

Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée par

Maarten Boonekamp

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Paris VII

Spécialité : Champs, Particules, Matières

**Recherche de bosons de Higgs neutres h et A
dans les états finals à quatre jets,
avec le détecteur DELPHI à LEP200**

Soutenue le 7 mai 1999, devant le jury composé de :

MM. Marta Felcini (rapporteur)

Daniel Treille (rapporteur)

François Le Diberder

Vanina Ruhlmann-Kleider

Daniel Denegri

Résumé

On présente une recherche des bosons de Higgs du modèle standard, du modèle supersymétrique minimal, et de son extension la plus simple. Les données utilisées ont été enregistrées par Delphi en 1997 et 1998, et représentent une luminosité intégrée de 212 pb^{-1} . Seuls les états finals majoritaires $b\bar{b}b\bar{b}$ de la réaction $e^+e^- \rightarrow hA$, et $b\bar{b}q\bar{q}$ de la réaction $e^+e^- \rightarrow hZ$ sont considérés. Les méthodes utilisées pour l'analyse et l'exploitation des résultats sont décrites, et l'identification des quarks b par leurs désintégrations leptoniques est mise en œuvre. Après une première sélection, les grandeurs discriminant le signal du fond sont étudiées, et les plus puissantes sont combinées en une variable discriminante unique. La meilleure sensibilité au signal est obtenue par comptage pondéré des événements, où le poids des événements est défini sur la base de la variable unique.

Un excès de données, révélé par la recherche de hZ , justifie une discussion séparée. Les principales incertitudes instrumentales et théoriques susceptibles d'être à son origine sont discutées, et on montre que la majorité des événements en excès ne ressemblent pas au signal recherché, et qu'il est difficile de comprendre l'excès comme étant dû à une simulation imparfaite des processus standard.

Les résultats des recherches permettent de donner des limites sur les masses des bosons de Higgs dans les modèles considérés. Les données impliquent $m_h > 93 \text{ GeV}$ dans le modèle standard. Dans le MSSM, on trouve $m_h > 82.4 \text{ GeV}$ et $m_A > 83.3 \text{ GeV}$, indépendamment de $\tan \beta$. Dans la première extension du MSSM, le paramètre de masse pseudoscalaire m'_A est supérieur à 69 GeV pour $\tan \beta > 1$. Aucune contrainte n'est obtenue pour $\tan \beta < 1$. Toutes ces limites sont données à 95% C.L.

Abstract

Searches for Higgs bosons are presented in the framework of the standard model, of the minimal supersymmetric model, and of its first extension. The data sample used has been collected by Delphi in 1997 and 1998, and represents an integrated luminosity of 212 pb^{-1} . The final states considered are the $b\bar{b}b\bar{b}$ decay of the $e^+e^- \rightarrow hA$ process, and the $b\bar{b}q\bar{q}$ decay of the $e^+e^- \rightarrow hZ$ process. The methods used for the analyses and for the interpretation of their results are described, as well as the implementation of b-quark identification from leptonic decays. After a first selection, the discrimination between background and signal events is studied, and the most powerful quantities are combined into a single variable. The best signal sensitivity is obtained by a weighted counting of all events, where the weight of the events is defined on the basis of the single variable.

An excess of data, encountered in the search for hZ , justifies a separate discussion. The main instrumental and theoretical uncertainties, from which this excess could originate, are discussed. It is shown that the majority of the events in excess do not correspond to a Higgs signal, and that it is difficult to understand the excess as a consequence of imperfect standard process simulation.

The results of the searches allow to give limits on the masses of the Higgs bosons in the models under consideration. The data imply $m_h > 93 \text{ GeV}$ in the standard model. In the MSSM, one finds $m_h > 82.4 \text{ GeV}$ and $m_A > 83.3 \text{ GeV}$, for any $\tan \beta$. On the simplest extension of the MSSM, the pseudoscalar mass parameter m'_A must be greater than 69 GeV for $\tan \beta > 1$. No constraint is found for $\tan \beta < 1$. All limits are given at 95% C.L.

Table des matières

1	SU(2) × U(1): brisure minimale et extensions	9
1.1	Le modèle standard	9
1.1.1	Contraintes sur le secteur scalaire; domaine accessible à LEP200	11
1.1.2	Production et désintégration des bosons de Higgs à LEP200	12
1.1.3	Une théorie effective	14
1.2	Le modèle standard supersymétrique minimal	15
1.2.1	Le spectre des bosons de Higgs à l'ordre 0	15
1.2.2	Production et désintégration	18
1.2.3	Phénoménologie après corrections radiatives	18
1.2.4	Le problème de naturalité	21
1.3	Les modèles supersymétriques avec un singulet de jauge	21
1.3.1	Le modèle général	21
1.3.2	Couplage aux bosons de jauge et aux fermions	24
1.3.3	Limite supérieure sur m_{h_1}	25
1.3.4	Une solution au problème de naturalité?	25
2	Dispositif expérimental	29
2.1	Le LEP	29
2.2	Delphi	31
2.2.1	Reconstruction des traces	31
2.2.2	Détection des particules neutres	32
2.2.3	L'identification des particules	32
3	Méthodes expérimentales	35
3.1	Reconstruction des jets	35
3.2	Ajustements contraints	36
3.3	Méthodes probabilistes	37
3.4	Reconnaissance des quarks b	38
3.4.1	Le VD et la mesure des paramètres d'impact	38
3.4.2	La méthode du temps de vol	38
3.4.3	L'information des vertex secondaires et la suppression du charme	39
3.4.4	La contribution des leptons	42
3.4.5	Ajustement de la simulation sur les données	48
3.5	Le calcul des niveaux de confiance	51
3.5.1	Les niveaux de confiance	51
3.5.2	Le choix de la statistique du test	52
3.5.3	Mise en œuvre de la méthode dans Delphi	53

4	Processus standards, signal et présélection	55
4.1	Les processus standard à LEP200	55
4.2	Le signal	56
4.3	La présélection	56
4.3.1	Sélection des particules	56
4.3.2	Sélection d'événements hadroniques et sans énergie manquante . . .	58
4.3.3	Réjection des événements $q\bar{q}\gamma$	58
4.3.4	Première sélection d'événements sphériques	58
5	Recherche d'événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	61
5.1	Reconstruction des masses des bosons de Higgs	62
5.2	Choix des variables discriminantes et analyse séquentielle	66
5.2.1	Variables de forme	66
5.2.2	Reconnaissance des quarks b	68
5.2.3	Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183$ GeV	68
5.3	Analyse probabiliste	73
5.3.1	Construction et premiers résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV	73
5.3.2	Optimisation du choix des variables	77
5.3.3	Résultats à $\sqrt{s} = 189$ GeV	79
5.3.4	Exploitation statistique des résultats	86
6	Recherche d'événements $hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$	93
6.1	Reconstruction de la masse du Higgs	94
6.1.1	Choix de l'appariement et identification du Z^0 . Détermination de la masse reconstruite du Higgs	94
6.1.2	Alternatives	96
6.2	Choix des variables discriminantes et construction de la variable globale . .	99
6.3	Performances et exploitation statistique des résultats	100
7	Étude des effets systématiques	109
7.1	Recherche d'événements sphériques contenant au moins deux quarks b . . .	109
7.1.1	Mise en évidence de l'excès et topologie des événements	109
7.1.2	Le fond QCD	113
7.1.3	Retour à $\sqrt{s} = 183$ GeV	114
7.1.4	Un effet systématique?	116
7.2	Incertitudes théoriques	117
7.2.1	Sections efficaces $q\bar{q}$ et 4-fermions	117
7.2.2	Section efficace de production et rapports d'embranchement des bo- sons de Higgs	117
7.3	Incertitudes systématiques expérimentales	119
8	Interprétation des résultats	121
8.1	Le modèle standard	121
8.2	Les modèles supersymétriques	122
8.2.1	Le MSSM	122
8.2.2	Le MSSM plus un singlet de jauge	124
8.2.3	Validité de ces limites	130

A	Le potentiel effectif et le secteur de Higgs supersymétrique	135
A.1	Masse renormalisée, masse effective, masse physique	135
A.2	Application au MSSM	138
A.3	L'évolution des connaissances depuis 1991	139

Introduction

Les modèles des interactions électrofaibles les plus couramment étudiés utilisent le mécanisme de brisure spontanée de symétrie pour générer les masses des particules. Cette brisure s'accompagne de l'apparition d'une ou de plusieurs particules scalaires, appelés bosons de Higgs, et dont la découverte et l'étude sont cruciales pour la vérification de ce mécanisme.

Le programme de montée en énergie et en luminosité du collisionneur e^+e^- LEP, engagé en 1996, poursuit notamment cet objectif. Les campagnes de 1997 et 1998 ont été particulièrement fructueuses, et on se propose dans cette thèse d'exploiter les données enregistrées pendant ces campagnes par le détecteur Delphi. Deux canaux de production des bosons de Higgs sont explorés: le canal $e^+e^- \rightarrow hZ$ du modèle standard, et le canal $e^+e^- \rightarrow hA$ des modèles étendus; seuls les états finals entièrement hadroniques seront considérés.

Le premier chapitre décrit la phénoménologie du secteur scalaire du modèle standard et de ses deux premières extensions supersymétriques, et on en déduira la manière de rechercher les bosons de Higgs dans les événements produits au LEP.

Le deuxième chapitre contient un bref résumé des performances générales du détecteur Delphi. La description des aspects particulièrement utilisés dans cette thèse est renvoyée au chapitre 3, où une revue générale des méthodes expérimentales nécessaires à l'extraction des signaux recherchés dans cette thèse est fournie.

Le quatrième chapitre caractérise les processus standard rencontrés lors de cette recherche, et une description des coupures de présélection permettant de réduire leur nombre et l'échantillon de données utilisé.

Les cinquième et sixième chapitres contiennent une description extensive de l'analyse des données dans le cadre de la recherche des bosons de Higgs, et une première évaluation leurs performances. Dans le septième chapitre sont étudiés les effets limitant ces performances en général, et un excès de données observé dans le cadre de la recherche du processus hZ en particulier.

Le huitième chapitre contient une interprétation des résultats des chapitres précédents, en termes de contraintes sur la masse du boson de Higgs dans le modèle standard, et sur les paramètres des secteurs scalaires de deux modèles supersymétriques.

La conclusion rassemble et met en perspective les résultats obtenus.

Chapitre 1

SU(2) × U(1): brisure minimale et extensions

Ce chapitre contient une description succincte des modèles les plus courants de brisure de la symétrie électrofaible. Les résultats classiques du modèle standard et du MSSM sont rappelés, et une plus grande attention est portée sur l'extension la plus simple du MSSM, où un champ singulet de jauge supplémentaire est invoqué. Destiné le plus souvent à résoudre le problème de naturalité du MSSM, ce modèle est ici considéré dans sa version la plus générale.

1.1 Le modèle standard

La manière la plus économique de générer les masses des particules d'un modèle SU(2) × U(1) des interactions électrofaibles [1] consiste à y introduire un doublet complexe de SU(2), Φ , se couplant aux bosons de jauge \vec{W}_μ et B_μ par son lagrangien cinétique, et auto-interagissant suivant un potentiel de la forme:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4, \quad (1.1)$$

où $\lambda > 0$, et où μ^2 est choisi négatif. Les solutions telles que:

$$|\Phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \equiv v \quad (1.2)$$

minimisent le potentiel, et l'une d'elles est choisie arbitrairement: l'état fondamental obtenu est un plan de travail naturel, où la symétrie postulée du lagrangien n'est pas explicite. Les champs de jauge originels et leurs constantes de couplage associées g et g' sont remplacés avantageusement par les champs physiques A_μ (le photon), Z_μ , W_μ^\pm , l'angle de mélange $\sin\theta_W$ et la charge de l'électron e :

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2), \\
Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu, \\
A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \\
\cos \theta_W &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \\
e &= g \sin \theta_W.
\end{aligned} \tag{1.3}$$

Au voisinage du minimum les degrés de liberté de Φ peuvent alors être interprétés comme les nouvelles composantes longitudinales des bosons de jauge W et Z, plus un boson scalaire massif H enrichissant le spectre de la théorie. Les masses des bosons sont données à l'ordre 0 par:

$$\begin{aligned}
m_W &= \frac{1}{2}gv, \\
m_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \\
m_\gamma &= 0, \\
m_H &= \lambda^{\frac{1}{2}}v.
\end{aligned} \tag{1.4}$$

La mesure de e , $\sin \theta_W$ et m_W (par exemple) suffit à fixer g , g' , et v . La valeur de m_Z est alors une prédiction du modèle, et m_H (ou λ) en est le seul paramètre libre¹. On écrit souvent cette prédiction sous la forme suivante:

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \tag{1.5}$$

Cette prédiction est vérifiée expérimentalement avec une grande précision. L'ensemble du mécanisme décrit ci-dessus, et en particulier le nouveau boson H sont génériquement attribués à Higgs [2]; les travaux de Nambu, Goldstone et Kibble [3] en sont toutefois indissociables.

Les masses des fermions sont générées de manière analogue, par l'introduction dans le lagrangien de couplages de Yukawa. Après brisure de symétrie, l'échelle de masse des fermions est une fois de plus donnée par v ; à l'ordre 0, on a:

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_f v, \tag{1.6}$$

et chaque paramètre λ_f est ajusté de façon à reproduire la masse du fermion correspondant, connue expérimentalement.

Il apparaît d'après la discussion précédente que la recherche du boson de Higgs est fondamentale pour la compréhension de la génération des masses des bosons de jauge, puisque le mécanisme de Higgs est prédictif dans ce secteur. Toutefois, le fait que l'on puisse accommoder les masses des fermions dans le même cadre n'est satisfaisant que formellement, les masses des fermions restant entièrement libres.

1. Seule la partie bosonique du modèle est discutée jusqu'ici.

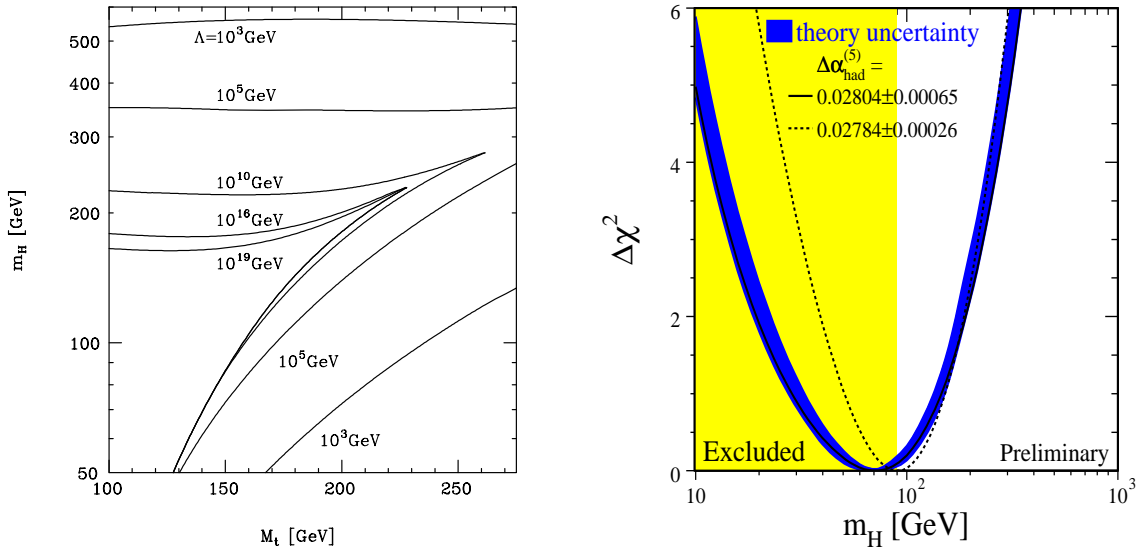


FIG. 1.1 – À gauche: limites sur m_h données par les conditions de perturbativité et de stabilité, en fonction de la masse du top [5]. Λ désigne l'échelle d'énergie à laquelle le secteur de Higgs du modèle standard interagit fortement (limite supérieure), ou devient instable (limite inférieure). À droite: la courbe indique les valeurs de m_h préférées par les mesures électrofaibles [6]. La bande grisée correspond à la limite inférieure sur m_h extraite des recherches directes jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

1.1.1 Contraintes sur le secteur scalaire; domaine accessible à LEP200

Le couplage λ doit être positif, afin d'assurer un minimum stable au potentiel scalaire; d'autre part, si l'on veut éviter des interactions fortes dans le secteur scalaire, il doit prendre des valeurs perturbatives dans tout le domaine de validité du modèle standard. L'évolution de λ avec une échelle d'énergie Q^2 est connue et permet d'exprimer ces conditions sous la forme de contraintes sur la masse du boson de Higgs [4]. On a, aux corrections électrofaibles près:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} (\lambda^2 + \lambda h_t^2 - h_t^4), \quad (1.7)$$

avec $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$, et h_t le couplage de Yukawa du top. Les contributions des autres fermions ont été négligées. Λ est défini comme l'échelle au-dessus de laquelle λ prend une valeur inacceptable, c'est-à-dire $\lambda(\Lambda) \leq 0$ ou $\lambda(\Lambda) \sim 1$. La dérivée de λ contient une contribution positive (les deux premiers termes) dominée par λ^2 , indiquant qu'un boson de Higgs de plus en plus lourd à l'échelle électrofaible accélère la croissance de λ vers sa limite de perturbativité, diminuant ainsi la valeur de Λ , et une contribution négative. Cette dernière contribution signifie qu'un top lourd peut inverser le signe de la dérivée de λ , et entraîner λ vers les valeurs négatives. Dans ce cas, à m_h fixé, l'échelle à laquelle λ devient négatif décroît quand la masse du top croît.

On peut maintenant choisir une valeur de h_t pour fixer le membre de droite de l'équation 1.7, une valeur de m_h pour fixer λ en un point (c'est-à-dire, $m_h = \lambda^{\frac{1}{2}}(Q = m_h)v$), et

résoudre l'équation pour trouver la limite Λ de validité du modèle. La limite est atteinte si λ devient grand ou négatif. La figure 1.1, à droite, montre des courbes d'iso- Λ obtenues par cet algorithme [5]. La région à l'intérieur d'une courbe donnée donne les valeurs permises pour la masse du top et la masse du Higgs. Si l'on prend $m_t = 175 \text{ GeV}$, et qu'on demande par exemple que le modèle standard soit perturbatif jusqu'à l'échelle de Planck, alors m_h est fixé vers 150 GeV à quelques dizaines de GeV près.

Notons pour être complet que ces contraintes sur m_h sont assez fragiles, et s'affaiblissent quand on se contente de demander que le potentiel scalaire soit métastable. Si le minimum électrofaible est un minimum local du potentiel, et si la durée de la transition du minimum électrofaible vers le vrai minimum est grande (de l'ordre de l'âge de l'univers), on arrive à une phénoménologie compatible avec les observations, et des limites inférieures sur m_h plus faibles [7].

Le boson de Higgs standard est également contraint expérimentalement, de façon directe et indirecte. En effet, le modèle standard n'est renormalisable qu'en y incluant un boson de Higgs, et celui-ci influence donc les observables électrofaibles à travers les corrections radiatives. Cette influence est faible (logarithmique), mais la précision atteinte sur les mesures de LEP1 et SLD donne néanmoins une information sur la masse du boson de Higgs [6]. La combinaison encore préliminaire de ces mesures préfère un boson de Higgs léger (sa masse est inférieure à 220 GeV avec une confiance de 95%, et sa valeur la plus probable est de $\sim 95 \text{ GeV}$). Enfin, la combinaison des recherches directes faites par les quatre expériences LEP jusqu'à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ imposent $m_h \geq 89.7 \text{ GeV}$ [8].

1.1.2 Production et désintégration des bosons de Higgs à LEP200

Trois mécanismes de production sont envisageables à LEP200, faisant intervenir le couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge. On parle de Higgsstrahlung, de fusion WW et de fusion ZZ:

$$e^+e^- \rightarrow HZ, \quad (1.8)$$

$$e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H, \quad (1.9)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- H. \quad (1.10)$$

Les sections efficaces des deux premiers processus sont représentées, en fonction de m_H et pour plusieurs valeurs de \sqrt{s} , sur la Figure 1.2. La fusion WW est d'ordre plus élevé en théorie des perturbations que le Higgsstrahlung, et sa section efficace est plus faible (typiquement d'un facteur 50) jusqu'à la limite cinématique du Higgsstrahlung. La fusion ZZ est encore inférieure d'un ordre de grandeur, car le couplage Zee est plus faible que le couplage $We\nu_e$.

À \sqrt{s} donné, les bosons de Higgs sont donc produits essentiellement en association avec un Z, et ce tant que le H est de masse suffisamment faible pour que le Z soit produit sur couche de masse. Pour des valeurs de m_H plus élevées, la section efficace HZ diminue jusqu'à devenir du même ordre que, puis inférieure à la section efficace de fusion WW. Les sections efficaces sont alors inférieures ou comparables à une dizaine de femtobarns; s'il n'est donc pas exclu que la fusion WW contribue à la sensibilité au secteur de Higgs de l'expérience en toute fin de prise de données (plusieurs centaines d'inverse-picobarns enregistrés à la plus haute énergie sont nécessaires), on peut raisonnablement négliger ce

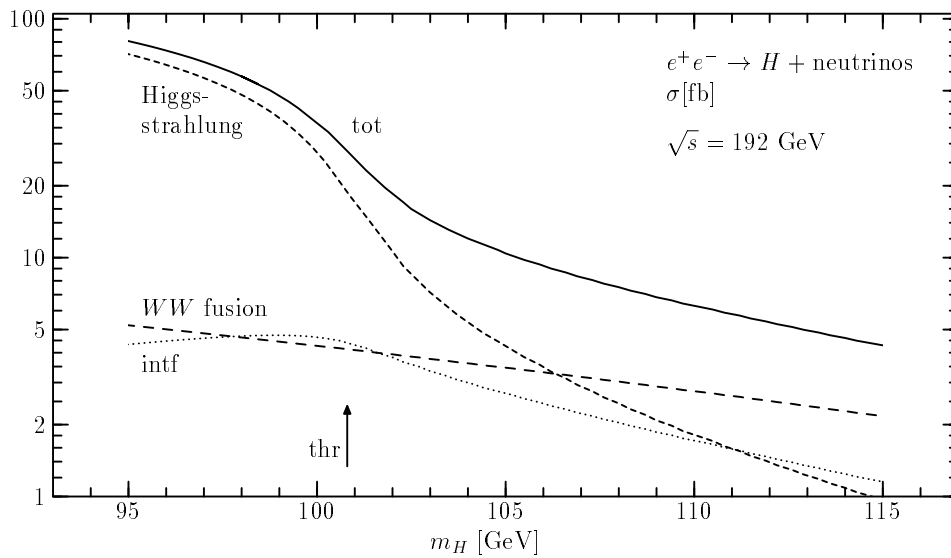
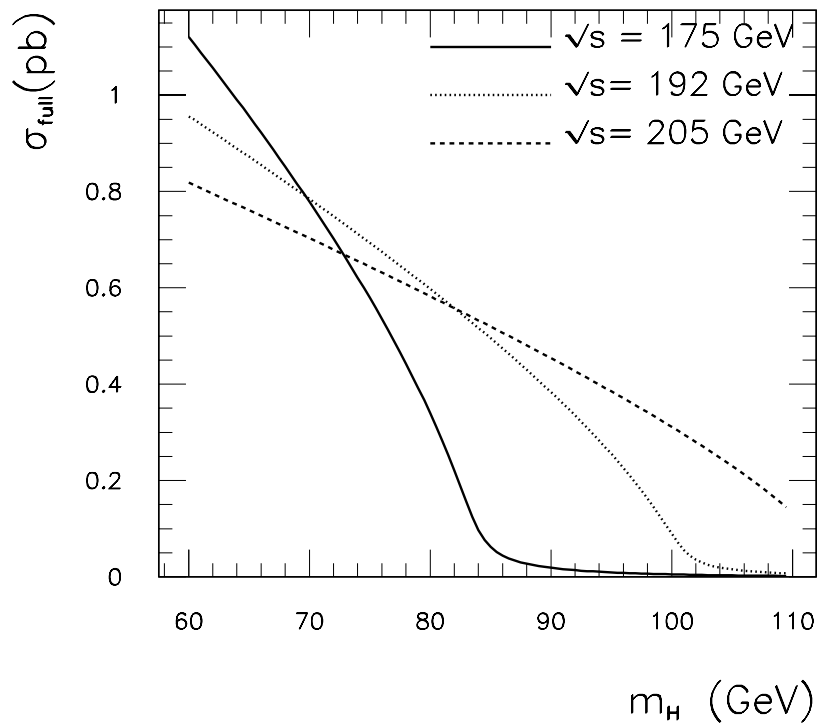
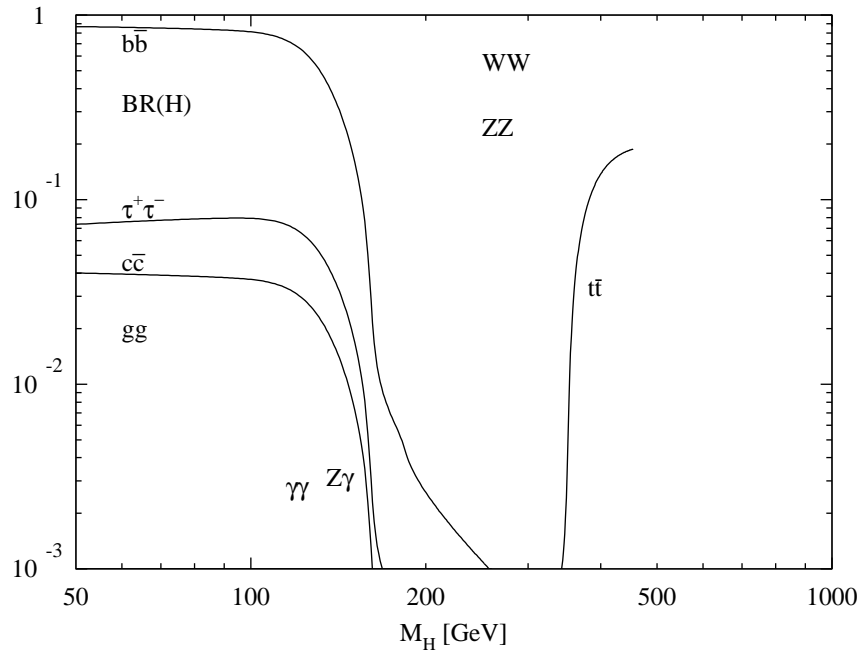


FIG. 1.2 – Sections efficaces de production du Higgs standard en fonction de sa masse [9], pour le processus de Higgsstrahlung (haut: tous les modes de désintégration du Z^0 sont inclus) et de fusion WW (bas: tous les termes contribuant à l'état final $\nu_e \bar{\nu}_e H$ sont représentés).



du Higgs, doit être ajustée finement afin de garantir que m_H reste à l'échelle électrofaible.

Les modèles alternatifs considérés dans cette thèse sont supersymétriques, où une symétrie supplémentaire unissant bosons et fermions est postulée. Il existe nombreuses et excellentes introductions sur ce sujet [10]. Les motivations pour un spectre supersymétrique à l'échelle électrofaible sont nombreuses; la plus concrète est qu'elle protège les scalaires contre les instabilités rencontrées dans le modèle standard.

1.2 Le modèle standard supersymétrique minimal

1.2.1 Le spectre des bosons de Higgs à l'ordre 0

La brisure de la symétrie électrofaible dans les modèles supersymétriques nécessite au moins deux doublets H_1 et H_2 de champs de Higgs, d'hypercharges opposées, et prenant respectivement les valeurs attendues dans le vide v_1 et v_2 , par exemple:

$$\begin{aligned} H_1 &= \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ H_2 &= \begin{pmatrix} -\phi_2^+ \\ \phi_2^{0*} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Il y a donc quatre champs scalaires complexes, qu'il nous arrivera de noter $A_{1,\dots,4}$ dans la suite. Deux de ces champs sont chargés, et les champs neutres contiennent une composante CP-paire (les parties réelles des ϕ_i^0), et une composante CP-impair (les parties imaginaires). Les valeurs moyennes v_1 , v_2 sont réelles, et vérifient $v_1^2 + v_2^2 = v^2$, où v est l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. Le potentiel scalaire du MSSM s'écrit de façon compacte:

$$V_{MSSM} = \frac{1}{2}(\vec{D}^2 + D'^2) + |F|^2 + V_{soft}. \quad (1.12)$$

Les D-termes reflètent la structure $SU(2) \times U(1)$ du modèle, les F-termes découlent du superpotentiel de Higgs, W , et V_{soft} contient les termes dits de brisure douce. Introduits dans le MSSM pour prendre en compte la contrainte expérimentale de brisure de la supersymétrie à basse énergie, les termes de brisure douce en préservent la stabilité (ils évitent la réapparition du problème d'ajustement fin rencontré dans le modèle standard).

Les différentes parties du potentiel V_{MSSM} s'expriment de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \frac{1}{2}gA_i^\dagger \vec{\sigma}_{ij} A_j, \\ D' &= Y_i g' A_i^\dagger A_i, \\ F_i &= \frac{\partial W}{\partial A_i}, \\ V_{soft} &= m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + m_{12}^2 (H_1 H_2 + hc). \end{aligned} \quad (1.13)$$

Pour finir, le superpotentiel à l'expression simple suivante:

$$W = -\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2, \quad (1.14)$$

où \hat{H}_1, \hat{H}_2 sont les superchamps de Higgs. Rassemblant toutes les pièces, on trouve:

$$\begin{aligned} V_{MSSM} = & (\mu^2 + m_1^2)|H_1|^2 + (\mu^2 + m_2^2)|H_2|^2 + m_{12}^2(H_1 H_2 + hc) \\ & + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2}|H_1^* H_2|^2. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Remarquons que ce potentiel ne contient de couplages sans dimension que les couplages associés aux groupes de jauge: les termes quartiques apparaissent ici reliés à la symétrie du modèle, quand le terme en $|\Phi|^4$ du modèle standard en est indépendant. On attend donc des relations entre les masses des bosons de Higgs et celles des bosons de jauge.

La minimisation du potentiel en $\phi_1^0 = v_1, \phi_2^0 = v_2$ impose les relations suivantes:

$$\begin{aligned} (\mu^2 + m_1^2)v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_1 &= 0, \\ (\mu^2 + m_2^2)v_2 - m_{12}^2 v_1 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_2 &= 0. \end{aligned} \quad (1.16)$$

On peut maintenant développer le potentiel autour de son minimum et en extraire les matrices de masses des champs scalaires, en termes des paramètres libres du potentiel. On utilise les relations (1.4) faisant apparaître les masses des bosons de jauge, et on définit $\tan \beta = v_2/v_1$. Les matrices de masses sont alors données par:

$$\begin{aligned} M_A^2 &= \begin{pmatrix} m_{12}^2 \tan \beta & m_{12}^2 \\ m_{12}^2 & m_{12}^2 / \tan \beta \end{pmatrix}, \\ M_{H^\pm}^2 &= \begin{pmatrix} m_W^2 \sin^2 \beta + m_{12}^2 \tan \beta & m_W^2 \sin \beta \cos \beta + m_{12}^2 \\ m_W^2 \sin \beta \cos \beta + m_{12}^2 & m_W^2 \cos^2 \beta + m_{12}^2 / \tan \beta \end{pmatrix}, \\ M^2 &= \begin{pmatrix} m_Z^2 \cos^2 \beta + m_{12}^2 \tan \beta & -m_Z^2 \sin \beta \cos \beta - m_{12}^2 \\ -m_Z^2 \sin \beta \cos \beta - m_{12}^2 & m_Z^2 \sin^2 \beta + m_{12}^2 / \tan \beta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Ce sont respectivement les matrices de masse des champs CP-impairs ($\text{Im}\phi_1^0, \text{Im}\phi_2^0$), des champs chargés (ϕ_1^\pm, ϕ_2^\pm), et des champs CP-pairs ($\text{Re}(\phi_1^0 - v_1), \text{Re}(\phi_2^0 - v_2)$). Les matrices M_A^2 et $M_{H^\pm}^2$ sont diagonalisées par une rotation d'angle β :

$$\begin{aligned} U M_A^2 U^\dagger &= \begin{pmatrix} m_A^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ U M_{H^\pm}^2 U^\dagger &= \begin{pmatrix} m_{H^\pm}^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ U &= \begin{pmatrix} \sin \beta & \cos \beta \\ -\cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.18)$$

où on a posé $m_A^2 = m_{12}^2 / (\sin \beta \cos \beta)$ l'élément non nul de la matrice de masse CP-impair, et:

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 \quad (1.19)$$

l'élément non nul de la matrice de masse des champs chargés. On définit, dans cette base, les champs de Goldstone de masse nulle G^\pm et G^0 , et les champs physiques massifs H^\pm et A :

$$\begin{pmatrix} H^\pm \\ G^\pm \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A \\ G^0 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \text{Im}\phi_1^0 \\ \text{Im}\phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Les états propres de masse des bosons de Higgs CP-pairs sont obtenus par une rotation d'angle α :

$$\begin{aligned} VM^2V^\dagger &= \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 \\ 0 & m_h^2 \end{pmatrix}, \\ V &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} &= V \begin{pmatrix} \text{Re}\phi_1^0 \\ \text{Re}\phi_2^0 \end{pmatrix}, \\ \tan 2\alpha &= \tan 2\beta \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2}, \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}. \quad (1.22)$$

On a choisi d'appeler h le boson de Higgs CP-pair le plus léger. On peut également se placer dans une base où l'élément (1,1) de la matrice de masse CP-paire ne dépend pas de m_A . Cette base est obtenue par une rotation d'angle β :

$$\begin{aligned} M'_{11} &= m_Z^2 \cos^2 2\beta, \\ M'^2 &= WMW^\dagger, \\ W &= \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

En appliquant un théorème d'algèbre élémentaire, on en déduit un résultat bien connu:

$$m_h < m_Z |\cos 2\beta|. \quad (1.24)$$

Les relations 1.19 et 1.24 reliant les masses des bosons de Higgs et les masses des bosons de jauge sont des conséquences de la remarque faite plus haut sur la nature des couplages sans dimension du lagrangien.

1.2.2 Production et désintégration

Les sections efficaces de production des bosons de Higgs du MSSM s'écrivent de façon simple en termes de processus standard, et des angles α et β . Le h peut être produit par Higgsstrahlung comme dans le modèle standard, mais son couplage au Z est dilué d'un facteur $R_{hZZ} = \sin(\alpha - \beta)$ dû au mélange des doublets de Higgs; par conséquent:

$$\sigma_{hZ} = R_{hZZ}^2 \sigma_{hZ}^{MS}. \quad (1.25)$$

Le h et le A peuvent également être produits en association. La section efficace de ce processus est encore proportionnelle à σ_{hZ}^{MS} , en prenant en compte une correction d'espace des phases et un facteur de mélange $R_{hAZ} = \cos(\alpha - \beta)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{hA} &= \bar{\lambda} R_{hAZ}^2 \sigma_{hZ}^{MS}, \\ \bar{\lambda} &= \frac{\lambda_{hA}}{\lambda_{hZ}(12m_Z^2/s + \lambda_{hZ})}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Les λ_{ij} sont les usuels facteurs d'espace des phases à deux corps. Les sections efficaces σ_{hZ} et σ_{hA} sont complémentaires et permettent de tester des régions différentes de l'espace des paramètres du MSSM.

Les angles de mélange α et β modifient enfin les couplages des bosons de Higgs aux fermions, et par conséquent les rapports d'embranchement. Les rapports entre les couplages dans le MSSM et dans le modèle standard s'écrivent:

$$\begin{aligned} R_{h u \bar{u}} &= \cos \alpha / \sin \beta & R_{h d \bar{d}} &= -\sin \alpha / \cos \beta, \\ R_{A u \bar{u}} &= 1 / \tan \beta & R_{A d \bar{d}} &= \tan \beta. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Ces modifications n'influencent pas les rapports des couplages des bosons de Higgs aux fermions de même type (*up* ou *down*); par exemple, le rapport des largeurs $h \rightarrow b \bar{b}$ et $h \rightarrow \tau^+ \tau^-$ est le même que dans le modèle standard. En revanche, la largeur $h \rightarrow c \bar{c}$ se comporte différemment. On trouve par exemple que quand $\tan \beta$ croît, le rapport d'embranchement du A en fermions de type *up* (en particulier, $c \bar{c}$) diminue en faveur des fermions de type *down* ($b \bar{b}$, $\tau^+ \tau^-$).

1.2.3 Phénoménologie après corrections radiatives

Les matrices de masse, et par conséquent les angles de mélange décrits ci-dessus sont fortement modifiés par les effets virtuels du top et de ses partenaires supersymétriques. La littérature abonde sur la question de l'évaluation de ces corrections depuis le début des années 1990 (les méthodes utilisées, les définitions et les principaux résultats sont résumés en appendice A). On décrit ici les résultats de Carena et al [11], qui sont les plus couramment utilisés à LEP200.

L'échelle de brisure de supersymétrie, m_{susy} , est prise de l'ordre du TeV et définie par la moyenne des masses carrées des stops à l'échelle électrofaible. Les masses de toutes les particules supersymétriques, exceptés les bosons de Higgs, sont supposées être de

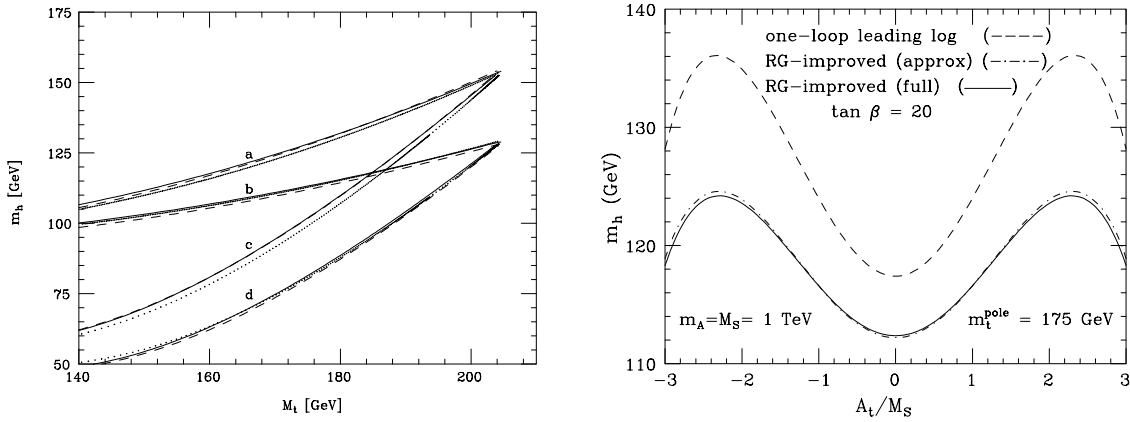


FIG. 1.4 – À gauche: comparaison des limites supérieures sur m_h en fonction de la masse du top, obtenues avec le potentiel effectif à une boucle amélioré à deux boucles [12] (trait plein), avec le potentiel en arbres amélioré à une boucle et évalué à $Q = m_t$ (tirets), et avec les formules analytiques [11] (points). Les quatre hypothèses de $\tan\beta$ et de mélange des stops sont décrites dans le texte. À droite: limite supérieure sur m_h en fonction de A_t , obtenue avec le potentiel en arbres amélioré à une boucle et évalué à $Q = m_t$ (trait plein), avec les formules analytiques (tirets-points), et avec le potentiel effectif à une boucle non amélioré (tirets).

l'ordre de m_{susy} ; en particulier, seules les désintégrations des bosons de Higgs en particules standard sont autorisées. La physique à l'échelle électrofaible est alors celle d'un modèle non supersymétrique à deux doublets de Higgs. Au-dessus de l'échelle électrofaible (en fait, au-dessus de m_t), les couplages évoluent suivant le groupe de renormalisation du modèle à deux doublets, et les conditions aux limites pour les couplages sont trouvées à l'échelle m_{susy} .

Dans [11], les corrections aux matrices de masse sont calculées à partir du potentiel en arbres 1.15, où les effets dominants à une boucle sont resommés par une évolution des couplages à une boucle. Cette resommation fait intervenir le quark top et ses partenaires supersymétriques, car leur couplage de Yukawa h_t influence l'évolution des couplages du potentiel scalaire (on peut comparer avec l'équation d'évolution de λ dans le modèle standard, contenant notamment une contribution h_t^4).

L'effet dominant à deux boucles est alors la correction d'une boucle QCD à h_t , et est partiellement inclus en exprimant les résultats en termes de la masse effective du top, \overline{m}_t , définie par:

$$m_t = \overline{m}_t(m_t) \left(1 + \frac{4\alpha_s(m_t)}{3\pi} \right).$$

On notera que \overline{m}_t est plus faible que m_t d'environ 4%; comme cette grandeur apparaît à la puissance quatrième dans l'expression de m_h (équation A.23, par exemple), l'effet attendu des corrections QCD est une diminution de m_h de l'ordre de 15% à m_A , $\tan\beta$ et secteur des stops fixés.

Quand toutes les grandeurs effectives sont évaluées à l'échelle $Q = m_t$, cette méthode permet de reproduire les calculs plus complets avec une bonne précision. On peut éga-

lement en déduire des expressions analytiques simples des masses des bosons de Higgs, intéressantes pour l'exploitation pratique des résultats. Les couplages des bosons de Higgs, et donc leurs sections efficaces de production et leurs rapports d'embranchement sont alors donnés par leurs expressions au niveau des arbres, où les nouveaux angles α et β diagonalisent les matrices de masses corrigées. Les figures 1.4 et 1.5 illustrent le spectre des bosons de Higgs du MSSM et leurs couplages, après inclusion des corrections radiatives. Ces figures montrent également la qualité des approximations décrites ci-dessus, par comparaison avec les résultats de [12].

La figure 1.4, à gauche, et les figures 1.5 considèrent deux valeurs de $\tan\beta$, avec mélange des stops maximal et nul dans chaque cas (voir appendice A): $\tan\beta=15$ (cas *a* et *b* respectivement) et $\tan\beta=1.6$ (cas *c* et *d*). La limite supérieure sur m_h est obtenue pour $m_A \sim m_{susy}$, $\tan\beta$ grand, et mélange maximal, et vaut de l'ordre de 125 GeV pour $m_t = 175$ GeV.

L'évolution de $\cos\alpha$ et de m_h en fonction de m_A est instructive, car elle nous enseigne comment rechercher les bosons de Higgs supersymétriques à LEP200. Pour $\tan\beta$ grand ($\sin\beta \sim 1$) et m_A inférieur à 100 GeV, on trouve $\cos\alpha$ petit, donc $R_{hAZ} \sim 1$ et $R_{hZZ} \sim 0$; par ailleurs, $m_h \sim m_A$. Comme on peut le vérifier dans les formules 1.27, les couplages du *h* et du *A* aux fermions *up* sont affaiblis en faveur des couplages aux fermions *down*; on trouve des rapports d'embranchement $h, A \rightarrow b\bar{b}$ de typiquement 92%. La largeur restante est dominée par les désintégrations $\tau^+\tau^-$. Le signal attendu est donc la production associée du *h* et du *A*, de masses voisines; et $\sim 84\%$ des états finals présentent quatre quarks *b*.

Pour m_A supérieur à 100 GeV, $\cos\alpha$ tend rapidement vers 1, et on a la relation $\tan 2\alpha \sim \tan 2\beta$; on en déduit $R_{hZZ} \sim R_{hu\bar{u}} \sim R_{hd\bar{d}} \sim 1$: on retrouve un modèle standard effectif, tant au niveau de la production des bosons de Higgs, qu'au niveau de ses rapports d'embranchement.

Pour les faibles valeurs de $\tan\beta$, *hZ* domine pour toute valeur de m_A ; néanmoins, les couplages du *h* sont anormaux si le *A* n'est pas trop lourd, et peuvent permettre d'identifier le MSSM. Le rapport d'embranchement $h \rightarrow b\bar{b}$ est dans ce cas encore de l'ordre de 92%, et le couplage *hZZ* est plus faible que dans le modèle standard. On recherche donc les mêmes états finals que dans le modèle standard.

Finalement, la figure 1.4, à droite, montre l'effet des corrections à deux boucles par rapport aux corrections à une boucle, ignorant les corrections QCD à m_t . On constate une réduction de la limite supérieure sur m_h d'environ 12 GeV, correspondant à l'estimation simple faite plus haut.

Cette section a été consacrée aux Higgs neutres. Les corrections à l'expression (1.19) reliant la masse des bosons de Higgs chargés à la masse du boson de Higgs CP-impair ont été calculées et trouvées faibles dans [13]; en utilisant la relation à l'approximation des arbres et la limite inférieure sur m_A donnée par le LEP (dans un cadre restrictif toutefois) après les données de 1996, on trouve $m_{H^\pm} \gtrsim 110$ GeV, et les bosons de Higgs chargés du MSSM sont hors de portée de LEP200.

On signale enfin qu'il existe deux points importants de nature à modérer les conclusions de cette discussion des corrections radiatives au potentiel de Higgs du MSSM. Ces points concernent la possibilité d'éteindre les désintégrations des bosons de Higgs en quarks *b*, et seront évoqués au chapitre 8 lors de l'interprétation des résultats.

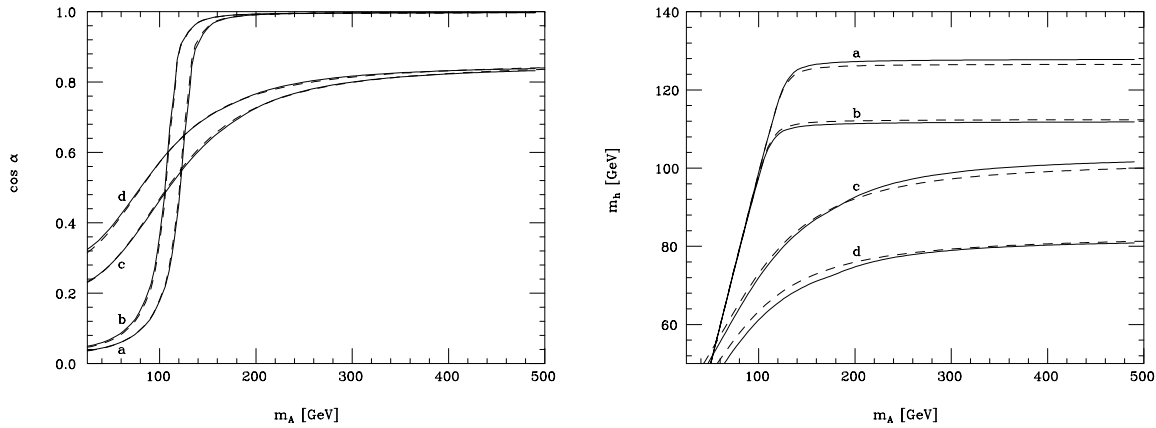


FIG. 1.5 – À gauche: évolution de $\cos \alpha$ en fonction de m_A ; à droite: m_h en fonction de m_A . Les courbes en trait plein représentent les résultats du potentiel en arbres amélioré à une boucle et évalué à $Q = m_t$; les points sont les résultats des formules analytiques. Les quatre hypothèses de $\tan \beta$ et de mélange des stops sont décrites dans le texte.

1.2.4 Le problème de naturalité

Invoquée essentiellement pour résoudre le problème d'ajustement fin rencontré dans le secteur scalaire du modèle standard, la supersymétrie minimale souffre d'un manquement similaire, et peut-être plus profond.

Le superpotentiel 1.14 du MSSM conduit aux termes $\mu^2 |H_i|^2$ du potentiel. Si l'attribution d'un partenaire supersymétrique à chaque particule du modèle standard permet de garantir que μ reste d'ordre m_W après corrections virtuelles, ce paramètre n'a néanmoins aucun rapport avec la brisure de $SU(2) \times U(1)$, et il reste à trouver une raison dynamique pour sa présence à l'échelle électrofaible en premier lieu.

1.3 Les modèles supersymétriques avec un singulet de jauge

On se penche maintenant sur l'extension la plus simple du MSSM, où on construit le potentiel le plus général contenant, en plus des doublets H_1 et H_2 du MSSM, un scalaire complexe, singulet de jauge, ne se couplant qu'aux autres champs de Higgs de la théorie. Certains cas particuliers, offrant peut-être une solution au problème de naturalité du MSSM, seront évoqués en fin de section.

1.3.1 Le modèle général

La discussion suivante est basée presque exclusivement sur King et White [14]. Le superpotentiel le plus général s'écrit:

$$W = -\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2 + \lambda \hat{N} \hat{H}_1 \hat{H}_2 + f(\hat{N}), \quad (1.28)$$

où f est une fonction N , qu'on ne cherche pas à expliciter. On déduit de W les F-termes du potentiel comme dans la section précédente. Les D-termes sont bien sûr identiques à ceux du MSSM, et il y a de nouveaux termes de brisure douce associés au singulet N . On trouve:

$$V = V_{MSSM} + \lambda^2 |H_1 H_2|^2 + [\lambda(N + \bar{N})\mu + \lambda^2 |N|^2] (|H_1|^2 + |H_2|^2) + \left(\lambda \frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{N}} - \lambda N A_\lambda \right) H_1 H_2 + hc + \dots \quad (1.29)$$

Les termes omis dépendent uniquement du singulet, et sont donc arbitraires. Le champ N est supposé acquérir une valeur attendue dans le vide x lors de la brisure de la symétrie électrofaible, et enrichit le spectre de deux bosons de Higgs, l'un CP-pair (la partie réelle de N), l'autre CP-impair (la partie imaginaire).

Considérons les matrices de masse CP-paire et CP-impair dans la base (N, H_1, H_2) , à l'approximation des arbres. Excepté le terme quartique $\lambda^2 |H_1 H_2|^2$, les termes propres à ce modèle et dépendant uniquement des champs H_1 ou H_2 (proportionnels à $|H_1|^2$, $|H_2|^2$, ou $H_1 H_2$) peuvent être absorbés dans les termes du même type du potentiel du MSSM, sans perte de généralité, par des redéfinitions de μ et m_{12} . Ces nouveaux paramètres sont des fonctions compliquées de μ , m_{12} , x , A_λ et des dérivées de f , et seront notés μ' et m'_{12} . On trouve:

$$M_A^2 = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & m'_{12}{}^2 \tan \beta & m'_{12}{}^2 \\ \cdot & m'_{12}{}^2 & m'_{12}{}^2 / \tan \beta \end{pmatrix},$$

$$M^2 = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & m_Z^2 \cos^2 \beta + m'_{12}{}^2 \tan \beta & -(m_Z^2 - 2\lambda v^2) \sin \beta \cos \beta - m'_{12}{}^2 \\ \cdot & -(m_Z^2 - 2\lambda v^2) \sin \beta \cos \beta - m'_{12}{}^2 & m_Z^2 \sin^2 \beta + m'_{12}{}^2 / \tan \beta \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Les points représentent les éléments de matrice inconnus (la seule contrainte est que la matrice complète soit orthogonale), et qu'on ne peut pas absorber dans des paramètres du MSSM. On retrouve les résultats du MSSM en supprimant le champ N (entraînant $m'_{12} \rightarrow m_{12}$, et $\mu' \rightarrow \mu$), et en posant $\lambda = 0$.

Le mode de Goldstone de la matrice de masse CP-impair est isolé par une rotation d'angle β du bloc 2×2 inférieur:

$$UM_A^2 U^\dagger = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & m_{A'}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \\ 0 & -\cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

On a défini $m_{A'}^2 = m'_{12} / \sin \beta \cos \beta$. Finalement le bloc supérieur est diagonalisé par une rotation d'angle γ , représentant le mélange singulet-doublet dans le secteur CP-impair. On obtient:

$$(V_A U) M_A^2 (U^\dagger V_A^\dagger) = \begin{pmatrix} m_{A_1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_{A_2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$V_A = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Le paramètre de masse CP-impair $m_{A'}^2$ est bien sûr l'analogie de m_A dans le MSSM. Les termes inconnus dus au singulet sont donc paramétrisés par $m_{A'}^2$, γ et par exemple $m_{A_1}^2$; $m_{A_2}^2$ est alors fixé par la relation:

$$m_{A'}^2 = m_{A_1}^2 \cos^2 \gamma + m_{A_2}^2 \sin^2 \gamma. \quad (1.33)$$

Le bloc 2×2 inférieur de la matrice de masse CP-paire est fixé par $m_{A'}^2$, $\tan \beta$, et λ , et trois paramètres supplémentaires sont nécessaires pour spécifier la matrice complète. On peut, de façon analogue au MSSM, se placer dans une base où l'un des éléments de matrice diagonaux ne dépend pas de $m_{A'}^2$, afin de borner supérieurement la masse du boson CP-paire le plus léger. On trouve:

$$M'^2 = W M^2 W^\dagger,$$

$$W = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & \sin \beta \\ 0 & -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix},$$

$$M_{22}'^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta. \quad (1.34)$$

On note X la matrice (qu'on ne cherchera pas à déterminer explicitement) permettant de diagonaliser M'^2 :

$$X M'^2 X^\dagger = \begin{pmatrix} m_{h_1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_{h_2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_{h_3}^2 \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

Par convention, on a posé $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$, et on obtient donc la contrainte:

$$m_{h_1}^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta. \quad (1.36)$$

D'autre part, on a la règle de somme suivante, similaire à l'équation 1.33:

$$M_{22}'^2 = X_{11}^2 m_{h_1}^2 + X_{21}^2 m_{h_2}^2 + X_{31}^2 m_{h_3}^2. \quad (1.37)$$

Enfin, les bosons de Higgs chargés ne se mélangent pas avec le singulet, et leur masse est donnée par:

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A'}^2 + m_W^2 - \lambda^2 v^2. \quad (1.38)$$

À l'approximation des arbres, le modèle est donc entièrement spécifié par huit paramètres. Il s'agit de $\tan \beta$ et $m_{A'}$, similaires au MSSM; un couplage quartique λ sans relation avec les groupes de jauge est par ailleurs réintroduit; finalement, deux paramètres contrôlent le mélange singulet-doublets dans le secteur CP-impair, et trois dans le secteur CP-pair. La masse du scalaire le plus léger n'est bornée supérieurement qu'à λ fixé; et, en contraste avec le MSSM, les bosons de Higgs chargés peuvent être significativement plus légers que le W .

1.3.2 Couplage aux bosons de jauge et aux fermions

Similairement au cas du MSSM, les couplages des bosons de Higgs au Z sont en général affaiblis en raison du mélange entre le singulet et les doublets de Higgs. On trouve, pour les couplages hZZ ,

$$R_{h_i ZZ} = X_{i1}, \quad (1.39)$$

où X est la matrice qui diagonalise la matrice de masse CP-paire, définie au paragraphe précédent. Pour le couplage hAZ , on obtient:

$$R_{h_i A_j} = S_i P_j, \quad (1.40)$$

$$S_i = X_{i2},$$

$$P_1 = \cos \gamma, \quad P_2 = \sin \gamma. \quad (1.41)$$

Ce facteur prend en compte le mélange dans les secteurs CP-pair et CP-impair. Les couplages des bosons de Higgs aux fermions deviennent [15]:

$$\begin{aligned} R_{h_i u\bar{u}} &= (XW)_{i2} / \sin \beta & R_{h_i d\bar{d}} &= -(XW)_{i1} / \cos \beta, \\ R_{A_j u\bar{u}} &= P_j / \tan \beta & R_{A_j d\bar{d}} &= P_j \tan \beta. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Comme on l'a dit précédemment, on ne cherche pas à exprimer analytiquement les éléments de la matrice X ; on se contentera de les évaluer numériquement quand ils seront nécessaires. Le mélange dans le secteur CP-impair s'exprime en revanche de façon simple.

L'essentiel du contenu des expressions ci-dessus peut toutefois être compris simplement. Le champ singulet se couplant exclusivement aux autres champs de Higgs, sa seule action est une diminution uniforme des couplages, et mise à part la baisse des sections efficaces de production qui s'ensuit, la phénoménologie n'est pas affectée. En d'autres termes, si l'on écrit par exemple:

$$h_1 = X_{11}H_1 + X_{21}H_2 + X_{31}N, \quad (1.43)$$

les rapports de couplages $R_{h_1 ZZ} / R_{h_1 A_j Z}$ et $R_{h_1 u\bar{u}} / R_{h_1 d\bar{d}}$ sont uniquement déterminés par les valeurs de X_{11} et X_{21} : la composante singulet des bosons de Higgs n'affecte pas la

dominance du processus hA ou hZ , et n'affecte pas leurs rapports d'embranchement. Par exemple, $R_{A_j u \bar{u}}/R_{A_j d \bar{d}} = \tan^2 \beta$, comme dans le MSSM; par conséquent, on attend les mêmes états finals que précédemment. Dans la limite de découplage du singulet, on retrouve $(XW)_{11} = \sin \alpha$, $(XW)_{12} = \cos \alpha$, $X_{11} = \sin(\alpha - \beta)$, $X_{12} = \cos(\alpha - \beta)$, et $P_1 = 1$.

1.3.3 Limite supérieure sur m_{h_1}

Les corrections radiatives aux matrices de masse des bosons de Higgs CP-pairs font intervenir le quark top et ses partenaires de la même façon que dans le MSSM. Elles sont calculées dans [14] suivant la méthode de [11], décrite dans la section consacrée au MSSM. Le secteur singulet du modèle non minimal considéré ici étant pris arbitraire dans un souci de généralité, l'influence du top et des stops est évaluée dans le bloc 2×2 inférieur de la matrice de masse CP-paire (1.30) uniquement.

Le couplage λ ne peut être contraint que sous des hypothèses de perturbativité. Si l'on impose que tous les couplages du modèle soient perturbatifs à très haute énergie (à une échelle de grande unification par exemple), on peut en déduire, en utilisant les équations du groupe de renormalisation, une limite sur λ à l'échelle électrofaible. L'évolution de λ est liée au premier ordre à celles des couplages de Yukawa h_t et (aux grandes valeurs de $\tan \beta$) h_b ; au second ordre, l'évolution de λ fait également intervenir le couplage fort. En utilisant les valeurs mesurées de α_s et des masses des quarks b et t, on obtient une limite supérieure sur λ en fonction de $\tan \beta$. Cette limite est illustrée sur la figure 1.6, pour plusieurs valeurs de α_s et de m_t ; l'échelle de grande unification est prise à 10^{16} GeV. Pour des valeurs de $\tan \beta$ comprises entre 2 et 40, λ prend des valeurs maximales de typiquement 0.6-0.7; en dehors de cet intervalle, des valeurs non nulles de λ sont interdites car elles entraînent les couplages de Yukawa dans le régime non perturbatif.

On peut maintenant trouver une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs CP-pair le plus léger du modèle, en fonction de $\tan \beta$ uniquement. Pour chaque valeur de $\tan \beta$, on calcule la limite suivant l'équation en arbres 1.36, en donnant à λ sa valeur maximale; on y inclut les corrections dues au top et aux stops, dans la configuration où celles-ci sont maximales. Le résultat obtenu, illustré sur la figure 1.7, est sensiblement différent de celui du MSSM: ici, la limite supérieure est obtenue aux faibles valeurs de $\tan \beta$. Dans cette région, les contributions dominantes proviennent du secteur des stops, et du terme proportionnel à $\lambda^2 v^2$ de (1.36). À grand $\tan \beta$, ce terme ne contribue pas et on retrouve le résultat du MSSM. On trouve une limite supérieure sur m_{h_1} de 135 à 140 GeV, suivant les valeurs données à m_{susy} [14].

1.3.4 Une solution au problème de naturalité?

Le modèle général présenté ci-dessus ne répond pas à la question soulevée en section 1.2.4. On peut toutefois en considérer la restriction au cas où tous les paramètres dimensionnés du superpotentiel (μ , et ceux apparaissant dans $f(N)$) sont nuls. Dans ce cas, les termes $\mu^2 |H_i|^2$ du MSSM sont générés de manière effective lors de l'acquisition par N d'une valeur attendue dans le vide, notée x . Le terme concerné du superpotentiel 1.28 devient:

$$\lambda N H_1 H_2 \rightarrow \lambda x H_1 H_2 \equiv \mu H_1 H_2,$$

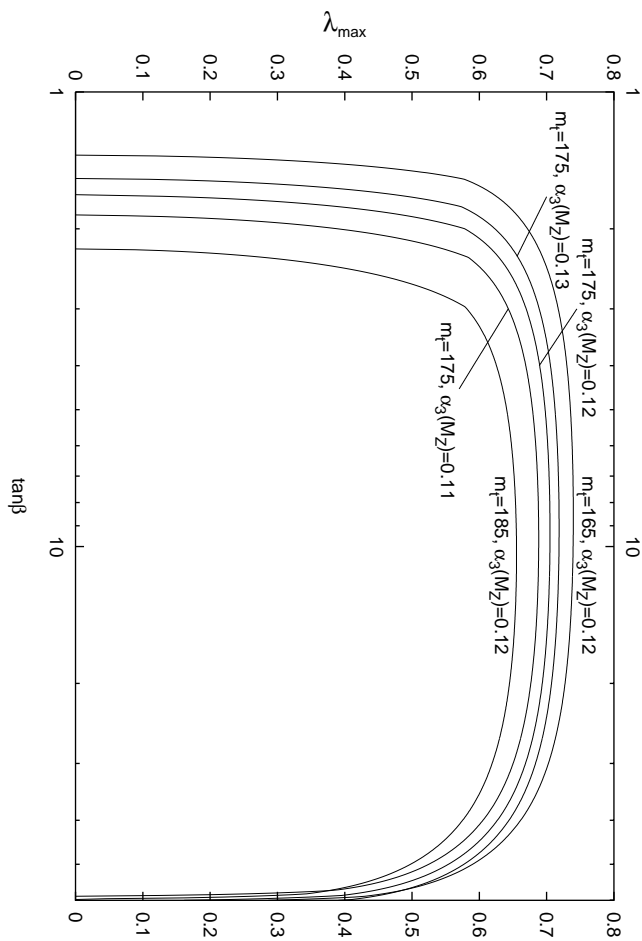


Figure 1

FIG. 1.6 – Valeur maximale de λ en fonction de $\tan \beta$ [14]. Les courbes sont données pour plusieurs valeurs de α_s et m_t , et en imposant la perturbativité de tous les couplages jusqu'à une échelle de grande unification, prise à 10^{16} GeV.

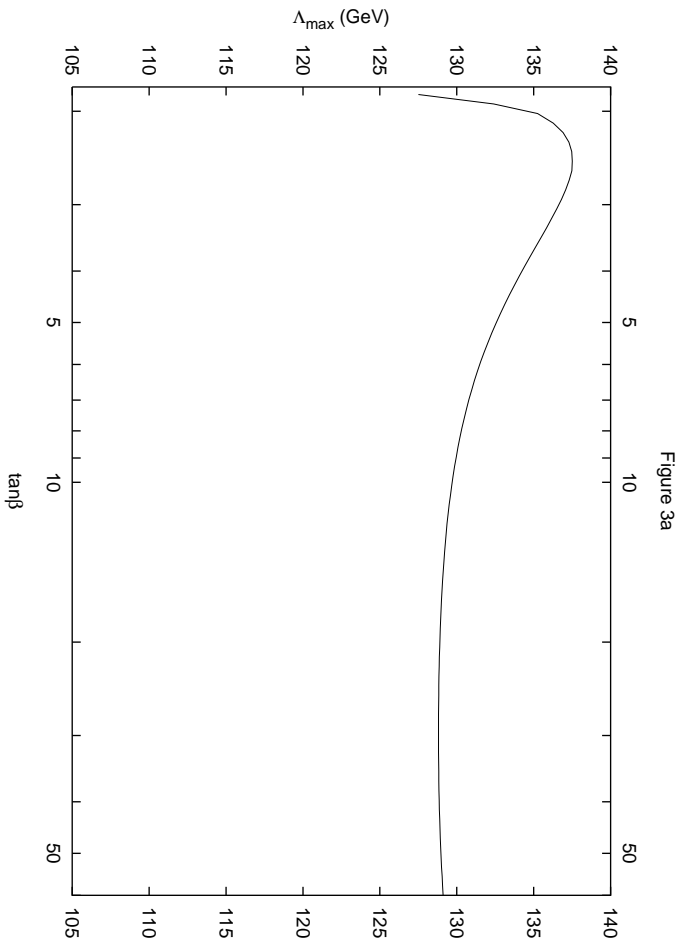


Figure 3a

avec $\mu \equiv \lambda x$. Ici, x est de l'ordre de v_1 et v_2 , et λ , couplage sans dimension, est naturellement d'ordre 1: on a donc généré un paramètre μ à l'échelle électrofaible de façon dynamique, et la valeur de ce paramètre est stable sous les corrections radiatives.

La nullité des paramètres dimensionnés de 1.28 ne peut être obtenue naturellement qu'en imposant une symétrie supplémentaire au modèle. Si on demande que le superpotentiel soit invariant sous une transformation Z_3 (c'est-à-dire la multiplication de tous les champs par une phase $e^{\frac{2i\pi}{3}}$), alors les seuls termes autorisés sont trilineaires, et tous les couplages dimensionnés sont interdits.

Le problème suivant est de nature cosmologique. En effet, la symétrie Z_3 imposée pour interdire les couplages dimensionnés est brisée lorsque les champs acquièrent une valeur attendue dans le vide, en choisissant un vide électrofaible et une phase donnés. Les champs choisissent alors des vides électrofaibles et des phases a priori différents dans deux régions disjointes d'espace, mais la valeur des champ doit varier continûment à la traversée de la frontière entre ces régions. Cela implique, dans le cas des symétries discrètes (comme la symétrie Z_3), que les champs ne sont pas au minimum du potentiel sur cette frontière: ils doivent franchir la barrière de potentiel séparant les minima choisis dans chacune des régions; ces frontières doivent dès lors avoir une densité d'énergie supérieure à celle du vide (rappelons que ce n'est pas le cas des symétries continues, comme la symétrie électrofaible; dans ce cas, les champs peuvent passer continûment d'un vide à l'autre sans quitter le minimum du potentiel).

La thermodynamique de ces frontières, ou *domain walls*, a été étudiée dans les années 1970 [25], et il a été trouvé que ces objets doivent rayonner suffisamment d'énergie pour induire des anisotropies dans le fond cosmologique en contradiction avec l'observation actuelle. La question de savoir si ce dernier problème peut être contourné, soit de façon microscopique en physique des particules, soit de façon macroscopique en cosmologie, est d'actualité [26].

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Le détecteur Delphi fonctionne auprès du LEP depuis une dizaine d'années et sa description a fait l'objet de nombreuses publications; on donne ici un résumé de ses principales performances [27].

2.1 Le LEP

Le LEP (figure 2.1) est l'anneau de collisions e^+e^- du CERN, qui fournit les plus hautes énergies actuellement disponibles dans cet état initial. Son programme de fonctionnement s'étend sur plus de dix ans, et s'achèvera en 2000 selon les prévisions actuelles.

De 1989 à 1995, le LEP a produit des collisions à $\sqrt{s} \sim m_Z$, permettant à Delphi et aux autres expériences d'enregistrer plusieurs millions de désintégrations du Z. Les paramètres électrofaibles directement accessibles dans ces désintégrations ont été mesurés avec une précision relative toujours meilleure que 0.1% (on peut retenir $m_Z = 91.1867 \pm 0.0021$ GeV, et $\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23157 \pm 0.00018$ [28]); les paramètres n'intervenant que dans les corrections virtuelles ont par ailleurs reçu de fortes contraintes.

Depuis 1995, l'énergie dans le centre de masse des collisions augmente graduellement pour approcher 200 GeV. Les objectifs de cette deuxième phase du LEP (LEP200) sont principalement la mesure des propriétés du W et la recherche de nouvelles particules. Après la campagne de prise de données de 2000, 500 pb^{-1} auront été enregistrés par expérience au-dessus du seuil de production des paires de W; l'incertitude statistique sur la masse du W sera descendue à 25 MeV, et le boson de Higgs standard sera découvert si sa masse est inférieure à $m_H \sim 110$ GeV. La table 2.1 résume les énergies atteintes par le LEP depuis le début de LEP200, et les prévisions pour les deux années à venir.

Année	1995	1996	1997	1998	1999	2000
\sqrt{s} (GeV)	130,136	161,172	183	189	192-200	200?
\mathcal{L} (pb^{-1})	6	20	54	158	$\sim 150?$	$\sim 150?$

TAB. 2.1 – Progression de l'énergie disponible dans le centre de masse à LEP200.

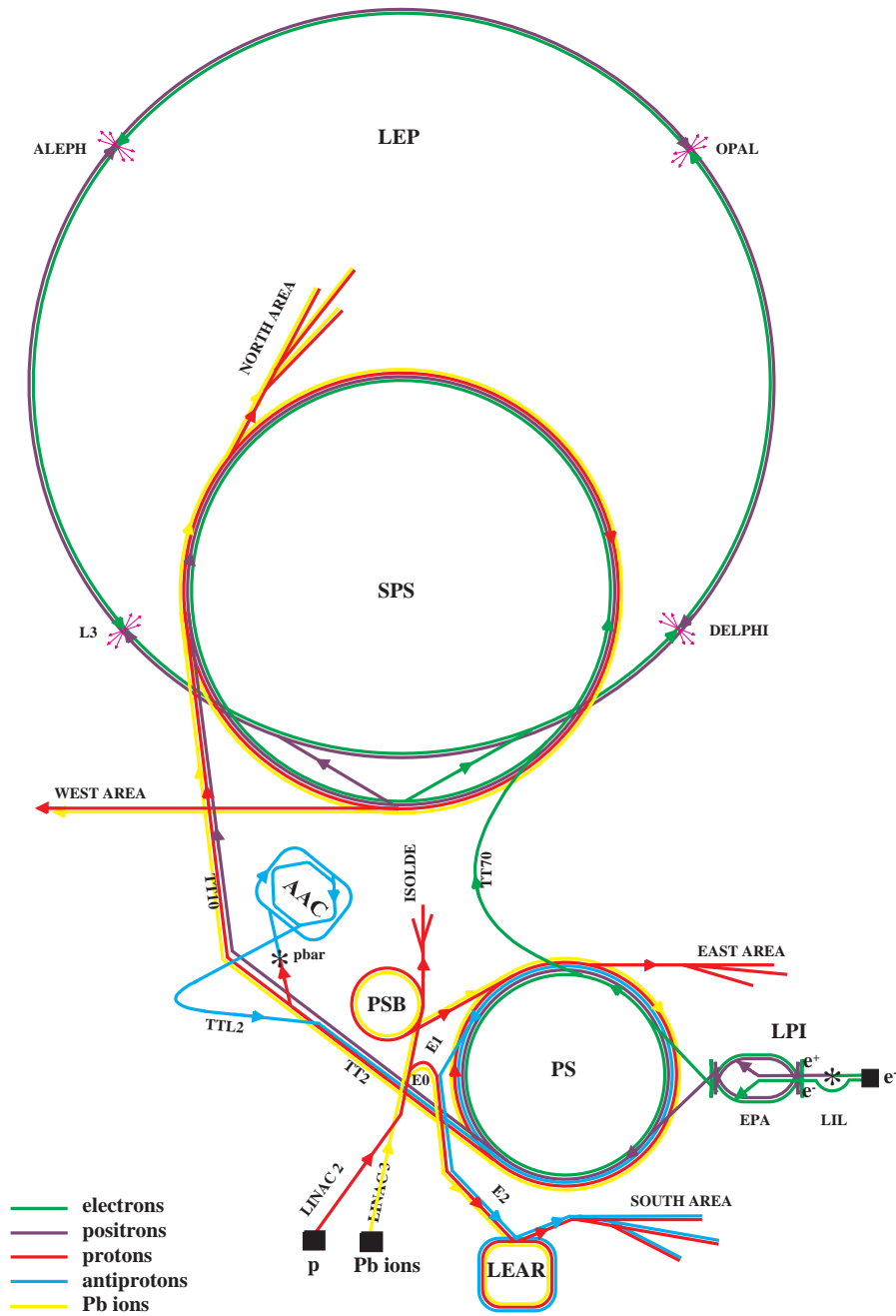
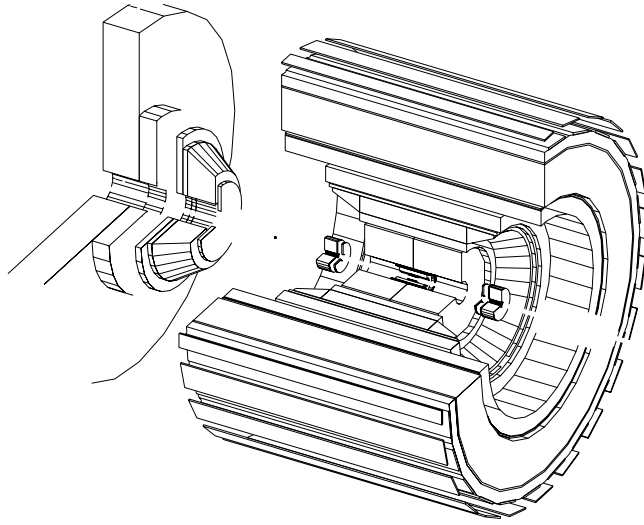


FIG. 2.1 – La chaîne d'injection du LEP.



à jets donnant jusqu'à 24 points de mesure, puis d'une chambre à pailles donnant encore 5 points, et permettant de lever les ambiguïtés de dérive inhérentes à la chambre à jets.

La chambre à projection temporelle (TPC) est l'élément central de la reconstruction des traces. Elle suit immédiatement l'ID. Une particule chargée traversant la TPC est mesurée en 16 points et sur une distance de vol d'au moins 70 centimètres.

Enfin, le détecteur externe (OD) contient 5 couches de tubes à dérive, situées à $197 < r < 206$ cm. Ce détecteur permet de doubler la distance de vol sur laquelle les particules sont mesurées, et contribue fortement à la détermination de leur impulsion.

Deux chambres à dérive (FCA, FCB), situées à $z = \pm 160$ et ± 275 cm, sont placées dans chaque partie avant de Delphi. Elles couvrent une région en θ en grande partie commune avec le VD, l'ID, et la TPC.

Les éléments de traces fournis par les sous-détecteurs sont reconstruits puis associés par le programme de reconstruction de Delphi. Les performances du système de reconstruction de traces sont mesurées sur les désintégrations $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. On trouve:

$$\begin{aligned}\sigma(1/p) &= 0.6 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1} \text{ dans la partie centrale;} \\ \sigma(1/p) &= 1.3 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1} \text{ dans les parties avant;}\end{aligned}$$

quand tous les détecteurs contribuent à la reconstruction. Les spécificités des détecteurs (acceptance et résolution spatiale) sont données en table 2.2.

2.2.2 Détection des particules neutres

Delphi compte trois calorimètres électromagnétiques, couvrant des régions en θ complémentaires. Dans la partie centrale, la HPC reprend le principe de la projection temporelle. C'est un calorimètre à échantillonnage longitudinal, alternant couches de convertisseur et volumes de dérive, permettant de différencier les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Dans les parties avant, le FEMC est constitué de blocs de verre au plomb ne donnant pas d'information sur la structure longitudinale des gerbes. La HPC et le FEMC sont utilisés pour la détection des photons et des π^0 . Enfin, le STIC couvre la région à très bas angle et inaccessible à la reconstruction des traces. Il est utilisé essentiellement pour la mesure de la luminosité dans Delphi, et pour la physique photon-photon. Tous ces calorimètres ont une résolution spatiale très fine, adaptée à la faible taille transverse (typiquement quelques centimètres) des gerbes électromagnétiques.

Les neutres hadroniques sont reconstruits dans le HCAL. Dans les événements à haute multiplicité, les gerbes hadroniques sont moins bien isolées que les gerbes électromagnétiques, en raison de leur plus grande extension latérale. Quand la gerbe initiée par un hadron neutre est de fait connectée à une gerbe due à un hadron chargé, le neutre se manifeste comme un maximum secondaire dans le profil transverse de la gerbe, ou comme un excès d'énergie calorimétrique par rapport à l'impulsion mesurée par les détecteurs de traces [29].

La table 2.3 donne les performances des calorimètres.

2.2.3 L'identification des particules

Les électrons sont identifiés dans la partie centrale par leur perte linéique d'énergie (dE/dX) dans la TPC, et par les caractéristiques de leur dépôt d'énergie dans la HPC.

Un électron, indépendamment de son impulsion, tend à déposer toute son énergie dans la HPC, et le profil longitudinal de cette déposition est bien connu. De plus, la finesse des gerbes électromagnétiques permet d'observer une forte corrélation entre leurs coordonnées dans la HPC (point de départ et direction) et les coordonnées extrapolées vers la HPC à partir des traces des électrons incidents. Les gerbes hadroniques initiées dans la HPC par les pions chargés, en revanche, s'étendent en général au-delà de la HPC, et leur grande taille transverse ne permet pas de déterminer leurs coordonnées avec précision.

Dans la partie avant, l'identification repose sur le dE/dX pour $\theta > 20$ degrés, et sur le rapport entre l'énergie déposée dans le FEMC et l'impulsion de la particule incidente.

Un muon d'impulsion suffisante ($p > 2$ GeV) traverse l'ensemble du détecteur et est reconnaissable à son faible dépôt d'énergie dans le HCAL, puis à un signal dans les chambres à muons coïncidant avec l'extrapolation de sa trajectoire. Les pions chargés déposent généralement toute leur énergie dans le HCAL. Toutefois, leur gerbe peut émerger derrière le HCAL et provoquer une réponse des chambres à muons, mais la corrélation spatiale entre cette réponse et la trajectoire du pion est faible.

On définit des critères d'identification des électrons et des muons, dépendant de la valeur mesurée des grandeurs décrites ci-dessus. Les performances de ces critères, nommés *very loose*, *loose*, *standard* et *tight*, sont données dans les tables 2.4.

Delphi dispose également d'un système complet d'identification des hadrons chargés, reposant encore sur le dE/dX , et sur les détecteurs à imagerie Cerenkov. Cette information n'est pas utilisée dans cette thèse, et ne sera pas décrite ici.

Partie centrale:	Acceptance	r	$\delta_{r\phi}$	δ_z
VD	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	6.3-10.9 cm	$8 \mu\text{m}$	$10 \mu\text{m}/\sin\theta$
ID	$15^\circ < \theta < 165^\circ$	12-28 cm	$85 \mu\text{m}$	
TPC	$20^\circ < \theta < 160^\circ$	40-110 cm	$200 \mu\text{m}$	$800 \mu\text{m}$
OD	$32^\circ < \theta < 148^\circ$	197-206 cm	$110 \mu\text{m}$	3.5 cm

Parties avant:	Acceptance	z	$\delta x, \delta y$
FCA	$11^\circ < \theta < 32^\circ$	160 cm	$190 \mu\text{m}$
FCB	$11^\circ < \theta < 36^\circ$	275 cm	$300 \mu\text{m}$

TAB. 2.2 – Acceptance, position et résolution spatiale par point de mesure des détecteurs utilisés pour la reconstruction des traces chargées.

Partie centrale:	Acceptance	r	Granularité	Résolution
HPC	$43^\circ < \theta < 137^\circ$	208-260 cm	$2 \text{ cm} \times 4 \text{ mm}$	$0.043 \oplus 0.33/\sqrt{E}$
HCAL	$43^\circ < \theta < 137^\circ$	318-477 cm	$3.0^\circ \times 3.7^\circ$	$0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$

Partie avant:	Acceptance	z	Granularité	Résolution
FEMC	$8^\circ < \theta < 37^\circ$	284 cm	$5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$	$0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.11/E$
HCAL	$11^\circ < \theta < 37^\circ$	400 cm	$2.6^\circ \times 3.7^\circ$	$0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$

TAB. 2.3 – Acceptance, position, granularité et résolution en énergie des calorimètres de Delphi. La granularité est exprimée suivant $\delta r\phi \times \delta z$ pour la HPC, $\delta x \times \delta y$ pour le FEMC, et $\delta\theta \times \delta\phi$ pour le HCAL. L'énergie E est exprimée en GeV pour la résolution en énergie.

Critère	Efficacité e	Efficacité π
<i>loose</i>	80%	1.6%
<i>standard</i>	55%	0.4%
<i>tight</i>	45%	0.2%

Critère	Efficacité μ	Efficacité π
<i>very loose</i>	96%	5.4%
<i>loose</i>	95%	1.5%
<i>standard</i>	86%	0.7%
<i>tight</i>	76%	0.4%

TAB. 2.4 – Performances des critères d'identification des électrons et des muons.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

On décrit dans ce chapitre les méthodes générales d'importance pour l'analyse des modes de production de bosons de Higgs recherchés.

Premièrement, le signal se présente dans les canaux étudiés ici sous la forme d'événements à quatre jets. On décrit ici les algorithmes utilisés pour la reconstruction et la correction cinématique de ces jets.

On décrit ensuite la méthode d'analyse multidimensionnelle basée sur le rapport de vraisemblance. Cette méthode trouve de nombreuses applications dans cette thèse. Deux de ces applications, l'étiquetage de quarks b et la méthode statistique d'interprétation des résultats d'analyses utilisée par Delphi, sont décrits en fin de chapitre.

3.1 Reconstruction des jets

Le regroupement des particules issues du même parton dans les événements hadroniques nécessite plusieurs ingrédients. Premièrement, il faut former “les noyaux” des jets, c'est-à-dire les particules autour desquelles s'articule la reconstruction des jets. Il faut ensuite décider d'un critère (une “distance”) contrôlant la combinaison ou non de particules entre elles. Finalement, il faut, à partir des quadri-impulsions des particules, attribuer une quadri-impulsion au système résultant de leur combinaison.

Le premier algorithme de reconstruction de jets a été proposé par la collaboration JADE [30], où toutes les particules sont considérées comme de masse nulle. La distance entre deux particules i et j est définie comme la masse invariante du système, normalisée à l'énergie disponible:

$$y_{ij} = \frac{2(1 - \cos \theta_{ij})E_i E_j}{E_{vis}^2}.$$

La paire de particules de plus faible masse invariante est combinée en une pseudo-particule, dont la quadri-impulsion est définie comme la somme des quadri-impulsions des particules. Cette procédure est répétée jusqu'à atteindre une distance limite fixée par l'utilisateur (dans le cas de l'algorithme JADE, on appellera “jet” toute pseudo-particule de masse inférieure à la masse limite, quand la combinaison de n'importe quelle paire de ces pseudo-particules dépasserait cette limite), ou jusqu'à reconstruire un nombre de jets prédéterminé.

La distance Durham [31] a été introduite dans le but de résoudre en partie certains problèmes théoriques rencontrés par l'algorithme JADE, et permet notamment une meilleure

prédiction des taux de jets dans les événements $q\bar{q}$. Le schéma de recombinaison est identique à celui de Jade; seule la distance est modifiée: on remplace le critère de masse invariante par un critère d'impulsion transverse,

$$y_{ij} = \frac{2(1 - \cos \theta_{ij}) \min(E_i^2, E_j^2)}{E_{vis}^2}.$$

Il existe de nombreux algorithmes de reconstruction des jets. Une autre méthode de regroupement est par exemple proposée dans [32], où une particule peut être réattribuée au cours de la procédure. On peut également définir la quadri-impulsion d'une pseudo-particule de manière non-invariante de Lorentz.

On fera le choix par la suite de reconstruire un nombre fixé de jets, plutôt que de fixer une distance limite au delà de laquelle deux systèmes ne seront pas regroupés. Dans cette approche, les performances des divers algorithmes ont été trouvées identiques, et on a choisi d'utiliser l'algorithme de JADE avec la distance de Durham.

3.2 Ajustements contraints

Les jets de particules reconstruits comme indiqué dans la section précédente permettent de remonter à l'énergie et à l'impulsion des partons sous-jacents. Néanmoins, la corrélation entre jet et parton est limitée par la résolution du détecteur, par les erreurs de reconstruction et les pertes de particules dans les régions faibles du détecteur, et par d'éventuels effets de superposition de jets, entraînant un regroupement incorrect des particules.

Les événements recherchés dans cette thèse ne contiennent pas d'énergie manquante, ou uniquement due à des désintégrations secondaires. On peut alors exploiter la connaissance de l'état initial dont on dispose, et les lois de conservation d'énergie et d'impulsion. On utilisera dans les chapitres consacrés à l'analyse la méthode détaillée dans la référence [34].

L'impulsion corrigée du jet i s'écrit en fonction de l'impulsion mesurée:

$$\vec{p}_{i,corr.} = e^{a_i} \vec{p}_{i,mes.} + b_i \vec{p}_{i,1} + c_i \vec{p}_{i,2}.$$

Le facteur e^{a_i} contient la perte d'énergie due aux effets cités ci-dessus. Les vecteurs unitaires $\vec{p}_{i,1}$ et $\vec{p}_{i,2}$ sont transverses à la direction du jet, et leurs coefficients b_i et c_i permettent d'ajuster l'orientation du jet.

Les paramètres a_i , b_i et c_i sont déterminés par la méthode des multiplicateurs de Lagrange, sous les contraintes de conservation de l'énergie et de l'impulsion totales, c'est-à-dire:

$$\sum_i \vec{p}_{i,corr.} = \vec{0},$$

$$\sum_i E_{i,corr.} = \sqrt{s}.$$

Notons que l'on a la possibilité d'imposer des contraintes supplémentaires, si l'état final est en partie connu. On pourra par exemple imposer une cinquième contrainte:

$$m_{ij,corr.} = m_{donné}, \text{ ou}$$

$$m_{ij,corr.} = m_{kl,corr.},$$

si respectivement les jets i et j sont issus de la désintégration d'un objet de masse connue, ou si les dijets ij et kl représentent deux objets de masse égale.

Cette méthode permet d'améliorer considérablement la détermination de l'orientation et de l'énergie des jets, et donc éventuellement de la masse de l'objet dont la désintégration a donné lieu à un état final hadronique. Son utilisation est standard dans Delphi; deux champs d'application sont la mesure de la masse du W, et la recherche de bosons de Higgs.

3.3 Méthodes probabilistes

La classification de populations distribuées différemment sur un grand nombre de variables pose le problème de l'organisation de ces variables en vue d'une utilisation optimale de l'information qu'elles contiennent. On choisit dans cette thèse de résumer les événements par une variable simple, approximant leur rapport de densité de probabilité d'appartenir à l'une ou l'autre classe, et qui garantit en principe une classification optimale, c'est-à-dire donnant la meilleure pureté possible à l'efficacité de sélection donnée.

Si chaque événement peut appartenir à une population S ou F , et si pour chaque événement on mesure un ensemble \vec{x} de variables, on définit donc:

$$\mathcal{L} = \frac{f_F(\vec{x})}{f_S(\vec{x})}, \quad (3.1)$$

où f_F et f_S sont les densités de probabilités en \vec{x} de F et S , respectivement. On peut montrer que \mathcal{L} classe les événements aussi bien que possible.

Une bonne connaissance *a priori* de telles distributions de densité de probabilité nécessite toutefois l'accumulation d'échantillons de taille rapidement prohibitive quand le nombre de variables considérées grandit. L'utilisation pratique de la méthode requiert donc de choisir ou définir un ensemble de variables peu corrélées, pour lequel les f_i vérifient

$$f_i(\vec{x}) = f_i(x_1) \cdots f_i(x_n), \quad (3.2)$$

nous ramenant ainsi d'une densité à n dimensions, à n densités à une dimension. Si la population F est constituée de sous-populations F_1, \dots, F_n , on généralise l'expression précédente:

$$f_F(\vec{x}) = \alpha_1 f_{F_1}(\vec{x}) + \cdots + \alpha_n f_{F_n}(\vec{x}), \quad \alpha_1 + \cdots + \alpha_n = 1, \quad (3.3)$$

$$f_{F_i}(\vec{x}) = f_{F_i}(x_1) \cdots f_{F_i}(x_n). \quad (3.4)$$

On peut alors construire ces densités par histogrammation des échantillons, ou par ajustement de ces histogrammes s'il est plus pratique d'utiliser une expression analytique des distributions de densité de probabilité, et arriver au résultat souhaité. Les applications de la méthode décrite ci-dessus sont nombreuses dans la suite.

3.4 Reconnaissance des quarks b

On décrit ici la méthode Delphi d'étiquetage des quarks b. La méthode originale basée sur le temps de vol des mésons B est rappelée, et les résultats de l'inclusion de l'information contenue dans les vertex secondaires sont donnés. L'utilisation de l'impulsion transverse des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B a été développée pour cette thèse, et est décrite en fin de section.

3.4.1 Le VD et la mesure des paramètres d'impact

Le VD mesure le passage des particules chargées entre 6 et 11 cm du point d'interaction. Chaque couche de silicium traversée fournit une information dans le plan $r\phi$, transverse à l'axe du faisceau; les deux couches extérieures donnent également une information suivant l'axe du faisceau. Dans l'acceptance du VD, donnée au chapitre 2, la trajectoire des particules sera le plus souvent reconstruite à l'aide de trois points en $r\phi$, de résolution $\sim 8\mu m$, et deux points en z avec une résolution de $\sim 10\mu m/\sin\theta$. Une telle résolution par point permet une bonne précision sur l'extrapolation des traces vers le point d'interaction.

Pour reconstruire le vertex d'interaction primaire, les traces reconstruites sont extrapolées vers le centre de Delphi, et un ajustement de leurs trajectoires est effectué, qui prend en compte les incertitudes de mesure, afin de déterminer leur point d'intersection. Les traces ne satisfaisant pas aux critères de qualité imposés par l'algorithme [35] sont écartées de l'ajustement. De plus, lorsque la probabilité associée au χ^2 de l'ajustement est inférieure à 10^{-3} , la trace de plus forte contribution au χ^2 est écartée, et l'ajustement refait. On évite ainsi de fausser la position du vertex primaire en y incluant des particules issues de désintégrations secondaires.

Connaissant la position du vertex primaire, on peut pour chaque trace calculer les points de plus courte approche en $r\phi$ et en z , et définir ainsi les paramètres d'impact correspondants. On attribue au paramètre d'impact un signe positif si la trace coupe l'axe du jet auquel elle appartient en aval du vertex primaire, et un signe négatif dans le cas contraire: les traces à paramètre d'impact négatif sont en grande majorité dues aux incertitudes de mesure, tandis qu'un paramètre d'impact positif peut contenir une information physique quant à l'origine de la trace. On estime enfin la compatibilité d'une trace avec le vertex primaire en rapportant son paramètre d'impact à l'incertitude qui l'affecte. La grandeur définie par le rapport du paramètre d'impact et de son incertitude sera appelée signification dans la suite.

L'algorithme recherche également la présence de vertex secondaires comme des points d'intersection de traces incompatibles avec le vertex primaire. Un vertex secondaire est validé si sa distance au vertex primaire vaut au moins quatre fois l'incertitude sur cette distance.

3.4.2 La méthode du temps de vol

L'esprit de la méthode [35] est de calculer, pour un ensemble donné de traces, la probabilité que leurs paramètres d'impact observés soient dus aux incertitudes de mesure. Un jet de quark b, renfermant des particules dont les grands paramètres d'impact ont une origine physique, est alors attendu dans la région des faibles probabilités.

On détermine dans un premier temps la distribution en significances $f(S)$ des traces provenant du vertex primaire. De telles traces sont sélectionnées en demandant que le signe de leur paramètre d'impact soit négatif: comme discuté précédemment, les effets non instrumentaux sont ainsi efficacement découplés. On peut ensuite définir pour une trace de significances S_1 la probabilité qu'elle provienne du vertex primaire¹:

$$P(S_1) = \int_{S>S_1} dS f(S). \quad (3.5)$$

Pour un ensemble pertinent de N traces (par exemple, un jet), la probabilité que leur distribution en significances soit compatible avec l'hypothèse que les traces proviennent toutes du vertex primaire s'écrit alors:

$$P_{jet} = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!}, \quad (3.6)$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^N P(S_i) \quad (3.7)$$

On se restreint en fait avec avantage, à l'intérieur d'un jet, au sous ensemble des traces possédant un paramètre d'impact positif. La variable P_{jet} est construite pour être distribuée uniformément entre 0 et 1 pour les jets ne contenant pas de résidus de particules à long temps de vol. Si en revanche, un méson B s'y est désintégré, on observe dans le jet une ou plusieurs traces à forte significances positive, et on attend P_{jet} au voisinage de 0.

Cet algorithme permet une sélection efficace des jets de b , mais utilise trop peu d'information pour obtenir une pureté élevée. En effet, d'autres saveurs de quarks donnent également naissance à des mésons dont la désintégration est détectable. Parmi ceux-ci, les quarks étranges peuvent produire des mésons K_S^0 , volant en moyenne quelques dizaines de centimètres et se désintégrant en deux pions chargés dans deux cas sur trois. La grande majorité de ces désintégrations ont lieu assez loin du vertex primaire pour qu'une simple condition sur la valeur maximale autorisée des paramètres d'impact suffise à rejeter ces événements. Les quarks c , en revanche, produisent des mésons D dont la durée de vie est comparable (quoique légèrement inférieure) à celle des mésons B. Les particules de désintégration des mésons D sont moins nombreuses, et leurs paramètres d'impact en moyenne plus faibles, mais elles constituent néanmoins la limitation principale de la méthode.

3.4.3 L'information des vertex secondaires et la suppression du charme

L'algorithme décrit ici, complémentaire du précédent et récemment développé dans Delphi [36], tire un plus grand parti des différences entre mésons B et D. Leurs grandes différences de masse et d'énergie emportée sont notamment exploitées. Quand on reconstruit en partie le vertex de désintégration d'un méson lourd à l'intérieur d'un jet, on calcule en fait:

- la masse effective des particules incluses dans le vertex, notée M_s ,

1. Plus précisément, la formule suivante représente la probabilité a priori que la trace ait une significances plus grande que la valeur S_1 mesurée, dans l'hypothèse où elle est issue du vertex primaire.

- leur rapidité par rapport à l'axe du jet, notée R_s^{tr} ,
- la fraction de l'énergie chargée du jet qu'elles emportent, notée X_s^{ch} .

Les deux premières variables sont suggérées par la plus grande masse des mésons B: le vertex reconstruit aura bien sûr tendance à être plus massif qu'un vertex de D. D'autre part, même si un vertex de B est imparfaitement reconstruit (i.e., sa masse effective est faible), les particules associées sont de rapidité plus faible en moyenne que dans le cas d'un D.

La troisième variable est reliée aux fonctions de fragmentation des quarks lourds: après hadronisation, la fraction de l'énergie du jet emportée par le hadron contenant le quark original est en moyenne plus importante pour les quarks b que pour les quarks c.

La reconstruction des vertex secondaires est soumise aux mêmes critères de qualité que la reconstruction du vertex primaire. Les vertex trouvés sont validés s'ils sont éloignés du vertex primaire d'une distance au moins quatre fois plus grande que l'erreur sur cette distance, et si la probabilité combinée (voir l'équation 3.7) des traces incluses est inférieure à 1%. Cette procédure permet de trouver un vertex secondaire dans environ un jet de b sur deux, un jet de c sur 10, et un jet de quark léger (u, d, ou s) sur cent. Pour cette dernière catégorie de quarks, les vertex trouvés sont très majoritairement dus à des erreurs de reconstruction.

Les distributions des variables décrites ci-dessus sont représentées en figure 3.1, aux côtés de la distribution de la probabilité associée aux traces à paramètres d'impact positifs. On peut maintenant combiner toute l'information en une variable globale, construite suivant la méthode décrite en section 3.3. Les distributions des variables pour les populations b, c, et uds sont déterminées par ajustement des histogrammes. Quand on reconstruit un vertex secondaire, la densité de probabilité pour le jet contenant le vertex d'appartenir à la population i s'écrit dans l'approximation des variables décorréelées:

$$f_i = f_{i,PI}(-\log P_j^+) \times f_{i,s1}(M_s) \times f_{i,s2}(R_s^{tr}) \times f_{i,s3}(X_s^{ch}), \quad (3.8)$$

$$\equiv f_{i,PI} \times f_{i,s} \quad (3.9)$$

et la variable combinée qui en découle est:

$$y = \frac{n_{uds}f_{uds} + n_c f_c}{f_b}. \quad (3.10)$$

où n_{uds} et n_c sont les proportions de jets de saveur uds et c contenant un vertex secondaire, normalisées telles que $n_{uds} + n_c = 1$. Bien sûr, cette méthode n'apporte de l'information que lorsqu'un vertex est trouvé. On étend la définition de y au cas où il n'y a pas de vertex en redéfinissant les f_i :

$$f_i = (1 - P_{i,s}) \times f_{i,PI} \text{ s'il n'y a pas de vertex secondaire,} \quad (3.11)$$

$$= P_{i,s} \times f_{i,PI} \times f_{i,s} \text{ si un vertex est trouvé, et} \quad (3.12)$$

$$y = \frac{f_{uds} + f_c}{f_b}. \quad (3.13)$$

Les $P_{i,s}$ sont les probabilités de trouver un vertex secondaire dans un jet de saveur i . Ces variables contiennent les n_i , d'où leur disparition de l'expression de y . La figure 3.2

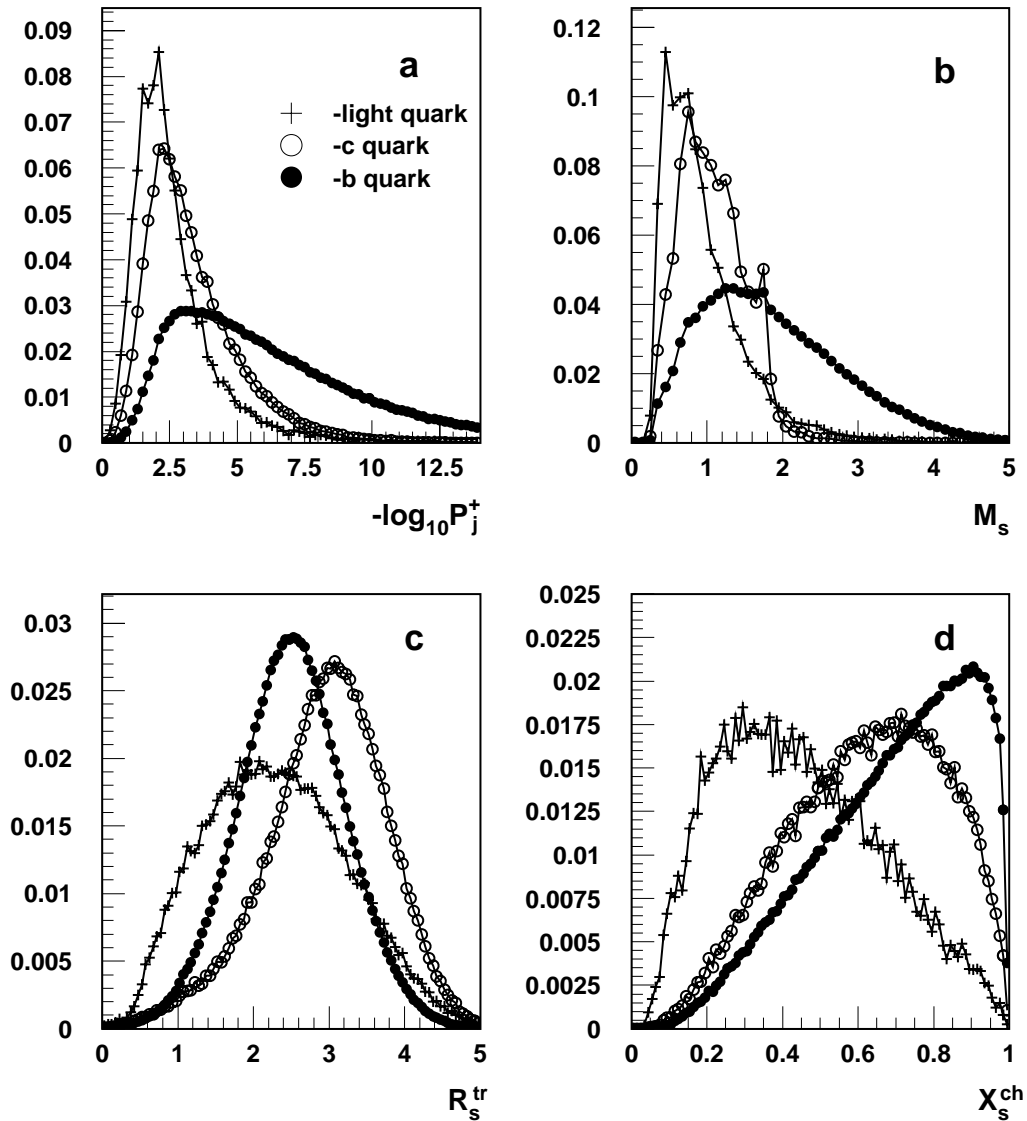


FIG. 3.1 – Étiquetage de b : distributions, pour les différents saveurs, de la probabilité associée aux traces à paramètres d'impact positifs, de la masse effective du vertex secondaire, de la rapidité des traces associées au vertex secondaire, et de la fraction de l'énergie chargée du jet emportée par le vertex secondaire [36].

illustre, pour les jets ayant un vertex secondaire, l'amélioration dans la sélection des jets de b apportée par chaque nouvelle variable.

3.4.4 La contribution des leptons

Toute l'information considérée jusqu'à présent repose sur la lecture du VD, et un méson B se désintégrant en dehors de son acceptance, ou trop près du vertex primaire ne peut pas être identifié. Un étiquetage alternatif, moins puissant intrinsèquement mais entièrement indépendant de la mesure des paramètres d'impact consiste à chercher dans les jets des leptons de grande impulsion transverse. Similairement au cas des vertex secondaires, de tels leptons sont trouvés plus fréquemment dans les jets de b que dans les jets de saveur différente, et leur impulsion transverse moyenne est plus grande. Cette section décrit l'implémentation de l'étiquetage leptonique, et son inclusion dans l'étiquetage standard de Delphi.

Il est intéressant, pour valider a priori la méthode, d'évaluer l'amélioration qu'on peut en attendre. On fait l'hypothèse que les jets de b renfermant un vertex secondaire sont déjà étiquetés, et que le gain ne peut venir que des jets sans vertex. Si on suppose un rapport d'embranchement $b \rightarrow l$ de 20% (10% électron et 10% muon, et sans compter les désintégrations indirectes $b \rightarrow c \rightarrow l$), et qu'un lepton sur deux aura une impulsion transverse suffisante pour identifier une désintégration de méson B, on prévoit un gain maximal de l'ordre de 5% absolu. L'amélioration sera moins forte en pratique, car il faut encore tenir compte des inefficacités d'identification des leptons.

Il nous faut donc déterminer les probabilités $P_{i,l}$ de trouver un lepton dans un jet de saveur i , et pour chacune de ces saveurs, déterminer le spectre en impulsion transverse des leptons identifiés. Ces spectres seront notés $f_{i,l}(p_T)$, en analogie avec les notations définies précédemment. Une fois ces quantités connues, on procède comme d'habitude pour la combinaison de l'information; les f_i sont redéfinies comme

$$f_i \rightarrow f_i \times (1 - P_{i,l}) \text{ s'il n'y a pas de lepton,} \quad (3.14)$$

$$f_i \rightarrow f_i \times P_{i,l} \times f_{i,l}(p_T) \text{ si un lepton est identifié,} \quad (3.15)$$

et l'expression de y est inchangée.

Les $P_{i,l}$ et les $f_{i,l}$ sont calibrées avec les désintégrations hadroniques du Z^0 enregistrés en 1994. Le grand nombre d'événements enregistrés et simulés au pic du Z^0 permet un contrôle satisfaisant de la reproduction des données par la simulation; en particulier, on s'assure que les rapports d'embranchement semi-leptoniques des mésons B et D sont suffisamment connus, et que la cinématique des désintégrations semi-leptoniques de ces mésons est bien comprise.

L'analyse se déroule comme suit. Pour chaque événement, les particules reconstruites sont considérées si elles satisfont aux critères de qualité décrits au chapitre 2. Afin de ne retenir que les désintégrations hadroniques du Z^0 , on demande que les événements contiennent au moins huit particules chargées. L'énergie emportée par ces particules doit être plus grande que 20% de l'énergie incidente, c'est-à-dire $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}$.

Les particules reconstruites sont regroupées en jets avec l'algorithme de JADE, dont la distance a été fixée à 0.01 (voir la section 3.1). L'algorithme d'étiquetage de b, basé sur les paramètres d'impact et les vertex secondaires et décrit dans les sections précédentes,

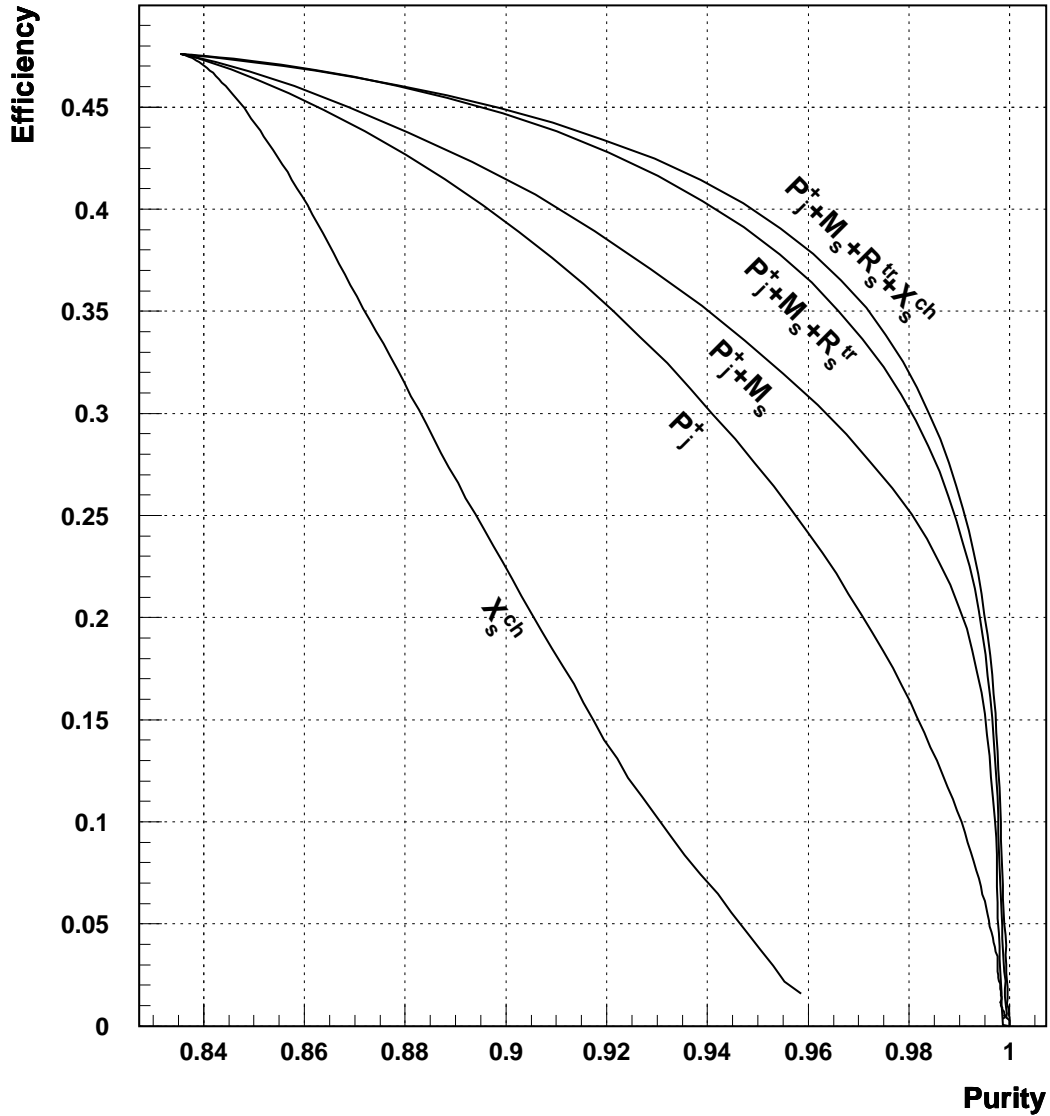


FIG. 3.2 – Étiquetage de b : courbes d'efficacité de sélection des jets de b en fonction de la pureté, pour la méthode originale basée sur les paramètres d'impact uniquement, et pour la méthode incluant les vertex secondaires [36].

est appliqué aux jets. Enfin, on recherche les particules identifiées comme des muons ou comme des électrons. Les muons sont acceptés s'ils sont présentés comme *standard* par les chambres à muons et identifiés par le HCAL, ou s'ils sont présentés comme *tight* par les chambres à muons; les électrons sont acceptés s'ils sont *tight* uniquement. Les performances de ces critères d'identification sont donnés au chapitre 2. On a volontairement choisi des critères privilégiant une excellente pureté, au détriment de l'efficacité d'identification, en raison de l'environnement très majoritairement composé de hadrons chargés au sein duquel on doit sélectionner les leptons.

L'impulsion transverse des leptons sélectionnés est calculée en soustrayant les leptons du jet auquel ils appartiennent. Enfin, si deux leptons sont trouvés dans un jet, on ne garde que le lepton de plus grande impulsion transverse.

La distribution en y des jets est représentée en figure 3.3, et la distribution en impulsion transverse des leptons est représentée en figure 3.4. On notera l'excellent accord entre données et simulation. Les contributions des quarks uds, c et b sont indiquées; comme attendu, la plus importante contribution leptonique vient des quarks b, et particulièrement aux grands p_T . On peut enrichir cet échantillon en leptons de quarks b par une coupure sur y , afin de confirmer la bonne qualité de la description des désintégrations semi-leptoniques des mésons B. La figure 3.5 représente la distribution en p_T pour les jets satisfaisant à la condition $y > 0$.

L'information qu'on prétend utiliser s'étant avérée fiable, on peut déterminer les paramètres de l'étiquetage leptonique sur la simulation. On trouve, par simple comptage, les probabilités suivantes:

$$\begin{aligned} P_{uds,l} &= 3.0\%, \\ P_{c,l} &= 9.8\%, \\ P_{b,l} &= 18.7\%. \end{aligned}$$

Le rapport entre les valeurs trouvées pour $P_{c,l}$ et $P_{b,l}$ s'explique par la présence d'au moins un quark charmé dans chaque désintégration de quark b, d'où la contribution $c \rightarrow l$ commune aux deux processus. On trouve de fait deux leptons dans environ 1% des jets de b, lorsqu'une double désintégration leptonique ($b \rightarrow c + l$ puis $c \rightarrow l$) a eu lieu. C'est, dans ce cas, le premier lepton qui nous intéresse; on choisit dans cet esprit, comme décrit auparavant, le lepton de plus grande impulsion transverse.

D'autre part, les valeurs trouvées sont légèrement plus faibles que ce qu'on attend compte tenu des rapports d'embranchement $b, c \rightarrow l$ et des efficacités d'identification. Cette perte est due aux leptons très isolés, que l'algorithme de reconstruction des jets a échoué à attribuer à leur jet parent.

On choisit d'utiliser les spectres en impulsion transverse pour les populations uds, c, et b sous la forme d'ajustements des rapports $f_{uds,l}/f_{b,l}$ et $f_{c,l}/f_{b,l}$. On divise en fait canal par canal les contributions uds et c par la contribution b de la figure 3.4, et l'histogramme résultant est ajusté à l'aide de deux fonctions de forme $a + \exp(bx)$, avec $b < 0$. Le résultat est illustré sur la figure 3.6, en haut, où on a combiné les fonctions en une seule pour simplifier la représentation. On peut interpréter cette figure en disant qu'un jet renfermant un lepton de faible p_T "ressemble trois fois plus" à un jet u, d, s ou c qu'à un jet de b; aux grandes valeurs de p_T , le jet peut ressembler jusqu'à cinq fois plus à un jet de b qu'à un jet de saveur u, d, s ou c.

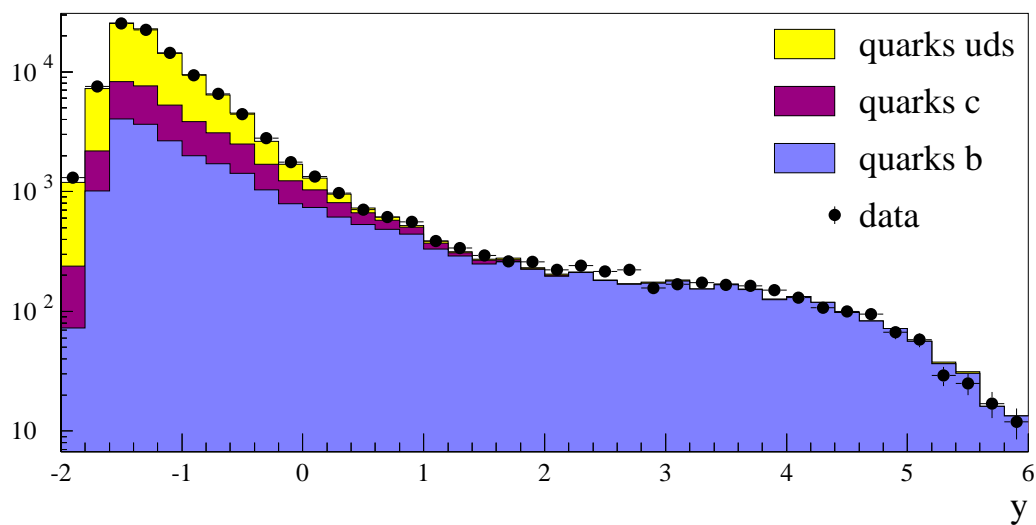


FIG. 3.3 – Étiquetage de b : distribution de la variable y combinant l'information du temps de vol et des vertex secondaires.

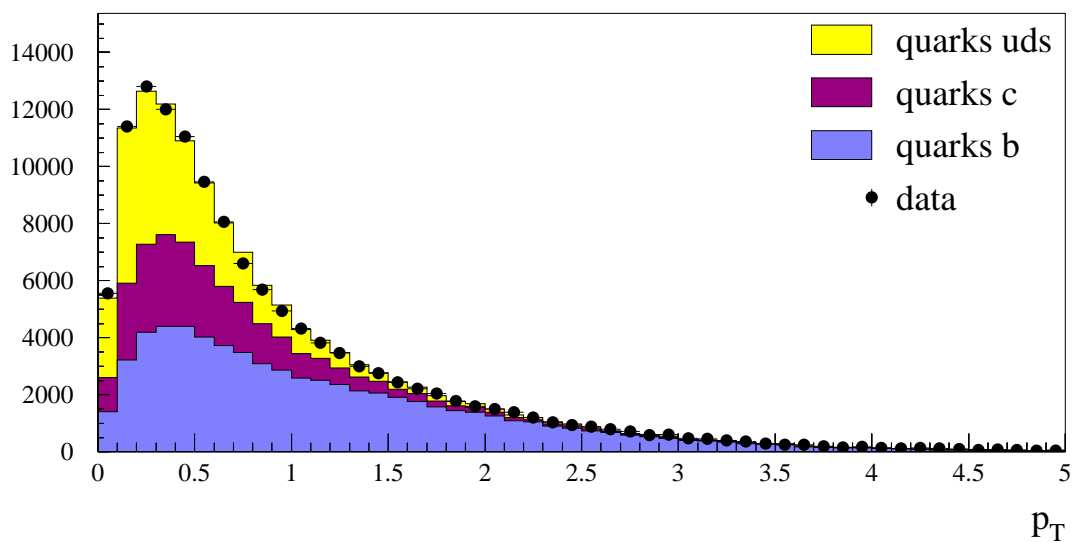


FIG. 3.4 – Étiquetage de b : impulsion transverse (en GeV) des leptons identifiés dans les désintégrations hadroniques du Z^0 .

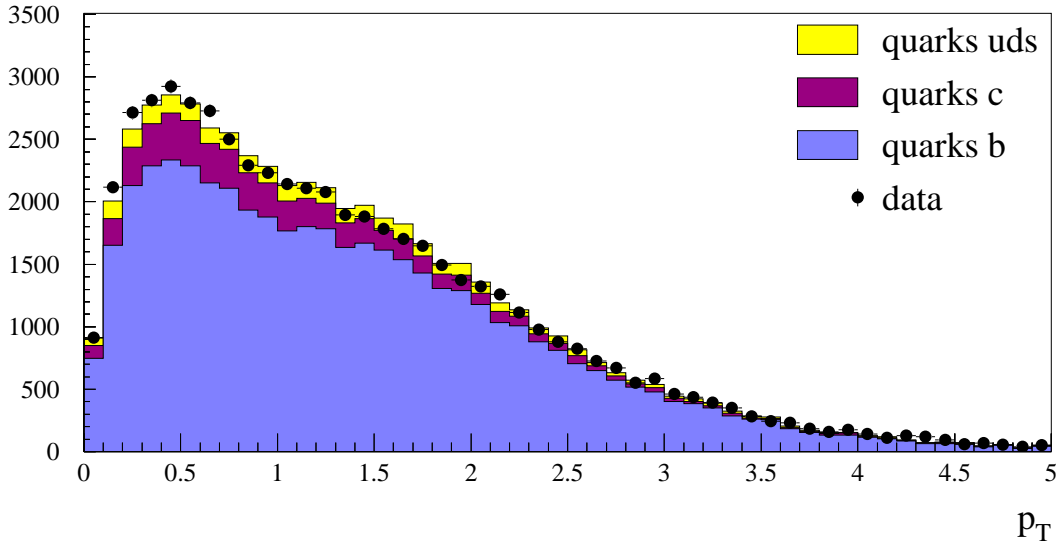


FIG. 3.5 – *Étiquetage de b: impulsion transverse (en GeV) des leptons identifiés dans les désintégrations hadroniques du Z^0 , pour un échantillon enrichi en événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.*

Comparons maintenant la performance du nouvel étiquetage incluant les désintégrations semi-leptoniques, au précédent ne profitant que des paramètres d'impact et des vertex secondaires. La figure 3.7 comporte les courbes d'efficacité de sélection des jets de b en fonction de l'efficacité de sélection des jets de quarks u, d, s, c. On constate une amélioration atteignant 3% dans la région des hautes efficacités, correspondant à ce qu'on attend a priori. Dans la région des hautes puretés, l'étiquetage est assuré bien plus efficacement par le temps de vol, et la contribution des leptons γ est moins importante.

Ce résultat est important pour les recherches de bosons de Higgs à LEP200, où les faibles taux de comptage nécessitent une sélection efficace des événements de signal. Il faut vérifier, toutefois, que l'algorithme décrit ci-dessus est applicable tel quel dans les analyses exposées plus loin. Le problème qui se pose est le suivant: on fera le choix, à LEP200, d'imposer la reconstruction d'un nombre de jets fixé, en l'occurrence quatre. Cette procédure est adaptée à l'étude des événements à quatre quarks. Les jets n'auront pas les mêmes caractéristiques que ceux qu'on considère ici; en particulier le spectre en impulsion transverse des leptons est probablement différent. D'autre part, on ne dispose pas d'assez d'événements simulés à haute énergie pour spécifiquement calibrer la méthode en vue de la recherche de bosons de Higgs, et de toute façon une telle calibration manquerait de polyvalence. La figure 3.6, partie basse, montre que les rapports des distributions ne sont pas trop différentes, ce qui est suffisant. Les jets u, d, s, c sont sélectionnés dans les désintégrations hadroniques de paires W^+W^- , et les jets de b sont pris dans des événements hA.

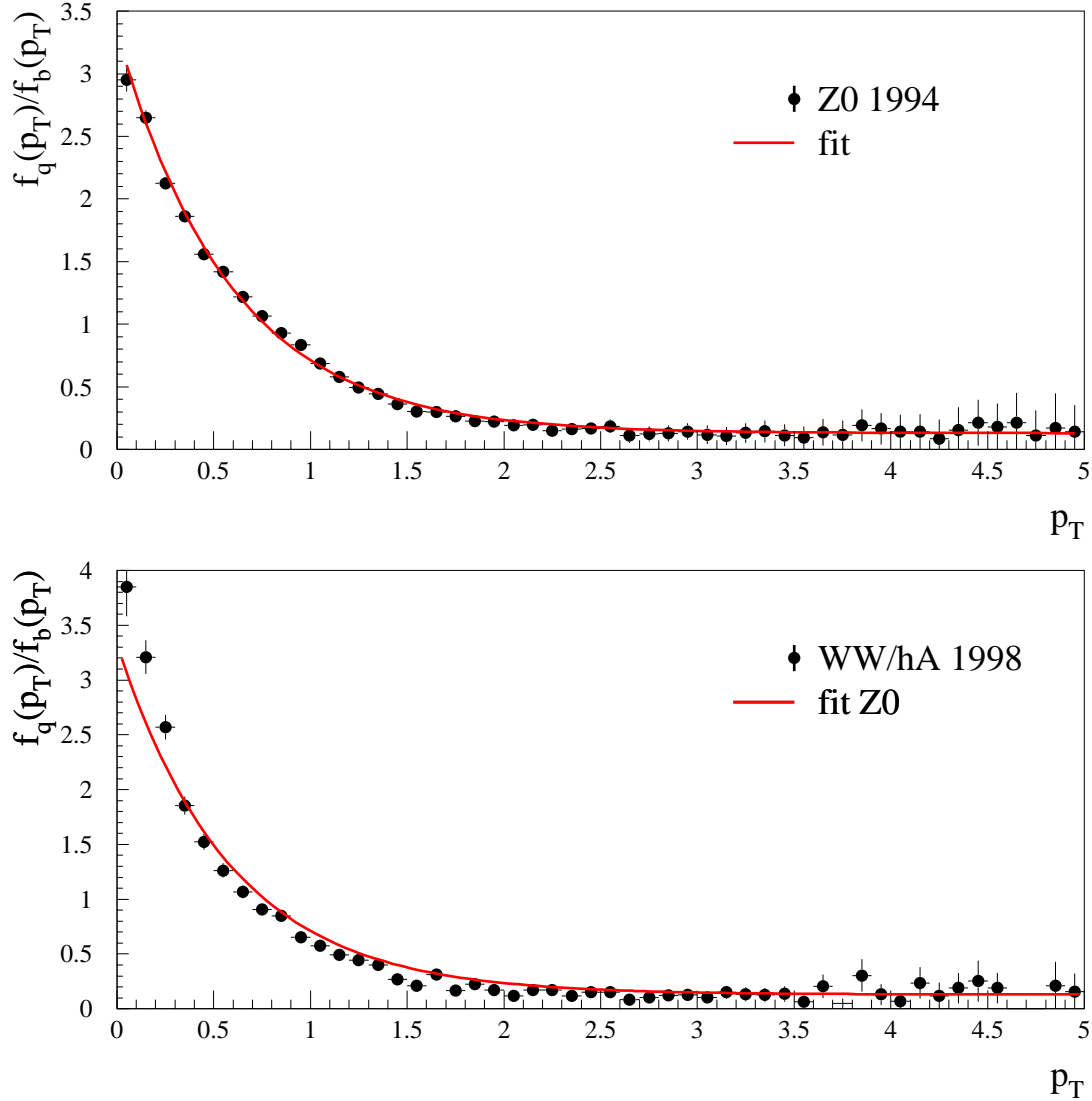
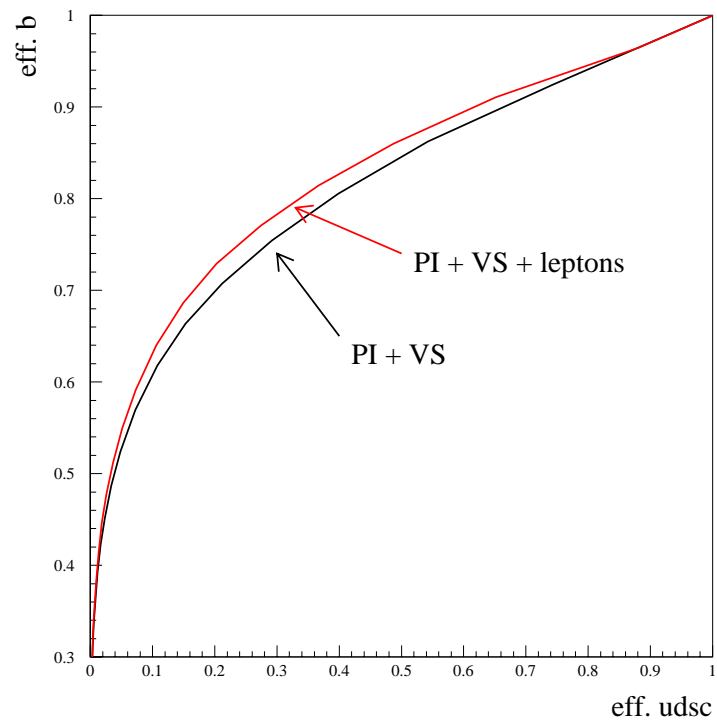


FIG. 3.6 – Étiquetage de b : rapports de vraisemblance q/b en fonction de l'impulsion transverse du lepton mesuré. En haut, calibration sur des événements au pic du Z^0 ; en bas, comparaison de la courbe de calibration avec le rapport trouvé à haute énergie, dans des événements simulés W^+W^- et hA .



désaccords si les taux sont plus grands dans la simulation. On évite de cette façon une surestimation de l'efficacité d'étiquetage des quarks b dans la simulation.

Si l'application d'une telle procédure sur les données de 1994 n'est pas nécessaire comme le montrent les figures 3.4 et 3.5, il n'en est pas ainsi pour les données récentes, dont la compréhension est encore imparfaite.

On sélectionne comme précédemment un lot d'événements très pauvre en quarks b , en demandant que la probabilité que toutes les traces à paramètre d'impact positif proviennent du vertex primaire soit supérieure à 10%. On compte ensuite le nombre de leptons identifiés par événement sélectionné, dans les données et dans la simulation, et on considère le rapport données/simulation de ce nombre. On trouve, pour les désintégrations des Z^0 de 1997 et 1998:

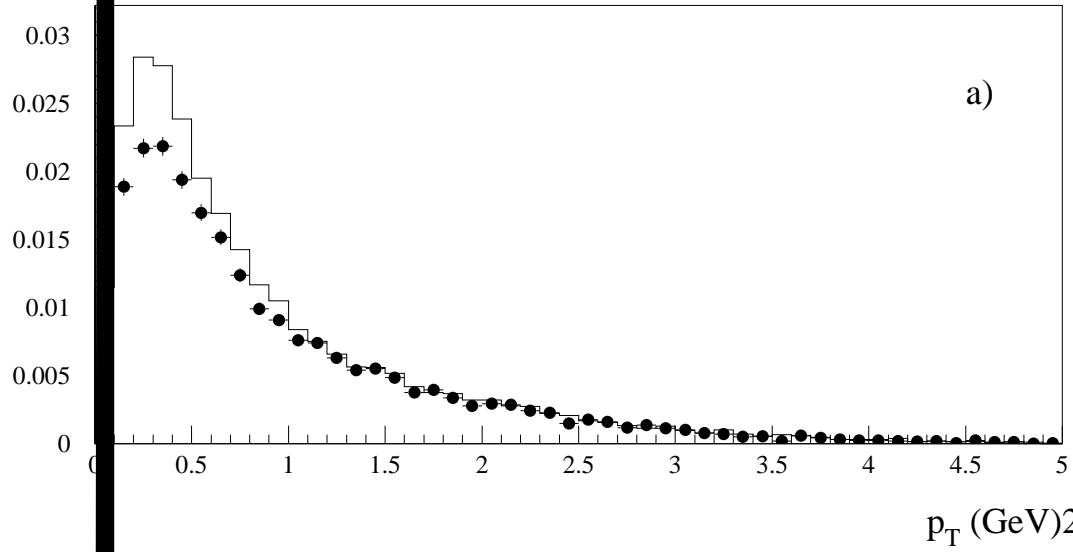
Identification	1997	1998
e tight	0.797	0.731
μ standard + HCAL	1.070	1.049
μ tight	1.061	1.114

TAB. 3.1 – *Étiquetage de b : comparaison des taux d'identification des leptons utilisés par l'étiquetage, dans les données de 1997 et 1998.*

Il y a donc plus de particules identifiées comme des muons dans les données que dans la simulation, et l'excès est de l'ordre de 5-10%. Cet effet est ancien et dû à une légère sous-estimation de la pénétration du HCAL par les hadrons dans la simulation: il arrive donc plus souvent dans les données que la gerbe initiée par un hadron ne soit pas entièrement contenue, auquel cas les particules secondaires émergeant derrière le HCAL peuvent donner des coups dans les chambres à muons et occasionner une fausse identification. La contamination des électrons par des hadrons, en revanche, est surestimée dans la simulation, principalement à cause d'une simulation imparfaite de la forme des gerbes hadroniques dans la HPC.

Il n'est bien sûr pas question de modifier les algorithmes d'identification des leptons: on se contente ici de considérer aléatoirement une fraction des leptons identifiés dans la simulation comme non-identifiés, de façon que les taux d'identification réels et simulés correspondent. En particulier, comme on ne modifie pas les données, on ne fait rien pour les muons; un tirage au sort est en revanche effectué pour chaque électron identifié dans la simulation, et 79.7% (respectivement 73.1%) de ces électrons sont gardés dans les événements simulés de 1997 (1998).

Le résultat de cet ajustement, appliqué à tous les Z^0 de 1998 (y compris les événements à faible probabilité), est montré dans la figure 3.8. Une réduction semblable du désaccord est obtenue dans les données de 1997. On note un léger désaccord résiduel dans la région des faibles impulsions transverses, provenant des événements à faible probabilité dont on ne se sert pas pour calibrer l'ajustement. La région fiable est sensiblement étendue: avant ajustement, la distribution est bien reproduite au-delà de $p_T = 1$ GeV, et cette limite est ramenée à 500 MeV après ajustement, avec un désaccord beaucoup plus faible en deçà.



3.5 Le calcul des niveaux de confiance

L'objectif de cette thèse est de tester la présence de bosons de Higgs dans les événements enregistrés par Delphi en 1997 et 1998. On introduit ici les outils formels permettant de répondre à cette question, ainsi que la méthode utilisée par la collaboration pour exploiter ces outils de façon optimale.

On utilise la connaissance a priori des processus standard et du signal pour définir une statistique, dite statistique du test, et qui classe les résultats d'expériences suivant leur ressemblance ou non au signal. L'exemple le plus simple de statistique du test est le taux de comptage; la comparaison de l'observation avec les taux attendus en l'absence et en présence d'événements Higgs peut permettre de préférer l'une ou l'autre des hypothèses. Il découle du caractère aléatoire de cette statistique que l'hypothèse défavorisée n'est jamais absolument exclue, mais exclue avec un niveau de confiance donné; ce niveau de confiance sera conclusif si la statistique du test est distribuée très différemment d'une hypothèse à l'autre. Les conséquences de cette dernière remarque quant au choix de la statistique du test seront également discutées.

3.5.1 Les niveaux de confiance

On pourra toujours construire la statistique, X , de façon qu'elle croisse quand les expériences ressemblent de plus en plus au signal recherché. Les niveaux de confiance dans l'hypothèse dite nulle (fond seulement, notée f) et dans son alternative (signal+fond, ou $s + f$) sont alors définis, dès lors qu'on dispose d'une observation, par la probabilité que X soit inférieure à l'observation X_{obs} :

$$\begin{aligned} \text{CL}_f &= P_f(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_f}{dX} dX \\ \text{CL}_{s+f} &= P_{s+f}(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_{s+f}}{dX} dX \end{aligned} \quad (3.16)$$

où les dP_i/dX sont les distributions de la statistique X dans l'hypothèse i . On appelle finalement niveau de confiance dans le signal CL_s la normalisation du niveau de confiance dans l'hypothèse signal+fond par le niveau de confiance dans l'hypothèse fond seulement:

$$\text{CL}_s = \frac{\text{CL}_{s+f}}{\text{CL}_f} \quad (3.17)$$

et on dira que l'hypothèse signal est exclue avec une confiance α quand

$$1 - \text{CL}_s > \alpha. \quad (3.18)$$

Cette prescription "fréquentiste modifiée" est une manière sûre de soustraire la partie commune aux hypothèses signal+fond et fond seulement, et de définir les hypothèses signal et absence de signal proprement dites. Par exemple, si une expérience rapporte un taux d'événements observé si faible que même l'hypothèse fond seulement est défavorisée, l'utilisation directe de CL_{s+f} entraîne une exclusion artificiellement forte. La prescription

3.17 revient à utiliser le niveau de confiance dans l'hypothèse signal+fond “en unités” du niveau de confiance dans l'hypothèse fond seulement, et empêche l'exclusion de profiter des fluctuations du fond.

Dans le cas d'un signal dû à une particule dont seule la masse est inconnue, on teste alors toutes les masses pertinentes, et le résultat complet de la recherche est une courbe représentant le niveau de confiance dans le signal en fonction de la masse. On peut finalement choisir un niveau de confiance au-dessous duquel on déclare le signal exclu et donner ainsi une limite sur la masse du signal.

3.5.2 Le choix de la statistique du test

On cherche clairement une statistique dont les distributions attendues soient les plus différentes possibles suivant qu'on regarde une hypothèse ou son alternative. En d'autres termes, à CL_f donné, on cherche la statistique qui maximise la probabilité d'exclure un faux signal.

Il n'existe pas, dans le cas général, de telle statistique “uniformément optimale”, par où on entend une statistique optimale pour tout CL_f . Toutefois, dans le cadre des tests d'hypothèses simples (*i.e.*, parfaitement spécifiées) que nous faisons ici, on peut montrer [38] que la statistique suivante:

$$X = \frac{\mathcal{L}_{s+f}}{\mathcal{L}_f}, \quad (3.19)$$

appelée rapport de vraisemblances des hypothèse signal+fond et fond seulement, est uniformément optimale.² Si on fait une expérience de comptage, par exemple,

$$\begin{aligned} X &= \frac{(s+f)^n e^{-(s+f)}}{f^n e^{-f}} \\ &= e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s}{f}\right), \end{aligned} \quad (3.20)$$

où s et f sont les taux d'événements de signal et de fond attendus, et n le nombre d'événements observé, représente le rapport des densités poissonniennes dans les hypothèses $s+f$ et f , et utilise toute l'information mesurée. On peut bien sûr augmenter la puissance du test en utilisant des caractéristiques des événements observés, si celles-ci sont distribuées différemment pour le signal et pour le fond. Si on mesure pour chaque événement une variable x , distribuée comme $S(x)$ pour le signal et comme $B(x)$ pour le fond, on définit:

$$\begin{aligned} X^x &= \frac{(s+f)^n e^{-(s+f)}}{f^n e^{-f}} \prod_{i=1}^n \frac{s S(x_i) + f B(x_i)}{s+f} \\ &= e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s S(x_i)}{f B(x_i)}\right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

2. Ce résultat rappelle bien sûr celui de la section 3.3.

On aura $X^x \geq X$ pour les expériences ressemblant à l'hypothèse $s + f$, et $X^x \leq X$ pour les expériences fond seulement. Le recouvrement des distributions de X^x pour les hypothèses f et $s + f$ est donc inférieur à celui des distributions de X : si on se donne un résultat d'expérience ressemblant à l'hypothèse f et tel que $CL_f^x = CL_f$, on trouve $CL_{s+f}^x < CL_{s+f}$; en conséquence le test X^x est plus puissant que X .

Cette section s'achève sur une remarque importante quant à la manière d'utiliser au mieux le résultat d'une recherche. Puisque $P(X^x \leq X_{obs}^x) = P(\ln X^x \leq \ln X_{obs}^x)$, on peut redéfinir gratuitement:

$$X^x \rightarrow \ln X^x = -s + \sum_{i=1}^n \ln \left(1 + \frac{sS(x_i)}{fB(x_i)} \right), \quad (3.22)$$

et le test du rapport de vraisemblance apparaît comme une expérience de comptage d'événements pondérés. Quels que soient les taux attendus d'événements de fond et de signal, la distribution de X^x reçoit une contribution venant des événements de fond qui ne dépend de pas l'hypothèse f ou $s + f$ considérée; le recouvrement des distributions de X^x dans les hypothèses f ou $s + f$ ne dépend donc que du taux d'événements de signal, et diminue quand ce taux augmente. À section efficace fixée, ce taux ne dépend que de l'efficacité de sélection du signal; en conclusion, la puissance de X^x est maximale quand aucune sélection sur la base des $S(x_i)$, $B(x_i)$ n'est appliquée en amont.

3.5.3 Mise en œuvre de la méthode dans Delphi

Dans le cas simple des expériences de comptage, l'expression analytique des dP_i/dX est connue, et le calcul des niveaux de confiance immédiat. On doit toutefois renoncer à cette facilité si on exploite la mesure de variables associées aux événements, et dont les distributions n'ont pas d'expression analytique. Les équations 3.16 sont alors intégrées par tirages Monte-Carlo.

La méthode [39] utilise, en plus des taux d'événements de fond et de signal, dont on sait qu'ils suivent une distribution poissonnienne, les distributions B et S de la variable mesurée x sous forme d'histogrammes. Ces distributions sont connues d'après la simulation des processus, ou par interpolation des histogrammes entre les points simulés (par exemple, la distribution de la masse reconstruite d'un Higgs de 87 GeV peut-être estimée depuis les distributions simulées à 85 GeV et 90 GeV). Les distributions dP_i/dX^x sont obtenues par le tirage d'un grand nombre d'expériences de pensée représentant les hypothèses soumises au test.

La connaissance de ces distributions permet finalement d'évaluer la performance *a priori* d'une analyse en en déduisant, par exemple, le niveau de confiance dans l'hypothèse s attendu en moyenne (*i.e.*, sur un grand nombre d'expériences) si l'hypothèse s est fautive. Cette quantité sera régulièrement utilisée dans la suite, et sera notée $\langle CL_s \rangle_b$. On préférera l'analyse minimisant ce niveau de confiance. De même, on déduira des résultats X_{obs}^x des recherches présentées dans cette thèse les niveaux de confiance observés dans les hypothèses signal+fond et fond seulement, en comptant la fraction d'expériences de pensée représentant f et $s + f$, et satisfaisant $X^x \leq X_{obs}^x$.

Chapitre 4

Processus standards, signal et présélection

La production de bosons de Higgs du modèle standard et du MSSM à LEP200 se caractérise la présence dans l'état final de deux objets lourds, dont on ne considérera que les désintégrations entièrement hadroniques.

Ces événements sont en moyenne sphériques et caractérisés par une grande multiplicité. Comme par ailleurs la grande majorité des produits de désintégration sont détectés, l'énergie totale reconstruite dans ces désintégrations doit être de l'ordre de l'énergie disponible dans l'état initial. Ce chapitre décrit une première sélection d'événements, dont le but est de rejeter tous les événements faillissant à ces critères, et de limiter ainsi les échantillons de données et de simulation à prendre en compte.

4.1 Les processus standard à LEP200

Les seuls processus survivant de façon significative aux sélections décrites ci-après sont la production de paires $q\bar{q}$, et la production de quatre fermions par l'intermédiaire de paires de bosons de jauge chargés (WW) ou neutres (Z/γ^* Z/γ^*), éventuellement accompagnés d'un ou plusieurs photons rayonnés dans l'état initial.

La section efficace de production de paires $q\bar{q}$ est grande (~ 100 pb), mais la ressemblance moyenne de ce processus avec le signal est faible. La fraction de ces événements présentant une sphéricité comparable au signal est de l'ordre de quelques pourcents, et on pourra en éliminer une partie significative au niveau de la présélection. La simulation des ces événements est effectuée avec le générateur PYTHIA [40], et sa prédiction pour les sections efficaces $q\bar{q}$ aux énergies considérées dans cette thèse est indiquée en table 4.1.

Parmi les événements à quatre fermions, les paires WW et ZZ sont de cinématique très comparable au signal. Les paires WW en constituent la plus grande partie (environ 90%), et la majorité des autres événements sont des paires $Z\gamma^*$. Par exemple, à $\sqrt{s} = 183$ GeV, la section efficace de production de paires WW donnée par PYTHIA vaut $\sigma_{WW} = 15.5$ pb, la section efficace $Z\gamma^*$ est $\sigma_{Z\gamma^*} = 1.0$ pb, et la section efficace ZZ est $\sigma_{ZZ} = 0.2$ pb (on appelle ici $Z\gamma^*$ les événement où le γ^* est de masse inférieure à 50 GeV, et ZZ les autres). On utilise en pratique les résultats obtenus avec le générateur EXCALIBUR [41], qui génère de front les événements WW , la partie des événements ZZ et $Z\gamma^*$ interférant avec ces derniers, et l'ensemble des états finals entièrement hadroniques des événements ZZ et $Z\gamma^*$. Les

$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	σ_{tot}	$\sigma_{4partons}$	stat. (evts)
4f	16.5 pb	7.7 pb	$8.2 \cdot 10^5$
$q\bar{q}(\gamma)$	107.5 pb	$\sim 4.4 \text{ pb}$	$8.7 \cdot 10^4$

$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	σ_{tot}	$\sigma_{4partons}$	stat. (evts)
4f	17.7 pb	8.2 pb	$2.1 \cdot 10^6$
$q\bar{q}(\gamma)$	99.0 pb	$\sim 4 \text{ pb}$	$1.6 \cdot 10^5$

TAB. 4.1 – Sections efficaces totale et en quatre partons des processus WW , Z/γ^* Z/γ^* , $q\bar{q}$. Les deux premiers processus sont regroupés sous l'étiquette “4f”. La section efficace en quatre partons du processus $q\bar{q}$ dépend bien sûr de la distance de regroupement y_{cut} choisie, et est donnée à titre indicatif (extrapolée de [42], où les auteurs ont choisi $y_{cut} = 0.0015$, avec l'algorithme Durham).

sections efficaces obtenues sont données dans la table 4.1, avec les statistiques simulées.

4.2 Le signal

Les événements recherchés sont simulés avec le générateur HZHA [43]. Ce programme utilise les résultats de [9] pour le calcul des sections efficaces de production du boson de Higgs dans le modèle standard, et les résultats de [11] pour la prédiction des masses et des angles de mélange dans le modèle supersymétrique minimal. Les rapports d'embranchement sont calculés avec le programme HDECAY [56]. La table 4.2 donne les sections efficaces de production des bosons de Higgs et leurs rapports d'embranchement en quarks b pour les points de simulation utilisés dans cette thèse, ainsi que les statistiques simulées.

4.3 La présélection

4.3.1 Sélection des particules

Les analyses présentées dans cette thèse utilisent des critères de sélection des particules reconstruites adaptés aux événements hadroniques et sans énergie manquante. Ces critères sont choisis communément par la collaboration, et permettent d'écarter des analyses les particules mal mesurées. On demande, pour les traces chargées:

- $p > 100 \text{ MeV}$;
- $PI_{r\phi} < 4cm$;
- $PI_z < 10cm$;

où p est l'impulsion mesurée, et les PI sont les paramètres d'impact mesurés dans les plans $r\phi$ et z . On attribue génériquement la masse des pions chargés à toutes les particules chargées sélectionnées, et il est tenu compte de cette masse dans le calcul de l'énergie des particules et de l'événement. Les particules neutres doivent vérifier:

- $E_{HCAL} > 500 \text{ MeV}$;
- $E_{EMC} > 200 \text{ MeV}$;

$$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}, \text{ hZ, modèle standard}$$

m_h (GeV)	70.0	75.0	80.0	85.0	90.0	92.5	95.0	97.5
σ_{hZ} (pb)	0.81	0.70	0.59	0.46	0.32	0.24	0.14	0.05
$BR(bb)$ (%)	85.5	85.0	84.6	84.1	83.5	83.2	82.9	82.5
stat. (evts)	2000	2000	2000	5000	5000	3000	5000	3000

$$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}, \text{ hA, } \tan \beta = 2$$

m_A (GeV)	65.0	70.0	75.0	80.0	85.0
m_h (GeV)	55.6	57.9	60.1	62.3	64.3
$BR(bbbb)$ (%)	83.8	83.6	83.4	83.2	83.0
σ_{hA} (pb)	0.11	0.08	0.06	0.05	0.03
stat. (evts)	2000	5000	5000	3000	2000

$$\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}, \text{ hA, } \tan \beta = 20$$

m_A (GeV)	65.0	70.0	75.0	80.0	85.0
m_h (GeV)	64.8	69.7	74.7	79.6	84.5
$BR(bbbb)$ (%)	84.2	84.0	83.9	83.8	83.6
σ_{hA} (pb)	0.21	0.16	0.11	0.06	0.03
stat. (evts)	2000	5000	5000	3000	2000

$$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}, \text{ hA, } \tan \beta = 2$$

m_A (GeV)	70.0	75.0	80.0	85.0
σ_{hA} (pb)	0.08	0.06	0.05	0.03
stat. (evts)	2000	5000	5000	2000

$$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}, \text{ hA, } \tan \beta = 20$$

m_A (GeV)	70.0	75.0	80.0	85.0
σ_{hA} (pb)	0.16	0.11	0.07	0.04
stat. (evts)	2000	5000	5000	2000

TAB. 4.2 – Sections efficaces, rapports d'embranchement, et statistiques simulées pour les signaux recherchés dans cette thèse.

suivant que la particule est détectée dans les calorimètres hadronique ou électromagnétiques.

4.3.2 Sélection d'événements hadroniques et sans énergie manquante

Les coupures suivantes sont destinées à rejeter les événements de faible multiplicité, ou dont une partie importante de l'énergie a quitté le détecteur sous une forme non détectable (neutrinos, ou particules perdues le long de l'axe du faisceau). De plus, on élimine les événements où une grande partie de l'énergie reconstruite est neutre, et en particulier électromagnétique. Les deux dernières s'appliquent également à la réjection des événements présentant un fort rayonnement dans l'état initial.

- l'événement doit contenir au moins 15 particules chargées;
- l'énergie totale reconstruite doit représenter au moins 50% de l'énergie disponible dans l'état initial;
- l'énergie neutre doit représenter moins de 50% de l'énergie totale.

4.3.3 Réjection des événements $q\bar{q}\gamma$

Le rayonnement dans l'état initial est émis principalement le long de l'axe des faisceaux. Dans ce cas, il se manifeste par une importante impulsion manquante dans cette direction. On peut dans ce cas estimer l'énergie du photon en effectuant un ajustement cinématique contraint dans le plan transverse à l'axe des faisceaux (on contraint la nullité des composantes transverses de la somme des impulsions reconstruites dans l'événement), et en laissant libre l'impulsion longitudinale.

Quand un photon est rayonné dans l'acceptance du détecteur, on reconstruit un dépôt calorimétrique important dans le STIC, le FEMC ou la HPC. Il arrive, à cause d'erreurs d'association, que cette gerbe soit affectée à une trace chargée; en conséquence, on définit pour chaque événement l'énergie du photon d'ISR comme l'énergie du plus important dépôt calorimétrique reconstruit.

Quelle que soit la forme sous laquelle le photon est détecté, son énergie ne doit pas dépasser 30 GeV à $\sqrt{s} = 183$ GeV, et 35 GeV à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

4.3.4 Première sélection d'événements sphériques

On peut, à ce niveau de l'analyse, mesurer la sphéricité des événements par l'évaluation de variables adaptées, comme le thrust ou les moments de Fox-Wolfram. Le thrust [44] est défini comme :

$$thrust = \max \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}. \quad (4.1)$$

Cette quantité mesure la fraction de l'impulsion des particules parallèle à l'axe de l'événement, défini comme l'axe maximisant cette fraction. Pour les événements cylindriques, cet axe est bien défini, et le thrust est distribué aux grandes valeurs. Pour les événements sphériques, le thrust est en moyenne plus faible.

Les moments de Fox-Wolfram [45] sont définis de la manière suivante:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i||p_j|}{E_{vis}^2} P_l \cos \theta_{ij}, \quad (4.2)$$

où θ_{ij} est l'angle entre les particules i et j , et les P_l sont les polynômes de Legendre de degré l . On appellera dans la suite H_l le moment d'ordre l normalisé par rapport au moment d'ordre 0. Les moments d'ordre pair sont alors proches de 1 pour les événements cylindriques, et proches de 0 pour les événements sphériques. On pourra alors estimer la sphéricité d'un événement en considérant la somme $H_2 + H_4$.

Afin d'alléger au mieux l'échantillon de données à considérer dans la suite, et sans compromettre l'efficacité de sélection du signal, on effectue une coupure "libre" sur le thrust, c'est-à-dire une coupure de coût nul. Les variables décrites ci-dessus seront utilisées de manière plus radicale dans la suite.

En-deçà de cette coupure, tous les événements sont reconstruits en quatre jets, avec l'algorithme Durham [31].

On se protège maintenant contre les événements semi-hadroniques, susceptibles de franchir la présélection. C'est le cas, par exemple, des événements $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ ou $e^+e^-q\bar{q}$, aussi sphériques que le signal recherché, et où les leptons isolés sont considérés comme des jets par l'algorithme de reconstruction. On demande pour ce faire qu'il n'y ait pas de particules clairement dominante à l'intérieur de chaque jet.

Finalement, on impose à chaque jet d'avoir une masse invariante suffisante. L'objet de cette coupure est de se protéger contre certains événements non pris en compte dans la simulation. Les événements à quatre fermions ont une composante $Z\gamma^*$, qui dans la simulation n'est considérée que pour $m_{\gamma^*} > 2 \text{ GeV}$.

Ces coupures sont explicitées dans la liste suivante :

- le thrust doit être inférieur à 0.96;
- l'impulsion de la particule de la plus énergétique de chaque jet ne doit pas dépasser 90% de l'énergie totale du jet auquel elle appartient;
- chaque jet doit avoir une masse invariante supérieure à 1.5 GeV.

La table 4.3 résume l'effet des coupures dans la simulation des processus standard et des processus de fond, et dans les données.

Sélection $\sqrt{s} = 183$ GeV	Données	Fond total	Evts $q\bar{q}$	Evts 4f	Autres
hadronique	2687	2613.5 ± 4.4	1878.4	727.7	7.4
anti-ISR	1522	1505.7 ± 3.8	945.6	558.9	1.2
sphérique	1269	1216.7 ± 2.8	711.7	505.0	nég.

Sélection $\sqrt{s} = 189$ GeV	Données	Fond total	Evts $q\bar{q}$	Evts 4f	Autres
hadronique	8457	8397.3 ± 7.2	6087.0	2290.1	20.2
anti-ISR	4449	4438.9 ± 6.5	2736.8	1698.2	3.9
sphérique	3393	3353.0 ± 4.9	1780.3	1572.7	nég.

TAB. 4.3 – *Effet des coupures de présélection sur les données et sur les fonds attendus. Après la sélection d'événements sphériques, les fonds non entièrement hadroniques sont négligés.*

Chapitre 5

Recherche d'événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

Dans ce chapitre est exposée la recherche de bosons de Higgs neutres h et A de masses voisines, produits en association et se désintégrant en quarks b . Cette topologie est attendue dans le MSSM pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, où elle domine l'état final hZ . L'intérêt de cette recherche s'étend cependant aux valeurs intermédiaires de $\tan\beta$, pour lesquelles les deux processus coexistent. Les données utilisées ont été collectées par Delphi en 1997 et 1998, et représentent 212 pb^{-1} enregistrés à $\sqrt{s} = 183$ et 189 GeV .

On présente une analyse séquentielle (*i.e.* qui consiste en l'application successive de coupures sur des variables discriminant le signal recherché des processus standard) des données de 1997. L'intérêt de cette méthode simple est de permettre un contrôle de la qualité de la reproduction des données par la simulation, tout au long du processus de sélection.

On montre ensuite les améliorations successives apportées par la construction d'une variable discriminante unique à partir des variables utilisées dans l'analyse séquentielle, puis à partir d'un ensemble de variables adapté à cette nouvelle méthode. Cette dernière analyse est appliquée aux données de 1997 et 1998, et sera utilisée pour l'interprétation de nos résultats décrite au chapitre 8.

Ces analyses prennent appui sur la présélection d

Année	\sqrt{s}	Lumi.	Données	Fond total	Evts $q\bar{q}$	Evts 4f.	Eff. hA
1997	183 GeV	54 pb^{-1}	1269	1216.7 \pm 2.8	711.7	505.0	98.0%
1998	189 GeV	158 pb^{-1}	3393	3353.0 \pm 4.9	1780.3	1572.7	97.5%

TAB. 5.1 – *Résumé des données réelles sélectionnées, et comparaison avec les événements standard attendus. L'efficacité hA est moyennée sur toute la statistique de signal simulée et couvre diverses valeurs des paramètres m_A et $\tan\beta$. La sélection appliquée en amont est décrite au chapitre 4.*

5.1 Reconstruction des masses des bosons de Higgs

La détermination des masses des Higgs dans un événement hA à quatre jets pose a priori les questions de l'appariement des jets, et de l'identification du h et du A à leurs dijets respectifs. En d'autres termes, il faut choisir le h (ou le A) parmi six combinaisons possibles; sans plus d'information, la réponse à cette question ne peut être qu'arbitraire.

Comme il a toutefois été dit plus haut (chapitre 1), lorsque la production hA est importante, les masses du h et du A sont très proches. Il en résulte d'une part un critère simple d'appariement des jets, et d'autre part que le h et le A sont expérimentalement indiscernables. Si à chaque appariement sont associées deux masses, définies comme les masses invariantes des dijets résultants, on peut choisir l'appariement minimisant la différence de ces masses; la question de l'identification des bosons ne se posant plus, il ne reste qu'à choisir un estimateur de la masse commune du h et du A .

On peut imaginer deux tels estimateurs. Le plus simple consiste à utiliser la somme des masses des dijets reconstruits après ajustement à quatre contraintes; alternativement, on peut effectuer un ajustement à cinq contraintes imposant l'égalité des masses des dijets et considérer la masse résultante. La résolution obtenue à l'aide de cette dernière méthode est légèrement meilleure à grand $\tan\beta$ (c'est le cas où les masses nominales du h et du A sont très proches). En revanche, aux faibles valeurs de $\tan\beta$, les masses nominales deviennent sensiblement différentes, et un tel ajustement n'est pas justifié. L'expérience montre qu'aux valeurs intermédiaires de $\tan\beta$, quand l'importance du canal hA n'est plus négligeable devant celle du canal hZ , les masses nominales sont telles qu'on choisit souvent l'appariement correct par minimisation de la différence des masses des dijets et qu'on dispose donc d'une estimation raisonnable de la somme des masses reconstruites, mais qu'un ajustement contraignant l'égalité de ces masses donne de mauvais résultats. La figure 5.1 résume cette discussion. On choisit dans cette analyse la méthode au champ d'application le plus large; les distributions en masse obtenues pour des exemples de signal à grand $\tan\beta$ et les processus standard sont illustrées sur la figure 5.2. Les distributions en masse du signal contiennent une partie centrale de résolution environ 1.5 GeV; les queues de distribution, dues aux erreurs d'appariement ou de reconstruction des jets, représentent 40% des événements reconstruits.

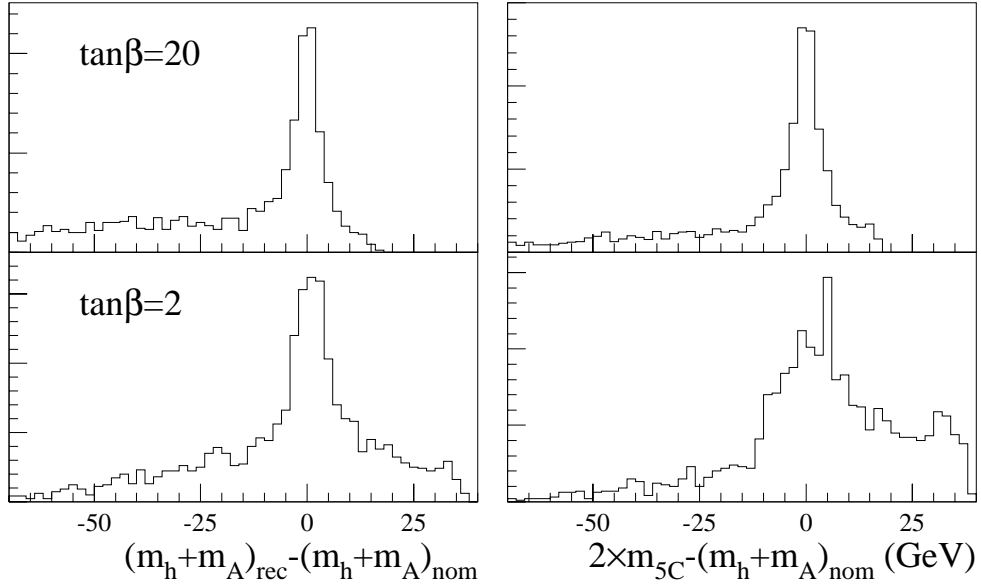


FIG. 5.1 – Analyse hA: différences entre les masses reconstruite et générée du h et du A, pour deux cas de $\tan\beta$. En haut: $m_A = 85$ GeV, $\tan\beta = 20$, $m_h \sim 85$ GeV; en bas: $m_A = 85$ GeV, $\tan\beta = 2$, $m_h \sim 64$ GeV.

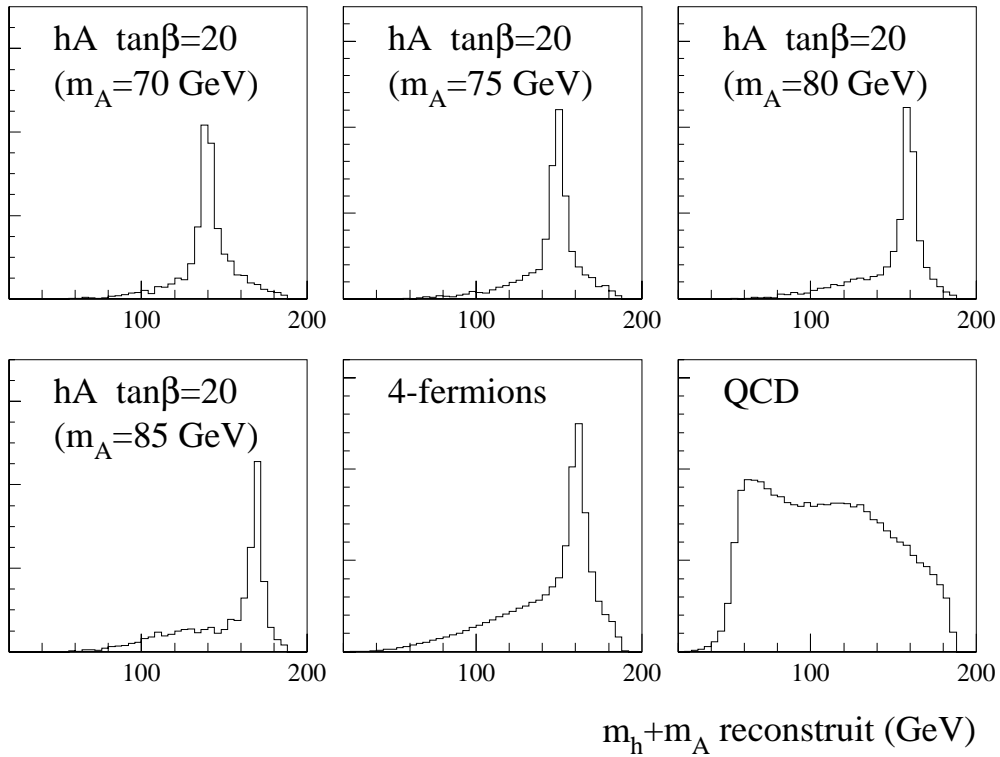
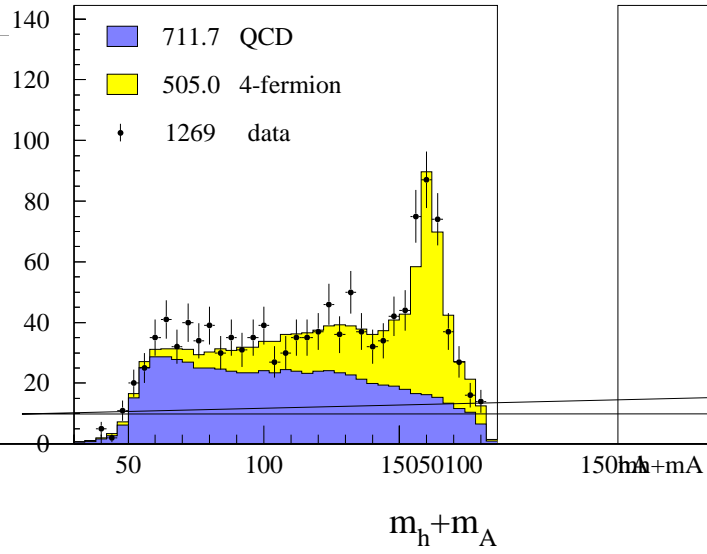


FIG. 5.2 – Analyse hA: distributions de la somme des masses reconstruites du h et du A.



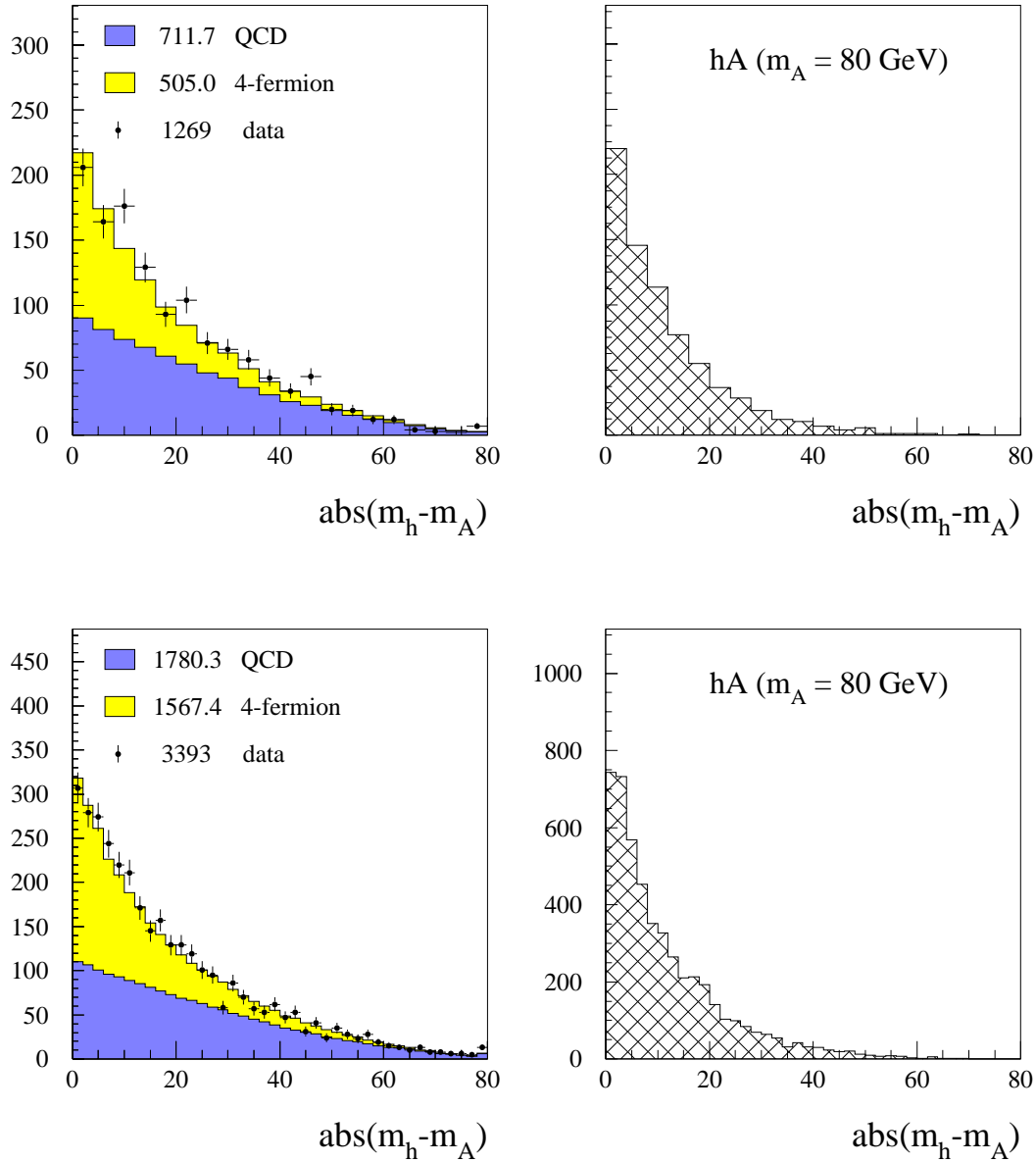


FIG. 5.4 – Analyse hA . Distributions de la différence reconstruite des masses au niveau de présélection, à $\sqrt{s} = 183$ GeV (haut) et à $\sqrt{s} = 189$ GeV (bas).

5.2 Choix des variables discriminantes et analyse séquentielle

On définit ici les variables ou combinaisons de variables couramment utilisées pour discriminer les événements à deux et quatre partons (variables dites *de forme*), et pour sélectionner les événements à quatre quarks b parmi ces derniers.

Deux groupes de variables de forme a priori fortement corrélées ont été considérés; dans chaque groupe, le pouvoir discriminant des variables a été comparé et la meilleure variable a été choisie. La procédure et les résultats sont décrits en section 5.2.1.

Après enrichissement de l'échantillon en événements à quatre partons durs, l'information sur le contenu en b des jets a été regroupée en deux variables, chargées respectivement d'éliminer au mieux les événements à 0 ou à 2 quarks b (voir section 5.2.2).

5.2.1 Variables de forme

Le thrust et les moments de Fox-Wolfram sont déterminés à partir des particules reconstruites, sans regarder la structure en jets des événements. La définition de ces variables a été discutée au chapitre 4; elles combinent les impulsions et les angles entre les particules et permettent de classifier les événements hadroniques suivant leur sphéricité. On s'attend à ce qu'en particulier le thrust et $H2+H4$ portent essentiellement la même information. Les distributions observées et attendues pour les processus standard et pour un signal ($m_A = 70$ GeV, $\tan\beta = 20$) sont représentées en figure 5.5.

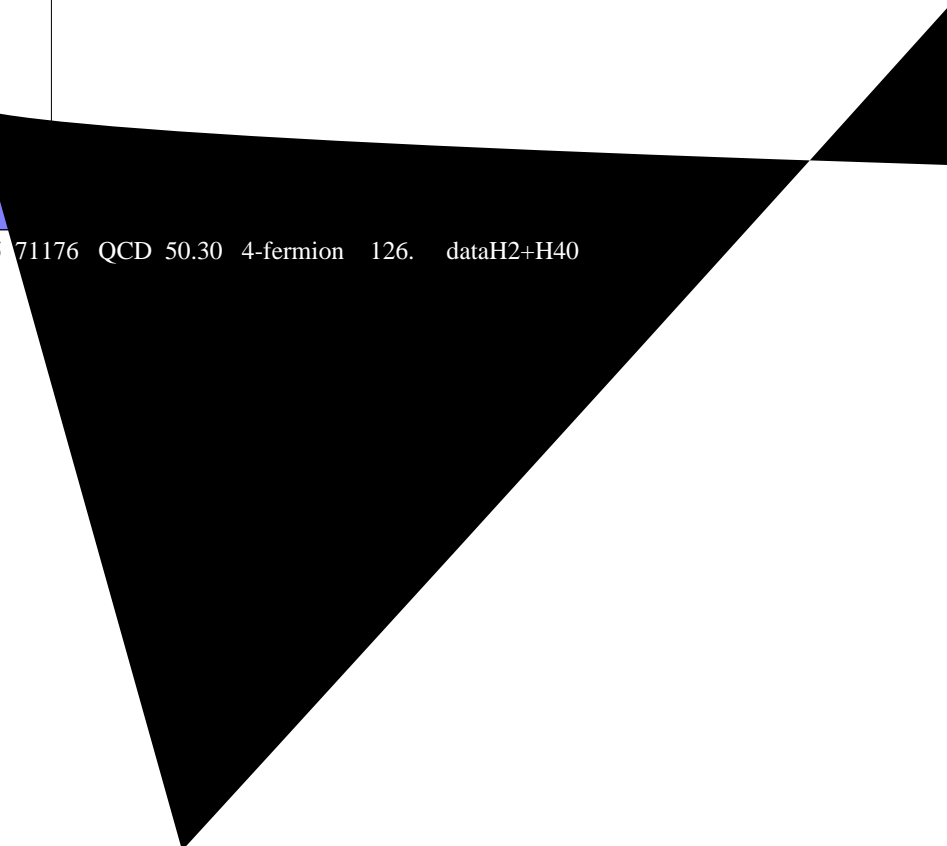
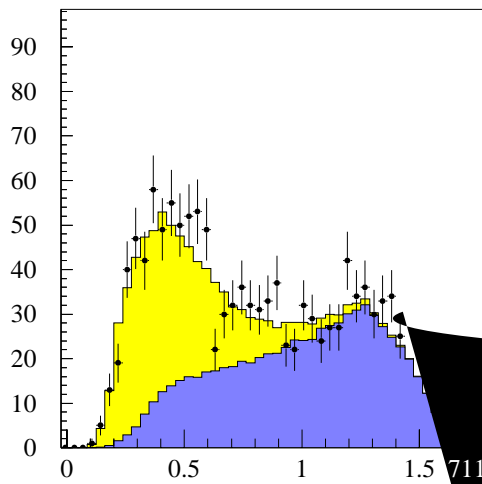
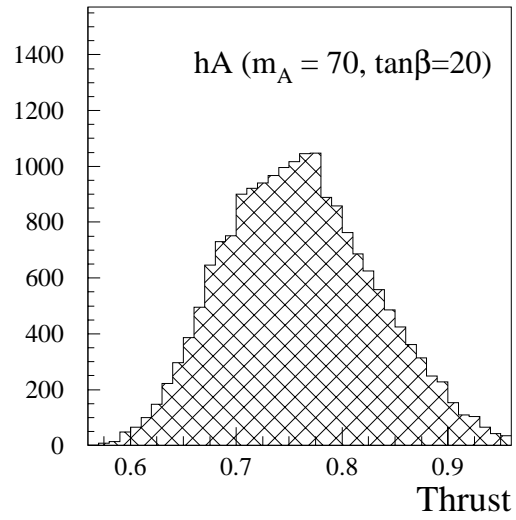
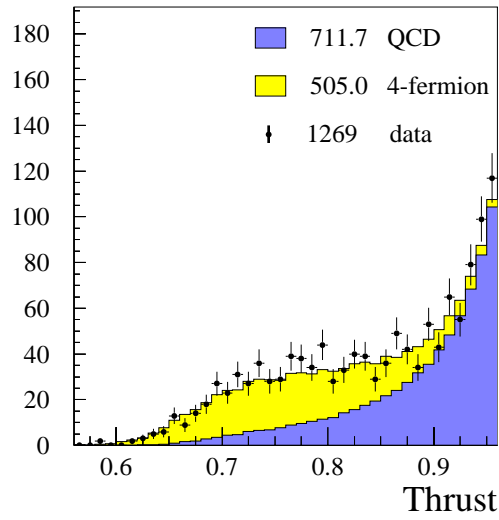
Leur performance à rejeter le bruit de fond à deux fermions est comparée dans la figure 5.7. On observe qu'à faible masse ($m_{h,A} \leq 70$ GeV), le thrust est plus discriminant que $H2+H4$. Quand on approche de la limite cinématique, la relation s'inverse.

La sensibilité attendue en 1997, compte tenu des résultats des années précédentes (voir [46] et le chapitre 4) et si on se base sur une analyse de performance similaire, est de l'ordre de, ou légèrement inférieure à $m_{h,A} \sim 70$ GeV pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. Le choix des variables et tout le déroulement de l'analyse séquentielle sera testé sur ce cas, puis appliqué aux autres échantillons. On utilise donc le thrust pour l'analyse séquentielle, et dans un premier temps pour l'analyse probabiliste, de façon à comparer les mérites intrinsèques des deux méthodes. Toutefois, l'amélioration obtenue avec la seconde méthode, et la montée en énergie et en luminosité dont on a bénéficié en 1998, nous permettent de tester des bosons de Higgs plus lourds (~ 80 GeV) et dictent le choix de $H2+H4$ comme première variable discriminante pour l'analyse des données de 1998.

La deuxième catégorie de variables n'est définie qu'après la reconstruction des jets, et leurs distributions dépendent bien sûr du nombre de jets qu'on a choisi de reconstruire a priori. On distingue:

- y_{cut} , la dernière distance de regroupement (décrite au chapitre 4) qui donne quatre jets;
- $\alpha_{\text{min}}E_{\text{min}}$, le produit du plus petit angle entre deux jets et de l'énergie du jet le moins énergétique;
- $\alpha_{\text{min}}E_{\text{min}}N_{c,\text{min}}$, similaire à la précédente, mais prenant aussi en compte le nombre de traces incluses dans le jet de plus faible multiplicité.

La distance y_{cut} peut être regardée de loin comme la masse invariante du jet le plus lourd de l'événement. Si on a reconstruit plus de jets que l'événement ne représente de



partons durs hadronisés, cette masse est légère et la distance faible. Dans ce cas, on attend également au moins deux jets très proches (à faible angle d'ouverture), ou au moins un jet mou en termes d'énergie et/ou de multiplicité. On construit ainsi les variables $\alpha_{\min}E_{\min}$ et $\alpha_{\min}E_{\min}N_{c,\min}$, qu'on attend faibles pour les événements où on a reconstruit plus de jets qu'il n'y a de partons durs. Les figures 5.6 illustrent cette discussion. Les performances de ces variables sont comparées en figure 5.8; on choisit $\alpha_{\min}E_{\min}N_{c,\min}$, notée plus brièvement αEN , comme seconde variable de forme.

5.2.2 Reconnaissance des quarks b

Après application de l'algorithme d'étiquetage de quarks b (décrit en section 3.4), on dispose pour chaque jet i d'une variable x_i^b nous renseignant sur son contenu en b. Il est toutefois très coûteux de couper sur chacune de ces variables. On contourne cette difficulté en observant que, si on néglige le très faible branchement de W en cb , le bruit de fond réductible contient 0 ou 2 quarks b. Il doit alors être suffisant de considérer deux variables, construites à partir des précédentes, et dont les fonctions respectives seront de réduire chacune des populations citées ci-dessus. On définit donc:

- $x_{evt}^b = \sum_i x_i^b$, considérant chaque jet dans le but de rejeter les événements ne contenant aucun quark b;
- x_{34}^b , la somme des deux plus faibles x_i^b . Cette combinaison est conçue pour rejeter les événements ne contenant que deux quarks b.

Ce choix de combinaisons des x_i^b est intuitif mais dans une certaine mesure arbitraire; on a vérifié, en effet, que d'autres combinaisons permettent des discriminations identiques. Les distributions des x_i^b (quatre entrées par événement), de x_{evt}^b et de x_{34}^b sont montrées en figure 5.9.

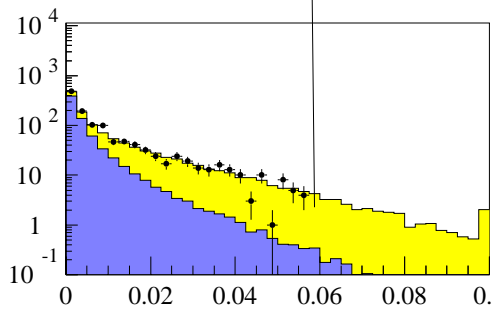
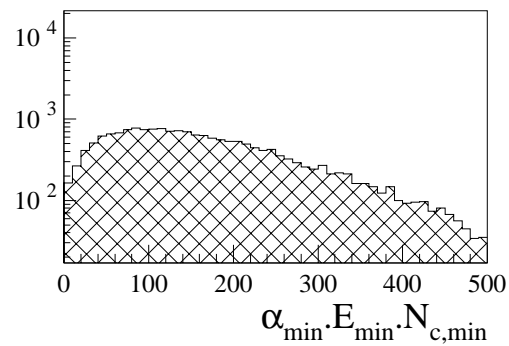
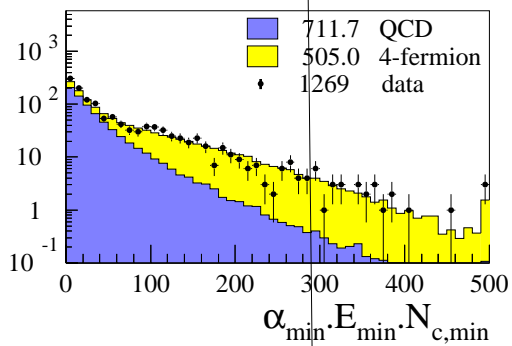
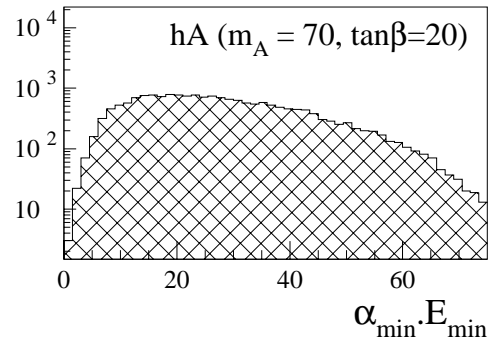
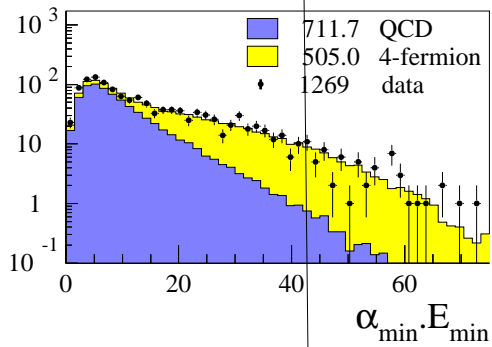
5.2.3 Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183$ GeV

Les analyses séquentielles souffrent dans leur principe de deux libertés indésirables. Premièrement, en admettant qu'on dispose d'un ensemble de variables discriminantes sur lesquelles on appliquera des coupures, il n'existe pas de règle simple fixant ces coupures de façon à obtenir, à niveau de bruit de fond fixé, la meilleure efficacité sur le signal recherché.

Deuxièmement, même si on a trouvé une série de configurations donnant les meilleures efficacités possibles à bruit de fond donné, on doit encore définir un critère de choix du niveau de bruit de fond optimal.

On peut contourner le premier problème en considérant systématiquement un grand nombre de configurations de coupures, caractérisées par des couples efficacité-fond. Il faut alors définir des intervalles fins de niveaux bruit de fond, et dans chaque intervalle choisir le couple maximisant l'efficacité. L'image d'une telle procédure est un nuage de points dans le plan efficacité-fond, dont on garde l'enveloppe. Une telle analyse devient impraticable dans la limite des grands ensembles de variables, à cause du nombre exponentiellement croissant de configurations à considérer.

Disposant finalement d'une "courbe" efficacité-fond, on répond à la deuxième question en déterminant pour chaque point de la courbe le niveau de confiance attendu en moyenne dans l'hypothèse d'un signal donné, si cette hypothèse est fausse. Ce niveau de confiance est noté $\langle CL_s \rangle_b$. La méthode utilisée par Delphi pour le calcul des niveaux de confiance



cut1021031040 0.020.040.06

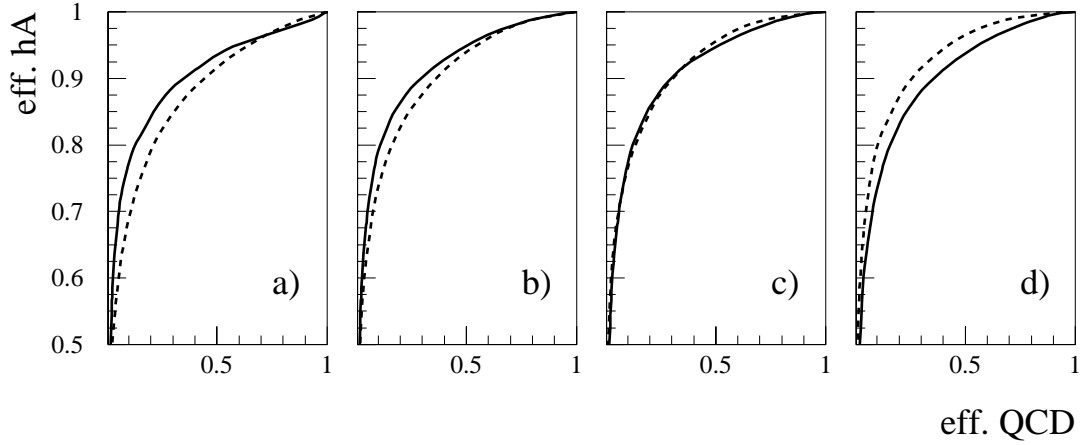


FIG. 5.7 – Analyse $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Courbes d'efficacité sur le signal en fonction de l'efficacité sur le fond QCD, obtenues en faisant varier les coupures sur le thrust (trait plein), et sur H_2+H_4 (tirets). a) $m_A = 65 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 20$; b) $m_A = 70 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 20$; c) $m_A = 75 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 20$; d) $m_A = 80 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 20$.

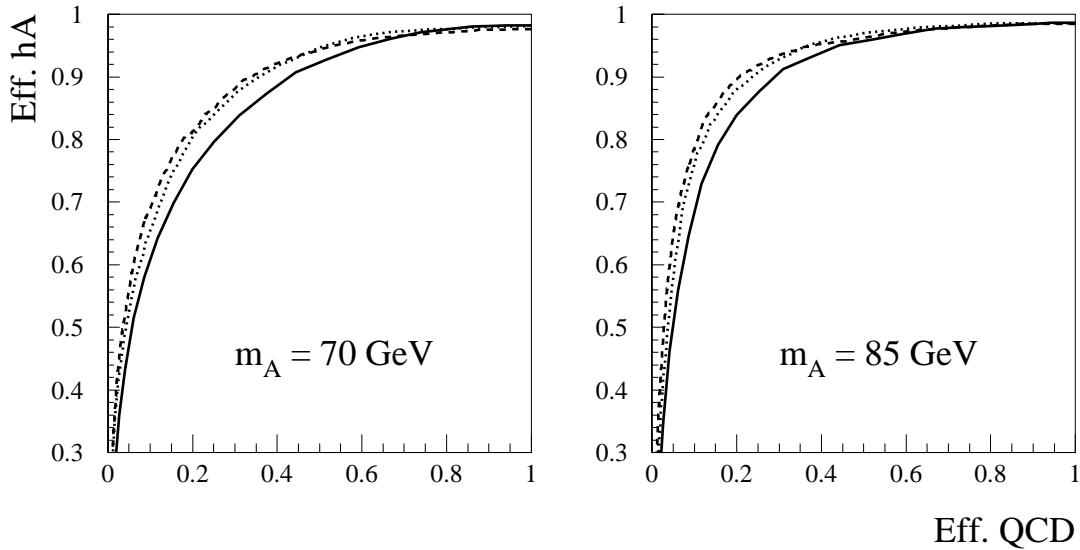


FIG. 5.8 – Analyse $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Courbes d'efficacité sur le signal en fonction de l'efficacité sur le fond QCD, obtenues en faisant varier les coupures sur y_{cut} (trait plein), sur $\alpha_{\text{min}}E_{\text{min}}$ (points), et sur $\alpha_{\text{min}}E_{\text{min}}N_{c,\text{min}}$ (tirets).

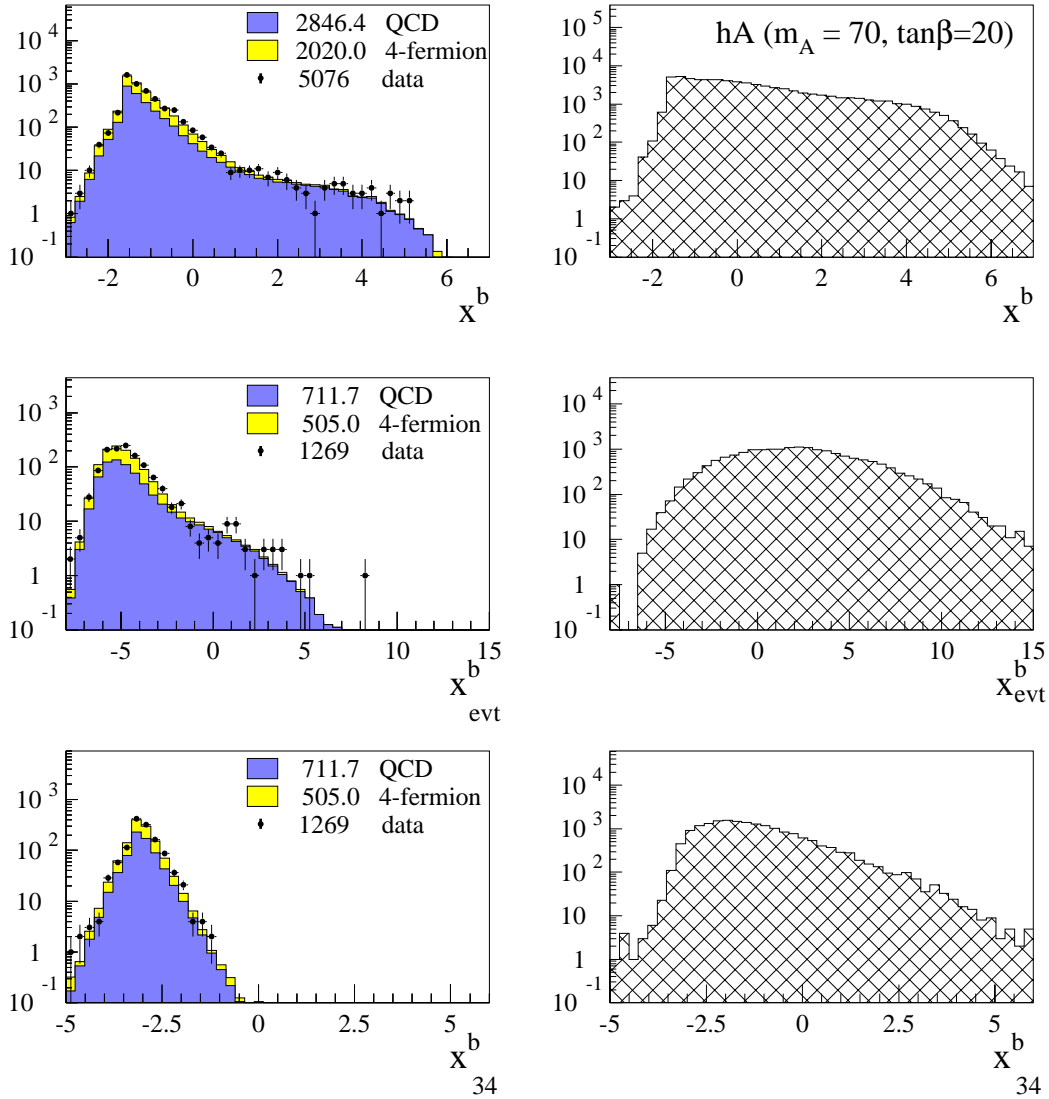


FIG. 5.9 – Analyse $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, $\sqrt{s} = 183$ GeV. Distributions, après présélection, des variables d'étiquetage de b . Les figures de gauche comparent les distributions mesurées et attendues dans le modèle standard pour $\mathcal{L} = 54 \text{ pb}^{-1}$. Les figures de droite montrent les distributions de ces variables attendues pour un signal $e^+e^- \rightarrow hA$ ($m_A = 70$ GeV, $\tan\beta = 20$).

a été décrite à la section 3.5; on tient compte, en plus du niveau de bruit de fond et de l'efficacité sur le signal, du spectre en masse attendu pour ces deux populations (pour les raisons expliquées à la section 5.1, on utilise dans le canal hA la distribution de la somme des masses des dijets après appariement. La définition pratique des distributions est décrite plus loin). L'ambiguïté est alors levée si la courbe des niveaux de confiance montre un minimum clair, *i.e.* s'il existe un point qui minimise la probabilité d'observer un faux signal.

Ces méthodes ont été mises en œuvre ici de la façon suivante. On achève au préalable la sélection sur les variables de forme en demandant:

- $\text{thrust} \leq 0.85$,
- $\alpha_{\min} E_{\min} N_{c,\min} \geq 35 \text{ GeV rad}$,

après avoir essayé 5 coupures sur le thrust (comprises entre 0.83 et 0.88) et trois coupures sur $\alpha_{\min} E_{\min} N_{c,\min}$ (30, 35 et 40 GeV rad). Le choix ci-dessus donne les meilleures performances en aval de l'étape suivante. Finalement, on varie les coupures sur les variables de reconnaissance de quarks b comme suit:

- $x_{evt}^b > x_{evt,\min}^b$, avec $-4 < x_{evt,\min}^b < 3.5$, en cent vingt pas;
- $x_{34}^b > x_{34,\min}^b$, avec $-5 < x_{34,\min}^b < 0$, en cent pas.

Douze mille jeux de coupures sont ainsi considérés. Les efficacités sont maximisées dans des intervalles de bruit de fond de largeur 0.2 événement. Le nuage de points efficacité-fond et son enveloppe sont montrés en figure 5.10. L'évolution des $\langle CL_s \rangle_b$, calculés pour ces jeux de coupures, et en utilisant les distributions en masse des événements simulés sélectionnés pour chaque jeu de coupures, est également indiquée.

Le plus faible $\langle CL_s \rangle_b$ dans notre signal de référence ($m_A = 70 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 20$) est atteint pour les coupures suivantes:

- $x_{evt}^b \geq -0.5$;
- $x_{34}^b \geq -1.9$;

et vaut $5.97 \pm 0.01\%$. Un événement est observé, pour une prédiction de 1.6 ± 0.1 . L'effet de toutes les coupures depuis la présélection est résumé en table 5.2. La table 5.3 contient les efficacités obtenues sur des échantillons de signal correspondant à diverses valeurs des paramètres physiques. Ces efficacités restent satisfaisantes même loin du signal de référence, et en particulier à petit $\tan \beta$, ce qui élargit le domaine d'application de l'analyse: on se garde ainsi la possibilité d'utiliser ces résultats dans un cadre différent de celui qui l'a motivée originellement.

Les distributions en masse prédites pour ces coupures sont représentées en figure 5.11, telles qu'elles sont utilisées pour le calcul des niveaux de confiance. Ces distributions sont histogrammées entre 70 GeV et la limite cinématique, sur quarante canaux pour le signal et sur dix canaux pour les processus standard. Un tel échantillonnage des distributions constitue un compromis entre le désir de préserver la qualité discriminante de l'information supplémentaire, et la nécessité de peupler les canaux suffisamment: la statistique disponible pour l'histogramme de bruit de fond, notamment, se limite à quelques centaines d'événements dans la région des faibles efficacités.

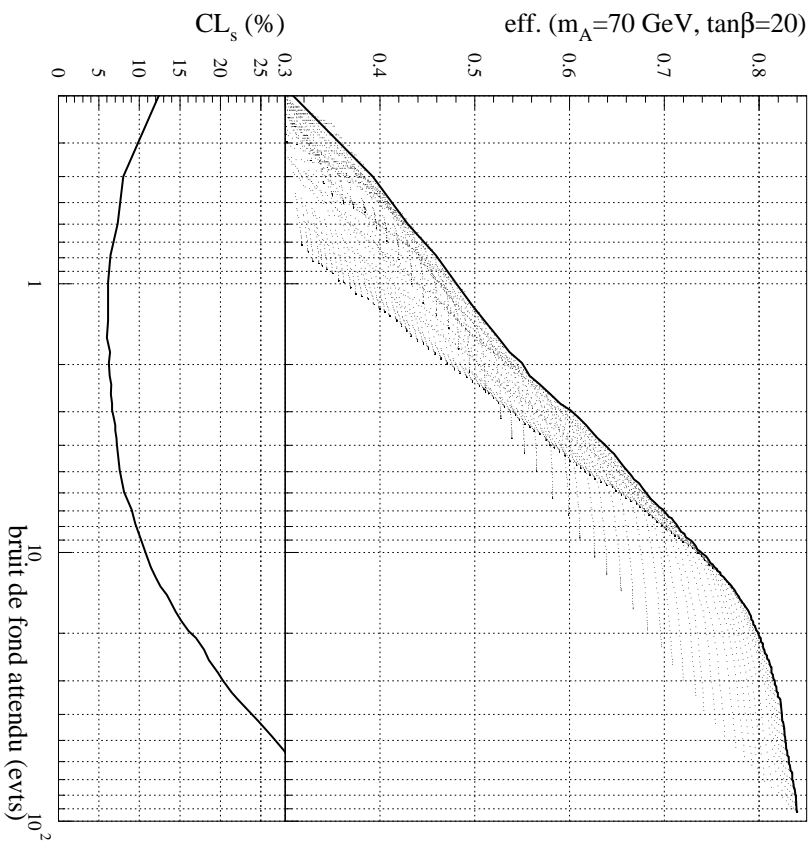


FIG. 5.10 – Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Le nuage de points efficacité-fond, et son enveloppe; pour chaque point de l’enveloppe, le niveau de confiance attendu. Le point finalement choisi correspond à 1.6 ± 0.1 événements de bruit de fond attendu et $\epsilon_{FA} = 52.5 \pm 0.7\%$. Le niveau de confiance attendu correspondant vaut 5.97% . Un événement est observé dans les données.

5.3 Analyse probabiliste

On a décrit à la section 3.3 une manière optimale de construire une variable discriminante unique à partir d’un nombre quelconque de variables discriminantes, et une première application en a été montrée à la section 3.4. On construit ici une telle variable dans le cadre de notre recherche. Une comparaison directe avec l’analyse séquentielle est d’abord effectuée, puis la méthode est améliorée par un choix de variables adapté. On montre qu’en plus d’un gain substantiel en sensibilité, cette méthode fournit au moins en principe une solution élégante aux problèmes inhérents aux analyses séquentielles (cf. section 5.2.3).

5.3.1 Construction et premiers résultats à $\sqrt{s} = 183$ GeV

On construit les distributions de densité de probabilité pour les variables utilisées dans l’analyse séquentielle, et pour chaque population (fonds et signal), par simple histogrammation. Les bornes x_{min} , x_{max} et le nombre de canaux n_c des histogrammes sont

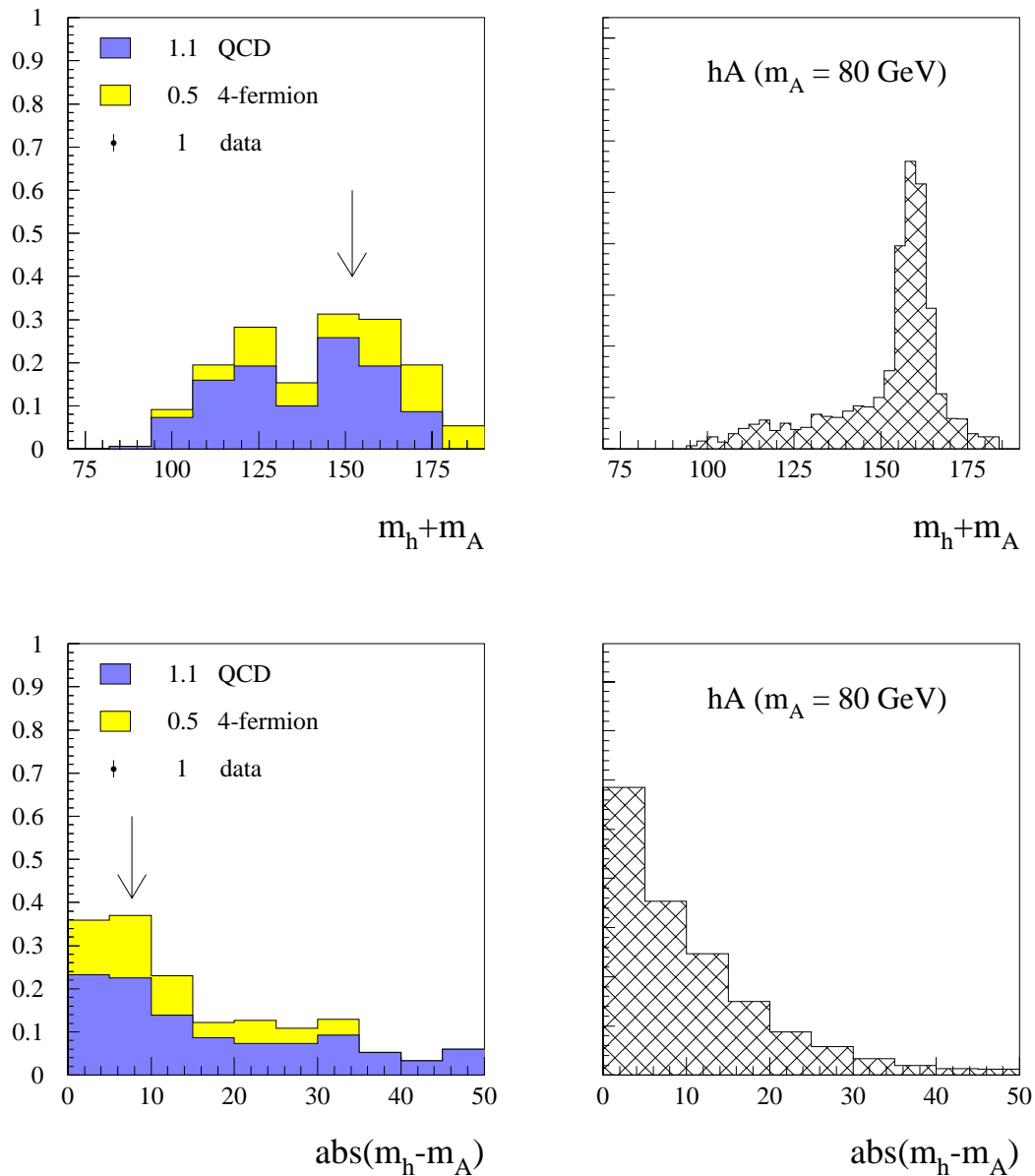


FIG. 5.11 – Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Distributions de $m_h + m_A$ et $m_h - m_A$ en fin d'analyse. En plus des fonds attendus, le signal ($m_A = 70 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 20$) est indiqué. L'événement sélectionné dans les données est représenté par une flèche.

Sélection	Données	Fond total	Evts q \bar{q}	Evts 4f.	Eff. hA
$thrust \leq .85$	597	568.1 ± 2.2	168.1 ± 1.0	400.0 ± 2.0	90.4%
$\alpha EN \geq 35 \text{ GeV rad}$	416	415.2 ± 2.0	90.2 ± 0.7	315.2 ± 1.9	85.1%
$x_{evt}^b \geq -4$	100	92.4 ± 1.1	27.6 ± 0.4	64.8 ± 1.0	84.1%
$x_{evt}^b \geq -0.5$	8	7.0 ± 0.3	5.4 ± 0.2	1.6 ± 0.2	68.0%
$x_{34}^b \geq -1.9$	1	1.6 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.5 ± 0.1	52.5%

TAB. 5.2 – Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Détail des prédictions pour les processus standard au long de la sélection, et comparaison avec les données observées. Les efficacités sont données pour $e^+e^- \rightarrow hA$ ($m_A = 70 \text{ GeV}$, $\tan \beta = 20$).

Signal	$\tan \beta = 20$	$\tan \beta = 2$
$m_A = 65 \text{ GeV}$	52.1 ± 1.1	50.1 ± 1.1
$m_A = 70 \text{ GeV}$	52.5 ± 0.7	50.9 ± 0.7
$m_A = 75 \text{ GeV}$	51.6 ± 0.7	52.1 ± 0.7
$m_A = 80 \text{ GeV}$	52.3 ± 0.9	52.5 ± 0.9
$m_A = 85 \text{ GeV}$	45.5 ± 1.1	53.2 ± 1.1

TAB. 5.3 – Analyse séquentielle à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. Efficacités obtenues pour les divers échantillons de signal simulés. Le bruit de fond attendu correspondant est de 1.6 ± 0.1 événements, et un événement réel est observé.

déterminés indépendamment pour chaque variable, par la condition que l'incertitude statistique sur le contenu de chaque canal soit raisonnable, c'est-à-dire inférieure à 10%. En particulier, on traite les queues de distribution de la façon suivante: les valeurs x des variables X sont redéfinies comme

- $x \rightarrow x_{min}$, pour $x \leq x_{min}$;
- $x \rightarrow x_{max}$, pour $x_{max} \leq x$;
- $x \rightarrow x$, pour $x_{min} \leq x \leq x_{max}$.

La position des bornes est alors ajustée de sorte que le contenu des premier et dernier canaux soit suffisant. Les distributions résultantes sont notées $f_{thrust}^i, f_{\alpha EN}^i, f_{evt}^i, f_{34}^i$, où i représente le signal, le fond QCD et le fond à quatre fermions.

Dans un souci de ne privilégier aucune masse particulière des h, A, les f_X^{hA} sont calibrées sur l'intégralité du signal simulé dont on dispose. On rappelle que les statistiques simulées pour les divers canaux ont été données en chapitre 4.

Dans l'approximation des variables indépendantes (ce point est approfondi dans la section suivante), on écrit les distributions à quatre variables comme:

$$f^i = f^i(thrust, \alpha EN, x_{evt}^b, x_{34}^b) = f_{thrust}^i(thrust) \times f_{\alpha EN}^i(\alpha EN) \times f_{evt}^i(x_{evt}^b) \times f_{34}^i(x_{34}^b).$$

On déduit de la simulation (table 5.1) les composantes QCD et 4-fermions du fond attendu et on écrit finalement la variable discriminante:

$$\mathcal{L}_{hA} = \frac{\alpha_{QCD} f^{QCD} + \alpha_{4f} f^{4f}}{f^{hA}}$$

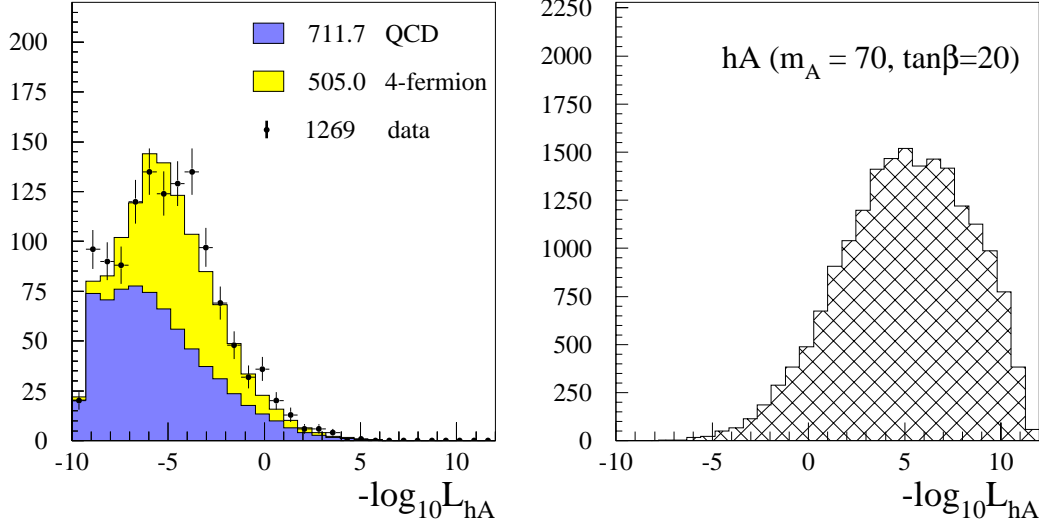


FIG. 5.12 – Première analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Distributions de la variable $-\log_{10} \mathcal{L}_{hA}$; à gauche, prédiction et observation pour les processus standard; à droite, prédiction pour un signal ($m_A = 70$ GeV, $\tan \beta = 20$).

où $\alpha_{QCD} = 0.59$ et $\alpha_{4f} = 0.41$. Telle quelle, la distribution de cette variable pique très fortement au voisinage de zéro pour les événements ressemblant au signal (quand f^{QCD} et f^{4f} sont très faibles, et f^{hA} est sensiblement non nul), et devient arbitrairement grande pour les événements de fond. On utilise en pratique $-\log_{10} \mathcal{L}_{hA}$, distribuée plus agréablement, comme le montre la figure 5.12. Rappelons (voir section 3.3) que cette construction garantit, dans la limite où toutes les variables sont indépendantes, une utilisation optimale de toute l'information présente; en d'autres termes, il n'existe pas *dans cette limite* de méthode pouvant prétendre obtenir une meilleure discrimination avec le même ensemble de variables.

Il reste alors à imposer une condition sur cette variable. Pour déterminer le meilleur choix d'efficacité et de fond, on calcule les niveaux de confiance obtenus pour:

$$-\log_{10} \mathcal{L}_{hA} > -\log_{10} \mathcal{L}_{hA,min}, \text{ avec } 2.5 < -\log_{10} \mathcal{L}_{hA,min} < 7.5, \text{ en cinquante pas.}$$

La figure 5.13 met en évidence l'amélioration de l'analyse pour les points où au moins ~ 1 événement de bruit de fond est attendu. Dans cette région, l'amélioration sur la sélection du signal peut atteindre 2%. Alternativement, à efficacité donnée, on réduit le bruit de fond de 20%. On retiendra le résultat qu'au point optimal, notre niveau de confiance attendu dans l'hypothèse du signal de référence, et en l'absence d'un tel signal, a baissé de 0.60% et vaut $5.37 \pm 0.01\%$. Ce niveau de confiance est obtenu en demandant:

$$-\log_{10} \mathcal{L}_{hA} \geq 5.0,$$

et correspond à un bruit de fond attendu de 1.4 ± 0.1 événements, alors qu'aucun événement n'est sélectionné dans les données. Les efficacités sur le signal sont résumées en Table 5.4.

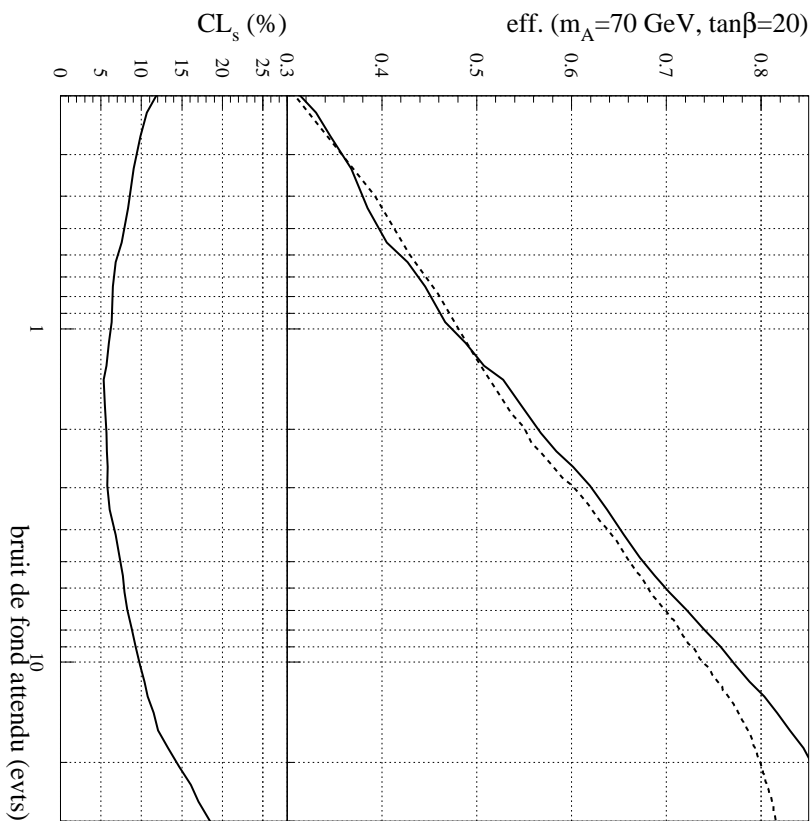


FIG. 5.13 – *Première analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 183$ GeV. En trait plein, courbe efficacité-fond obtenue par cette méthode, et les niveaux de confiance correspondants. En trait pointillé, rappel de la performance de l'analyse séquentielle. Le point choisi correspond à 1.4 ± 0.1 événements de bruit de fond attendu et $\epsilon_{hA} = 53.4\%$. Le niveau de confiance attendu correspondant vaut $5.37 \pm 0.01\%$. Aucun événement réel n'est observé.*

On note également que pour les plus faibles bruits de fond, la performance est légèrement dégradée: ceci indique que notre choix de variables n'est pas le plus adapté à cette analyse probabiliste, et justifie la section suivante.

5.3.2 Optimisation du choix des variables

Les variables utilisées ci-dessus sont adaptées à une analyse séquentielle. En particulier, on a construit les variables x_{evt}^b et x_{34}^b face à l'impossibilité de couper sur chaque x_i^b . Cette situation n'est pas entièrement satisfaisante, car de l'information est perdue (*i.e.*, on ignore le contenu en b de *chaque* jet). Dans le cadre d'une analyse probabiliste, on peut accéder à toute l'information en remplaçant $f^i(x_{evt}^b)$ et $f^i(x_{34}^b)$ par:

$$f_b^i = f^i(x_1^b, x_2^b, x_3^b, x_4^b) = \prod_k f^i(x_k^b),$$

où i désigne le processus considéré, et k l'index du jet de valeur x_k^b . L'hypothèse d'indé-

Signal	$\tan \beta=20$	$\tan \beta=2$
$m_A=65$ GeV	51.4 ± 1.1	49.2 ± 1.1
$m_A=70$ GeV	53.4 ± 0.7	49.9 ± 0.7
$m_A=75$ GeV	53.7 ± 0.7	52.4 ± 0.7
$m_A=80$ GeV	55.7 ± 0.9	53.0 ± 0.9
$m_A=85$ GeV	52.5 ± 1.1	55.0 ± 1.1

TAB. 5.4 – Première analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Efficacités obtenues, au point de fonctionnement, pour les divers échantillons de signal simulés.

pendance des variables est ici assez robuste. En effet, dans les événements sphériques et à haute multiplicité produits à LEP2, le vertex primaire est toujours très bien défini (même dans les événements à quatre b, il y a toujours de nombreuses particules originaires du vertex primaire), de sorte que l'étiquetage d'une partie des jets de l'événement ne nuit pas à l'étiquetage des jets restants².

Néanmoins, les valeurs x_i^b et x_j^b des jets i et j sont corrélées si i et j sont proches. On est alors souvent incapable d'attribuer les particules aux jets de façon correcte; dans ce cas, un jet peut profiter de particules à grand paramètre d'impact du jet voisin, au détriment de celui-ci. Cet effet, difficile à quantifier événement par événement, doit toutefois être nul en moyenne (*i.e.*, le jet i prend en moyenne autant de particules à j qu'il ne lui en donne) et sera négligé.

Les jets peuvent être classés de différentes façons. Par exemple, x_k^b peut être le x^b du k -ième jet par ordre d'énergie, ou par ordre de contenu en b, donnant lieu à des distributions $f^i(x_k^b)$ différentes. Les résultats obtenus en termes de discrimination sont identiques. C'est donc arbitrairement qu'on choisit de classer les jets par ordre décroissant des x^b .

Notons également qu'il est inutile de séparer explicitement les fonds en sous-catégories, comme il pourrait paraître nécessaire de le faire. En effet, même si le fond à quatre fermions contient des composantes $q\bar{q}q\bar{q}$, $b\bar{b}q\bar{q}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$, ces composantes sont automatiquement prises en compte dans les distributions globales.

Il a été vérifié, à l'aide de courbes efficacité-pureté semblables à celles de la figure 5.7, que le rapport de vraisemblance:

$$\mathcal{L}_b = \frac{f_b^i}{f_b^{hA}},$$

où i représente l'un des deux fonds dominants, prend mieux en compte l'information sur le contenu en b des événements que toute autre construction: les discriminations obtenues en considérant des combinaisons des x_i^b (comme celles de l'analyse séquentielle), ou en ne considérant qu'un sous-ensemble des x_i^b (on pourrait, par exemple, négliger le jet de plus faible x^b et définir $f_b^i = f^i(x_1^b)f^i(x_2^b)f^i(x_3^b)$), sont inférieures.

En ce qui concerne les variables de forme, on vérifie de la même manière que les variables utilisées auparavant restent les plus performantes pour cette analyse probabiliste

2. La situation à LEP1 est différente, où on reconstruit en général deux jets énergiques et dos-à-dos dans les désintégrations du Z^0 . On a alors, d'une part, deux fois moins de particules primaires que dans un événement 4b à LEP2; d'autre part, du fait de la grande colinéarité des particules primaires, la position du point d'interaction est moins bien définie que dans les événements sphériques sélectionnés ici.

(pour le signal de référence). La discrimination entre fond QCD et signal obtenue à l'aide du thrust et de $\alpha_{min} E_{min} N_{c,min}$, en définissant :

$$\mathcal{L}_{forme} = \frac{f_{forme}^{QCD}}{f_{forme}^{hA}},$$

où $f_{forme}^i = f^i(\alpha EN) \times f^i(thrust)$, est meilleure que si on remplace par exemple le thrust par H2+H4, ou $\alpha_{min} E_{min} N_{c,min}$ par y_{cut} . Ceci n'est pas évident *a priori*; en effet deux variables efficaces ensemble pour une analyse séquentielle peuvent s'avérer très corrélées et donner lieu à une analyse probabiliste inférieure.

Tenant compte du fait que les variables de forme ne contribuent pas à la réduction du fond à quatre fermions, le rapport de vraisemblance final s'écrit :

$$\mathcal{L}_{hA}^{final} = \alpha_{QCD} \frac{f_b^{QCD} \times f_{forme}^{QCD}}{f_b^{hA} \times f_{forme}^{hA}} + \alpha_{4f} \frac{f_b^{4f}}{f_b^{hA}}.$$

Ses distributions pour les diverses populations sont très similaires à celles de la figure 5.12, et la qualité de la prédiction des données par la simulation est égale. Les coupures sur \mathcal{L}_{hA}^{final} sont choisies comme dans l'analyse précédente :

$$-\log_{10} \mathcal{L}_{hA} > -\log_{10} \mathcal{L}_{hA,min}, \text{ avec } 2.5 < -\log_{10} \mathcal{L}_{hA,min} < 7.5, \text{ en cinquante pas.}$$

On constate sur la figure 5.14 l'amélioration promise de l'efficacité de sélection du signal; elle est du même ordre de grandeur qu'à l'étape précédente. Le meilleur $\langle CL_s \rangle_b$ est ici obtenu pour 1.2 ± 0.1 événements de bruit de fond attendus et vaut 4.90%. Les efficacités à ce point sont données en Table 5.5. Un événement réel est sélectionné et est décrit dans la section suivante.

Signal	$\tan \beta = 20$	$\tan \beta = 2$
$m_A = 65$ GeV	53.2 ± 1.1	55.7 ± 1.1
$m_A = 70$ GeV	54.3 ± 0.7	54.3 ± 0.7
$m_A = 75$ GeV	53.8 ± 0.7	53.8 ± 0.7
$m_A = 80$ GeV	55.8 ± 0.9	56.9 ± 0.9
$m_A = 85$ GeV	52.1 ± 1.1	52.1 ± 1.1

TAB. 5.5 – Analyse probabiliste finale à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Efficacités obtenues pour les divers échantillons de signal simulés.

Finalement, la figure 5.16 détaille les améliorations successives sur la sélection du signal et les niveaux de confiance, dans la région des faibles bruits de fond où se situent les points optimaux.

5.3.3 Résultats à $\sqrt{s} = 189$ GeV

Suivant la discussion de la Section 5.2.1, on choisit à cette énergie d'utiliser H2+H4 plutôt que le thrust comme première variable de forme. Les autres variables restent inchangées. On écrit donc les distributions de densité de probabilité :

$$- f_{forme}^i = f_{H2+H4}^i \times f_{\alpha EN}^i,$$

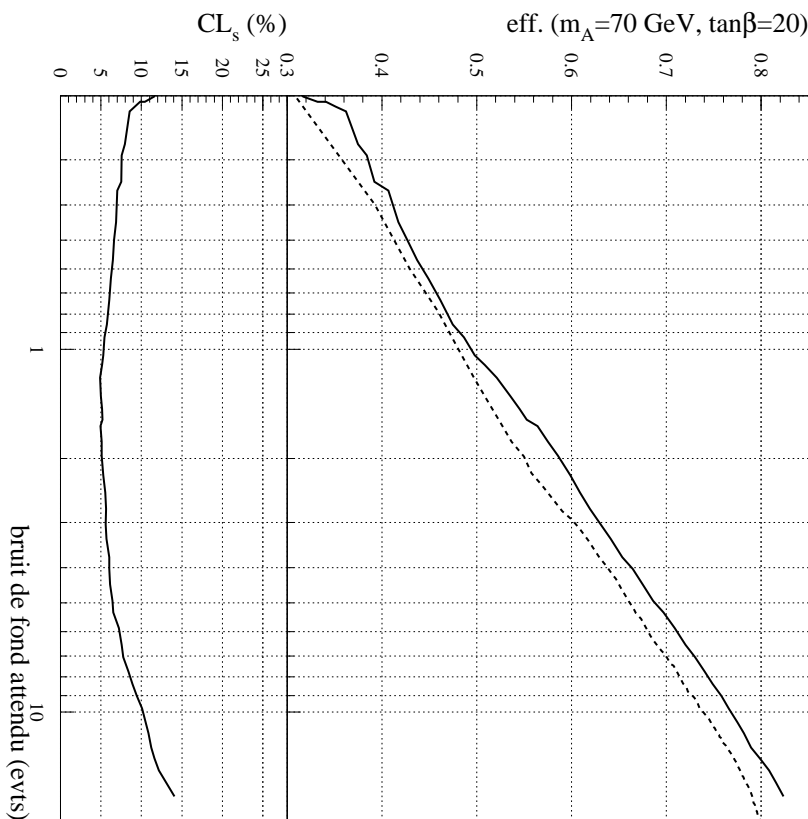


FIG. 5.14 – Analyse probabiliste finale à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$. En trait plein, courbe efficacité-fond obtenue par cette méthode, et les niveaux de confiance correspondants. En trait pointillé, rappel de la performance de l'analyse séquentielle. Le point choisi correspond à 1.2 ± 0.1 événements de bruit de fond attendu et $\epsilon_{h_A} = 54.3\%$. Le niveau de confiance attendu correspondant vaut $4.90 \pm 0.01\%$. 1 événement réel est observé.

$$- f_b^i = \prod_k f^i(x_k^b),$$

et la variable combinée est définie comme dans la section précédente. La Table 5.1 nous donne $\alpha_{QCD} = 0.53$ et $\alpha_{4f} = 0.47$.

On vérifie que ce choix de variables est plus performant que tout autre choix basé sur les variables considérées dans ce chapitre. Les distributions attendues et observées de ces variables sont montrées en figure 5.17.

Les variables de forme sont reproduites de façon satisfaisante. La distribution des x_b^i contient en revanche, dans la région des quarks b et pour les événements très sphériques, significativement plus d'événements observés que ce qu'on attend. L'excès de données étudiées b n'est retrouvé qu'en partie dans la région du signal de la distribution du rapport de vraisemblance \mathcal{L}_{h_A} (figure 5.18). Cet effet, très probablement non trivial, sera ignoré ici: on se contente pour l'instant d'évaluer la performance de l'analyse sur la simulation, et de citer les éventuels désaccords. L'origine de cet excès sera discutée, et ses conséquences quant à la sensibilité de l'analyse seront tirées au chapitre 7.

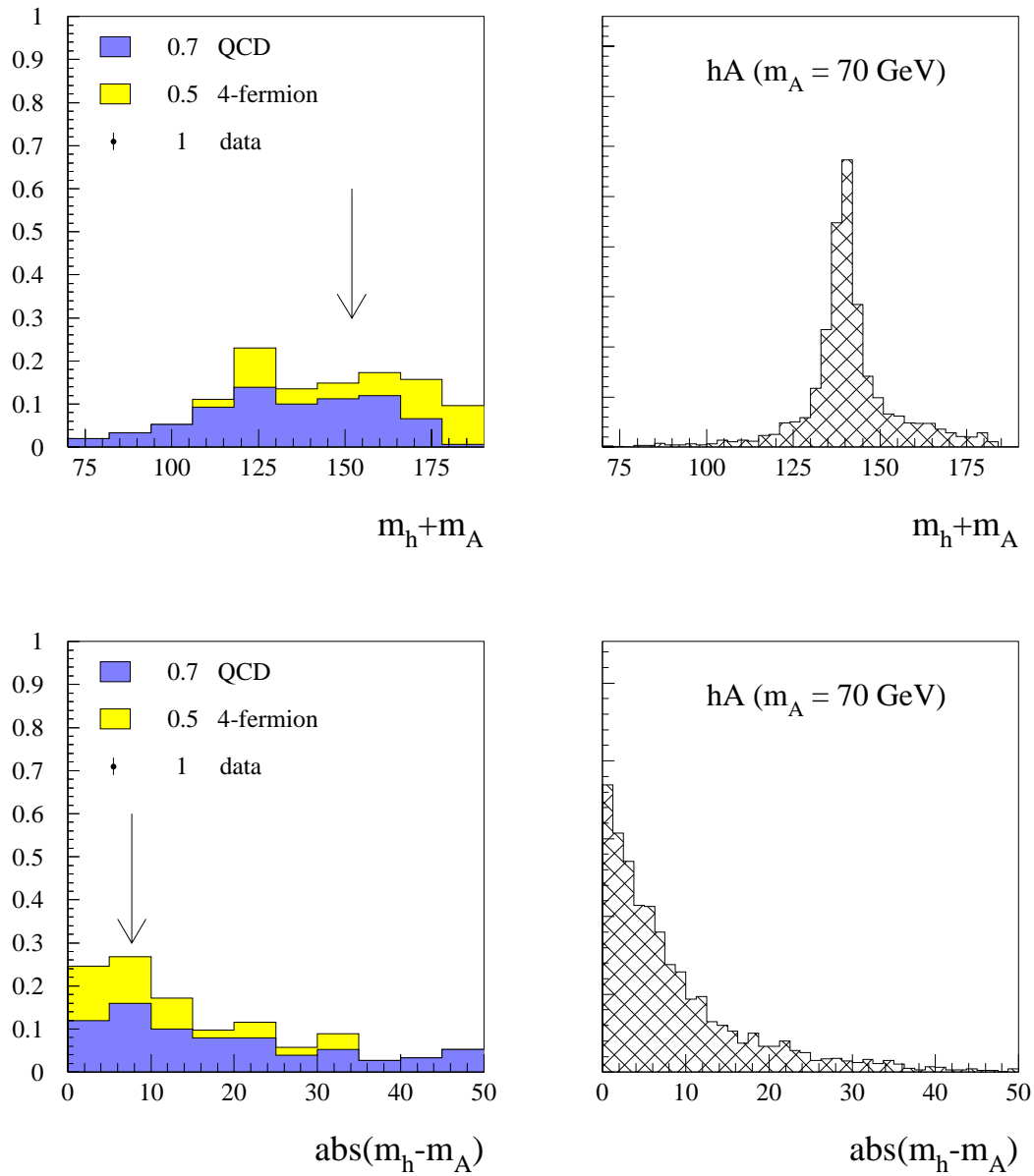


FIG. 5.15 – Analyse probabiliste finale à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Distributions de $m_h + m_A$ et $m_h - m_A$ au point de fonctionnement choisi par minimisation du $\langle \text{CL}_s \rangle_b$. Un signal ($m_A = 70$ GeV, $\tan\beta = 20$) est également indiqué. L'événement sélectionné dans les données est représenté par une flèche.

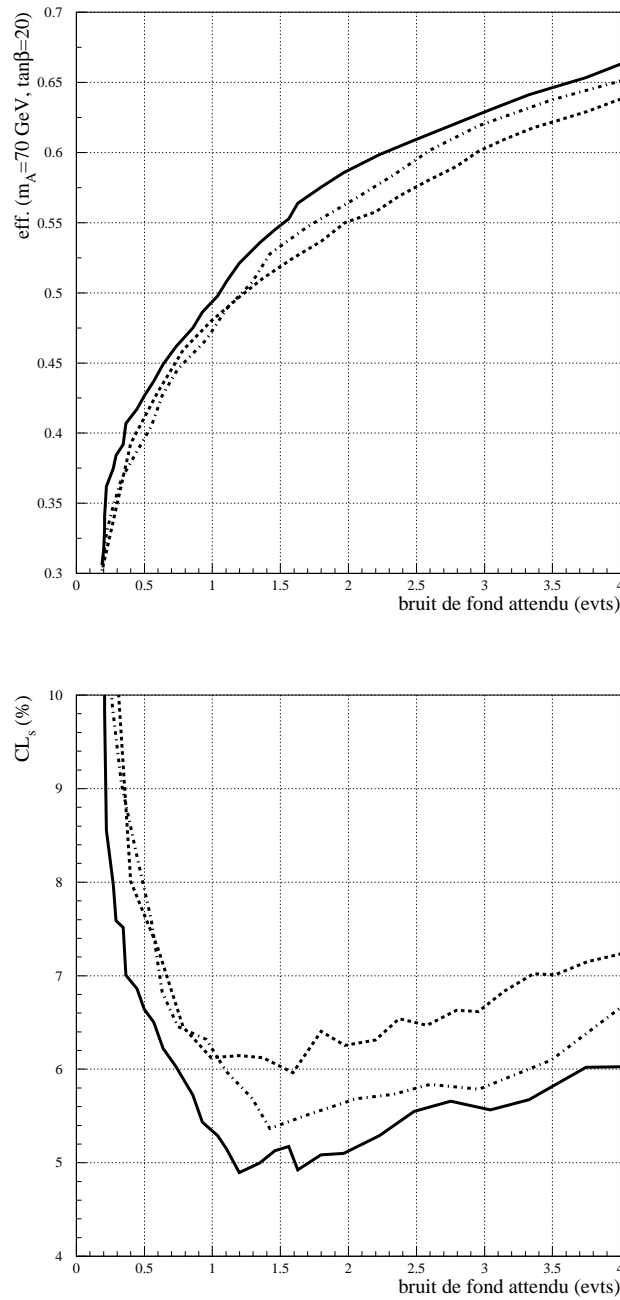


FIG. 5.16 – Analyse probabiliste finale à $\sqrt{s} = 183$ GeV. Performances de l'analyse séquentielle (traits pointillés), de la première analyse probabiliste (tirets-pointillés), et de l'analyse probabiliste finale (trait plein). Les efficacités et niveaux de confiance sont comparés au voisinage des points optimaux.

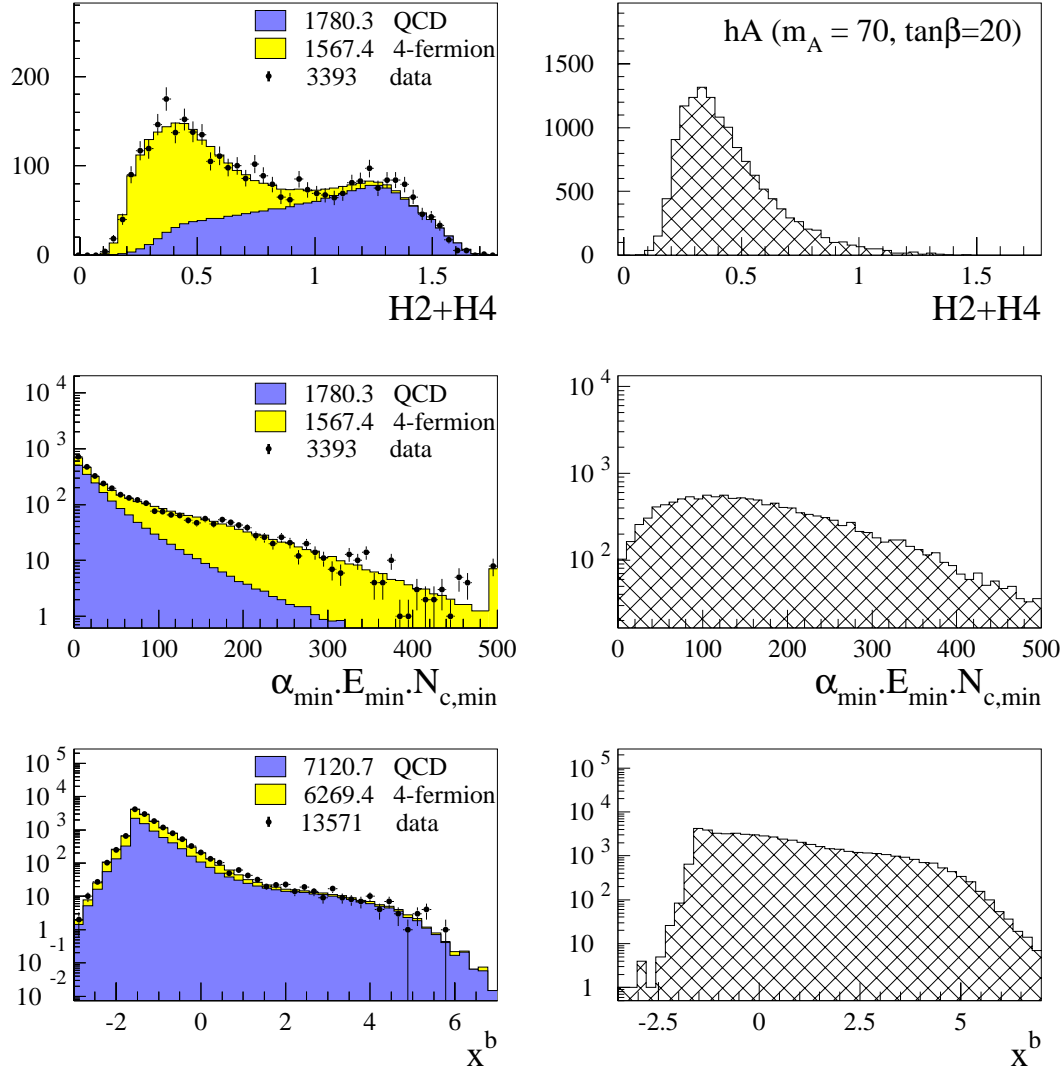


FIG. 5.17 – Analyse $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. Distributions, après présélection, des variables de forme et d'étiquetage de b utilisées dans la définition de $-\log_{10} \mathcal{L}_{hA}$. Les figures de gauche comparent les distributions mesurées et attendues dans le modèle standard pour $\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$. Les figures de droite montrent les distributions de ces variables attendues pour un signal $e^+e^- \rightarrow hA$ ($m_A = 80 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 20$).

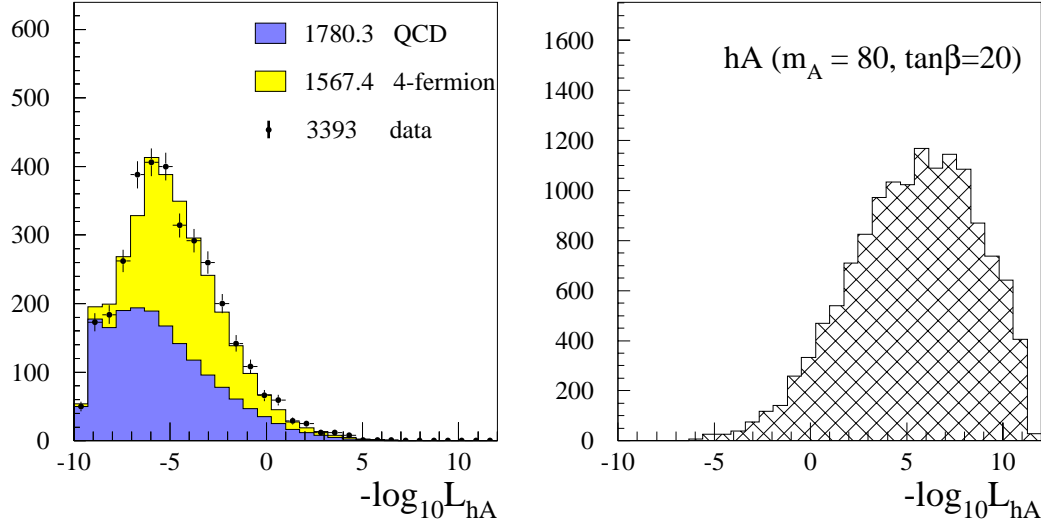


FIG. 5.18 – Analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Distributions de la variable $-\log_{10} \mathcal{L}_{hA}$; à gauche, prédiction et observation pour les processus standard; à droite, prédiction pour un signal ($m_A = 80$ GeV , $\tan \beta = 20$).

Le meilleur point de fonctionnement est déterminé par des essais successifs de différentes coupures sur \mathcal{L}_{hA} . On parcourt:

$$-\log_{10} \mathcal{L}_{hA} > -\log_{10} \mathcal{L}_{hA, \min}, \text{ avec } 2.5 < -\log_{10} \mathcal{L}_{hA, \min} < 7.5, \text{ en cinquante pas.}$$

Le plus faible $\langle CL_s \rangle_b$ est obtenu en demandant $\mathcal{L}_{hA} > 5.3$, et vaut 4.4%. On attend, pour une telle coupure, 4.0 événements dus aux processus standard, et deux événements sont sélectionnés dans les données. Les efficacités sur le signal obtenues sont données dans la Table 5.6.

Signal	$\tan \beta = 20$	$\tan \beta = 2$
$m_A = 70$ GeV	50.2 ± 1.1	48.9 ± 1.1
$m_A = 75$ GeV	51.7 ± 0.7	47.1 ± 0.7
$m_A = 80$ GeV	53.0 ± 0.7	49.5 ± 0.7
$m_A = 85$ GeV	53.5 ± 1.1	50.5 ± 1.1

TAB. 5.6 – Analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Efficacités obtenues pour les divers échantillons de signal simulés.

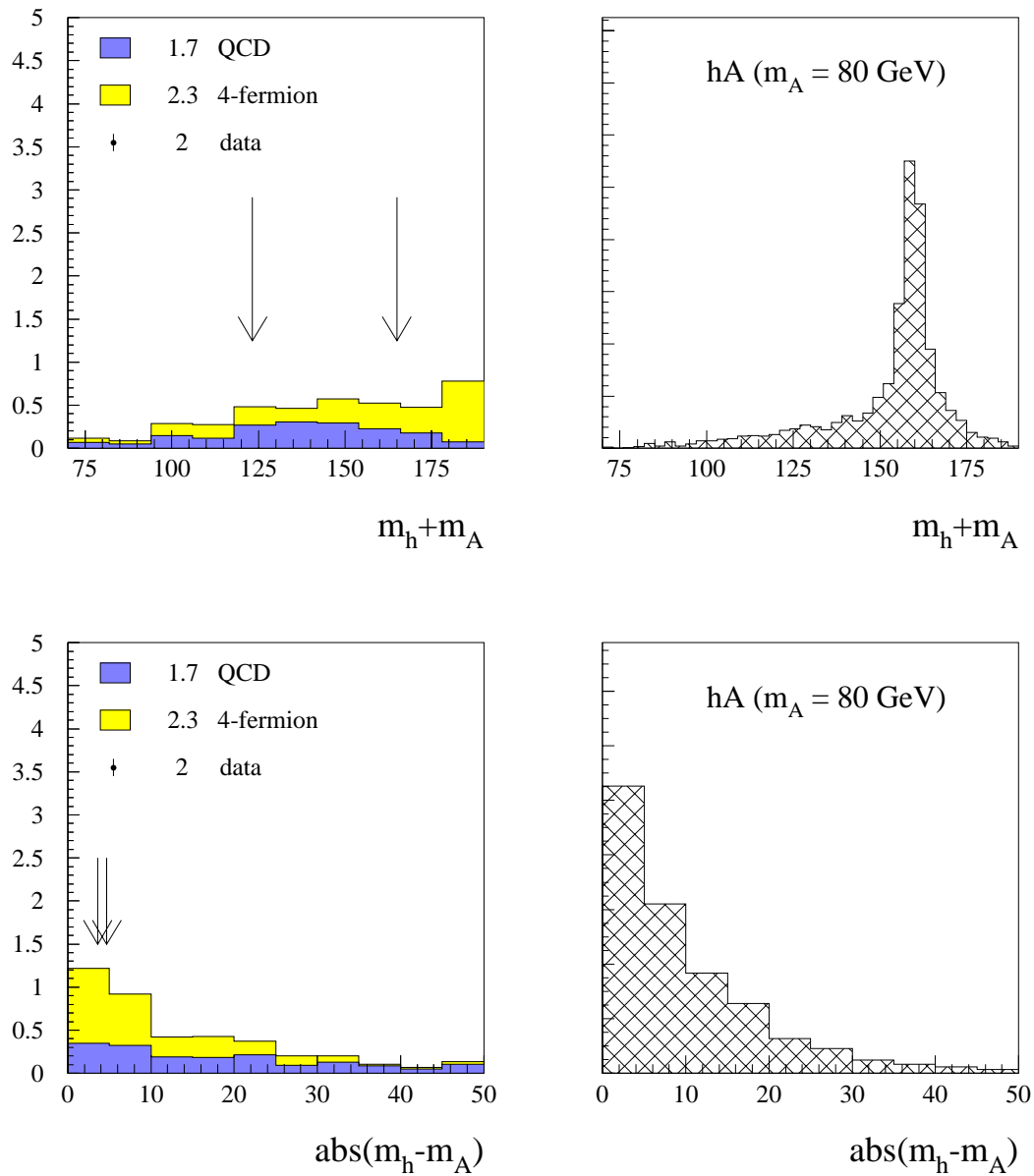


FIG. 5.19 – Analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Distributions de $m_h + m_A$ et $m_h - m_A$ au point de fonctionnement choisi par minimisation du $\langle \text{CL}_s \rangle_b$. Un signal ($m_A = 80$ GeV, $\tan \beta = 20$) est également indiqué. Les flèches représentent les événements sélectionnés dans les données.

5.3.4 Exploitation statistique des résultats

L'information nécessaire à la présente analyse est, à ce point, résumée en deux grandeurs:

- une variable combinée, \mathcal{L}_{hA} , regroupant les variables de forme et d'étiquetage de b , destinée à isoler les événements à quatre jets de quarks b ;
- la somme des masses des dijets après appariement, en tant qu'estimateur de $m_h + m_A$.

On choisit une section efficace résiduelle de bruit de fond, et l'efficacité de sélection du signal correspondante par une sélection sur \mathcal{L}_{hA} . Les hypothèses f et $s + f$ sont ensuite testées par comparaison du nombre d'événements sélectionnés dans les données avec les taux attendus dans chacune des hypothèses, en tenant compte des spectres en masse observés et attendus. Si g_m^s est la distribution en masse attendue des événements de signal, s le taux attendu d'événements de signal, g_m^f la distribution en masse des événements de fond, et f le taux attendu d'événements de fond, on calcule en fait (voir section 3.5.2):

$$X^m = e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s g_m^s(m_i)}{f g_m^f(m_i)} \right), \quad (5.1)$$

où n représentera le nombre d'événements observés pour le calcul de X_{obs}^m , un nombre d'événements typique de l'hypothèse f pour l'intégration Monte-Carlo de la distribution dP_f/dX^m , et un nombre d'événements typique de l'hypothèse $s + f$ pour l'intégration Monte-Carlo de la distribution dP_{s+f}/dX^m . De même, les m_i seront les masses des candidats observés pour le calcul de X_{obs}^m , et des masses tirées au sort suivant les distributions g_m^i pour l'intégration des dP_i/dX^m . Ces distributions permettent en soi d'évaluer la performance a priori de l'analyse, et leur comparaison avec X_{obs}^m donne son résultat a posteriori.

Deux remarques suggèrent maintenant qu'une telle analyse n'utilise pas toute l'information présente, et prescrivent une meilleure façon d'exploiter le travail effectué. En premier lieu, même après une coupure sur \mathcal{L}_{hA} , cette dernière variable reste discriminante, et son information peut-être utilisée à profit: ainsi la statistique suivante,

$$X^{m, \mathcal{L}_{hA}} = e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^s(m_i, \mathcal{L}_{hA, i})}{f g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^f(m_i, \mathcal{L}_{hA, i})} \right), \quad (5.2)$$

où $g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^i$ représente la distribution bidimensionnelle de la masse en fonction de la variable discriminante pour le processus i , doit être plus performante que la précédente. Il découle ensuite de la formule 3.22 et de la discussion qui l'entoure qu'il n'est plus nécessaire, et même dommageable, de couper sur \mathcal{L}_{hA} . Appliquons l'argument à la présente analyse: on peut redéfinir

$$X^{m, \mathcal{L}_{hA}} \rightarrow \ln X^{m, \mathcal{L}_{hA}} = \sum_{i=1}^n \ln \left(1 + \frac{s g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^s(m_i, \mathcal{L}_{hA, i})}{f g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^f(m_i, \mathcal{L}_{hA, i})} \right), \quad (5.3)$$

où on a négligé une constante sans importance. Le test d'hypothèses apparaît sous cette forme comme une expérience de comptage d'événements pondérés. Quelle que soit la

coupure sur \mathcal{L}_{hA} , les contribution des événements de fond à la distribution de $X^{m, \mathcal{L}_{hA}}$ dans l'hypothèse f et dans l'hypothèse $s + f$ sont égales; par contre, la contribution des événements de signal augmente tant que l'efficacité de sélection du signal augmente, c'est-à-dire en principe jusqu'à relâcher complètement la coupure sur \mathcal{L}_{hA} . Autrement dit, le recouvrement des distributions de $X^{m, \mathcal{L}_{hA}}$ dans les hypothèses f et $s + f$ diminue, et donc la puissance du test augmente, tant que l'efficacité de sélection du signal augmente.

On dira pour récapituler qu'une fois fixé le choix des observables utilisées dans cette analyse, la meilleure sensibilité au signal est obtenue de manière unique en considérant la statistique 5.3, et en amont de toute sélection sur ces observables. Le reste de cette section est consacré à l'application réaliste de cette méthode.

Les problèmes à résoudre sont au nombre de deux. D'une part, comment définir en pratique les $g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^i$? On peut se tenir à leur stricte définition et construire des densités de probabilités à deux dimensions par histogrammation, en généralisant la procédure employée pour la construction de \mathcal{L}_{hA} (voir section 5.3.1). Il est alors difficile d'empêcher l'occurrence de canaux faiblement peuplés, et la valeur des g^i sera localement affectée d'une forte incertitude.

On a développé pour cette thèse un algorithme simple permettant de contourner en partie ce problème, en attribuant aux canaux sous-peuplés le contenu moyen des canaux situés en leur voisinage. On considère un voisinage de taille suffisante, de sorte que la moyenne, calculée sur un nombre suffisant d'événements, soit affectée d'une incertitude raisonnable.

Une autre solution est de supposer, comme précédemment, les variables indépendantes, et d'approximer les g^i par le produit de deux densités de probabilité à une dimension, soient g_m^i et $g_{\mathcal{L}_{hA}}^i$. Les problèmes de basse statistique sont évités, au prix de négliger les éventuelles corrélations entre les variables.

Le second problème, également de nature technique, concerne le temps de calcul nécessaire à l'intégration Monte-Carlo des $X^{m, \mathcal{L}_{hA}}$. On peut comparer le nombre d'événements attendus après sélection sur \mathcal{L}_{hA} dans la section précédente, au nombre cité en Table 5.1, en amont de cette sélection. Une application à la lettre des prescriptions ci-dessus demanderait 1000 fois plus de temps de calcul que l'analyse précédente, ce qui est largement rédhibitoire. On devra donc trouver un point de fonctionnement plus réaliste, en observant que lorsqu'on relâche une coupure discriminante, l'efficacité de sélection du signal tend asymptotiquement vers son maximum. De plus, en arrivant dans la région du fond, le poids (défini par l'équation 5.3) des derniers événements de signal gagnés est de plus en plus faible: dans la région du fond, $g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^s$ est presque nul, et $g_{m, \mathcal{L}_{hA}}^f$ est grand. Il doit donc exister un point efficacité-fond où l'essentiel de la sensibilité au signal est acquis, et le nombre d'événements standard attendus raisonnable.

La meilleure manière d'arriver au résultat poursuivi est maintenant déterminée par essais systématiques. On construit dans un premier temps les g^i bidimensionnelles. La masse m (i.e., $m_h + m_A$), distribuée entre 70 GeV et \sqrt{s} , est échantillonnée en canaux de 3 GeV. La variable globale \mathcal{L}_{hA} est distribuée entre -10 et 12, et échantillonnée en canaux de largeur 0.5. L'histogramme à deux dimensions obtenu contient à peu près 1800 canaux. Les contenus des canaux sont moyennés comme expliqué plus haut, en demandant une erreur statistique finale inférieure à 10% sur chaque canal. On essaie alors 20 sélections sur \mathcal{L}_{hA} , en aval desquelles les $\langle \text{CL}_s \rangle_b$ sont calculés à partir des histogrammes à deux dimensions construits ci-dessus et de la formule 5.3. Les 20 sélections correspondent à des

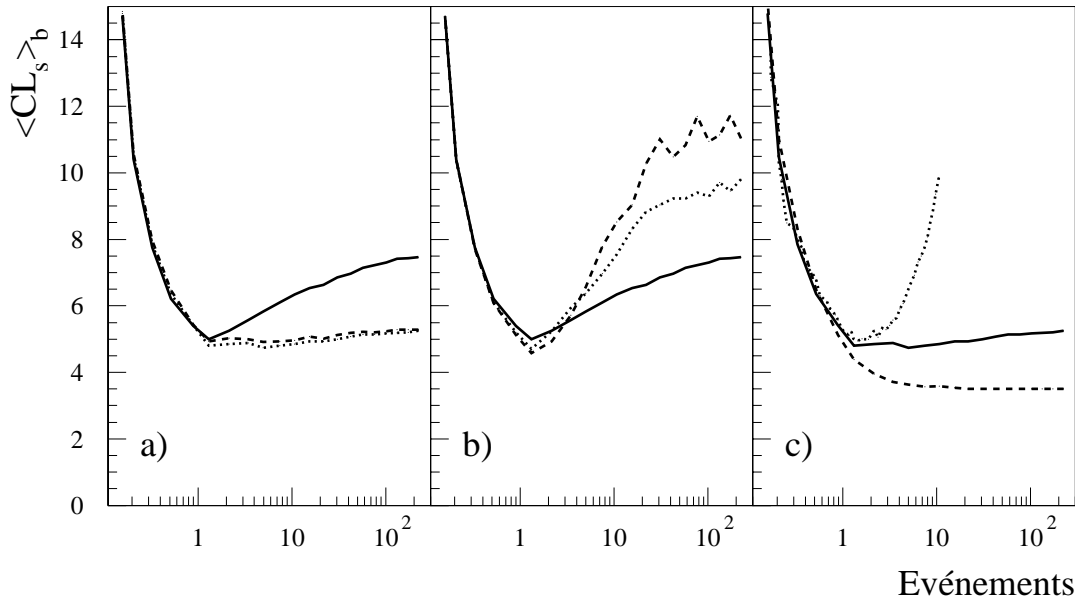


FIG. 5.20 – Recherche d'événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ à $\sqrt{s} = 183$ GeV : comparaison des performances. a) Analyses sans coupure, d.d.p bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: $\Delta m = 12$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; points: $\Delta m = 24$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; b) Analyses sans coupure, d.d.p bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 1.0$; points: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 1.5$; c) Trait plein: analyse sans coupure, d.d.p bidimensionnelle, $\Delta m = 12$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: analyse sans coupure, d.d.p unidimensionnelles, $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; points: analyse probabiliste.

tolérances au bruit de fond allant de 0.1 événement à quelques centaines.

On essaie encore de construire les distributions bidimensionnelles en élargissant les canaux en masse à 12, puis à 24 GeV, les canaux en \mathcal{L}_{hA} restant inchangés. Enfin, gardant la largeur initiale de 3 GeV des canaux en masse, on élargit les canaux en \mathcal{L}_{hA} à 1, puis à 1.5.

On construit finalement les g^i comme le produit des distributions unidimensionnelles en masse et en \mathcal{L}_{hA} . Les bornes et nombres de canaux des histogrammes sont ceux utilisés pour la distribution bidimensionnelle initiale. Bien que ce ne soit pas nécessaire ici, on moyenne les contenus des canaux de façon analogue au cas précédent. Le même critère de 10% d'incertitude maximale sur les nouveaux contenus est appliqué. L'objectif de cette étape est de découpler la connaissance imparfaite des distributions des comparaisons de leurs performances: l'erreur statistique sur les contenus des canaux étant la même, on désire savoir s'il est plus performant de prendre en compte les corrélations éventuelles entre les variables, au prix d'une perte en granularité, ou de négliger ces corrélations et de préserver la granularité.

Les résultats de ces essais sont illustrés sur les figures 5.20 ($\sqrt{s} = 183$ GeV, $m_A = 70$ GeV, $\tan\beta = 20$) et 5.21 ($\sqrt{s} = 189$ GeV, $m_A = 80$ GeV, $\tan\beta = 20$). On y dénomme *analyse sans coupure* toute analyse où la coupure sur \mathcal{L}_{hA} est relâchée, même partiellement, et où cette variable est utilisée dans le calcul des niveaux de confiance. Les résultats de l'analyse précédente (avec sélection sur \mathcal{L}_{hA} , et calcul des $\langle CL_s \rangle_b$ à

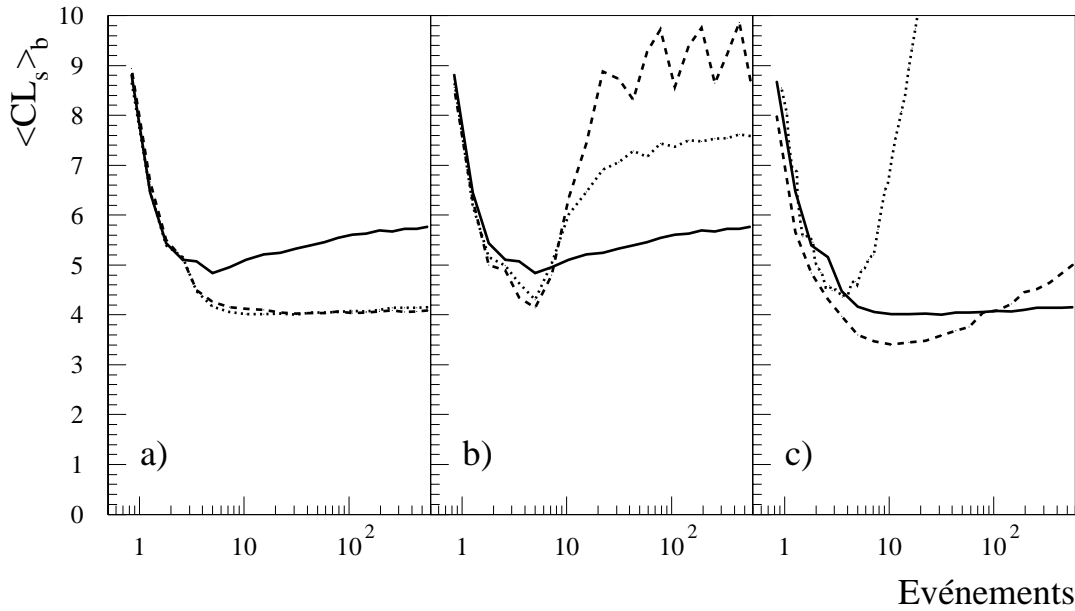


FIG. 5.21 – Recherche d'événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : comparaison des performances. a) Analyses sans coupure, d.d.p bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: $\Delta m = 12$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; points: $\Delta m = 24$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; b) Analyses sans coupure, d.d.p bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 1.0$; points: $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 1.5$; c) Trait plein: analyse sans coupure, d.d.p bidimensionnelle, $\Delta m = 12$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; tirets: analyse sans coupure, d.d.p unidimensionnelles, $\Delta m = 3$ GeV, $\Delta\mathcal{L} = 0.5$; points: analyse probabiliste.

partir de la seule variable m) sont également indiqués. On constate qu'à choisir une méthode bidimensionnelle, la meilleure solution consiste à fabriquer des histogrammes fins suivant \mathcal{L}_{hA} , et grossiers suivant m (de largeur 12 ou 24 GeV, avec les mêmes résultats). Si on resserre les canaux en masse à 3 GeV, alors la nécessité de moyenner fortement leurs contenus dégrade les performances. Les plus mauvais résultats sont obtenus avec des histogrammes fins suivant m et grossiers suivant \mathcal{L}_{hA} , indiquant le gaspillage du grand pouvoir séparateur de cette dernière variable.

On constate aussi que les résultats obtenus à partir des distributions unidimensionnelles sont très nettement supérieurs aux meilleurs résultats obtenus précédemment. A $\sqrt{s} = 183$ GeV, en particulier, le régime asymptotique des $\langle CL_s \rangle_b$ vers les grands bruits de fond est bien visible. Le fait qu'on atteigne ce régime asymptotique indique après-coup que les corrélations entre m et \mathcal{L}_{hA} sont de fait très faibles. De plus, ce régime est atteint à partir de quelques dizaines d'événements de fond, ce qui augure bien de l'applicabilité de la méthode. Il est intéressant de remarquer qu'à $\sqrt{s} = 189$ GeV, où le signal de référence est de masse $80 + 80 = 160$ GeV, de telles corrélations existent bien. Cet effet est attribuable à la présence des événements WW à la même masse que le signal. La sélection sur \mathcal{L}_{hA} relâchée, cette catégorie d'événements constitue la majeure partie du fond attendu, et la variable m n'est plus discriminante, ce qui explique la perte de sensibilité dans la région des grands fonds. Néanmoins, cette méthode apporte clairement les meilleurs résultats, et la meilleure sensibilité est obtenue à environ 10 événements attendus.

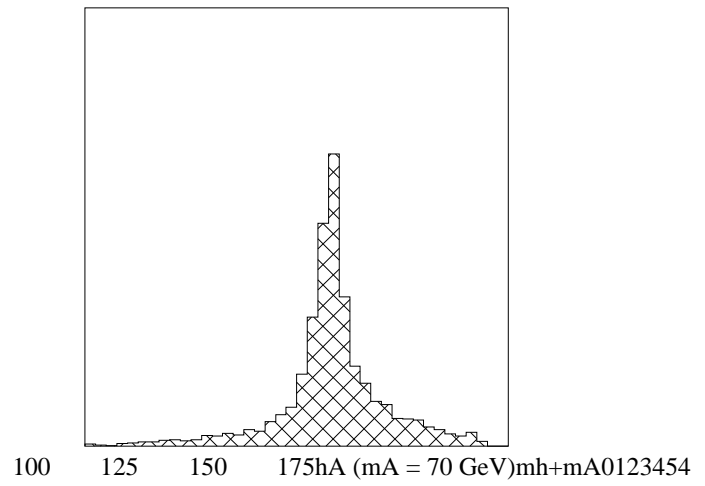
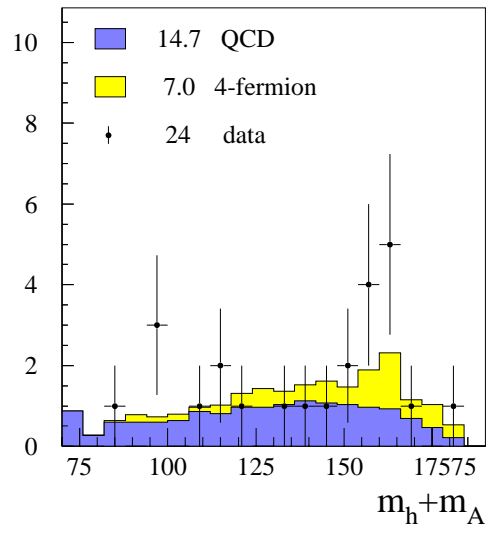
Analyse $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$	Données	Fond attendu	Eff. ($m_A = 70 \text{ GeV}$)	$\langle \text{CL}_s \rangle_b$
séquentielle	1	1.6 ± 0.1	$52.5 \pm 0.7\%$	6.0%
1 ^{re} probabiliste	0	1.4 ± 0.1	$53.4 \pm 0.7\%$	5.4%
probabiliste finale	1	1.2 ± 0.1	$54.3 \pm 0.7\%$	4.9%
sans coupure, 2D	24	21.7 ± 0.5	$85.4 \pm 0.5\%$	4.7%
sans coupure, 1D	24	21.7 ± 0.5	$85.4 \pm 0.5\%$	3.5

Analyse $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	Données	Fond attendu	Eff. ($m_A = 80 \text{ GeV}$)	$\langle \text{CL}_s \rangle_b$
probabiliste	2	4.0 ± 0.1	$54.3 \pm 0.7\%$	4.4%
sans coupure, 2D	11	10.5 ± 0.4	$66.6 \pm 0.7\%$	4.0%
sans coupure, 1D	11	10.5 ± 0.4	$66.6 \pm 0.7\%$	3.4

TAB. 5.7 – Les analyses présentées et leur sensibilité au signal de référence.

Le point de fonctionnement choisi à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ correspond à une efficacité de 85.4% sur le signal de référence, et 21.7 ± 0.5 événements standard attendus. Le niveau de confiance correspondant est compatible avec ceux obtenus à plus grande efficacité, et vaut $\langle \text{CL}_s \rangle_b = 3.5\%$. À $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, la courbe des $\langle \text{CL}_s \rangle_b$ passe par un minimum: le meilleur résultat est obtenu avec 10.5 ± 0.4 événements attendus et une efficacité de 66.6%, et le niveau de confiance est $\langle \text{CL}_s \rangle_b = 3.4\%$. Les distributions en masse trouvées à ces points sont montrées sur la figure 5.22.

La progression des sensibilités au signal, au fil des améliorations de la présente analyse, est récapitulée en Table 5.7. Il reste à évaluer l'impact de cette progression sur la limite attendue, si on déclare exclue toute hypothèse défavorisée à 95% de confiance. Les résultats sont lisibles sur la figure 5.23, où on a appliqué les points de fonctionnement déterminés sur les signaux de référence aux autres échantillons de signal simulés aux mêmes énergies. Les résultats des analyses séquentielle et probabiliste sont également indiqués à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$, ainsi que l'analyse probabiliste à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. Pour cette estimation simple, on s'est contenté d'interpoler linéairement les niveaux de confiance entre les masses simulées. À $\tan \beta = 20$, l'amélioration est de 1.5 GeV en 1997, et 500 MeV sont gagnés en 1998. Pour $\tan \beta = 2$, une confiance de 5% n'est atteinte qu'en 1998. L'amélioration porte sur 1.5 GeV dans cette région.



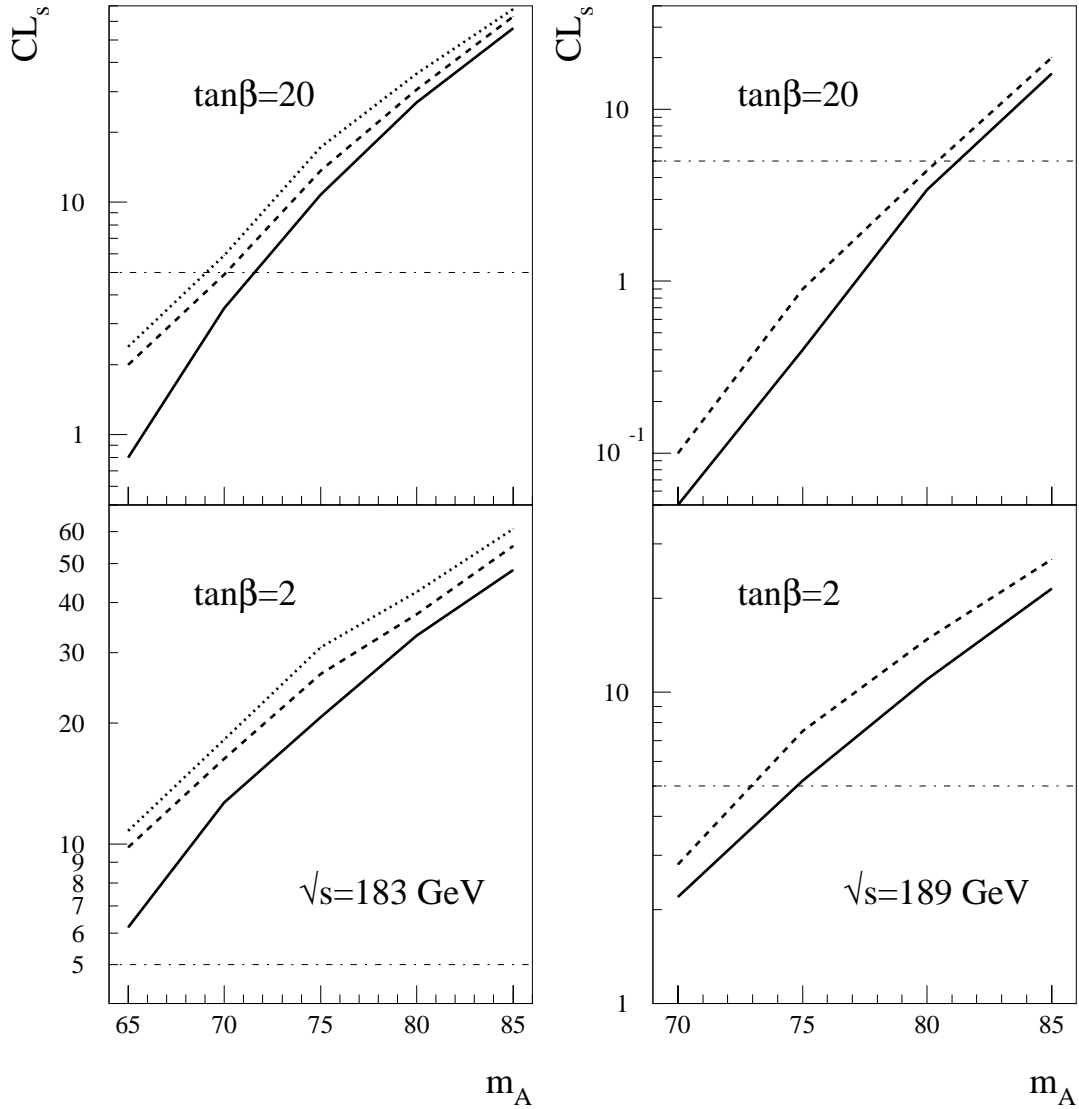


FIG. 5.23 – Recherche d'événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$: estimation des limites attendues. A $\sqrt{s} = 183$ GeV : trait plein, analyse sans coupure; tirets, analyse probabiliste; points, analyse séquentielle. A $\sqrt{s} = 189$ GeV : trait plein, analyse sans coupure; tirets, analyse probabiliste.

Chapitre 6

Recherche d'événements $hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$

Ce chapitre décrit la recherche de bosons de Higgs produits en association avec un Z^0 , dans l'état final à quatre jets. Très similaire au canal hA , le canal hZ se caractérise par un état final de cinématique plus compliquée, et ne comportant que deux jets de b dans quatre cas sur cinq. La recherche de ce signal permet à LEP200 de tester le modèle standard, et la région des faibles $\tan\beta$ dans les modèles supersymétriques, où sa section efficace devient grande devant celle du processus hA .

La largeur du Z^0 en hadrons représente 70% de sa largeur totale, et le rapport d'embranchement du Higgs en quarks b est de l'ordre de 84% dans le modèle standard, et de 91% dans le MSSM: l'état final $b\bar{b}q\bar{q}$ est donc attendu pour une large majorité des événements hZ . De plus, la section efficace hZ chute plus doucement à l'approche de la limite cinématique que la section efficace hA , et on anticipe que ce canal sera sensible à bosons de Higgs de plus haute masse que le canal complémentaire hA . Le signal de référence est choisi à $m_h=95$ GeV. L'analyse sera testée sur ce cas, puis étendue aux autres cas de masse.

L'analyse hZ part du même point que l'analyse hA , et les méthodes utilisées sont essentiellement celles développées dans le chapitre précédent; on se contente de les appliquer sans plus de détails. Plus d'attention sera portée à la description de la reconstruction de la masse des bosons de Higgs, et au choix des nouvelles variables utilisées pour la construction du rapport de vraisemblance. La dernière section de ce chapitre est consacrée à l'interprétation statistique des résultats. Un ingrédient de cette interprétation est la section efficace du signal en fonction de m_h ; on choisit de se placer dans le cadre du modèle standard. On se limite pour ce canal à appliquer l'analyse aux données enregistrées par Delphi en 1998.

Comme dans l'analyse précédente, les incertitudes citées dans ce chapitre sont statistiques uniquement; l'étude des erreurs systématiques est effectuée ultérieurement. Finalement, les efficacités de sélection du signal sont calculées sur l'ensemble des désintégration hadroniques du système hZ , bien que l'analyse présentée dans la suite soit sensible principalement aux états finals comportant au moins deux quarks b ; en d'autres termes, les canaux $(h \rightarrow c\bar{c}, gg)(Z^0 \rightarrow q\bar{q})$ sont considérés comme peu prometteurs et aucune analyse spécifique n'est entreprise.

6.1 Reconstruction de la masse du Higgs

Dans l'état final à quatre jets du canal hA , la désintégration de deux objets de masses inconnues mais voisines permet de choisir une façon d'apparier les jets parmi trois façons possibles, sous la condition que la différence des masses des dijets résultants soit minimale. Dans le cas présent, la nécessité d'identifier le boson Higgs parmi les deux dijets résultant de l'appariement porte le nombre de choix possibles à six. En contrepartie, on dispose de plus d'information pour guider notre choix. Le Z^0 final, d'une part, est produit principalement sur couche de masse à LEP200 et sa masse est connue. D'autre part, on considère les désintégrations du Higgs en $b\bar{b}$, alors que la largeur du Z^0 en $b\bar{b}$ ne représente qu'un cinquième de sa largeur hadronique.

La première section décrit la méthode employée ici pour reconstruire la masse du Higgs en profitant de ces contraintes. La démarche est très proche de celle développée en [47]. La section suivante contient quelques remarques relatives aux méthodes différentes fréquemment rencontrées.

6.1.1 Choix de l'appariement et identification du Z^0 . Détermination de la masse reconstruite du Higgs

On définit ici une grandeur représentant pour chaque choix d'appariement la probabilité a priori que ce choix soit correct. Après évaluation de la valeur de cette probabilité pour chaque hypothèse, on choisit l'hypothèse maximisant cette probabilité.

On considère en pratique les trois appariements possibles tour à tour, et pour chaque appariement on considère les deux choix d'identification du Z^0 . On calcule alors la probabilité que la masse du dijet représentant le Z^0 , m_{ij} , soit compatible avec la masse nominale du Z^0 , soit $m_Z = 91.2$ GeV, et la probabilité que le dijet opposé soit un dijet $b\bar{b}$.

La compatibilité de m_{ij} avec m_Z est testée en effectuant un ajustement cinématique des quatre jets de l'événement, où on impose, en plus des habituelles contraintes sur la conservation de l'impulsion et de l'énergie totale au cours de la réaction, la relation $m_{ij} = m_Z$. La compatibilité est alors simplement évaluée comme la probabilité associée au χ^2 de l'ajustement :

$$P_{Z^0} = P(\chi^2, 5).$$

Les distributions du χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes, pour la combinaison choisie par maximisation de P_{tot} , est illustrée en figure 6.1, avec la distribution de probabilité correspondante. Les événements à χ^2 élevé, peuplant le pic de la distribution de $P(\chi^2, 5)$ au voisinage de 0, sont dus à deux limitations de la méthode. D'une part, on a fait le choix simplificateur de reconstruire quatre groupes de particules, quelle que soit la structure des événements: les événements présentant un cinquième jet sont donc souvent mal reconstruits, et le système du Z^0 peut être fortement dégradé, donnant lieu à un ajustement de mauvaise qualité. D'autre part, aucun compte n'est tenu de la largeur intrinsèque du Z^0 . Si celui-ci est produit loin de sa masse nominale, la cinquième contrainte est incorrecte et l'ajustement n'est pas naturel.

On attribue par ailleurs au dijet opposé une grandeur $x_{b,kl}$, définie comme la somme $x_{b,k} + x_{b,l}$ des contenus en b des jets qui le composent. Ces contenus sont évalués par application de l'algorithme décrit en section 3.4. La probabilité que le dijet (k, l) soit un

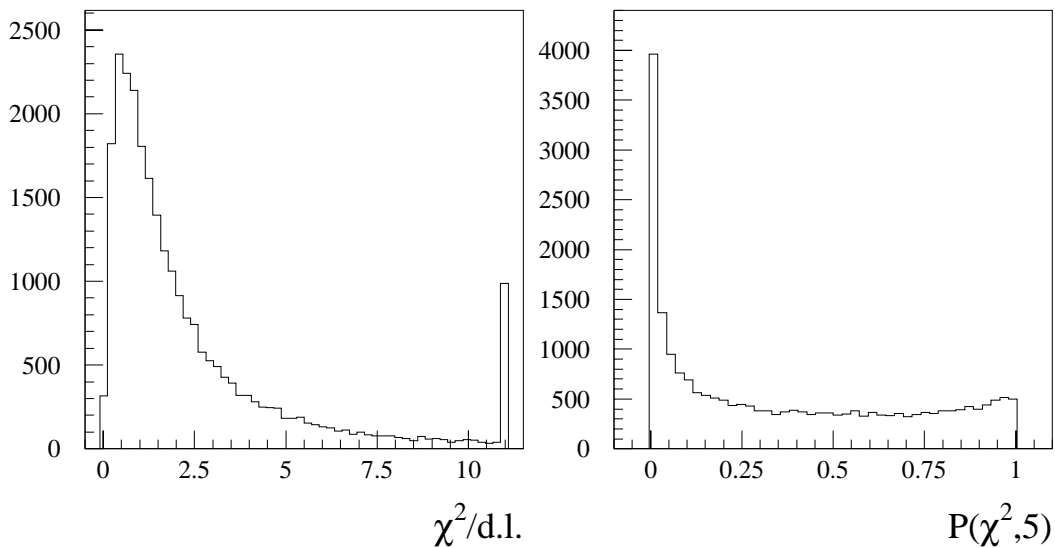


FIG. 6.1 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : distributions du χ^2 des ajustements à cinq contraintes, et de la probabilité associée, pour des événements hZ (toutes valeurs de m_h confondues).

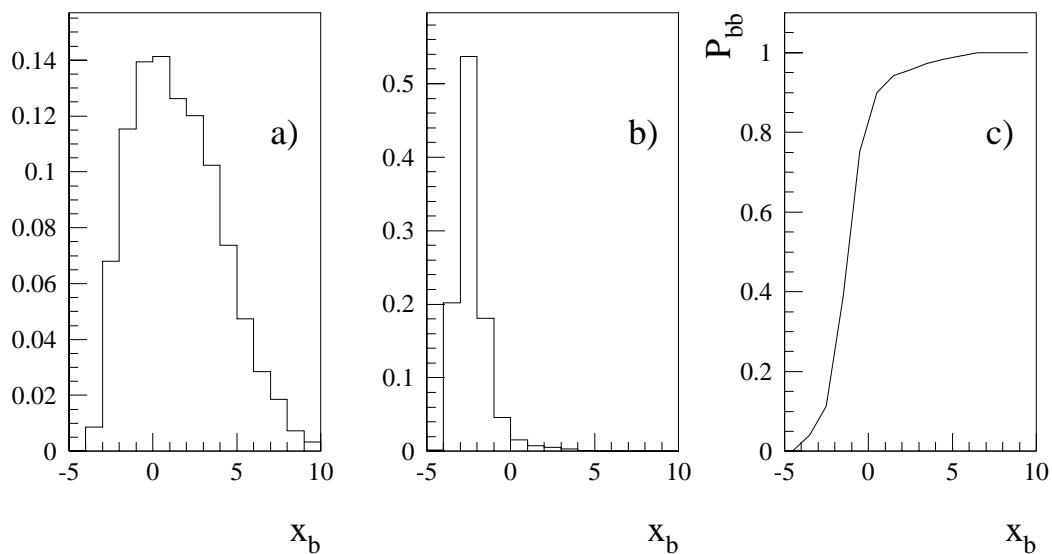


FIG. 6.2 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : distributions de x_b pour a) le dijet de désintégration du boson de Higgs et b) le dijet de désintégration du Z^0 . On n'a considéré que les désintégrations $h \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, avec $q \neq b$. c) Probabilité P_{bb} qu'un dijet de valeur x_b soit un dijet $b\bar{b}$.

dijet $b\bar{b}$ est déterminée à partir des distributions de $x_{b,kl}$ trouvées dans les désintégrations du Higgs en $b\bar{b}$ d'une part, et du Z^0 en quarks légers d'autre part, pour les événements simulés où une reconstruction correcte permet de relier les dijets reconstruits au Z^0 et au Higgs générés. Si ces distributions sont notées $f_q(x_{b,kl})$ et $f_b(x_{b,kl})$ respectivement, la probabilité recherchée est donnée par:

$$P_{bb} = \frac{f_b(x_{b,kl})}{f_b(x_{b,kl}) + f_q(x_{b,kl})}.$$

Les distributions $f_i(x_{b,kl})$ et la probabilité P_{bb} qui en découle sont données en figure 6.2.

Finalement, la probabilité a priori qu'un choix d'appariement et d'identification soit correct est simplement donnée par le produit des probabilités décrites ci-dessus:

$$P_{tot} = P_{Z^0} \times P_{bb}.$$

La figure 6.3 représente les distributions de $-\log_{10}(P_{tot})$ obtenues pour différentes catégories d'événements. On peut apprécier la contribution des dijets $b\bar{b}$ à la reconstruction de la masse du Higgs en comparant les distributions trouvées pour les événements où les Higgs se désintègre ou non en quarks b . Par anticipation sur la section suivante, on donne également les distributions de $-\log_{10}(P_{tot})$ sur les deux catégories d'événements de fond: cette variable sera utilisée dans l'analyse pour rejeter ces événements.

Finalement, la masse reconstruite du Higgs est définie comme la masse, après ajustement à cinq contraintes, du dijet opposé au Z^0 identifié par maximisation de P_{tot} . la distribution en masse reconstruite est montrée en figure 6.4, pour divers exemples de signal hZ ($75 \leq m_h \leq 97 \text{ GeV}$) et pour les processus de bruit de fond. Pour les valeurs de m_h relativement éloignées de la limite cinématique ($m_h \leq 90 \text{ GeV}$), typiquement 40% des événements hZ ont une masse de Higgs reconstruite éloignée de plus de 5 GeV de la masse simulée. Ces queues de distributions correspondent à des événements mal reconstruits pour les raisons expliquées plus haut, et à des fautes d'appariement, principalement

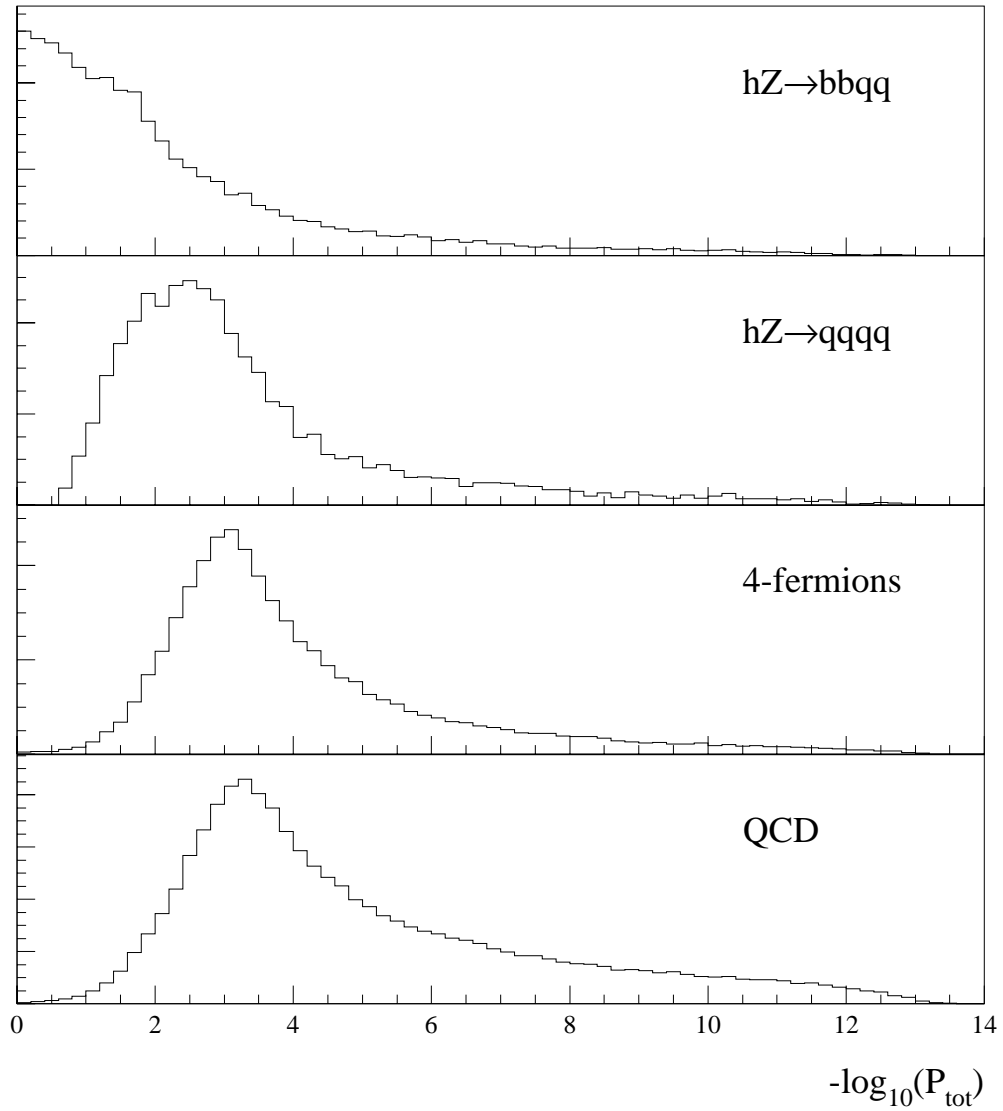


FIG. 6.3 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : distributions de $-\log_{10}(P_{tot})$ obtenues pour les événements hZ , le boson Higgs se désintégrant en $b\bar{b}$ ou en quarks légers, et pour les événements de fond.

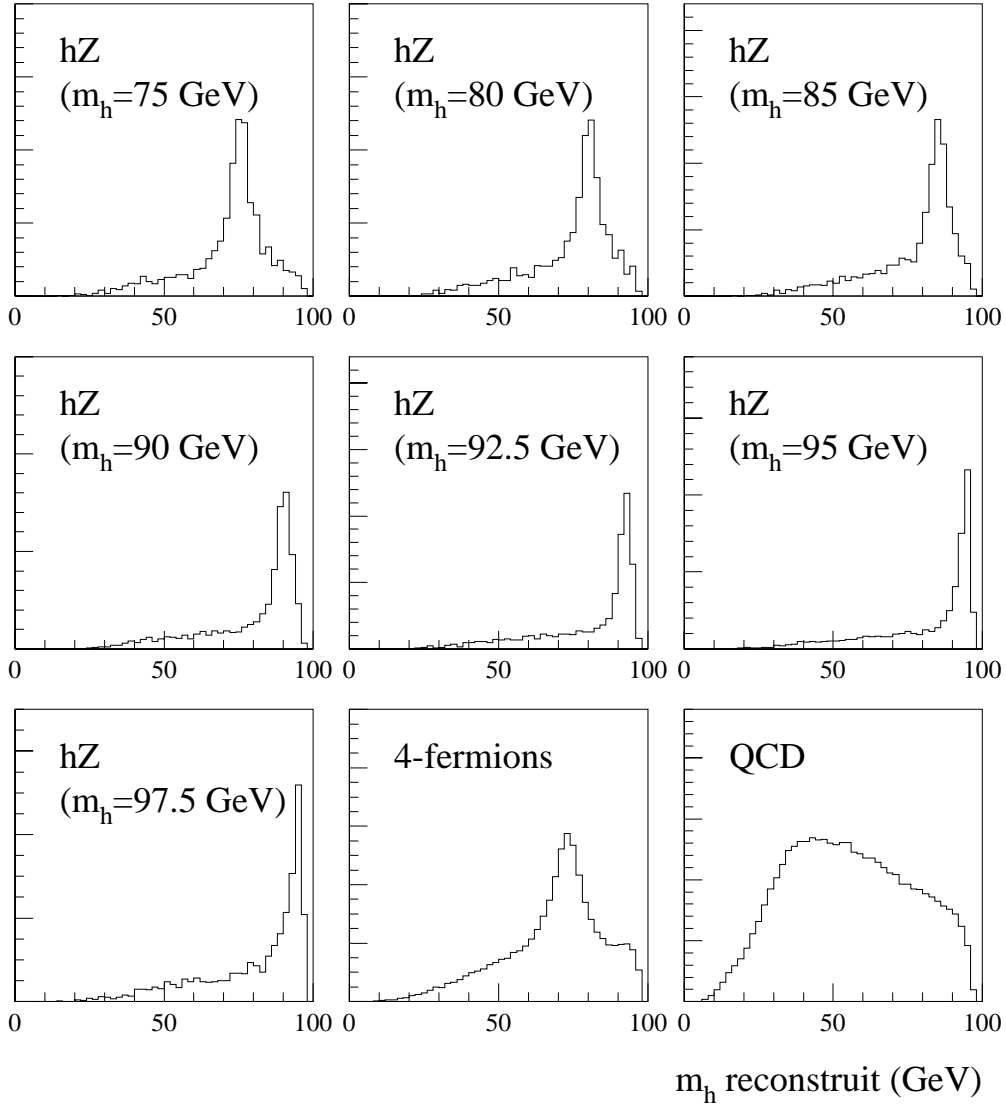


FIG. 6.4 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : distributions de la masse reconstruite du Higgs.

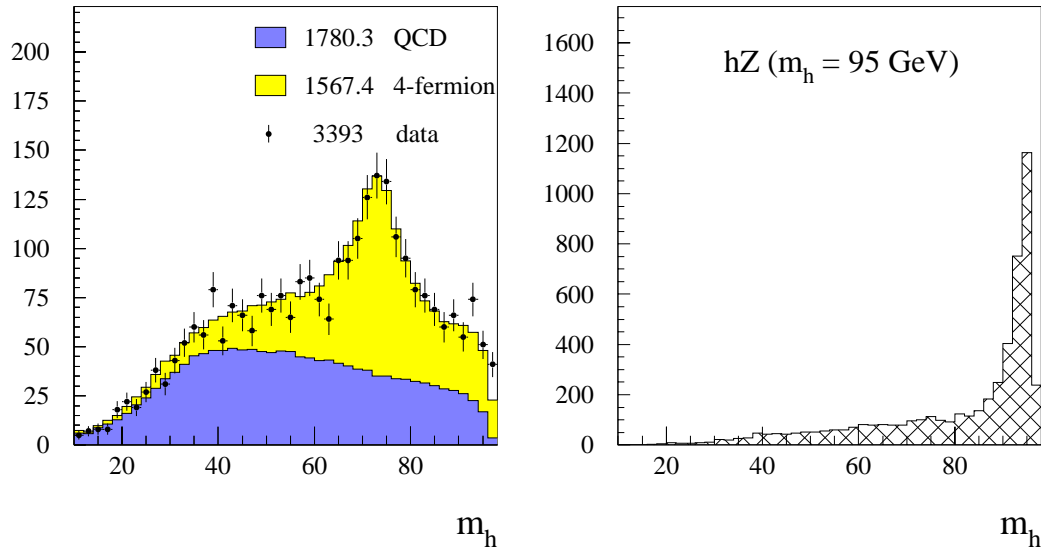


FIG. 6.5 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Distribution en masse au niveau de présélection.

6.2 Choix des variables discriminantes et construction de la variable globale

Le choix des variables discriminantes procède d'une démarche identique à celle de la section 5.2. Les variables de forme choisies pour leur meilleure discrimination sont les mêmes que précédemment, c'est-à-dire la somme des second et quatrième moments de Fox-Wolfram (H2+H4) plutôt que le thrust, et le produit du plus petit angle séparant deux jets, de l'énergie du jet le moins énergétique, et de la multiplicité du jet de plus faible multiplicité (αEN). Les distributions de ces variables sont montrées en figure 5.17. Les courbes efficacité-pureté justifiant ce choix sont représentées sur la figure 6.6.

Comme on l'a dit précédemment, on utilise également la variable $-\log_{10}(P_{tot})$ qui mesure la qualité de la reconstruction cinématique des événements et prend en compte la présence de quarks b. Compte tenu de la ressemblance topologique entre événements W^+W^- , Z^0Z^0 et événements hZ dans le cas de leurs désintégrations hadroniques, toute la réjection du fond à quatre fermions repose sur cette unique variable. Les distributions observée et attendue dans le modèle standard de cette variable sont représentées en figure 6.7, ainsi que la distribution de $x_{b,kl}$ qui en est une composante essentielle.

La variable globale combinant ces informations est construite de la même manière que pour l'analyse hA (en particulier, on prend les mêmes précautions pour la définition des densités de probabilité). On définit \mathcal{L}_{hZ} comme:

$$\mathcal{L}_{hZ} = \frac{\alpha_{QCD} f^{QCD} + \alpha_{4f} f^{4f}}{f^{hA}},$$

$$f^i = f_{H2+H4}^i(H2 + H4) \times f_{\alpha EN}^i(\alpha EN) \times f_{P_{tot}}^i(P_{tot}). \quad (6.1)$$

On a toujours $\alpha_{QCD} = 0.53$ et $\alpha_{4f} = 0.47$ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. La distribution de la variable

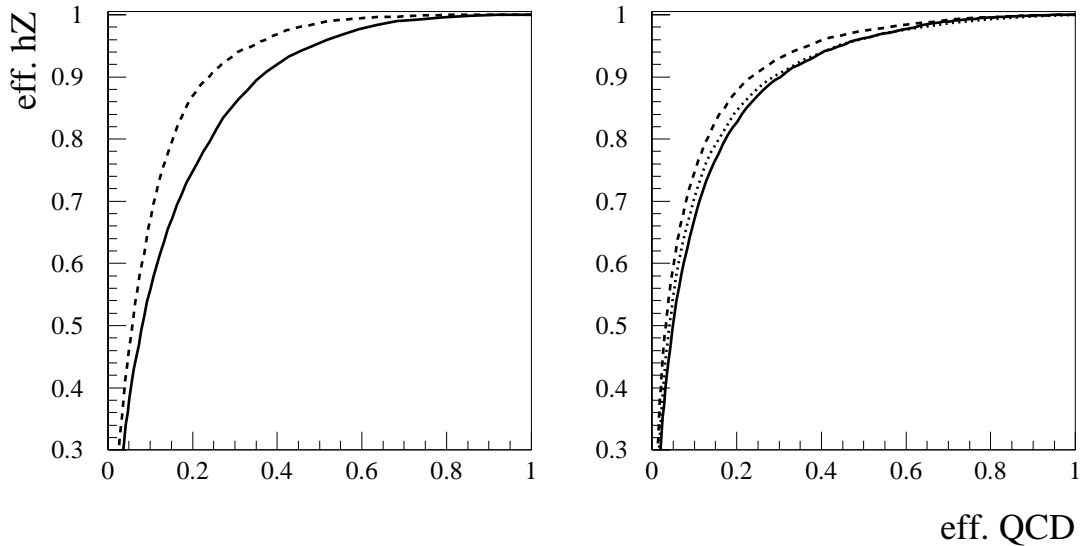


FIG. 6.6 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : comparaison des performances des variables de forme. À gauche: le thrust (trait plein) et H_2+H_4 (tirets); à droite: y_{cut} (trait plein), αE (points), αEN (tirets).

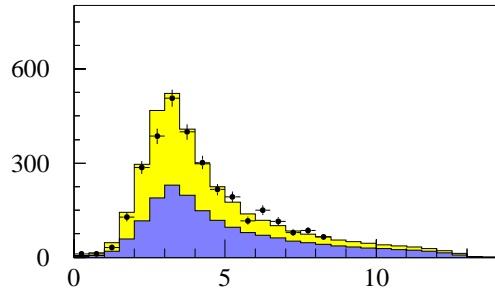
globale est illustrée sur la figure 6.8. La distribution obtenue pour le signal de référence montre un pic au voisinage de $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ} \sim 2$, correspondant aux événements $hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$, et un épaulement vers $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ} \sim 0$ dû aux désintégrations du Higgs en quarks c et en gluons.

6.3 Performances et exploitation statistique des résultats

Parallèlement à la section 5.3.4 de l'analyse hA , on détermine dans cette section la façon de tirer le meilleur parti de la construction décrite ci-dessus. On appelle dans la suite *analyse probabiliste* l'analyse consistant en une coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$ et la prise en compte ultérieure de l'information en masse uniquement, et *analyse sans coupure* les analyses où on relâche partiellement la coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$ afin de d'utiliser cette variable en même temps que la masse lors de la détermination des niveaux de confiance.

On peut donc un premier temps faire varier la coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$ afin d'estimer la compatibilité entre données et Monte-Carlo sur cette variable, et apprécier la sensibilité de l'analyse en utilisant uniquement les spectres en masse des populations de signal et de bruit de fond passant la coupure. Les résultats sont représentés en figure 6.9. L'excès d'événements observé dans le chapitre précédent se retrouve très nettement sur cette figure. Il sera une fois de plus ignoré ici; le chapitre suivant lui est consacré.

Pour chaque valeur de la coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$, les distributions en masse des événements passant la coupure (signal et fond) sont histogrammées entre 10 GeV et 98 GeV, et la largeur des canaux est fixée à 2 GeV pour le signal, et à 4 GeV pour les fonds. On



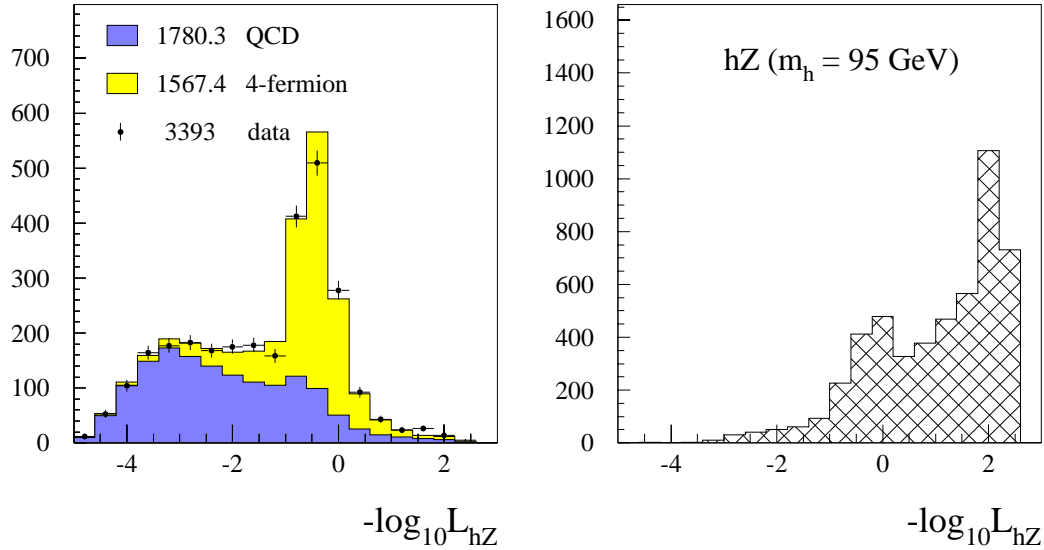


FIG. 6.8 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : distributions de la variable $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$; à gauche, prédiction et observation pour les processus standard; à droite, prédiction pour le signal de référence ($m_h = 95$ GeV).

assure ainsi une incertitude statistique satisfaisante sur les distributions, notées $g_m^i(m_{h,i})$, et sur la statistique X^m :

$$X^m = e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s g_m^s(m_{h,i})}{f g_m^f(m_{h,i})} \right). \quad (6.2)$$

On peut alors calculer le niveau de confiance attendu en moyenne pour des expériences fond seulement. On trouve, pour $m_h = 95$ GeV, un niveau de confiance optimal valant $\langle CL_s \rangle_b = 9.3\%$, atteint pour 18.3 ± 0.9 événements standard attendus, et une efficacité de 39.3% sur le signal de référence. On trouve 26 événements dans les données. La figure 6.10 donne le spectre en masse observé et attendu pour les processus standard à ce point de fonctionnement: on peut y constater la forte réjection des événements W^+W^- , attendus à $m_h \sim 70$ GeV, en comparant cette figure avec la figure 6.4. Les efficacités pour diverses valeurs de m_h sont données en table 6.1.

On réitère finalement l'exercice de la section 5.3.4. Comme dans l'analyse hA , on remarque que la statistique suivante:

$$X^{m, \mathcal{L}_{hZ}} = e^{-s} \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{s g_{m, \mathcal{L}_{hZ}}^s(m_{h,i}, \mathcal{L}_{hZ,i})}{f g_{m, \mathcal{L}_{hZ}}^f(m_{h,i}, \mathcal{L}_{hZ,i})} \right), \quad (6.3)$$

où $g_{m, \mathcal{L}_{hZ}}^i$ est la densité de la population i en (m, \mathcal{L}_{hZ}) , doit être plus performante que X^m , et que la meilleure sensibilité est en principe obtenue de façon unique en relâchant

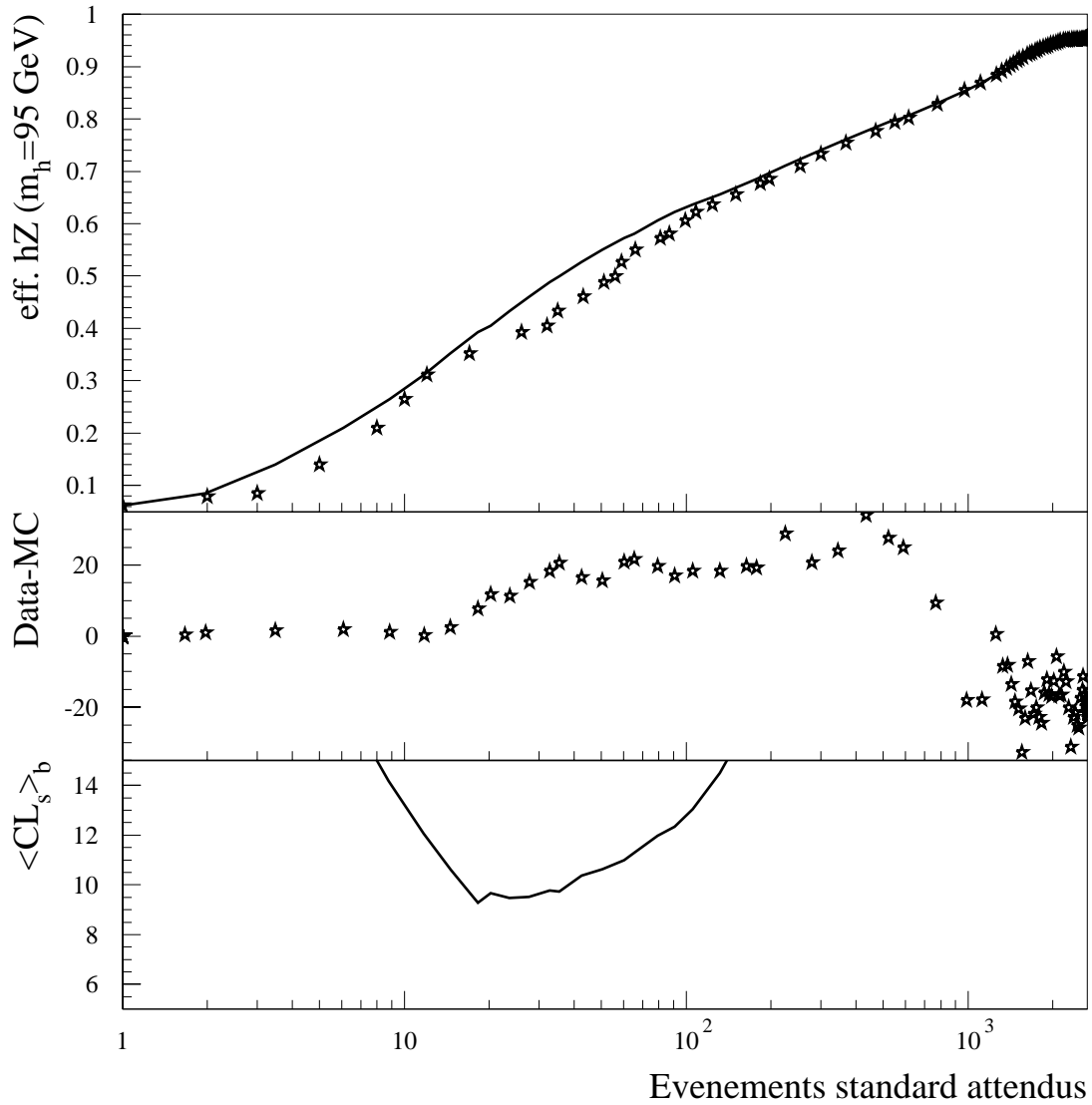


FIG. 6.9 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. En haut: évolution de l'efficacité sur le signal de référence ($m_h = 95$ GeV) en fonction du bruit de fond attendu, obtenue en coupant sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$. Les étoiles représentent les données; au milieu: différence entre données observées et événements standard attendus; en bas: évolution du $\langle \text{CL}_s \rangle_b$. Le plus faible $\langle \text{CL}_s \rangle_b$ atteint par cette méthode vaut 9.3%, et est obtenu pour un fond attendu de 18.3 ± 0.9 événements standard, et une efficacité de sélection du signal de référence de 39.3%. 26 événements sont observés.

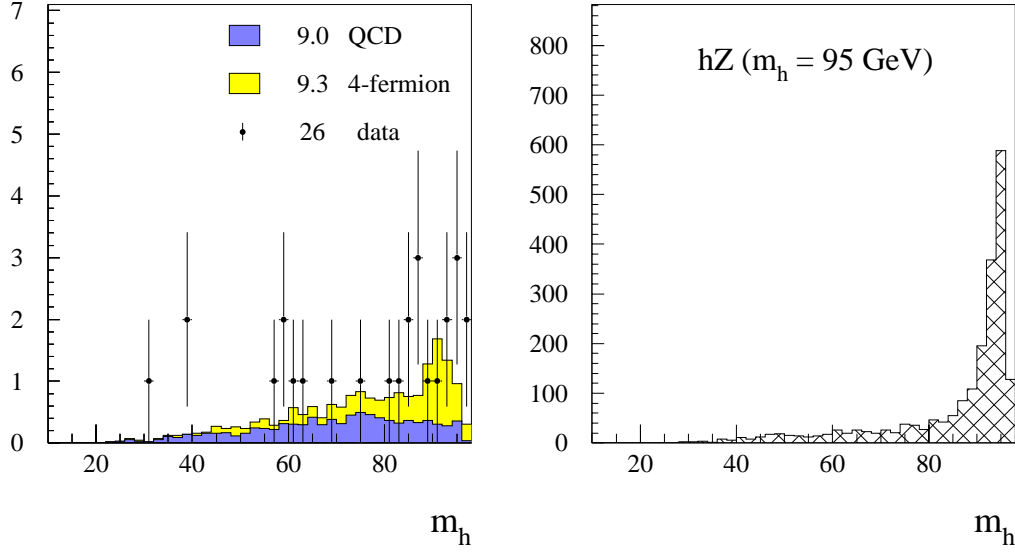


FIG. 6.10 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Distribution en masse au point de fonctionnement de l'analyse probabiliste.

complètement la coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$. Les problèmes habituels de définition des densités à deux dimensions $g_{m, \mathcal{L}_{hZ}}^i$ sont toutefois à prendre en compte, ainsi que la nécessité de limiter le temps de calcul afin d'obtenir les résultats en un temps raisonnable.

Les diverses méthodes développées dans la section 5.3.4 sont maintenant appliquées tour à tour. On évalue dans un premier temps le gain apporté par l'utilisation de densités bidimensionnelles. Les bornes des histogrammes sont définies comme suit:

$$\begin{aligned} 10 \text{ GeV} < m_h < 98 \text{ GeV} , \\ -5 < -\log_{10} \mathcal{L}_{hZ} < 3, \end{aligned}$$

et on détermine par essais successifs la dimension optimale des canaux, qui résultera d'un compromis entre les nécessités de peupler suffisamment les canaux, et de préserver le caractère discriminant des variables. Comme auparavant, on applique à tous les histogrammes considérés la procédure de moyennage introduite en section 5.3.4, et permettant de définir des densités utilisables.

La méthode consistant à ignorer les corrélations entre les variables en définissant une densité à une dimension est également essayée. On définit donc le produit de densités à une dimension:

$$g_{m, \mathcal{L}_{hZ}}^i \equiv g_m^i \times g_{\mathcal{L}_{hZ}}^i, \quad (6.4)$$

où les bornes de g_m^i et $g_{\mathcal{L}_{hZ}}^i$ sont les mêmes que celles utilisées pour l'étude bidimensionnelle. Cette densité ne souffre pas des problèmes de basse statistique et en conséquence est la plus simple à définir et à utiliser.

m_h (GeV)	70	75	80	85
σ_{hZ} (pb)	0.80	0.70	0.59	0.47
Eff. (%)	36.1 ± 1.1	39.6 ± 1.1	39.2 ± 1.1	37.6 ± 0.7
Nb. d'evts.	29.4 ± 0.9	28.2 ± 0.8	23.5 ± 0.7	18.0 ± 0.3
m_h (GeV)	90	92.5	95	97.5
σ_{hZ} (pb)	0.34	0.28	0.18	0.10
Eff. (%)	38.8 ± 0.7	38.9 ± 0.9	39.3 ± 0.7	36.7 ± 0.9
Nb. d'evts.	13.4 ± 0.2	11.1 ± 0.3	7.2 ± 0.1	3.7 ± 0.1

TAB. 6.1 – Analyse probabiliste hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Efficacités obtenues pour les diverses masses simulées, correspondant à 18.3 ± 0.9 événements standard attendus, et 26 événements observés. Les sections efficaces hZ sont celles du modèle standard, et le nombre d'événements Higgs attendus après sélection est obtenu en considérant $\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$ et le rapport d'embranchement ($h \rightarrow q\bar{q}$)($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$).

Finalement, on fait varier la coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$ de la même manière que pour l'analyse probabiliste décrite ci-dessus. On cherche ainsi à faire apparaître le régime asymptotique en sensibilité des analyses; si un tel régime est visible, on choisira avec avantage le point de fonctionnement compatible avec l'asymptote et minimisant le bruit de fond attendu. La figure 6.11 donne les résultats de ces essais. Les largeurs des canaux essayés sont définies dans la légende. Les résultats sont sensiblement différents de ceux obtenus pour l'analyse hA. Comme auparavant, les meilleurs résultats bidimensionnels sont obtenus à l'aide de densités à haute résolution (canaux étroits) suivant $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$, et à basse résolution (canaux larges) suivant la masse reconstruite. À la différence du cas hA, toutefois, le résultat unidimensionnel n'améliore que légèrement l'analyse probabiliste avec coupure sur $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$, et les meilleurs résultats sont obtenus avec les densités bidimensionnelles.

L'origine de cette différence est à attribuer au fait qu'on utilise une variable contenant de l'information sur la reconstruction en masse dans $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$: en conséquence, dans le cas présent les corrélations entre variables sont fortes et ne doivent pas être ignorées.

La meilleure méthode bidimensionnelle, obtenue à l'aide de canaux de 8 GeV suivant m_h , et de 0.2 suivant $-\log_{10} \mathcal{L}_{hZ}$, permet d'atteindre $\langle \text{CL}_s \rangle_b = 5.3\%$. Ce résultat est obtenu dès 68.9 ± 1.5 événements standard attendus, et pour une efficacité sur le signal de référence de 58.4%. On observe, à ce point, 90 événements dans les données. Les distributions en masse correspondantes sont données en figure 6.12: ici, la contribution attendue des événements WW au bruit de fond est du même ordre que celle des événements ZZ. La table 6.2 donne les efficacités obtenues pour différentes valeurs de m_h ; enfin, la table 6.3 récapitule la progression de la sensibilité au signal au fur et à mesure des améliorations apportées à l'analyse.

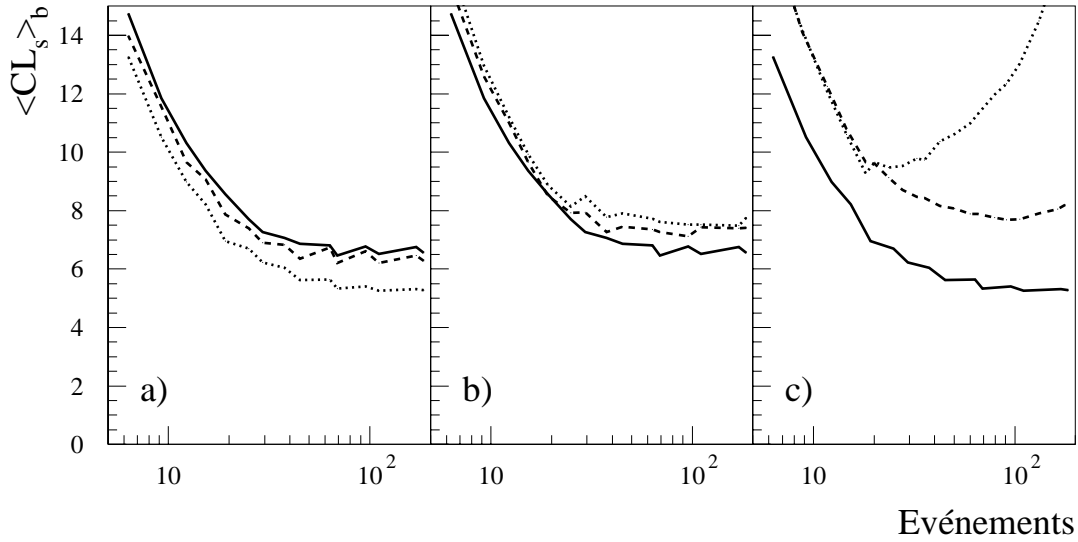


FIG. 6.11 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV : comparaison des performances. a) Analyses sans coupure, *d.d.p* bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 2$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; tirets: $\Delta m = 4$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; points: $\Delta m = 8$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; b) Analyses sans coupure, *d.d.p* bidimensionnelles. Trait plein: $\Delta m = 2$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; tirets: $\Delta m = 2$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.4$; points: $\Delta m = 2$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.8$; c) Trait plein: analyse sans coupure, *d.d.p* bidimensionnelle, $\Delta m = 8$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; tirets: analyse sans coupure, *d.d.p* unidimensionnelles, $\Delta m = 2$ GeV, $\Delta \mathcal{L} = 0.2$; points: analyse probabiliste avec coupure.

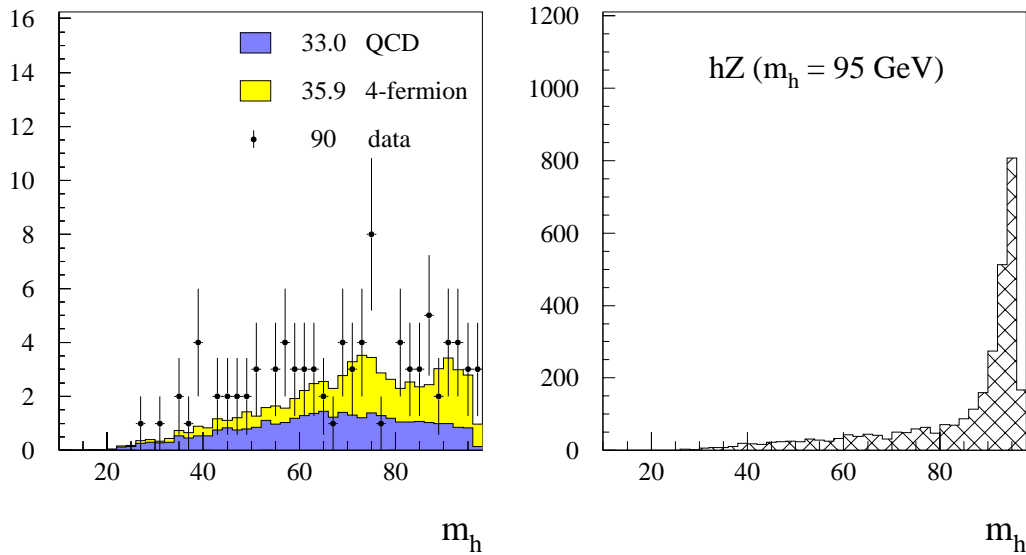


FIG. 6.12 – Analyse hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Distribution en masse au point de fonctionnement de l'analyse sans coupure.

m_h (GeV)	70	75	80	85
σ_{hZ} (pb)	0.80	0.70	0.59	0.47
Eff. (%)	57.8 ± 1.1	60.1 ± 1.1	59.3 ± 1.1	57.7 ± 0.7
Nb. d'evts.	47.1 ± 1.4	42.8 ± 1.2	35.5 ± 1.1	27.6 ± 0.5
m_h (GeV)	90	92.5	95	97.5
σ_{hZ} (pb)	0.34	0.28	0.18	0.10
Eff. (%)	58.3 ± 0.7	57.6 ± 0.9	58.4 ± 0.7	57.4 ± 0.9
Nb. d'evts.	20.1 ± 0.3	16.4 ± 0.4	10.7 ± 0.1	5.8 ± 0.2

TAB. 6.2 – Analyse probabiliste sans coupure hZ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Efficacités obtenues pour les diverses masses simulées, correspondant à 68.9 ± 1.5 événements standard attendus, et 90 événements observés. Les sections efficaces hZ sont celles du modèle standard, et le nombre d'événements Higgs attendus après sélection est obtenu en considérant $\mathcal{L} = 158 \text{ pb}^{-1}$ et le rapport d'embranchement ($h \rightarrow q\bar{q}$)($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$).

Analyse	Données	Fond attendu	Eff. ($m_h=95$ GeV)	$\langle \text{CL}_s \rangle_b$
probabiliste	26	18.3 ± 0.9	39.3 ± 0.7 %	9.3%
sans coupure, 1D	90	68.9 ± 1.5	58.4 ± 0.7 %	7.9%
sans coupure, 2D	90	68.9 ± 1.5	58.4 ± 0.7 %	5.3%

TAB. 6.3 – Les analyses présentées et leur sensibilité au signal de référence.

Chapitre 7

Étude des effets systématiques

Lors des analyses présentées dans les chapitres précédents, on a évoqué la présence dans les données de 1998 d'événements en surplus de ce que l'on attend d'après notre modélisation des processus standard. Ce chapitre est consacré en partie à la mise en évidence et à la caractérisation de l'excès, et à l'estimation de son impact sur la sensibilité aux bosons de Higgs dans Delphi.

On présente dans la première section une analyse séquentielle simple isolant l'excès et montrant sa robustesse. On évalue par la suite la ressemblance de ces événements avec les processus standard et avec la production d'un boson de Higgs, et on utilise une amélioration simple de la simulation de l'état final $q\bar{q}$ pour réestimer cette composante du bruit de fond. Les sections suivantes contiennent une estimation des erreurs systématiques théoriques et expérimentales; enfin, toute l'information est rassemblée dans la dernière section.

7.1 Recherche d'événements sphériques contenant au moins deux quarks b

7.1.1 Mise en évidence de l'excès et topologie des événements

L'analyse s'appuie sur la présélection décrite au chapitre 4. On applique sur les données à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ les coupures supplémentaires suivantes, destinées à sélectionner des événements très sphériques:

- $H_2 + H_4 < 0.6$,
- $\alpha E > 15 \text{ GeV rad}$,

L'effet de ces coupures est donné en table 7.1; on obtient, après ces sélections, un rapport 4-fermions/QCD supérieur à 6.

En aval de ces sélections, on construit la somme x_{12}^b des variables d'étiquetage de b des deux jets les plus fortement étiquetés. Cette variable a déjà été utilisée pour la recherche d'événements hZ, et sa distribution est illustrée en figure 6.7 au niveau de présélection; on la destine ici à sélectionner les événements contenant au moins deux quarks b.

On applique successivement 450 coupures sur cette variable, couvrant l'ensemble de sa distribution ($-5 < x_{12}^b < 10$). L'évolution de l'efficacité pour un exemple de processus à deux quarks b (en l'occurrence, hZ) en fonction du taux attendu d'événements standard

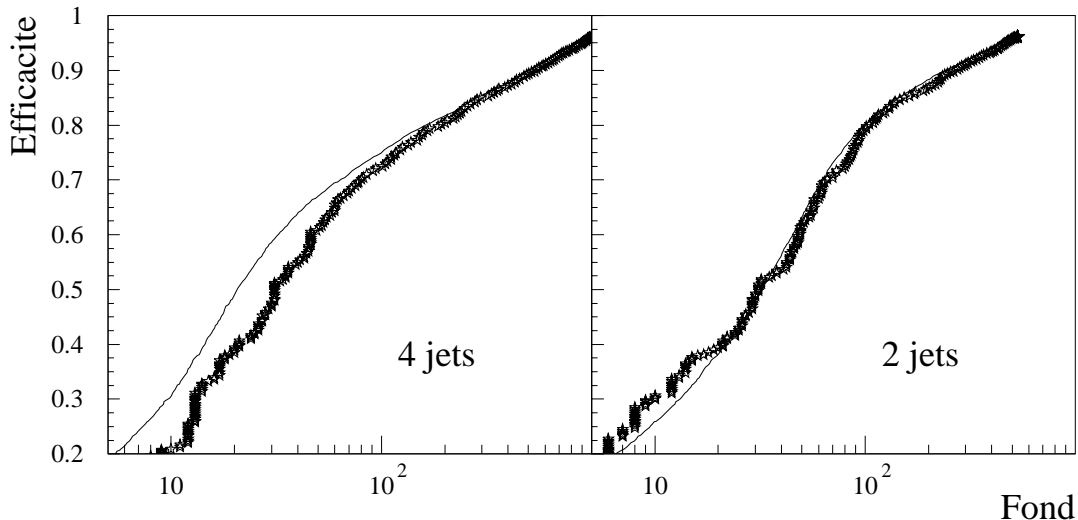


FIG. 7.1 – Évolution de l’efficacité pour un exemple de signal en fonction du fond attendu (trait plein) et des données observées (étoiles), pour l’ensemble de coupures sur x_{12}^b décrit dans le texte. Un excès est observé dans les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV dans le cas des événements à quatre jets. La simulation reproduit correctement les données pour les événements à deux jets.

Coupure	Données	Fond total	QCD	4-fermions
Présélection	3393	3353.0 ± 4.9	1780.3	1572.7
$H2+H4 < 0.6$	1452	1435.0 ± 3.4	277.6	1157.4
$\alpha E > 15$ GeV rad	1089	1092.6 ± 3.1	150.7	941.9

TAB. 7.1 – Recherche d’événements sphériques à deux quarks b , dans les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Effet, sur les données et sur le fond attendu, de la sélection d’événements sphériques. L’état de l’analyse au niveau de présélection est également rappelé.

est illustrée en figure 7.1. Les données y sont également représentées. La partie “4 jets” montre le résultat de la procédure sur les événements sélectionnés comme décrit ci-dessus; on constate un excès d’une vingtaine d’événements dans la région des bruits de fond modérés (moins d’une centaine d’événements attendus). L’écart le plus significatif est obtenu pour 69.6 ± 1.4 événements attendus et 91 événements observés, soit ~ 2.5 déviations standard: la probabilité d’observer un excès plus important vaut environ 0.5%. Cette sélection d’événements est obtenue en demandant $x_{12}^b > 0.5$. Les mêmes coupures sont appliquées à un ensemble d’événements disjoint du précédent, sélectionné en demandant $H2+H4 > 1$, et le résultat est montré dans la partie “2 jets” de la figure. Données et simulation y sont en bon accord.

On teste à présent la compatibilité de la topologie des événements en excès avec celles des processus standard, hZ et hA . La figure 7.2 montre, pour la coupure correspondant à l’excès le plus significatif, les distributions de masse, de compatibilité avec le processus

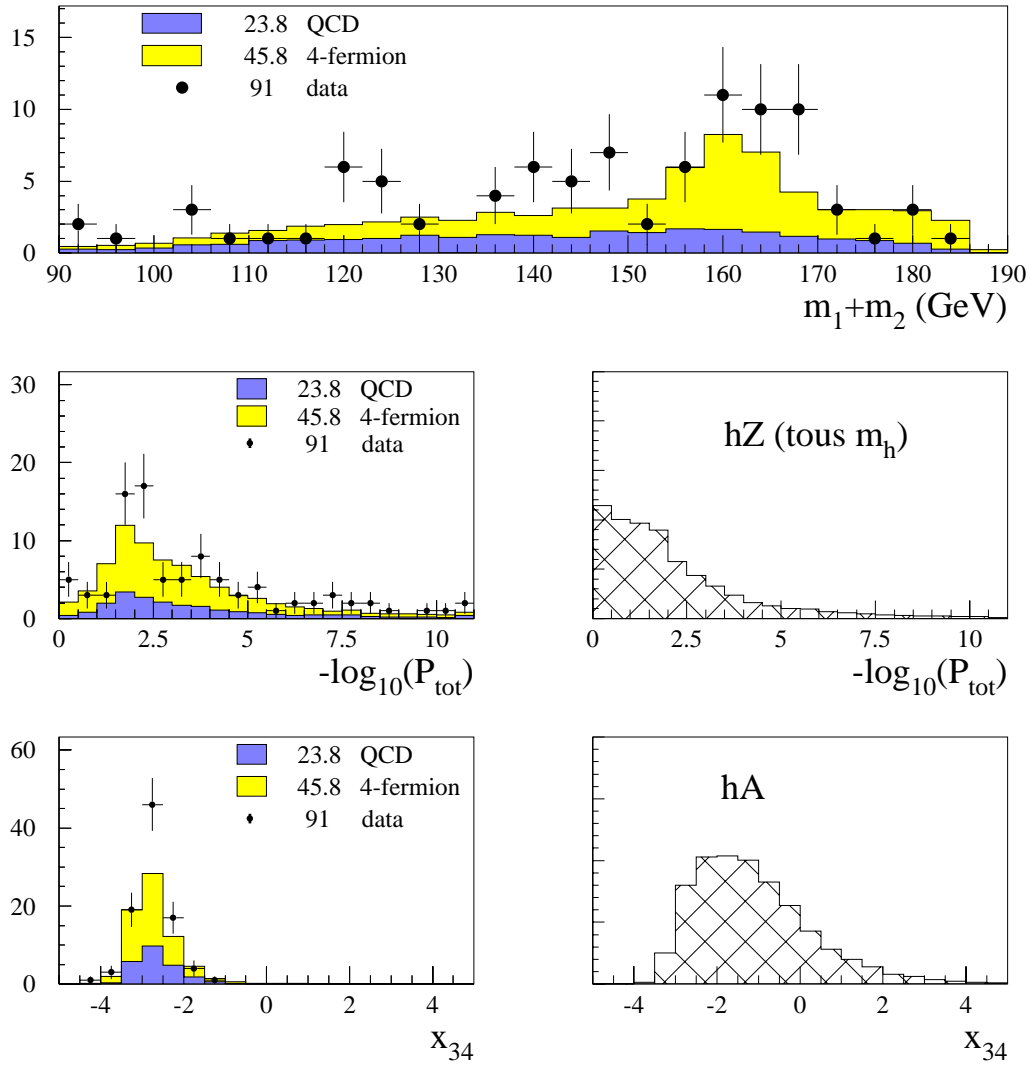


FIG. 7.2 – Spectre en masse, compatibilité avec hZ et contenu en b des deux jets les moins étiquetés des événements enregistrés à $\sqrt{s} = 189$ GeV vérifiant $x_{12}^b > 0.5$.

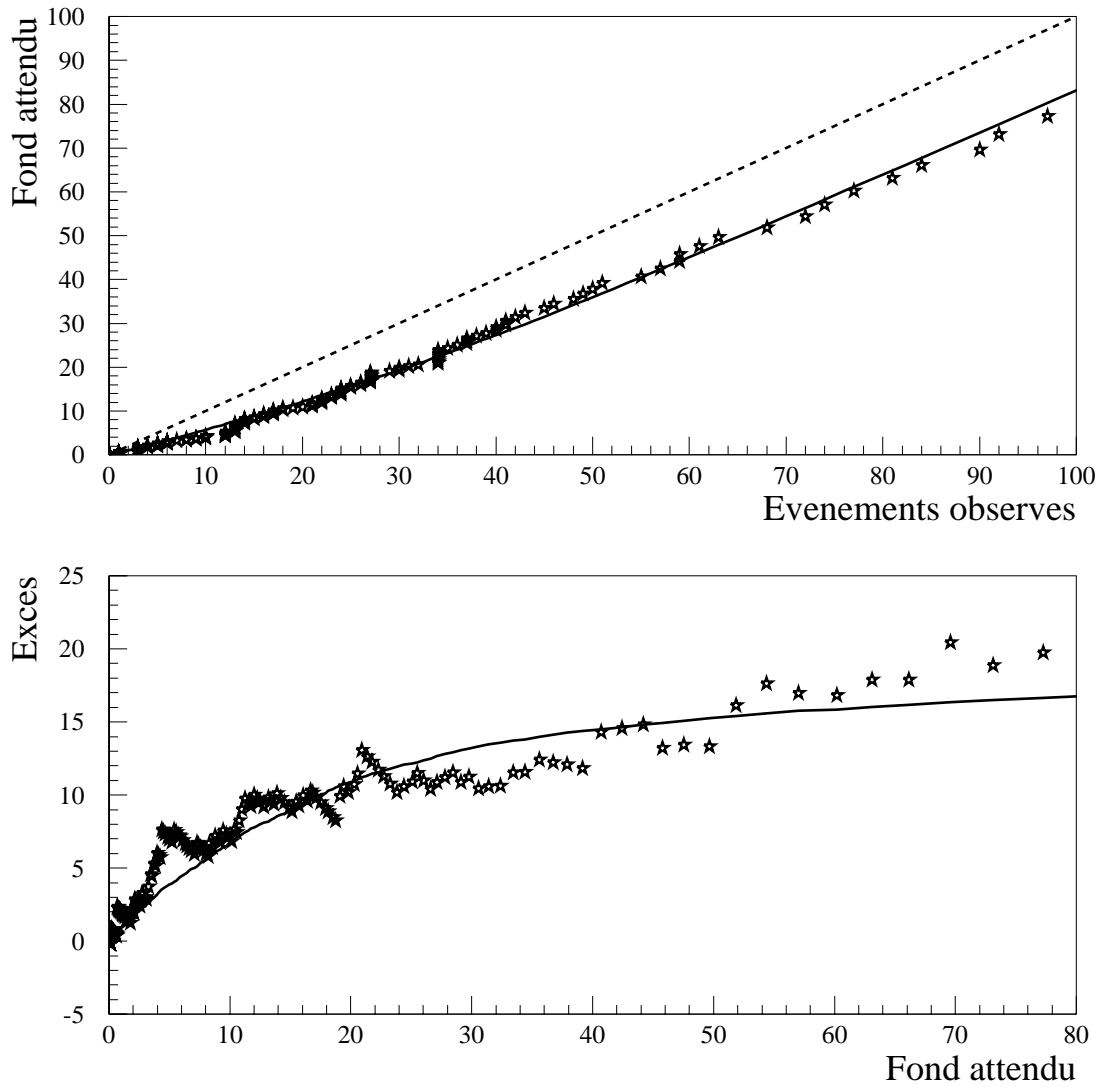


FIG. 7.3 – *En haut: évolution du fond attendu en fonction des données observées à $\sqrt{s} = 189$ GeV (étoiles), pour l'ensemble de coupures sur x_{12}^b décrit dans le texte. La ligne tiretée représente ce qu'on attend en absence d'excès. Le trait plein représente ce qu'on attend en présence d'un état final contenant quatre partons dont deux quarks b, et de section efficace 0.15 pb. En bas: évolution de l'excès de données en fonction du fond attendu (étoiles), pour le même jeu de coupures. Le trait plein garde la même signification.*

hZ , et de contenu en b des deux jets les moins fortement étiquetés.

Les distributions de $m_1 + m_2$ sont obtenues en appariant les jets de façon à minimiser la différence de masse des dijets résultants; cette procédure est adaptée à la reconstruction des événements WW et ZZ . La comparaison des données avec la simulation n'indique pas d'excès localisé dans la région où ces processus sont attendus.

La variable $-\log_{10} P_{tot}$ est celle utilisée dans le chapitre 6 pour estimer la qualité de la reconstruction des événements hZ , et combine le contenu en b du candidat boson de Higgs, et la masse du candidat Z . La figure 7.2 montre également les distributions observées et attendues de cette variable, pour les événements standard et pour les événements de signal. Les données en excès ne sont pas concentrées aux faibles valeurs de $-\log_{10} P_{tot}$, et n'indiquent pas la présence d'événements hZ . On note toutefois un léger surplus d'événements dans le premier canal de cette distribution (5 événements observés pour 2.0 attendus).

Finalement, on compare les distributions du contenu en b des deux jets les moins fortement étiquetés, x_{34}^b , dans les données, dans la simulation standard et pour un signal hA . L'excès d'événements est situé dans la région des quarks légers et ne ressemble pas à un signal hA .

La région des bruits de fond modérés, pour les événements à quatre jets, est détaillée dans la partie haute de la figure 7.3. L'axe des ordonnées porte toujours le taux attendu d'événements de fond. Les étoiles sont obtenues en posant les données réelles en abscisse. La droite tiretée correspond à une observation en parfait accord avec la simulation, et sert de référence. On définit à ce point de l'analyse un processus fictif, se manifestant sous la forme de quatre jets, dont deux jets de b . On détermine l'efficacité des coupures sur x_{12}^b pour ce processus fictif par étalonnage sur un processus réel contenant deux quarks b , en l'occurrence les désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. La section efficace est ajustée de façon à reproduire exactement, vers 42 événements attendus, l'excès trouvé en ce point (14 événements). On trouve:

$$\sigma_{excès} = 0.15 \text{ pb}.$$

L'ajustement est détaillé sur la partie basse de la figure 7.3. On constate que cette paramétrisation permet de rendre compte de l'excès, dans les incertitudes statistiques, pour toute coupure sur x_{12}^b . Ce résultat peut être exprimé ainsi: pour les événements en excès, la variable x_{12}^b est distribuée comme pour des événements contenant une paire $b\bar{b}$. Ceci indique fortement d'authentiques événements $b\bar{b}$. En particulier, une contamination résiduelle par des quarks charmés des événements WW est très peu probable: même si cette contamination est pour quelque raison plus forte dans les données que dans la simulation, il n'est pas plausible que les x_{12}^b des paires $c\bar{c}$ soient distribués en abondance aux très hautes valeurs, comme pour les $b\bar{b}$; on attend plutôt, dans ce cas, un excès à haut fond, et disparaissant rapidement.

7.1.2 Le fond QCD

On conclut de la section précédente que les événements en excès ne ressemblent pas à un signal de production de bosons de Higgs, et ne trouvent pas leur origine dans une sous-estimation des fonds WW , ZZ résiduels. De fait, leur distribution en masse est passablement uniforme et suggère des événements QCD.

Un effet susceptible d'augmenter la section efficace résiduelle $q\bar{q}$ est la prise en compte de l'évolution de la masse effective du quark b , m_b , avec l'échelle de renormalisation μ . Récemment, des prédictions à l'approximation des logarithmes sous-dominants pour les taux de jets, incluant les effets de masse des quarks, ont été publiés [48]. À ce niveau d'approximation, l'échelle de renormalisation est bien définie, ce qui permet de définir $m_b(\mu)$ de façon inambigüe, et de tester son évolution avec μ .

Delphi a récemment publié une mesure confirmant cette évolution [49]. Une observable sensible aux effets de masse des quarks est la fraction d'événements à trois jets dans les désintégrations du Z en quarks b , rapportée à cette fraction dans les désintégrations du Z en quarks légers. La prédiction pour cette observable s'écrit:

$$R_3^{bl}(y_{cut}) = 1 + \frac{m_b^2(\mu)}{m_Z^2} \left(b_I(y_{cut}, \dots) + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} b_{II}(y_{cut}, \dots) \right)$$

L'utilisation d'une valeur de la masse du quark b à basse énergie, $m_b \sim 5$ GeV (c'est la valeur utilisée par défaut dans la simulation [40]), donne $R_3^{bl}(y_{cut}) \sim 0.93-0.94$. Quand on utilise la masse effective à haute énergie, $m_b \sim 3$ GeV, ce rapport vaut 0.97-0.98, soit une augmentation du nombre d'événements $b\bar{b}$ à trois jets de l'ordre de 5%.

On ne dispose pas encore d'une expression aussi précise pour la fraction d'événements à quatre jets, mais on attend un effet du même ordre [50]. Faute de mieux, un échantillon de simulation $q\bar{q}$ a été produit, où les masses effectives des quarks b et c ont été évaluées à $Q = 20$ GeV. Cette échelle d'énergie correspond à l'énergie moyenne des partons en fin de cascade, et a été prise dans la simulation. La prédiction du nouvel échantillon est illustrée en figure 7.4, et montre une augmentation d'environ 10% de la fraction d'événements à quatre jets.

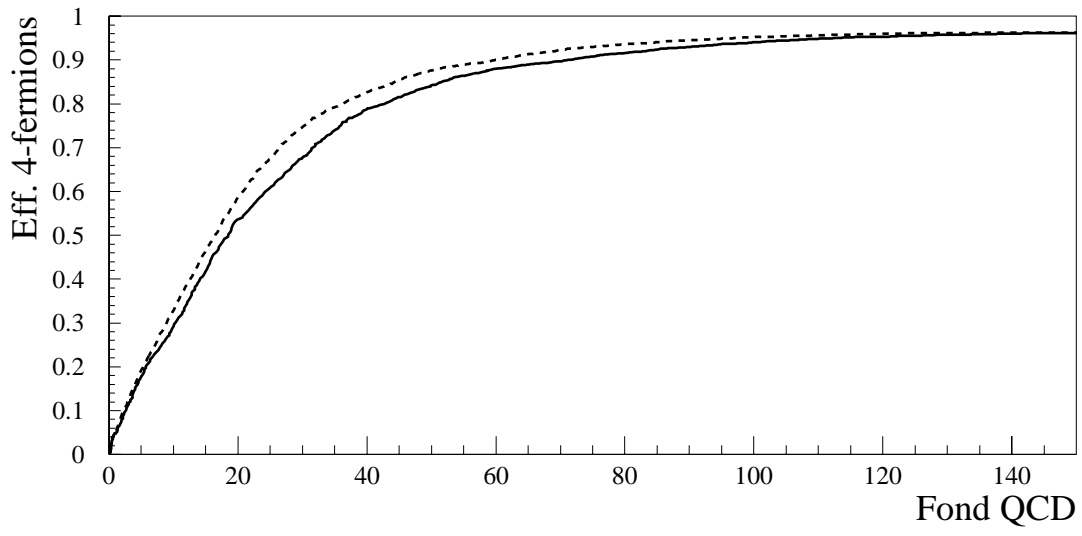
7.1.3 Retour à $\sqrt{s} = 183$ GeV

On applique pour être complet l'analyse précédente aux données de 1997, bien qu'une analyse similaire ait été présentée au chapitre 5 et qu'un bon accord numérique ait été constaté. Les résultats sont représentés sur la table 7.2 et la figure 7.5.

Coupure	Données	Fond total	QCD	4-fermions
Présélection	1269	1216.7 \pm 2.8	711.7	505.0
H2+H4<0.6	494	485.2 \pm 1.9	112.8	372.4
$\alpha E > 15$ GeV rad	378	361.4 \pm 1.8	61.1	300.3

TAB. 7.2 – Recherche d'événements sphériques à deux quarks b , dans les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Effet, sur les données et sur le fond attendu, de la sélection d'événements sphériques. L'état de l'analyse au niveau de présélection est également rappelé.

Dans l'hypothèse où l'excès vu en 1998 est dû à des effets incompris de QCD, on s'attend à observer un excès de section efficace comparable, soit par exemple 7 événements pour un fond attendu de 25 événements. Un tel excès n'est pas observé.



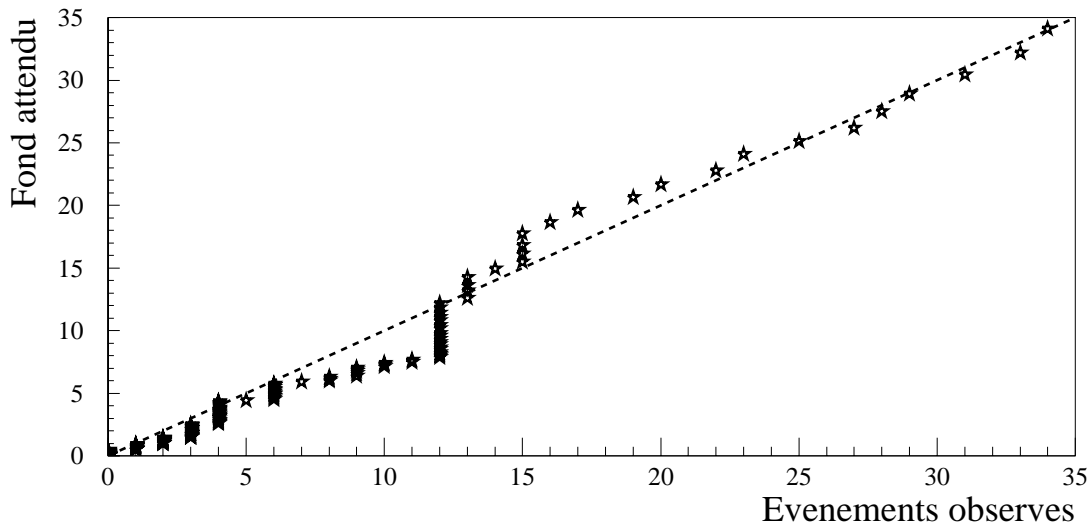


FIG. 7.5 – Évolution du fond attendu en fonction des données observées à $\sqrt{s} = 183$ GeV (étoiles), pour l'ensemble de coupures sur x_{12}^b décrit dans le texte. Les coupures préliminaires sont les mêmes qu'à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

7.1.4 Un effet systématique?

L'étude précédente a mis en évidence un excès de données observé par Delphi à $\sqrt{s} = 189$ GeV. La même analyse appliquée aux données de 1997 n'est pas conclusive faute d'une statistique suffisante, mais les données semblent compatibles avec la simulation.

L'absence parmi ces événements d'une structure en masse de type WW ou ZZ ne permet pas d'interpréter ces résultats en termes de processus standard à quatre quarks. On rejette pour une raison similaire l'hypothèse que ces événements correspondent aux signaux recherchés dans cette thèse.

Un travail intensif est actuellement fourni au sein de la collaboration pour estimer la possibilité qu'une compréhension insuffisante du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ puisse être à l'origine de l'excès, par le biais d'une sous-estimation de la sections efficaces $b\bar{b}g\bar{g}$ et $q\bar{q}b\bar{b}$ dans la simulation. C'est dans ce cadre qu'a été produit l'échantillon $q\bar{q}$ avec m_b, m_c évalués à $Q = 20$ GeV. Cet échantillon prédit, à efficacité donnée, une augmentation de $\sim 10\%$ du fond QCD attendu. Cet effet est significatif, mais insuffisant pour absorber la totalité de l'excès¹.

En résumé, on a montré que les événements observés en surplus sont d'authentiques événements $b\bar{b}$, et qu'il est difficile avec les connaissances actuelles d'en rendre compte par un meilleur traitement des processus standard. On se borne en conséquence à suivre les prédictions du nouvel échantillon $q\bar{q}$, qui constitue de toute façon une amélioration, et l'excès restant se traduira simplement par des limites observées sur les bosons de Higgs probablement plus faibles que les limites attendues d'après la simulation.

On remplace les composantes $q\bar{q}$ des bruits de fond cités aux chapitres 5 et 6 par les

1. D'après la figure 7.2 et la composition des fonds qui y est indiquée, absorber l'excès dans le processus QCD nécessite de pouvoir justifier le doublement de sa section efficace résiduelle.

Analyse	Données	Fond total	4-f	q \bar{q}	$\epsilon_{réf}$
hA, $\sqrt{s} = 183$ GeV	24	23.2 \pm 1.1 (21.7 \pm 0.5)	7.0	16.2 (14.7)	85.4 \pm 0.5
hA, $\sqrt{s} = 189$ GeV	11	11.2 \pm 1.0 (10.5 \pm 0.4)	5.0	6.2 (5.5)	66.6 \pm 0.7
hZ, $\sqrt{s} = 189$ GeV	90	73.1 \pm 3.6 (68.9 \pm 1.5)	35.9	37.2 (33.0)	58.4 \pm 0.7

TAB. 7.3 – Nouveaux points de fonctionnement des analyses Higgs, découlant de l'étude de l'excès d'événements observé dans Delphi en 1998. Les chiffres entre parenthèses sont ceux des chapitres 5 et 6.

nouvelles valeurs, obtenues en appliquant les mêmes analyses au nouvel échantillon. La définition des fonctions de densité, et les coupures finales sur les rapports de vraisemblance sont inchangées.

Les points de fonctionnement corrigés sont donnés en table 7.3. Ne disposant pas d'échantillon q \bar{q} amélioré à $\sqrt{s}=183$ GeV, on augmente arbitrairement le fond q \bar{q} de 10% à cette énergie. L'augmentation des erreurs statistiques sur le fond q \bar{q} est due à la taille réduite du nouvel échantillon à $\sqrt{s} = 189$ GeV ; les mêmes erreurs ont été répercutées à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

7.2 Incertitudes théoriques

7.2.1 Sections efficaces q \bar{q} et 4-fermions

Une comparaison détaillée de différents programmes de calcul des sections efficaces de production de deux et quatre fermions a été effectuée en préparation à LEP200 [51].

La qualité de l'accord entre les programmes concernant la section efficace $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ dépend assez fortement de la région en $\sqrt{s'}$ testée. La composante de ce processus qui constitue un bruit de fond pour notre recherche est la section efficace "non radiative" de production q \bar{q} , où l'énergie électromagnétique rayonnée dans l'état initial (ISR) est très faible. Les résultats de TOPAZO [52] et ZFITTER [53] diffèrent de 2% pour cette observable, cet écart venant majoritairement du traitement différent des ISR. L'effet décrit dans la section précédente concerne une très petite partie de ces événements (~ 1 pour mille) et ne saurait influencer cette discussion.

Le bruit de fond à quatre fermions important pour les analyses présentées ici est constitué des événements WW et ZZ, la contribution la plus importante venant des événements ZZ lorsqu'on travaille à faible fond. La précision théorique sur la section efficace de production des W^+W^- est estimée à $\pm 1\%$.

l'interprétation des recherches dans le modèle standard. Les calculs prennent en compte les corrections radiatives électrofaibles à l'ordre d'une boucle, dont l'effet par rapport à l'ordre des arbres a été trouvé faible (quelques pourcents). En conséquence, l'incertitude due à l'ignorance des ordres supérieurs est supposée négligeable, et l'incertitude sur la section efficace hZ provient essentiellement de l'incertitude sur la mesure des paramètres électrofaibles nécessaires à l'évaluation des corrections radiatives à une boucle. On trouve [9] les contributions suivantes: les incertitudes sur m_Z et α_S donnent respectivement 0.6% et 0.5% sur la section efficace hZ ; à l'époque, l'erreur sur la détermination indirecte de m_t contribuait pour 0.5% (la référence ci-dessus utilise $m_t = 165 \pm 35$ GeV d'après les résultats de [54]). La découverte du top et la mesure de sa masse avec une incertitude de l'ordre de 5 GeV [55] rendent cette dernière contribution négligeable. On trouve en conséquence dans le cadre du modèle standard une incertitude combinée de 0.8% sur la section efficace de production du boson de Higgs.

Les rapports d'embranchement des bosons de Higgs sont calculés à l'aide du programme HDECAY [56]. Dans le modèle standard, les incertitudes sur ces rapports sont dues principalement à l'erreur sur la position des pôles M_b , M_c des propagateurs des quarks b et c, et sur $\alpha_S(m_Z)$: l'évolution QCD des masses effectives de ces quarks de l'échelle $Q^2 = M_{b,c}^2$ vers $Q^2 = m_h^2$ est calculée à $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$ et l'erreur associée à l'évolution même est très faible. On estime l'incertitude sur le rapport d'embranchement en $b\bar{b}$ à 0.9% en absolu [57], soit environ 1% relatif.

L'interprétation dans Delphi de la recherche de bosons de Higgs dans le modèle supersymétrique minimal repose sur les calculs de sections efficaces de Carena et al (voir section 1.2.3). Cette publication permet une estimation de l'incertitude sur la prédiction des masses et du mélange des bosons de Higgs en fonction des paramètres (m_A et $\tan\beta$) du modèle, par comparaison des résultats avec des calculs antérieurs (voir les figures 1.5). Les résultats concernant $\cos\alpha$ diffèrent de typiquement 0.5% d'un calcul à l'autre; cette quantité intervient, pour les grandeurs qui nous intéressent, dans les facteurs $R_{hZZ} = \sin(\beta - \alpha)$, $R_{hAZ} = \cos(\beta - \alpha)$ et $R_{hd\bar{d}} = -\sin\alpha / \cos\beta$ définis en section 1.2.2 (les couplages aux fermions du A ne dépendent pas de l'angle α), c'est-à-dire à la puissance quatrième dans les sections efficaces $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Si on suppose l'incertitude sur chacun des facteurs R égale à l'incertitude sur $\cos\alpha$, l'incertitude résultante vaut 2%.

Finalement, la dispersion constatée des valeurs de m_h , à m_A , $\tan\beta$ et secteur des stops fixés, est de l'ordre de 2 GeV aux faibles valeurs de $\tan\beta$, quand le canal hZ est dominant. Aux grandes valeurs de $\tan\beta$ et pour $m_A < 100$ GeV, autrement dit dans toute la région de sensibilité de LEP200, les diverses prédictions de m_h sont à nouveau très semblables. En anticipant que les limites expérimentales sur m_h et m_A seront obtenues pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, on ne considère pas d'erreur supplémentaire liée à l'incertitude sur la prédiction de m_h^2 .

La présente discussion est résumée en table 7.4. Les incertitudes purement électrofaibles sur les sections efficaces sont supposées identiques pour les sections efficaces hZ du modèle standard et du MSSM, et pour hA du MSSM. On suppose également les incertitudes énumérées ci-dessus en grande partie indépendantes, et on les combine quadratiquement; on en tiendra compte sous la forme d'incertitudes sur les efficacités de sélection (on rappelle que l'analyse hA utilise un échantillon de signal purement $b\bar{b}b\bar{b}$,

2. On peut arriver aux mêmes conclusions en partant de calculs plus récents [58].

Section Eff.	$\delta(\text{corr. é.f.})$	$\delta(\text{corr. SUSY})$	$\delta(\text{total})$	$\delta\epsilon_{hZ}$	$\delta\epsilon_{hA}$
MS	$(0.8 \oplus 1.0)\%$	0.0%	1.3%	$\pm 0.8\%$	
MSSM	$(0.8 \oplus 1.0)\%$	2.0%	2.4%	$\pm 1.4\%$	$\pm 1.6\%$

TAB. 7.4 – Résumé et combinaison des incertitudes relatives sur les sections efficaces de production des bosons de Higgs. La ligne MS se réfère à la section efficace $hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ du modèle standard, et la ligne MSSM se réfère aux sections efficaces $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ et $hZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ du MSSM. Les incertitudes correspondantes (absolues) sur l'efficacité sont données sur l'exemple $m_h=95\text{ GeV}$ pour hZ , et $m_A=80\text{ GeV}$, $\tan\beta=20$ pour hA , à $\sqrt{s}=189\text{ GeV}$, et pour les analyses sans coupure.

et les erreurs sur la section efficace $h,A \rightarrow b\bar{b}$ se répercute donc entièrement sur les efficacités de sélection. L'efficacité de l'analyse hZ est estimée sur toutes les désintégrations hadroniques du h , mais l'analyse sélectionne très majoritairement des événements $h \rightarrow b\bar{b}$; la même règle s'applique en conséquence).

7.3 Incertitudes systématiques expérimentales

Les variables utilisées lors des recherches d'événements hZ et hA permettent une estimation sûre des efficacités de sélection des signaux et des bruits de fond: en effet, les distributions de ces variables dans les données et dans la simulation sont compatibles dans la limite des incertitudes statistiques. En d'autres termes, s'il existe des différences systématiques entre ces distributions, la luminosité accumulée par l'expérience en 1997 et 1998 n'est pas suffisante pour les mettre en évidence.

On estime la portée éventuelle de telles différences en considérant pour la variable i la différence Δ_i entre ses valeurs moyennes dans les données et la simulation, et l'erreur statistique σ_i sur cette différence. On construit, dans la simulation, les distributions du rapport de vraisemblance \mathcal{L} (hA ou hZ) à partir de la variable i décalée des quantités $\Delta_i + \sigma_i$ puis $\Delta_i - \sigma_i$, et on calcule les efficacités en appliquant la coupure sur \mathcal{L} déterminée lors de l'analyse. Explicitons la démarche sur l'exemple de l'analyse hA à $\sqrt{s}=183\text{ GeV}$, où les variables utilisées étaient le thrust, αEN , et les quatre x_i^b . Soit ϵ l'efficacité obtenue sur un échantillon simulé quelconque en demandant $\mathcal{L} > \mathcal{L}_{min}$:

$$\mathcal{L}_{hA}(\text{thrust}, \dots) > \mathcal{L}_{min} \rightarrow \epsilon.$$

On obtient les efficacités "décalées" par:

$$\mathcal{L}_{hA}(\text{thrust} + \Delta_{\text{thrust}} + \sigma_{\text{thrust}}, \dots) > \mathcal{L}_{min} \rightarrow \epsilon + \delta_{\text{thrust}}^+;$$

$$\mathcal{L}_{hA}(\text{thrust} + \Delta_{\text{thrust}} - \sigma_{\text{thrust}}, \dots) > \mathcal{L}_{min} \rightarrow \epsilon - \delta_{\text{thrust}}^-;$$

et l'efficacité s'écrit, après contribution du thrust à l'incertitude systématique, $\epsilon_{-\delta_{\text{thrust}}^-}^{+\delta_{\text{thrust}}^+}$. L'opération est répétée pour chaque variable, et l'incertitude systématique expérimentale complète s'écrit (on néglige les signes "+" et "-" pour alléger la notation):

$$\delta_{exp}^2 = \delta_{\text{thrust}}^2 + \delta_{\alpha EN}^2 + \delta_{x_1^b}^2 + \delta_{x_2^b}^2 + \delta_{x_3^b}^2 + \delta_{x_4^b}^2.$$

Cette dernière expression justifie le choix fait aux chapitres 5 et 6 de limiter le nombre de variables dans les analyses, et exprime le fait que chaque nouvelle variable apporte une contribution à l'incertitude systématique.

Les Δ_i , σ_i sont déterminées en pratique à partir d'échantillons de données quasi-indépendants des échantillons pouvant a priori renfermer les signaux recherchés. En observant que les échantillons sensibles sont constitués d'événements sphériques et à fort contenu en b, on choisit de déterminer la contribution des x_i^b sur des événements peu sphériques ($H2+H4>0.9$), et la contribution des variables de forme sur des événements ne contenant pas de quarks b ($P^+ > 0.1$). Cette méthode permet une évaluation des systématiques dans la région du signal pour chaque variable, sans pour autant affecter un éventuel signal. En particulier, comme le montre la figure 7.1, on n'est pas affecté par l'excès d'événements discuté en première section, et ceci est cohérent avec le choix de ne pas y associer d'effet systématique.

On fait finalement l'hypothèse que les incertitudes systématiques sur les efficacités de sélection des signaux hA et hZ ne dépendent pas des détails du signal, et on cite la même valeur pour tous les échantillons hA d'une part, et hZ d'autre part. Les résultats de cette procédure sont résumés en table 7.5. La contribution majoritaire aux incertitudes vient des variables d'étiquetage de b, et en conséquence l'incertitude sur hA est légèrement plus forte que l'incertitude sur hZ. D'autre part, les chiffres trouvés à $\sqrt{s} = 189$ GeV sont plus faibles qu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV grâce à la forte luminosité enregistrée; enfin, les résultats ne sont pas trop asymétriques, ce qui découle du bon accord global entre données et simulation.

Analyse	Signal (%)	QCD (evts)	4-fermions (evts)
hA	+1.2	+0.6	+0.4
$\sqrt{s} = 183$ GeV	-1.4	-0.7	-0.4
hA	+0.8	+0.3	+0.1
$\sqrt{s} = 189$ GeV	-0.6	-0.2	-0.1
hZ	+0.6	+2.3	+1.1
$\sqrt{s} = 189$ GeV	-0.5	-2.1	-0.9

TAB. 7.5 – Résumé des incertitudes systématiques expérimentales sur les signaux et sur les fonds, aux différentes énergies. La même incertitude est affectée à tous les cas de masse (et de $\tan \beta$) d'un même signal.

Chapitre 8

Interprétation des résultats

Ce chapitre décrit les résultats des recherches présentées dans les chapitres précédents, en termes de contraintes sur les paramètres libres du modèle standard, du MSSM, et du MSSM enrichi d'un singulet de jauge. Toutes les limites et exclusions citées dans ce chapitre sont à 95% de niveau de confiance.

8.1 Le modèle standard

On dispose à ce stade de l'information nécessaire à l'estimation du nombre d'événements Higgs attendus en moyenne après sélection, et de la distribution de masse et de \mathcal{L}_{hZ} de ces événements, pour chaque hypothèse de m_H . On connaît également le nombre d'événements de bruit de fond standard attendu et les distributions correspondantes.

Par application de la méthode décrite au chapitre 3, on peut maintenant tester l'hypothèse de la production d'événements hZ pour un ensemble de valeurs de m_H , suivant les taux prédits par le modèle standard. On prend en compte les données enregistrées par Delphi en 1997 et 1998, et les résultats des recherches effectuées par la collaboration dans les canaux complémentaires au canal étudié dans cette thèse. Ces résultats sont donnés en table 8.1 [59].

La figure 8.1 donne le résultat de cette procédure, répétée par pas de 100 MeV pour $80 \leq m_H \leq 98$ GeV. Les parties supérieures montrent l'évolution des niveaux de confiance observés et attendus en moyenne en fonction de la masse du boson de Higgs. La limite attendue vaut 95.2 GeV. Ces résultats sont obtenus avec l'analyse hZ sans coupure du chapitre 6. La partie basse de la figure 8.1 montre le spectre en masse des candidats les

Canal	Données	Fond attendu	Efficacité	m_h (GeV)
hee	0	1.9 ± 0.4	44.8%	
$h\mu^+\mu^-$	2	1.9 ± 0.2	59.4%	92.5, 93.4
$h\tau^+\tau^-$	0	0.5 ± 0.2	12.8%	
$h\nu\bar{\nu}$	2	4.1 ± 0.5	24.7%	62.7, 87.5
$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	1	2.5 ± 0.3	15.6%	92.5

TAB. 8.1 – Résultats des recherches effectuées à $\sqrt{s} = 189$ GeV, dans les canaux hZ semi-hadroniques.

Canal	Données	Fond attendu	Efficacité	m_h (GeV)
$\tau^+\tau^-\text{bb}$	0	0.5 ± 0.2	18.3%	

TAB. 8.2 – Résultats des recherches effectuées à $\sqrt{s} = 189$ GeV , dans le canal hA semi-hadronique.

plus significatifs, sélectionnés par une coupure $\mathcal{L}_{hZ} \geq 1.8$. Les candidats sélectionnés par les analyses des autres canaux de désintégration du Z sont indiqués par des flèches.

L'excès numérique discuté dans le chapitre précédent entraîne un niveau de confiance dans l'hypothèse fond seulement toujours supérieure à 90%. On peut noter que la courbe des CL_b suit la distribution en masse des événements sélectionnés. À $m_H=95$ GeV , en raison de l'accumulation d'événements dans cette région, le CL_b atteint 98%, indiquant que 2% des expériences fond seulement fluctuent plus que l'observation. De plus, l'accumulation correspond grossièrement à ce qu'on attend d'un signal de bosons de Higgs de 95 GeV , et le niveau de confiance dans l'hypothèse du signal est de l'ordre de 50%.

Les données ne permettent donc pas d'exclure un boson de Higgs de cette masse. On trouve:

$$m_H \geq 93.0 \text{ GeV , à } 95\% \text{ CL.} \quad (8.1)$$

Relâcher la coupure sur \mathcal{L}_{hZ} a permis de diminuer de 15% la section efficace minimale exclue, correspondant à un gain de 500 MeV sur la limite attendue. La sensibilité obtenue au point de fonctionnement de la méthode 1D est comparable à l'actuel résultat officiel de Delphi [59], et se situe à $m_H=94.7$ GeV .

On donne pour être complet les résultats obtenus à l'aide du canal à quatre jets seul. Au point de fonctionnement de l'analyse sans coupure, la limite observée est 91.0 GeV . La limite attendue en moyenne vaut 94.3 GeV , avec un gain de 900 MeV par rapport au résultat obtenu au point de fonctionnement 1D.

Dans tous les cas, l'inclusion des erreurs systématiques a conduit à une baisse des limites de 300-500 MeV .

8.2 Les modèles supersymétriques

8.2.1 Le MSSM

Les résultats sont présentés dans les plans m_A - $\tan\beta$ et m_h - $\tan\beta$. Un balayage de ces plans est effectué pour deux hypothèses de mélange dans le secteur des stops (mélanges minimal et maximal). L'échelle de supersymétrie est fixée à $m_{susy} = 1$ TeV, et la masse du top est fixée à $m_t = 173.9$ GeV . En chaque point, la procédure décrite à la section précédente est appliquée, avec la complication de la complémentarité des canaux hZ et hA dans les différentes régions du plan.

Dans la région où le canal hA domine (les grands $\tan\beta$), les états finals considérés sont le mode $\text{b}\bar{\text{b}}\text{b}\bar{\text{b}}$ étudié dans cette thèse, et le mode $\text{b}\bar{\text{b}}\tau^+\tau^-$. Ce dernier mode représente environ 15% des désintégrations des paires hA. Les résultats des recherches dans ce canal sont donnés dans la table 8.2 [59].

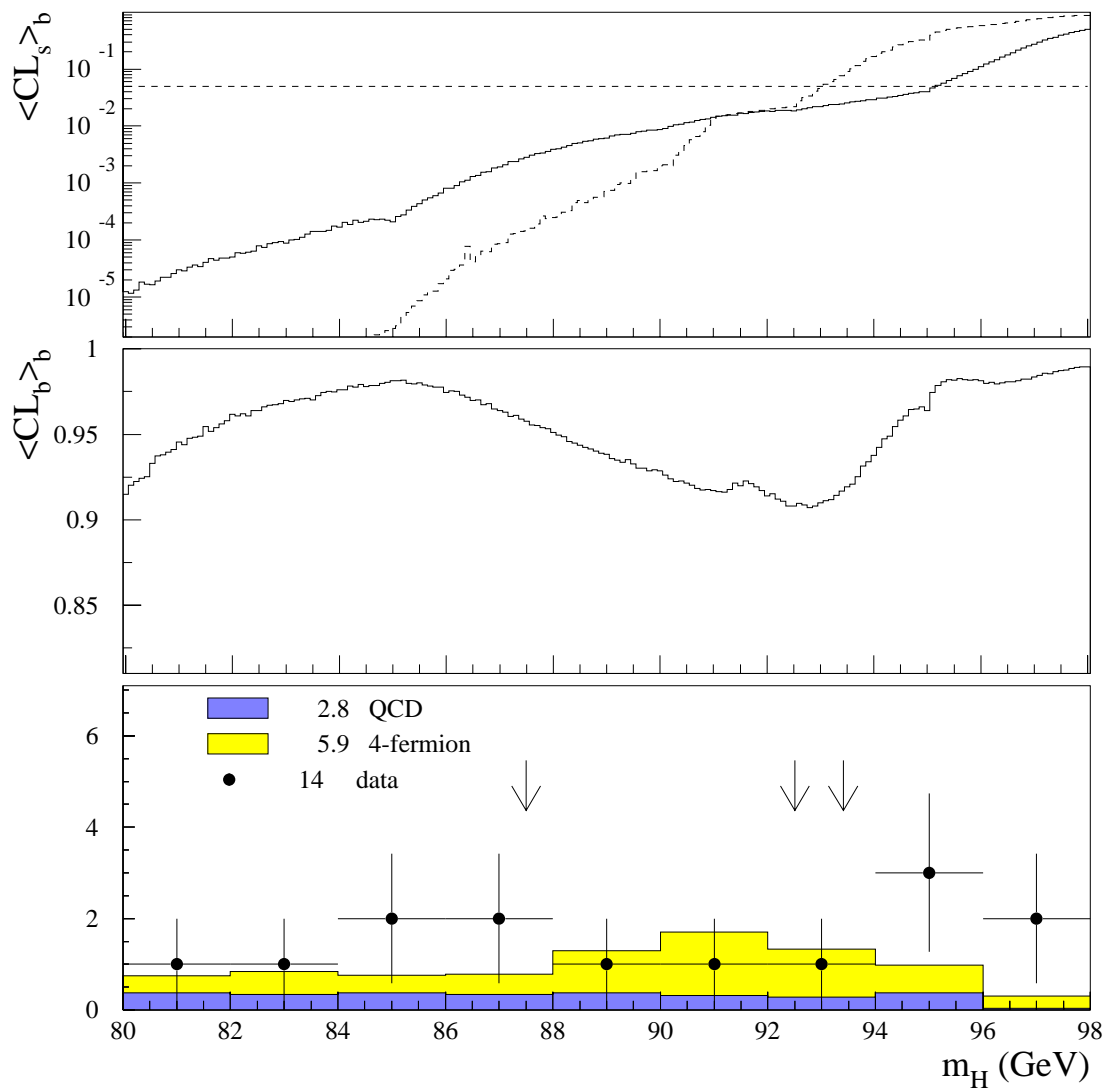


FIG. 8.1 – Résultats de la recherche de bosons de Higgs standard. En haut: évolution des niveaux de confiance observé (tirets) et attendu (trait plein) dans l'hypothèse du signal, en fonction de m_H . Au milieu: évolution du niveau de confiance observé dans l'hypothèse fond seulement; le niveau de confiance attendu est par définition fixe à 0.5. En bas: spectre en masse des candidats les plus significatifs, sélectionnés par une coupure $\mathcal{L}_h Z > 1.8$. Les flèches indiquent les événements sélectionnés dans les autres modes de désintégration. Les résultats prennent en compte tous les canaux de désintégration du Z.

Dans la région du plan dominée par hZ, les analyses faites dans le cadre du modèle standard sont utilisées. Quand les deux canaux contribuent de manière significative, l'analyse la plus performante leur est appliquée.

Les contours exclus illustrés dans les figures 8.2 et 8.3 correspondent aux résultats présentés par la collaboration aux conférences d'hiver. La contribution du canal hA est celle présentée dans cette thèse, et donne les limites indépendantes de $\tan \beta$ sur m_A et m_h . On trouve:

$$\begin{aligned} m_A &> 83.3 \text{ GeV} , \\ m_h &> 82.4 \text{ GeV} , \text{ à } 95\% \text{ CL.} \end{aligned}$$

Les limites attendues en moyenne sont 81.4 GeV et 80.3 GeV respectivement. Le fait que l'observation donne un résultat plus fort que l'attente pouvait être anticipé sur la figure 5.22, partie basse, où on note un léger déficit d'événements observés dans la zone de masse concernée (1 événement observé pour ~ 3.5 attendus entre $m_h + m_A = 155$ et 175 GeV).

L'analyse hZ utilisée pour ces contours est l'analyse officielle de la collaboration, et revendique une limite observée à 95.2 GeV sur le boson de Higgs standard. Ce résultat permet d'exclure, pour les valeurs de m_t et m_{susy} considérées ici, un intervalle de $\tan \beta$ (entre 0.9 et 1.5) pour toute hypothèse de mélange dans le secteur des stops. Le résultat présenté dans la section précédente ne permet d'exclure $\tan \beta$ qu'entre 1.1 et 1.3.

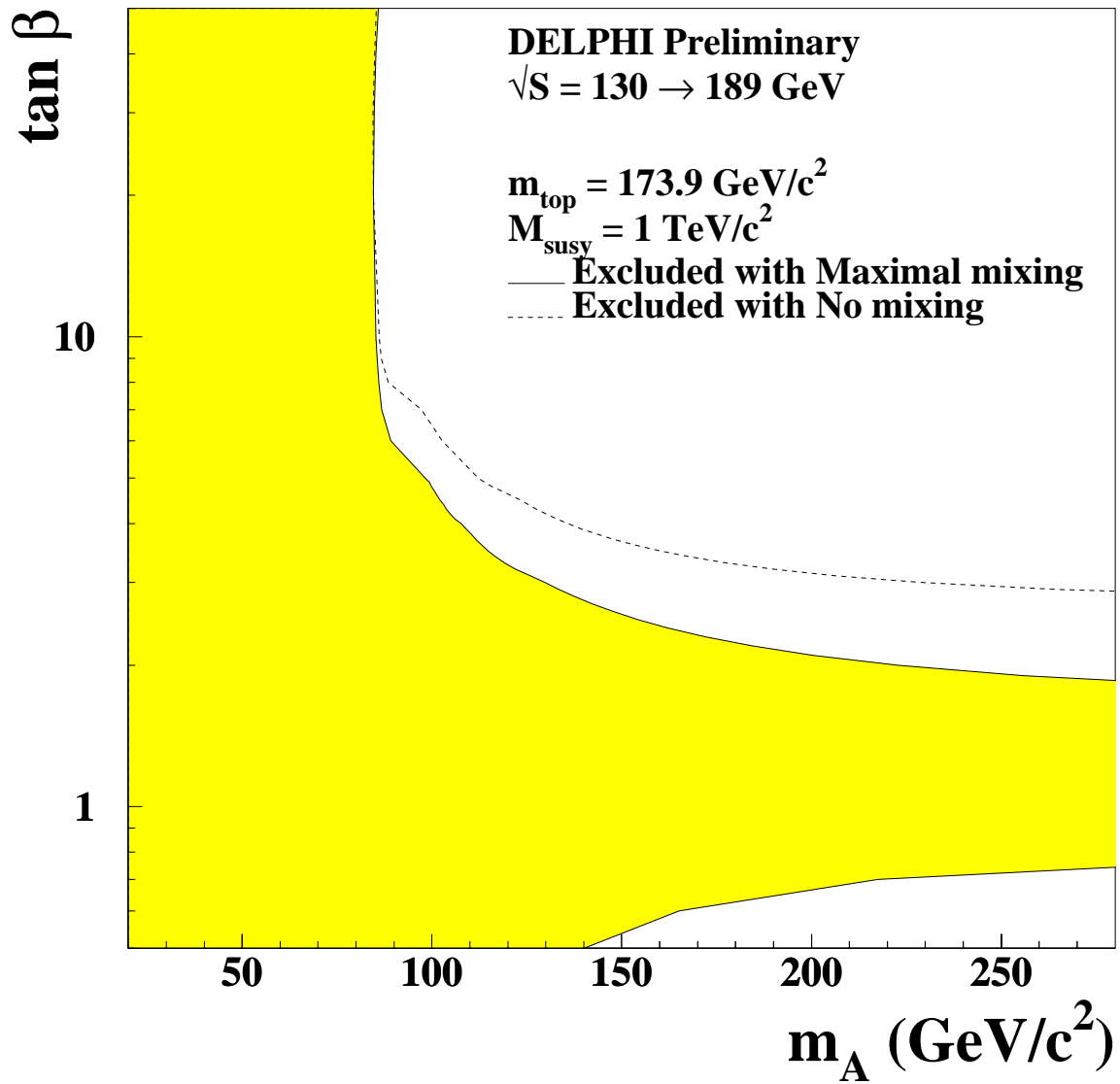
8.2.2 Le MSSM plus un singlet de jauge

On étudie dans cette section les contraintes imposées par les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ sur ce modèle très général, décrit au chapitre 1. On choisit, comme dans [14], de montrer les résultats dans le plan m_A '- $\tan \beta$, à λ fixé. La valeur maximale autorisée pour λ est fixée à 0.6, pour satisfaire aux conditions de perturbativité. On se place toujours dans le cas le plus défavorable du mélange maximal dans le secteur des stops. Tous les autres paramètres supersymétriques intervenant dans les corrections radiatives sont pris identiques au cas du MSSM.

Dans le cas général, des régions de ce plan sont couvertes par les recherches dans les canaux $h_i A_j$, $h_i Z$, et $H^+ H^-$. On rappelle brièvement les caractéristiques du modèle, afin de clarifier les méthodes utilisées, et on s'appuie sur la figure 8.4 pour illustrer la discussion.

Le cas le plus simple est celui des bosons de Higgs chargés. Une fois fixés les choix de λ , m_A et $\tan \beta$, la masse des bosons de Higgs chargés est donnée au niveau des arbres par $m_{H^\pm}^2 = m_A'^2 + m_W^2 - \lambda v^2$. Cette relation n'est sensiblement affectée par les corrections radiatives qu'à grand $\tan \beta$. Quand $\lambda = 0$, on retrouve le résultat du MSSM $m_{H^\pm} \geq m_W$; en revanche, m_{H^\pm} peut devenir faible quand on laisse $\lambda \geq 0$. Comme les bosons de Higgs chargés ne se mélangent pas avec le singulet, les sections efficaces de production sont les mêmes que dans le cas des modèles généraux à deux doublets de Higgs, et on peut utiliser les recherches effectuées dans ce cadre [60], impliquant $m_{H^\pm} \geq 69 \text{ GeV}$. Sur la figure 8.4, le contour délimité par le trait plein foncé correspond à cette contrainte, dans le cas $\lambda = 0.6$. Quand $\lambda = 0$, aucune région n'est couverte.

La méthode est plus compliquée dans le cas des canaux $h_i A_j$ et $h_i Z$, où respectivement 6 et 3 canaux se superposent, de cinématiques en général très différentes. En effet, à λ fixé, et en chaque point du plan (m_A' , $\tan \beta$), les cinq paramètres restants, contrôlant le mélange

FIG. 8.2 – Contours exclus dans le plan m_A - $\tan \beta$.

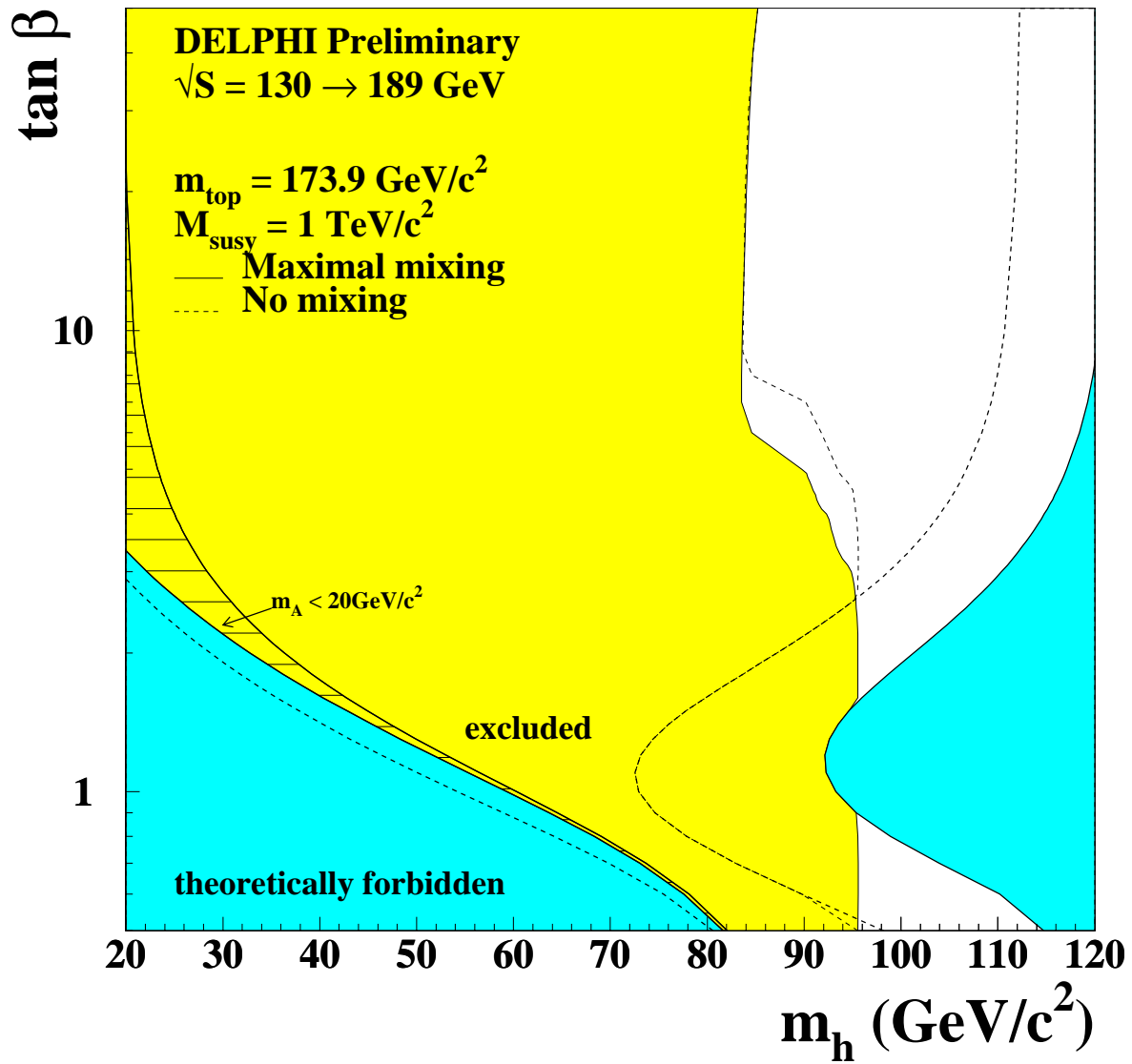


FIG. 8.3 – Contours exclus dans le plan m_h - $\tan \beta$.

Analyse	$\epsilon(h_i A_j)$	$\epsilon(h_i Z)$	fond attendu	données
4b	42.2%		4.4	2
2b-Z	40.3%	28.7%	20.1	26

TAB. 8.3 – *Efficacités, fond et observation pour les analyses sans variables de forme. Les bruits de fond prennent en compte une augmentation systématique de 10%, comme discuté au chapitre 7.*

doublet-singulet, donnent suffisamment de liberté pour relâcher presque entièrement les contraintes sur les masses des bosons de Higgs et leurs couplages.

On choisit d'appliquer une analyse reposant uniquement sur l'étiquetage de b pour les canaux $h_i A_j$; pour les canaux $h_i Z$, on utilise l'étiquetage de b et la présence d'un Z dans l'état final. En d'autres termes, on supprime des variables globales \mathcal{L}_{hZ} et \mathcal{L}_{hA} toutes les variables destinées à sélectionner des événements à quatre jets dans les analyses; les sensibilités seront en conséquence moins bonnes à haute masse, mais le domaine d'application de l'analyse sera significativement étendu. De même, en raison du large domaine de masse autorisé pour les bosons de Higgs, il est difficile d'utiliser l'information en masse dans la détermination des limites. On choisit donc de se placer à bas niveau de bruit de fond, et de considérer uniquement les taux de comptages observé et attendus dans les tests d'hypothèses. Finalement, il existe des régions de l'espace des paramètres où des canaux $h_i A_j$ et $h_i Z$ sont ouverts simultanément, et on choisit d'appliquer l'analyse $h_i Z$ à tous les canaux dans ce cas.

Il faut noter que la validité de cette analyse est limitée aux configurations où tous les bosons de Higgs sont assez massifs pour produire des mésons B dans leurs désintégrations¹. Le cas des désintégrations $h \rightarrow AA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ est couvert par cette analyse, puisqu'il se traduit simplement par plus de quarks b dans les événements.

La table 8.3 donne les points de fonctionnement obtenus. Dans un canal donné, les efficacités dépendent très peu de la masse du signal sur tout l'intervalle de masse simulé à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ (les variations sont compatibles avec les incertitudes statistiques, et toujours inférieures à 2%), et sont moyennées sur l'ensemble des échantillons. On suppose ces efficacités vérifiées jusqu'aux basses masses.

Le balayage de l'espace des paramètres se déroule comme suit. Pour chaque point m_A - $\tan \beta$, et à λ fixé, on fait varier cinq paramètres. Deux de ces paramètres déterminent le mélange doublet-singulet dans le secteur CP-impair, les trois autres déterminent ce mélange dans le secteur CP-pair. Pour chaque configuration des paramètres, les masses des bosons de Higgs h_1, h_2, h_3, A_1 et A_2 , leurs couplages aux bosons de jauge $R_{h_i ZZ}$ et $R_{h_i A_j}$ et aux fermions sont spécifiés.

On peut alors calculer toutes les sections efficaces $h_i Z \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ et $h_i A_j \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Après prise en compte des efficacités et de la luminosité enregistrée en 1998, on obtient le nombre total d'événements de signal attendu pour cette configuration, et on compare avec le fond attendu et les données. On considère la configuration exclue si les données la défavorisent avec une confiance supérieure à 95%. Si toutes les configurations correspondant à un point m_A - $\tan \beta$ sont exclues, ce point est exclu.

Les régions du plan m_A - $\tan \beta$ couvertes par la recherche de $h_i A_j$ et $h_i Z$ sont indiquées

1. Une analyse très générale, des modèles à deux doublets, considérant des bosons de Higgs de très basse masse, a été faite sur les données de LEP1 [61], et n'a pas à ce jour été complétée à LEP2.

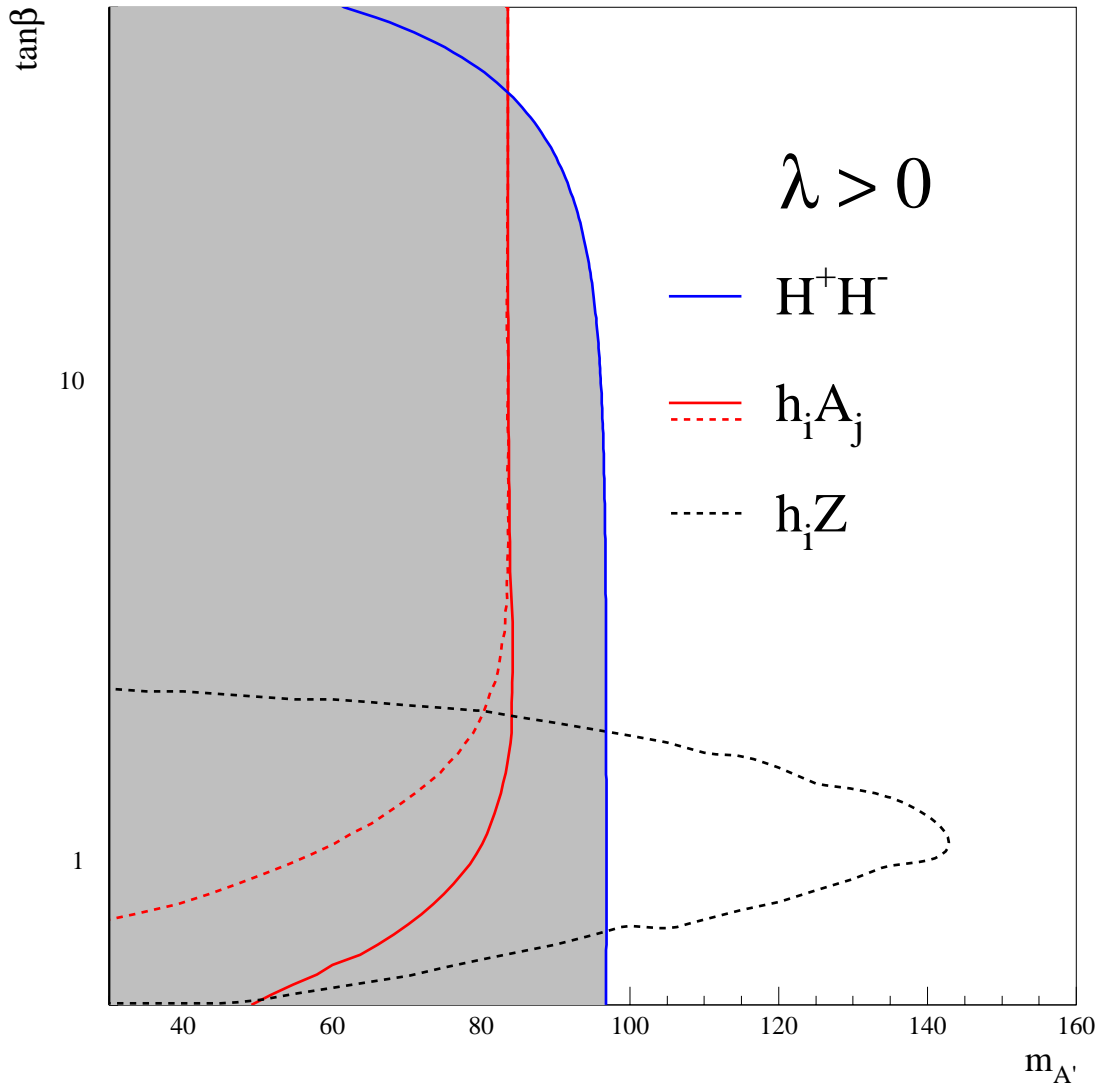


FIG. 8.4 – Contours exclus, dans le plan $m_{A'}$ - $\tan \beta$ par le processus H^+H^- (trait foncé) et par $h_i A_j$ (trait clair) à $\lambda = 0.6$; et par $h_i Z$ (pointillés foncés) et $h_i A_j$ (pointillés clairs) à $\lambda = 0$.

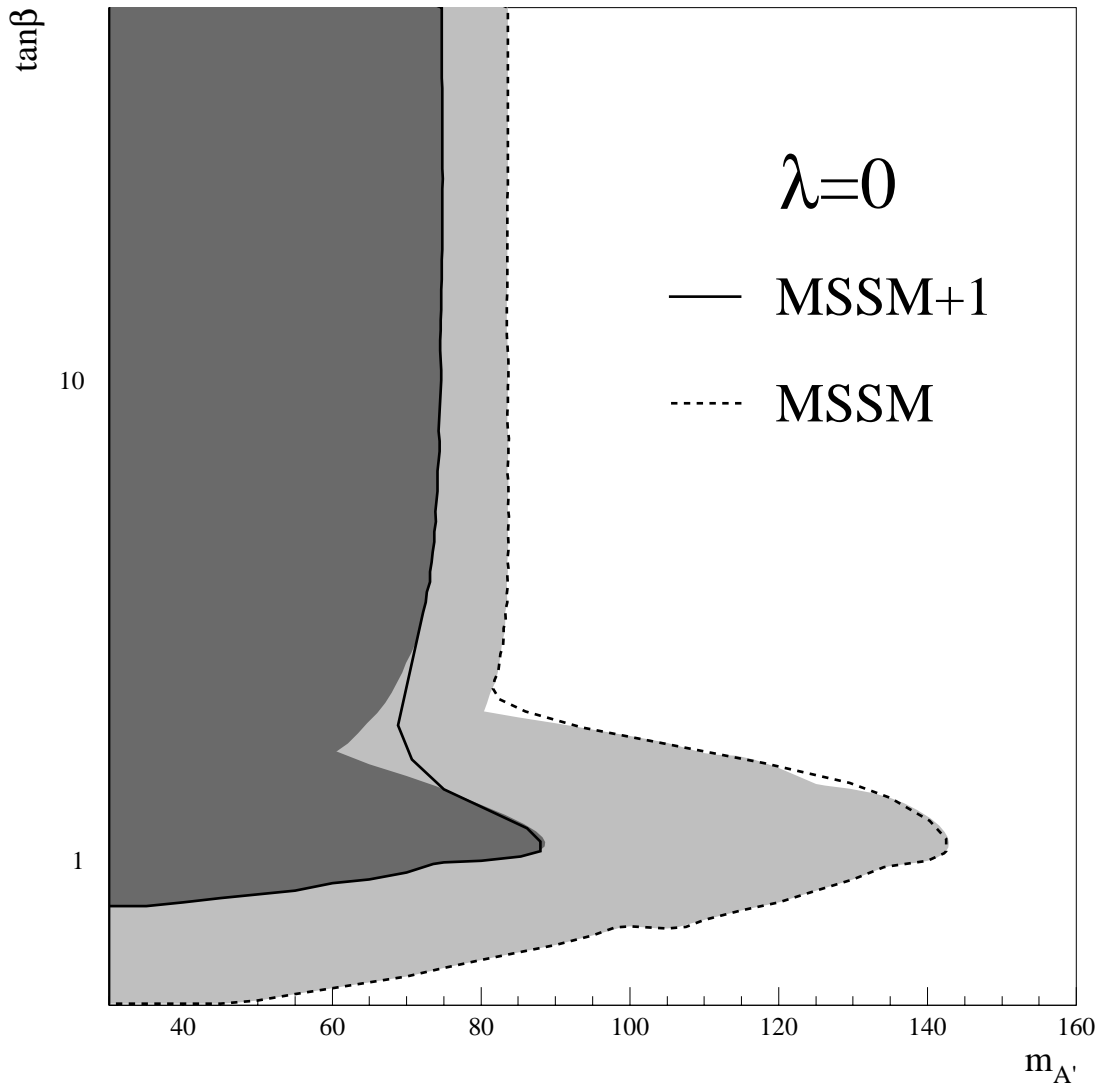


FIG. 8.5 – Contours exclus dans le plan $m_{A'} - \tan\beta$ dans la limite de découplage du singulet (pointillés), et dans le cas général (trait plein).

sur la figure 8.4 par les lignes pointillées ($\lambda=0$) et par le trait plein clair ($\lambda=0.6$). Le processus $h_i Z$ ne contribue qu'à faible λ . On peut le comprendre simplement en considérant la formule 1.36 : à cause du terme $\lambda v^2 \sin^2 2\beta$ dans l'expression de la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger, les petites valeurs de $\tan \beta$ n'impliquent plus un boson de Higgs léger, et les canaux $h_i Z$ peuvent se fermer cinématiquement. En revanche, dans cette région de $\tan \beta$, la contribution des canaux $h_i A_j$ augmente avec λ . Pour le voir, on se place dans le cas où le singulet est complètement découplé dans le secteur CP-pair. La matrice de masse 1.30 se réduit alors à son bloc 2×2 inférieur, qui est identique à la matrice de masse CP-paire du MSSM excepté les termes non-diagonaux contenant λ . Si, à $\lambda = 0$, la matrice est diagonalisée par une rotation d'angle α tel que $\cos^2(\beta - \alpha) \sim 0$ et les couplages $h_i A_j$ sont nuls, alors $\lambda > 0$ implique $\cos^2(\beta - \alpha) > 0$, et les couplages se rallument.

De la même manière, on voit qu'à grand $\tan \beta$ les résultats sont indépendants de λ . En effet, λ intervient uniquement dans les termes non diagonaux cités ci-dessus, et sa contribution, proportionnelle à $\sin \beta \cos \beta$, s'annule quand $\tan \beta$ devient grand.

On trouve en général qu'à faible $\tan \beta$, l'augmentation avec λ des sections efficaces $h_i A_j$ et l'ouverture de $H^+ H^-$ surcompense la chute des sections efficaces $h_i Z$. En conséquence, le cas le plus défavorable est obtenu à $\lambda = 0$. Les résultats pour cette valeur de λ sont illustrés sur la figure 8.5. Les résultats dans la limite de découplage du singulet, correspondant à un MSSM effectif, y sont également indiqués (on a dans cette limite réutilisé les points de fonctionnement à bas fond des analyses complètes, donnés aux chapitres 5 et 6). Pour $\tan \beta > 1$, la limite est obtenue dans la région où les topologies codominent ($\tan \beta \sim 2$), et on trouve:

$$m'_A > 69 \text{ GeV} . \quad (8.2)$$

Pour les grandes valeurs de $\tan \beta$, on a $m'_A > 72 \text{ GeV}$, et pour $\tan \beta < 1$, aucune valeur n'est exclue. On rappelle que cette limite ne concerne que le sous-ensemble des configurations où tous les bosons de Higgs sont de masse supérieure à 12 GeV.

8.2.3 Validité de ces limites

On insiste ici sur les hypothèses dans le cadre desquelles les résultats de ce chapitre, et en particulier ceux de la section 8.2.1, ont été obtenus.

Premièrement, le contour d'exclusion du MSSM dans le plan m_h - $\tan \beta$ est sensible à la masse du top, particulièrement aux faibles valeurs de $\tan \beta$. Dans cette région, la masse du h est entièrement radiative, et proportionnelle à m_t^4 (voir l'équation A.23). L'intervalle de $\tan \beta$ présenté comme exclu pour tout m_h dans la figure 8.3 est en fait exclu (à 95% de confiance) pour la valeur centrale de m_t [55]. Si la masse du quark top s'avère plus élevée que sa valeur centrale d'une déviation standard, l'intervalle de $\tan \beta$ s'ouvre à nouveau.

D'autre part, les résultats dans les modèles supersymétriques dépendent du choix des valeurs des paramètres supersymétriques intervenant dans les corrections radiatives. Les collaborations Aleph, Delphi, et Opal [62] ont publié des balayages plus complets de l'espace des paramètres que le balayage présenté ici, et qui est souvent utilisé par les collaborations comme cadre de référence. Les limites obtenues sont dans ce cas sensiblement plus faibles.

Finalement, un point peut-être moins connu est lié aux corrections aux couplages des bosons de Higgs supersymétriques aux fermions. Ces corrections sont importantes dans

le cas des quarks essentiellement. Le programme généralement utilisé pour le calcul des rapports d'embranchement, `HDECAY` [56], incorpore les corrections de vertex dues à l'interaction forte du modèle standard, et calcule les corrections radiatives aux angles de mélange du secteur de Higgs du MSSM, α et β , pour prédire les couplages modifiés. Une contribution négligée est celle de QCD supersymétrique. Ces corrections ont été évaluées [63], et il a été trouvé qu'aux grandes valeurs de $\tan \beta$, la largeur de désintégration $h \rightarrow b\bar{b}$ peut être réduite de plusieurs dizaines de pourcents dans de nombreux cas. Contrairement aux corrections aux angles de mélange (*cf.* section 1.2.3), les couplages du h aux quarks b et aux leptons τ ne sont pas affectés de la même manière, et la domination des désintégrations des bosons de Higgs en quarks b n'est plus garantie. Dans le domaine accessible à LEP200, la supersymétrie prédit alors une production dominante de bosons de Higgs par paires hA , et des états finals possibles, voire dominants, en quatre leptons τ . Cette topologie n'a pas été recherchée dans les collaborations LEP jusqu'à présent.

Conclusions

On a présenté dans cette thèse une analyse des données enregistrées par Delphi en 1997 et 1998, à des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s}=183$ et 189 GeV. Ces analyses concernent la recherche d'événements hA et hZ dans les états finals à quatre jets.

On a déterminé dans un premier temps, et sur la simulation essentiellement, la manière d'utiliser au mieux l'information discriminante dont on dispose. La méthode a été mise au point sur la recherche d'événements hA à $\sqrt{s}=183$ GeV. On a trouvé qu'en aval de la construction d'une variable discriminante globale, un gain important en sensibilité est offert par la relaxation de la coupure sur cette variable, et l'inclusion de son pouvoir discriminant dans la test-statistique. L'amélioration apportée par une augmentation même sensible de l'efficacité de sélection dans le régime des bas bruits de fond est plus faible. Ces méthodes ont été appliquées aux recherches effectuées à $\sqrt{s}=189$ GeV.

Si l'amélioration en termes de diminution de la section efficace visible hA ou hZ est similaire aux deux énergies, le gain sur les masses accessibles des bosons de Higgs est nettement plus faible à $\sqrt{s}=189$ GeV. Ceci est expliqué par la forte luminosité intégrée dont Delphi a bénéficié en 1998, qui permet à performance d'analyse égale d'explorer des masses plus proches de la limite cinématique; dans cette région, les taux de production chutent fortement quand les masses augmentent. On anticipe qu'à la plus haute énergie, et si la luminosité est suffisante (par exemple, $\sqrt{s} \sim 200$ GeV et $\mathcal{L} \sim 200$ pb⁻¹), des méthodes moins performantes que celle décrite dans cette thèse permettront d'obtenir des résultats très comparables sur par exemple les masses exclues en cas d'absence de découverte.

Les données de 1998 présentent un excès de l'ordre de 25% d'événements à quatre jets dont deux jets de b. Les origines possibles de cet excès ont été explorées, avec pour principal résultat que cette origine ne peut pas être unique. Dans l'état actuel des connaissances, environ 10% de l'excès semble imputable à la négligence des effets de masse des quarks lourds dans l'état final $b\bar{b}g\bar{g}$. Rendre compte de la majeure partie de l'excès par une augmentation de la section efficace résiduelle de ce processus est toutefois difficilement justifiable théoriquement. De même, les processus à quatre fermions sont connus à des précisions de l'ordre de quelques pourcents et peuvent difficilement rendre compte de l'excès. Le spectre en masse des événements suggère principalement des événements $b\bar{b}g\bar{g}$; certains sont compatibles avec des paires WW, et une poignée sont compatibles avec des événements hZ. Aucun effet instrumental clair n'a par ailleurs été détecté.

Après réestimation de la sensibilité des analyses, leurs résultats ont été exprimés comme des contraintes sur le secteur scalaire de divers modèles simples de brisure de symétrie électrofaible. Dans le modèle standard, on trouve:

$$m_h > 93.0 \text{ GeV}, \text{ à } 95\% \text{ CL.} \quad (8.3)$$

La limite attendue en moyenne vaut 95.2 GeV. L'écart entre les limites observée et attendue est dû à une accumulation d'événements observés à haute masse. Cette accumulation est compatible avec un signal de bosons de Higgs à $m_h \sim 95$ GeV, et le niveau de confiance dans l'hypothèse du signal est proche de 50%. La probabilité qu'une expérience de fond fluctue de façon plus importante vers le signal que l'observation vaut 2%.

Dans le MSSM, on a obtenu les limites suivantes, indépendantes de $\tan \beta$, sur les masses du boson de Higgs CP-pair léger, et du boson de Higgs CP-impair:

$$\begin{aligned} m_A &> 83.3 \text{ GeV} , \\ m_h &> 82.4 \text{ GeV} , \text{ à } 95\% \text{ CL.} \end{aligned} \tag{8.4}$$

Les données ont finalement été interprétées dans un modèle supersymétrique étendu, correspondant au MSSM enrichi d'un champ de Higgs singulet de jauge. Dans ce modèle, on a trouvé les contraintes suivantes, dépendantes de $\tan \beta$, sur le paramètre de masse CP-impair:

$$\begin{aligned} m_{A'} &> 69.0 \text{ GeV} \text{ pour } \tan \beta > 1, \\ m_{A'} &> 72.0 \text{ GeV} \text{ pour } \tan \beta \text{ grand, à } 95\% \text{ CL.} \end{aligned} \tag{8.5}$$

Pour $\tan \beta$ inférieur à 1, aucune limite inférieure n'est obtenue. Ces limites ne concernent que la région d'espace des paramètres où tous les bosons de Higgs sont de masse supérieure à 12 GeV.

Annexe A

Le potentiel effectif et le secteur de Higgs supersymétrique

On essaie ici de clarifier quelque peu les approximations généralement utilisées pour les calculs des corrections radiatives aux matrices de masse des bosons de Higgs. La première section constitue un bref résumé des notations et méthodes, dans le cas d'un seul boson de Higgs. Dans la section suivante, on applique la méthode à la matrice de masse scalaire du MSSM. On fait finalement une revue rapide des avancées théoriques dans ce domaine depuis le début des années '90.

A.1 Masse renormalisée, masse effective, masse physique

Le propagateur inverse renormalisé d'une particule scalaire ϕ s'écrit:

$$i D^{-1}(p^2) = p^2 - [m_R^2 + \Pi(p^2)], \quad (\text{A.1})$$

avec m_R et $\Pi(p^2)$ la masse et l'auto-énergie renormalisées. La masse physique, m_{phys} , définie à tout ordre comme le pôle du propagateur $1/i D^{-1}(p^2)$, est solution de l'équation¹:

$$m_{phys}^2 = m_R^2 + \Pi(m_{phys}^2), \quad (\text{A.2})$$

et la détermination de m_{phys} à un ordre donné de la théorie des perturbations nécessite le calcul diagrammatique des contributions correspondantes à $\Pi(p^2)$.

Une alternative puissante est la méthode du potentiel effectif, qui offre une façon simple d'évaluer les corrections dominantes et d'approximer le résultat complet. On définit le développement en boucles suivant:

$$V_{eff} = V_0 + V_1 + \dots \quad (\text{A.3})$$

Dans l'équation précédente, V_{eff} est le potentiel scalaire à tout ordre de la théorie, V_0 est le potentiel à l'approximation des arbres, V_1 le potentiel à une boucle et ainsi de suite.

1. Toutes les auto-énergies sont considérées comme réelles.

On peut montrer que le potentiel effectif complet est donné par la somme de toutes les fonctions de Green irréductibles, prises à impulsion nulle:

$$V_{eff} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \phi^n, \quad {}^{(n)}(p_i = 0), \quad (\text{A.4})$$

avec ${}^{(n)}$ la fonction de Green à n points. Pour clarifier la relation précédente, on prend l'exemple d'une théorie en ϕ^4 à l'ordre 0 (c-à-d $V_{eff} \equiv V_0$); on se donne un propagateur et un couplage pour ϕ :

$$\text{---} \quad , \quad {}^{(2)}(0,0) = m^2, \quad \begin{array}{c} \diagup \\ \diagdown \end{array} \quad , \quad {}^{(4)}(0,0,0,0) = \lambda.$$

On en tire immédiatement le potentiel de la théorie:

$$V_0 = -\frac{m^2}{2} \phi^2 - \frac{\lambda}{4!} \phi^4, \quad (\text{A.5})$$

qui correspond bien à l'expression 1.1. Le potentiel 1.15 du MSSM peut être obtenu de la même manière. Le terme V_1 a une expression générique², permettant d'y insérer simplement le spectre de n'importe quel modèle:

$$V_1 = \frac{1}{64\pi^2} Str \mathcal{M}^4 \left(\ln \frac{\mathcal{M}^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right), \quad (\text{A.6})$$

où \mathcal{M}^2 est la matrice de masse complète du modèle (contenant les termes de masse pour toutes les particules du spectre, et où les champs ne sont pas encore remplacés par leurs valeurs attendues dans le vide), et où la supertrace Str somme positivement (négativement) tous les degrés de liberté bosoniques (fermioniques):

$$Str f(\mathcal{M}^2) = \sum_i (-1)^{2J_i} (2J_i + 1) f(m_i^2). \quad (\text{A.7})$$

Dans la définition précédente, m_i^2 est la masse (valeur propre de \mathcal{M}^2) de la particule i de spin J_i . Enfin, Q^2 est l'échelle de renormalisation.

Comme on peut le vérifier jusqu'à l'ordre 1 dans les lignes précédentes, le développement en boucles de V_{eff} est un développement en puissances de $\lambda^{n+1} [\ln(\phi^2/Q^2)]^n$. Le domaine de validité du potentiel effectif est limité par la condition [16]:

$$\lambda \ln(\phi^2/Q^2) \ll 1. \quad (\text{A.8})$$

Il ne suffit donc pas que le couplage λ soit faible; le champ ϕ doit lui-même être de l'ordre de l'échelle de renormalisation. La validité du potentiel effectif peut être étendue à l'aide

2. On la donne ici dans le schéma $\overline{\text{MS}}$.

des techniques du groupe de renormalisation. On impose que le potentiel effectif complet ne dépende pas de Q , en absorbant les variations de V_{eff} en fonction de Q dans une redéfinition des paramètres de la théorie:

$$\begin{aligned} V_{eff}(Q, \lambda, \phi) &\rightarrow V_{eff}(Q, \bar{\lambda}, \bar{\phi}), \\ \bar{\lambda} &\equiv \lambda(Q), \\ \bar{\phi} &\equiv \phi(Q), \\ \frac{dV_{eff}}{dQ} &= 0. \end{aligned} \tag{A.9}$$

L'évolution des couplages et des champs avec Q est déterminée par leur équation du groupe de renormalisation. Le développement est alors valable pour toute valeur des champs, à la seule condition que les couplages soient faibles. On peut montrer de façon générale [17] que le potentiel effectif tronqué à n boucles, amélioré par l'évolution des champs et couplages à $n + 1$ boucles, permet de resommer les effets dominants à $n + 1$ boucles; par exemple, le potentiel à l'ordre des arbres, où les couplages évoluent à une boucle, permet de resommer les logarithmes dominants.

Dans le lagrangien à l'approximation des arbres, la masse nue du champ scalaire est obtenue en dérivant deux fois le potentiel V_0 par rapport à ϕ . On définit de façon analogue la masse effective \bar{m}^2 comme la dérivée seconde du potentiel effectif V_{eff} :

$$\begin{aligned} \bar{m}^2 &= \left. \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial \phi^2} \right|_{\phi=0} \\ &= -, {}^{(2)}(0). \end{aligned} \tag{A.10}$$

La deuxième égalité découle de l'équation (A.4). On ne connaît en pratique que les premiers termes du développement (A.3) de V_{eff} , et la masse effective est donc évaluée à partir du potentiel effectif tronqué. L'équation (A.10) implique une relation entre la masse effective et la masse renormalisée:

$$\bar{m}^2 = m_R^2 + \Pi(0), \tag{A.11}$$

de telle sorte qu'on peut réécrire le propagateur inverse du boson de Higgs en termes de la masse effective:

$$\begin{aligned} , {}^{(2)}(p^2) &= p^2 - [\bar{m}^2 + \Delta\Pi(p^2)], \\ \Delta\Pi(p^2) &= \Pi(p^2) - \Pi(0). \end{aligned} \tag{A.12}$$

Finalement, l'équation définissant la masse physique de ϕ s'écrit dans ce formalisme:

$$m_{phys}^2 = \bar{m}^2 + \Delta\Pi(m_{phys}^2). \tag{A.13}$$

Les équations (A.2) et (A.13) sont bien sûr équivalentes, mais comme l'indique l'équation (A.11), \bar{m}^2 contient déjà les corrections dominantes. On néglige souvent les termes

en $\Delta\Pi$, de façon à approcher la masse physique par la masse effective. Ceci revient à considérer la particule circulant dans les boucles comme beaucoup plus massive que la particule externe:

$$M^2 \gg p^2 \approx 0 \quad \Rightarrow \quad m_{phys}^2 \approx \overline{m}^2. \quad (\text{A.14})$$

A.2 Application au MSSM

Considérons les corrections à la matrice de masse M^2 des champs scalaires du MSSM, définie par l'équation (1.17). Dans la méthode diagrammatique, ces corrections s'écrivent:

$$\begin{aligned} M^2 \rightarrow M_{corr}^2 &= M_R^2 + \Pi(p^2) \\ &= \begin{pmatrix} m_{R,11}^2 + \Pi_{11}(p^2) & m_{R,12}^2 + \Pi_{12}(p^2) \\ m_{R,12}^2 + \Pi_{12}(p^2) & m_{R,22}^2 + \Pi_{22}(p^2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Il faut maintenant calculer les auto-énergies diagonales et obliques intervenant dans la matrice corrigée. L'angle de mélange corrigé des Higgs scalaires, α_{corr} , permet de diagonaliser M_{corr}^2 :

$$U_{\alpha_{corr}} M_{corr}^2 U_{\alpha_{corr}}^\dagger = \begin{pmatrix} m_1^2(p^2) & 0 \\ 0 & m_2^2(p^2) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

et les masses physiques des bosons de Higgs scalaires du MSSM sont définies par l'équation:

$$\begin{pmatrix} m_h^2 & 0 \\ 0 & m_H^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1^2(m_h^2) & 0 \\ 0 & m_2^2(m_H^2) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

On peut alternativement utiliser le potentiel effectif du MSSM, et redéfinir les masses effectives comme:

$$\overline{m}_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial H_i \partial H_j} \right|_{\langle H \rangle = 0}, \quad (\text{A.18})$$

La matrice de masse scalaire s'écrit:

$$\begin{aligned} M^2 \rightarrow M_{corr}^2 &= \overline{M}^2 + \Delta\Pi(p^2) \\ &= \begin{pmatrix} \overline{m}_{11}^2 & \overline{m}_{12}^2 \\ \overline{m}_{12}^2 & \overline{m}_{22}^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta\Pi_{11}(p^2) & \Delta\Pi_{12}(p^2) \\ \Delta\Pi_{12}(p^2) & \Delta\Pi_{22}(p^2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

où les $\Delta\Pi_{ij}$ sont définis comme dans la section précédente. L'équation suivante, analogue à (A.11), relie \overline{M}^2 et M_R^2 :

$$\overline{M}_{ij}^2 = M_{R,ij}^2 + \Pi_{ij}(0). \quad (\text{A.20})$$

Comme dans la section précédente, les deux manières d'écrire M_{corr}^2 sont bien sûr équivalentes. Toutefois, le fait que \overline{M}^2 contienne les corrections dominantes (c-à-d les termes $\Pi_{ij}(0)$) permet ici une approximation simple des masses physiques. L'angle de mélange est défini de façon à diagonaliser \overline{M}^2 (on le note en conséquence $\overline{\alpha}$):

$$U_{\overline{\alpha}} \overline{M}^2 U_{\overline{\alpha}}^\dagger = \begin{pmatrix} \overline{m}_1^2 & 0 \\ 0 & \overline{m}_2^2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.21})$$

donnant ainsi une base approchée des états physiques. Dans cette base, il n'y a qu'à calculer les auto-énergies diagonales $\overline{\Delta\Pi}_{11,22}(p^2)$, et les masses physiques approchées sont définies comme:

$$\begin{pmatrix} m_h'^2 & 0 \\ 0 & m_H'^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{m}_1^2 & 0 \\ 0 & \overline{m}_2^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \overline{\Delta\Pi}_{11}(m_h'^2) & 0 \\ 0 & \overline{\Delta\Pi}_{22}(m_H'^2) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.22})$$

Pour récapituler, on dispose à ce stade de trois méthodes pour évaluer, à un ordre donné de la théorie des perturbations, les corrections aux matrices de masse des bosons de Higgs:

- la méthode diagrammatique, où toutes les auto-énergies sont calculées et prises en compte, est la plus précise;
- on peut se contenter des corrections dominantes, et ne calculer que les masses effectives \overline{m}^2 . La différence avec la méthode diagrammatique est que les auto-énergies sont évaluées à impulsion nulle, voir les équations (A.2) et (A.11);
- une utilisation plus raffinée du potentiel effectif prend en compte les auto-énergies à $p^2 = m^2$, mais dans une base d'états propres approchée où les angles de mélange ne diagonalisent que les matrices de masse effectives.

A.3 L'évolution des connaissances depuis 1991

La première preuve numérique de l'importance des corrections virtuelles au spectre des bosons de Higgs est donnée par Okada, Yamaguchi, Yanagida en 1991 [18]. Ils montrent, en utilisant le potentiel effectif à une boucle du MSSM, que la relation en arbres $m_h < m_Z$ est violée de plusieurs dizaines de GeV si le quark top est assez lourd ($m_t > 150$ GeV). Seul l'effet du quark top est considéré dans cette publication; en particulier, les partenaires supersymétriques du top sont pris dégénérés à l'échelle de brisure de la supersymétrie ($m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{t}_2} \equiv m_{susy} \sim 1$ TeV). Les mêmes auteurs confirment leurs résultats [19] dans une analyse utilisant le potentiel en arbres, où tous les couplages évoluent à une boucle. Les masses discutées dans ces travaux sont les masses effectives.

On décrit rapidement le principe de cette seconde analyse, car de nombreux résultats dans ce domaine utilisent une méthode voisine. Excepté le scalaire le plus léger, toutes les particules supersymétriques sont supposées de l'ordre de m_{susy} ; en conséquence, la

physique est décrite à des échelles inférieures par le modèle standard, où le h se comporte comme le boson de Higgs standard. Le couplage scalaire λ , les couplages de jauge g , g' et g_S , et le couplage de Yukawa du top, h_t , évoluent suivant un système d'équations couplées et bien connues [20]. À une boucle, l'évolution des couplages de jauge ne dépend pas de λ et h_t ; on utilise donc leurs valeurs mesurées à basse énergie, et on en déduit leurs valeurs à m_{susy} . À cette échelle, la supersymétrie est restaurée et le couplage scalaire est donné par la relation:

$$\lambda = \frac{1}{4}(g_1^2 + g_2^2) \cos^2 2\beta.$$

Connaissant ainsi λ à m_{susy} , on en déduit sa valeur à basse énergie (et donc, m_h) à l'aide de son équation d'évolution dans le modèle standard.

Ellis, Ridolfi et Zwirner publient à la même époque [21] une analyse basée sur le potentiel effectif à une boucle, similaire à [18]; toutes les corrections radiatives à m_h sont prises en compte (on utilise les masses physiques au lieu des masses effectives), et la possibilité du mélange des stops est considérée. Chankowski, Pokorski et Rosiek publient un calcul diagrammatique complet à une boucle en 1992 [22]; les résultats des deux approches sont en bon accord numérique.

On retiendra le résultat que m_h reçoit des corrections proportionnelles à m_t^4 de deux origines. Okada et al. donnent par exemple [19]:

$$\begin{aligned} m_h^2 &\leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \delta m_h^2(top) + \delta m_h^2(mélange), \\ \delta m_h^2(top) &= \frac{6m_t^4}{(4\pi)^2 v^2} \log\left(\frac{m_{susy}^2 + m_t^2}{m_t^2}\right), \\ \delta m_h^2(mélange) &= \frac{6m_t^4}{(4\pi)^2 v^2} \left(\frac{\tilde{A}_t^2}{m_{susy}^2} - \frac{1}{12} \frac{\tilde{A}_t^4}{m_{susy}^4}\right). \end{aligned} \quad (A.23)$$

Le premier terme est dû à la différence entre la masse du top et celle de ses partenaires, c'est-à-dire à la brisure de la supersymétrie à basse énergie. Le deuxième terme est significatif quand le mélange entre les partenaires du top est important. Ce mélange, contrôlé par $\tilde{A}_t = A_t - \mu \cot \beta$ (A_t est le terme de brisure douce associé au quark top et à ses partenaires), est maximal pour $\tilde{A}_t = \sqrt{6} m_{susy}$, et nul pour $\tilde{A}_t = 0$. On trouve, en l'absence de mélange dans le secteur des stops, $m_h \leq 125$ GeV en prenant $m_{susy} = 1$ TeV et $m_t = 175$ GeV. En cas de mélange maximal, on obtient $m_h \leq 145$ GeV avec les mêmes valeurs de m_{susy} et m_t .

Les résultats précédents indiquent clairement la nécessité d'évaluer les corrections d'ordre supérieur: en effet, comme le montre la formule A.23, les corrections à une boucle font intervenir le top, dont la masse est mal définie à ce niveau d'approximation, car elle reçoit d'importantes corrections QCD (les masses effective et physique diffèrent d'environ 5%). Pour réduire cette incertitude, il faut incorporer les corrections QCD à une boucle sur m_t , c'est-à-dire calculer les matrices de masse des bosons de Higgs à deux boucles.

Par ailleurs, les analyses basées sur le potentiel effectif permettent de tester la stabilité des résultats en étudiant leur dépendance dans l'échelle de renormalisation³. Cette dépendance a été trouvée forte dans [12], et montre l'importance des ordres supérieurs.

3. Bien qu'on impose au potentiel complet de ne pas dépendre de l'échelle de renormalisation, les potentiels tronqués en dépendent.

Le premier pas dans ce sens est effectué par Espinosa et Quiros [23], qui analysent le potentiel en arbres à l'aide d'une évolution des couplages à deux boucles. Casas, Espinosa, Quiros et Riotto [12] améliorent l'analyse précédente en exploitant le potentiel effectif à une boucle et les évolutions à deux boucles. Un premier calcul diagrammatique à deux boucles, valable dans la limite des grandes valeurs de m_A et de $\tan\beta$, est effectué par Hempfling et Hoang [24], et combiné avec les corrections dominantes à une boucle. Ce calcul a été étendu à toute valeur de ces paramètres par Heinemeyer, Hollik et Weiglein [58]. Ces mêmes auteurs ont publié récemment [58] une compilation de tous les résultats théoriques dans ce domaine, comprenant les calculs diagrammatiques complets à une boucle, les corrections QCD à deux boucles, et certains termes à deux boucles électrofaibles.

L'inclusion des effets à deux boucles a pour résultat de baisser la borne supérieure sur m_h de ~ 15 GeV. Les résultats numériques de [58] sont dans ce cas quasi-indépendants de l'échelle de renormalisation, ce qui peut indiquer que l'effet des ordres supérieurs est faible.

D'un point de vue pratique, les résultats utilisés à LEP200 pour les calculs relatifs au secteur de Higgs du MSSM sont ceux publiés en 1995 par Carena, Quiros, Espinosa et Wagner [11]. Leur analyse établit que le potentiel en arbres amélioré par l'évolution des couplages à une boucle, et où toutes les grandeurs effectives sont évaluées à une échelle judicieuse (en l'occurrence, $Q = m_{top}$), reproduit correctement les calculs plus élaborés. Cette approximation simple permet en outre l'utilisation de formules analytiques faciles à mettre en œuvre pour les calculs des masses et des couplages des bosons de Higgs, quand les calculs à deux boucles nécessitent en général des méthodes numériques. La méthode est discutée plus en détail en section 1.2.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nuc. Phys. **B22** (1961) 579
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
A. Salam, “Elementary particle theory”, in proc. of the 8th Nobel symposium, éd. Svartholm, Almqvist et Wiksel, Stockholm (1968) 237
- [2] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Lett. **13** (1964) 508; Phys. Rev. **145** (1966) 1156
- [3] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380
Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, Phys. Rev **122** (1961) 345; Phys. Rev **124** (1961) 246
J. Goldstone, Nuovo Cimento **19** (1961) 154
J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965
T. W. B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554
- [4] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi, R. Petronzio, Nucl. Phys. *158* (1979) 295
- [5] T. Hambye, K. Riesselmann, DESY 97-152, hep-ph/9708416
- [6] S. Marcellini, *Electroweak physics at m_Z* , Rencontres de Moriond (mars 1999)
The LEP Electroweak working group, <http://www.cern.ch/LEPEWWG>
- [7] G. Anderson, Phys. Lett. **B243** (1990) 265
P. Arnold, S. Vokos, Phys. Rev. **D44** (1991) 3620
J. R. Espinosa, M. Quiros, Phys. Lett. **B353** (1995) 257
- [8] Collaborations Aleph, Delphi, L3, Opal, CERN-EP 99-060
- [9] E. Gross, B. Kniehl, G. Wolf, Z. Phys. **C63** (1994) 417; err. ibid. **C66** (1995) 32
- [10] par exemple M. Sohnius, Phys. Rep. **128** (1985) 39
- [11] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros, C. Wagner, Phys. Lett. **B355** (1995) 209
M. Carena, M. Quiros, C. Wagner, Nucl. Phys. B461 (1996) 407
- [12] J. A. Casas, J. R. Espinosa, M. Quiros, A. Riotto, Nucl. Phys. B436 (1995) 3

- [13] M. A. Diaz, H. E. Haber, Phys.Rev. **D45** (1992) 4246
A. Brignole, Phys.Lett. **B277** (1992) 313
- [14] S.F. King, P.L. White, Phys. Rev. **D53**, 4049 (1996)
- [15] J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski, F. Zwirner, Phys. Rev. **D39**, 844 (1989)
- [16] M. Sher, Phys. Rep. **179** (1989) 273
- [17] M. Bando, T. Kugo, N. Maekawa, H. Nakano, Phys. Lett. **B301** (1993) 83
- [18] Y. Okada, M. Yamaguchi, T. Yanagida, Prog. Theor. Phys. **85** (1991) 1
- [19] Y. Okada, M. Yamaguchi, T. Yanagida, Phys. Lett. **B262** (1991) 54
- [20] W. A. Bardeen, C. T. Hill, M. Lindner, Phys. Rev. **D41** (1990) 1647
- [21] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, Phys. Lett. **B257** (1991) 83
- [22] P. H. Chankowski, S. Pokorski, J. Rosiek, Phys. Lett. **B274** (1992) 191
- [23] J. R. Espinosa, M. Quiros, Phys. Lett. **B266** (1991) 389
- [24] R. Hempfling, A. H. Hoang, Phys. Lett. **B331** (1994) 99
- [25] Ya. B. Zel'dovich, I. Yu. Kobzarev, L. B. Okun, Sov. Phys. JETP **40** (1975) 1
A. Vilenkin, Phys. Rep. **C121** (1985) 263
- [26] S. A. Abel, S. Sarkar, P. L. White, Nucl. Phys. **B454** (1995) 663
U. Ellwanger, Phys. Lett. **B133** (1983) 187
J. Bagger, E. Poppitz, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2380
- [27] Collaboration Delphi, Nucl. Inst. Meth. **A378** (1996) 57, err. ibid. **A396** (1997) 281
- [28] Collaborations Aleph, Delphi, L3, Opal, CERN-EP 99-15
- [29] C. de St Jean, "Recherche du boson de Higgs dans l'expérience Delphi à LEP100 et LEP200", thèse, juin 1996
- [30] Collaboration JADE, Z. Phys. **C33** (1986) 23; Phys. Lett. **B213** (1988) 235
- [31] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olson, G. Turnock, B.R. Webber, Phys. Lett. **B269** (1991) 432

- [32] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B289** (1987) 810
- [33] Yu. L. Dokshitzer, G. Leder, S. Moretti, B. Webber, J. High En. Phys. **8** (1997) 1
- [34] Collaboration Delphi, E. Phys. J. **C2** (1998) 581
- [35] G. Borisov, DELPHI 94-125 PHYS 439
D. Brown, M. Frank, ALEPH 92-135
- [36] G. Borisov, Nucl. Inst.Meth. **A417** (1998) 384
- [37] G. Borisov, C. Mariotti, Nucl. Inst. Meth. **A372** (1996) 18
G. Borisov, C. Mariotti, DELPHI 97-16 PHYS 672
- [38] S. L. Meyer, "Data analysis for Scientists and Engineers", John Wiley and Sons, 1975
- [39] A. L. Read, DELPHI 97-158 PHYS 737, Nucl. Inst. Meth. **A425** (1999) 357
- [40] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347, CERN-TH 7112-93
- [41] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.
- [42] A. Ballestrero, V. A. Khoze, E. Maina, S. Moretti, W. J. Stirling.

- [51] Atelier "Physics at LEP2", Éd. G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, rapport CERN 96-01, Vol. 1, p. 79
- [52] G. Montagna et al., Nucl. Phys. **B401** (1993) 3, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 328
- [53] D. Bardin et al., Z. Phys. **C44** (1989) 493; Comp. Phys. Comm. **59** (1990) 303; Nucl. Phys. **B351** (1991) 1; Phys. Lett. **B255** (1991) 290, CERN-TH 6443-92
- [54] Collaborations Aleph, Delphi, L3, Opal, CERN-PPE 93-157
- [55] W. Yao pour la collaboration CDF, présenté à ICHEP'98, juillet 1998
Collaboration DØ, Phys. Rev. **D58** (1998) 052001
- [56] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, Comp. Phys. Comm. **108** (1998) 56
- [57] M. Spira, hep-ph/9810289
- [58] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, Phys. Rev. **D58** (1998) 091701; Phys. Lett. **B440** (1998) 296; CERN-TH 99-74
- [59] Collaboration Delphi, DELPHI 99-8 MORIO CONF 208
- [60] Collaborations Aleph, Delphi, L3, Opal, CERN-EP 99-060
- [61] P. Lutz, G. Piana, F. Richard, V. Ruhlmann, G. Wormser, Delphi 92-80 Dallas PHYS 191
- [62] Collaboration Aleph, ALEPH 98-039 CONF 98-018
Collaboration Delphi, DELPHI 98-124 CONF 185
Collaboration Opal, PN366
- [63] K. S. Babu, C. Kolda, Phys. Lett. **B451** (1999) 77

Remerciements

À Joël Feltesse et Michel Spiro pour m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du DAPNIA, au centre CEA de Saclay, et pour avoir ainsi rendu ce travail possible.

À Vanina Ruhlmann-Kleider pour la patience avec laquelle elle a dirigé ma thèse. Sa disponibilité de tous les instants a été cruciale pour moi. À Pierre Lutz, dont les encouragements et les conseils m'ont tiré de nombreuses impasses. J'espère avoir saisi un peu de leur savoir.

Au groupe Delphi du SPP, au sein duquel cette thèse a été effectuée. Tous ses membres m'ont vu dans leur bureau un jour ou l'autre, une question de pertinence douteuse à la bouche, et aucun n'a saisi l'occasion de froisser mon ego. Merci en particulier à François Pierre, pour qui la tâche était quotidienne.

À Christophe Royon pour avoir bien voulu assumer le rôle de parrain, pour m'avoir introduit au monde des interactions fortes, et surtout pour m'avoir écouté le matin d'un jour important.

À Marta Felcini, et à Daniel Treille pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit. À Daniel Denegri, pour avoir accepté de participer au jury, malgré un emploi du temps chargé. À tous trois pour la distance qu'ils ont parcourue pour venir m'écouter. Merci à François Le Diberder pour avoir présidé le jury.

À tous ceux qui ont eu un jour à me convaincre que tout n'était pas foutu. Je pense à Claire, à mes parents Maria et Loek, à mes beaux-parents Monique et Jean-Paul, à mes frères Pieter et Michiel, et à mes belles-sœurs Nathalie et Laurence. Je n'oublie pas tous ceux dont j'ai reçu des encouragements téléphoniques ou épistolaires. Les potes non plus, faut pas vous vexer, mais si je commence à citer tous vos noms....

Enfin, à Claire pour avoir porté Julie toute seule, et à Julie pour être née. C'est vite dit mais c'est ma plus grosse dette.