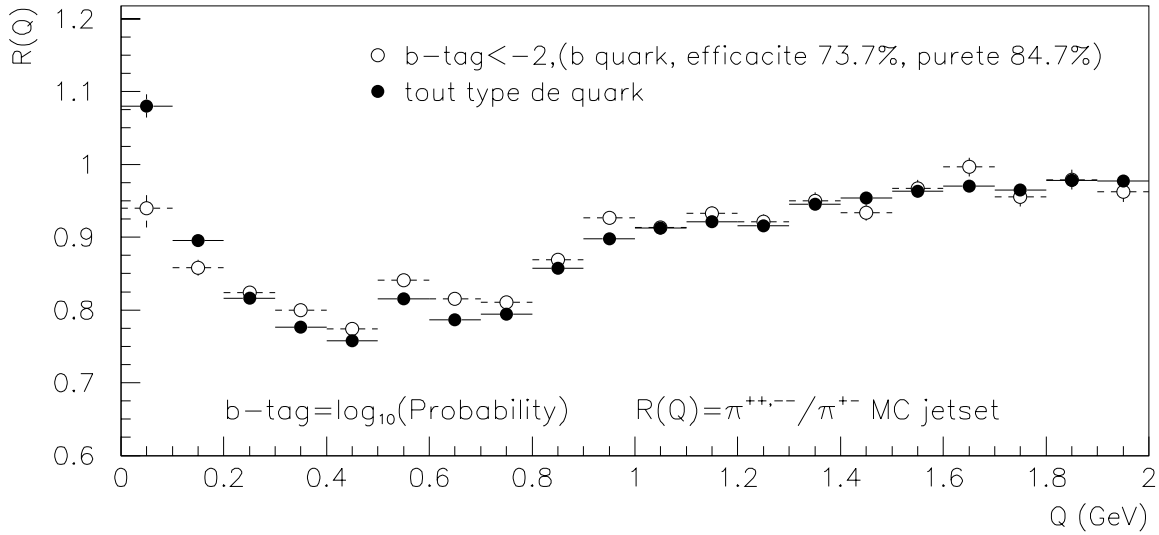


Figure 4.20: Distributions $R(Q) = N^{++}(Q)/N^{+-}(Q)$ pour tous les quarks et pour un échantillon enrichi en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ après la reconstruction. Comme attendu, l'effet est moins important dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$, du fait de la présence de particules de longue durée de vie. Cet effet est plus important (courbes du haut) dans le Monte-Carlo que dans les données réelles collectées en 1997 (courbes du bas) pour $Q < 0.1$ GeV .

données est de $15 \pm 16\%$.

Ce modèle reproduit donc bien les données, excepté pour les lots très purs en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Dès que l'échantillon est enrichi en paires $b\bar{b}$, la région correspondant aux valeurs de Q inférieures à 0.1 GeV est mal reproduite.

L'ajustement des Monte-Carlo (J.Z.) et (JETSET) est effectué sur des données $Z \rightarrow q\bar{q}$ contenant environ 22% de $b\bar{b}$. La sous-estimation de l'effet dans ces désintégrations signifie également une mauvaise simulation des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations en quarks u, d, s, c . En considérant que

$$R(Q) = \rho_{udsc}R_{udsc}(Q) + (1 - \rho_{udsc})R_b(Q),$$

où ρ_{udsc} est la pureté¹² en quarks u, d, s, c , on peut évaluer cet effet à l'aide du premier point des figures 4.17 et 4.19. R_{udsc} est reproduit par le Monte-Carlo (J.Z.) à 1% près, et par le Monte-Carlo (JETSET) à 1.4% près. De la même manière, R_b est reproduit par le Monte-Carlo (J.Z.) à 15% près, et par le Monte-Carlo (JETSET) à 12% près.

Dans le seul cas du Monte-Carlo JETSET, nous avons également refait les ajustements de $R^*(Q)$ avec et sans b -tagging (figure 4.21). Dans ce dernier cas, la pureté en $b\bar{b}$ est d'environ 85%. Ces ajustements permettent d'obtenir λ_{udsc} et λ_b séparément: JETSET prédit des valeurs de λ_{udsc} et λ_b trop faibles de 5% et 21% respectivement.

Enfin, nous avons effectué un ajustement en fixant les valeurs de σ, κ et ϵ ¹³, qui donne un désaccord de 20% entre JETSET et les données.

Les prédictions de JETSET dans le cas de désintégrations de bosons W seront corrigées de ces différences dans le dernier chapitre, lorsque nous tenterons de discriminer entre l'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents et celle où ces corrélations n'existent pas.

Les modèles (J.Z.) et (W.F.) ne seront utilisés qu'à titre de vérification pour trois raisons: les grands poids attribués à certains événements induisent des fluctuations importantes d'un lot d'événements simulés à l'autre, le secteur du b est mal reproduit,

¹²Nous posons ici $\rho_{udsc} = \frac{N_{udsc}^{+-}}{N_{total}^{+-}}$. La multiplicité des événements variant en fonction du type de quark, ce rapport n'est pas exactement la pureté en quarks u, d, s, c . Dans ce premier intervalle ($Q < 0.1$ GeV), le Monte-Carlo donne $\rho_{udsc} = 70\%$ quand la pureté est de 78%.

¹³Les autres paramètres sont fixés à la valeur de la moyenne pondérée des mesures dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV et à haute énergie. Les valeurs utilisées sont:

$$\sigma = 4.242 \pm 0.084 \text{ GeV}^{-1}, \quad \kappa = 0.978 \pm 0.002, \quad \epsilon = 0.0097 \pm 0.0009 \text{ GeV}^{-1}.$$

Seuls les 4 premiers intervalles en Q interviennent dans l'ajustement.

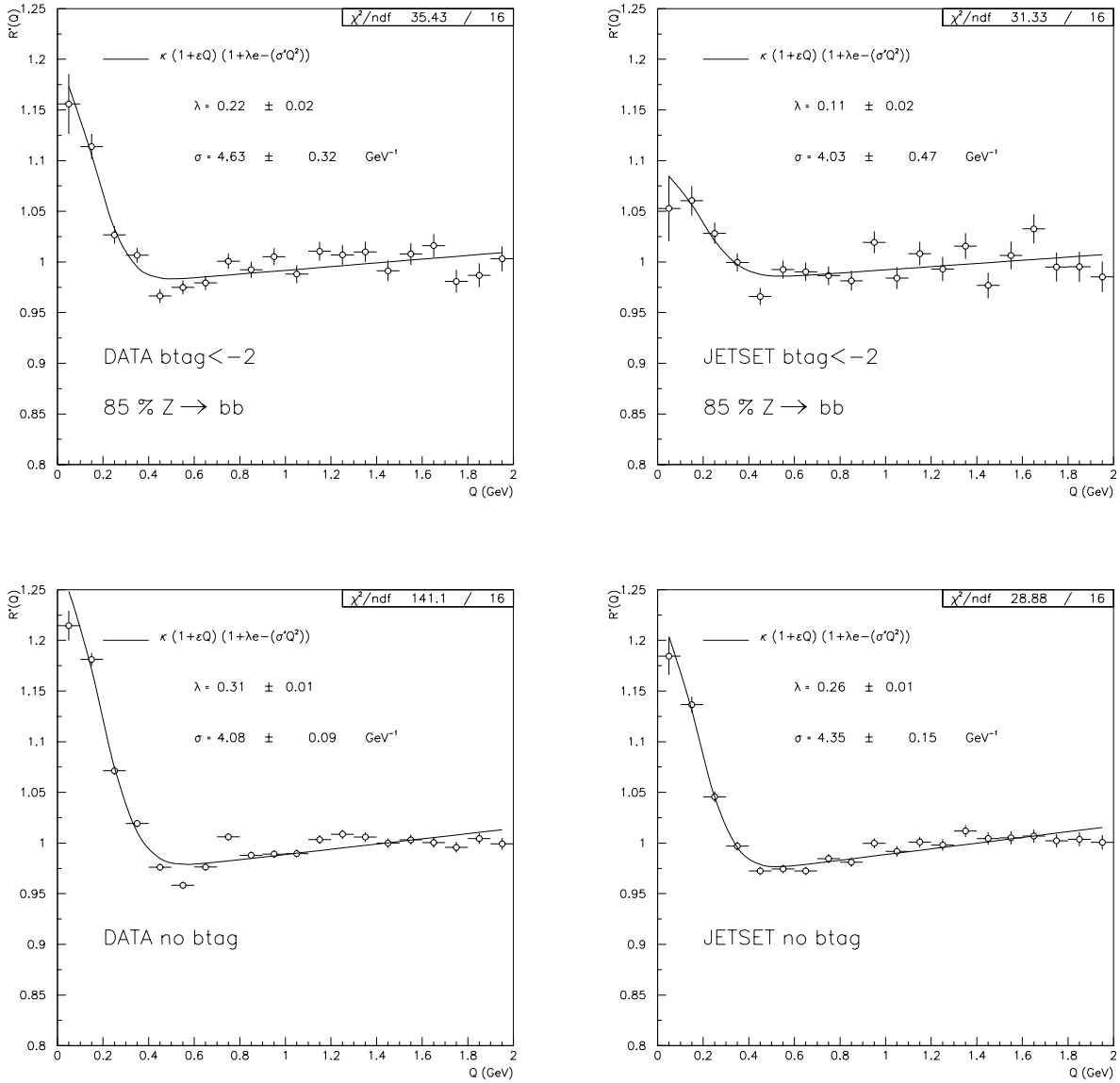


Figure 4.21: Ajustement de $R^*(Q)$ avec et sans b -tagging pour les données collectées au pic de la résonance Z en 1997 et pour la simulation JETSET.

	Année des données	Sélection	Corrections coulombiennes	taille des intervalles (GeV)	ρ, K^0 exclus	λ	σ (GeV ⁻¹)
a	1994	[69]	oui	0.02	oui	0.44 ± 0.02	4.08 ± 0.12
b	1994	Actuelle	oui	0.02	oui	0.42 ± 0.01	4.49 ± 0.04
c	1994	Actuelle	oui	0.1	oui	0.39 ± 0.01	4.29 ± 0.05
d	1997	Actuelle	oui	0.1	oui	0.40 ± 0.01	4.55 ± 0.09
e	1997	Actuelle	oui	0.2	oui	0.33 ± 0.01	4.11 ± 0.07
f	1994	Actuelle	non	0.02	oui	0.33 ± 0.01	4.28 ± 0.05
g	1994	Actuelle	oui	0.02	non	0.41 ± 0.01	4.41 ± 0.04
h	1994	Actuelle	non	0.02	non	0.32 ± 0.01	4.19 ± 0.04
i	1994	Actuelle	non	0.1	non	0.29 ± 0.01	4.23 ± 0.04
j	1997	Actuelle	non	0.1	non	0.30 ± 0.01	4.27 ± 0.09
k	1997	Actuelle	non	0.1	oui	0.30 ± 0.01	4.36 ± 0.09
l	1997	Actuelle	oui	0.1	non	0.39 ± 0.01	4.48 ± 0.09
m	1994	Actuelle	non	0.2	non	0.25 ± 0.01	4.06 ± 0.04
n	1997	Actuelle	non	0.2	non	0.26 ± 0.01	4.12 ± 0.08
o	1997	Actuelle	non	0.2	oui	0.26 ± 0.01	4.06 ± 0.09
p	1997	Actuelle	oui	0.2	non	0.32 ± 0.01	4.16 ± 0.07

Tableau 4.12: Comparaison des résultats obtenus avec la sélection actuelle et les différentes corrections, avec ceux de l'analyse [69], pour les données de 1994 et 1997 à 91 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

mais aussi l'intervalle de Q compris entre 0.4 et 0.7 GeV, correspondant aux régions des résonances.

4.5.3 Erreurs systématiques.

Nous nous intéressons ici aux erreurs systématiques susceptibles d'apparaître dans notre mesure à $\sqrt{s}=91$ GeV. L'erreur totale est la somme quadratique de six contributions:

- l'ajustement est refait sur les données 1997 en tenant compte des corrections coulombiennes. Les distributions du nombre de paires de pions de même signe et de signes opposés dans les données étant corrigées par $1/G_l(\eta)$ et $1/G_u(\eta)$ définis en (4.2). Les résultats sont alors de (table 4.12, ligne p)¹⁴:

$$\lambda = 0.32 \pm 0.01, \quad \sigma = 4.16 \pm 0.07 \text{ GeV}^{-1},$$

¹⁴Pour les données de 1994, nous obtenons $\lambda = 0.320 \pm 0.004$, $\sigma = 4.11 \pm 0.03 \text{ GeV}^{-1}$, en excellent accord.

avec un χ^2 de 108 pour 11 degrés de liberté.

La moitié de la différence avec l'ajustement sans corrections coulombiennes est prise comme correction, qui sera ajoutée au résultat de l'ajustement pour les données. Cette correction est comptée intégralement comme une erreur systématique.

- Les critères de sélection des pions sont modifiés, et les ajustements refaits, pour 5 sélections différentes. Cette erreur est calculée sur les données à $\sqrt{s} = 91$ GeV de 1997. Le rapport $R^*(Q) = R(Q)_{\text{données}}/R(Q)_{MC}$ est calculé chaque fois pour le même échantillon de 100000 événements Monte-Carlo $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ et pour les données, seule la sélection des pions étant changée. Les cinq sélections sont les suivantes:

- les coupures sur les éventuelles traces mal reconstruites près de la paroi centrale de la TPC sont moins sévères, les traces étant rejetées si l'angle polaire θ est dans l'intervalle $[88.5^\circ, 91.5^\circ]$ ($[87.5^\circ, 92.5^\circ]$) et si elles n'ont qu'un (1 ou 2) point de mesure dans les 5 premières couches de la TPC, ou si leur impulsion transverse est inférieure à 100 MeV (120 MeV). Les nombres entre parenthèses se réfèrent aux coupures adoptées dans l'analyse.
- Les coupures sur les traces éventuelles mal reconstruites près de la paroi centrale de la TPC sont plus sévères, les traces étant rejetées si l'angle polaire θ est dans l'intervalle $[86.5^\circ, 93.5^\circ]$ et si elles ont moins de 3 points de mesure dans les 5 premières couches de la TPC, ou si leur impulsion transverse est inférieure à 140 MeV.
- La réjection des électrons est moins sévère, seules les traces d'impulsion inférieure à 4 GeV (5 GeV) et ayant une mesure de dE/dx compatible à 2.5 (3) écarts standard avec celle attendue pour un électron étant éliminées.
- La réjection des conversions est moins sévère, les deux traces étant rejetées si elles sont proches de moins de 0.9 cm (1 cm) dans le plan (xy) et de moins de 1.8 cm (2 cm) selon z . Leur masse invariante doit être inférieure à 25 MeV (30 MeV) et leurs mesures de dE/dx compatibles avec celles d'électrons à 2.7 (3) écarts standard près.
- La réjection des conversions est plus sévère, les deux traces étant rejetées si elles sont proches de moins de 1.1 cm dans le plan (xy) et de moins de 2.2 cm selon z . Leur masse invariante doit être inférieure à 35 MeV et leurs mesures de dE/dx compatibles avec celles d'électrons à 3.3 écarts standard près.

Un sixième ajustement est fait en utilisant la sélection standard des pions et le même échantillon de 100000 événements (~ 1.5 fois les données) Monte-Carlo.

La plus grande différence entre les 5 ajustements précédents et cet ajustement est pris comme erreur systématique due à la sélection des pions. On obtient une erreur $\Delta\lambda = 0.01$ et $\Delta\sigma = 0.04 \text{ GeV}^{-1}$.

A noter que la plus grande source d'erreur attendue a priori provient des conversions, produisant des paires e^+e^- à faible Q , qui peuvent artificiellement diminuer l'effet des corrélations de Bose-Einstein si une mauvaise identification est effectuée, et si de telles paires ne sont pas rejetées. Nous montrons sur la figure 4.22 les efficacités de réjection des paires $e^\pm e^\pm$ et e^+e^- , où l'un des électrons au moins provient d'une conversion, en fonction de Q . Ces efficacités sont de l'ordre de 95% sur un intervalle en Q de 0 à 0,3 GeV. Nous considérons que ces réjections sont suffisantes pour ne pas introduire d'erreur systématique supplémentaire due aux conversions.

- La pureté en pion de l'échantillon analysé est prise en compte en refaisant l'ajustement avec une fonction

$$C^*(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + f(Q)\lambda e^{-\sigma^2 Q^2}),$$

où $f(Q)$ est la probabilité que la paire de particules de même signe soit effectivement constituée de deux pions, évaluée à partir de simulations Monte-Carlo. Cette fonction peut être paramétrée par un polynôme du deuxième ordre: $f(Q) = 0.787 - 0.057 Q + 0.007 Q^2$ (fig. 4.6). Des corrections de $\Delta\lambda = 0.07$ et $\Delta\sigma=0.02 \text{ GeV}^{-1}$, égales aux différences entre les deux ajustements, seront appliquées au résultat final. L'erreur sur ces corrections est évaluée en modifiant la valeur du terme constant dans $f(Q)$, qui domine la correction, dans un intervalle de $\pm 1\sigma = \pm 0.002$. Les erreurs systématiques associées sont alors de $\Delta\lambda = 0.01$ et $\Delta\sigma=0.01 \text{ GeV}^{-1}$

- Les ajustements ont été faits avec des intervalles de Q de différentes largeurs (0.02, 0.1 et 0.2 GeV) sur les données à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (comparaison des lignes h et m, et des lignes j et n de la table 4.12). Ceci entraîne des corrections aux résultats de $\Delta\lambda = 0.07$ et $\Delta\sigma=0.15 \text{ GeV}^{-1}$. Ces corrections sont comptées intégralement dans l'erreur systématique.
- L'efficacité de sélection des paires de même signe est différente de celle pour les paires de signes opposés (figure 4.23). Cette efficacité est définie comme le rapport du nombre de paires de pions reconstruites sur le nombre de paires de pions générées. Cette différence provient uniquement de la région $Q < 40 \text{ MeV}$, où apparaît la contribution des traces "dédoublées" par le programme de reconstruction, simulant les corrélations de Bose-Einstein. La figure 4.24 montre ainsi le rapport $R^{kr}(Q) = (N^{++}/N^{+-})^{reconstruit} / (N^{++}/N^{+-})^{génééré}$ avec et sans la région où $Q < 40 \text{ MeV}$.

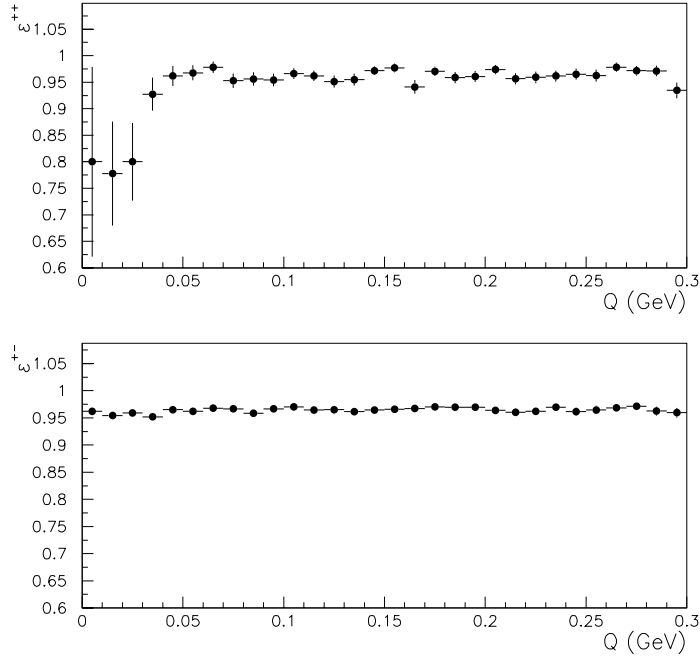


Figure 4.22: Efficacité de réjection des paires $e^\pm e^\pm$ et $e^+ e^-$, où l'un des électrons au moins provient d'une conversion, en fonction de Q . Cette efficacité est définie comme suit: nous identifions au niveau du générateur l'ensemble des traces provenant du processus $\gamma \rightarrow e^+ e^-$, et formons les distributions $N_{\pm\pm}^{kingal}(Q)$ et $N_{+-}^{kingal}(Q)$ avec les paires contenant au moins un électron provenant d'une conversion. Nous refaisons les mêmes distributions $N_{\pm\pm}^{reconstructed\ rejected}(Q)$ et $N_{+-}^{reconstructed\ rejected}(Q)$ sur les particules reconstruites associées, la paire étant retenue si l'une des deux traces est rejetée par un des critères de sélection des pions. Nos efficacités $\epsilon^{++}(Q)$ et $\epsilon^{+-}(Q)$ sont le rapport de ces distributions. Ces efficacités sont d'environ 95% sur tout l'intervalle de Q compris entre 0 et 0,3 GeV.

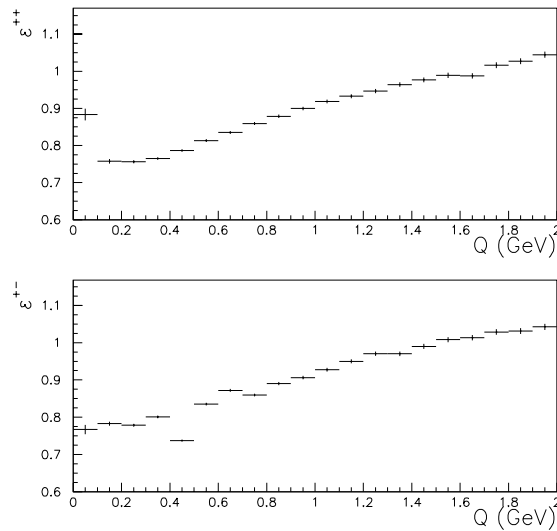


Figure 4.23: Variation de l'efficacité de sélection des paires de même signe ϵ^{++} et de signes opposés ϵ^{+-} en fonction de Q .

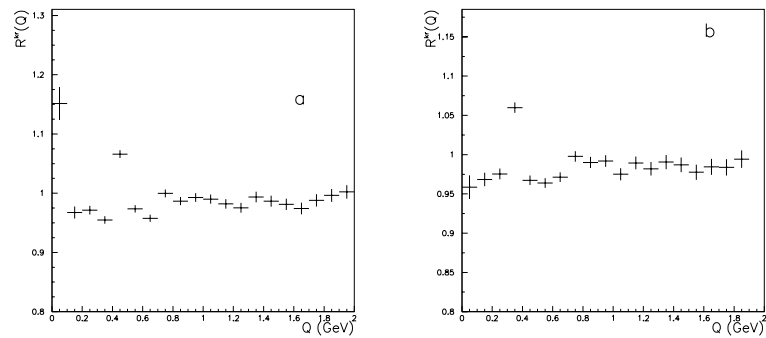


Figure 4.24: Variation du rapport R^{kr} défini dans le texte, en fonction de Q , avec (a) et sans (b) la région $Q < 40$ MeV.

source	$\Delta\lambda$	$\Delta\sigma$ (GeV ⁻¹)
Corrections Coulombiennes	0.035	0.025
π sélection	0.01	0.04
pureté $\pi\pi$	0.01	0.01
résonances ρ, K^0	-	0.09
région $Q < 40$ MeV	-	0.02
largeur des intervalles	0.07	0.15
total	± 0.08	± 0.18

Tableau 4.13: Sources d'erreurs systématiques dans la mesure des corrélations de Bose-Einstein, évaluées au pic de la résonance du Z .

Si nous excluons cette région où $Q < 40$ MeV de l'ajustement (figure 4.10 par exemple), nous observons une différence $\Delta\sigma = 0.02$ GeV⁻¹. λ est inchangé.

- Enfin, le fait d'inclure les régions du ρ et du K^0 dans l'ajustement influence également le résultat. λ est inchangé, mais une erreur de $\Delta\sigma = 0.09$ GeV⁻¹ est ajoutée sur la taille de la source (couples [g,b], [h,f], [j,k], [l,d], [o,n] et [p,e] dans la table 4.12). Ces régions sont normalement exclues de l'ajustement effectué au pic de la résonance du Z , mais elles seront conservées dans les ajustements des distributions observées pour les paires de bosons W , du fait de la taille plus grande des intervalles en Q .

Le résultat final sera donc augmenté de $\delta\lambda = 0.175$ et $\delta\sigma = 0.195$ GeV⁻¹ pour tenir compte des effets des corrections coulombiennes, de la pureté en paires $\pi\pi$ et de la taille des intervalles en Q .

Nous reportons l'ensemble des sources d'erreur considérées dans la table 4.13.

Les résultats à $\sqrt{s} = 91$ GeV sont donc de

$$\lambda = 0.43 \pm 0.01 (stat) \pm 0.08 (syst), \quad \sigma = 4.31 \pm 0.08 (stat) \pm 0.18 (syst) \text{ GeV}^{-1}.$$

4.6 Conclusion

Trois modèles différents de simulation des corrélations de Bose-Einstein ont été comparés aux données. La meilleure reproduction des données semble être obtenue avec le modèle JETSET décrit en (4.3.3).

Les corrélations de Bose-Einstein ont été mesurées avec les données collectées à 91 GeV, pour différentes efficacités de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Il a été

vérifiée pour la première fois dans ALEPH que λ décroît quand la pureté en quarks b augmente, les pions issus des vertex décalés du b et du \bar{b} n'étant pas corrélés. Nous avons extrapolé cette mesure pour donner la valeur de λ attendue en l'absence de quark b : $\lambda = 0.51 \pm 0.03$ (*stat*) avec l'analyse de [69] par exemple. Ceci correspond à une augmentation de $16 \pm 7\%$ par rapport à λ_Z , la valeur mesurée sans distinction de saveur.

L'ajustement des Monte-Carlo est fait sur des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ incluant les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$. Celles-ci sont mal reproduites par le modèle de Jadach et Zalewski et par JETSET pour $Q < 0.1$ GeV. Dans les deux cas, la valeur de λ prévue par les Monte-Carlo est inférieure à celle observée dans les données. Le modèle JETSET reproduit également mal les données quand la pureté en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ augmente.

La mesure des corrélations de Bose-Einstein à $\sqrt{s}=91$ GeV avec une analyse similaire à celle qui sera effectuée pour les désintégrations $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ donne

$$\lambda = 0.43 \pm 0.01 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}, \quad \sigma = 4.31 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.18 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1},$$

les effets dus aux corrections coulombiennes, à la pureté en paires $\pi\pi$ et à la taille des intervalles en Q ayant été corrigés.

Chapitre 5

La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de W .

5.1 Introduction

Nous commencerons ce chapitre en présentant les corrections apportées à l'ajustement des différents modèles. Nous continuerons par l'exposé de la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W . Dans cette partie, nous comparerons les données aux prédictions des 3 modèles, d'abord pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, ensuite pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$. L'évaluation des erreurs systématiques sera ensuite présentée. Dans ce cadre, nous nous intéresserons à la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ à haute énergie.

Dans la dernière partie, nous étudierons l'effet de ces corrélations sur la mesure de la masse du boson W .

5.2 Retour sur l'ajustement des Monte-Carlo.

Modèle JZ.

En (4.5), nous avons introduit une correction $1/n(Q)$ pour tenir compte de la légère modification de la multiplicité après repondération à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Les multiplicités des événements à plus haute énergie sont également modifiées. Par exemple, la table 5.1 donne les multiplicités moyennes des événements sélectionnés comme candidats W^+W^- à 183 GeV, avant et après la pondération. Nous donnons dans la même table les multiplicités observées dans les données.

Une autre correction a été nécessaire: l'efficacité de sélection des pions, en fonction de Q , était modifiée par le poids attribué à chaque événement dans le canal $WW \rightarrow$

Événements simulés	nombre de traces avant repondération	nombre de traces après repondération
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	32.70 ± 0.05	31.98 ± 0.05
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	16.46 ± 0.04	16.02 ± 0.04
$Z \rightarrow q\bar{q}$	33.10 ± 0.16	32.42 ± 0.15
ZZ	30.67 ± 0.18	31.82 ± 0.18
Événements réels	nombre de traces	
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	33.03 ± 0.34	
$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	16.17 ± 0.27	

Tableau 5.1: Multiplicité moyenne des différents types d'événements simulés à 183 GeV, avant et après repondération, comparée à celle des données. Concernant les états finals simulés $q\bar{q}$ et ZZ , les valeurs correspondent aux événements sélectionnés comme $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Le lepton identifié (e, μ, τ) n'est pas compté dans le nombre de traces chargées pour les états finals $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. Les incertitudes sont toutes d'origine statistiques.

$q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Cette efficacité est définie comme le rapport du nombre de paires de pions sélectionnées sur le nombre de paires de pions formées au niveau de la génération. La figure 5.1 montre cette efficacité avant et après repondération pour les deux canaux étudiés.

Cet effet n'est pas dû à la méthode de repondération, les distributions du nombre de paires formées restant pratiquement les mêmes avec et sans effet de Bose-Einstein au niveau de la génération (figure 5.2). Au contraire, ces distributions sont différentes pour les événements sélectionnés, le nombre total de paires diminuant après repondération (figure 5.3).

Cette différence provient donc de la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ proprement dite. En effet, la multiplicité moyenne des événements retenus par le réseau de neurones est plus élevée que celle des événements rejetés. Nous avons vérifié sur les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ que le poids par paires était plus important sur les événements de basse multiplicité, comme on peut le constater sur la figure 5.4 dans le cadre des modèles (J.Z.) et (W.F.).

Les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ du nombre de paires de pions de même signe et de signes opposés sont donc corrigées, une fois la repondération effectuée, par un facteur $1/n(Q) = (a - b(Q))$, avec:

$$n(Q) = \frac{N_{\text{paires de pions reconstruites avec pondération}}(Q)}{N_{\text{paires de pions reconstruites sans pondération}}(Q)} = a - b(Q),$$

pour $Q > 0.2$ GeV.

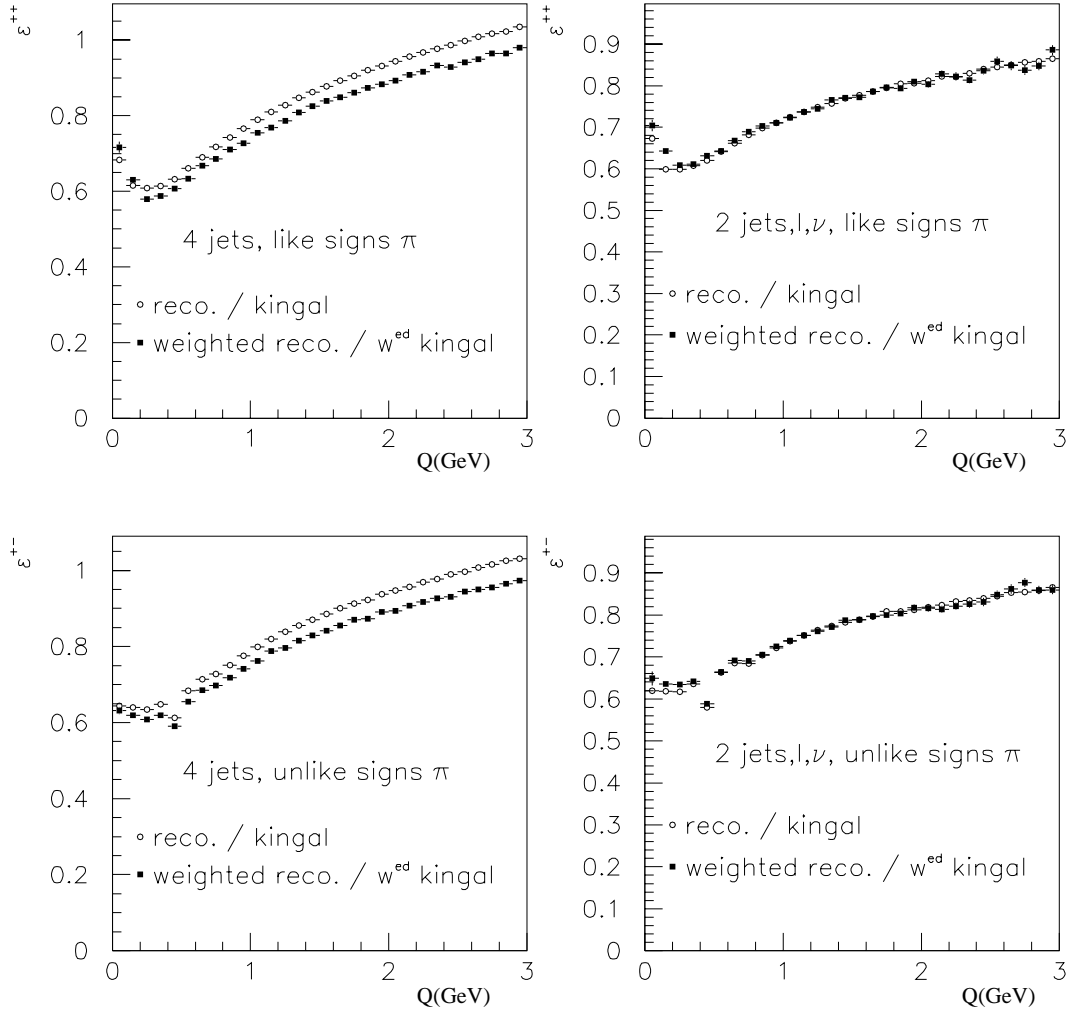


Figure 5.1: Distribution de l'efficacité de reconstruction des paires de pions, définie comme le rapport du nombre de paires de pions sélectionnées sur le nombre de paires de pions formées au niveau de la génération. Ces efficacités sont données pour les paires de même signe (haut), et celles de signe contraire (bas). Dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (4 jets), l'efficacité après pondération est modifiée pour $Q > 0.2$ GeV environ, alors qu'elle est inchangée pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (2 jets, l, ν). Nous avons utilisé le Monte-Carlo KORALW à 183 GeV.

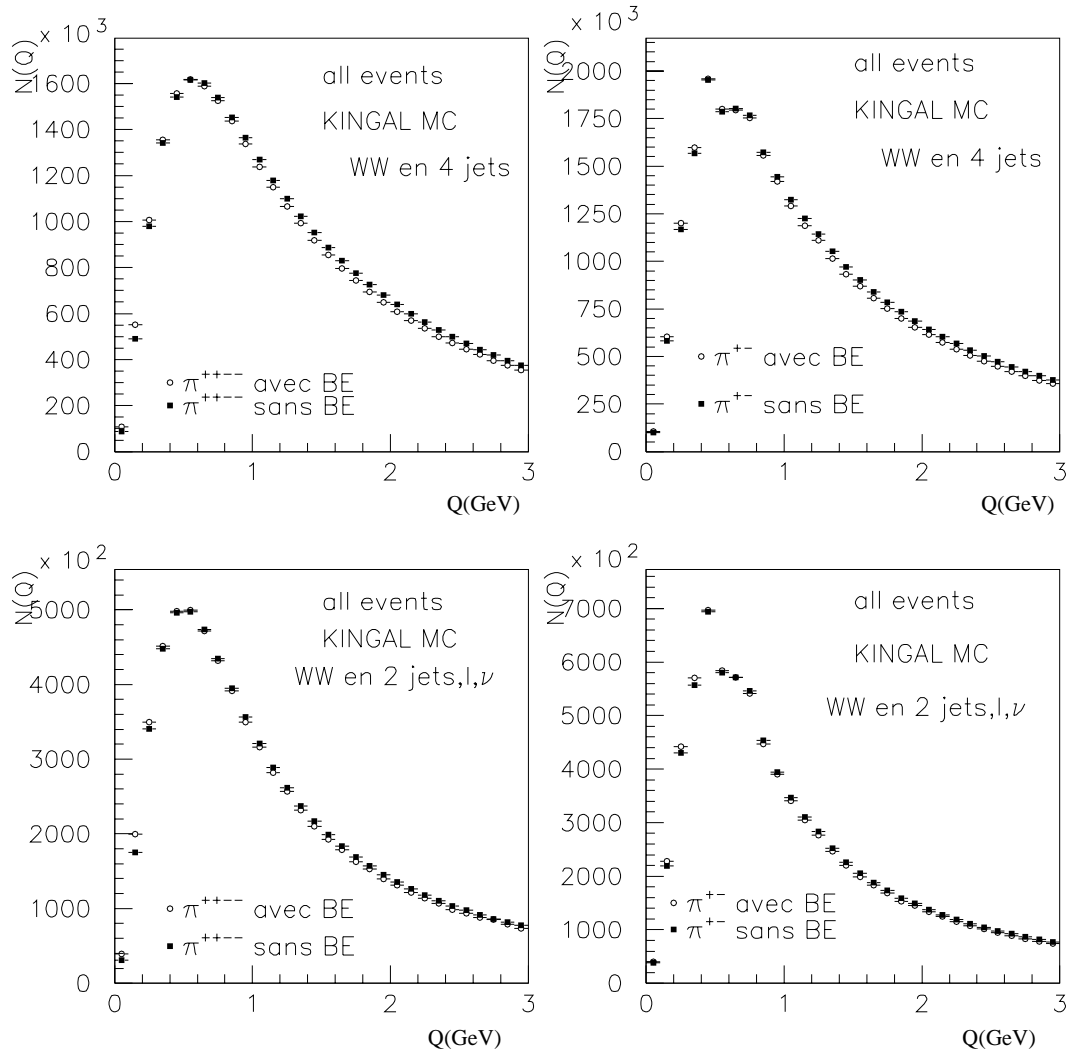


Figure 5.2: Distribution du nombre de paires formées, en fonction de Q , au niveau de la génération. En haut pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, en bas pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$. Ces distributions restent pratiquement inchangées avec et sans effet de Bose-Einstein. Nous avons utilisé le Monte-Carlo KORALW à 183 GeV.

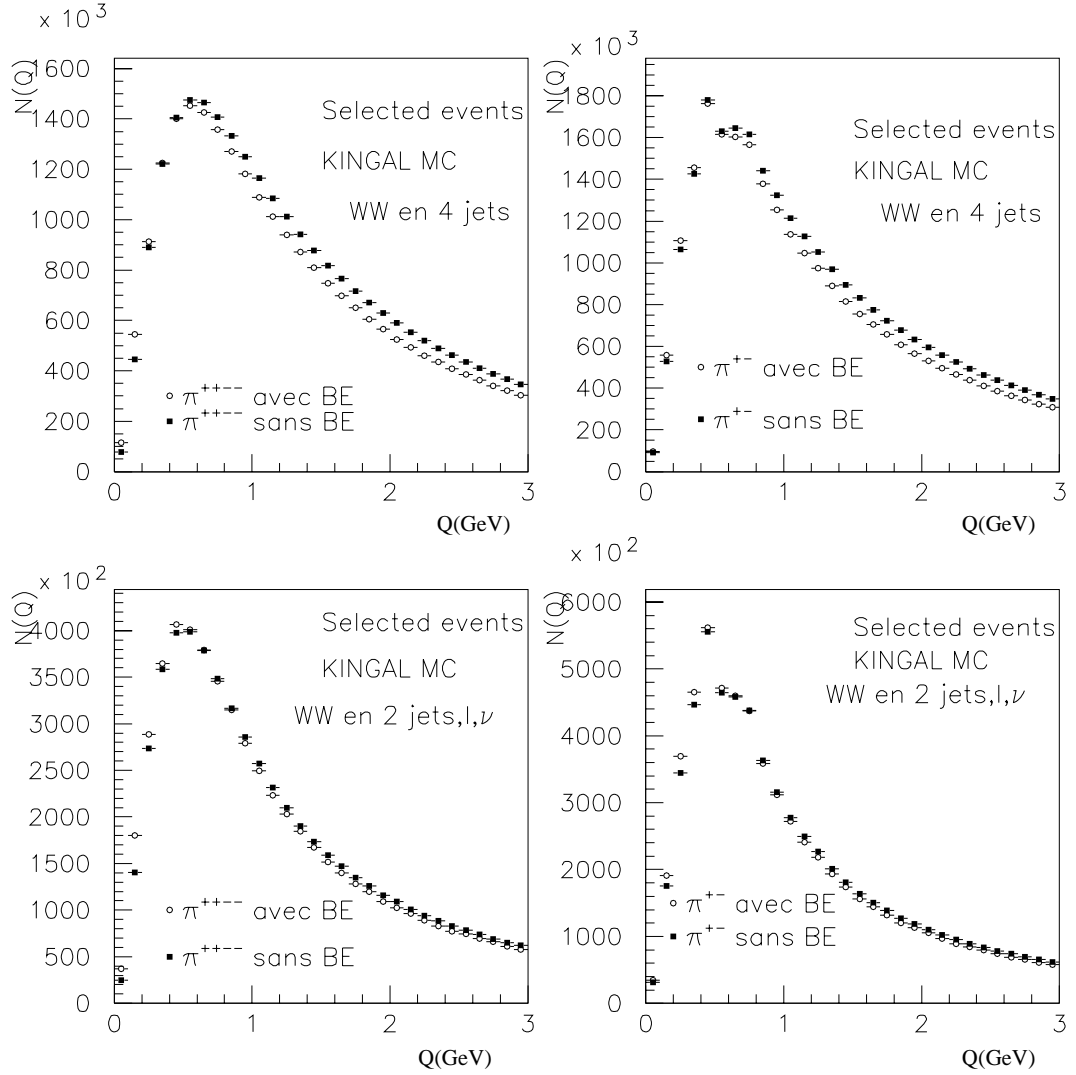


Figure 5.3: Distribution du nombre de paires formées, en fonction de Q . En haut pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, en bas pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, cette fois uniquement pour les événements sélectionnés. Ces distributions sont différentes, essentiellement dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, selon que l'effet de Bose-Einstein est présent ou non. Nous avons utilisé le Monte-Carlo KORALW à 183 GeV.

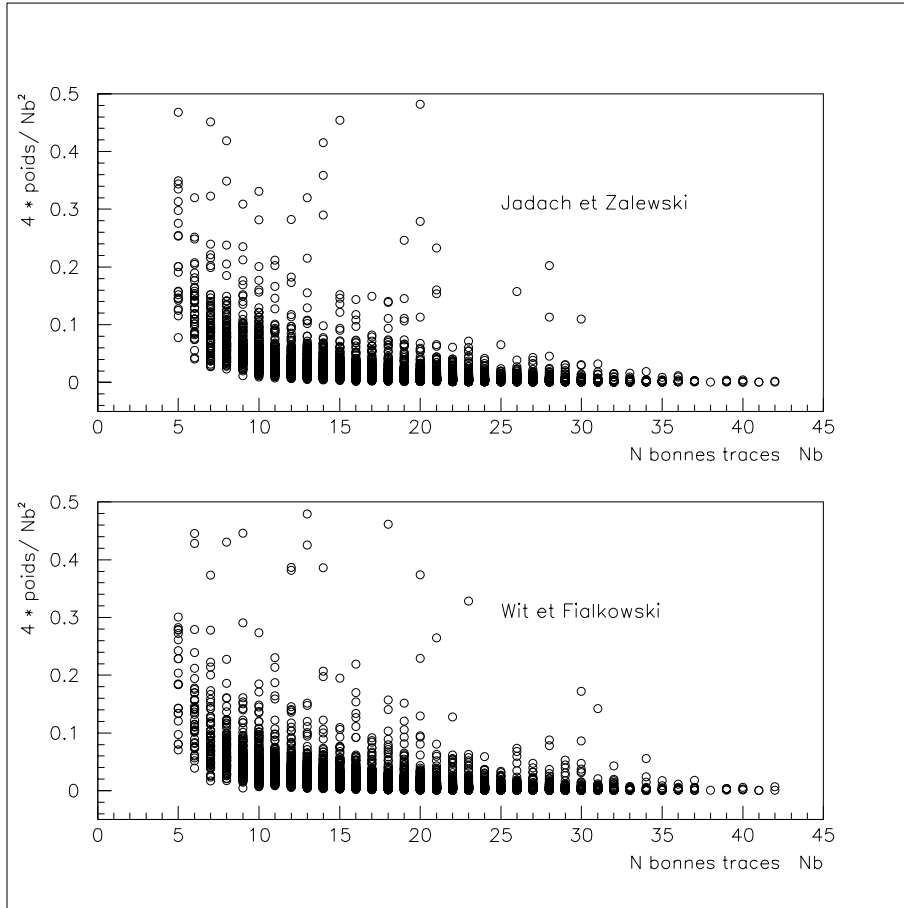


Figure 5.4: Poids W_{paire} par paire (approximé par $W_{paire} = W/(N/2)^2$, où N est le nombre de bonnes traces chargées de l'événement et W son poids) en fonction de la multiplicité pour les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. Les événements de plus basse multiplicité sont à l'origine des valeurs de W_{paire} les plus grandes, d'où l'effet observé de la sélection $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ sur le nombre de paires reconstruites après repondération.

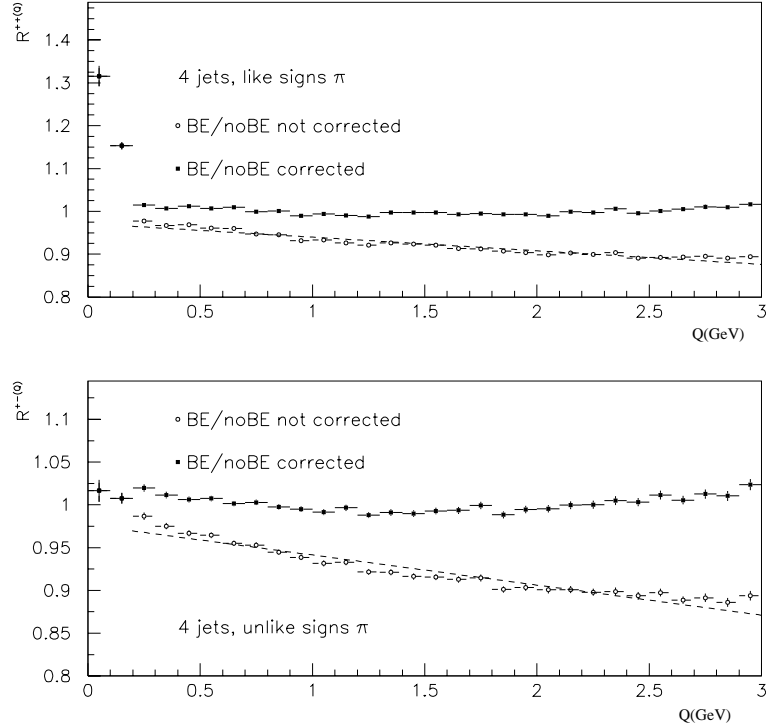


Figure 5.5: Distribution $R^{++}(Q)$ ($R^{+-}(Q)$) du nombre de paires de pions de même signe (de signes opposés) avec effet de Bose-Einstein divisé par le même nombre sans l'effet, dans les événements simulés $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 183 GeV. Les cercles montrent ces rapports sans correction, alors que les points noirs les montrent une fois les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ corrigées par $1/n(Q)$. Cette correction $n(Q)$, paramétrée par $a - b(Q)$, est indiquée en trait pointillé sur les distributions avant correction.

Ceci permet d'obtenir le même nombre de paires de π avant et après repondération pour $Q > 0.2$ GeV. La figure 5.5 montre les rapports $R^{++}(Q) = N_{BE}^{++}(Q)/N_{noBE}^{++}(Q)$ et $R^{+-}(Q) = N_{BE}^{+-}(Q)/N_{noBE}^{+-}(Q)$ obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ avec et sans cette correction. Les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ sont corrigées différemment pour le signal et pour le fond. Les différentes valeurs de a et b utilisées sont indiquées dans la table 5.2.

Modèle WF.

Comme dans le premier modèle, les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ sont corrigées dans chaque intervalle en Q par une fonction $1/(a - b(Q))$ pour les événements Monte-Carlo sélectionnés comme candidats $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Les différentes valeurs de a et b utilisées sont indiquées dans la table 5.2.

Distribution corrigée	a	b (GeV ⁻¹)
Méthode de Jadach et Zalewski à 172 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	0.96	0.038
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	0.96	0.036
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	0.82	0.037
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	0.82	0.034
$N_{++}(Q) ZZ$	1.10	0.076
$N_{+-}(Q) ZZ$	1.12	0.068
Méthode de Wit et Fialkowski à 172 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	1.	0.057
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	1.	0.057
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	1.31	0.12
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	1.27	0.10
$N_{++}(Q) ZZ$	1.05	0.046
$N_{+-}(Q) ZZ$	1.06	0.037
Méthode de Jadach et Zalewski à 183 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (BEB)	0.97	0.032
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (BEB)	0.97	0.035
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (BEI)	0.96	0.018
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (BEI)	0.96	0.022
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	0.89	0.069
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	0.89	0.069
$N_{++}(Q) ZZ$	0.95	0.035
$N_{+-}(Q) ZZ$	0.95	0.035
Méthode de Wit et Fialkowski à 183 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	1.	0.047
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	1.	0.047
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	1.55	0.25
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q \bar{q}$	1.52	0.25
$N_{++}(Q) ZZ$	0.93	0.033
$N_{+-}(Q) ZZ$	0.93	0.033

Tableau 5.2: Corrections appliquées aux distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ sous la forme $1/(a - b(Q))$. Ces corrections assurent de retrouver le même nombre de paires de pions avant et après la repondération de l'événement. A 183 GeV, la correction est différente selon que des pions issus chacun d'un des W peuvent (BEB) ou non (BEI) être corrélés pour le modèle (J.Z.).

Processus	Générateur	Option	Nombre d'événements	section efficace (pb)
W^+W^- CC03	KORALW	BE_3	39600	15.73
$q\bar{q}$	PYTHIA	BE_3	10800	101.8
W^+W^- CC03	KORALW	BE_{23}	40000	15.73
$q\bar{q}$	PYTHIA	BE_{23}	20000	101.8

Tableau 5.3: Nombres d'événements générés à 183 GeV en utilisant les options BE_3 et BE_{23} de simulation des corrélations de Bose-Einstein dans JETSET.

Modèle JETSET.

Aucun ajustement supplémentaire n'est effectué ici. La table 5.3 donne les nombres d'événements générés pour le signal et le bruit de fond à 183 GeV. L'hadronisation est effectuée avec JETSET, et nous indiquons également l'option utilisée pour simuler les corrélations de Bose-Einstein.

Avec ce modèle, nous négligerons le fond ZZ que nous n'avons pas généré. Les prédictions des options BE_{23} et BE_3 étant très semblables (figure 5.6), nous ne considérerons plus le modèle BE_{23} dans la suite.

5.3 Les corrélations dans les paires WW .

Avant de nous intéresser à la mesure des corrélations dans les paires de W , nous ferons deux rappels:

- Nous rappelons que le Monte-Carlo utilisé est toujours composé d'un mélange d'événements $CC03$ et $4f$ (cf 3.6). Les sections efficaces de production de paires de W seront donc de 12.6 pb à 172 GeV, et de 15.98 pb à 183 GeV.
- Pour les données, la luminosité collectée à 172 GeV est de 10.65 pb⁻¹, et de 56.83 pb⁻¹ à 183 GeV.

Nous présentons maintenant la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

5.3.1 Corrélations dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$

Dans ce canal, le lepton identifié est d'abord extrait de l'événement, la sélection des pions étant ensuite similaire à celle décrite en (4.4).

Les distributions simulées $N_{\pm\pm}(Q)$ et $N_{+-}(Q)$ sont normalisées aux données selon:

$$N_{\pm\pm}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qql\nu}^{données}}{N_{WW \rightarrow qql\nu}^{MCattendus}} \times \frac{\sigma_{WW} \times \mathcal{L}}{N_{MCgénérés}} \times N_{\pm\pm}(Q),$$

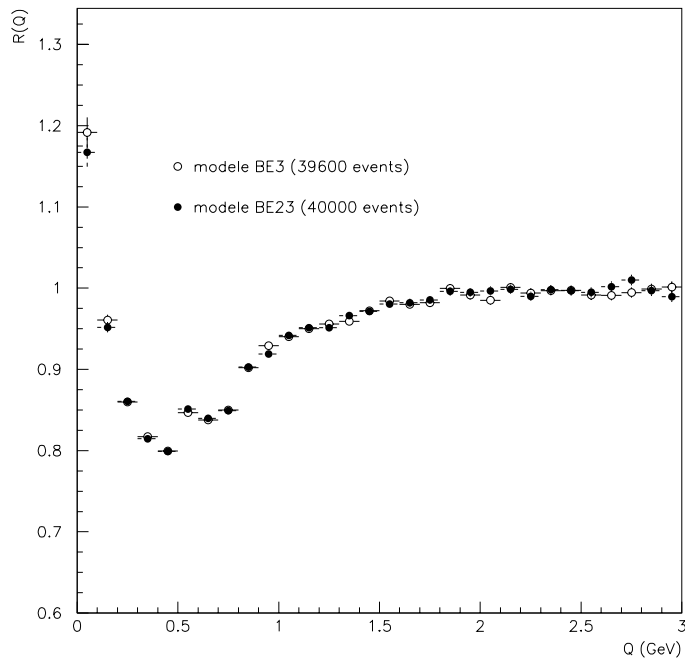


Figure 5.6: Comparaison du rapport $R(Q)$ obtenu avec les modèles BE_3 et BE_{23} pour des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 183 GeV. Les prédictions étant comparables, nous ne considérerons pas le modèle BE_{23} dans la suite.

172 GeV		183 GeV	
$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}$
44	46.1	330	317.6

Tableau 5.4: Nombres d'événements observés et attendus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ à 172 et 183 GeV.

$$N_{+-}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}}{N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}} \times \frac{\sigma_{WW} \times \mathcal{L}}{N_{MCgénéérés}} \times N_{+-}(Q),$$

où $N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}$ est le nombre d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ sélectionnés dans les données, $N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}$ le nombre d'événements attendus d'après le Monte-Carlo WW , le fond étant négligé¹. Ces nombres figurent dans la table 5.4. σ_{WW} est la section efficace de production de paires de bosons W , et \mathcal{L} la luminosité intégrée des données réelles utilisée pour effectuer notre analyse.

Nous utiliserons pour l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ une fonction du type:

$$C(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2}).$$

Résultats à 172 GeV.

La table 5.5 donne les résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ à 172 GeV. Nous comparons les données aux deux modèles disponibles à cette énergie. A noter qu'ils prévoient tous deux une largeur trop faible de la distribution $R^*(Q)$, et que l'effet des corrélations de Bose-Einstein n'est visible que dans le premier intervalle de $Q < 0.2$ GeV. Les deux paramètres λ et σ sont de ce fait presque complètement corrélés.

Résultats à 183 GeV.

La table 5.6 donne les résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ à 183 GeV. Nous comparons les données aux trois modèles présentés dans le chapitre précédent.

Combinaison des données à 172 et 183 GeV.

Les résultats obtenus en combinant les données collectées à 172 et à 183 GeV sont indiqués dans la table 5.7. Nous comparons les données au modèle de Jadach

¹Cette assertion n'est pas rigoureusement exacte: une partie du bruit de fond (événements $W e \nu$) étant comprise dans le Monte-Carlo 4 fermions utilisé.

	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.	0.987 ± 0.004	0.007 ± 0.003	0.31 ± 0.14	7.51 ± 3.16	0.98	4.7/11
W.F.	0.991 ± 0.007	0.006 ± 0.005	0.25 ± 0.07	6.57 ± 1.89	0.87	7.8/11
données	0.975 ± 0.008	0.01 ± 0.06	0.51 ± 0.37	4.71 ± 2.41	0.38	5.7/11

Tableau 5.5: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ à 172 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.	0.995 ± 0.003	0.003 ± 0.002	0.67 ± 0.63	11.97 ± 3.87	0.99	10.8/11
W.F.	0.997 ± 0.004	0.003 ± 0.003	0.68 ± 0.71	11.94 ± 4.41	0.99	11.3/11
JETSET	0.978 ± 0.005	0.012 ± 0.003	0.24 ± 0.02	4.49 ± 0.28	0.41	28.1/11
données	0.997 ± 0.03	$0. \pm 0.02$	0.18 ± 0.11	3.74 ± 1.99	0.50	7/11

Tableau 5.6: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ à 183 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

et Zalewski (J.Z.), de Wit et Fialkowski (W.F.) et de Sjöstrand (JETSET). Dans ce dernier cas, seule la prédiction à 183 GeV est disponible, alors que nous avons sommé les prédictions à 172 et 183 GeV pour les deux autres modèles.

modèles	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.	0.993 ± 0.003	0.003 ± 0.002	0.69 ± 0.63	12.00 ± 3.82	0.99	10.4/11
W.F.	0.996 ± 0.004	0.003 ± 0.003	0.55 ± 0.64	11.08 ± 5.15	0.99	11/11
JETSET	0.978 ± 0.005	0.012 ± 0.003	0.24 ± 0.02	4.49 ± 0.28	0.41	28.1/11
données	0.99 ± 0.03	0.005 ± 0.02	0.21 ± 0.11	4.12 ± 1.69	0.47	6.5/11

Tableau 5.7: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, en additionnant les données à 172 et 183 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

Une nouvelle fois, le mauvais χ^2 de l'ajustement du modèle JETSET traduit l'inadéquation du paramétrage choisi, essentiellement dans la région $Q > 0.5$ GeV.

Résumé.

Les résultats obtenus sont donc:

$$\text{à } 172 \text{ GeV, } \lambda = 0.51 \pm 0.37, \sigma = 4.71 \pm 2.41 \text{ GeV}^{-1};$$

172 GeV		183 GeV	
$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{données}$	$N_{WW \rightarrow qq\nu}^{MCattendus}$
69	63.4	503	468.2

Tableau 5.8: Nombre d'événements sélectionnés et attendus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 172 et 183 GeV.

$$\text{à } 183 \text{ GeV, } \lambda = 0.18 \pm 0.11, \sigma = 3.74 \pm 1.99 \text{ GeV}^{-1}.$$

La combinaison de l'ensemble des données donne quant à elle

$$\lambda = 0.21 \pm 0.11, \sigma = 4.12 \pm 1.69 \text{ GeV}^{-1},$$

comme indiqué sur la figure 5.7, qui montre l'ajustement à l'ensemble des données $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, ainsi que la comparaison avec les différents modèles proposés pour simuler les corrélations de Bose-Einstein. L'accord entre les données et les prédictions est bon pour le modèle JETSET, pour lequel cependant la valeur du χ^2 est élevée. Les paramètres λ et σ obtenus avec les modèles JZ et WF ne sont pas très significatifs, l'effet n'étant visible que dans le premier intervalle en Q ($Q < 0.2$ GeV).

5.3.2 Corrélations dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$

Les distributions $N_{\pm\pm}(Q)$ et $N_{+-}(Q)$ simulées sont normalisées aux données réelles selon:

$$N_{\pm\pm}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qqqq}^{données}}{N_{WW \rightarrow qqqq}^{MCattendus}} \times \sum_i \frac{\sigma_i \times \mathcal{L}}{N_{MC}^i \text{générés}} \times N_{\pm\pm}^i(Q),$$

$$N_{+-}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qqqq}^{données}}{N_{WW \rightarrow qqqq}^{MCattendus}} \times \sum_i \frac{\sigma_i \times \mathcal{L}}{N_{MC}^i \text{générés}} \times N_{+-}^i(Q),$$

où $N_{WW \rightarrow qqqq}^{données}$ est le nombre d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ sélectionnés dans les données, $N_{WW \rightarrow qqqq}^{MCattendus}$ le nombre d'événements attendus d'après les Monte-Carlo, avec $i = WW, q\bar{q}$ et ZZ . Ces nombres sont présentés dans la table 5.8.

Nous utiliserons pour l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ une fonction du type:

$$C(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2}).$$

Résultats à 172 GeV.

La table 5.9 donne les résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 172 GeV. Nous comparons les données aux deux modèles

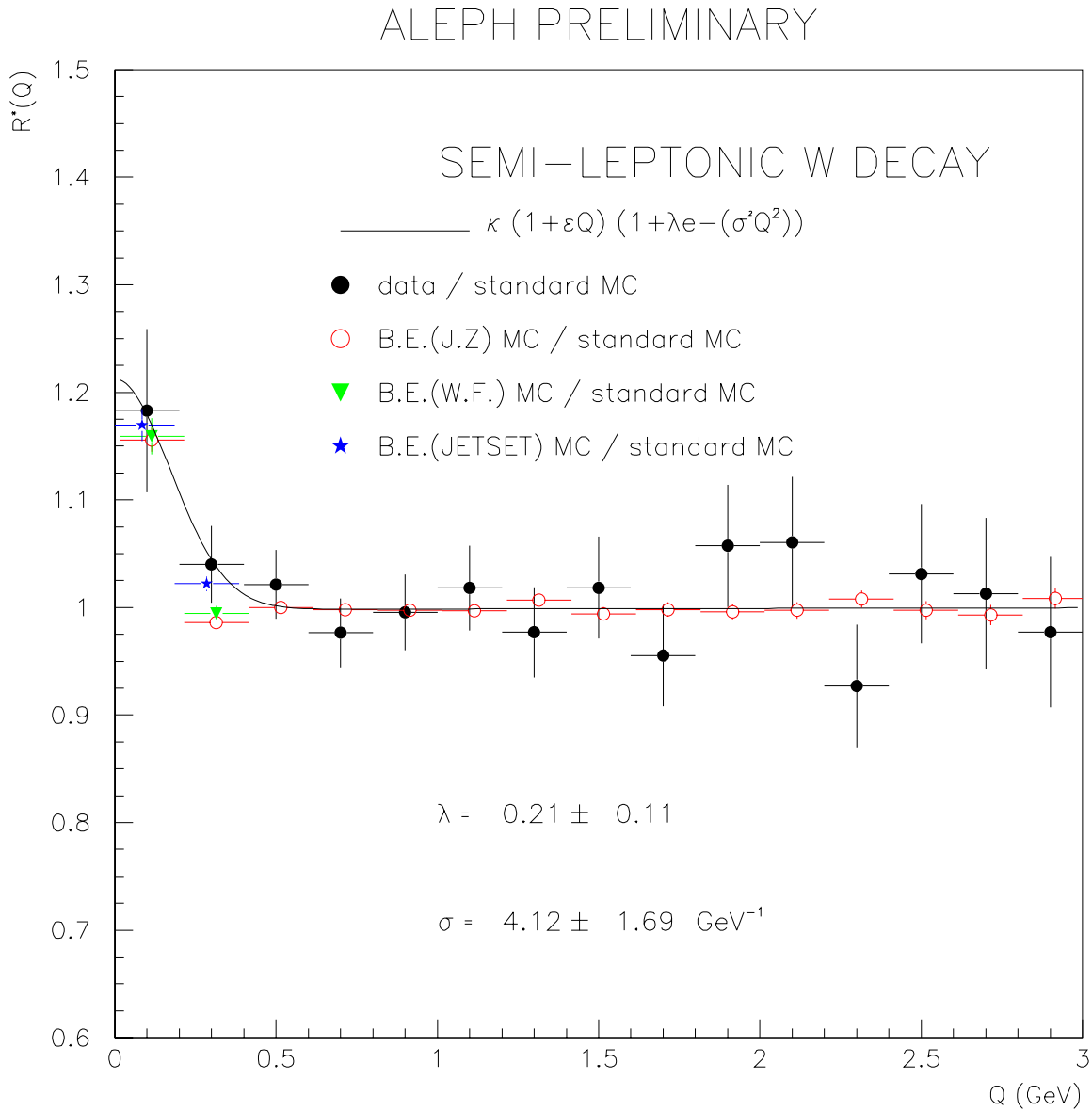


Figure 5.7: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ dans le canal semi-leptonique, comparé à trois modèles de simulation de l'effet. L'accord entre les modèles et les données est bon. L'ensemble des données collectées à 172 et à 183 GeV est utilisé. Les prédictions des Monte-Carlo (J.Z.) et (W.F.) combinent également ces deux énergies, alors que le Monte-Carlo (JETSET) n'a été généré qu'à 183 GeV.

disponibles à cette énergie. Nous indiquons par (BEB) et (BEI) les cas avec et sans corrélations entre pions issus de différents W . A noter que ces deux modèles prévoient encore une largeur trop faible de la distribution $R^*(Q)$, et que l'effet des corrélations de Bose-Einstein n'est visible que dans le premier intervalle de Q ($Q < 0.2$ GeV). Les deux paramètres λ et σ sont de ce fait presque complètement corrélés.

	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z. (BEB)	1.003 ± 0.005	$0. \pm 0.003$	0.79 ± 0.83	12.30 ± 4.2	0.99	7.9/11
J.Z. (BEI)	0.999 ± 0.005	0.002 ± 0.003	0.62 ± 0.82	12.25 ± 5.34	0.99	10.2/11
W.F.	1.002 ± 0.008	-0.002 ± 0.005	0.61 ± 1.10	12.23 ± 7.35	0.99	6.8/11
données	0.982 ± 0.03	0.02 ± 0.02	0.11 ± 0.09	3.03 ± 1.54	0.27	9.8/11

Tableau 5.9: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 172 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

Résultats à 183 GeV.

La table 5.10 donne les résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 183 GeV. Nous comparons les données aux trois modèles étudiés.

	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z. (BEB)	1.002 ± 0.008	$0. \pm 0.005$	0.36 ± 0.17	7.07 ± 3.31	0.94	8.6/11
J.Z. (BEI)	0.999 ± 0.008	0.002 ± 0.005	0.27 ± 0.08	6.32 ± 1.97	0.78	8.5/11
W.F.	0.987 ± 0.014	0.007 ± 0.009	0.47 ± 0.16	6.21 ± 1.66	0.63	7.2/11
JETSET (BEB)	0.978 ± 0.005	0.012 ± 0.003	0.27 ± 0.02	4.41 ± 0.24	0.45	29.1/11
JETSET (BEI)	0.985 ± 0.005	0.008 ± 0.003	0.20 ± 0.02	4.48 ± 0.33	0.44	24/11
données	0.965 ± 0.016	0.02 ± 0.01	0.21 ± 0.05	2.82 ± 0.48	0.41	14.3/11

Tableau 5.10: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 183 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

Combinaison des données à 172 et 183 GeV.

Les résultats obtenus en combinant les données collectées à 172 GeV et à 183 GeV sont indiqués dans la table 5.11. Nous comparons les données aux modèles de Jadach et Zalewski (J.Z.), de Wit et Fialkowski (W.F.) et de Sjöstrand (JETSET). Dans ce

dernier cas, seule la prédiction à 183 GeV est disponible, alors que nous avons sommé les prédictions à 172 et 183 GeV pour les deux autres modèles. Nous indiquons pour deux modèles les prédictions avec (BEB) et sans (BEI) corrélations entre pions issus de différents W .

modèles	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z. (BEB)	0.999 ± 0.006	$0. \pm 0.004$	0.45 ± 0.76	8.6 ± 9.8	0.99	8.4/11
W.F.	0.99 ± 0.01	0.005 ± 0.008	0.45 ± 0.17	6.55 ± 2.14	0.74	7.1/11
JETSET (BEB)	0.978 ± 0.005	0.012 ± 0.003	0.27 ± 0.02	4.41 ± 0.24	0.45	29.1/11
J.Z. (BEI)	0.997 ± 0.004	0.001 ± 0.001	0.28 ± 0.12	6.86 ± 2.80	0.91	7.7/11
JETSET (BEI)	0.985 ± 0.005	0.008 ± 0.003	0.20 ± 0.02	4.48 ± 0.33	0.44	24/11
données	0.97 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.19 ± 0.04	2.82 ± 0.46	0.39	14.5/11

Tableau 5.11: Résultats de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$ pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, en combinant les données collectées à 172 et à 183 GeV.

Résumé.

Les résultats obtenus sont alors:

$$\text{à } 172 \text{ GeV, } \lambda = 0.11 \pm 0.09 \text{ (stat), } \sigma = 3.03 \pm 1.54 \text{ (stat) GeV}^{-1};$$

$$\text{à } 183 \text{ GeV, } \lambda = 0.21 \pm 0.05 \text{ (stat), } \sigma = 2.82 \pm 0.48 \text{ (stat) GeV}^{-1}.$$

La combinaison de l'ensemble des données donne quant à elle

$$\lambda = 0.19 \pm 0.04 \text{ (stat), } \sigma = 2.82 \pm 0.46 \text{ (stat) GeV}^{-1},$$

comme indiqué sur la figure 5.8, qui montre l'ajustement à l'ensemble des données $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, ainsi que la comparaison avec les différents modèles proposés pour simuler les corrélations de Bose-Einstein. Sur la figure du haut, les prédictions des Monte-Carlo incluent d'éventuelles corrélations entre pions issus pour l'un du W^+ et pour l'autre du W^- , alors que la figure du bas présente les prédictions des Monte-Carlo quand les corrélations entre pions issus de W différents sont interdites. Cette deuxième hypothèse est favorisée par les données.

Comme dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, les modèles JZ et WF ne permettent pas d'obtenir des valeurs significatives des paramètres. Le modèle JETSET reproduit bien la valeur observée de λ , mais la taille de la source (σ) observée est plus petite que dans ce modèle (à 2.8 écarts standard). Elle est également plus petite que celle observée dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et dans les événements $Z \rightarrow q \bar{q}$ à $\sqrt{s} = 91$ GeV (à 2.6 écarts standard).

Mesure des corrélations de Bose-Einstein entre pions issus de différents W .

Dans plusieurs publications [93–95], il a été tenté de mesurer les corrélations de Bose-Einstein entre les pions provenant de W différents en soustrayant aux distributions obtenues dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 2 fois les contributions provenant des pions issus d'un seul W , extraite des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. Le nombre de paires dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ est normalisé au nombre de paires dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ selon:

$$N_{\pm\pm qql\nu}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qqqq}}{N_{WW \rightarrow qql\nu}} \times N_{\pm\pm qql\nu}(Q),$$

$$N_{+-qql\nu}^{norm.}(Q) = \frac{N_{WW \rightarrow qqqq}}{N_{WW \rightarrow qql\nu}} \times N_{+-qql\nu}(Q),$$

où $N_{WW \rightarrow qqqq}$ est le nombre d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ sélectionnés dans les données ou attendus d'après le Monte-Carlo, et $N_{WW \rightarrow qql\nu}$ le nombre d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ sélectionnés dans les données ou attendus d'après le Monte-Carlo.

On forme ensuite le rapport

$$R^{**}(Q) = \frac{\left(\frac{N_{\pm\pm}^{WW \rightarrow qqqq \text{ données}} - 2 \times N_{\pm\pm}^{WW \rightarrow qql\nu \text{ données}}}{N_{+-}^{WW \rightarrow qqqq \text{ données}} - 2 \times N_{+-}^{WW \rightarrow qql\nu \text{ données}}} \right)}{\left(\frac{N_{\pm\pm}^{WW \rightarrow qqqq MC} - 2 \times N_{\pm\pm}^{WW \rightarrow qql\nu MC}}{N_{+-}^{WW \rightarrow qqqq MC} - 2 \times N_{+-}^{WW \rightarrow qql\nu MC}} \right)},$$

qui est ajusté avec une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$. La figure 5.9 représente le résultat de cet ajustement sur les données collectées à 172 et à 183 GeV. Les paramètres obtenus sont $\lambda = 0.20 \pm 0.23$ et $\sigma = 2.12 \pm 1.43 \text{ GeV}^{-1}$. L'erreur statistique est telle qu'il n'est pas possible de conclure à partir de cette observable sur l'existence de corrélations de Bose-Einstein entre les pions issus de W différents dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

5.3.3 Vérifications supplémentaires et erreurs systématiques.

Mesure des corrélations dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ radiatifs.

Une première vérification concerne les effets dus à l'acceptance. Elle sera différente pour des W d'impulsion non nulle et pour des Z produit au repos à $\sqrt{s}=91 \text{ GeV}$. Pour évaluer cet effet, nous avons mesuré les corrélations de Bose-Einstein dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ radiatifs dans les données enregistrées à 130 ($\mathcal{L} = 2.87 \text{ pb}^{-1}$), 136 ($\mathcal{L} = 2.86 \text{ pb}^{-1}$) et 140 ($\mathcal{L} = 51 \text{ nb}^{-1}$) GeV.

Nous rappelons que dans les retours radiatifs, un photon énergétique est émis dans l'état initial, ramenant l'énergie disponible dans le centre de masse au environ de

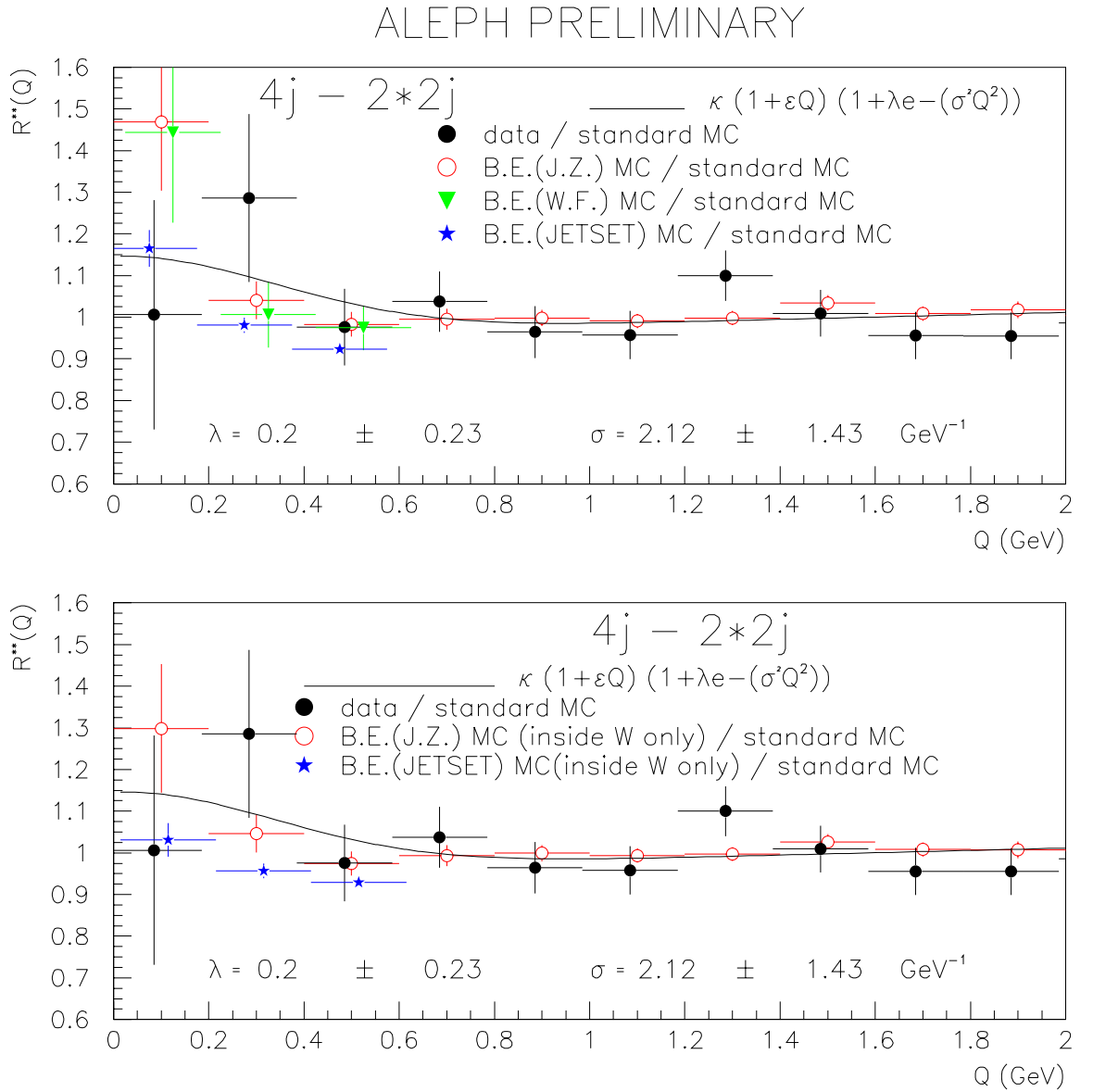


Figure 5.9: Résultat de l'ajustement à $R^{**}(Q)$ défini dans le texte. L'erreur statistique est telle qu'il n'est pas possible de conclure à partir de cette observable sur l'existence de corrélations de Bose-Einstein entre les pions issus de W différents dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$. L'ensemble des données à 172 et 183 GeV est utilisé. Les prédictions des Monte-Carlo (J.Z.) et (W.F.) combinent également ces deux énergies, alors que le Monte-Carlo (JETSET) n'existe qu'à 183 GeV. L'ajustement a un χ^2 de 8.9 pour 11 degrés de liberté.

$\sqrt{s}=91$ GeV. L'impulsion du Z reculant contre le photon à ~ 133 GeV (de l'ordre de 35 GeV) est du même ordre de grandeur que celle d'un W à 172 (de l'ordre de 30 GeV) ou 183 GeV (de l'ordre de 44 GeV).

La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans de tels événements devrait donc donner des résultats similaires à ceux obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$.

La sélection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ radiatifs demande tout d'abord que le nombre de bonnes traces chargées soit supérieur à 5, et que l'énergie totale de ces traces soit plus grande que 10% de \sqrt{s} . La seconde étape de la sélection est la recherche d'éventuels photons émis dans l'état initial. Pour identifier ces photons, nous formons des jets avec l'algorithme JADE et un YCUT de 0.008, les objets reconstruits dans le SICAL et le LCAL n'étant pas pris en compte. Pour chaque jet, on appellera énergie électromagnétique E_{ECAL} la somme de l'énergie des électrons (2.4.1), de celle des photons (2.4.2) et de celle des dépôts résiduels dans le ECAL. La fraction d'énergie électromagnétique est alors $E_{el.} = E_{ECAL}/E_{jet}$, où E_{jet} est l'énergie du jet. Le nombre d'objets neutres dans le jet, N_n , est égal au nombre de photons et de résidus reconstruits dans l'ECAL. Un photon dépose son énergie dans le ECAL, où il crée une gerbe électromagnétique compacte. Un jet sera donc considéré comme étant un photon si son énergie est plus grande que 4 GeV et si plus de 90% de son énergie est déposée dans le ECAL. Pour les jets les moins énergiques (entre 4 et 25 GeV), la multiplicité en objets neutres doit être faible et au moins 95% de l'énergie doit être déposée dans le ECAL, afin de rejeter les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Nous appliquons donc les critères suivant pour l'identification des photons:

- $N_N \leq 3$ et $E_{el.} > 0.95$, ou
- $N_N \leq 5$ et $E_{el.} > 0.95$ et $|\cos\theta_{jet}| > 0.92$, ou
- $E_{jet} > 25$ GeV et $E_{el.} > 0.9$.

L'axe du photon, \vec{P}_γ , est reconstruit à partir des électrons, photons et résidus neutres contenus dans le jet. Si plusieurs photons sont reconstruits $\vec{P}_\gamma^{total} = \sum_\gamma \vec{P}_\gamma$.

Dans le cas d'un retour radiatif, le Z aura une impulsion opposée au photon émis dans l'état initial, qui définit l'axe du *boost*. Deux jets sont alors reconstruits dans l'événement auquel on a retiré ce (ces) photon(s). L'énergie de ce système hadronique sera notée $\sqrt{s'}$. On calcule la fraction d'énergie $\sqrt{s'}/s$ à partir des angles θ_1 et θ_2 des jets par rapport à la direction \vec{P}_γ , ou par rapport à l'axe z si aucun photon n'est identifié.

Nous utilisons

$$\sqrt{s'/s} = \sqrt{\frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 - |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}}.$$

L'énergie $\sqrt{s'}$ du système hadronique et sa masse invariante M_{inv} doivent être dans une fenêtre de ± 20 GeV autour de la masse du Z : $0.52 < \sqrt{s'}/s < 0.82$ et $70 < M_{inv} < 110$ GeV. Enfin, l'énergie manquante (les éventuels photons ISR étant retirés de l'événement) doit être plus grande que $65\% \times (E_{LEP} - M_Z)$, ce qui correspond à un photon d'au moins 25 GeV. Le Monte-Carlo est constitué de deux lots de 7500 événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ générés à 130 GeV et 136 GeV.

Nous obtenons comme résultat de la mesure des corrélations de Bose-Einstein

$$\lambda = 0.40 \pm 0.10, \quad \sigma = 5.82 \pm 1.40 \text{ GeV}^{-1}, \quad C_{\lambda\sigma} = 0.61,$$

$$\kappa = 0.98 \pm 0.01, \quad \epsilon = 0. \pm 0.01 \text{ GeV}^{-1},$$

où les erreurs sont statistiques. Le résultat de l'ajustement est superposé aux données sur la figure 5.10. Nous considérons que l'erreur systématique est la même qu'à $\sqrt{s} = 91$ GeV.

Les valeurs centrales de λ et σ sont plus élevées que celles obtenues dans les désintégrations $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. Cependant, étant donnée la grande erreur statistique sur ce résultat, nous n'ajouterons pas d'erreur systématique liée à l'acceptance.

Mesure des corrélations dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs.

Les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs constituent le bruit de fond principal dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Nous verrons par la suite comment la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans ces événements $q\bar{q}$ peut être utilisée pour calculer l'erreur systématique liée à ce bruit de fond.

Nous définissons ces événements de la façon suivante:

- ils ne doivent pas être retenus par les sélections $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.
- Le nombre de bonnes traces chargées, selon les critères de (3.3), doit être d'au moins 5.
- La définition des photons ISR est identique à celle du paragraphe précédent. L'énergie manquante, définie comme la différence entre l'énergie dans le centre de masse et la somme des énergies de tous les objets reconstruits, doit être inférieure à 15% de l'énergie dans le centre de masse. Afin de rejeter les événements radiatifs où le photon est dans l'acceptance du détecteur, la même coupure est appliquée à l'événement une fois ce photon enlevé de la liste des objets reconstruits.

Enfin, seuls les événements vérifiant $\sqrt{s'}/s > 0.9$ sont retenus.

Les corrélations de Bose-Einstein sont alors mesurées par l'ajustement du rapport $R^*(Q) = R(Q)_{données}/R(Q)_{MC}$. Les contributions des bruits de fond provenant des

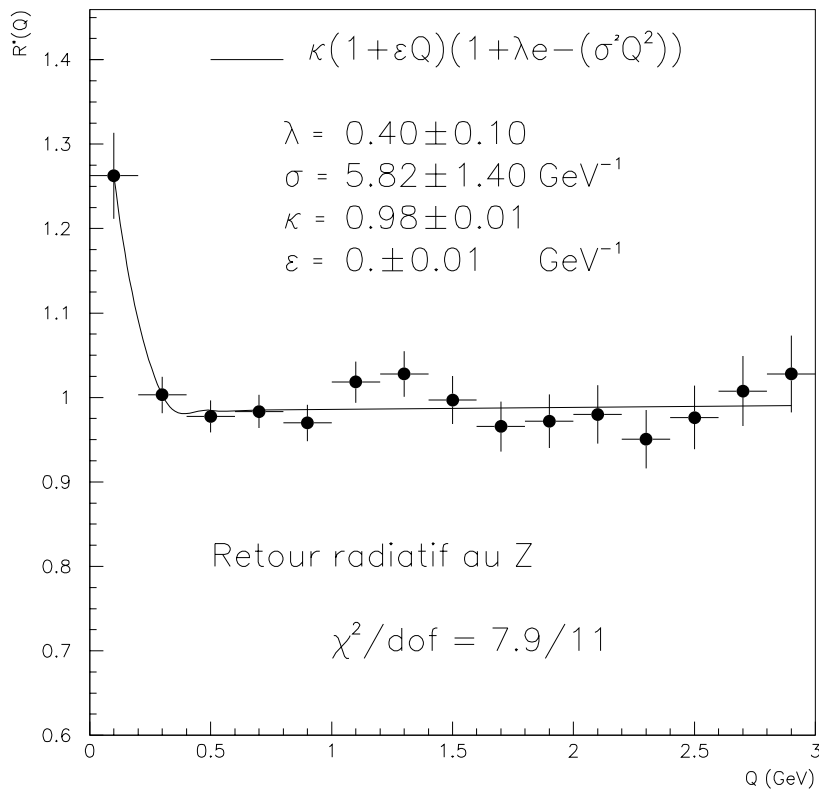


Figure 5.10: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q) = R(Q)_{\text{données}}/R(Q)_{MC}$ pour les événements sélectionnés comme $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ radiatifs à ~ 133 GeV. Nous obtenons $\lambda = 0.40 \pm 0.10$ et $\sigma = 5.82 \pm 1.40 \text{ GeV}^{-1}$. Les incertitudes sont d'origine statistique.

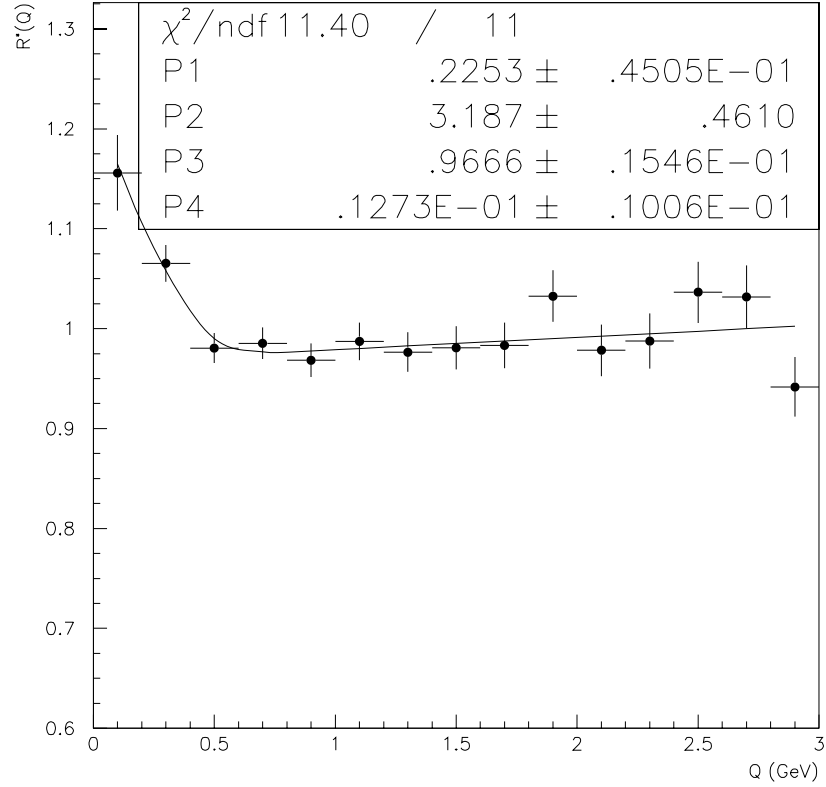


Figure 5.11: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q) = R(Q)_{\text{données}}/R(Q)_{MC}$ pour les événements sélectionnés comme $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs à 183 GeV. Nous obtenons $\lambda = 0.22 \pm 0.04$ (P1) et $\sigma = 3.19 \pm 0.46 \text{ GeV}^{-1}$ (P2). Les incertitudes sont d'origine statistique.

événements W^+W^- et ZZ sont prises en compte dans l'évaluation de $R(Q)_{MC}$. Le résultats de l'ajustement est montré sur la figure 5.11. Nous obtenons

$$\lambda = 0.22 \pm 0.05, \quad \sigma = 3.19 \pm 0.46 \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.97 \pm 0.02, \quad \epsilon = 0.01 \pm 0.01 \text{ GeV}^{-1},$$

où les erreurs sont statistiques. La corrélation $C_{\lambda\sigma}$ est de 40%. Nous considérons que l'erreur systématique est la même qu'à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$. Ces valeurs sont du même ordre que celles obtenues dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV et dans les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l \nu_l$. Aucun effet dû à l'énergie dans le centre de masse n'est visible entre 91 et 183 GeV.

Effet de la sélection dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Dans ce canal, étant donné l'effet observé de la sélection des événements sur le nombre de paires reconstruites, nous avons vérifié que le résultat ne dépendait pas de la valeur de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (OUTNN), autrement dit du nombre d'événements sélectionnés: pour cela, nous avons comparé le résultat obtenu avec le modèle JZ et la coupure standard à -0.3 aux résultats obtenus avec des coupures à 0.3, 0.6 et 0.9 respectivement. La figure 5.12 montre que l'importance de l'effet ne varie pas avec cette coupure.

La même vérification a été effectuée avec le modèle JETSET. Là encore, aucun effet en fonction de la valeur de la coupure sur OUTNN n'est visible.

A noter qu'une autre source de variation du nombre d'événements apparaît dans le modèle JETSET. La méthode utilisée modifiant l'impulsion des pions, le nombre d'événements sélectionnés dépend de l'existence ou non de corrélations entre les pions issus pour l'un du W^+ et pour l'autre du W^- . Le nombre d'événements attendus est de 453.5 si ces corrélations existent, de 452.5 sans corrélations entre pions issus de W différents. Cette variation est négligeable, et n'introduit aucun effet sur la mesure des corrélations de Bose-Einstein .

Erreurs systématiques communes aux canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Nous prendrons comme erreur systématique commune la somme quadratique des six contributions définies en (4.6) et résumées dans la table 5.14:

- l'ajustement est refait en tenant compte des corrections coulombiennes. Les résultats sont alors ceux de la table 5.12 pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, et ceux de la table 5.13 pour le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. La moitié de la différence avec l'ajustement sans correction coulombienne pourrait être prise comme correction et comme erreur systématique, mais comporterait une large part d'origine statistique due au faible nombre de paires à petit Q . Nous utiliserons à la place le résultat obtenu avec les données à $\sqrt{s}=91$ GeV. L'erreur est alors de $\Delta\lambda = 0.035$ et $\Delta\sigma = 0.025$ GeV⁻¹. Nous rappelons que notre résultat final sera également corrigé de ces quantités.
- Les erreurs dues à la sélection des pions, évaluées au voisinage du pic du Z , sont de $\Delta\lambda = 0.01$ et $\Delta\sigma = 0.04$ GeV⁻¹.
- La pureté en pion est prise en compte en refaisant l'ajustement avec la fonction

$$C^*(Q) = \kappa(1 + \epsilon Q)(1 + f(Q)\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$$

définie en (4.6). Encore une fois, les différences auraient pu être prises comme corrections, mais celles-ci, de $\Delta\lambda = 0.42$ (0.07) et $\Delta\sigma = 0.02$ (0.02) GeV⁻¹ à

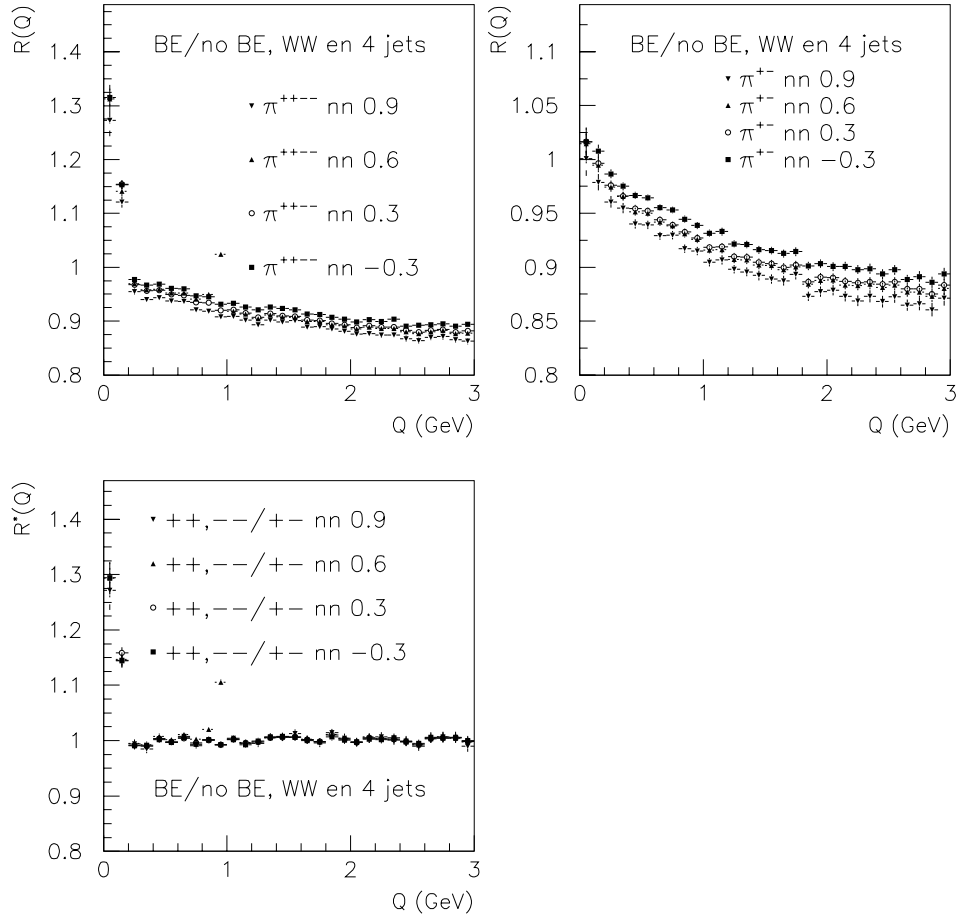


Figure 5.12: Distributions des paires de même signe (haut droit), des paires de signes opposés (haut gauche), et rapport de ces distributions pour les événements simulés $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ sélectionnés avec différentes valeurs de coupure pour la sortie du réseau de neurones, à 183 GeV. Toutes les distributions sont divisées par celle du Monte-Carlo sans effet de Bose-Einstein. Aucun effet dû à la coupure sur la valeur du neurone de sortie n'est visible.

Energie (GeV)	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	χ^2/ndof
172	0.99 ± 0.08	0.01 ± 0.06	0.59 ± 0.39	4.70 ± 2.10	5.7/11
183	1.01 ± 0.03	$0. \pm 0.02$	0.24 ± 0.12	3.93 ± 1.55	7.9/11
172 et 183	1.01 ± 0.03	$0. \pm 0.02$	0.28 ± 0.11	4.19 ± 1.31	6.6/11

Tableau 5.12: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ à 172 et 183 GeV, où les données sont corrigées de l'interaction coulombienne. L'erreur indiquée est statistique.

Energie (GeV)	κ	ϵ (GeV $^{-1}$)	λ	σ (GeV $^{-1}$)	χ^2/ndof
172	0.99 ± 0.04	0.01 ± 0.02	0.16 ± 0.10	3.16 ± 1.20	9.5/11
183	0.98 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.26 ± 0.05	2.97 ± 0.46	14.3/11
172 et 183	0.98 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.25 ± 0.04	2.98 ± 0.42	14.4/11

Tableau 5.13: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ par une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 172 et 183 GeV, où les données sont corrigées de l'interaction coulombienne. L'erreur indiquée est statistique.

172 (183) GeV, sont dominées par la faible statistique. Nous prenons donc le résultat équivalent à $\sqrt{s} = 91$ GeV, qui est de $\Delta\lambda = 0.07$ et $\Delta\sigma = 0.02$ GeV $^{-1}$. Nous prenons comme erreurs sur ces corrections celles évaluées à 91 GeV, $\Delta\lambda = 0.01$ et $\Delta\sigma = 0.01$ GeV $^{-1}$.

- Les corrections dues à la largeur des intervalles sont celles évaluées au pic du Z , de $\Delta\lambda = 0.07$ et $\Delta\sigma = 0.15$ GeV $^{-1}$. Ces corrections sont comptées intégralement dans l'erreur systématique.
- La différence en efficacité de sélection entre les paires de même signe et les paire de signes opposés (figure 5.1), due à la région où $Q < 40$ MeV, donne une erreur $\Delta\sigma = 0.02$ GeV $^{-1}$.
- Enfin, nous avons ajouté une erreur $\Delta\sigma = 0.09$ GeV $^{-1}$ reflétant l'inclusion ou non des régions du ρ et du K^0 dans l'ajustement.

Les corrections dues aux corrections coulombiennes, à la pureté en pions et à la largeur des intervalles en Q se montent donc à $\delta\lambda = 0.175$ et $\delta\sigma = 0.195$ GeV $^{-1}$.

Nous n'avons pas ajouté d'erreur systématique correspondant à la composition différente en quark c des désintégrations $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $Z \rightarrow q \bar{q}$ pour les seules saveurs u , d , s et c . Effectivement, $R_c/R_{udsc} = 22\%$ à 91 GeV alors que dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ $R_c/R_{udsc} = 25\%$. Mais même si λ_c était aussi petit que $\lambda_b \simeq 0.6 - 0.7\lambda_Z$, cet effet serait inférieur à 1%, ce qui le rend négligeable.

Erreurs systématiques dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

En plus des erreurs précédemment évoquées, une erreur systématique est ajoutée pour tenir compte des 20% de bruit de fond résiduel dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Ce bruit de fond est composé principalement d'événements $Z\gamma \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs. Si le niveau de bruit de fond simulé est mal évalué, le rapport $R^*(Q)$ sera biaisé. Si de plus les corrélations de Bose-Einstein sont différentes dans ces événements et dans le signal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, une autre erreur doit être prise en compte. Nous avons alors effectué deux vérifications:

- Les valeurs mesurées de la section efficace des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ pour $\sqrt{s'}/s > 0.1$ sont de $122.60 \pm 3.67(stat) \pm 1.56(syst)$ pb à 172 GeV et de $104.84 \pm 1.56(stat) \pm 1.36(syst)$ pb à 183 GeV [96], correspondant à des erreurs relatives de 3.25% et 2% respectivement. Il a alors été vérifié que l'erreur associée à la normalisation du bruit de fond $Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ était négligeable, en modifiant la section efficace de ce processus de $\pm 5\%$.
- La mesure de λ et σ dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs à 183 GeV est utilisée pour calculer l'erreur systématique due à ce bruit de fond, qui représente 17.3% des événements sélectionnés dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Nous considérons alors que les paramètres β observés, avec $\beta = \lambda$ ou σ peuvent s'écrire:

$$\beta^{mesuré} = 0.173 \times \beta^{q\bar{q}} + 0.827 \times \beta^{WW}.$$

La différence entre β^{WW} et $\beta^{mesuré}$ est prise comme erreur systématique, soit $\Delta\lambda = 0.01$ et $\Delta\sigma = 0.08$ GeV⁻¹.

Résumé.

Nous récapitulons dans la table 5.14 les erreurs systématiques prise en compte dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

L'erreur systématique pour la mesure de λ est dominée par les corrections coulombiennes et la largeur des intervalles.

L'erreur systématique pour la mesure de σ est dominée par la largeur des intervalles. Cette erreur pourra être réduite avec l'augmentation de la statistique à 189 GeV, pour λ comme pour σ .

5.4 Mesures des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de W à LEP.

Les trois autres expériences installées sur l'anneau du LEP produisent également des mesures des corrélations de Bose-Einstein dans les désintégrations W^+W^- .

source	$\Delta\lambda$	$\Delta\sigma$ (GeV^{-1})
Corrections Coulombiennes	0.035	0.025
π sélection	0.01	0.04
pureté $\pi\pi$	0.01	0.01
résonances ρ, K^0	-	0.09
région $Q < 40$ MeV	-	0.02
largeur des intervalles	0.07	0.15
total $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$	± 0.08	± 0.18
bruit de fond	0.01	0.08
total $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	± 0.08	± 0.20

Tableau 5.14: Sources d'erreurs systématiques dans la mesure des corrélations de Bose-Einstein, pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

La collaboration DELPHI a mesuré les corrélations entre pions issus de chaque W [95]. Le rapport $R^{**}(Q)$ défini par

$$R^{**}(Q) = \frac{\left(\frac{N_{++}^{WW \rightarrow qq\bar{q}d\text{données}} - 2 \times N_{++}^{WW \rightarrow qql\nu\text{données}}}{N_{+-}^{WW \rightarrow qq\bar{q}d\text{données}} - 2 \times N_{+-}^{WW \rightarrow qql\nu\text{données}}} \right)}{\left(\frac{N_{++}^{WW \rightarrow qq\bar{q}MC} - 2 \times N_{++}^{WW \rightarrow qql\nu MC}}{N_{+-}^{WW \rightarrow qq\bar{q}MC} - 2 \times N_{+-}^{WW \rightarrow qql\nu MC}} \right)}$$

a été ajusté avec une fonction $1 + \lambda e^{-r^2 Q^2}$, où r a été fixé à $r=0.5$ fm, valeur mesurée par l'expérience DELPHI dans les désintégration du Z . Le résultat est alors $\lambda = -0.20 \pm 0.22(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.})$.

Le résultat équivalent pour l'expérience ALEPH serait $\lambda = -0.67 \pm 0.51$, avec r fixé à 3.3 GeV^{-1} (0.65 fm [69]), où l'erreur indiquée est statistique. Comme nous l'avons déjà dit, il n'est pas possible de conclure sur l'existence ou non de corrélations entre pions issus de W différents à partir de ces mesures.

A 183 GeV , la collaboration DELPHI a déterminé les corrélations de Bose-Einstein dans chaque canal séparément, en ajustant le rapport $N_{++}^{\text{données}}(Q)/N_{++}^{\text{Monte-Carlo}}(Q)$ à l'aide d'une fonction $N(1 + f(Q)\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$. Les résultats obtenus [97] sont:

$$\lambda = 0.43 \pm 0.09 (\text{stat}) \pm 0.04 (\text{syst}), \quad \sigma = 0.49 \pm 0.07 (\text{stat}) \pm 0.02 (\text{syst}) \text{ fm},$$

$$\lambda = 0.24 \pm 0.08 (\text{stat}) \pm 0.04 (\text{syst}), \quad \sigma = 0.57 \pm 0.12 (\text{stat}) \pm 0.06 (\text{syst}) \text{ fm},$$

dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (2q) et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (4q) respectivement. La collaboration ALEPH mesure des valeurs λ_{4q} et σ_{4q} identiques, mais observe un

paramètre de chaoticité plus petit (à 1.5 écart standard) et une taille de la source plus grande (à 0.6 écart standard) dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$.

La collaboration L3 mesure les corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ en séparant les contributions provenant des pions qui appartiennent à un même jet et celle des pions appartenant à des jets issus pour l'un du W^+ et pour l'autre du W^- [98]. L'ajustement est fait avec une fonction $a(1+bQ)(1+\lambda e^{-r^2Q^2})$. Les valeurs obtenues sont $\lambda = 0.32 \pm 0.17$, $r = 4.04 \pm 1.35 \text{ GeV}^{-1}$ quand les pions sont issus du même jet, et $\lambda = 0.75 \pm 1.80$, $r = 5.21 \pm 4.30 \text{ GeV}^{-1}$ quand les pions viennent de jets qui ne sont pas associés au même W . Les incertitudes sont d'origine statistique. Cette mesure ne permet pas de conclure à l'existence de corrélations entre pions issus de W différents.

La collaboration OPAL [99] ajuste simultanément les distributions obtenues pour les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (sans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$), $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $Z^* \rightarrow q\bar{q}$ pour l'ensemble des données collectées à 172 et à 183 GeV. Pour cela, les fonctions de corrélation sont réécrites en tenant compte de chaque contribution. Par exemple, dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, OPAL tient compte des 2% de bruit de fond provenant des événements $(Z^0/\gamma)^* \rightarrow q\bar{q}$ selon:

$$C^{semi}(Q) = \frac{N_{\pm\pm}^{sameW} + N_{\pm\pm}^{Z^*}}{N_{+-}^{sameW} + N_{+-}^{Z^*}},$$

qui se réécrit, en introduisant la fraction de paires de pions de signes opposés provenant réellement d'un W :

$$P_{semi}^W(Q) = N_{+-}^{sameW}(Q)/(N_{+-}^{sameW} + N_{+-}^{Z^*}),$$

comme

$$C^{semi}(Q) = P_{semi}^W(Q)C^{same}(Q) + (1 - P_{semi}^W(Q))C^{Z^*}(Q).$$

Dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et pour les événements $(Z^0/\gamma)^* \rightarrow q\bar{q}$, les fonctions de corrélation ($C^{hadr}(Q)$ et $C^{non-rad}(Q)$ respectivement) sont réécrites comme la somme des contributions provenant des paires issues du même W ($C^{same}(Q)$), des paires formées avec un pion de chaque W ($C^{diff}(Q)$), et des paires provenant des événements $(Z^0/\gamma)^* \rightarrow q\bar{q}$ non-radiatifs, $(C^{Z^*}(Q))^2$. Les différentes fonctions de corrélations $C^{same}(Q)$, $C^{diff}(Q)$ et $C^{Z^*}(Q)$ sont ajustées par une expression de la forme:

$$C(Q) = N(1 + f_\pi(Q)\lambda e^{-Q^2\sigma^2})(1 + \delta Q + \epsilon Q^2),$$

²Dans ce dernier cas, OPAL utilise des fonctions de corrélation différentes $C_1^{Z^*}(Q)$ et $C^{Z^*}(Q)$ dans

où la taille σ de la source est commune pour les trois fonctions de corrélation, ainsi que la pureté f_π en paire $\pi\pi$ prise constante à 0.83 d'après le Monte-Carlo. Les paramètres δ et ϵ sont pris nuls dans $C^{diff}(Q)$. Il reste donc 11 paramètres à ajuster. Le résultat donne une taille de la source de

$$\sigma = 0.92 \pm 0.09 \text{ (stat)} \pm 0.09 \text{ (syst)} \text{ fm}$$

et des paramètres de chaotité

$$\lambda^{same} = 0.63 \pm 0.19 \text{ (stat)} \pm 0.14 \text{ (syst)},$$

$$\lambda^{diff} = 0.22 \pm 0.53 \text{ (stat)} \pm 0.14 \text{ (syst)},$$

$$\lambda^{Z^*} = 0.47 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}.$$

Cette mesure ne permet pas de déterminer si les corrélations de Bose-Einstein existent ou non entre les pions issus de W différents dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Les valeurs mesurées par l'expérience OPAL sont supérieures à celles mesurées par les collaborations DELPHI et ALEPH.

5.5 Conclusion

Les corrélations de Bose-Einstein ont été mesurées dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ radiatifs aux énergies de 130 à 140 GeV. Nous obtenons

$$\lambda = 0.57 \pm 0.10 \pm 0.08, \quad \sigma = 6.01 \pm 1.40 \pm 0.18 \text{ GeV}^{-1}.$$

Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues pour un Z au repos.

Les corrélations de Bose-Einstein ont également été mesurées à 183 GeV dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs. Nous obtenons comme résultat de l'ajustement les valeurs

$$\lambda = 0.39 \pm 0.05 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)}, \quad \sigma = 3.38 \pm 0.46 \text{ (stat)} \pm 0.18 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1}.$$

Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus pour un Z au repos. Ils sont utilisés pour calculer l'erreur systématique due à ce bruit de fond dans le canal

l'expression de $C^{hadr}(Q)$ et dans celle de $C^{non-rad}(Q)$, car les événements $(Z^0/\gamma)^* \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ ont une multiplicité différente de ceux sélectionnés comme événements Z^* non-radiatifs. OPAL prend ainsi en compte une éventuelle dépendance des corrélations de Bose-Einstein en fonction de la multiplicité: les paramètres δ^{Z^*} , ϵ^{Z^*} et N^{Z^*} sont les mêmes dans $C_1^{Z^*}(Q)$ et dans $C^{Z^*}(Q)$, alors que les valeurs de λ^{Z^*} et de R^{Z^*} utilisées dans $C_1^{Z^*}(Q)$ sont modifiées de -0.04 et +0.047 respectivement par rapport à celles utilisées dans $C^{Z^*}(Q)$, conformément aux observations faites dans [86].

$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Enfin, les corrélations de Bose-Einstein ont été mesurées à 172 et 183 GeV dans les désintégrations des paires W^+W^- . Nous obtenons comme résultat de l'ajustement les valeurs

$$\lambda = 0.38 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 4.31 \pm 1.69 \text{ (stat)} \pm 0.18 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1}, \text{ ou } \sigma = 0.85 \pm 0.33 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

$$\lambda = 0.36 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 3.01 \pm 0.46 \text{ (stat)} \pm 0.20 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1}, \text{ ou } \sigma = 0.59 \pm 0.09 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ respectivement.

Toutes nos mesures sont corrigées de l'effet de l'interaction coulombienne, de la pureté en paires $\pi\pi$ et de l'effet dû à la taille des intervalles en Q . Des corrections de $\delta\lambda = +0.17$ et $\delta\sigma = +0.19 \text{ GeV}^{-1}$ sont appliquées à tous nos résultats.

Dans tous les cas, la qualité des ajustements (χ^2) est médiocre. Le paramétrage choisi, $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda \exp^{-\sigma^2 Q^2})$, ne rend notamment pas compte de la forme de la distribution $R^*(Q)$ pour des valeurs de Q plus grande que 0.5 GeV.

Dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, la précision de la mesure est insuffisante pour conclure sur l'existence ou non de corrélations entre pions issus de W différents, même si nos données favorisent pour l'instant le cas où les corrélations de Bose-Einstein sont absentes dans les paires de pions quand l'un est issu du W^+ et l'autre du W^- .

En 1998, ALEPH a enregistré environ 175 pb^{-1} de données, permettant d'améliorer la précision de cette mesure et d'évaluer l'accord entre modèles et données pour les différentes hypothèses. Ce sera l'objet du chapitre 6.

5.6 La mesure de la masse du boson W .

Nous avons vu dans le premier chapitre que l'un des centres d'intérêt de LEP II est la mesure précise de la masse du boson W . Nous commencerons par rappeler brièvement les résultats obtenus au seuil de production de paires W^+W^- , avant d'évoquer cette mesure aux énergies de 172 et 183 GeV, en nous limitant dans ce cas au canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Nous mettrons l'accent sur l'importance de la reconnection de couleur et des corrélations de Bose-Einstein.

5.6.1 La mesure de la masse à 161 GeV.

A 161 GeV, cette mesure était faite à partir de la mesure de la section efficace CC03 de production de paires W^+W^- , en supposant le modèle standard vérifié. Chaque expérience a effectué une mesure avec une luminosité intégrée de 10 à 11 pb^{-1} .

Les collaborations OPAL [100] et DELPHI [101] obtiennent leurs sections efficaces par une méthode de maximisation de la vraisemblance, où la fonction maximisée, \mathcal{L} , est le produit des probabilités poissonniennes d'observer N_i événements quand $\mu_i(\sigma_{WW})$ sont attendus en supposant les rapports de branchement du modèle standard, pour chaque canal i (5 canaux sont considérés: $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$):

$$\mathcal{L} = \prod_i \frac{\mu_i(\sigma_{WW})^{N_i} e^{-\mu_i(\sigma_{WW})}}{N_i!}. \quad (1)$$

La collaboration L3 [102] détermine tout d'abord la section efficace du processus $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. La sélection de ces événements s'appuie sur un réseau de neurones, et la distribution obtenue pour le neurone de sortie dans les données est ajustée à l'aide d'une combinaison linéaire des mêmes distributions obtenues à partir des événements simulés de signal et de bruit de fond, permettant d'obtenir les fractions d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $Z(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ contenues dans les données. La connaissance des efficacités des sélections et de la luminosité permet ensuite de remonter aux sections efficaces. La section efficace de production de paires de W est ensuite déterminée comme dans les expériences OPAL et DELPHI, la probabilité poissonnienne dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ étant remplacée par l'écriture du maximum de vraisemblance en fonction de la section efficace ($e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_3$) déterminée précédemment, $P(qqqq)$:

$$\mathcal{L} = P(qqqq) \prod_i P(N_i, \mu_i).$$

La collaboration ALEPH [61] procède, dans le principe, de la même façon. La section efficace du processus $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est déterminée par quatre analyses différentes [37], qui sont ensuite combinées. La section efficace $\sigma_{WW \rightarrow had.}$ obtenue, ainsi que le nombre d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$ retenus sont ensuite utilisés dans une méthode de maximisation de la vraisemblance.

Concernant l'extraction de la masse, l'expérience OPAL paramétrise à l'aide du générateur GRC4F [103] la section efficace acceptée dans chaque canal de désintégration de paires de W par un polynôme du second degré en fonction de $M_W - E_{beam}$, où E_{beam} est l'énergie du faisceau. Un ajustement similaire à celui décrit par l'équation (1) est ensuite utilisé, où le nombre d'événements attendus s'écrit désormais $\mu_i(M_W - E_{beam}) = L \times \sigma_{acc}^i(M_W - E_{beam})$ avec L la luminosité et σ_{acc}^i la section efficace acceptée dans le canal i .

Les collaborations DELPHI et ALEPH utilisent le programme GENTLE, fournissant un calcul de $\sigma_{WW}^{CC03}(M_W)$ précis à $\pm 2\%$, correspondant à une incertitude sur M_W de ± 40 MeV.

La collaboration L3 remplace la section efficace dans (1) par le calcul

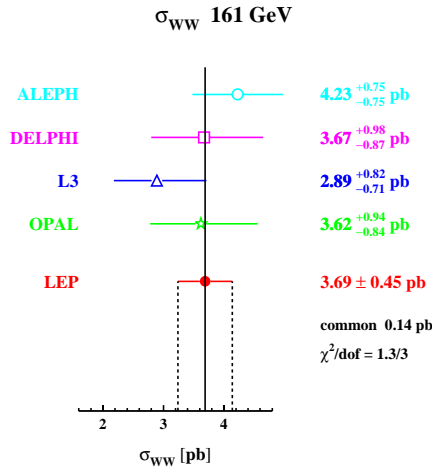


Figure 5.13: La section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ mesurée à 161 GeV par les 4 expériences installées au LEP. La valeur combinée est indiquée par la mention LEP.

de $\sigma_{WW}(\sqrt{s}, M_W)$ tel qu'il est introduit dans GENTLE pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu_\tau$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2\mu\nu_\mu$; et tel qu'il est introduit dans EXCALIBUR pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2e\nu_e$ et $WW \rightarrow l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$, afin de tenir compte des contributions non négligeables des processus conduisant au même état final mais n'impliquant pas une production de paire W résonnante.

Les sections efficaces et les masses obtenues par les différentes expériences à 161 GeV sont indiquées sur les figures 5.13 et 5.14 extraites de [104].

5.6.2 Mesures de la masse à 172 et 183 GeV.

Dans cette section, nous nous intéresserons à la mesure de la masse du boson W aux énergies supérieures à 161 GeV, en nous limitant au canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. La section efficace est désormais moins sensible à la masse du boson W qu'au seuil de production. La reconstruction complète des bosons W à partir des particules issues de leur désintégration devra donc être effectuée afin de mesurer leur masse. Nous reprendrons ici l'analyse d'ALEPH [62,105], et donnerons aussi les résultats obtenus par les autres expériences installées au LEP [106–108].

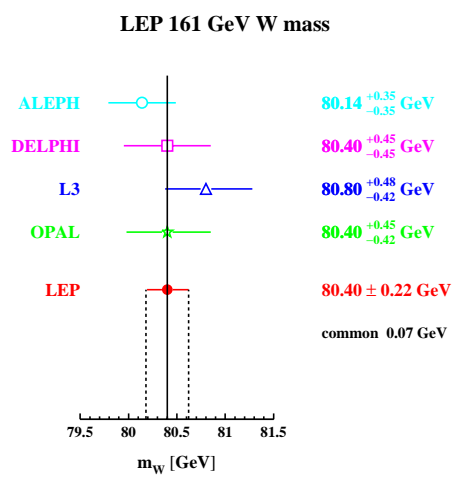


Figure 5.14: La masse M_W mesurée à 161 GeV par les 4 expériences installées au LEP. La valeur combinée est indiquée par la mention LEP.

Ajustement des quadri-impulsions des jets.

Nous avons vu en (3.5) que la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ fait appel à un réseau de neurones. La sélection utilisée ici est une nouvelle version de ce code, utilisant 19 variables au lieu des 21 définies en (3.5). Le nombre d'objets contenus dans le jet le plus énergétique et le nombre de traces chargées ont été retirés des variables d'entrée.

Quatre quarks étant produits dans l'état final, tous les événements retenus sont ensuite reconstruits en 4 jets, avec l'algorithme DURHAM PE, ainsi nommé car les jets sont formés en utilisant le schéma P, mais leurs quadri-impulsions sont ensuite recalculées dans le schéma E [109].

On ajuste ensuite les impulsions mesurées des 4 jets pour respecter la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion totale (ajustement 4C):

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^4 E_i \\ \sum_{i=1}^4 \vec{P}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{LEP} \\ \vec{0} \end{pmatrix}$$

Une nouvelle contrainte peut être imposée si on suppose strictement égales les masses des deux bosons W produits: $M_{W^+} = M_{W^-}$. Cette contrainte peut être modifiée pour tenir compte de la largeur du boson W , les masses étant égales à Γ_W près: $|M_{W^+} - M_{W^-}| \leq \Gamma_W$.

L'ajustement des impulsions utilise la méthode des multiplicateurs de Lagrange (voir [33] par exemple). Une fois obtenue l'impulsion corrigée, l'énergie est simplement réévaluée selon

$$E_j^r = \frac{|\vec{P}_j^r|}{|\vec{P}_j^m|} E_j^m,$$

où E_j^m et \vec{P}_j^m sont l'énergie et l'impulsion mesurées, et \vec{P}_j^r l'impulsion après l'ajustement cinématique.

Mesure de la masse.

L'ajustement des quadri-impulsions des 4 jets étant effectué, il est nécessaire de les apparier, afin d'associer 2 jets à chaque W . Dans un premier temps, les masses obtenues dans chacune des 3 combinaisons possibles sont rééchelonnées par un facteur dépendant de l'écart entre l'énergie E_b du faisceau et celle E_i du di-jet:

$$M_i^r = \frac{E_b}{E_i} M_i,$$

où M_i est la masse invariante du di-jet. La combinaison minimisant la différence entre les deux masses est retenue, sauf si elle correspond à la plus petite somme des angles d'ouverture entre jets associés au même W . Dans ce cas, la combinaison avec la seconde plus petite différence de masse est sélectionnée. Les deux masses doivent se trouver dans une fenêtre en masse de 50(60) à 86 GeV à 172 (183 GeV), et l'une des deux masses doit être plus grande que 74 GeV. A 183 GeV, si la première combinaison n'est pas dans la fenêtre de masse alors que la deuxième combinaison s'y trouve, celle-ci est retenue.

Après cette étape d'appariement, la masse du boson W peut être extraite, en ajustant les distributions de masses obtenues pour le Monte-Carlo généré à différentes masses sur celle des données.

Il est évidemment impossible de générer des événements Monte-Carlo pour chaque masse de W et d'obtenir ainsi les distributions correspondantes. Au lieu de cela, on repondère les événements simulés par le rapport du carré des éléments de matrice $CC03$:

$$w_i(M_W, \Gamma_W) = \frac{|\mathcal{M}(M_W, \Gamma_W, p_i^1, p_i^2, p_i^3, p_i^4)|^2}{|\mathcal{M}(M_W^{MC}, \Gamma_W^{MC}, p_i^1, p_i^2, p_i^3, p_i^4)|^2},$$

où M_W^{MC} est la masse du boson W utilisée pour générer le Monte-Carlo et M_W la nouvelle masse pour laquelle on souhaite avoir la distribution. L'évolution de Γ_W en fonction de la masse est prise en compte en exprimant la largeur par:

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

On prépare ainsi un jeu de distributions de masse simulées, qui pourront être comparées aux données.

Cette comparaison est effectuée en utilisant une méthode de maximisation de la vraisemblance. A 172 GeV, les deux distributions de masse à une dimension sont ajustées par événement, alors qu'à 183 GeV et au-delà, la statistique est suffisante pour autoriser un vrai ajustement à deux dimensions. Nous donnons ici le principe de la mesure aux énergies de 183 GeV et plus:

- on définit la probabilité du signal d'être dans l'intervalle de masse $\Delta M_i \times \Delta M_j$, pour une masse M_W donnée, comme

$$P_{signal}^k(M_W) = \frac{\sum_{k=1}^{N_{signal}^{ij}} w_k(M_W)}{\sum_j \sum_i \sum_{k=1}^{N_{signal}^{ij}} w_k(M_W)},$$

où N_{signal}^{ij} est le nombre d'événements du signal reconstruits dans cet intervalle de masse $\Delta M_i \times \Delta M_j$.

- La probabilité du bruit de fond d'être dans le même intervalle de masse est définie de la même manière, seul le bruit de fond provenant des canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ étant repondéré.
- Les densités de probabilité du signal et du bruit de fond sont simplement ces probabilités rapportées à la taille de l'intervalle $\Delta M_i \times \Delta M_j$:

$$P_k^{d,signal}(M_W) = \frac{P_{signal}^k(M_W)}{\Delta M_i \Delta M_j} \quad P_k^{d,fond}(M_W) = \frac{P_{fond}^k(M_W)}{\Delta M_i \Delta M_j}.$$

La taille des intervalles ΔM_i et ΔM_j est choisie de façon à avoir un nombre minimum de 60 événements dans chacun d'entre eux, assurant une valeur de M_W et une erreur statistique stable. Le maillage est donc différent pour le signal et le bruit de fond, et également différent entre le centre de la distribution (de 74 à 86 GeV) et les queues (de 60 à 74 GeV).

- Enfin, on ajuste les distributions simulées à celle des données en maximisant l'expression:

$$\mathcal{L}(M_W) = \prod_{k=1}^{N_{données}} \rho_{signal} \times P_k^{d,signal}(M_W) + (1 - \rho_{signal}) \times P_k^{d,fond}(M_W),$$

ρ_{signal} étant la pureté de la sélection, dépendante de la masse $M_W^{weighted}$ utilisée pour la repondération, via la variation de la section efficace de production de paires de bosons W , paramétrée selon l'expression empirique:

$$\sigma_{WW} = \sigma_{WW}^{ref.} (1 + 0.007067 \times (M_W^{weighted} - M_W^{ref.}) + 0.002503 \times (M_W^{weighted} - M_W^{ref.})^2),$$

où $\sigma_{WW}^{ref.}$ et $M_W^{ref.}$ sont la section efficace de production de paires WW et la masse du boson W utilisées lors de la génération. L'efficacité de la sélection est considérée comme constante en fonction de la masse.

- A 183 GeV, les deux masses doivent être comprises entre 60 et 86 GeV, l'une d'entre elles étant plus grande que 74 GeV. L'ajustement est effectué à partir d'un Monte-Carlo généré avec une masse M_W de 80.35 GeV, à partir duquel on crée des distributions de masses dans un intervalle de 78 à 82 GeV, espacées de 100 MeV. La masse finale est choisie par interpolation linéaire. Dans un intervalle de masse $\Delta M_i \times \Delta M_j$, on obtient le nombre d'événements $N^{ij}(M_W)$ correspondant à une masse M_W à partir des nombres d'événements b_{ij}^{k+1} et b_{ij}^k correspondant au masse M_{k+1} et M_k respectivement supérieure et inférieure à M_W , pour lesquelles on a généré une distribution de masse:

$$N^{ij}(M_W) = \frac{b_{ij}^{k+1}(M_W - M_k) + b_{ij}^k(M_{k+1} - M_W)}{(M_{k+1} - M_k)}.$$

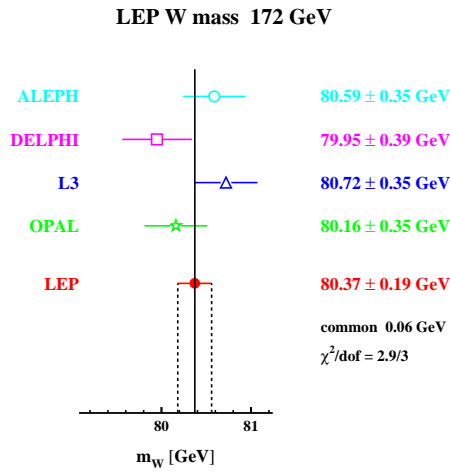


Figure 5.15: Mesures directes de M_W réalisées à 172 GeV par les 4 expériences installées au LEP. La valeur combinée est indiquée par la mention LEP.

5.6.3 Résultat de la mesure.

Nous rappelons sur la figure 5.15 les résultats obtenus à 172 GeV par les quatre expériences au LEP pour la mesure directe de M_W . Il s'agit ici de la combinaison des masses obtenues dans les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$.

A 183 GeV, le résultat de la mesure d'ALEPH [110] est

$$M_W = 80.461 \pm 0.177(\text{stat.}) \pm 0.045(\text{syst.}) \pm 0.056(\text{FSI}) \text{ GeV}/c^2,$$

dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, qui nous intéresse ici. Nous allons brièvement rappeler quelles sont les erreurs systématiques prises en compte, puis nous consacrerons deux paragraphes à l'erreur systématique dominante, notée FSI (*Final State Interaction*) précédemment, correspondant aux erreurs dues à la reconnection de couleur et aux corrélations de Bose-Einstein.

5.6.4 Erreurs systématiques.

Erreurs systématiques communes aux canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

A l'exception de la reconnection de couleur et des corrélations de Bose-Einstein que nous aborderons ensuite, toutes les autres sources d'erreur influencent aussi bien le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ que le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. Nous listons ci-après les sources d'erreurs considérées, en expliquant brièvement la méthode d'évaluation employée. Nous donnerons dans la table 5.15 les chiffres correspondant aux erreurs dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Les sources d'erreur étudiées ont été [111]:

- Les modèles de fragmentation. La modification des paramètres intervenant dans la fragmentation dans le cas du modèle JETSET donne un effet inférieur à 10 MeV. L'écart moyen observé entre les deux masses M_W obtenues avec le générateur HERWIG d'une part et le générateur JETSET d'autre part, pour les mêmes configurations partoniques de départ et pour des échantillons Monte-Carlo de même taille que les données, donne une erreur de 35 MeV.
- Les incertitudes sur la calibration des calorimètres électromagnétique et hadronique, respectivement de $\pm 0.9\%$ et de $\pm 2\%$. L'effet de ces incertitudes est évalué directement sur les données en changeant la valeur des dépôts d'énergie dans les calorimètres de ces quantités, séparément pour chaque calorimètre. Les biais maxima pour chaque calorimètre sont ajoutés en quadrature.
- Les corrections sur les jets. Les jets reconstruits dans le Monte-Carlo sont corrigés à l'aide d'un paramétrage en fonction de l'angle polaire θ pour tenir compte de la différence entre la simulation et la reconstruction réelle des jets. Cette correction est modifiée de $\pm 1\sigma$ pour évaluer l'erreur systématique.
- Le rayonnement de photons dans l'état initial (ISR). L'incertitude due à l'ISR est calculée à l'aide de KORALW. Ce générateur effectue les calculs jusqu'au deuxième ordre dans l'approximation des logarithmes dominants, $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$. L'effet des termes d'ordre supérieur est évalué en repondérant des événements générés avec les calculs de l'ISR limités à $\mathcal{O}(\alpha^1 L^1)$ par le rapport des éléments de matrice $\mathcal{O}(\alpha^1 L^1)/\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$. La comparaison des masses obtenues avec et sans repondération permet d'estimer l'erreur systématique associée aux photons ISR, qui est de 10 MeV dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, et de 5 MeV dans chaque canal semi-leptonique à 183 GeV.
- La statistique finie du Monte-Carlo, la méthode de mesure de la masse étant basée sur la repondération d'événements Monte-Carlo.
- Le bruit de fond. Les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à $\sqrt{s} = 91$ GeV sont utilisés pour déterminer un facteur correctif $f(m)$ appliqué à la fonction de densité de probabilité

Source	ΔM (MeV)
modèle de fragmentation	35
calibration ECAL/HCAL	22
correction sur les jets	10
ISR	10
statistique MC	10
bruit de fond	10
reconnection de couleur	25
corrélations de Bose-Einstein	50
total	72
énergie du LEP	21

Tableau 5.15: Erreurs systématiques sur la mesure de la masse du boson W dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

pour le bruit de fond [112]. La différence entre les ajustements des distributions de masse avec et sans facteur correctif donne l'erreur.

- L'énergie du LEP. L'erreur sur l'énergie E_b des faisceaux est de 25 MeV [113], et $\Delta M_W/M_W = \Delta E_b/E_b$.

Nous consacrons maintenant deux paragraphes aux sources d'erreur systématique restantes: la reconnection de couleur et les corrélations de Bose-Einstein .

Effet de la reconnection de couleur sur la mesure de la masse du boson W .

L'erreur systématique due à la reconnection de couleur est évaluée à partir de différents modèles de simulation, que nous allons rapidement évoquer.

Les premiers modèles sont ceux de JETSET [22]. Un échantillon d'événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est généré avec EXCALIBUR, puis hadronisé de quatre manières différentes:

- Le premier échantillon servira de référence, et ne contient pas de reconnection de couleur.
- Dans le second, tous les événements sont reconnectés avec une probabilité qui dépend du recouvrement spatio-temporel des cordes de couleur. Dans ce cas, les cordes ont naturellement une dimension transverse non-nulle. Cependant, le scénario où tous les événements sont reconnectés étant improbable, seuls les événements avec une probabilité de reconnection supérieure à 30% sont conservés, soit 40% de l'échantillon. Les autres événements sont remplacés par ceux qui leur correspondent issus du lot sans reconnection de couleur. L'effet sur la masse est alors de $\delta M_W = 25 \pm 21$ MeV.

- Dans le troisième, les cordes ont cette fois une épaisseur négligeable, et la probabilité de reconnection est 100% si elles se croisent. L'effet sur la masse est de $\delta M_W = 5 \pm 15$ MeV.
- Enfin, le dernier échantillon est identique au précédent, mais la reconnection est interdite si elle ne conduit pas à une réduction de la longueur totale des cordes. L'effet est de $\delta M_W = 17 \pm 15$ MeV.

Le second modèle est une variante du modèle ARIADNE [114], qui autorise la reconnection quand l'intervalle de rapidité le long de la corde en est réduit, cette reconnection ne pouvant mettre en jeu que des gluons d'énergie inférieure à Λ_W . L'effet est de $\delta M_W = 27 \pm 25$ MeV.

Les derniers modèles sont ceux de HERWIG [21,115], où 3 lots sont générés:

- Le premier échantillon ne contient pas de reconnection, et sert de référence.
- Dans le second, la probabilité de reconnection est fixée à 11%, et l'effet sur la masse de $\delta M_W = -10 \pm 25$ MeV.
- Dans le troisième, la probabilité de reconnection est fixée à 60%, et l'effet sur la masse de $\delta M_W = -31 \pm 25$ MeV.

Ce dernier cas étant improbable, l'effet maximum observé sur la mesure de la masse à partir des autres modèles a été retenu: $\Delta M_W = 25$ MeV.

Une étude est en cours pour essayer de mettre en évidence la reconnection de couleur dans les paires de W . Celle-ci pourrait influencer la multiplicité chargée des événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, diminuant le nombre de particules de faible énergie. La comparaison des mesures de la multiplicité chargée dans les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ peut donc a priori permettre de rejeter ou au contraire de valider l'existence de la reconnection de couleur dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$. Malheureusement, les effets prévus étant très faibles, les données restent compatibles avec tous les modèles [116].

Effet des corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de la masse du boson W .

Dans un premier temps, nous avons effectué cette étude à 183 GeV au niveau de la génération pour les trois modèles proposés. Les distributions de masse sont effectuées d'une part pour tous les événements générés, d'autre part pour tous les événements sélectionnés. Nous vérifions ainsi que toute différence est bien due aux corrélations de Bose-Einstein. Quand cela est possible (modèle de Jadach et Zalewski, modèle de Sjöstrand et Lönnblad), nous avons étudié les deux cas possibles, selon que les corrélations de Bose-Einstein existent ou non entre les produits de désintégration issus de W différents. A noter que la sélection $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ est celle décrite en (5.7.2),

avec 19 variables d'entrée pour le réseau de neurones. Les distributions en masse sont ajustées à l'aide d'une fonction de Breit-Wigner, la masse et la largeur du W étant des paramètres libres, dans un intervalle en masse allant de 74 à 86 GeV.

La figure 5.16 donne les masses obtenues dans différentes configurations pour le modèle de Jadach et Zalewski, avec 50 000 événements Monte-Carlo *CC03*, générés avec $M_W = 80.25$ GeV. Sur une même ligne, sont indiquées de gauche à droite les distributions de masse générées, celles repondérées sans effet de Bose-Einstein entre les pions issus de W différents (que nous noterons \mathcal{BEI}), et celles repondérées avec l'effet de Bose-Einstein entre tous les pions de l'événements (\mathcal{BEB}). De haut en bas, on considère successivement les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ au niveau de la génération, puis les mêmes canaux pour les événements simulés sélectionnés (au niveau générateur). Les effets observés sur la masse sont reportés dans la table 5.16. Plusieurs remarques peuvent être faites:

- L'effet des corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de la masse est indépendant des sélections.
- L'effet des corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de la masse, lorsqu'elles sont autorisées entre tous les pions, est de $\Delta M = M^{noBE} - M^{\mathcal{BEB}} = +43 \pm 12$ MeV dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et de $+26 \pm 12$ MeV dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, lorsque tous les événements générés sont pris en compte. Cet effet augmente si on ne considère que ceux sélectionnés, les différences de masse étant de $+50 \pm 8$ MeV et $+35 \pm 6$ MeV respectivement.
- L'effet sur la masse dû aux corrélations entre pions issus de W différents est inférieur à l'erreur statistique de 21 MeV.
- La largeur du W semble être affectée par les corrélations de Bose-Einstein. L'écart maximum observé est de 116 ± 45 MeV.

La collaboration ALEPH utilise le même modèle pour évaluer l'erreur due aux corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de M_W , mais calcule la différence à partir des événements reconstruits, auxquels on applique les programmes d'ajustement cinématiques (5.2.1) et de mesure de la masse (5.2.2). L'erreur sur la mesure de la masse est alors de 43 ± 25 MeV [105,111].

Le deuxième algorithme considéré est celui de Wit et Fialkowski. Dans ce cas, les corrélations sont toujours présentes entre pions issus de W différents. L'effet des sélections est négligeable. Les différences observées sont reportées dans la table 5.17.

L'effet des corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ est compatible avec 0. Dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, l'effet des corrélations de Bose-Einstein sur la largeur du W est similaire à celui observé avec le modèle de Jadach et Zalewski, par contre l'effet sur la masse est plus faible, inférieur aux 21 MeV d'erreur

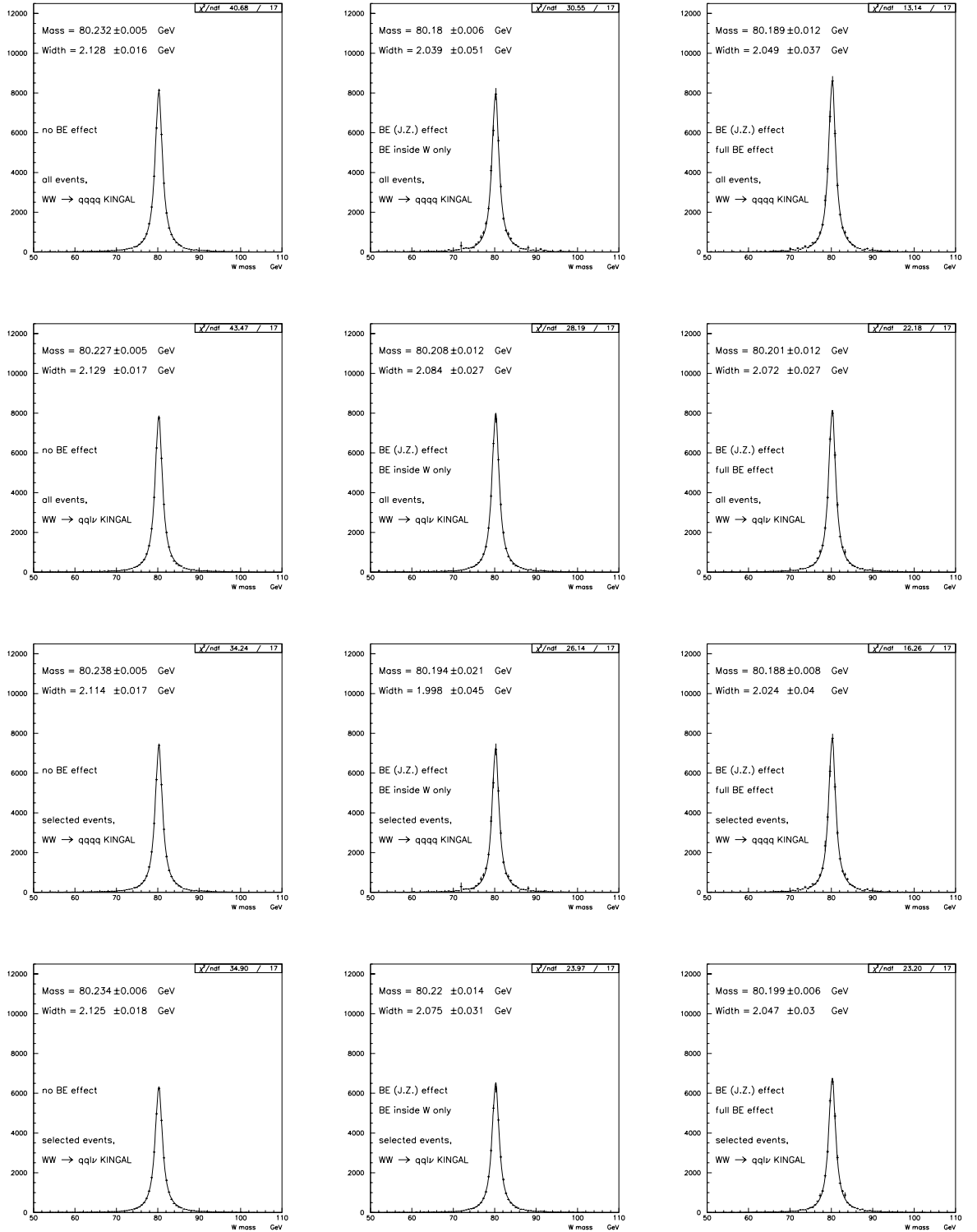


Figure 5.16: Ajustement des masses à l'aide d'une fonction de Breit-Wigner, au niveau générateur, pour tous les événements générés $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (1^{ière} et 2^{ème} lignes) et pour tous les événements sélectionnés (3^{ème} et 4^{ème} lignes). De gauche à droite, sont reportées les distributions obtenues sans effet de Bose-Einstein, puis avec corrélations entre pions issus du même W , et enfin avec corrélations entre tous les pions.

$\sqrt{s} = 183$ GeV	no BE - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$	no BE - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$	$\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$ - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$
Ajustement dans [74:86] GeV			
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (ts)	52 ± 6	43 ± 12	-9 ± 12
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (ts)	89 ± 51	79 ± 37	-10 ± 51
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (ts)	19 ± 12	26 ± 12	7 ± 12
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (ts)	45 ± 27	57 ± 27	$+12 \pm 27$
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (sel)	44 ± 21	50 ± 8	6 ± 21
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (sel)	116 ± 45	90 ± 17	-26 ± 45
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (sel)	14 ± 14	35 ± 6	21 ± 14
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (sel)	50 ± 31	78 ± 6	$+28 \pm 31$

Tableau 5.16: Différences en masse ΔM et en largeur $\Delta \Gamma$ (en MeV) obtenues avec le modèle de Jadach et Zalewski. Nous indiquons les différences pour les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, pour tous les événements générés (ts) et pour tous les événements sélectionnés (sel). Les colonnes donnent, de gauche à droite, la différence entre les valeurs obtenues sans corrélations (no BE) et celles obtenues avec corrélations entre pions issus du même W ($\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$); la différence entre les valeurs obtenues sans corrélations et celles obtenues avec corrélations entre tous les pions ($\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$); la différence entre les cas $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$ et $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$.

$\sqrt{s} = 183$ GeV	no BE - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$
Ajustement dans [74:86] GeV	
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (ts)	13 ± 11
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (ts)	71 ± 48
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (ts)	1 ± 12
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (ts)	9 ± 29
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (sel)	15 ± 21
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (sel)	94 ± 47
$\Delta M WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (sel)	7 ± 9
$\Delta \Gamma WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (sel)	20 ± 32

Tableau 5.17: Différences en masse ΔM et en largeur $\Delta \Gamma$ (en MeV) obtenues avec le modèle WF. Nous indiquons les différences pour les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, pour tous les événements générés (ts) et pour tous les événements sélectionnés (sel).

$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	no BE - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$	no BE - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$	$\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$ - $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$
Ajustement dans [74:86] GeV			
$\Delta M \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \text{ (ts)}$	$+9 \pm 7$	$+17 \pm 7$	$+8 \pm 5$
$\Delta\Gamma \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \text{ (ts)}$	-35 ± 24	-54 ± 25	-19 ± 19
$\Delta M \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l \text{ (ts)}$	-11 ± 11	-13 ± 11	-2 ± 8
$\Delta\Gamma \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l \text{ (ts)}$	-21 ± 24	-21 ± 24	0 ± 18
$\Delta M \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \text{ (sel)}$	$+5 \pm 9$	$+11 \pm 9$	$+6 \pm 6$
$\Delta\Gamma \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \text{ (sel)}$	-19 ± 25	-46 ± 25	-26 ± 19
$\Delta M \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l \text{ (sel)}$	-13 ± 8	-11 ± 10	$+2 \pm 9$
$\Delta\Gamma \text{ } WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l \text{ (sel)}$	-8 ± 28	-25 ± 27	-17 ± 21

Tableau 5.18: Différences en masse ΔM et en largeur $\Delta\Gamma$ (en MeV) obtenues avec le modèle JETSET BE_3 . Nous indiquons les différences pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, pour tous les événements générés (ts) et pour tous les événements sélectionnés (sel). Les colonnes donnent, de gauche à droite, la différence entre les valeurs obtenues sans corrélations (no BE) et celles obtenues avec corrélations entre pions issus du même W ($\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$); la différence entre les valeurs obtenues sans corrélations et celles obtenues avec corrélations entre tous les pions ($\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$); la différence entre les cas $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$ et $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$.

statistique.

Le troisième modèle est celui noté JETSET BE_3 . Ici, l'effet des corrélations de Bose-Einstein étant introduit au niveau de l'hadronisation, les distributions de masse des W générés sont identiques. Il faut donc reconstruire les W à partir des particules stables issues de leur désintégration. Nous disposons de trois lots: un de 50000 événements $CC03$ sans corrélations de Bose-Einstein, et deux lots de 39600 événements $CC03$, identiques à l'exception de la simulation des corrélations de Bose-Einstein: le premier est de type $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$, le second de type $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}$. Tous ces échantillons sont générés à l'aide de KORALW. La table 5.18 rassemble les différences en masse et en largeur observées dans chaque canal.

L'effet des corrélations de Bose-Einstein est maximum dans la configuration $\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}$ et donne un effet de 17 ± 7 MeV dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. L'effet dû aux corrélations entre pions issus de différents W est de 8 ± 5 MeV. Toutefois, il faut remarquer que dans ce modèle, les effets observés sur la masse dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ sont du même ordre de grandeur. Enfin, comme pour le modèle de Jadach et Zalewski, la différence de masse $M^{\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{I}} - M^{\mathcal{B}\mathcal{E}\mathcal{B}}$ est compatible avec 0 dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, les corrélations entre W n'affectant évidemment pas la mesure de la masse dans ce canal.

La collaboration ALEPH utilise également ce modèle pour évaluer l'erreur due aux corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de M_W , et obtient une incertitude de 50 ± 25 MeV [105,111] à partir des événements totalement reconstruits.

Pour tous les modèles utilisés, l'incertitude maximum prévue sur la mesure de la masse du boson W au niveau générateur est donc inférieur à 50 MeV. Ceci peut être comparé aux valeurs obtenues par différents auteurs que nous résumons ici:

- Jadach et Zalewski [88] obtiennent un effet maximum de 20 MeV.
- Lönnblad et Sjöstrand [92] prédisent un effet maximum inférieur à 10 MeV, pour les deux options BE_3 et BE_{23} . Mais cet effet peut être plus important, jusqu'à 200 MeV, pour les autres options décrites en (4.3.3). Ils concluent sur une limite supérieure probable de 50 MeV pour cet effet, sur toute la gamme d'énergie parcourue à LEP2.
- Wit et Fialkowski [117] prédisent une incertitude de 20 MeV due aux corrélations de Bose-Einstein .
- Häkkinen et Ringnér [118] postulent que les corrélations de Bose-Einstein entre pions issus de différents W sont inexistantes. Toutefois, n'excluant pas que celles-ci puissent changer la multiplicité ou puissent avoir un impact sur la topologie des événements, un effet sur la masse dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ reste possible, de l'ordre de 8 MeV.
- Kartvelishvili *et al.* [119] prédisent aussi un effet de l'ordre de 20 MeV, mais leur modèle modifie les rapports de branchement du Z en quarks $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ de façon incompatible avec les données.
- Todorova-Nová [120] utilise un modèle de repondération basé sur le modèle des cordes, ajusté pour reproduire les données de DELPHI. Elle obtient un effet sur la mesure de la masse du boson W inférieur à 10 MeV.

5.7 Conclusion.

La table 5.19 reporte les effets maxima observés sur la mesure de M_W dans le canal hadronique pour les trois modèles étudiés.

Ces résultats, joints à ceux d'autres groupes, ne permettent pas d'exclure un effet plus important, cependant une incertitude de 50 MeV apparaît comme une limite supérieure raisonnable pour cet effet.

	J.Z	W.F	JETSET
ΔM_W (MeV)	52 ± 6	15 ± 21	17 ± 7

Tableau 5.19: Incertitudes maxima observées sur la mesure de M_W dans le canal hadronique, provenant des corrélations de Bose-Einstein .

Enfin, nous rappelons que la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W favorise pour l'instant l'hypothèse où ces corrélations sont inexistantes entre pions issus de W différents. La fragmentation des W étant dans ce cas indépendante (au moins du point de vue des corrélations de Bose-Einstein), aucun effet sur la masse n'est alors attendu.

Chapitre 6

Résultats à 189 GeV.

6.1 Introduction.

En 1998, l'énergie dans le centre de masse a été accrue jusqu'à 189 GeV environ. La luminosité collectée a été de $\mathcal{L} = 174.209 \text{ pb}^{-1}$, permettant de quadrupler le nombre d'événements WW disponible pour l'analyse. Nous commencerons ce chapitre très bref par la présentation des sélections d'événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 189 GeV. Dans le deuxième paragraphe, les corrections aux modèles JZ et WF, similaires à celles évoquées dans le chapitre précédent, seront données, ainsi qu'un nouveau paramétrage du modèle JETSET BE_3 . La mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, et l'évaluation des erreurs systématiques feront l'objet des paragraphes suivant. Nous concluons sur la combinaison des mesures pour l'ensemble des données de 172 à 189 GeV.

6.2 Sélection des événements WW .

Pour le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, nous utiliserons à 189 GeV les mêmes sélections qu'à 183 GeV, sans corrections sur les estimateurs R_I , R_T et R_L . La présélection des événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ est la même que celle à 183 GeV, et le réseau de neurones utilise les mêmes 19 variables qu'en (5.7.2). Seul l'apprentissage a été refait avec les échantillons simulés des bruits de fond et de signal générés à 189 GeV. Les efficacités et puretés des différentes sélections, évaluées sur le Monte-Carlo *CC03* sont indiquées dans la table 6.1. L'efficacité globale des trois sélections semi-leptonique est de $78.0 \pm 0.1\%$ (stat), pour une pureté de $95.2 \pm 0.1\%$ (stat).

L'analyse préliminaire [121] des données à 189 GeV ($\mathcal{L} = 174.209 \text{ pb}^{-1}$) conduit à la sélection de 1449 et 1005 événements, respectivement dans les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$. Dans ce dernier cas, la répartition est de 400 événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 e \nu_e$, 383 événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \mu \nu_\mu$ et 222 événements

Canal	Efficacité	Pureté
$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 e \nu_e$	$79.5 \pm 0.3\%$	85.2%
$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \mu \nu_\mu$	$83.9 \pm 0.2\%$	92.2%
$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \tau \nu_\tau$	$45.1 \pm 0.3\%$	72.2%
$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$	$91.3 \pm 0.1\%$	77.2%

Tableau 6.1: Efficacités et puretés des différentes sélections à 189 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

$WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \tau \nu_\tau$. Ces nombres sont inférieurs aux prédictions, qui valent respectivement 1550 (2.7 écarts standard de différence avec l'observation) et 1049 (1.4 écarts standard de différence avec l'observation).

6.3 Les échantillons d'événements simulés.

Les échantillons d'événements simulés sont indiqués dans la table 6.3, et dans la table 6.4 pour les événements générés avec le modèle JETSET BE_3 .

Ajustement du modèle JETSET BE_3 .

Nous avons vu en (4.6.2) que la distribution du rapport $R(Q)$ provenant de JETSET était en accord à 1.4% près avec la distribution expérimentale à 91 GeV dans le premier intervalle en Q pour les quarks u , d , s , c .

Dans ce même paragraphe, le désaccord observé pour $\lambda_{uds c}$ était de 5% lorsque les quatre paramètres (κ , ϵ , λ , σ) étaient laissés libres, et de 20% lors de l'ajustement avec σ , κ et ϵ fixés.

Nous avons généré des événements en modifiant λ de +5% et en calculant σ de façon à égaliser les intégrales $\mathcal{I} = \int_0^\infty \lambda e^{-\sigma^2 Q^2} dQ = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\lambda}{\sigma}$ calculées pour les données réelles et pour l'échantillon généré avec JETSET. Les nouveaux paramètres sont alors $\lambda=2.3$ et $R = 1/\sigma = 0.26$ GeV.

La figure 6.1 comparant les distributions de JETSET et des données à 91 GeV montre le résultat de ce nouveau paramétrage. Le résultat de l'ajustement est aussi reporté dans la table 6.2. A noter que nous utilisons maintenant des intervalles en Q de 0.1 GeV, le nombre d'événements disponibles étant plus important à 189 GeV. Les χ^2 des ajustements sont mauvais, la forme analytique choisie étant inadaptée, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

Comme en (4.6.2), la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans deux lots différents correspondant à différentes puretés en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ permet d'obtenir

	λ	σ (GeV ⁻¹)	ϵ (GeV ⁻¹)	κ	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/dof
JETSET	0.29 ± 0.01	4.31 ± 0.11	0.019 ± 0.002	0.966 ± 0.002	0.59	97/26
données	0.30 ± 0.01	4.27 ± 0.09	0.010 ± 0.001	0.977 ± 0.002	0.57	203/26

Tableau 6.2: Résultat de l'ajustement à 91 GeV du modèle JETSET avec le nouveau paramétrage. Les incertitudes indiquées sont d'origine statistique.

processus	générateur	nombre d'événements	section efficace (pb)
$We\nu$	PYTHIA	49999	0.6716
Zee	PYTHIA	99998	6.845
ZZ	PYTHIA	100000	2.759
$q\bar{q}(\gamma)$	PYTHIA	495000	99.41
$\tau\bar{\tau}(\gamma)$	KORALZ	300000	8.3
WW CC03	KORALW	150000	16.62
WW 4f	KORALW	308000	16.93

Tableau 6.3: Ensemble des Monte-Carlo utilisés à 189 GeV.

séparément λ_b et λ_{udsc} , ainsi que \mathcal{I}_b et \mathcal{I}_{udsc} ¹. Les différences entre JETSET et les données se montent à $\Delta\lambda_{udsc} = 0 \pm 6\%$ et à $\Delta\mathcal{I}_{udsc} = 11 \pm 7\%$.

Notons que ce changement des paramètres n'améliore pas la simulation des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $b\bar{b}$. Ainsi, on obtient $\lambda_b = 0.63\lambda_Z$, $\lambda_{udsc} = 1.17\lambda_Z$ pour les données, et $\lambda_b = 0.17\lambda_Z$, $\lambda_{udsc} = 1.39\lambda_Z$ pour JETSET. Nous verrons (page 215) que des erreurs de 9% et 3% peuvent être attribuées à λ_b/λ_Z et λ_{udsc}/λ_Z , respectivement.

Cependant, l'accord entre Monte-Carlo et données pour les seules désintégrations $Z \rightarrow u, d, s, c$ est bon, comme le montre la figure 6.2. Le rapport de la distribution réelle et de celle de JETSET nous donne une correction $C(Q)$ qui est appliquée à JETSET dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Corrections aux modèles JZ et WF.

Pour les modèles JZ et WF, nous utiliserons un mélange de Monte-Carlo CC03 et 4f pour le signal W^+W^- , et utiliserons donc une section efficace de $\sigma_{WW} = 16.82$ pb à 189 GeV.

¹ λ est obtenu à partir de l'ajustement à un paramètre, cf (4.6.2), et l'intégrale \mathcal{I} est calculée à partir de λ et σ obtenus dans l'ajustement à 4 paramètres.

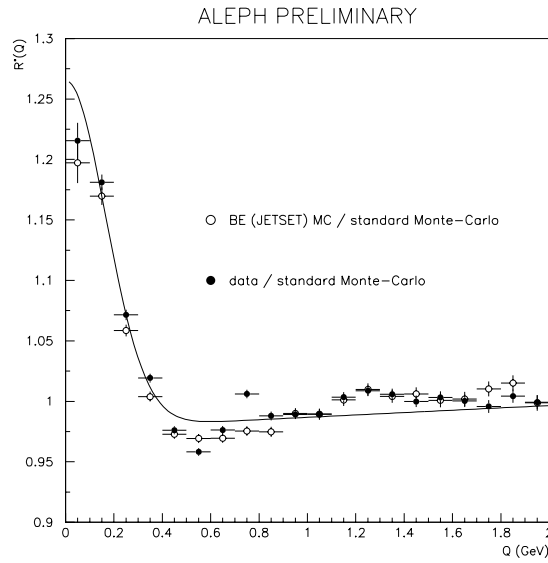


Figure 6.1: Résultat de l'ajustement du modèle JETSET BE_3 avec les paramètres $\lambda = 2.3$ et $R = 0.26$ GeV.

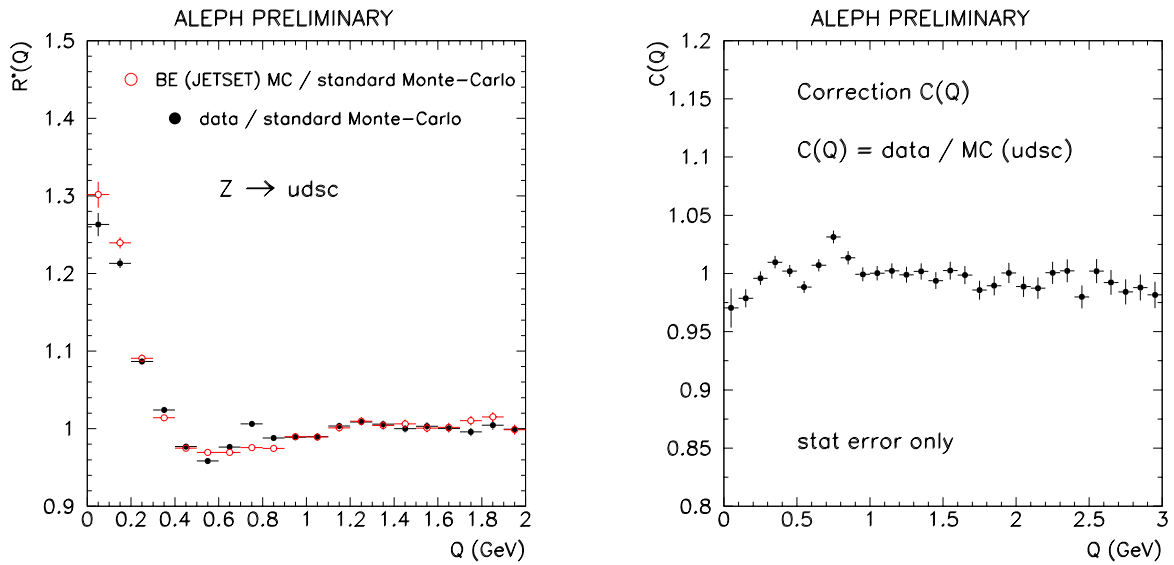


Figure 6.2: Comparaison des distributions $R(Q)$ provenant de JETSET et des données réelles pour les seules désintégrations $Z \rightarrow u, d, s, c$ à 91 GeV. Le rapport des données et de JETSET est indiqué sur la figure de droite.

type d'événements	nombre d'événements	section efficace (pb)
WW CC03, KORALW + JETSET BE_3 (BEB) 189 GeV	40000	16.59
WW CC03, KORALW + JETSET BE_3 (BEI) 189 GeV	40000	16.58
$q\bar{q}(\gamma)$ PYTHIA 189 GeV	40000	99.41
WW CC03, KORALW + JETSET BE_3 (BEB) 183 GeV	40000	15.73
WW CC03, KORALW + JETSET BE_3 (BEI) 183 GeV	40000	15.73
$q\bar{q}(\gamma)$ PYTHIA 183 GeV	40000	101.8

Tableau 6.4: Evénements générés avec le modèle JETSET BE_3 à 189 GeV et 183 GeV, avec le nouveau paramétrage.

Comme à 172 et 183 GeV, les distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$, où l'indice BE se réfère au Monte-Carlo après repondération, sont corrigées dans chaque intervalle en Q par un facteur $1/(a - b(Q))$.

Ces corrections garantissent que l'on retrouve le même nombre de paires de pions avant et après la repondération de l'événement. A 189 GeV, la correction est différente selon que des pions issus chacun d'un des W peuvent (BEB) ou non (BEI) être corrélés.

La table 6.5 donne les valeurs de a et b utilisées pour corriger les modèles JZ et WF.

6.4 Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W .

La seule modification apportée à l'analyse concerne la taille des intervalles de Q . Celle-ci est diminuée de 0.2 à 0.1 GeV, permettant une meilleure estimation des paramètres avec les modèles JZ et WF. Cette réduction est possible du fait du plus grand nombre d'événements disponibles, la statistique ayant augmentée d'un facteur 3.5 environ avec les données à 189 GeV.

6.4.1 Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans le canal

$$WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l.$$

Résultats à 189 GeV.

Les résultats obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$ pour les données sont reportés dans la table 6.6. Nous les comparons aux prédictions des trois modèles.

Ces résultats sont en accord avec les mesures précédentes à 172 et 183 GeV. Les modèles JZ et WF prévoient une taille trop importante de la source. La prédiction de JETSET est en accord avec les données.

Distribution corrigée	a	b (GeV ⁻¹)
Méthode de Jadach et Zalewski à 189 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (BEB)	0.94	0.034
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (BEB)	0.94	0.036
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (BEI)	0.96	0.019
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (BEI)	0.97	0.023
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	0.79	0.028
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	0.78	0.028
$N_{++}(Q) ZZ$	1.09	0.099
$N_{+-}(Q) ZZ$	1.06	0.086
Méthode de Wit et Fialkowski à 189 GeV		
$N_{++}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	1.01	0.055
$N_{+-}(Q) WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$	1.01	0.053
$N_{++}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	1.13	0.063
$N_{+-}(Q) Z \rightarrow q\bar{q}$	1.11	0.057
$N_{++}(Q) ZZ$	1.18	0.109
$N_{+-}(Q) ZZ$	1.15	0.094

Tableau 6.5: Corrections appliquées aux distributions $N_{BE}^{++}(Q)$ et $N_{BE}^{+-}(Q)$ sous la forme $1/(a - b(Q))$ pour le modèle (J.Z) et (W.F).

Combinaison de toutes les données.

Les résultats obtenus en combinant toutes les données de 172 à 189 GeV sont indiqués dans la table 6.7. Les prédictions des modèles JZ et WF aux différentes énergies sont aussi combinées. Le modèle JETSET n'a été généré qu'à 183 et 189 GeV. La figure 6.3 montre la comparaison des données aux prédictions des différents modèles.

6.4.2 Mesure des corrélations de Bose-Einstein dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$.

Résultat à 189 GeV.

Les résultats obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ pour les données sont reportés dans la table 6.8. Nous les comparons aux prédictions des trois modèles. Nous indiquons par (BEB) le cas où les corrélations existent entre pions issus de W différents, et par (BEI) le cas contraire.

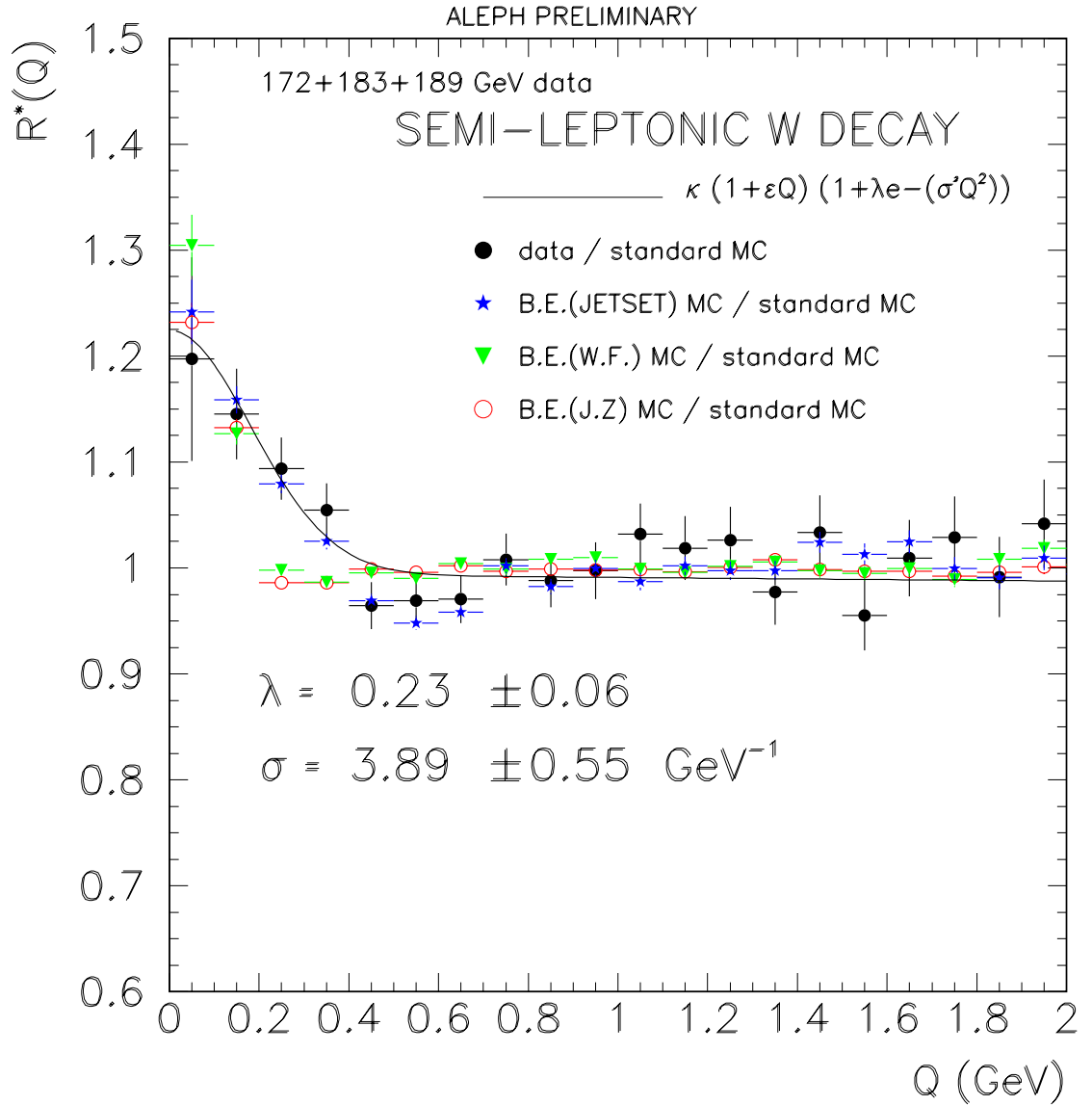


Figure 6.3: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ dans le canal semi-leptonique, et comparaison avec trois modèles de simulation de l'effet. L'accord entre les modèles et les données est bon. L'ensemble des données à 172, 183 et 189 GeV est utilisé. Les prédictions des Monte-Carlo (J.Z.) et (W.F.) combinent également ces trois énergies, alors que le Monte-Carlo (JETSET) n'existe qu'à 183 et 189 GeV. Les incertitudes sur λ et σ sont d'origine statistique.

	κ	ϵ (GeV ⁻¹)	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.	0.994 ± 0.003	0.002 ± 0.002	0.32 ± 0.02	6.92 ± 0.27	0.55	42.4/26
W.F	0.995 ± 0.003	0.003 ± 0.002	0.40 ± 0.04	7.44 ± 0.35	0.62	35.2/26
JETSET	0.960 ± 0.005	0.023 ± 0.004	0.30 ± 0.02	3.96 ± 0.16	0.53	90.6/26
données	0.994 ± 0.02	$0. \pm 0.01$	0.23 ± 0.06	3.87 ± 0.55	0.40	25.1/26

Tableau 6.6: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ avec une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ à 189 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

	κ	ϵ (GeV ⁻¹)	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.	0.993 ± 0.002	0.003 ± 0.002	0.31 ± 0.02	6.83 ± 0.23	0.53	60.0/26
W.F	0.994 ± 0.003	0.003 ± 0.002	0.38 ± 0.03	7.22 ± 0.30	0.65	38.1/26
JETSET	0.967 ± 0.004	0.018 ± 0.003	0.29 ± 0.02	4.04 ± 0.16	0.54	103.0/26
données	0.995 ± 0.01	$0. \pm 0.01$	0.23 ± 0.06	3.89 ± 0.55	0.46	22.7/26

Tableau 6.7: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ avec une fonction du type $\kappa(1+\epsilon Q)(1+\lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$, en combinant toutes les données de 172 à 189 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

Combinaison de toutes les données.

Les résultats obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ en combinant toutes les données sont indiqués dans la table 6.9. Nous les comparons aux prédictions des modèles JZ et WF, également combinées. Nous n'avons pas généré d'événements avec le modèle JETSET à 172 GeV. Nous indiquons par (BEB) le cas où les corrélations existent entre pions issus de W différents, et par (BEI) le cas contraire. La figure 6.4 montre la comparaison des données avec les différents modèles

Le meilleur accord entre données et Monte-Carlo est obtenu pour le modèle JETSET sans corrélation entre pions issus de W différents.

6.5 Erreurs systématiques.

Les erreurs systématiques seront les mêmes qu'à 172 et 183 GeV, à l'exception de celle liée au bruit de fond $q\bar{q}$ non radiatif, et de celle liée à la largeur des intervalles de Q . Nous donnerons d'abord le résultat de la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $q\bar{q}$ à 189 GeV, puis nous combinerons ces données à celles enregistrées à 172 et 183 GeV.

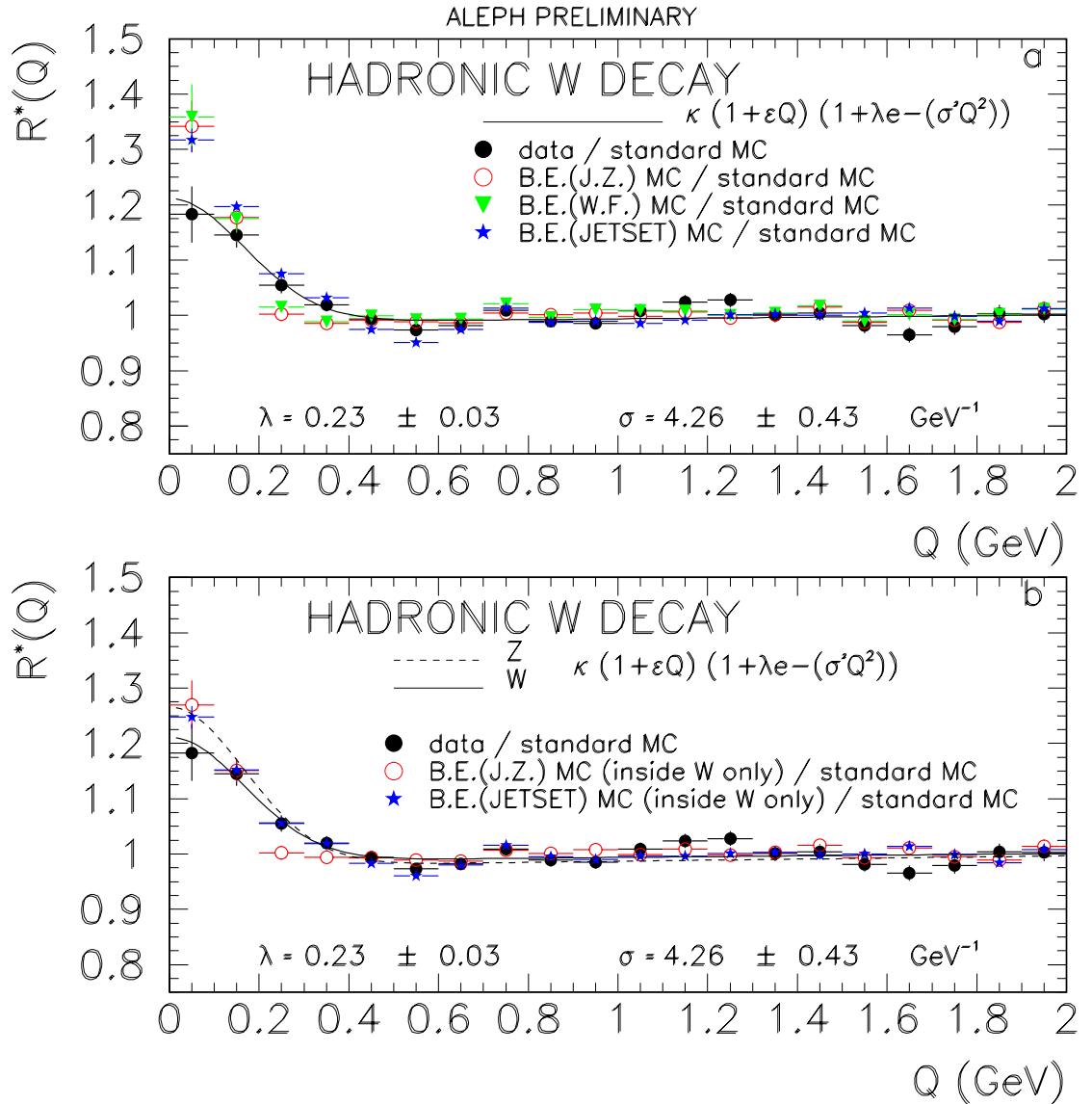


Figure 6.4: (a): comparaison des données $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ aux prédictions des différents modèles incluant la possibilité de corrélations entre pions issus pour l'un du W^+ et pour l'autre du W^- . (b): comparaison des données $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ aux prédictions des différents modèles quand seuls les pions issus du même W peuvent être corrélés. Cette hypothèse est favorisée par les données (ligne continue). L'amplitude de l'effet dans le canal hadronique est plus faible que dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV (courbe pointillée). L'ensemble des données collectées à 172, 183 et 189 GeV est utilisé. Les prédictions des Monte-Carlo (J.Z.) et (W.F.) combinent également ces trois énergies, alors que le Monte-Carlo (JETSET) n'existe qu'à 183 et 189 GeV. Les incertitudes sur λ et σ sont d'origine statistique.

	κ	ϵ (GeV ⁻¹)	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.(BEB)	0.991 ± 0.005	0.002 ± 0.003	0.39 ± 0.04	6.82 ± 0.49	0.42	29.9/26
J.Z.(BEI)	0.997 ± 0.004	0.002 ± 0.003	0.30 ± 0.03	6.78 ± 0.48	0.42	28.2/26
W.F.	1.003 ± 0.003	0. ± 0.002	0.38 ± 0.04	7.03 ± 0.39	0.61	46.1/26
JETSET (BEB)	0.979 ± 0.003	0.009 ± 0.002	0.33 ± 0.02	4.37 ± 0.12	0.64	191.8/26
JETSET (BEI)	0.987 ± 0.003	0.004 ± 0.002	0.26 ± 0.02	4.58 ± 0.17	0.66	147.2/26
données	0.990 ± 0.007	0.004 ± 0.005	0.27 ± 0.05	5.12 ± 0.60	0.64	33.6/26

Tableau 6.8: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ avec une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ à 189 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

	κ	ϵ (GeV ⁻¹)	λ	σ (GeV ⁻¹)	$C_{\lambda\sigma}$	χ^2/ndof
J.Z.(BEB)	0.995 ± 0.004	0.002 ± 0.002	0.43 ± 0.05	6.77 ± 0.45	0.56	31.5/26
J.Z.(BEI)	0.997 ± 0.004	0.002 ± 0.002	0.34 ± 0.05	6.64 ± 0.51	0.59	32.8/26
W.F.	0.999 ± 0.004	0. ± 0.003	0.44 ± 0.06	6.91 ± 0.48	0.60	39.1/26
JETSET(BEB)	0.980 ± 0.002	0.008 ± 0.001	0.35 ± 0.01	4.45 ± 0.11	0.64	245/26
JETSET(BEI)	0.989 ± 0.002	0.003 ± 0.001	0.27 ± 0.01	4.66 ± 0.16	0.65	193/26
données	0.987 ± 0.007	0.007 ± 0.004	0.23 ± 0.03	4.27 ± 0.43	0.61	37.2/26

Tableau 6.9: Résultat de l'ajustement du rapport $R^*(Q)$ avec une fonction du type $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2})$, pour les événements $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$, en additionnant toutes les données de 172 à 189 GeV. Les incertitudes sont d'origine statistique.

6.5.1 Mesure des corrélations dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs.

Nous appliquons à 189 GeV la même sélection qu'à 183 GeV, décrite en (5.3). Le résultat de la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs est alors:

$$\lambda = 0.47 \pm 0.04 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}, \quad \sigma = 4.39 \pm 0.33 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.977 \pm 0.008 \text{ (stat)}, \quad \epsilon = 0.008 \pm 0.005 \text{ (stat)} \text{ GeV}^{-1},$$

avec une corrélation $C_{\lambda\sigma}$ de 54%. L'ajustement a un χ^2 de 50.5 pour 26 degrés de liberté. La valeur de λ a été augmentée de 0.13 et celle de σ de 0.09, pour tenir compte des corrections coulombiennes, de la pureté en vraies paires $\pi\pi$ et de la largeur des intervalles de Q .

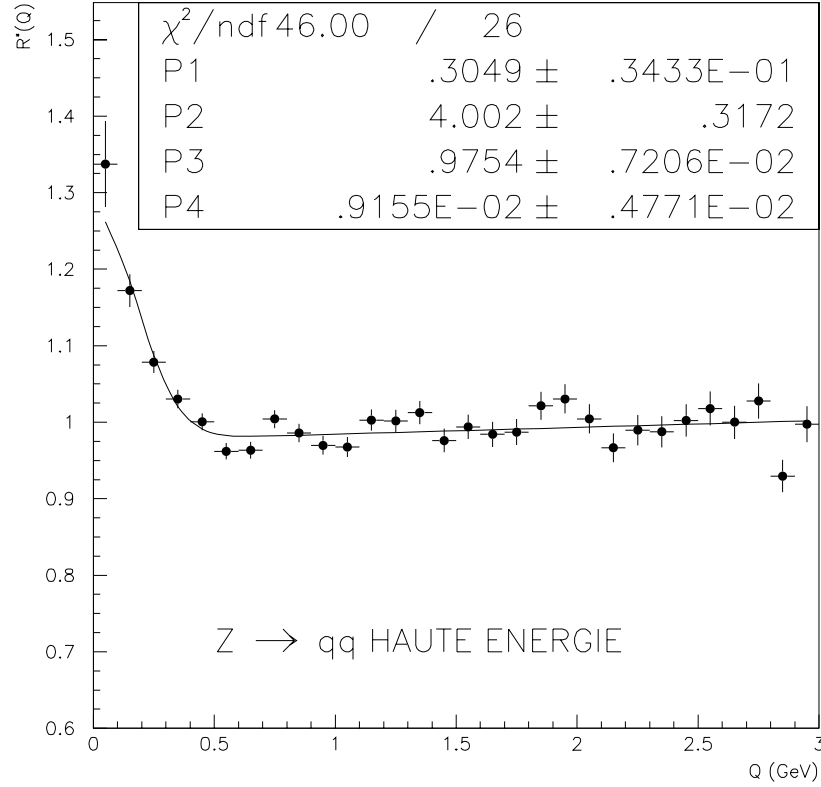


Figure 6.5: Résultat de l'ajustement à $R^*(Q)$ pour les événements $q\bar{q}$ non radiatifs, en combinant les données collectées à 183 et 189 GeV. Les paramètres sont $P_1 = \lambda$, $P_2 = \sigma$, $P_3 = \kappa$ et $P_4 = \epsilon$ respectivement. Les erreurs indiquées sont statistiques.

La combinaison de l'ensemble des données à 183 et 189 GeV donne quant à elle

$$\lambda = 0.43 \pm 0.03 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)}, \quad \sigma = 4.09 \pm 0.32 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1},$$

$$\kappa = 0.975 \pm 0.007 \text{ (stat)}, \quad \epsilon = 0.009 \pm 0.005 \text{ (stat)} \text{ GeV}^{-1},$$

avec une corrélation $C_{\lambda\sigma}$ de 64%. L'ajustement a un χ^2 de 46.0 pour 26 degrés de liberté. La figure 6.5 montre le résultat de l'ajustement de l'ensemble des données collectées à 183 et 189 GeV.

Comme à 183 GeV, la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs est utilisée pour calculer l'erreur systématique due à ce

source	$\Delta\lambda$	$\Delta\sigma$ (GeV ⁻¹)
Corrections Coulombiennes	0.035	0.025
π sélection	0.01	0.04
pureté $\pi\pi$	0.01	0.01
résonances ρ, K^0	-	0.09
région $Q < 40$ MeV	-	0.02
largeur des intervalles	0.03	0.04
total $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$	± 0.05	± 0.11
bruit de fond	0.02	0.19
total $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 q_3\bar{q}_4$	± 0.05	± 0.22

Tableau 6.10: Sources d'erreurs systématiques dans la mesure des corrélations de Bose-Einstein à 189 GeV, pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 q_3\bar{q}_4$. L'erreur systématique associée à la largeur des intervalles de Q a été évaluée en comparant les lignes h et i du tableau 4.12.

bruit de fond dans les événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 q_3\bar{q}_4$.

Ce bruit de fond représente 18.7% des événements sélectionnés dans ce canal. En appliquant la même méthode qu'à 183 GeV, on trouve une erreur de $\Delta\lambda = 0.02$ et $\Delta\sigma = 0.19$ GeV⁻¹.

6.5.2 Récapitulatif.

Nous récapitulons dans la table 6.10 les erreurs systématiques prise en compte dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 q_3\bar{q}_4$ à 189 GeV.

L'erreur systématique sur λ est maintenant dominée par les corrections coulombiennes. L'erreur systématique sur σ est dominée par l'erreur due au bruit de fond $q\bar{q}$. Cette erreur est diminuée si on considère pour la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans ces événements le résultat obtenu en combinant les données à 183 et 189 GeV. On obtient alors $\Delta\sigma = 0.06$ GeV⁻¹.

Les corrections à apporter à nos mesures pour tenir compte de l'interaction coulombienne, de la pureté en paires $\pi\pi$ et de la taille des intervalles en Q sont de $\delta\lambda = 0.135$ et $\delta\sigma = 0.085$ GeV⁻¹.

6.6 Signification statistique.

Les modèles JZ et WF ne reproduisant ni la taille de la source, ni la distribution $R(Q)$ dans la région en Q entre 0.4 et 0.7 GeV (figure 6.6), nous n'utiliserons que

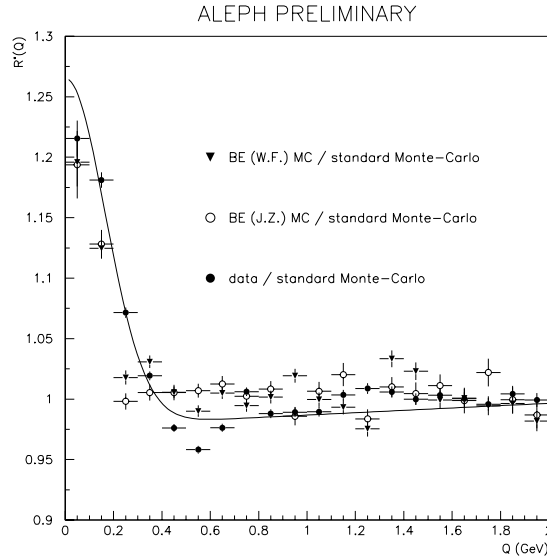


Figure 6.6: Comparaison des modèles JZ et WF aux données collectées à 91 GeV. La région où $0.4 < Q < 0.7$ est mal reproduite.

les prédictions du modèle JETSET dans ces paragraphes. Nous rappelons que la correction $C(Q)$ que nous allons évoquer est obtenue à partir du rapport des données et de JETSET au pic du Z pour les seules désintégrations en quarks u , d , s et c (cf figure 6.2). Les résultats de cette partie peuvent être également trouvés dans [122].

6.6.1 Ajustement à un paramètre.

Dans un premier temps, nous avons refait les ajustements en ne laissant qu'un paramètre libre: λ . Les autres paramètres sont fixés à la valeur de la moyenne pondérée des mesures dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$, $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV et à haute énergie. Les valeurs utilisées sont:

$$\sigma = 4.242 \pm 0.084 \text{ GeV}^{-1}, \quad \kappa = 0.978 \pm 0.002, \quad \epsilon = 0.0097 \pm 0.0009 \text{ GeV}^{-1},$$

seule l'erreur statistique étant indiquée. Seuls les 4 premiers intervalles de Q sont utilisés dans l'ajustement.

Les valeurs obtenues sont indiquées dans les tables 6.11 et 6.12, respectivement pour les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. Nous donnons pour JETSET le résultat de l'ajustement après la correction par $C(Q)$.

La table 6.13 donne les différences entre JETSET et les données dans les différents canaux, ainsi qu'entre les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (2j) et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (4j) pour les données. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique

$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	λ	$\chi^2/ndof$
JETSET $\times C(Q)$ (BEB)	$0.334 \pm 0.009 \pm 0.020$	15/3
JETSET $\times C(Q)$ (BEI)	$0.265 \pm 0.009 \pm 0.016$	6.6/3
données	0.246 ± 0.024	1.2/3

Tableau 6.11: Résultat de l'ajustement à un seul paramètre dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique et correspond aux $\pm 6\%$ de différence entre JETSET et les données à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (cf 6.3).

$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	λ	$\chi^2/ndof$
JETSET $\times C(Q)$	$0.290 \pm 0.014 \pm 0.017$	4/3
données	0.292 ± 0.046	3.9/3

Tableau 6.12: Résultat de l'ajustement à un seul paramètre dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique et correspond aux $\pm 6\%$ de différence entre JETSET et les données à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (cf 6.3).

et correspond aux $\pm 6\%$ de différence entre JETSET et les données à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (cf 6.3).

L'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents est défavorisée à hauteur de 2.7 écarts standard.

6.6.2 Intégration du signal.

Dans une deuxième approche, nous avons calculé l'intégrale du signal dû aux corrélations de Bose-Einstein :

$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$\Delta\lambda$
$\lambda_{données}^{4j} - \lambda_{JETSET\ BEB}^{4j}$	$-0.088 \pm 0.026 \pm 0.020$
$\lambda_{données}^{4j} - \lambda_{JETSET\ BEI}^{4j}$	$-0.019 \pm 0.026 \pm 0.016$
$\lambda_{données}^{2j} - \lambda_{JETSET}^{2j}$	$0.002 \pm 0.048 \pm 0.017$
$\lambda_{données}^{4j} - \lambda_{données}^{2j}$	-0.046 ± 0.052

Tableau 6.13: Différence des résultats des ajustements à un paramètre entre les différents canaux. La première erreur est statistique, la deuxième erreur est systématique et correspond aux $\pm 6\%$ de différence entre JETSET et les données à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (cf 6.3).

$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	Intégrale \mathcal{I}
$WW \rightarrow 4 \text{ jets, JETSET BEB} \times C(Q)$	$0.0689 \pm 0.0021 \pm 0.0051$
$WW \rightarrow 4 \text{ jets, JETSET BEI} \times C(Q)$	$0.0513 \pm 0.0022 \pm 0.0050$
$WW \rightarrow 4 \text{ jets, données}$	0.0477 ± 0.0050
$WW \rightarrow 2 \text{ jets, JETSET} \times C(Q)$	$0.0645 \pm 0.0035 \pm 0.0051$
$WW \rightarrow 2 \text{ jets, données}$	0.0524 ± 0.0122

Tableau 6.14: Intégrale du signal pour JETSET et pour les données dans les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$. La première erreur est statistique et la deuxième est systématique.

	$\Delta \mathcal{I}$
$\mathcal{I}_{données}^{4j} - \mathcal{I}_{JETSET\ BEB}^{4j}$	$-0.0212 \pm 0.0054 \pm 0.0051$
$\mathcal{I}_{données}^{4j} - \mathcal{I}_{JETSET\ BEI}^{4j}$	$-0.0036 \pm 0.0055 \pm 0.0050$
$\mathcal{I}_{données}^{2j} - \mathcal{I}_{JETSET}^{2j}$	$-0.0121 \pm 0.0127 \pm 0.0051$
$\mathcal{I}_{données}^{4j} - \mathcal{I}_{données}^{2j}$	-0.0047 ± 0.0131

Tableau 6.15: Différence des intégrales entre différents canaux. La première erreur est statistique et la deuxième est systématique.

$$\mathcal{I} = \int_0^{\infty} \lambda e^{-\sigma^2 Q^2} dQ = \frac{\sqrt{\pi} \lambda}{2 \sigma}.$$

Les résultats sont reportés dans la table 6.14. Nous donnons pour JETSET le résultat de l'ajustement après la correction par $C(Q)$.

La table 6.15 donne les différences entre JETSET et les données dans les différents canaux, ainsi qu'entre les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ (2j) et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (4j) pour les données. La première erreur est statistique, la deuxième est systématique.

Nous avons évalué celle-ci en prenant 3% d'erreur sur la pureté en quark b (différence observée entre données et Monte-Carlo [123]), 9% d'erreur sur λ_b/λ_Z et 3% d'erreur sur $\lambda_{udsc}/\lambda_Z^2$. Nous ajoutons ces erreurs systématiques à l'erreur statistique sur $C(Q)$. Nous recalculons les intégrales en modifiant le facteur correctif $C(Q)$ de $\pm 1\sigma$, et prenons la moitié de la différence comme erreur systématique.

L'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents est défavorisée à hauteur de 2.8 écarts standard.

²La figure 4.14, montrant l'évolution de λ en fonction de la pureté en quark b , donne $\lambda_b = 0.72\lambda_Z$ et $\lambda_{udsc} = 1.14\lambda_Z$ pour les sélections d'événements et de pions actuelles. A partir des ajustements effectués sur un lot sans b -tagging d'une part, et sur un lot avec une pureté de $\sim 85\%$ en quark b d'autre part, on obtient $\lambda_b = 0.63\lambda_Z$ et $\lambda_{udsc} = 1.17\lambda_Z$. La différence est prise comme erreur systématique.

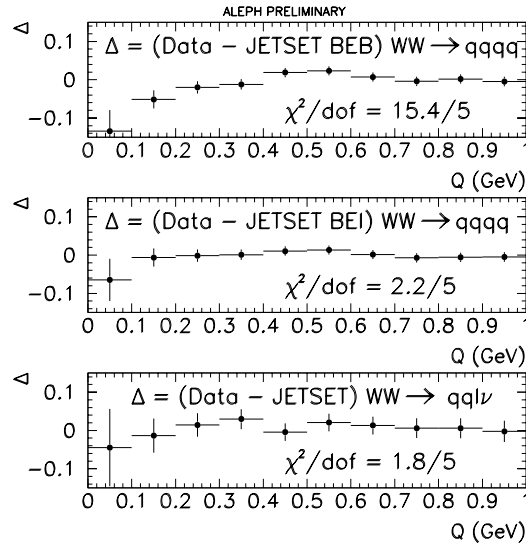


Figure 6.7: χ^2 des différences entre données et JETSET dans les différents canaux pour toutes les données collectées de 172 à 189 GeV.

6.6.3 Calcul du χ^2 .

Nous avons aussi calculé la valeur du χ^2 des différences entre données et JETSET dans les différents canaux. La figure 6.7 montre ces différences et le χ^2 calculé pour les 5 premiers intervalles de Q .

L'hypothèse de corrélations entre pions issus de W différents est défavorisée à hauteur de 2.6 écarts standard.

6.7 Conclusion.

Les corrélations de Bose-Einstein ont été mesurées dans les paires de bosons W à 189 GeV. Les résultats obtenus sont:

$$\lambda = 0.36 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 3.96 \pm 0.55 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.78 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

$$\lambda = 0.40 \pm 0.05 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 5.21 \pm 0.60 \text{ (stat)} \pm 0.22 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 1.03 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

respectivement dans les canaux $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ (2q) et $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (4q).

Les résultats obtenus dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2l\nu_l$ sont compatibles avec ceux obtenus à 172 et 183 GeV. La mesure de λ dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ est également

compatible avec les mesures précédentes, mais une valeur de σ plus grande est trouvée (la différence avec la valeur trouvée en combinant les données collectées à 172 et 183 GeV est toutefois inférieure à trois écarts standard).

La combinaison de toutes les données enregistrées de 172 à 189 GeV donne alors:

$$\lambda = 0.36 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 3.98 \pm 0.55 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.78 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

$$\lambda = 0.36 \pm 0.03 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 4.36 \pm 0.43 \text{ (stat)} \pm 0.22 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.86 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

respectivement dans les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

Les valeurs obtenues dans ces deux canaux sont très similaires, et compatibles avec celles obtenues dans les désintégrations $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. Nous avons

$$\lambda_{2q} \simeq \lambda_{4q} \leq \lambda_Z,$$

$$\sigma_{2q} \simeq \sigma_{4q} \simeq \sigma_Z.$$

Ceci est une première (faible) indication favorisant l'hypothèse selon laquelle les

corrélations de Bose-Einstein sont absentes entre pions issus de W différents³.

La comparaison des données aux trois modèles étudiés favorise aussi l'hypothèse selon laquelle il n'existe pas de corrélations entre pions issus de W différents.

Pour le modèle de JETSET, l'hypothèse de corrélations entre produits de désintégration de différents W est défavorisée à hauteur de 2.7 écarts standard.

Dans ce cas, il se pourrait qu'il n'y ait pas d'effet des corrélations de Bose-Einstein sur la mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique.

Cependant, il faut noter que dans tous les cas, la qualité des ajustements (χ^2) est médiocre. Le paramétrage choisi, $\kappa(1 + \epsilon Q)(1 + \lambda \exp^{-\sigma^2 Q^2})$, ne rend notamment pas compte de la forme de la distribution $R^*(Q)$ pour des valeurs de Q plus grande que 0.5 GeV. Il n'est pas tenu compte de ces mauvais χ^2 dans le calcul des erreurs statistiques.

³Dans ce cas, on s'attend en effet à $\lambda_{4q} < \lambda_{2q} \simeq 1.17 \times \lambda_Z$.
Il suffit pour voir cela d'écrire

$$R_{4q}(Q) = R_{same}(Q) \times \rho(Q) + R_{diff}(Q) \times (1 - \rho(Q)),$$

où $R_{same}(Q)$ est la contributions provenant des pions issus des mêmes W , $R_{diff}(Q)$ celle provenant des pions issus de W différents, et $\rho(Q) = \frac{N_{same}^+(Q)}{N_{tot}^+(Q)}$ la fraction de paires de pions de signes opposés, où les pions sont issus du même W .

Ecrivons

$$R_{same}(Q) = 1 + \lambda_s e^{-\sigma_s^2 Q^2}$$

et

$$R_{diff}(Q) = 1 + \lambda_d e^{-\sigma_d^2 Q^2}.$$

Prenons pour $R_{same}(Q)$ le résultat obtenu à $\sqrt{s} = 91$ GeV,

$$R_{same}(Q) = 1 + 1.17 \times \lambda_Z e^{-\sigma_Z^2 Q^2},$$

en corrigeant λ_Z par un facteur 1.17, tenant compte de l'effet plus faible dans les quarks b . Supposons $\sigma_Z = \sigma_d = \sigma_{4q}$, hypothèse naturelle dans le cas où il y a une corrélation entre l'impulsion des pions et l'endroit où ils sont émis sur la cordes de couleur, σ étant la longueur moyenne des segments de corde produisant des pions corrélés. On obtient alors:

$$\forall Q, \quad \rho(Q)1.17 \times \lambda_Z + (1 - \rho(Q))\lambda_d = \lambda_{4q}.$$

En $Q \simeq 0$, $\rho(Q)$ est d'environ 75% d'après le Monte-Carlo, ce qui donne:

$$0.88 \times \lambda_Z + 0.25 \times \lambda_d = \lambda_{4q}.$$

On voit que s'il n'existe pas de corrélations entre pions issus de W différents, $\lambda_d = 0$ et $\lambda_{4q} \simeq 0.88\lambda_Z$.

Conclusion

La montée en énergie du collisionneur LEP a permis pour la première fois la production et l'étude de paires de bosons W dans des annihilations e^+e^- .

Dans ce mémoire, nous avons présenté la mesure des corrélations de Bose-Einstein dans les paires de bosons W à LEP2.

Pour cela, nous avons d'abord mesuré ces corrélations dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV. Nous obtenons

$$\lambda = 0.43 \pm 0.01 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 4.36 \pm 0.09 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.86 \pm 0.02 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (syst)} \text{ fm}.$$

Une étude dédiée au secteur des désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ a montré que les corrélations de Bose-Einstein étaient plus faibles dans de telles désintégrations:

$$\lambda_b \simeq 0.6 - 0.7\lambda_{uds cb}.$$

Trois modèles phénoménologiques ont ensuite été ajustés sur ces données enregistrées par ALEPH à 91 GeV. Le modèle de Jadach et Zalewski et celui de Wit et Fialkowski ne sont utilisés qu'à titre de vérification. Seul le modèle de JETSET a été retenu pour effectuer des comparaisons entre données et Monte-Carlo dans les événements WW .

Enfin, les corrélations de Bose-Einstein ont été mesurées dans les désintégrations de paires de bosons W . La combinaison des données de 172 à 189 GeV donne:

$$\lambda = 0.36 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 3.98 \pm 0.55 \text{ (stat)} \pm 0.11 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.78 \pm 0.11 \text{ (stat)} \pm 0.02 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

dans le canal $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2 l\nu_l$ et

$$\lambda = 0.36 \pm 0.03 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)},$$

$$\sigma = 4.36 \pm 0.43 \text{ (stat)} \pm 0.22 \text{ (syst)} \text{ GeV}^{-1} \text{ ou } \sigma = 0.86 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ fm},$$

dans le canal $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

La comparaison de ces résultats aux prédictions du modèle JETSET défavorise l'existence de corrélations entre pions issus de W différent à hauteur de 2.7 écarts standard.

De telles corrélations ne peuvent donc pas être exclues, et une incertitude de 50 MeV sur la mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique est ajoutée à l'erreur systématique totale pour tenir compte de cet effet.

La mesure actuelle de la masse du boson W par ALEPH est ainsi de:

$$M_W = 80.411 \pm 0.064 \text{ (stat)} \pm 0.037 \text{ (syst)} \pm 0.022 \text{ (FSI)} \pm 0.018 \text{ (LEP)} \text{ GeV}.$$

Cette mesure est entachée d'une incertitude de 22 MeV due aux corrélations de Bose-Einstein et à la reconnection de couleur (FSI).

Toutefois, si les pions issus de W différents ne sont pas corrélés, cette incertitude est réduite de moitié. Cette hypothèse est pour l'instant favorisée par nos données, mais devra être confirmée avec plus de statistique et par les autres expériences installées au LEP.

Afin de réduire d'avantage cette erreur, il sera nécessaire d'améliorer la description des corrélations de Bose-Einstein dans les Monte-Carlo, ce qui nécessite une meilleure compréhension théorique de cet effet, ou de disposer d'une plus grande statistique, afin de comparer directement les résultats dans les canaux $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 l \nu_l$ et $WW \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$.

Une meilleure compréhension des corrélations de Bose-Einstein pourrait résulter d'une analyse en trois dimensions des données de LEP I, bénéficiant d'une haute statistique. Effectivement, il n'est pas impossible que la source émettrice ne présente pas une symétrie sphérique, mais ait plutôt une forme allongée le long de l'axe de l'événement [124].

Bibliographie

- [1] W. PAULI. *Handb. Phys*, **24**, (1933).
- [2] E. FERMI. *Z. Phys.*, **88**, (1934).
- [3] S. GLASHOW. *Nucl. Phys.*, **22**, (1961).
- [4] S. WEINBERG. «A model of leptons». *Phys. Rev. Lett.*, **19**, (1967).
- [5] A. SALAM et J.C. WARD. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, (1964).
- [6] J. ILIOPOULOS, L. MAINI et S.L. GLASHOW. *Phys. Lett.*, **B38**, (1970).
- [7] C. ITZYKSON et J.B. ZUBER. «*Quantum Field Theorie*». Mc Graw-Hill editions, 1980.
- [8] The LEP Electroweak Working GROUP, the SLD Heavy FLAVOUR et Electro-weak GROUPS. «A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.». *CERN-EP*, **99-15**, (1999).
- [9] P.W. HIGGS. *Phys. Lett.*, **12**, (1964).
- [10] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA. *Prog. Theor. Phys.*, **49**, (1973).
- [11] H. BURKHARDT et B. PIETRZYK. «Update of the hadronic contribution to the QED vacuum polarization». *Phys. Lett.*, **B356**, (1995).
- [12] R. ALEMANY, M. DAVIER et A. HÖCKER. *Eur. Phys. J.*, **C2**, (1998).
- [13] M. DAVIER et A. HÖCKER. *Phys. Lett.*, **B419**, (1998).
- [14] M. DAVIER et A. HÖCKER. *LAL report*, **98-38**, (1998).
- [15] J.H. KÜHN et M. STEINHAUSER. «A theory driven analysis of the effective QED coupling at M_Z ». *HEP-PH*, **9802241**, (1998).
- [16] C. CASO ET AL THE PARTICLE DATA GROUP. *epj*, **C3**, (1998).
- [17] D0 COLLABORATION. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, (1995).

- [18] CDF COLLABORATION. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, (1995).
- [19] E. PILON. «Quelques éléments de chromodynamique». Dans *L'interaction forte sous toutes ses couleurs*. GIF95, Clermont-Ferrand, 1995.
- [20] Ta-Pei CHENG et Ling-Fong LI. «*Gauge theory of elementary particle physics*». Oxford University Press, 1984.
- [21] QCD Generators Working GROUP. «*Z Physics at LEP I, vol 3*». CERN 89-08, 1989.
- [22] T. SJÖSTRAND. *Comput. Phys. Commun.*, **82**, (1994).
- [23] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON et B. SÖDERBERG. «A General Model for Jet Fragmentation». *Z. Phys.*, **C20**, (1983).
- [24] C. PETERSON, D. SCHLATTER, I. SCHMITT et P. ZERWAS. *Phys. Rev.*, **D27**, (1983).
- [25] G. MARCHESINI et AL. *Comput. Phys. Commun.*, **67**, (1992).
- [26] ALEPH COLLABORATION. «Studies of Quantum Chromodynamics with the ALEPH Detector». *Phys. Rep.*, **294**, (1998).
- [27] WW Cross SECTIONS et Distributions Working GROUP. «*Physics at LEP2, vol 1*». CERN 96-01, 1996.
- [28] A. BLONDEL. «Precision Electroweak Physics at LEP». Dans *Radiative Corrections, status and outlook*. Gatlinburg, Tennessee, USA, 1994.
- [29] A. BLONDEL, F.M. RENARD et C. VERZEGNASSI. *Phys. Lett.*, **B269**, (1991).
- [30] A. BLONDEL et C. VERZEGNASSI. *Phys. Lett.*, **B311**, (1993).
- [31] G. ALTARELLI et R. BARBIERI. *Phys. Lett.*, **B253**, (1991).
- [32] G. ALTARELLI et COLL. *Nucl. Phys.*, **B405**, (1993).
- [33] A. TRABELSI. «*Mesure de la masse du boson W^\pm dans l'expérience ALEPH au LEP*». thèse de Doctorat, CEA Saclay, 1996.
- [34] F. TEUBERT. Présentation à la conférence Radcor 98, Barcelone, 1998.
- [35] W. HOLLIK. «Standard Model of the Electroweak Interaction Phenomenology». Dans *Radiative Corrections, status and outlook*. Gatlinburg, Tennessee, USA, 1994.

- [36] S. DITTMAYER, M. BÖHM et A. DENNER. «Improved Born approximation for $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ in the LEP200 energy region». *Nucl. Phys.*, **B376**, (1992).
- [37] A. VALASSI. «*Mesure de la masse du boson W au seuil*». thèse de Doctorat, Université Paris 7, 1997.
- [38] D. BARDIN et AL. «Semi-analytical Approach to Four-Fermion Production in e^+e^- Annihilation». *CERN-TH*, **7295-94**, (1994).
- [39] M. SKRZYPEK et AL. «Monte-Carlo program KORALW 1.02 for W-pair production at LEP2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation». *CERN-TH*, **95-205**, (1995).
- [40] F.A. BERENDS, R. PITTAU et R. KLEISS. «EXCALIBUR, a Monte-Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP200 and beyond». *INLO-PUB*, **12/94**, (1994).
- [41] G. GUSTAFSON, U. PETTERSON et P.M. ZERWAS. «Jet Final States in WW Pair Production and Colour Screening in the QCD Vacuum». *Phys. Lett.*, **B209**, (1988).
- [42] T. SJÖSTRAND et V.A. KHOZE. «On Color Rearrangement in Hadronic W^+W^- Events». *Z. Phys.*, **C62**, (1994).
- [43] T. SJÖSTRAND et V.A. KHOZE. «Does the W Mass Reconstruction Survive QCD Effects? ». *Phys. Rev. Lett.*, **72**, (1994).
- [44] G. GUSTAFSON et J. HÄKKINEN. *Z. Phys.*, **C64**, (1994).
- [45] R. HANBURY-BROWN et R.Q. TWISS. «Correlations Between Photons in Two Coherent Beams of Light». *Nature*, **177**, (1956).
- [46] R. HANBURY-BROWN et R.Q. TWISS. «Interferometry of the Intensity fluctuation in light». *Proc. Roy. Soc.*, **A242, A243**, (1957).
- [47] G. GOLDBABER et AL. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, (1960).
- [48] M.G. BOWLER. «Bose Einstein Symmetrisation, Coherence and Chao; with Particular Application to e^+e^- Annihilation». *Z. Phys.*, **29**, (1985).
- [49] ALEPH COLLABORATION. «*ALEPH Handbook*». 1995.
- [50] D. DECAMP et AL. «ALEPH, a detector for positron-electron annihilation at LEP». *Nucl. Instrum. Meth.*, **294**, (1990).
- [51] D. BUSKULIC et AL. «Performance of the ALEPH detector at LEP». *Nucl. Instrum. Meth.*, **360**, (1995).

- [52] A. LUCOTTE. «*Contrainte du modèle standard par les mesures de sections efficaces et des asymétries $Z \rightarrow f\bar{f}$ avec le détecteur ALEPH au LEP*». thèse de Doctorat, Université LYON I, LAPP T 9611, 1996.
- [53] D. CREANZA et AL. «Construction and Performance of the new ALEPH Vertex Detector». Dans *Proceedings of the 5th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics*. Como, Italy, 1996.
- [54] Standard Model Processes Working GROUP. «*Physics at LEP2, vol 1*». CERN 96-01, 1996.
- [55] S. JADACH et AL. «The τ decay library TAUOLA, version 2.4». *CERN-TH*, **6793/93**, (1993).
- [56] S. JADACH, B.F.L. WARD et Z. WAS. «The Monte-Carlo Program KORALZ, Version 4.0, for the Lepton or Quark Pair Production at LEP/SLC Energies». *CERN-TH*, **7075/93**, (1993).
- [57] ALEPH COLLABORATION. «Measurement of mean lifetime and branching fractions of b hadrons decaying to J/Ψ ». *Phys. Lett.*, **B295**, (1992).
- [58] F. MARTIN et AL. «A Measurement of $WW \rightarrow qqe\nu$ and $WW \rightarrow qq\mu\nu$ Cross-Section at $\sqrt{s} = 172$ GeV». *ALEPH*, **97-039**, (1997).
- [59] P. AZZURRI. «A Selection of $WW \rightarrow qqe\nu$ and $WW \rightarrow qq\mu\nu$ Events at $\sqrt{s} = 161$ GeV». *ALEPH*, **96-137**, (1996).
- [60] S. DHAMOTHARAN, A preselection for semi-leptonic events. Présentation en meeting ALEPH du 16.01.97, 1997.
- [61] ALEPH COLLABORATION. «Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at Production Threshold». *Phys. Lett.*, **B401**, (1997).
- [62] ALEPH COLLABORATION. «Measurement of the W Mass by Direct Reconstruction in e^+e^- Collisions at 172 GeV». *Phys. Lett.*, **B422**, (1998).
- [63] E. THOMSON. <http://alephwww.cern.ch/~edgecock/leptonics/tools.html>.
- [64] ALEPH COLLABORATION. «Measurement of the W-pair cross-section in e^+e^- collisions at 172 GeV». *Phys. Lett.*, **B415**, (1997).
- [65] D. ZERWAS. «*Energie manquante à LEP2: boson W et physique nouvelles*». thèse de Doctorat, Université Paris 11, 1998.
- [66] V. BRETON et AL. «Application of neural networks and cellular automata to interpretation of calorimeter data». *Nucl. Instrum. Meth.*, **A362**, (1995).

- [67] D. BROWN et M. FRANK. «Tagging b hadrons using track impact parameters». *ALEPH*, **92-135**, (1992).
- [68] C. GUICHENEY et AL. «WW cross-section measurement at 172 GeV using a Neural Network». *ALEPH*, **97-053**, (1997).
- [69] ALEPH COLLABORATION. «Study of Bose-Einstein Correlations in e^+e^- annihilation at 91 GeV». *Z. Phys.*, **C54**, (1992).
- [70] DELPHI COLLABORATION. «Bose-Einstein correlations in the hadronic decays of the Z^0 ». *Phys. Lett.*, **B286**, (1992).
- [71] OPAL COLLABORATION. «A study of Bose-Einstein correlations in e^+e^- annihilations at LEP». *Phys. Lett.*, **B267**, (1991).
- [72] H. MERLITZ et D. PELTE. «The role of the quantum dispersion in the Coulomb correction of Bose-Einstein correlations». *Phys. Lett.*, **B415**, (1997).
- [73] S. HAYWOOD, Where are we going with Bose-Einstein - a Mini Review. RAL note 94-074, january 1995.
- [74] M. SUZUKI. «Bose-Einstein correlation and two-body final-state interaction of dipion». *Phys. Rev.*, **D35**, (1987).
- [75] M.G. BOWLER. «Extended sources, final states interactions and Bose-Einstein correlations». *Z. Phys.*, **C39**, (1988).
- [76] S. PRATT. «Pion Interferometry of quark-gluon plasma». *Phys. Rev.*, **D33**, (1986).
- [77] H. BEKKER et AL. « m_T Dependence of Boson Interferometry in Heavy Ion Collisions at the CERN SPS». *Phys. Rev. Lett.*, **74**, (1995).
- [78] H. BØGGILD. «*Heavy ions*». CERN 98-03, 1998.
- [79] T. ÅKESSON et AL. «Bose-Einstein Correlations in $\alpha\alpha$, pp and $p\bar{p}$ Interactions». *Phys. Lett.*, **B129**, (1983).
- [80] M. ARNEODO et AL. «The Bose-Einstein Correlations in Deep Inelastic μp Interactions at 280 GeV». *Z. Phys.*, **C32**, (1986).
- [81] H1 COLLABORATION. «Bose-Einstein Correlations in Deep Inelastic ep Scattering at HERA». *DESY*, **97-075**, (1997).
- [82] I. JURICIC et AL. «Bose-Einstein correlations in e^+e^- collisions». *Phys. Rev.*, **D39**, (1989).

- [83] H. AIHARA et AL. «Study of Bose-Einstein correlations in e^+e^- annihilation at 29 GeV». *Phys. Rev.*, **D31**, (1985).
- [84] R.E. AVERY. «Bose-Einstein Correlations of Pions in e^+e^- Annihilation at 29 GeV Center-of-Mass Energy». thèse de Doctorat, LBL, University of California, 1989.
- [85] M. ALTHOFF et AL. «Bose-Einstein Correlations Observed in e^+e^- Annihilation at a Centre of Mass Energy of 34 GeV». *Z. Phys.*, **C30**, (1986).
- [86] OPAL COLLABORATION. «Multiplicity Dependence of Bose-Einstein Correlations in Hadronic Z^0 Decays». *Z. Phys.*, **C72**, (1996).
- [87] P. ABREU et AL. «Invariant mass dependence of particle correlations in hadronic final states from the decay of the Z^0 ». *Z. Phys.*, **C63**, (1994).
- [88] S. JADACH et K. ZALEWSKI. «W Mass Reconstruction from Hadronic Events in LEP2: Bose-Einstein Effect». *CERN-TH*, **97-29**, (1997).
- [89] M. BIYAJIMA et AL. «Higher Order Bose-Einstein Correlations in Identical Particle Production». *Prog. Theor. Phys.*, **84**, (1990).
- [90] M. ABRAMOWITZ et I.A. STEGUN, éditeurs. «*Handbook of Mathematical Functions*», pages 773–800. DOVER publication, 1970.
- [91] K. FIALKOWSKI et R. WIT. «Implementation of Bose-Einstein interference effects in Monte-Carlo generators». *Eur. Phys. J.*, **C2**, (1998).
- [92] L. LÖNNBLAD et T. SJÖSTRAND. «Modelling Bose-Einstein correlations at LEP2». *CERN HEP-PH*, **9711460**, (1997).
- [93] ALEPH COLLABORATION, Bose-Einstein correlations in W-pair decays. Contribution to the XXIX ICHEP, Vancouver, juillet 1998.
- [94] ALEPH COLLABORATION, Bose-Einstein correlations in W-pair decays. Contribution to the XXVIII ICHEP, Jérusalem, août 1997.
- [95] DELPHI COLLABORATION. «Measurement of Correlations between pions from Different W's in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ Events». *Phys. Lett.*, **B401**, (1997).
- [96] ALEPH COLLABORATION, Study of Fermion Pair Production in e^+e^- Collisions at 130-183 GeV. Contribution 906 to the XXIX ICHEP, Vancouver, juillet 1998.
- [97] DELPHI COLLABORATION, Particle Correlations in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ and $q\bar{q}$ Events. Contribution to the XXIX ICHEP, Vancouver, juillet 1998.

- [98] L3 COLLABORATION, The Study of Bose-Einstein Correlations Using Hadronic W Decays at 183 GeV. Contribution to the XXIX ICHEP, Vancouver, juillet 1998.
- [99] OPAL COLLABORATION. «Bose-Einstein Correlations in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at 172 and 183 GeV». *CERN-EP*, **98-174**, (1998).
- [100] OPAL COLLABORATION. «Measurement of the mass of the W boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV». *Phys. Lett.*, **B389**, (1996).
- [101] DELPHI COLLABORATION. «Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in e^+e^- interactions at 161 GeV». *Phys. Lett.*, **B397**, (1997).
- [102] L3 COLLABORATION. «Pair-Production of W Bosons in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 161$ GeV». *Phys. Lett.*, **B398**, (1997).
- [103] MINAMI-TATAYA COLLABORATION. «GRACE manual ver. 1.0». *KEK-Report*, **92-19**, (1993).
- [104] LEP COLLABORATIONS. <http://www.cern.ch/LEPEWWG/wmass/>.
- [105] ALEPH COLLABORATION, Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at 183 GeV. Contribution 899 à ICHEP98, Vancouver, juillet 1998.
- [106] OPAL COLLABORATION. «Measurement of the W Boson Mass and W^+W^- Production and Decay Properties in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 172$ GeV». *Eur. Phys. J.*, **C1**, (1998).
- [107] L3 COLLABORATION. «Measurements of Mass, Width and Gauge Couplings of the W Boson at LEP». *Phys. Lett.*, **B413**, (1997).
- [108] DELPHI COLLABORATION. «Measurement of the W-pair cross-section and of the W mass in e^+e^- interactions at 172 GeV». *Phys. Lett.*, **B397**, (1997).
- [109] F. MACHEFER. «Mesure de la masse du boson W par la méthode de reconstruction directe dans l'expérience ALEPH au LEP». thèse de Doctorat, LPNHE, Ecole polytechnique, 1998.
- [110] ALEPH COLLABORATION, Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at 183 GeV. publication à venir, 1999.
- [111] I. RIU. «Measurement of the W mass from the $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ channel with the ALEPH detector». thèse de Doctorat, Université de Barcelone, 1998.
- [112] I. RIU. «W Mass Background Systematic Study using Z peak data». *ALEPH*, **97-060**, (1997).

- [113] The LEP Energy working GROUP, LEP energy calibration above the W pair production threshold. Contribution 352 à ICHEP98, Vancouver, juillet 1998.
- [114] L. LÖNNBLAD. *Comput. Phys. Commun.*, **71**, (1992).
- [115] O. BUCHMÜLLER et AL. «On Colour Rearrangement Effects in Hadronic WW Events - Predictions of the HERWIG and VNI Generators -». *ALEPH*, **98-026**, (1998).
- [116] ALEPH COLLABORATION, Charged particle multiplicity in W-pair decays. Contribution 909 à ICHEP98, Vancouver, juillet 1998.
- [117] K. FIALKOWSKI et R. WIT. «On the Bose-Einstein effect and the W Mass». *HEP-PH*, **9709205**, (1997).
- [118] J. HÄKKINEN et M. RINGNÉR. «Bose-Einstein and Colour Interference in W-pair Decays». *HEP-PH*, **9711212**, (1997).
- [119] V. KARTVELISHVILI, R. KVATADZE et R. MØLLER. «Estimating the effects of Bose-Einstein correlations on the W mass measurement at LEP2». *Phys. Lett.*, **B408**, (1997).
- [120] S. TODOROVA-NOVÁ. «Mesure de la masse des bosons W^\pm au LEP à l'aide du détecteur DELPHI». thèse de Doctorat, IRES, université de Strasbourg, IRES 9818, 1998.
- [121] F. MARTIN. «Measurement of Bose-Einstein correlations between W decay products at 172, 183 and 189 GeV». *ALEPH*, **98-093**, (1998).
- [122] ALEPH COLLABORATION, Bose-Einstein correlations in W-pair decays. Contribution to MORIOND QCD 99, ALEPH 99-027, 20-27 mars 1999.
- [123] C. GOY. communication privée.
- [124] L3 COLLABORATION, Measurement of an elongation of the pion source in Z decays using Bose-einstein correlations. Contribution à la conférence Moriond QCD 1999, mars 1999.

