ORSAY
n° d'ordre : 6148

LAL 00-23
Mai 2000

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THÈSE

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Esther FERRER RIBAS

Étude des états finals contenant deux jets de particules et de l'énergie manquante avec le détecteur DELPHI à LEP

Soutenue le 9 Mai 2000 devant la Commission d'examen

MM.	P.	BINÉTRUY
	F.	LE DIBERDER
	F.	RICHARD
MME.	V .	RUHLMANN-KLEIDER
M.	A.	STOCCHI

Abstract

The observation of the Higgs boson would be of great importance for the understanding of the electroweak symmetry breaking. In the framework of the Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model (MSSM), the lightest Higgs boson is neutral and scalar, and its mass must be less than 130 GeV/c^2.
In this thesis, we have studied events characterized by the presence of two particle jets and missing energy. This is a very clear signature of the production of the Higgs boson in association with a Z^0 boson. This production is followed by the decay of the Higgs boson into a $\mathrm{b\bar{b}}$ pair and the Z^0 boson in $\nu\bar{\nu}$ pair. In these studies, it is important to detect all particles in order to achieve a good resolution in energy. For these reasons, we have devoted ourselves to improving DELPHI's hermeticity mainly in the regions located at 40°and 140°.
Using the data collected by the DELPHI detector at LEP in 1998 and in 1999 at four different energies in the centre of mass ($\sqrt{s}$ = 189, 196, 200 et 202 GeV), no signal has been observed, allowing us to exclude the Higgs boson at 95 % confidence level up to a mass of:

$$\begin{array}{lll} m_{\mathrm{H}} > & 98.0\ \ (98.5)\ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{at 95 \% C.L. this analysis} \\ \phantom{m_{\mathrm{H}}} > & 103.9\ \ (106.3)\ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{at 95 \% C.L. DELPHI combined.} \end{array}$$

The values in parentheses show the expected limits and indicate the sensitivity of the analysis. If these results are interpreted in the framework of the MSSM we obtain:

$$m_{\mathrm{h}} > 85.0\ \ (85.3)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{at 95 \% C.L.}$$

Studying the same topology, we have also searched for a Higgs boson decaying into a pair of non detectable particles (Invisible Higgs) in association with a Z^0 boson decaying into a quark/antiquark pair. In this case too, no signal has been observed, which can be translated into a lower limit on the mass of the Higgs boson at 95 % confidence level:

$$m_{\mathrm{h_{inv}}} > 105.5\ \ (105.3)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{at 95 \% C.L.}$$

Finally, we have measured the production cross section of a pair of Z^0 bosons where one decays to a quark/antiquark pair (all flavours) and the other to a pair of neutrinos. The result is in very good agreement with the value predicted by the Standard Model:

$$\begin{array}{lll} \sigma^{\mathrm{NC02}}/\sigma^{\mathrm{MS}} & = 0.94 \pm 0.25 & \text{this analysis} \\ & = 1.04 \pm 0.12 & \text{DELPHI combined.} \end{array}$$

Key words : LEP
DELPHI
Neutral Higgs boson
Higgs boson decay into $\mathrm{b\bar{b}}$
Higgs boson decay into a pair of non detectable particles
Production cross section of ZZ
Supersymmetry
Two particle jets and missing energy
Hermeticity

ORSAY
n° d'ordre : 6148

LAL 00-23
Mai 2000

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THÈSE

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Esther FERRER RIBAS

Étude des états finals contenant deux jets de particules et de l'énergie manquante avec le détecteur DELPHI à LEP

Soutenue le 9 Mai 2000 devant la Commission d'examen

MM.	P.	BINÉTRUY
	F.	LE DIBERDER
	F.	RICHARD
MME.	V .	RUHLMANN-KLEIDER
M.	A.	STOCCHI

Table des matières

Introduction

L'observation expérimentale d'un (ou de plusieurs) boson(s) de Higgs scalaire(s) est d'une importance fondamentale pour comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Dans le Modèle Standard, l'introduction d'un seul boson de Higgs scalaire neutre est suffisante. La masse de ce boson est un paramètre libre de la théorie. À partir des mesures de précision électrofaibles, dans lesquelles les mesures faites à LEP continuent à jouer un rôle central, on s'attend à ce que la masse du boson de Higgs soit inférieure à 200 GeV/c^2.

Bien que le Modèle Standard soit allé de succès en succès pendant ces vingt dernières années, il existe cependant un certain nombre d'indications expérimentales et d'arguments théoriques forts qui signalent qu'il s'agit d'une théorie effective valable à l'échelle électrofaible. Dans ce contexte, la supersymétrie représente la théorie la plus solide et la plus étudiée qui donne un cadre théorique satisfaisant, dans lequel le Modèle Standard serait une théorie effective à l'échelle électrofaible. Dans le secteur du Higgs, cinq bosons scalaires sont nécessaires pour que les particules ordinaires et leurs partenaires supersymétriques acquièrent une masse. Contrairement au Modèle Standard, en supersymétrie, la structure du secteur de Higgs est très contraignante. Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) prédit que la masse du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger est inférieure à la masse du boson Z^0. Cependant, les corrections radiatives, notamment sur les masses des bosons de Higgs, sont assez importantes, ce qui rend les contraintes un peu moins fortes. Par conséquent, le boson de Higgs neutre le plus léger doit avoir une masse inférieure à 125 GeV/c^2 et, pour un certain jeu de paramètres "à la mode", une masse autour de 110 GeV/c^2. Ceci constitue la motivation essentielle pour le programme de recherche de LEP2 et le travail de cette thèse !

Le boson de Higgs est recherché, dans cette thèse, dans l'état final à deux jets hadroniques plus de l'énergie manquante, correspondant à la production du boson de Higgs en association au boson Z^0 ; dans le cas qui nous concerne, le boson de Higgs se désintègre en une paire de quark/antiquark beaux (b) et le Z^0 en une paire de neutrinos.

D'autre part, plusieurs modèles prévoient la possibilité qu'un des bosons de Higgs se désintègre en particules non standards, non détectables. Ce boson de Higgs, produit en association avec un boson Z^0, donnera lieu à des événements caractérisés par la présence de deux jets hadroniques (issus de la désintègration du Z^0) et de l'énergie manquante (issue de la désintègration du boson de Higgs). Ces études sont particulièrement intéressantes lorsque l'on recherche un boson de Higgs de faible masse ($\sim$ 100 GeV/c^2). Pour ces valeurs de la masse, la largeur intrinsèque prévue pour le boson de Higgs est inférieure à 2 MeV/c^2 dans le cadre du Modèle Standard et du MSSM. Par conséquent, ces nouveaux modes de désintégration pourraient devenir rapidement dominants. Nous effectuerons également dans cette thèse la recherche du boson de Higgs dans ces modes de désintégration ("Higgs Invisible").

Le cadre théorique et les motivations sont décrites plus précisément dans le Chapitre premier.

Le deuxième Chapitre est consacré à la description et à l'étude des autres processus physiques standard en portant une attention particulière à ceux qui peuvent constituer un bruit de fond pour la recherche du boson de Higgs. Le mécanisme de production associée de deux bosons Z^0, dont l'un se désintégre en quark/antiquark et l'autre en neutrino/antineutrino, constitue un bruit de fond important et en même temps un processus standard intéressant à étudier.

Le troisième Chapitre décrit brièvement l'accélérateur LEP et en retrace les performances pendant les six dernières années (1995–2000) du programme de montée en énergie : LEP2. Nous décrirons succinctement le détecteur DELPHI.

Le Chapitre quatre est entièrement consacré à la description et à l'utilisation des détecteurs qui ont été installés afin d'améliorer l'herméticité de DELPHI. Nous nous concentrons plus particulièrement sur l'algorithme que nous avons développé pour inclure la réponse de ces détecteurs dans les analyses de recherche du boson de Higgs.

Les Chapitres suivants sont consacrés aux analyses. Tout d'abord, nous décrivons la procédure de sélection des événements qui est la même pour l'ensemble des analyses présentées dans cette thèse et qui ont des topologies similaires : recherche du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger, du boson de Higgs Invisible et mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0. La sélection des événements est suivie par une analyse dite probabiliste. Nous avons attaché une attention particulière à la comparaison entre les distributions des différentes variables obtenues dans les données réelles et dans les données simulées. Tout ceci fait l'objet du cinquième Chapitre.

Dans le sixième Chapitre, nous exposons les méthodes de reconstruction de masse utilisées pour les différentes analyses.

Dans le Chapitre sept, nous décrivons la recherche du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger en utilisant les données enregistrées en 1998 à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Il s'agit de l'analyse officielle de DELPHI. Aucun excès n'étant observé, nous avons pu mettre une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs. Dans ce Chapitre, nous étudierons l'effet des erreurs systématiques sur cette limite. Nous avons ensuite amélioré cette même analyse en modifiant la procédure d'optimisation de l'analyse probabiliste. Nous avons adopté cette nouvelle méthode pour l'analyse des données enregistrées en 1999 aux énergies dans le centre de masse de 196, 200 et 202 GeV. Finalement une limite combinée, incluant toutes les données enregistrées en 1998 et 1999, est obtenue. Ces résultats sont décrits dans le Chapitre huit.

Le Chapitre neuf porte sur la recherche du boson de "Higgs Invisible" en utilisant les données enregistrées en 1998 et 1999.

Dans le Chapitre dix, nous décrivons l'analyse consacrée à la mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0. Cette mesure sera effectuée en étudiant la dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Enfin, nous concluons en résumant l'ensemble des résultats obtenus dans cette thèse.

Chapitre 1

Aperçu théorique

1.1 Les théories de jauges locales : l'exemple de QED

La théorie des champs fournit un cadre très satisfaisant à la description des particules élémentaires et de leurs interactions. Elle marie la théorie de la relativité et la mécanique quantique, et permet de calculer les quantités physiques qui peuvent ensuite être comparées aux résultats expérimentaux. L'Électro-Dynamique Quantique (Quantum Electro-Dynamics, ou QED)[1] décrit les interactions électromagnétiques entre les électrons et les positons.

QED a la propriété essentielle que les quantités observables sont finies, c'est-à-dire, que les différentes contributions infinies non-physiques qui apparaissent dans les calculs en théorie des champs sont éliminées : la théorie est renormalisable. Cela peut être présenté d'une autre façon en disant que QED est une théorie de jauge locale. Dans le cas de QED, le Lagrangien est invariant lorsque le champ électronique $\psi(x)$ et le champ photonique $A_\mu(x)$ sont transformés selon :

$$\begin{array}{ll} \psi(x) & \rightarrow \ \exp\,(iq\hat{Q}\alpha(x))\ \psi(x) \\ A_\mu(x) & \rightarrow A_\mu(x) + \partial\alpha(x)/\partial x_\mu, \end{array} \tag{1.1}$$

où $\hat{Q}$ est l'opérateur de charge et la transformation $\alpha(x)$ est dite transformation de jauge *locale*, car elle dépend de la coordonnée x de l'espace-temps. Le champ photonique joue ici un rôle central, car on ne pourrait pas avoir invariance de jauge sans lui. En renversant l'argument, nous pourrions dire que la condition d'invariance locale de jauge implique l'existence de l'interaction sous la forme d'un boson de jauge et en spécifie la forme[2] : c'est le principe de jauge. La dynamique est donc liée de façon intime à la symétrie. Si l'invariance est exacte, le boson de jauge est de masse nulle. Le facteur de phase $\alpha(x)$ appartient au groupe de symétrie U(1) des transformations unitaires à 1 dimension. On dit que le Lagrangien est symétrique par rapport à $\mathrm{U}(1)_Q$ et que l'opérateur charge électrique $\hat{Q}$ est le générateur du groupe. La conservation de la charge électrique q est une conséquence de cette symétrie. Nous pouvons en conclure que l'invariance de phase de la théorie pour les particules chargées implique qu'il y ait un

[1]Pour une introduction satisfaisante aux théories de jauge voir [1], pour un cours exhaustif voir [2].

[2]Nous pouvons voir la chose de la façon suivante : puisque le champ A_μ peut être écrit sous la forme d'opérateurs de création et de destruction de particules, il peut être associé à une particule. Ce champ étant décrit par un quadri-vecteur, il doit être identifié à une particule de spin 1.

photon et une interaction électromagnétique telle que celle observée. Le principe de jauge spécifie l'interaction $e^- \rightarrow e^-\gamma$ dans laquelle le boson de jauge de spin 1, le photon, est émis ou absorbé.

1.2 Le Modèle Standard en quelques mots

Nous pouvons chercher des transformations de jauge dans lesquelles non seulement la phase de la fonction d'onde est changée, mais aussi la nature de la particule. Nous définissons un ensemble de transformations de jauge par lesquelles un électron et un neutrino électronique sont transformés l'un en l'autre où en eux-mêmes. Pour cela, nous pouvons décider de représenter l'électron et le neutrino électronique sous la forme d'un doublet (ν_e, e).

La transformation de jauge α agira donc sur ce doublet décrit en termes de champ à deux composantes $\psi = (\psi_\nu, \psi_e)$. Ces transformations α appartiennent au groupe de symétrie d'isospin faible $SU(2)_{I_L}$. Dans ce cas l'invariance de jauge implique l'existence de trois bosons de jauge de spin 1. Si l'on demande l'invariance de jauge simultanément sous $SU(2)_{I_L} \times U(1)_Y$, nous obtenons le Modèle de Glashow, Salam et Weinberg[3]. L'indice L indique que SU(2) agit seulement sur les particules d'hélicité gauche. Cela provient de l'observation expérimentale que les quarks et les leptons impliqués dans les désintégrations faibles sont d'hélicité gauche. Pour la première génération, on aura donc :

$$\begin{array}{ccccc} (u_L, d_L) & , & (\nu_{e_L}, e_L) & , & \bar{u}_L, \bar{d}_L, \bar{e}_L \\ (\bar{d}_R, \bar{u}_R) & , & (\bar{e}_R, \bar{\nu}_{e_R}) & , & u_R, d_R, e_R. \end{array} \tag{1.2}$$

Dans le modèle $SU(2)_{I_L} \times U(1)_Y$, nous avons quatre bosons de spin 1. Les trois bosons de jauge de $SU(2)_{I_L}$, W^1_α, W^2_α et W^3_α, et le boson de $U(1)_Y$, B_α, ainsi que leurs courants associés sont définis de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{lcll} W^\pm_\alpha & \equiv & \dfrac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\alpha \pm i\ W^2_\alpha) & \qquad J^\pm_\alpha \equiv (J^1_\alpha \pm i\ J^2_\alpha) \\ W^3_\alpha & \equiv & \dfrac{g\ Z_\alpha + g' A_\alpha}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & \\ B^0_\alpha & \equiv & \dfrac{-g'\ Z_\alpha + g\ A_\alpha}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & \end{array} \right. \tag{1.3}$$

et les constantes de couplage g et g' sont liées par :

$$g'/g = \tan\theta_W \quad \begin{array}{lcl} \nearrow \ \dfrac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & = & \sin\theta_W \\ \searrow \ \dfrac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & = & \cos\theta_W, \end{array} \tag{1.4}$$

où θ_W est l'"angle de Weinberg".

[3] Y est l'hypercharge, définie par $Q = T_3 + Y/2$, où T_3 est la troisième composante de l'isospin.

Le Lagrangien du Modèle Standard s'exprime donc sous la forme :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{MS} &= \frac{g}{\sqrt{2}}\left[(J^-)^\alpha\ W_\alpha^+ + (J^+)^\alpha\ W_\alpha^-\right] \\
&+ \frac{g}{\cos\theta_\mathrm{W}}\left[(J^3)^\alpha - (J^{em})^\alpha\ \sin^2\theta_\mathrm{W}\right] Z_\alpha \\
&+ g\ \sin\theta_\mathrm{W}\,(J^{em})^\alpha\ A_\alpha.
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Le premier terme décrit les interactions faibles par échange des bosons W chargés (courants chargés), le deuxième terme les interactions faibles lorsqu'il y a échange d'un boson neutre Z^0 (courants neutres) et le dernier terme décrit les interactions électromagnétiques. Puisque le couplage de la force électromagnétique est connu et donné par e, nous avons

$$g\ \sin\theta_\mathrm{W} = e. \tag{1.6}$$

Cette relation exprime de façon explicite l'unification électrofaible liant les constantes de couplages faible (g) et électromagnétique (e). Puisque l'on a $\sin\theta_\mathrm{W} \simeq 0,23$, g et e sont du même ordre de grandeur.

Par ailleurs, à partir de l'élément de matrice effective de la désintégration β on peut déduire [3] :

$$\frac{4\ G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{2\ m_\mathrm{W}^2} \quad \text{et} \quad G_F = 1,16639(1)10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}, \tag{1.7}$$

où G_F est la constante de Fermi, mesurée précisément à partir de la mesure de la durée de vie du muon. Cela conduit à

$$m_\mathrm{W}^2 = \frac{\sqrt{2}\ g^2}{8\ G_F} = \frac{\sqrt{2}\ e^2}{8\ G_F\ \sin^2\theta_\mathrm{W}} \to m_\mathrm{W} = \frac{37,3}{\sin\theta_\mathrm{W}}\ \mathrm{GeV}. \tag{1.8}$$

La force faible est donc "faible" du fait de la masse élevée du boson échangé, et non du fait du couplage g lui-même.

1.3 Le mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard

La symétrie $\mathrm{SU}(2)_{I_L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ ne peut pas être exacte car les bosons $W^\pm$ et Z^0 sont massifs. Cette symétrie doit donc être brisée.

Dans le Modèle Standard, le problème est "résolu" en introduisant un champ scalaire ϕ, dit champ de Higgs [4], et en supposant que toutes les particules interagissent avec ce champ. Pour préserver l'invariance de jauge, le potentiel scalaire s'écrit, sous la forme la plus générale :

$$V(\phi) = \mu^2\ |\phi|^2 + \lambda\ |\phi|^4. \tag{1.9}$$

Pour $\mu^2 > 0$, le potentiel a un seul minimum centré en zéro. Pour $\mu^2 < 0$, il est minimum à $|\phi|^2 = -\frac{1}{2}\ \mu^2/\lambda$ (voir Figure 1.1). Il y a donc un continuum d'états fondamentaux (ou états du vide). Si l'on en choisit un, on brise la symétrie. Cette brisure est dite cachée ou spontanée, car la théorie reste invariante de jauge contrairement à son état fondamental. Il y a plusieurs

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

	T	T_3	$1/2Y$	Q
ϕ^+	1/2	1/2	1/2	1
ϕ^0	1/2	- 1/2	1/2	0

Tableau 1.1: *Le doublet de Higgs et ses valeurs de charge, hypercharge et spin isotopique faible.*

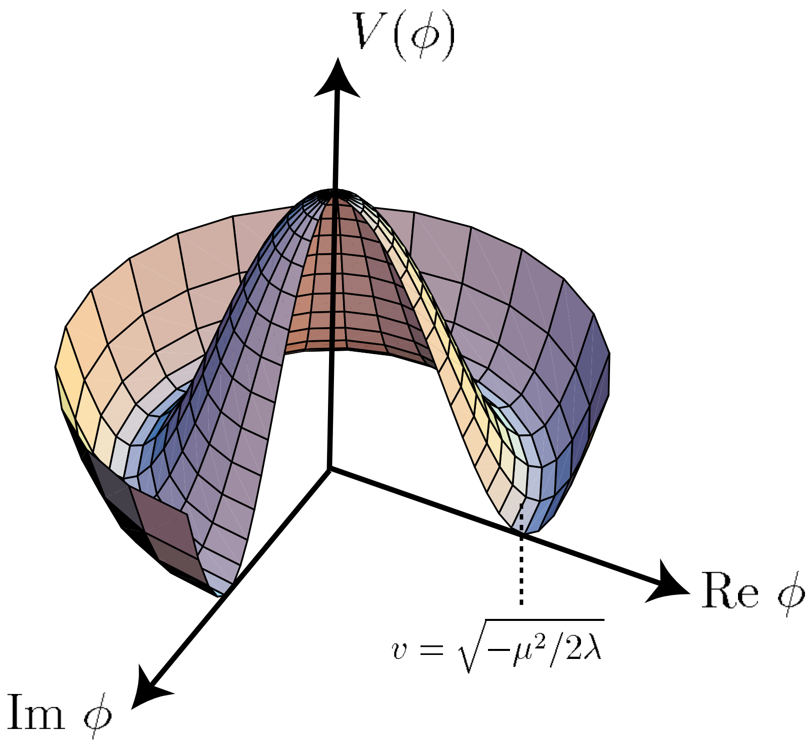


Figure 1.1: *Potentiel scalaire associé au champ du Higgs.*

possibilités pour choisir ϕ. Il doit appartenir à $\mathrm{SU}(2)_{I_L}\times \mathrm{U}(1)_Y$, mais il faudrait qu'il ne brise pas la symétrie U(1) afin que le photon reste de masse nulle. Le choix le plus "économique" consiste à considérer un seul doublet d'isospin faible et d'hypercharge $Y=1$ (voir tableau 1.1).

La valeur du champ scalaire au minimum choisie est :

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \tag{1.10}$$

On peut remarquer que ce choix constitue une brisure spontanée de la symétrie $\mathrm{SU}(2)_{I_L}\times \mathrm{U}(1)_Y$ car $v \neq 0$ et nous avons choisi une direction privilégiée dans l'espace de l'isospin faible et de l'hypercharge ($T=1/2$, $T_3=-1/2$, $Y=1$). ϕ^0 est neutre, ce qui est fondamental pour avoir $m_\gamma = 0$ (car le générateur de la symétrie $\mathrm{U}(1)_Y$ est l'hypercharge Y). Nous pouvons alors écrire le champ de Higgs au voisinage du minimum sous la forme :

$$\phi(x) = \exp\ (i\ \vec{\xi}(x)\cdot\vec{\tau}/2v) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \tag{1.11}$$

où $\xi_1(x)$, $\xi_2(x)$, $\xi_3(x)$ et $H(x)$ sont des champs réels et $\vec{\tau}$ sont les trois matrices de Pauli (générateurs du groupe $\mathrm{SU}(2)_{I_L}$). Le facteur $\exp\ (i\ \vec{\xi}(x)\cdot\vec{\tau}/2v)$ peut être éliminé par une transformation de SU(2), en laissant $H(x)$ comme seul champ physique [5]. On dit qu'on s'est placé dans la jauge unitaire. Dans le Lagrangien ainsi transformé, apparaissent les termes de masse pour les bosons de jauge et on obtient :

$$\left\{ \begin{aligned} m_\mathrm{W} &= \frac{1}{2} v g \\ m_\mathrm{Z} &= \frac{1}{2}\ v\ \frac{g}{\cos\theta_\mathrm{W}} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \right. \qquad \Longrightarrow \qquad \boxed{\frac{m_\mathrm{W}}{m_\mathrm{Z}} = \cos\theta_\mathrm{W}} \tag{1.12}$$

ainsi que

$$m_\mathrm{H} = \sqrt{2\lambda}\ v. \tag{1.13}$$

Par ailleurs, en utilisant la relation (1.7), nous obtenons

$$v = (\sqrt{2}\ G_F)^{-1/2} = 246\ \mathrm{GeV}\ \left(= \frac{2m_\mathrm{W}}{g}\right). \tag{1.14}$$

Les fermions sont encore sans masse. Pour que les fermions acquièrent une masse, il faut introduire dans le Lagrangien un autre terme invariant de jauge. Le terme $m\psi\bar{\psi}$ n'est pas invariant de jauge car $m\psi\bar{\psi} = m\bar{\psi}_L\psi_R + m\bar{\psi}_R\psi_L$. Le terme invariant de jauge que l'on choisit est :

$$G_f\left[\bar{\psi}_R(\phi^+\psi_L) + (\bar{\psi}_L\phi)\psi_R\right]. \tag{1.15}$$

Ce terme est dit de type Yukawa. Après introduction de ce nouveau terme, dans la jauge unitaire, nous allons faire apparaître dans le Lagrangien un nouveau terme du type :

$$(G_f\ v/\sqrt{2})\bar{\psi}\psi + (G_f/\sqrt{2})H\bar{\psi}\psi. \tag{1.16}$$

Nous pouvons remarquer que la masse du fermion est donnée par

$$m_f = G_f \ v/\sqrt{2} \tag{1.17}$$

et que le couplage des fermions au champ de Higgs est proportionnel à leur masse, donné par

$$\frac{G_f}{\sqrt{2}} \ = \ m_f/v(\equiv m_f \ g/2 \ m_{\mathrm{W}}). \tag{1.18}$$

Il faut cependant souligner que le mécanisme de Higgs dans le secteur des fermions introduit plusieurs paramètres libres (par exemple, dans le secteur leptonique, on introduit un paramètre de couplage pour chaque masse de fermion) et donc ne représente pas un progrès dans la compréhension du problème de la hiérarchie des masses.

De façon plus générale, les termes de Yukawa G_f sont des matrices 3×3 hermitiques. Dans le secteur leptonique, les neutrinos ne peuvent pas acquérir une masse par couplage de Yukawa au champ de Higgs car les neutrinos droits, ν_R, n'existent pas dans le Modèle Standard. La matrice 3×3 est donc diagonale. Dans le secteur des quarks, la matrice 3×3 contient les masses des quarks ainsi que les couplages qui mélangent les différentes générations.

1.3.1 La désintégration du boson de Higgs dans le Modèle Standard

Le boson de Higgs peut se désintégrer de façon directe en une paire de fermions ou bien en une paire de bosons de jauge $\mathrm{W}^{\pm}$ ou Z^0. Les diagrammes de Feynman correspondant à ces processus sont indiqués dans la figure 1.2.

Les couplages (comme l'indique la relation (1.18) dans le secteur fermionique) sont proportionnels aux masses des produits de désintégration. Le boson de Higgs peut également se désintégrer en une paire de gluons ou de photons à travers le diagramme en boucle de fermions (Figure 1.2d).

Les largeurs partielles de désintégration du boson de Higgs dans les différents modes sont données par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
\Gamma(H^0 \to W^+W^-) &= \frac{G_F}{8\pi\ \sqrt{2}}\ m_{\mathrm{H}}^3(1-4\lambda_W)^{1/2}(12\lambda_W^2 - 4\lambda_W + 1) \\
\Gamma(H^0 \to Z^0Z^0) &= \frac{G_F\ m_{\mathrm{H}}^3}{16\pi\ \sqrt{2}}(1-4\lambda_Z)^{1/2}(12\lambda_Z^2 - 4\lambda_Z + 1) \\
\Gamma(H^0 \to f\bar{f}) &= C_f\frac{G_F\ m_f^2\ m_{\mathrm{H}}}{4\pi\ \sqrt{2}}(1-4\lambda_f),
\end{aligned} \tag{1.19}$$

où $\lambda_i = m_i/m_{\mathrm{H}}$ $(i = W,\ Z,\ f)$ et C_f est le nombre de couleurs.

Les figures 1.3a et 1.3b montrent les rapports d'embranchement du boson de Higgs en fermions et bosons de jauge en fonction de sa masse. On peut remarquer que, au-dessous du seuil de production de paires de bosons de jauge, le rapport d'embranchement du boson de Higgs en fermions est dominé par $\mathrm{H}^0 \to \mathrm{b\bar{b}}$.

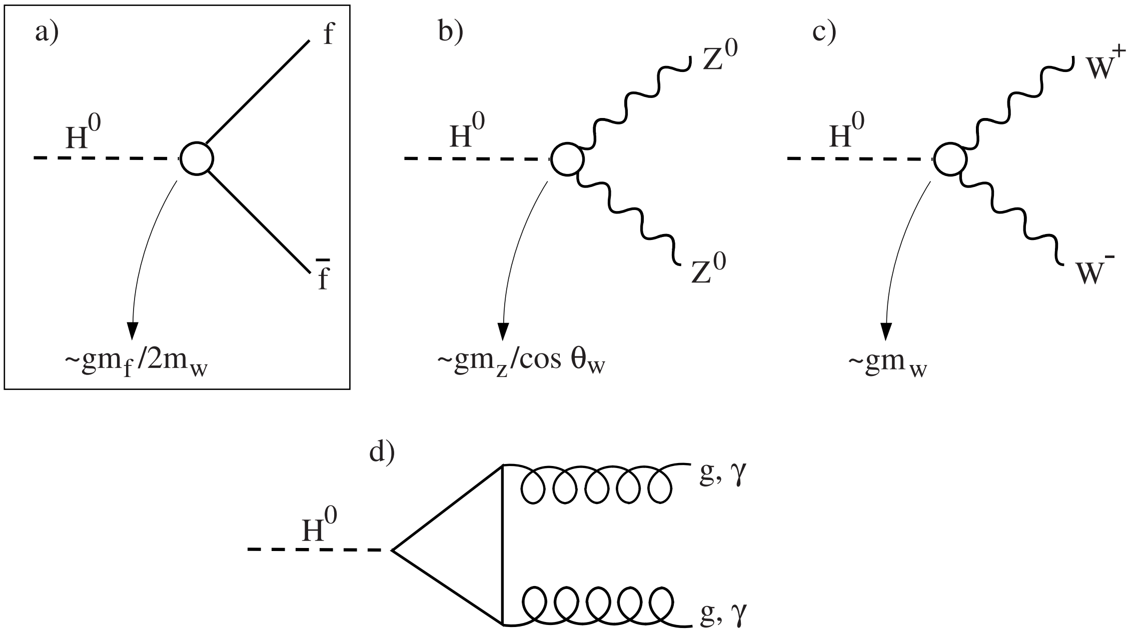


Figure 1.2: *Diagrammes de Feynman décrivant les désintégrations du boson de Higgs. Le processus de désintégration en fermions (encadré) est dominant si le boson de Higgs a une masse inférieure à la valeur correspondante au seuil donnée pas la somme des masses des deux bosons de jauge.*

Dans les équations précédentes (1.19), nous pouvons également remarquer que la largeur partielle du boson de Higgs en fermions est proportionnelle à m_{H} , tandis que celle en paires de bosons de jauge est proportionnelle à m_{H}^3. La figure 1.3c montre le dépendance de la largeur totale de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse.

Nous pouvons résumer en disant que, dans le domaine de masse que nous pouvons explorer à LEP2 ($m_{\mathrm{H}} \sim [90 - 120\ \mathrm{GeV/c^2}]$), le boson de Higgs se désintègre principalement en une paire de quark/antiquark b et sa largeur est très inférieure à sa masse, $\Gamma_{\mathrm{H^0}} \sim 2\ \mathrm{MeV/c^2}$.

1.3.2 La masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard

La masse du boson de Higgs est un paramètre libre du Modèle Standard, puisqu'elle dépend de λ (1.13). Nous développerons dans la suite quelques arguments de nature théorique permettant de déduire des contraintes sur la masse du Higgs. Nous présenterons ensuite les résultats en utilisant les mesures électrofaibles de précision.

1.3.2.1 Les contraintes théoriques

Si l'on considère par exemple que $m_{\mathrm{H}} \gg m_{\mathrm{W}}(m_{\mathrm{Z}})$, nous pouvons utiliser les relations (1.19) pour obtenir :

$$\Gamma_{\mathrm{H}} \simeq \frac{3}{16\pi}\ G_F\ \frac{m_{\mathrm{H}}^3}{\sqrt{2}} = \frac{3}{32\pi}\ \frac{m_{\mathrm{H}}^3}{v^2} \tag{1.20}$$

Nous pouvons dire que l'on peut de façon raisonnable considérer le boson de Higgs comme une particule s'il s'agit d'un état dont la largeur est inférieure à sa masse. Donc, si on exige que $\Gamma_{\mathrm{H}} < m_{\mathrm{H}}$, nous obtenons :

$$m_{\mathrm{H}} < \sqrt{\frac{32\pi}{3}v^2} \simeq 1.4\ \mathrm{TeV} \tag{1.21}$$

<u>*Unitarité*</u>

Dans une théorie renormalisable, les amplitudes de diffusion ne doivent pas violer la limite d'unitarité à haute énergie. Dans la théorie de la diffusion, cela veut dire que l'intensité totale diffusée ne peut pas dépasser l'intensité incidente $\sigma_{tot} \lesssim \sigma_{max}$.

Dans le secteur des désintégrations faibles, ce problème apparaît à cause de la dépendance en énergie de certains processus, comme par exemple $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z^0Z^0}$. En effet, si l'on considère les deux premiers diagrammes de la figure 1.4, la section efficace différentielle est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{m_e s}{m_{\mathrm{Z}}^2 s^2} \quad (\text{à } |t| \sim s), \tag{1.22}$$

tandis que l'unitarité impose que $d\sigma/dt\ |_{|t|\sim s} \propto 1/s^2$.

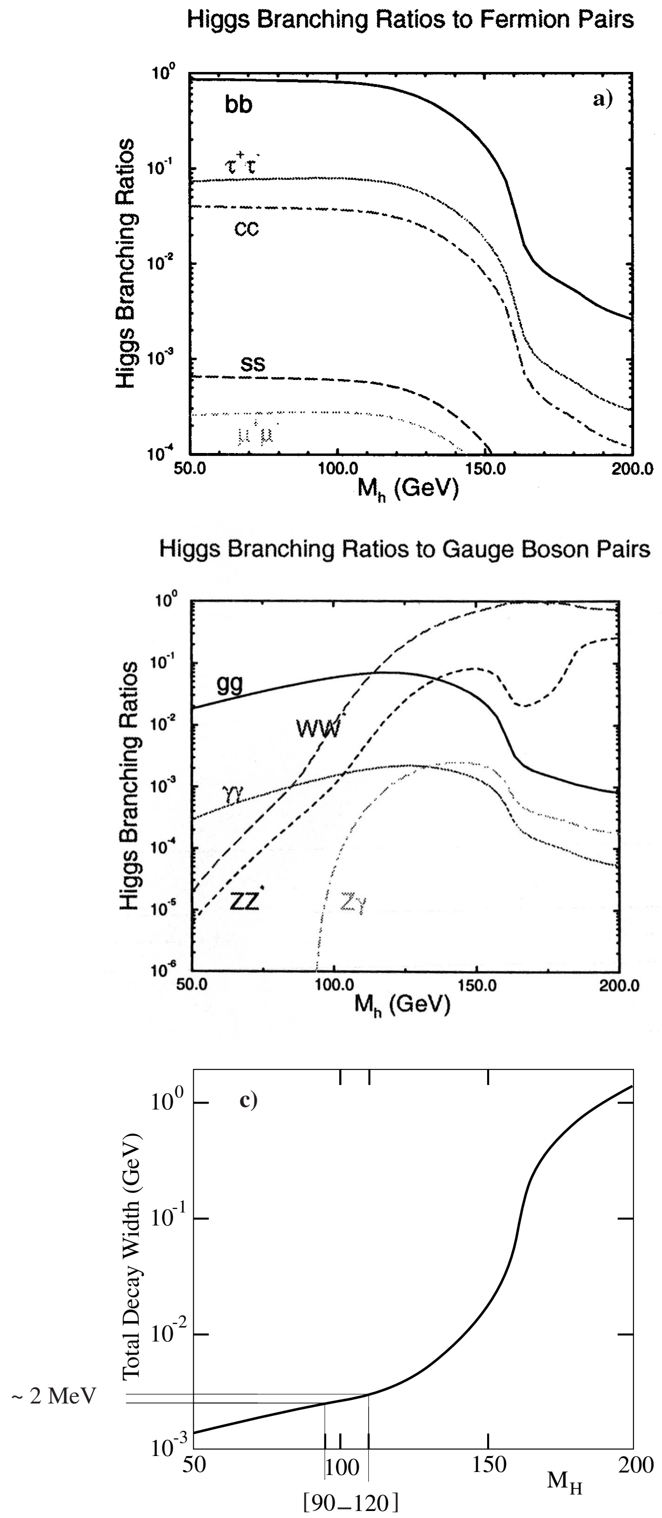


Figure 1.3: *Rapports d'embranchement du boson de Higgs dans le Modèle Standard en a) fermions, b) bosons de jauge. La courbe c) montre la dépendance de la largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse.*

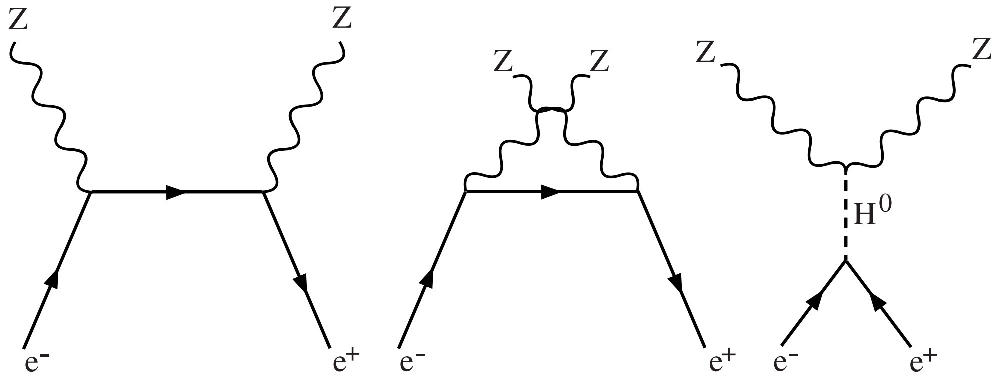


Figure 1.4: *Diagrammes de Feynman décrivant la production d'une paire des bosons* Z^0 *dans les collisions* e^+e^-.

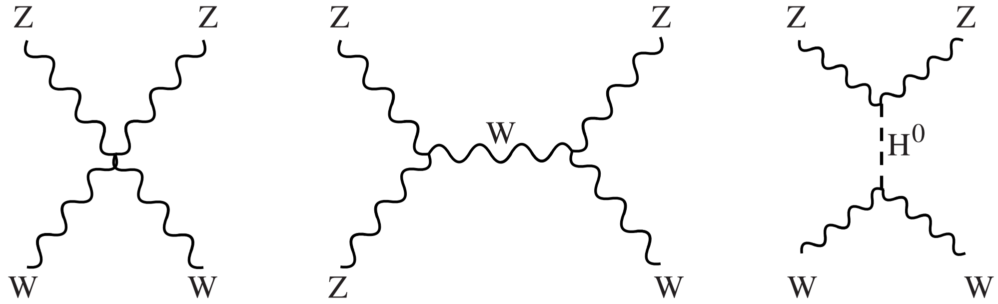


Figure 1.5: *Diagrammes de Feynman décrivant le processus de diffusion de bosons W et* Z^0.

L'existence du troisième diagramme où il y a échange du boson de Higgs introduit un terme proportionnel à la masse de l'électron qui permet de satisfaire la limite d'unitarité.

Le processus de diffusion des bosons W et Z^0 représente un cas encore plus explicite (Figure 1.5). Dans ce cas aussi, la section efficace correspondant aux deux premiers diagrammes croît comme le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse. Cette croissance est annulée par le diagramme avec échange du boson de Higgs en voie t. Si la masse du boson de Higgs est trop élevée, cette annulation peut devenir effective au-delà de la limite d'unitarité. On peut montrer [6] que la contrainte d'unitarité impose :

$$m_{\mathrm{H}} < \sqrt{\frac{4\pi\sqrt{2}}{3\;G_F}} \sim 700\ \mathrm{GeV/c^2}. \tag{1.23}$$

<u>*Trivialité et stabilité du vide*</u>

Nous pouvons également contraindre la masse du boson de Higgs à partir de considérations sur la renormalisation du couplage λ. Le "running" du couplage λ en fonction d'une échelle arbitraire μ s'écrit :

$$\frac{\partial\lambda}{\partial\ \ln\ \mu} = \frac{3}{2\pi}\left[\lambda^2 + \frac{1}{2}\,G_t\,\lambda - \frac{1}{4}\,G_t^2 + ...\right], \tag{1.24}$$

où $G_t = 2m_t^2/v$ $(= 2\sqrt{2}\, G_F\, m_t^2)$ est le couplage de Yukawa du quark top.

Considérons le premier terme dans le membre de droite de l'expression (1.24). Il domine l'évolution lorsque λ prend de grandes valeurs. Dans ce cas, la solution de l'équation 1.24 s'écrit :

$$\lambda(\mu) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)\ \ln(\mu^2/v^2)}{8\pi^2}}. \tag{1.25}$$

Le couplage augmente en fonction de l'échelle μ jusqu'à atteindre une singularité (dite pôle de Landau) à $\mu_L^2 = v^2\ \exp(8\pi^2/3\lambda(v^2))$. Il faut donc éviter de "trop s'approcher" de cette singularité avant d'avoir franchi le seuil de l'échelle de nouvelle physique. En effet, le pôle de Landau est par définition l'échelle maximale à laquelle les calculs perturbatifs du Modèle Standard restent valables ; cela conduit à des limites sur la constante de couplage et donc sur la masse du boson de Higgs :

$$\begin{gathered} \lambda(\mu_L \sim \Lambda) \to \infty \ \Rightarrow \\ \lambda(\mu)|_{(\mu > \nu)} > \lambda(\nu) = \frac{8\pi^2}{3\ \ln(\Lambda^2/v^2)} \to m_{\mathrm{H}}^2 < \frac{8\pi^2\ v^2}{3\ \ln\ (\Lambda/v^2)}. \end{gathered} \tag{1.26}$$

Si $\Lambda = M_{planck}$, nous avons $m_{\mathrm{H}} \lesssim 200$ GeV/c^2. Nous pouvons aussi remarquer que la valeur de la limite supérieure augmente si l'on diminue la valeur de l'échelle Λ de nouvelle physique. Si $\Lambda = 1$ TeV, $m_{\mathrm{H}} \lesssim$1.5 TeV/c^2, il faut aussi ajouter que la limite (1.26) dépendra faiblement de la masse du quark top (voir la dépendance dans (1.24)).

Nous pouvons donc en conclure que si un Higgs léger n'est pas découvert à faible masse, cela impliquerait que des manifestations de nouvelle physique à une échelle inférieure au TeV devraient être visibles. Ceci constitue l'argument de trivialité.

Il faut noter que dans cette façon de voir, le Modèle Standard apparaît comme une théorie effective à basse énergie d'une théorie dont les effets sont observables à une échelle Λ, dite de nouvelle physique.

La figure 1.6 montre la dépendance de la limite sur la masse du Higgs en fonction de la masse du quark top pour différentes valeurs de l'échelle Λ choisie. Dans la figure 1.7 nous montrons par contre la dépendance de la limite supérieure sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle Λ pour une valeur donnée de la masse du quark top ($m_t = 175$ GeV/c^2) [7].

D'autre part, si l'on considère des valeurs faibles de la masse du Higgs, les termes contenant G_t (1.24) peuvent devenir importants. Si G_t^2 est grand par rapport à λ, le signe de la partie droite de l'équation (1.24) peut changer et entraîner une modification de la forme du potentiel ϕ pour des grandes valeurs absolues du champ (Figure 1.8). Le potentiel $V(\phi)$ (1.9) n'est désormais plus limité vers le bas, et le vide du Higgs devient donc instable. Cela implique une limite inférieure sur la masse du Higgs en fonction de la masse du quark top (Figures 1.6 et 1.7). Ceci constitue l'argument de la stabilité du vide.

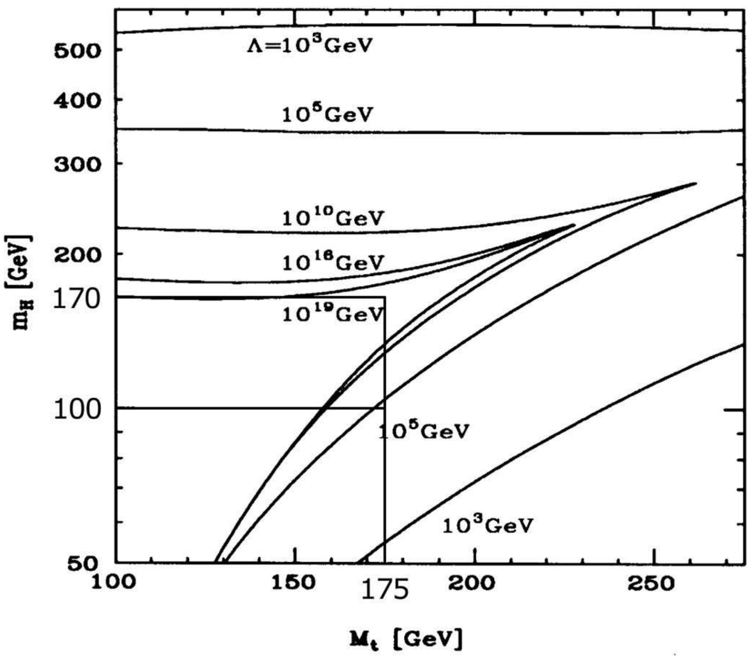


Figure 1.6: *Limites sur la masse du Higgs à partir des arguments de trivialité et de stabilité du vide en fonction de la masse du quark top pour différentes valeurs de l'échelle Λ, l'échelle d'apparition de la nouvelle physique.*

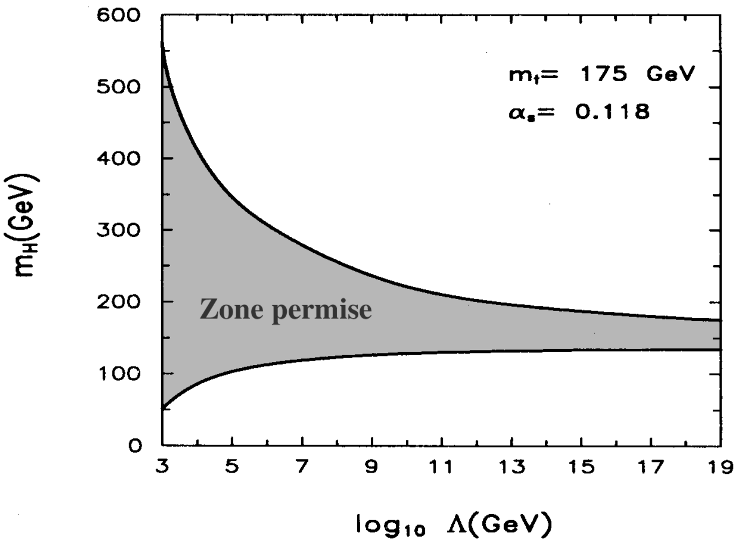


Figure 1.7: *Limites sur la masse du Higgs en utilisant les arguments de trivialité et de stabilité du vide en fonction de Λ, l'échelle d'apparition de la nouvelle physique, pour* $m_t = 175$ GeV$/c^2$.

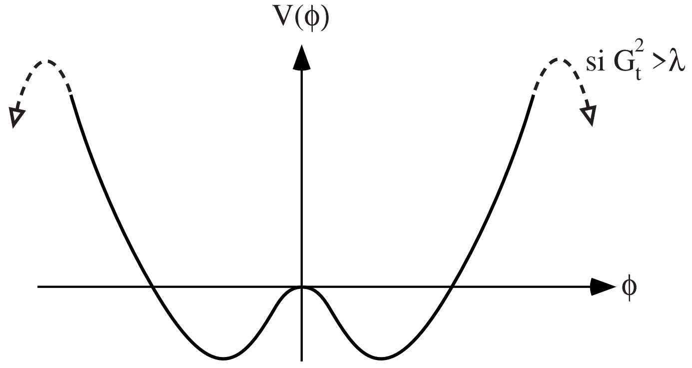


Figure 1.8: *Potentiel scalaire associé au champ de Higgs. Si $G_t^2 > \lambda$, $V(\phi)$ peut changer de signe comme indiqué par la courbe en trait pointillé.*

Informations provenant des mesures électrofaibles à $\sqrt{s}$ =189–202 GeV

Dans ce paragraphe, nous voulons montrer que l'on peut avoir des informations expérimentales sur la masse du Higgs à partir des corrections radiatives électrofaibles. Le secteur de jauge du Modèle Standard, après brisure de la symétrie par le mécanisme de Higgs, est décrit par trois paramètres libres[4] : g, g' et v. Nous pouvons aussi de façon équivalente choisir trois autres variables qui soient trois observables les plus précisément mesurées : G_F, $\alpha_{\rm QED}$ et $m_{\rm Z}$. Toutes les autres quantités peuvent être exprimées en fonction de ces trois variables. Prenons l'exemple de l'expression qui lie la masse du boson W aux paramètres α, G_F et $m_{\rm Z}$ en ayant inclus les corrections radiatives au niveau d'une boucle (figure 1.9) :

$$\sin^2\theta_{\rm W} = 1 - \frac{m_{\rm W}^2}{m_{\rm Z}^2} = \frac{1}{2}\left[1 - \left(1 - \frac{4\pi\ \alpha}{\sqrt{2}\ G_F\ m_{\rm Z}^2(1-\Delta r)}\right)\right]. \tag{1.27}$$

Le calcul explicite donne :

$$\Delta r \simeq \Delta\alpha + \frac{G_F}{8\sqrt{2}\ \pi^2}\left(-3\ \cot^2\theta_{\rm W}\ m_t^2 + \frac{11}{3}\ m_{\rm W}^2\ \ln\ \frac{m_{\rm H}^2}{m_{\rm W}^2}\right). \tag{1.28}$$

Le premier terme, $\Delta\alpha \simeq 1 - \alpha/\alpha(m_{\rm Z}^2) \sim 0,06$ correspond au "running" du couplage électromagnétique. Le deuxième terme contient les corrections qui proviennent de la présence du quark top et de celle du boson de Higgs dans les boucles. Donc, pour un jeu de valeurs de G_F, m_Z et $\alpha_{\rm QED}$, une valeur précise de la masse du boson W donne des informations indirectes précises sur la masse du quark top (grâce à la dépendance quadratique $\sim m_t^2$) et un peu moins précises sur la masse du boson Higgs (dépendance $\sim \ln m_{\rm H}^2$). Il y a plusieurs observables qui peuvent être analysées de cette manière (voir le tableau 1.2).

De façon plus générale, l'ensemble des mesures électrofaibles est utilisé dans une procédure d'ajustement global, (c'est-à-dire qu'aucune observable n'est fixée [8]). Après cette procédure d'ajustement, nous pouvons obtenir les valeurs les plus probables ainsi que les erreurs aussi bien des observables mesurées que des observables inconnues. La figure 1.10 montre le résultat dans le plan $m_{\rm W} - m_t$. En figure 1.11, nous montrons la variation de la valeur du χ^2 de l'ajustement

[4]Le secteur fermionique est décrit par les éléments de la matrice CKM, qui sont aussi des paramètres libres.

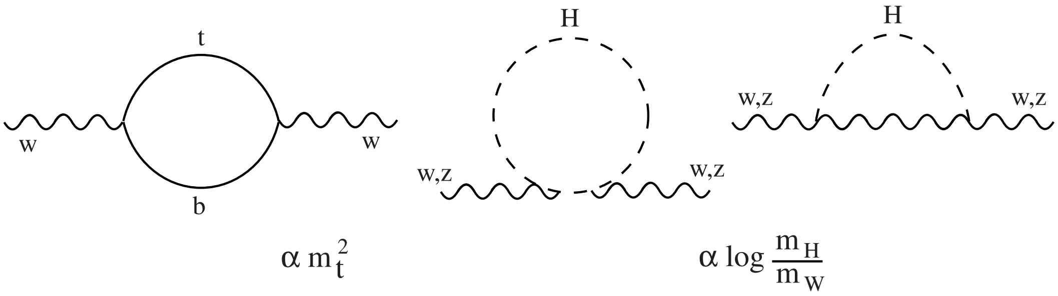


Figure 1.9: *Corrections radiatives électrofaibles sensibles à la présence du quark top et du boson de Higgs.*

Moriond 2000

	Measurement	Pull
m_Z [GeV]	91.1871 ± 0.0021	.07
Γ_Z [GeV]	2.4944 ± 0.0024	-.62
σ^0_{hadr} [nb]	41.544 ± 0.037	1.72
R_e	20.768 ± 0.024	1.19
$A^{0,e}_{fb}$	0.01701 ± 0.00095	.70
A_e	0.1483 ± 0.0051	.13
A_τ	0.1425 ± 0.0044	-1.16
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.2321 ± 0.0010	.65
m_W [GeV]	80.401 ± 0.048	.15
R_b	0.21642 ± 0.00073	.85
R_c	0.1674 ± 0.0038	-1.27
$A^{0,b}_{fb}$	0.0988 ± 0.0020	-2.34
$A^{0,c}_{fb}$	0.0692 ± 0.0037	-1.29
A_b	0.911 ± 0.025	-.95
A_c	0.630 ± 0.026	-1.47
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.23096 ± 0.00026	-1.87
$\sin^2\theta_W$	0.2255 ± 0.0021	1.17
m_W [GeV]	80.448 ± 0.062	.88
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	.11
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02804 ± 0.00065	-.20

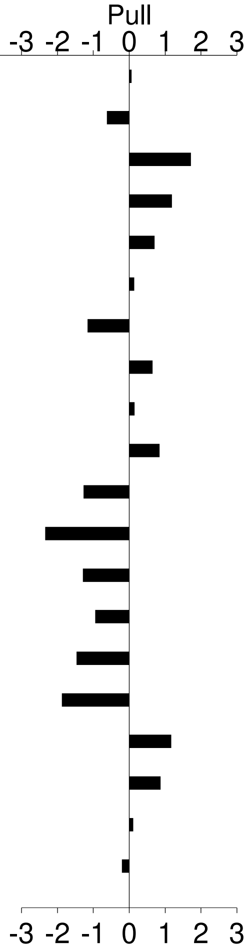


Tableau 1.2: *Résumé des mesures électrofaibles. La dernière colonne donne le "pull" défini comme l'écart entre la valeur mesurée et celle ajustée divisé par l'erreur.*

en fonction de la masse du boson de Higgs.

Les résultats les plus remarquables sont :

$$\left\{\begin{array}{lcl} m_t & = & 174,2^{+10,9}_{-6,9}\ \mathrm{GeV/c^2} \\ m_{\mathrm{H}} & < & 188\ \mathrm{GeV\ à\ 95\%\ C.L.} \end{array}\right. \tag{1.29}$$

Deux conclusions peuvent être tirées :

- La mesure indirecte de la masse du quark top est en accord avec la mesure directe : $m_t = 172 \pm 5,1$ GeV/c^2 [9]. Ceci constitue un succès extraordinaire du Modèle Standard.
- Les mesures de précision électrofaibles, en utilisant la valeur mesurée de la masse du quark top, privilégient une masse inférieure à 200 GeV/c^2 pour le boson de Higgs.

1.3.3 La production du boson de Higgs aux énergies de LEP2

Puisque le boson de Higgs se couple aux bosons de jauge, il peut aussi être rayonné par eux. Ce processus, dit de Higgsstrahlung, est dominant aux énergies de LEP2 et consiste en la production d'un boson Z* virtuel qui rayonne, à son tour, un boson Z sur sa couche de masse et un boson de Higgs (figure 1.12a) :

$$e^+e^- \to \mathrm{Z}^* \to \mathrm{HZ}. \tag{1.30}$$

La section efficace de ce processus est donnée par :

$$\begin{array}{lcl} \sigma(\mathrm{HZ}) & = & \frac{G_F^2 m_{\mathrm{Z}}^4}{96\pi}\left[1+(1-4X_{\mathrm{W}})^2\right]\frac{8P_{\mathrm{H}}}{\sqrt{s}}\left[\frac{P_{\mathrm{H}}^2+3\ m_{\mathrm{Z}}^2}{(s-m_{\mathrm{Z}}^2)^2}\right] \\ P_{\mathrm{H}} & = & \frac{1}{4s}(s^2+m_{\mathrm{Z}}^4+m_{\mathrm{H}}^4-2s\ m_{\mathrm{Z}}^2-2s\ m_{\mathrm{H}}^2-2m_{\mathrm{Z}}^2 m_{\mathrm{H}}^2), \end{array} \tag{1.31}$$

où P_{H} est l'impulsion du boson de Higgs dans le centre de masse. La section efficace différentielle est proportionnelle à :

$$\frac{d\sigma(\mathrm{HZ})}{d\ \cos\theta^*} \propto (1+\cos^2\theta^*) + \frac{E_{\mathrm{Z}}^2}{m_{\mathrm{Z}}^2}\ \sin^2\theta^*, \tag{1.32}$$

puisqu'aux énergies de LEP2, $\gamma_{\mathrm{Z}}^2 = E_{\mathrm{Z}}^2/m_{\mathrm{Z}}^2 \sim 1$, la production du Higgs sera uniforme en $\cos\theta^*$. À partir de l'expression (1.31) nous pouvons déduire que la section efficace présente un pic à $\sqrt{s} = m_{\mathrm{Z}} + \sqrt{2}m_{\mathrm{H}}$. Dans la figure 1.13, nous montrons la dépendance de la section efficace σ_{HZ} en fonction de la masse du boson Higgs pour les énergies dans le centre de masse étudiées dans cette thèse. Pour plus de commodité dans la suite, nous définissons aussi l'énergie de seuil : $E_{\mathrm{seuil}} = \sqrt{s} - m_{\mathrm{Z}}$. Pour donner un exemple numérique, si l'on se place à $\sqrt{s} = 196$ GeV et en considérant une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}, nous nous attendons à produire environ 7 bosons de Higgs si $m_{\mathrm{H}} = 95\mathrm{GeV}/c^2$.

Un autre processus de production possible consiste en la fusion, dans la voie t, d'une paire de bosons W ou Z en boson de Higgs (figures 1.12b,c). La section efficace de fusion est plus faible que celle de Higgsstrahlung, car elle ne bénéficie pas de l'effet de la résonance du Z. L'intérêt de considérer ce processus provient du fait qu'il décroît plus lentement en fonction de $\sqrt{s}$ par

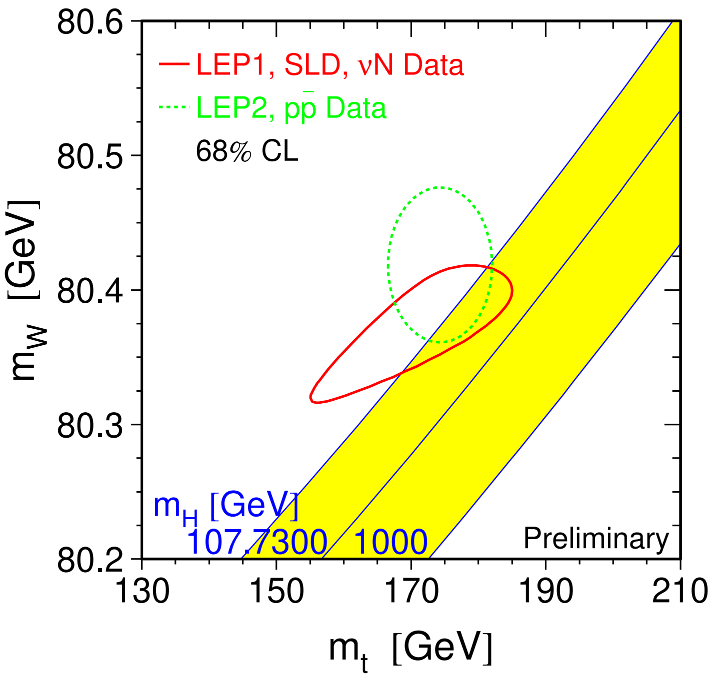


Figure 1.10: *Comparaison entre les déterminations indirectes de la masse du quark top et du boson W, obtenues en utilisant les mesures électrofaibles, et les mesures directes obtenues par les collaborations LEP, CDF et D0 (contour en pointillé). Le contour plein indique les mesures indirectes venant des expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos sur les noyaux.*

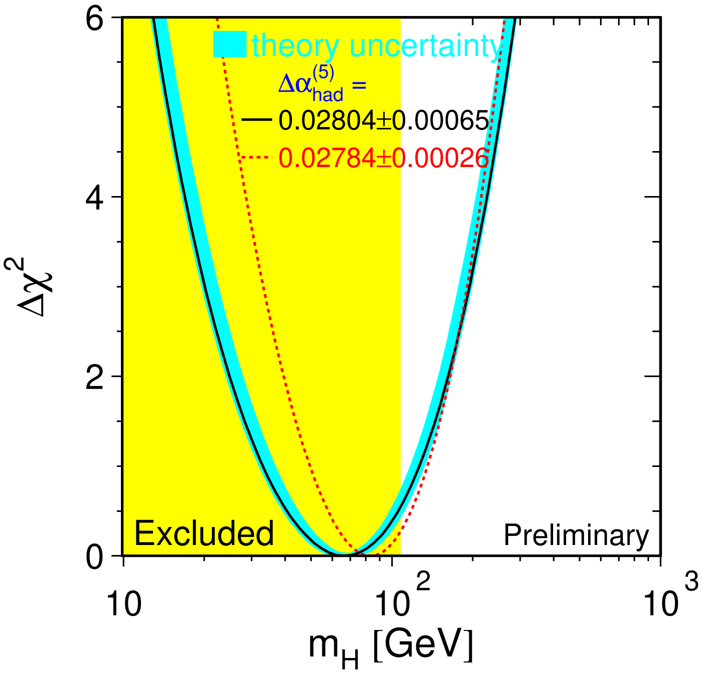


Figure 1.11: *Variation de la valeur du $\Delta\chi^2$ de l'ajustement global des mesures électrofaibles avec les prédictions théoriques en fonction de la masse du boson de Higgs.*

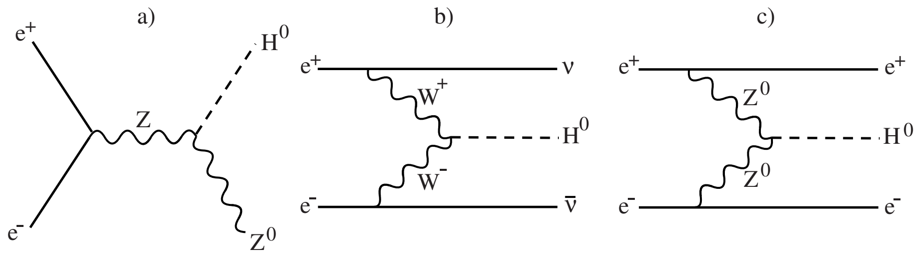


Figure 1.12: *Diagrammes de Feynman décrivant la production du boson de Higgs.*

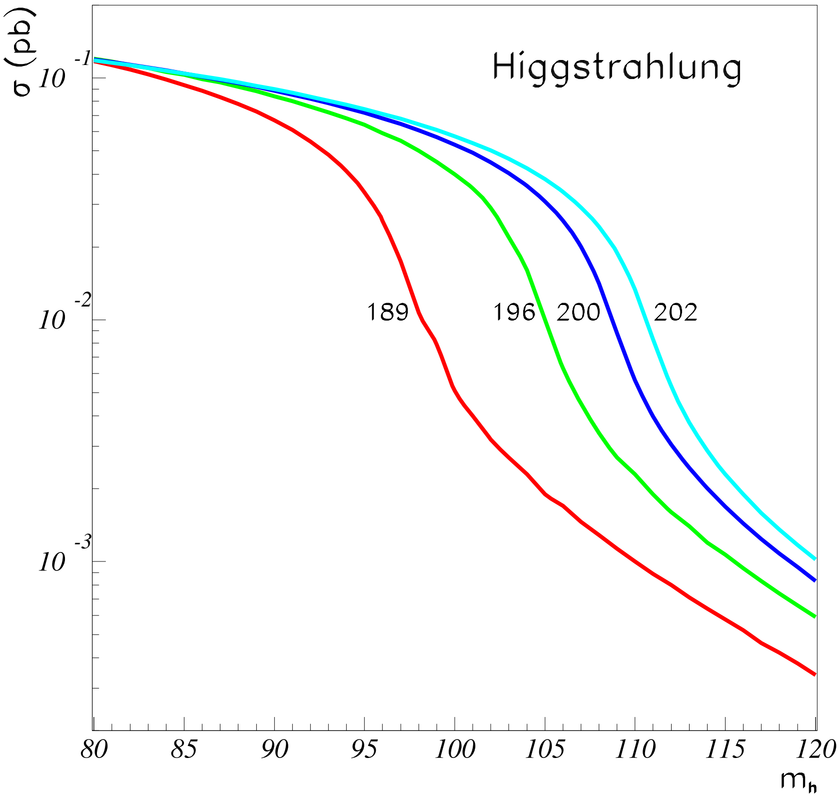


Figure 1.13: *Dépendance de la section efficace de production du boson de Higgs par Higgsstrahlung en fonction de* $m_{\rm H}$ *pour différentes valeurs de* $\sqrt{s}$.

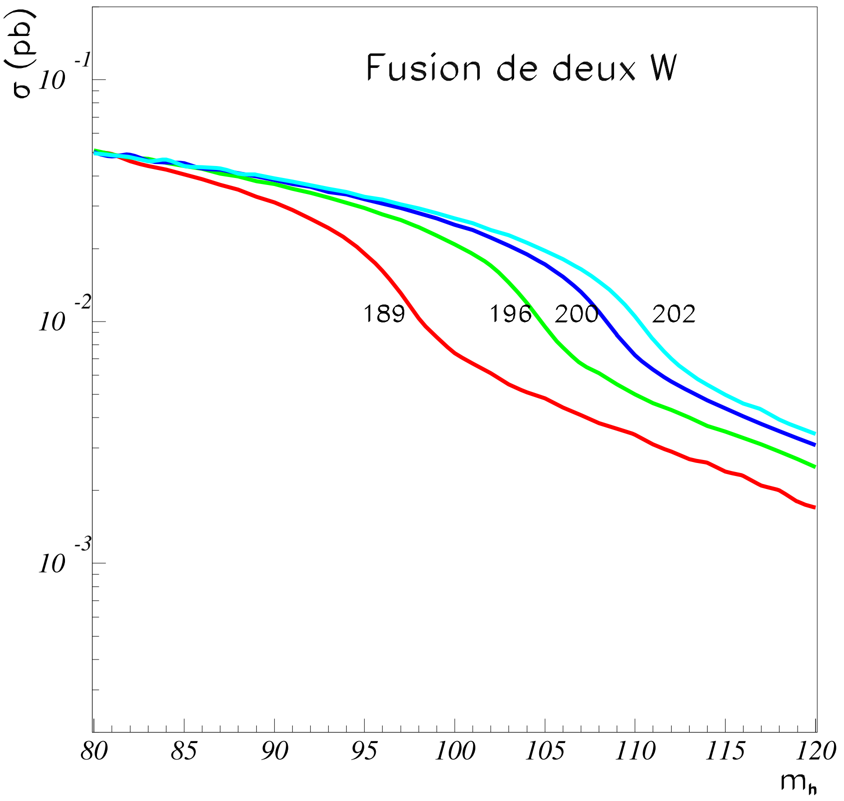


Figure 1.14: *Dépendance de la section efficace de production du boson de Higgs par le mécanisme de fusion d'une paire de bosons W en fonction de la masse du boson de Higgs pour différentes valeurs de* $\sqrt{s}$.

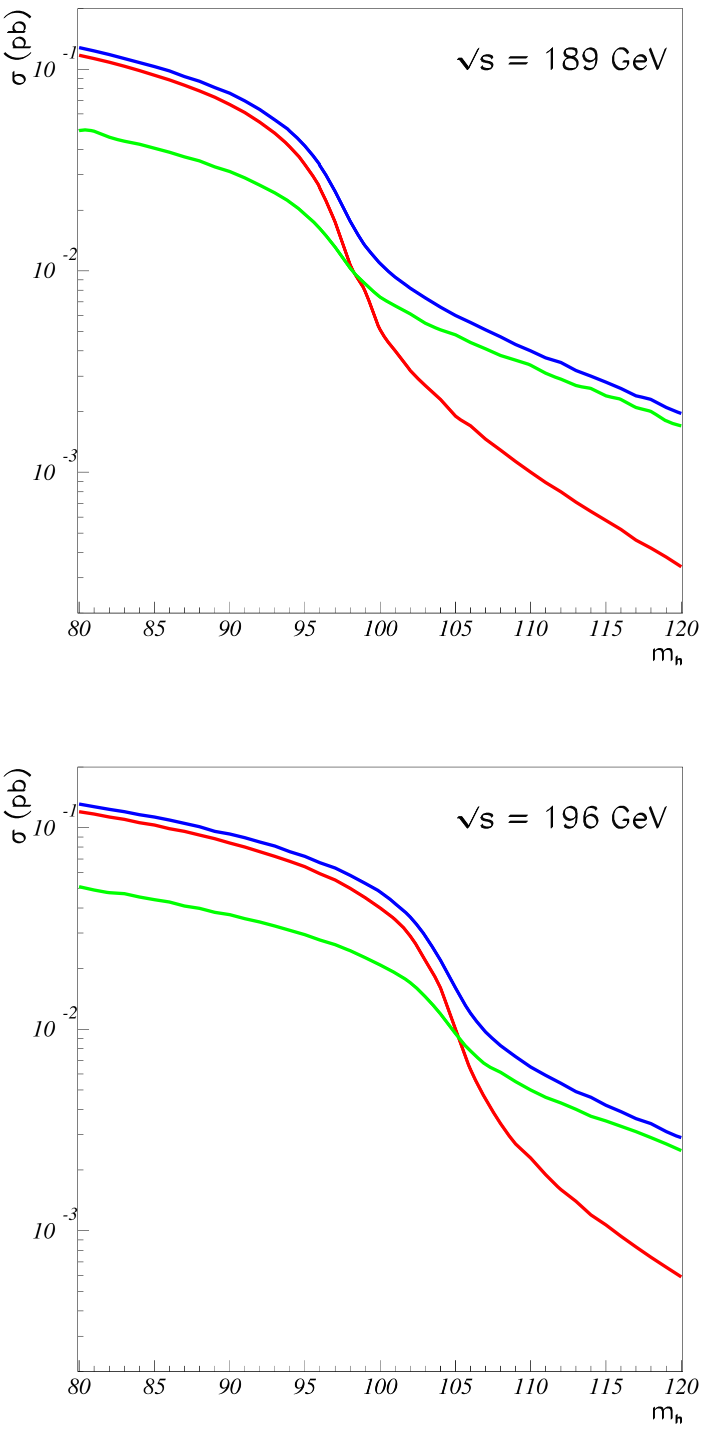


Figure 1.15: *Dépendance de la section efficace de production du canal* $H^0\nu\bar{\nu}$ *en fonction de la masse du boson de Higgs. On indique les contributions venant du processus de Higgsstrahlung et de fusion d'une paire de bosons W. La section efficace totale inclut également le terme d'interférence entre ces deux processus.*

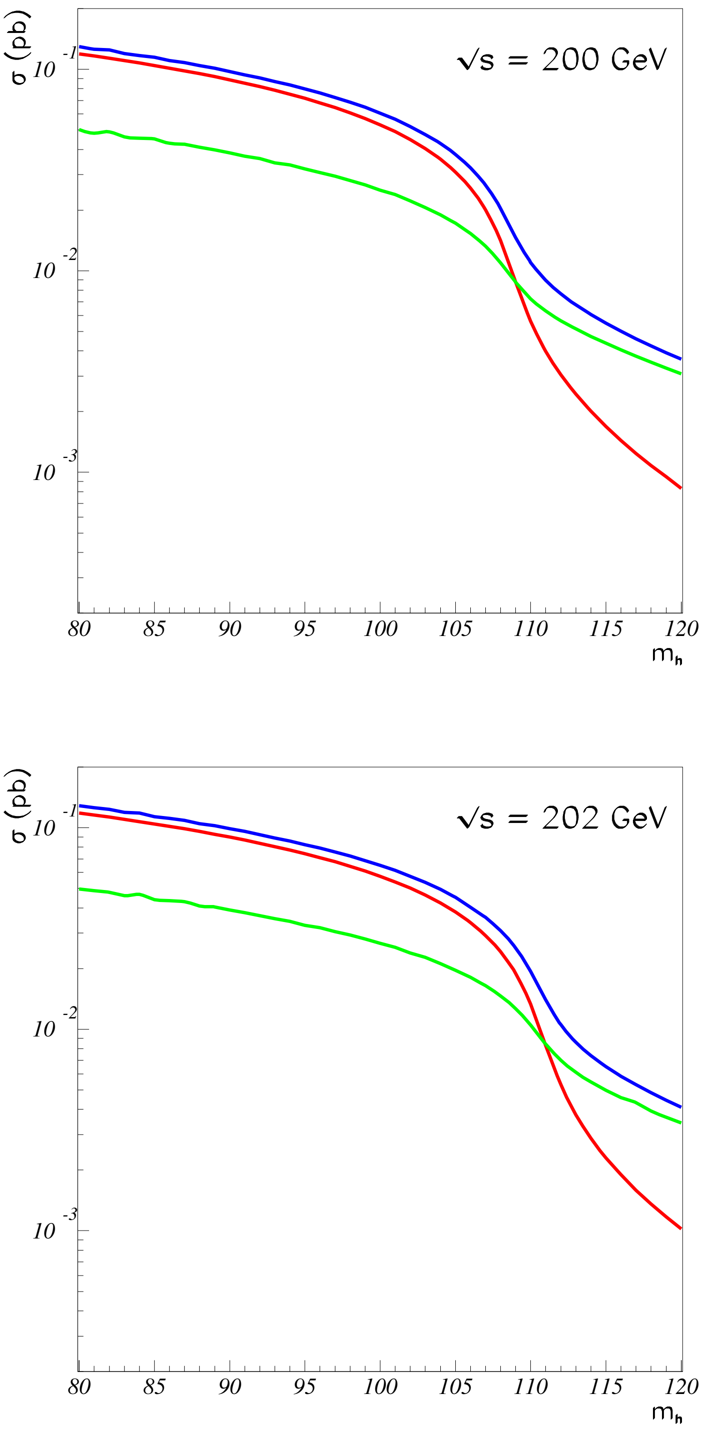


Figure 1.16: *Dépendance de la section efficace de production du canal* $H^0 \nu \bar{\nu}$ *en fonction de la masse du boson de Higgs. On indique les contributions venant du processus d'Higgsstrahlung et de fusion d'une paire de bosons W. La section efficace totale inclut également le terme d'interférence entre ces deux processus.*

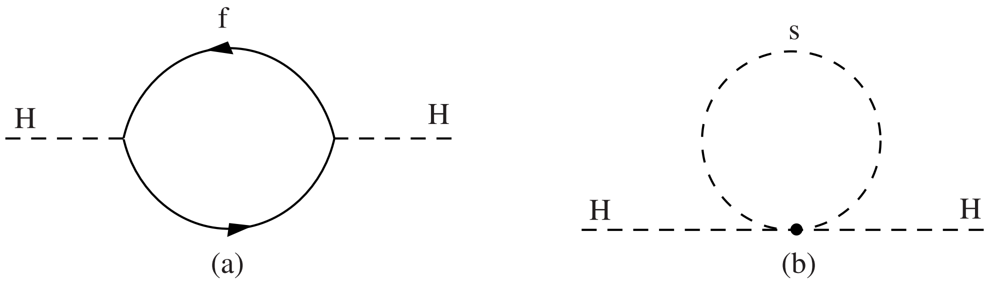


Figure 1.17: *Corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs contenant un fermion de masse m_f ou un scalaire de masse m_s.*

rapport au processus de Higgsstrahlung. Ce comportement est montré dans la figure 1.14.

Quant à la section efficace de fusion ZZ, elle est d'un ordre de grandeur plus petite que celle de la fusion WW, du fait de la différence dans les couplages $Z \to e^+e^-$ (~ 3 %) et $W \to e\nu$ (~ 10 %).

Dans les figures 1.15 et 1.16, nous montrons la section efficace de production du boson de Higgs en association avec deux neutrinos à différentes énergies disponibles dans le centre de masse. La contribution de l'interférence entre les processus d'Higgsstrahlung et de fusion a été incluse (la prise en compte de l'interférence est importante car au voisinage de l'énergie du seuil, elle donne une contribution à la section efficace totale comparable à celle donnée par la fusion).

1.4 Pourquoi faut-il aller au-delà du Modèle Standard?

1.4.1 Le problème de naturalité

Nous avons vu que le Modèle Standard peut rester perturbatif jusqu'à l'échelle de Planck (10^{19} GeV) à condition que la masse du boson de Higgs soit de l'ordre ou inférieure à 200 GeV/c^2. Dans ce scénario, le "plus favorable" au Modèle Standard, les effets de nouvelle physique seraient repoussés à l'échelle de Planck en laissant un grand désert au-delà de l'échelle électrofaible. Cependant, dans ce scénario, le Modèle Standard n'est pas naturel. Les corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs comportent une divergence quadratique de la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ, qui devient donc l'échelle d'énergie à laquelle le Modèle Standard n'est plus valable. Plus précisément, nous avons deux contributions à la masse du boson de Higgs. La première provient du diagramme en boucle contenant un fermion de masse m_f (figure 1.17) [10] qui s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta m^2_{H,f} = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2}\left[-2\Lambda^2 + 6m_f\ \ln\frac{\Lambda}{m_f} + ...\right]. \tag{1.33}$$

D'autre part, le diagramme de la figure 1.17 contenant un scalaire de masse m_s donne une contribution à $m^2_{\rm H}$ de :

$$\Delta m^2_{H,s} = \frac{\lambda_s}{16\pi^2}\left[\Lambda^2 - 2m_s\ \ln\left(\frac{\Lambda}{m_s}\right) + ...\right] \tag{1.34}$$

A partir des équations (1.33) et (1.34), nous pouvons donc conclure que la masse naturelle du boson de Higgs est de l'ordre de $\Lambda \sim M_{\text{Planck}}$! Si l'on écrit :

$$m_{\text{H}} = m_0 + \delta m_{\text{H}}\,, \quad \text{avec} \quad m_0 = \text{masse nue}, \tag{1.35}$$

nous devons dire que la masse nue doit être ajustée de 16 ordres de grandeur si nous voulons avoir une masse, m_{H}, à l'échelle électrofaible. Ce "fine-tuning" n'est pas très naturel, et constitue le problème dit de naturalité.

1.4.2 L'unification des constantes de couplage de jauge

Toutes les constantes de couplage sont fonction de l'énergie (échelle d'énergie μ) à laquelle elles sont évaluées. Seules les particules de masse inférieure à μ contribuent à l'évolution des constantes de couplage à une valeur de l'échelle générique μ. La solution de l'équation d'évolution donne :

$$\begin{aligned} \alpha_i(\mu)^{-1} &= \alpha_i\,(M_X)^{-1} + 8\pi\; b_i\; \ln\,(\mu/M_X) \\ \alpha_i &= \frac{g_i^2}{4\pi}; \qquad\qquad 48\pi^2 b_3 = 33 \; -4n_g \\ & \qquad\qquad\qquad\quad 48\pi^2 b_2 = 22 \; -4n_g - 1/2 \\ & \qquad\qquad\qquad\quad 48\pi^2 b_1 = \; -4n_g - 3/10. \end{aligned} \tag{1.36}$$

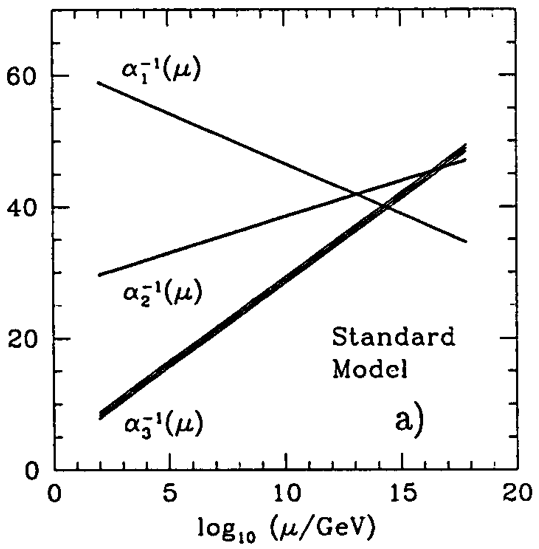
Dans les équations pour b_i, le premier terme dans le membre de droite provient de la contribution des bosons de jauge, le deuxième des fermions (où n_g est le nombre de génération de fermions) et le troisième (dans les coefficients b_2 et b_1) provient du secteur de Higgs. Pour le Modèle Standard, l'échelle typique est $m_X = m_{\text{Z}}$. Nous pouvons maintenant calculer les trois constantes à l'échelle électrofaible en utilisant les observables les mieux mesurées et en utilisant les équations précédentes pour les faire évoluer. Le résultat obtenu est montré dans la figure 1.18 [11].
Nous pouvons remarquer que les trois courbes ne se coupent pas. Donc, dans le Modèle Standard, les trois couplages ne convergent pas à la même valeur à une échelle d'énergie donnée. Pour cela, il faut peupler de particules le désert au-delà de l'échelle électrofaible, il nous faut de la nouvelle physique !

1.5 Une solution : la supersymétrie

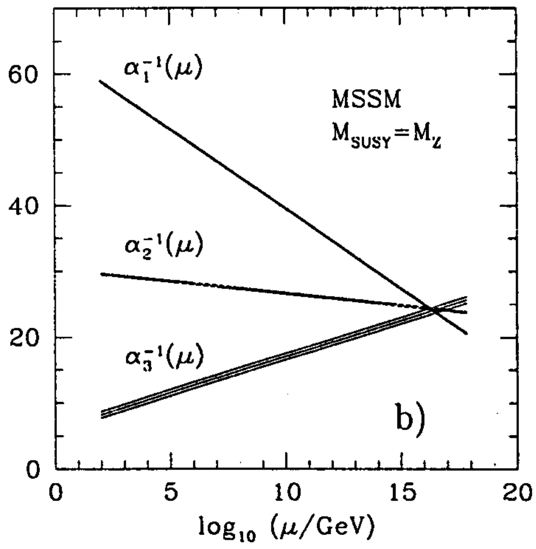
La supersymétrie est un nouveau type de symétrie qui relie les bosons aux fermions. À chaque boson de spin 1 du Modèle Standard, il existe un "partenaire supersymétrique" fermionique (donc de spin 1/2), dit jaugino, et à chaque fermion du Modèle Standard, il existe deux "partenaires supersymétriques" bosoniques de spin 0 dits sfermions. Nous pouvons dire que cette symétrie est construite *ad hoc* pour régler le problème de naturalité. En effet, si chaque fermion du Modèle Standard est accompagné de deux scalaires, les contributions en Λ^2 à la masse du boson de Higgs s'annulent si $\lambda_s = |\lambda_f|^2$. Cette dernière condition est fondamentale sans quoi la divergence quadratique en Λ^2 resterait dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs :

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{1}{16\pi^2}\,((\lambda_S - |\lambda_f|^2)\;\Lambda^2 + ...). \tag{1.37}$$

Or la relation $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ est valable dans une symétrie non brisée. Cependant, on sait que la symétrie doit être brisée car nous n'avons observé encore aucune particule supersymétrique.



(a)



(b)

Figure 1.18: *L'évolution de l'inverse des trois constantes de couplage dans le cadre du Modèle Standard (a) et dans le MSSM (b) [11].*

Nous nous retrouvons dans une situation peu confortable, car l'idée de base de la supersymétrie, qui introduit une symétrie entre bosons et fermions, donne une prédiction fausse. Il faut donc que la supersymétrie soit brisée. Il faut cependant trouver un mécanisme de brisure de la supersymétrie qui permette de se débarrasser des divergences quadratiques en Λ^2. Une solution consiste à écrire le Lagrangien

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft}, \tag{1.38}$$

où $\mathcal{L}_{SUSY}$ ne brise pas la supersymétrie tandis que $\mathcal{L}_{soft}$ la brise explicitement (terme de brisure "douce"). On peut montrer que dans ce cas la contribution à m_{H}^2 devient :

$$\Delta m_{\mathrm{H}}^2 = m_{soft}^2 \left[\frac{-\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda/m_{soft}) + ... \right], \tag{1.39}$$

où m_{soft} représente la différence de masse entre les particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques et λ indique un couplage générique. m_{soft} ne peut pas être trop grand et doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible sans quoi nous retomberions dans le problème de "fine-tuning" de la masse du boson Higgs. En utilisant $\Lambda \sim M_{p\ell}$ et $\lambda \sim 1$, on trouve que la masse des partenaires supersymétriques les plus légers doit être de l'ordre ou inférieure au TeV.

Nous avons vu que dans le cadre du Modèle Standard, les constantes de couplage ne se coupent pas à une échelle donnée. Ce problème semble être résolu en supersymétrie et représente l'un des succès les plus importants de ces dix dernières années. En effet, en supersymétrie, les constantes de couplage se coupent autour de 10^{15} GeV, et ceci grâce à l'introduction de nouvelles particules au-delà de l'échelle électrofaible, comme il est montré dans la figure 1.18b.

1.5.1 La brisure de la supersymétrie - les sparticules

Nous avons introduit dans le paragraphe précédent l'idée de brisure douce, qui consiste à introduire à la main dans le Lagrangien un terme qui brise la supersymétrie (1.38). Cela donne une théorie supersymétrique effective. Nous allons voir à la fin du Chapitre qu'il existe plusieurs modèles où la supersymétrie est brisée de façon spontanée ou dynamique par lesquels on retrouve ensuite les termes de brisure douce. On pourrait dire que de façon pratique, il est simple et utile de paramétrer notre ignorance en introduisant ces termes supplémentaires de brisure explicites quitte à le justifier ensuite !

En effet, une fois la supersymétrie brisée, nous obtenons des termes de masse des particules scalaires (les sfermions et les Higgs), des termes de masses de jaugino (M_1, M_2, M_3) et de Higgsino (particules fermioniques), des termes de couplage bilinéaire des bosons de Higgs (les termes b de mélange des doublets de Higgs) et les couplages trilinéaires des scalaires (A_t et A_b), qui sont les termes responsables du mélange des états propres des sfermions.

Le décompte détaillé de ces termes [12], montre qu'il y a 105 paramètres (angles, phases et masses) indépendants qui n'ont pas d'équivalent dans le Modèle Standard. Heureusement, il y a déjà des évidences expérimentales claires qui montrent qu'il existe un "principe d'organisation" dans tous ces paramètres. En effet, la plupart de ces paramètres impliqueraient l'observation de mélange entre les saveurs, FCNC (Flavour Changing Neutral Current) et phénomènes de violation de CP qui sont désormais exclus par les mesures expérimentales. Nous n'entrerons pas dans ces discussions, pour nous limiter au secteur du Higgs.

Avant de passer au secteur du Higgs, nous donnons un tableau récapitulatif des particules supersymétriques. En effet, après la brisure de la supersymétrie, il y a 32 particules massives (non encore découvertes) auxquelles il faut inclure les gravitinos. Les particules et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.3.

Nous pouvons remarquer que les états propres de chiralité ne correspondent pas aux états propres de masse. L'effet de ce mélange est particulièrement important dans le secteur du squark top. Cela aura aussi des implications importantes sur la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs supersymétrique neutre le plus léger. Nous avons la matrice de masse suivante :

$$m_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_Q^2 + m_t^2 + \Delta_u & m_t(A_t - \mu \mathrm{cotan}\beta) \\ m_t(A_t - \mu \mathrm{cotan}\beta) & m_U^2 + m_t^2 + \Delta_{\bar{u}} \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

où m_Q, m_u et le couplage trilinéaire A_t sont des paramètres de brisure douce, et :

$$\Delta_u = (1/2 - 2/3 \sin^2\theta_\mathrm{W}) \ \cos(2\beta) \ m_\mathrm{Z}^2 \text{ et } \Delta_{\bar{u}} = 2/3 \sin^2\theta_\mathrm{W} \ \cos(2\beta) \ m_\mathrm{Z}^2 \tag{1.41}$$

Les états propres de masse s'obtiennent en diagonalisant la matrice de masse :

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{t}} & \sin\theta_{\tilde{t}} \\ -\sin\theta_{\tilde{t}} & \cos\theta_{\tilde{t}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}. \tag{1.42}$$

Le mélange peut être très important du fait que les termes non diagonaux sont proportionnels à la masse du quark top.

Noms	Spin	P_{R}	États propres de Masse	États propres de Jauge
bosons de Higgs	0	+1	$h^0\ H^0\ A^0\ H^\pm$	$H_u^0\ H_d^0\ H_u^+\ H_d^-$
squarks	0	-1	$\tilde{u}_L\ \tilde{u}_R\ \tilde{d}_L\ \tilde{d}_R$ $\tilde{s}_L\ \tilde{s}_R\ \tilde{c}_L\ \tilde{c}_R$ $\tilde{t}_1\ \tilde{t}_2\ \tilde{b}_1\ \tilde{b}_2$	" " " " $\tilde{t}_L\ \tilde{t}_R\ \tilde{b}_L\ \tilde{b}_R$
sleptons	0	-1	$\tilde{e}_L\ \tilde{e}_R\ \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L\ \tilde{\mu}_R\ \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{t}_1\ \tilde{t}_2\ \tilde{\nu}_\tau$	" " " " $\tilde{t}_L\ \tilde{t}_R\ \tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	-1	$\tilde{\chi}_1\ \tilde{\chi}_2\ \tilde{\chi}_3\ \tilde{\chi}_4$	$\tilde{B}^0\ \tilde{W}^0\ \tilde{H}_u^0\ \tilde{H}_d^0$
charginos	1/2	-1	$\tilde{\chi}_1^\pm\ \tilde{\chi}_2^\pm$	$\tilde{W}^\pm\ \tilde{H}_u^+\ \tilde{H}_d^-$
gluino	1/2	-1	$\tilde{g}$	" "
gravitino/goldstino	3/2	-1	$\tilde{G}$	" "

Tableau 1.3: *Les particules (non découvertes) du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). On définit la R-parité de chaque particule comme* $P_{\mathrm{R}} = (-1)^{3\mathrm{B}+\mathrm{L}+2\mathrm{S}}$ *ou B et L sont les nombres baryoniques et leptoniques et S est le spin. La R-parité est de* $+1$ *pour les particules et de* -1 *pour les partenaires supersymétriques.*

1.5.2 Le secteur de Higgs en supersymétrie

Tout d'abord, en supersymétrie [13], il est nécessaire d'introduire deux doublets complexes de Higgs $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ et $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ pour donner la masse aux fermions "up" et "down" (par couplage de Yukawa)[5] :

$$\begin{aligned} V &= \left(|\mu|^2 + m_{H_u}^2\right)\left(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2\right) + \left(|\mu|^2 + m_{H_d}^2\right)\left(|H_d^0|^2 + |H_u^-|^2\right) \\ &+ b\left(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0\right) + c.c. \\ &+ \frac{1}{8}\left(g^2 + g'^2\right)\left(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 - |H_d^0|^2 - |H_d^-|^2\right)^2 \\ &+ \frac{1}{2}\, g^2 |H_u^+ H_d^{0*} + H_u^0 H_d^{-*}|^2. \end{aligned} \tag{1.43}$$

Nous pouvons remarquer que le terme quartique en champ de Higgs (troisième ligne) dépend du couplage de jauge et non d'un paramètre libre (λ) comme dans le cas du Modèle Standard. Cela implique, on le verra dans la suite, une contrainte forte sur la masse du boson de Higgs le plus léger. Les termes proportionnels à b, m_{H_d} et m_{H_u} proviennent du Lagrangien de brisure douce. Il y a donc, dans le potentiel de Higgs, trois combinaisons indépendantes de paramètres

$$|\mu|^2 + m_{H_u},\ |\mu|^2 + m_{H_d},\ b. \tag{1.44}$$

Or, si l'on note v_1 et v_2 les valeurs dans le vide des champs de Higgs H_u et H_d, nous observons

[5]Cela permet par exemple d'éviter l'apparition des courants neutres avec changement de saveur FCNC.

que :

$$\begin{aligned} v_1^2 + v_2^2 &\equiv v^2 = (\sqrt{2}\, G_F)^{-1} \\ v_1/v_2 &\equiv \tan\beta, \end{aligned} \tag{1.45}$$

c'est-à-dire que l'amplitude de v_1 et de v_2 est liée à G_F tandis que leur rapport est un paramètre libre ($\tan\beta$). Cependant, pour que le potentiel ait un minimum à $(v_1,\ v_2)$, il faut que les relations suivantes soient satisfaites :

$$\begin{aligned} |\mu|^2 + m_{H_d}^2 &= b\ \tan\beta - (m_Z^2/2)\ \cos 2\beta \\ |\mu|^2 + m_{H_u}^2 &= b\ \tan\beta - (m_Z^2/2)\ \cos 2\beta. \end{aligned} \tag{1.46}$$

Les paramètres libres passent alors de quatre à deux :

$$\begin{matrix} |\mu|^2 + m_{H_u},\ |\mu|^2 - m_{H_d},\ b \\ \tan\beta \end{matrix} \longrightarrow b,\ \tan\beta \tag{1.47}$$

La présence de deux doublets complexes conduit à huit degrés de liberté. Trois d'entre eux sont absorbés pour donner la masse aux trois bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0. Il reste donc cinq champs physiques de Higgs :

- deux bosons de Higgs chargés, $H^{\pm}$
- un boson de Higgs neutre "pseudoscalaire" (CP$= -1$), A^0
- deux bosons de Higgs scalaires (CP$= +1$), h^0 et H^0. Entre ces deux états, il y a un angle de mélange α fixé par la relation :

$$\cos 2\alpha = -\cos\ 2\beta\ \left(\frac{m_{\mathrm{A}}^2 - m_{\mathrm{Z}}^2}{m_{\mathrm{H}}^2 - m_{\mathrm{h}}^2}\right). \tag{1.48}$$

Lorsque l'on exprime le champ de Higgs au voisinage du minimum, selon la recette décrite en (1.11), nous obtenons les relations pour les masses des cinq bosons de Higgs qui peuvent être exprimées en fonction de deux paramètres libres (b et $\tan\beta$, ou m_{A} et $\tan\beta$) :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{A}}^2 &= \frac{2b}{\sin 2\beta} \\ m_{\mathrm{H}^\pm}^2 &= m_{\mathrm{A}}^2 + m_{\mathrm{W}}^2 \\ m_{\mathrm{h}^0(\mathrm{H}^0)}^2 &= \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 \underset{(+)}{-} \sqrt{\left(m_{\mathrm{A}}^2 + m_{\mathrm{Z}}^2\right)^2 - 4 m_{\mathrm{Z}}^2 m_{\mathrm{A}}^2\ \cos^2 2\beta}\ \right). \end{aligned} \tag{1.49}$$

Nous pouvons remarquer que les masses des bosons A, H^0 et $H^{\pm}$ peuvent être assez grandes car elles dépendent de $b/\sin 2\beta$. En revanche, la masse du boson h^0 est limitée supérieurement par :

$$m_{\mathrm{h}} < |\cos 2\beta|\ m_{\mathrm{Z}}. \tag{1.50}$$

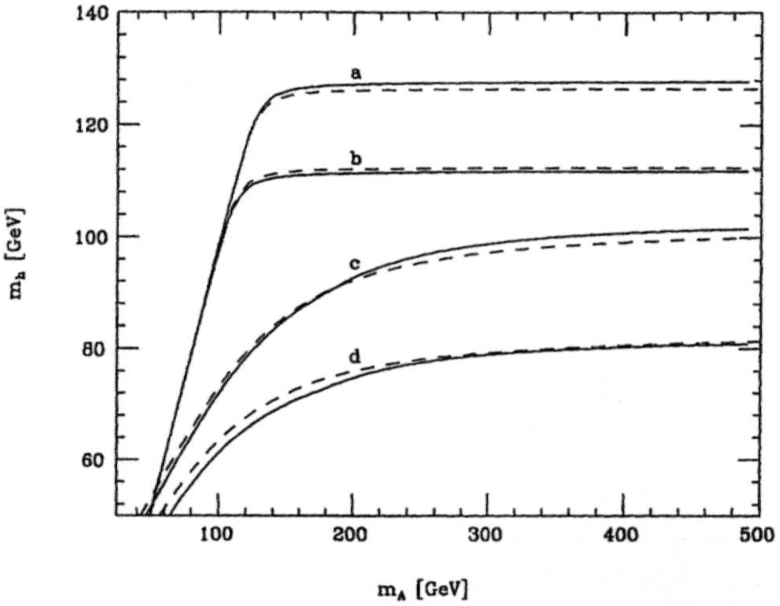


Figure 1.19: *La mase de boson* h, m_{h}, *en fonction de la masse du boson A,* m_A *en fixant* $M_S =$ 1 TeV/c^2 *et* $m_t = 175$ GeV/c^2. *Quatre scénarios sont montrés : a)* $\tan\beta = 15$, $X_t = 2,4\ M_s$, *valeur correspondant au mélange maximal dans le secteur des stops. b)* $\tan\beta = 15$ *et* $X_t = 0$ *valeur correspondant au mélange nul dans le secteur des stops. c)* $\tan\beta = 1,6$ *et* $X_t = 2,4 M_S$. *d)* $\tan\beta = 1,6$ *et* $X_t = 0$.

Cette relation constitue la motivation la plus forte du programme de recherche du Higgs aux énergies de LEP2. Cette relation est cependant modifiée lorsque l'on inclut les corrections radiatives. Les contributions les plus importantes proviennent de la présence des quarks top et de leurs partenaires supersymétrique (les stops) ; on obtient alors :

$$m_{\mathrm{h}}^2 \quad < \quad m_{\mathrm{Z}}^2 \cos^2 2\beta + \delta m_t^2 m_{\mathrm{Z}}^2 \cos^2 2\beta + \frac{3\sqrt{2}}{4\pi^2} G_F m_t^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}}{m_t^2}\right) \tag{1.51}$$

$$+\frac{3\sqrt{2}}{8\pi^2} G_F X_t^2 m_t^4 \left(2h(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) + X_t^2 f(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2)\right), \tag{1.52}$$

avec :

$$X_t \quad = \quad A_t - \mu \cot\beta \tag{1.53}$$

$$h(x,y) \quad = \quad \frac{1}{x-y} \ln\frac{x}{y}\ , \qquad f(x,y) = \frac{1}{(x-y)^2}\left[2 - \frac{x+y}{x-y}\ln\frac{x}{y}\right]. \tag{1.54}$$

Dans la suite nous montrons la dépendance de la masse du boson de Higgs h^0 en fonction des différentes variables. Dans la figure 1.19, nous montrons la dépendance de la limite sur la masse du h^0 en fonction de la masse du boson de Higgs pseudoscalaire, A. Nous pouvons remarquer que pour des valeurs de $m_{\mathrm{A}} \gtrsim 200$ GeV/c^2 la limite ne dépend plus de m_{A}. Dans la figure 1.20

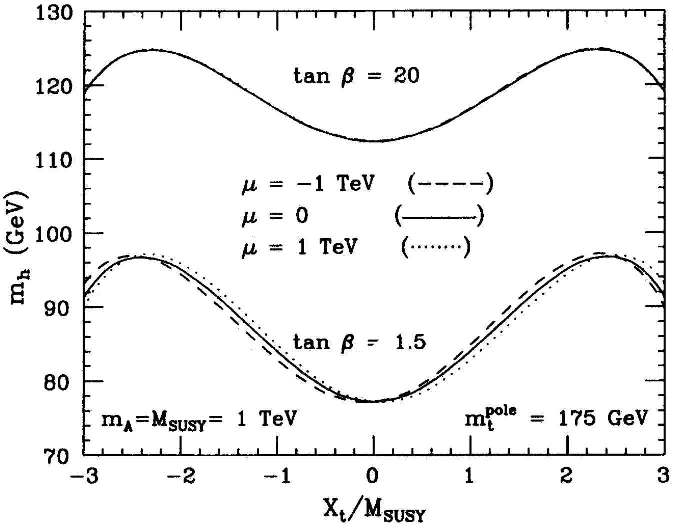


Figure 1.20: *La masse du boson* h, m_{h}, *en fonction du mélange dans le secteur du stop, pour les valeurs de* $m_{\mathrm{A}} = M_S = 1$ TeV/c^2 *et* $m_t = 175$ GeV/c^2. *Deux valeurs de* $\tan\beta$ *sont considerées ainsi que trois valeurs pour* μ.

nous montrons par contre la dépendance de m_{h} en fonction de X_t.

Nous remarquons que l'effet du mélange est maximal à $X_t/M_{SUSY} \simeq \sqrt{6} \simeq 2,44$, et minimal à $X_t = 0$. Nous pouvons définir trois valeurs caractéristiques du mélange :

- mélange maximal : $A_t = \sqrt{6} M_{SUSY}$, $|\mu| \ll M_{SUSY} \rightarrow X_t = \sqrt{6}\ M_{SUSY}$
- mélange standard : $A_t = -\mu = M_{SUSY} \rightarrow X_t = \begin{cases} M_{SUSY} & \text{si } \tan\beta \text{ est grand} \\ 2M_{SUSY} & \text{si } \tan\beta \text{ est} \simeq 1 \end{cases}$
- mélange nul : $A_t = 0 |\mu| \ll\ M_{SUSY} \rightarrow X_t = 0$

Finalement, dans la figure 1.21 nous montrons la dépendance de m_{h} en fonction de $\tan\beta$ pour des valeurs fixées de m_t, m_{A} et m_{SUSY} et pour le scénario à mélange maximal et à mélange nul. Nous pouvons remarquer à partir de ces trois figures qu'il existe en supersymétrie une prédiction forte :

$$m_{\mathrm{h}} \lesssim 125\ \mathrm{GeV/c^2}. \tag{1.55}$$

1.5.3 Désintégration du boson de Higgs neutre dans le cadre du MSSM

Les couplages des bosons des Higgs neutres aux bosons de jauge et aux fermions sont similaires à ceux du Modèle Standard à un facteur près qui dépend des angles α et β (voir tableau 1.4). Nous avons vu dans le paragraphe précédent que les corrections radiatives sont très importantes dans l'évaluation de la masse du boson de Higgs.

Pour évaluer l'effet de ces mêmes corrections pour les couplages des bosons de Higgs, il suffit d'utiliser les expressions à l'approximation des arbres dans lesquelles les différents paramètres

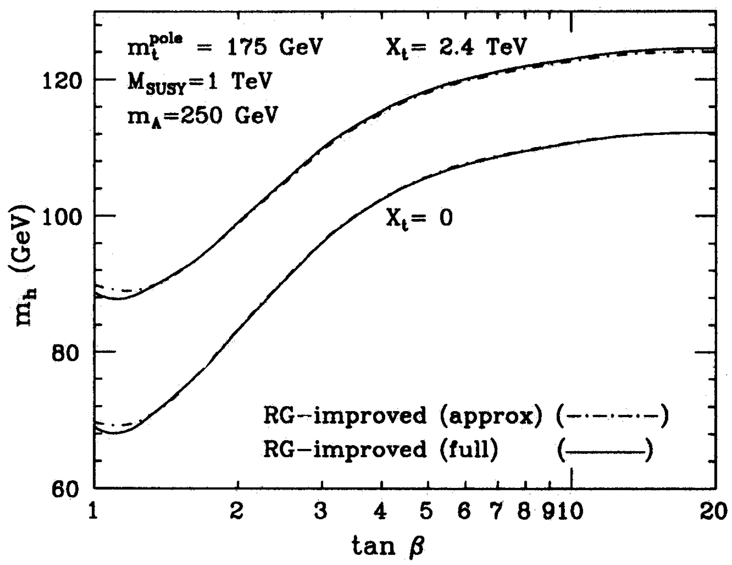


Figure 1.21: *Évolution de la masse du boson h, m_h, en fonction de* $\tan\beta$ *dans l'hypothèse de* $m_\mathrm{A} = 250$ GeV/c^2, $m_{SUSY} = 1$ TeV/c^2 *et* $m_t = 175$ GeV/c^2. *Deux hypothèses de mélange sont considérées:* $X_t = \sqrt{6}\ M_S$ *(mélange maximal) et* $X_t = 0$ *(mélange nul).*

Higgs	$g_{u\bar{u}}$	$g_{d\bar{d}}$	g_{VV}
h^0	$\cos\alpha/\sin\beta \to 1$	$-\sin\alpha/\cos\beta \to 1$	$\sin(\beta-\alpha) \to 1$
H^0	$\sin\alpha/\sin\beta \ \to 1/\tan\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta \ \to \tan\beta$	$\cos(\beta-\alpha) \to 0$
A^0	$1/\tan\beta$	$\tan\beta$	0

Tableau 1.4: *Couplages des bosons de Higgs normalisés aux couplages du Modèle Standard et leurs limites si* $m_\mathrm{A} \gg m_\mathrm{Z}$.

incorporent les corrections radiatives. D'habitude, on inclut toutes les corrections dans le paramètre α. Par ailleurs, α, β et m_{A} sont reliés par la relation :

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \; \frac{m_{\mathrm{A}}^2 + m_{\mathrm{Z}}^2}{m_{\mathrm{A}}^2 - m_{\mathrm{Z}}^2 + \epsilon \cos 2\beta} \qquad -\pi/2 < \alpha < 0 \; ; \;\; 0 < \beta < \pi/2, \tag{1.56}$$

avec

$$\epsilon = \frac{3\; G_F}{\sqrt{2}\;\pi\;\sin 2\beta}\; m_t^4 \;\ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}\; m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2}\right). \tag{1.57}$$

Nous pouvons remarquer que si m_{A} est grand, $\beta - \alpha = \pi/2$ (1.56) et les couplages du h^0 aux fermions et aux bosons de jauge (tableau 1.4) deviennent identiques à ceux du Modèle Standard.

Les rapports d'embranchements du boson de Higgs h^0 en fonction de la masse et pour deux différentes valeurs de $\tan\beta$ sont montrés dans la figure 1.22. Les grandes valeurs de $\tan\beta$ favorisent le couplage du boson de Higgs aux quarks du type down.
Cela se traduit dans un renforcement du rapport d'embranchement en $b\bar{b}$ dans MSSM (~ 90 %) par rapport au Modèle Standard (~ 86 %). Dans le cas de la production du h^0, à la fois par Higgsstrahlung et par fusion, la section efficace est la même que celle du Modèle Standard à un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$ près[6] :

$$\begin{aligned} \sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{h}^0\nu\bar{\nu}) = \;& \sin^2(\beta-\alpha)\; \sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{H}^0\nu\bar{\nu})_{SM} \\ & \sim \sigma_{SM} \quad (\text{si } m_{\mathrm{A}} \text{ est grand et } \tan\beta \text{ petit}) \\ & \ll \sigma_{SM} \quad (\text{si } m_{\mathrm{A}} \text{ est grand et } \tan\beta \text{ grand}). \end{aligned} \tag{1.58}$$

Pour des valeurs élevées de m_{A}, la valeur du couplage $\sin(\beta - \alpha)$, dans le cadre du MSSM normalisée à celle du Modèle Standard, est donnée dans la figure 1.22 en fonction de m_{h} pour deux valeurs de $\tan\beta$.

1.5.4 Modèle de grande unification : mSUGRA. Scénario du point fixe infrarouge

Le problème de la brisure spontanée de la supersymétrie peut être résolu en y incorporant la gravité en tant que théorie de jauge [14]. La supersymétrie, qui a été initialement introduite comme une symétrie globale (entre les bosons et les fermions), devient alors une symétrie locale : la supergravité.

Il est possible de construire un modèle de grande unification (SUGRA) dans lequel la brisure spontanée de la supersymétrie est faite dans un secteur "caché", en introduisant des champs spécifiques qui acquièrent une valeur non nulle dans le vide (Figure 1.22).
Le gravitino est la particule massive qui résulte de ce mécanisme. Le secteur caché communique avec le secteur visible par l'intermédiaire de la gravité. Ce mécanisme permet d'obtenir les termes de brisures douces.

[6] $\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0) = \cos^2(\beta-\alpha)\bar{\lambda}\sigma^{\mathrm{SM}}$, où $\bar{\lambda}$ dépend des valeurs de masse de h^0, A^0 et Z^0, ainsi que de l'énergie disponible dans le centre de masse. Les deux processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ ou $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ sont donc complémentaires car ils sont gouvernés l'un par $\sin^2(\beta-\alpha)$ et l'autre par $\cos^2(\beta-\alpha)$.

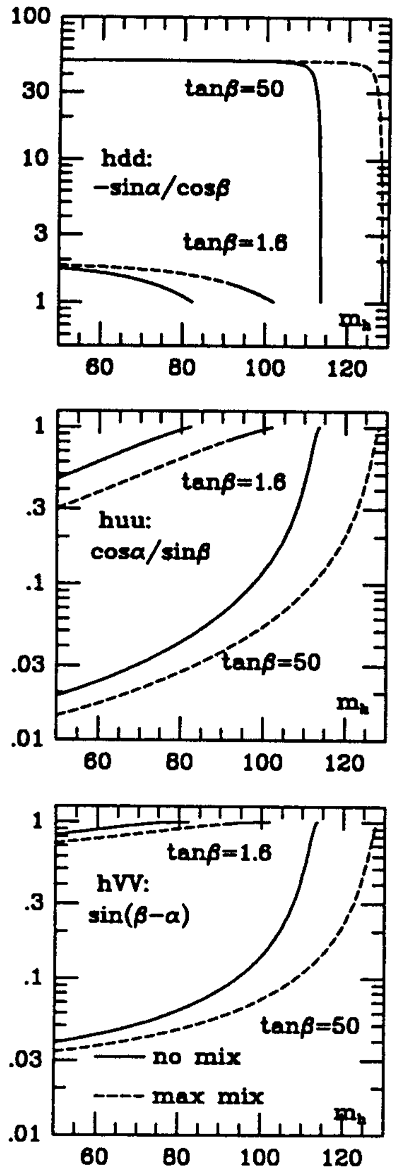


Figure 1.22: *Évolution des couplage hdd:* $-\sin\alpha/\cos\beta$*, huu:* $\cos\alpha/\sin\alpha$ *et* $\sin(\beta-\alpha)$ *en fonction de la masse du* h^0 *pour deux valeurs extrêmes de* $\tan\beta$*. Ces couplages sont normalisés à la valeur dans le Modèle Standard:* $g^{SM}_{\mathrm{Hf\bar{f}}} = (\sqrt{s}\ 2\ G_F)^{1/2} m_{\mathrm{f}}$ *et* $g^{SM}_{\mathrm{HVV}} = (2\sqrt{s}\ 2\ G_F)^{1/2} m^2_{\mathrm{V}}$.

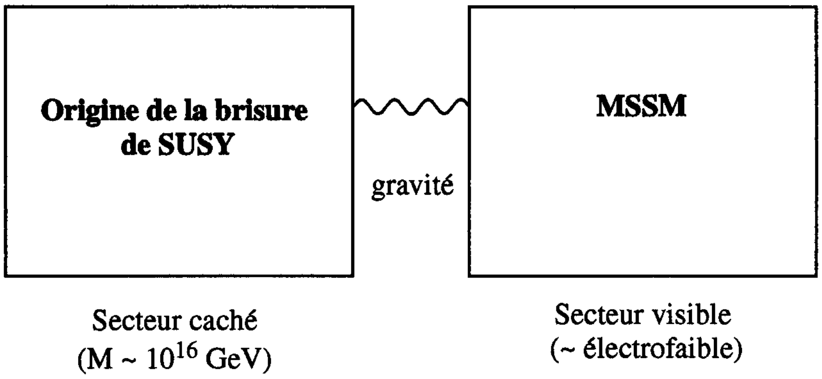


Figure 1.23: *La brisure spontanée de la supersymétrie est faite dans un secteur "caché" qui communique avec le secteur visible par l'intermédiaire de la gravité.*

Le mSUGRA (modèle de supergravité minimale) est un MSSM contraint qui postule des relations d'unification entre les paramètres supersymétriques à l'échelle d'unification ($M_{\rm GUT}$). À cette échelle, on suppose que les masses des jauginos sont identiques et égales à $m_{1/2}$, que les masses des scalaires sont unifiées à m_0 et que les couplages de jauge et trilinéaires sont unifiés à α_{GUT} et à A_0. Dans ce modèle, on suppose qu'il n'y a aucune interaction supplémentaire entre l'échelle d'unification et l'échelle SUSY. De cette façon, on peut déduire des relations pour les masses (les couplages) à basse énergie à partir des équations du groupe de renormalisation.

Dans ce modèle, la brisure de la symétrie électrofaible est dynamique, et assurée par les corrections radiatives dues au couplage de Yukawa du quark top. En effet, l'évolution de la masse du champs de Higgs fait intervenir le couplage de Yukawa du top ; la masse du Higgs devient négative "en premier", tandis que les masses des autres particules scalaires restent positives. Le terme négatif pour $m_{\rm h}^2$ qui est introduit à la main dans le Modèle Standard apparaît ici de façon naturelle. On peut dire que la symétrie est brisée de façon dynamique. Il existe alors une relation (valable à petites valeurs de $\tan\beta$) : $m_{\rm Z}^2/2 \sim (\mu^2 + m_0^2 + 5m_{1/2}^2)$.

Les paramètres du modèle sont :

$$m_0,\ m_{1/2},\ A_0,\ \tan\beta,\ \mathrm{sgn}(\mu) \tag{1.59}$$

(par la relation précédente, on voit que le module de μ est fixé, mais pas son signe). Lorsque l'on considère l'évolution du couplage de Yukawa du quark top, nous pouvons obtenir, pour des faibles valeurs de $\tan\beta$, la solution analytique de l'équation du groupe de renormalisation suivante [15] :

$$G_t(t) = \frac{G_t(0)E(t)}{1 + 6G_t(0)F(t)}\ ; \quad t = \log(M_{\rm GUT}^2/v^2) \tag{1.60}$$

où E et F sont des fonctions connues de t. Or, pour des grandes valeurs de $G_t(0)$, $E(t) \gg 1$, le couplage de Yukawa est indépendant de la valeur à grande échelle et converge à une valeur fixe à petite échelle :

$$G_t(t) \to G_{\text{FIXE}} = E(t)/6F(t). \tag{1.61}$$

Nous pouvons donc déduire une relation entre la masse du quark top et la valeur de $\tan\beta$:

$$m_t^{\text{pole}} \sim 200 \text{ GeV} \sin\beta. \tag{1.62}$$

En utilisant la valeur de la masse du quark top mesurée, nous constatons que les petites valeurs de $\tan\beta$ sont favorisées : $\tan\beta \sim 1-2$. Cela implique que la masse du boson de Higgs supersymétrique scalaire le plus léger soit inférieure à 100 GeV/c^2. Nous appelons cela le scénario du point fixe infrarouge[7] :

$$(\text{point fixe infrarouge}) \;\to\; \tan\beta \sim 1-2 \;\to\; m_{\text{h}} \lesssim 100 \text{ GeV/c}^2. \tag{1.63}$$

1.5.5 Higgs Standard ou Higgs Supersymétrique ?

Nous allons conclure en discutant le rôle que le boson de Higgs peut jouer dans la validation de la supersymétrie. Nous nous plaçons dans le cas de particules supersymétriques à l'échelle de masse de quelques TeV. Ces particules seraient difficilement détectables dans un futur proche et les couplages du boson de Higgs sont très similaires dans le MSSM et dans le Modèle Standard (ce cas est utilisé en guise d'exemple).

Dans la figure 1.24, on montre la variation de la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs dans le cadre du MSSM et celle de la limite inférieure dans le cadre du MS en fonction de la masse du quark top, pour une échelle $\Lambda = 10^{19}$ GeV.
Il faut rappeller qu'à partir des arguments de la stabilité du vide (figures 1.6 et 1.7) le MS prédit une masse du boson de Higgs pas trop faible. Ces valeurs sont fonction de la masse du top et de la valeur de l'échelle Λ. D'autre part nous avons vu que le MSSM prédit un masse du boson de Higgs inférieure à 130 GeV/c^2. La détection d'un boson de Higgs léger ($m_{\text{h}} \leq 130$ GeV/c^2) serait donc une indication forte de la validité de la supersymétrie.

1.6 Pourquoi rechercher le Higgs qui se désintègre en particules non détectables (Higgs Invisible)?

Nous avons vu que la largeur du boson de Higgs dépend de sa masse (1.19). Si le boson de Higgs a une masse inférieure à 130 GeV/c^2, sa largeur est d'environ 2 MeV/c^2. De là, nous pouvons déduire que des nouveaux modes de désintégration pourraient devenir rapidement dominants. Dans la perspective de ce travail de thèse, nous allons décrire les désintégrations du boson de Higgs en particules légères non détectables [16].

<u>$\text{h} \to \widetilde{\chi_i^0}\widetilde{\chi_i^0}$</u>

Les bosons de Higgs peuvent aussi se désintégrer en particules supersymétriques lorsque cela est permis cinématiquement. Nous nous intéressons ici au cas des neutralinos. Nous nous plaçons

[7] Il faut pourtant remarquer que le couplage de Yukawa du quark b ne peut pas être négligé, et cela conduit à une autre solution du point fixe infrarouge à grandes valeurs de $\tan\beta$ (m_t/m_b).

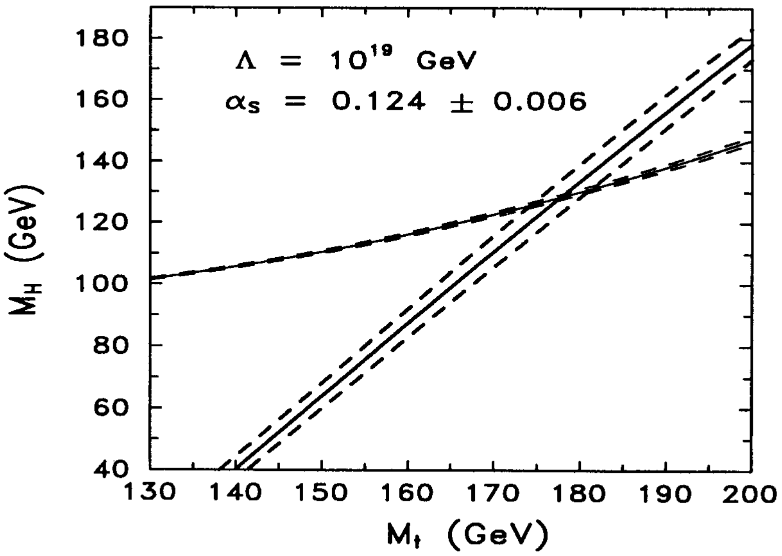


Figure 1.24: *La ligne continue entourée par les deux lignes en traits pointillés indique la valeur de la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top dans le MS.Cette limite provient des arguments sur la stabilité du vide. La ligne partant de la valeur* $m_{\mathrm{H}} \sim 100$ GeV *indique la courbe des limites supérieures sur la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger dans le MSSM si* $M_S = 1$ TeV$/c^2$.

dans le cas ou χ_1^0 est la particule supersymétrique la plus légère qui soit stable (LSP)[8]. Plus précisément, la matrice de masse des neutralinos dépend de M_1, M_2 (termes de masse de jaugino), μ et $\tan\beta$. Donc les quatre états propres de masse de neutralinos sont un mélange des composantes jaugino et higgsino. Dans le cadre du MSSM, le LSP est le neutralino ($\widetilde{\chi}_1^0$) le plus léger[9]. Or, si $\mu \gg M_1$, M_2, $\widetilde{\chi}_1^0$ est purement bino et sa masse est environ la moitié de celle du $\widetilde{\chi}_2^0$ ainsi que de celle du $\chi_1^{\pm}$. Dans le cas opposé $\mu \ll M_1$, M_2, alors $\widetilde{\chi}_1^0$ est essentiellement un higgsino et $\widetilde{\chi}_2^0$ et $\chi_1^{\pm}$ ont des masses plus comparables.

Nous étudions le mode de désintégration :

$$\mathrm{h} \rightarrow \widetilde{\chi_1^0}\widetilde{\chi_1^0}. \tag{1.64}$$

L'état final contient deux particules "invisibles".
On peut montrer que [17] :

$$\Gamma(\mathrm{h}^0 \rightarrow \chi_i^0\chi_i^0) = \frac{G_F m_{\mathrm{W}}^2}{2\sqrt{2}\pi} m_{\mathrm{h}} \left[1 - \frac{4m^2\chi_i^0}{m_{\mathrm{h}}^2}\right]^3 K_h^2. \tag{1.65}$$

Les coefficients K_h dépendent des éléments de la matrice de masse des neutralinos. Or le couplage $h\widetilde{\chi^0}\widetilde{\chi^0}$ tend vers zéro si $\mu > 0$ et $\mu \gg M_2$ ou $\mu \ll M_2$, et de même si $\mu < 0$ (nous pouvons

[8]Cela suppose que la R-parité soit conservée.

[9]À moins que le gravitino soit plus léger ou que la R-parité ne soit conservée.

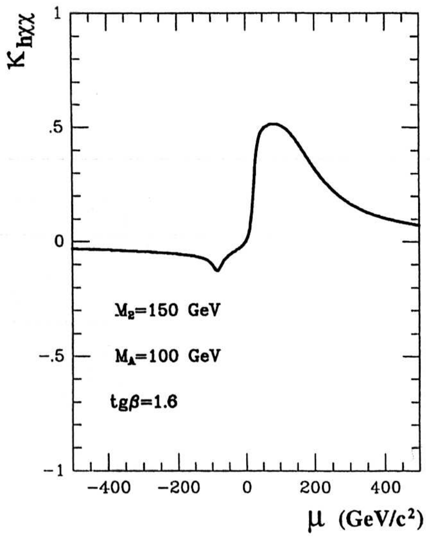


Figure 1.25: *Couplage du boson de Higgs h^0 au neutralino le plus léger en fonction du paramètre μ pour une valeur donnée de M_2, M_A et $\tan\beta$.*

ne considérer que M_2 car, comme on l'a dit précédemment, il y a une relation entre les masses M_1 et M_2).

Ce couplage est important lorsque μ et M_2 sont du même ordre de grandeur, c'est-à-dire si le neutralino est un mélange "raisonnable" des deux composantes. On peut conclure que ce couplage est très petit dans le MSSM. La dépendance du coefficient K_h en fonction du paramètre μ est montrée dans la figure 1.25.

Dans la figure 1.26, nous montrons le rapport d'embranchement de $\mathrm{h}^0 \rightarrow \widetilde{\chi^0}\widetilde{\chi^0}$ en fonction de la masse du boson de Higgs pour différents choix des deux paramètres μ et M_2. Nous pouvons remarquer que, si cette désintégration est cinématiquement permise, le rapport d'embranchement tend rapidement vers 100 % pour $\mu > 0$ (et M_2 du même ordre que μ). Si $\mu < 0$, le rapport d'embranchement est inférieur à 20 %.

Modèles avec Majorons : $h \rightarrow JJ$ [18, 19, 20]

Nous avons vu que les fermions acquièrent une masse dans le Modèle Standard grâce au mécanisme dit de Yukawa. Cela n'est pas possible pour le neutrino qui ne possède pas une composante droite.

Une façon de résoudre ce problème est proposée par les modèles dits "seesaw" (bascule). Ce modèle associe à chaque neutrino un singlet de chiralité droite N_R qui ne possède ni d'isospin ni d'hypercharge et donc n'a pas les nombres quantiques de $\mathrm{SU}(2)_{I_L} \times \mathrm{U}(1)_Y$.

Pour introduire les termes de masse il y a deux possibilités[10] :

[10] Le premier terme on l'appelle de Majorana car la particule et l'antiparticule portent les mêmes charges.

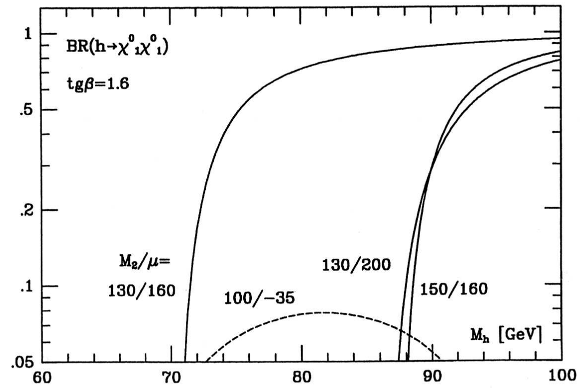


Figure 1.26: *Rapport d'embranchement du mode de désintégration* $h \to \widetilde{\chi^0}\widetilde{\chi^0}$ *en fonction de* $m_{\rm h}$ *pour* $\tan\beta = 1,6$ *et différents choix pour les paramètres* μ *et* M_2*.*

$$\begin{array}{llll} \Delta I = & 0 & M_J \bar{N}_L N_R & \text{terme de masse de Majorana} \\ \Delta I = & 1/2 & m_D \bar{\nu}_L N_R & \text{terme de masse de Dirac} \end{array}$$

le deuxième terme ($\Delta I = 1/2$) aura une masse (voir l'équation (1.3))

$$m_D \sim G_F \frac{v}{\sqrt{2}} \sim 100 \text{ GeV}/c^2, \tag{1.66}$$

tandis que M_J pourra être aussi grande que possible (car le terme en $\Delta I = 0$ ne brise aucune symétrie).
En permettant les deux termes de masse nous pouvons écrire la matrice de masse (si $m_D \ll M_J$)

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ N_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R \\ N_R \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} m_D^2/M_J & 0 \\ 0 & M_J \end{pmatrix} \tag{1.67}$$

Donc $m_{\nu_L} = m_D^2/M_J$. Pour que le neutrino gauche ait une faible masse il faut avoir une masse élevée du neutrino ν_R. Si par example on veut avoir $m_{\nu_L} = 0,5 \text{ eV}/c^2$ cela implique $M_J \sim 10^{13}$ GeV. Le terme de masse de Majorana viole la conservation du nombre leptonique et a été introduit "à la main" en se basant seulement sur le fait qu'il respecte l'invariance de jauge. On peut cependant le justifier dans un cadre théorique où l'on introduit un groupe de jauge supplémentaire $\mathrm{U}(1)_{B-L}$. Dans ce groupe la charge conservée est la différence entre les nombres baryonique et leptonique. Dans le modèle minimal nous pouvons introduire deux champs scalaires complexes : un doublet (ϕ) et un singlet (η) d'isospin portant une charge $B - L = 2$.

Le couplage de ce champ scalaire η avec le neutrino droit N_R permet d'engendrer le terme de masse de Majorana : $\lambda_2 \eta \bar{N}_L N_R$ et $M_J = \lambda\langle\eta\rangle$. Nous pouvons invoquer le mécanisme de Higgs en développant les champs scalaires autour de leur valeurs moyennes dans le vide : v_1 et v_2 pour η. La symétrie électrofaible $\mathrm{SU}(2)_{I_L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ est brisée à l'échelle v_2 (et $\tan\beta = v_1/v_2$). Ce mécanisme fait apparaître trois champs physiques : un boson de Goldstone de masse nulle J

qu'on appelle Majoron et deux bosons de Higgs H_1 et H_2 de masse M_1 et M_2 qui sont obtenus par mélange des états propres de jauge h_1 et h_2 avec un angle de rotation θ. En reprenant (1.67) nous avons :

$$m_\nu \sim \frac{m_D^2}{M_J} \sim \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2}\frac{v_1^2}{v_2}. \tag{1.68}$$

Si nous prenons comme exemple $v_1 \sim 100$ GeV et $m_\nu \sim 0,1\ eV/c^2$ nous obtenons $v_2 = (\lambda_1^2/\lambda_2)10^{14}$ GeV. Pour avoir une faible masse de neutrino il semble naturel (puisque $\lambda_1 \sim o(\lambda_2)$) que la brisure de la symétrie $(B-L)$ se produise à haute énergie. Cela implique de faibles valeurs de $\tan\beta$.

Le champ scalaire η, étant un singlet d'isospin, ne peut pas se coupler avec le boson de jauge, mais il peut en revanche se coupler avec les bosons de Higgs. On obtient finalement :

$$\Gamma(\mathrm{H}_{1,2} \to JJ) = \frac{\sqrt{2}G_F}{32\pi} M_{\mathrm{H}}^3 g_{\mathrm{H}_{1,2}JJ}$$

où $g_{\mathrm{H}_1 JJ} = \tan\beta \sin\theta$ et $g_{\mathrm{H}_2 JJ} = \tan\beta\cos\theta$.
Le Majoron interagit seulement avec les bosons de Higgs et avec les neutrinos de Majorana, et il n'est donc pas détectable.
Il est intéressant d'expliciter le rapport des largeurs de désintégrations des bosons de Higgs $\mathrm{H}_1(\mathrm{H}_2)$ se désintégrant en une paire de Majorons ou bien en $\mathrm{b\bar{b}}$:

$$\frac{\Gamma(\mathrm{H}_1 \to JJ)}{\Gamma(\mathrm{H}_1 \to b\bar{b})} = \frac{1}{12}\left(\frac{M_1}{m_{\mathrm{b}}}\right)^2 \tan^2\beta \tan\theta. \tag{1.69}$$

Nous pouvons remarquer que la mesure de ce rapport nous renseignerait sur l'angle de mélange entre le bosons de Higgs et sur l'échelle à laquelle la symétrie $\mathrm{U}(1)_{B-L}$ est brisée.

Les modèles décrits ici ne sont pas les seuls à présenter des désintégrations du boson de Higgs en particules non détectables. Pour les modèles avec des "extra dimensions", voir [21, 22, 23].

1.7 Petit résumé et phénoménologie

Nous avons vu que l'observation expérimentale des bosons de Higgs joue un rôle central dans la compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Dans le Modèle Standard, un seul boson de Higgs est nécessaire, et à partir des mesures électrofaibles on trouve que sa masse m_{H} est inférieure à 188 GeV/c^2 à 95 % de niveau de confiance. Dans le Modèle Standard, les contraintes théoriques limitent la masse du boson de Higgs à l'échelle du TeV. D'autre part, nous avons vu que, par les arguments de la stabilité du vide, si l'échelle Λ de Nouvelle Physique est à une valeur $\geq 10^{15}$ GeV, et en prenant $m_t = 175$ GeV/c^2, le boson de Higgs doit être plus lourd que ~ 130 GeV/c^2. En supersymétrie, nous avons vu qu'il est nécessaire d'introduire cinq bosons de Higgs. Il y a pourtant une limite théorique forte sur le boson de Higgs neutre scalaire le plus léger : $m_{\mathrm{h}} \lesssim 130$ GeV /c^2. Nous avons aussi montré que si $\tan\beta$ est petit, cette limite est encore plus contraignante ($m_{\mathrm{h}} \lesssim 100$ GeV /c^2). La découverte d'un Higgs léger serait donc une "preuve" de la validité de la supersymétrie.

Nous avons vu par ailleurs que, pour un jeu de paramètres assez vaste, la production et les modes de désintégration du boson de Higgs Standard H^0 ou supersymétrique h^0 sont les mêmes. Dans le domaine des masses inférieures à 130 GeV/c^2 (celui que l'on peut étudier à LEP2), le boson de Higgs est produit majoritairement en association avec un Z^0 : $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{HZ}$ et se désintègre de préférence (90 %) en une paire de quark/antiquark b.

Les modes de désintégration du Z^0 permettent de définir les différentes analyses de recherche du boson de Higgs. Dans cette thèse, nous avons étudié l'état final à deux jets de particules issus de l'hadronisation des quarks b plus de l'énergie manquante venant de la désintégration du boson Z^0 en une paire de neutrinos (figure 1.27) :

$$\begin{array}{l} e^+e \to \mathrm{H}\ \mathrm{Z} \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow \nu\bar{\nu} \\ \qquad\qquad \hookrightarrow b\bar{b}. \end{array} \tag{1.70}$$

Lorsque le boson de Higgs est produit par fusion de deux bosons W, nous avons le même état final, bien que les deux neutrinos ne soient pas issus de la désintégration du boson Z^0. Nous avons vu que ce mécanisme de production est particulièrement important lorsque $\sqrt{s}$ augmente. Nous avons par ailleurs décrit brièvement les raisons théoriques qui motivent la recherche du boson de Higgs dans des modes de désintégration en particules non détectables. Si l'on se concentre sur les modes de désintégration hadroniques du boson Z^0, nous obtenons des états finals très similaires au cas précédent :

$$\begin{array}{l} e^+e \to \mathrm{H}_{\mathrm{inv}}\ \mathrm{Z} \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow q\bar{q} \\ \qquad\qquad \hookrightarrow \text{énergie manquante.} \end{array} \tag{1.71}$$

Dans ce cas la recherche sera étendue à toutes les saveurs de quarks, et non pas seulement aux quarks beaux.

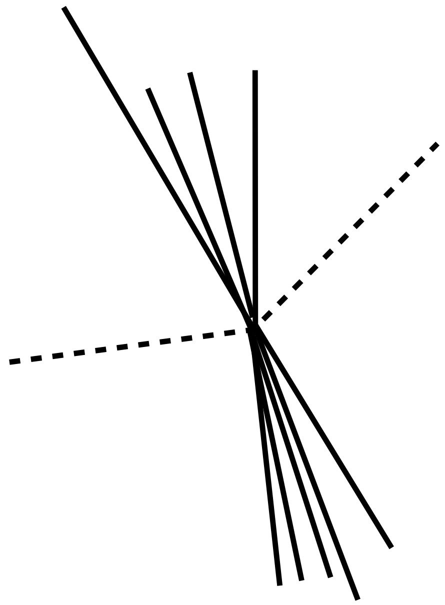


Figure 1.27: *Topologie caractéristique des événements correspondant aux signaux étudiés dans cette thèse. L'état final est constitué de deux jets de particules plus de l'énergie manquante. Les deux jets de particules peuvent être issus de l'hadronisation des quarks b venant de la désintégration du boson de Higgs (ou bien des quarks q venant du boson* Z^0 *) et l'énergie manquante provient de la paire de neutrinos (traits pontillés) issus de la désintégration du boson* Z^0 *(ou du Higgs en particules non détectables). Par la même topologie nous pouvons donc étudier le Higgs Standard/MSSM et le Higgs Invisible.*

Chapitre 2

Les processus physiques standard

2.1 Introduction

Dans ce Chapitre, nous allons nous attacher à décrire les processus physiques qui vont constituer les bruits de fond les plus importants pour les recherches effectuées dans cette thèse. Aux énergies dans le centre de masse d'environ 90 GeV (phase LEP1, pendant les années allant de 1989 à 1995), le processus dominant était la production du boson Z^0. Lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse augmente (phase LEP2, pendant les années allant de 1995 à 2000), une multitude de nouveaux processus apparaissent. La figure 2.1 montre un panorama des différentes sections efficaces en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse pour les processus attendus aux énergies de LEP2.

Nous nous concentrerons sur les processus aux topologies similaires aux signaux recherchés : présence de deux jets hadroniques et énergie manquante (voir paragraphe 1.1.2). La variation de la section efficace de ces processus en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse (entre 185 GeV et 205 GeV) est représentée dans la figure 2.2. Dans la suite, nous allons classer ces bruits de fond de la façon suivante : bruit de fond à deux photons, bruit de fond à deux fermions et bruits de fond à quatre fermions.

2.2 Processus à deux photons

L'interaction de deux photons est le processus dont la section efficace est la plus élevée aux énergies de LEP2, comme on peut le voir dans la figure 2.2. Le diagramme de Feynman correspondant est indiqué dans la figure 2.3. L'état final de ce processus consiste en des hadrons avec un électron et un positron émis dans le tube à vide, et donc non détectés. Les quarks sont souvent émis à faible angle polaire. Ce processus sera donc caractérisé par la présence d'énergie manquante, peu d'énergie chargée ainsi que peu d'énergie transverse[1]. Nous pourrons donc définir des critères de sélection qui permettront de rejeter ces événements dès la première étape de l'analyse (Chapitre 5).

[1]L'énergie transverse est définie à partir de l'impulsion transverse et de la masse selon :

$$E_{\mathrm{tra}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + m^2}.$$

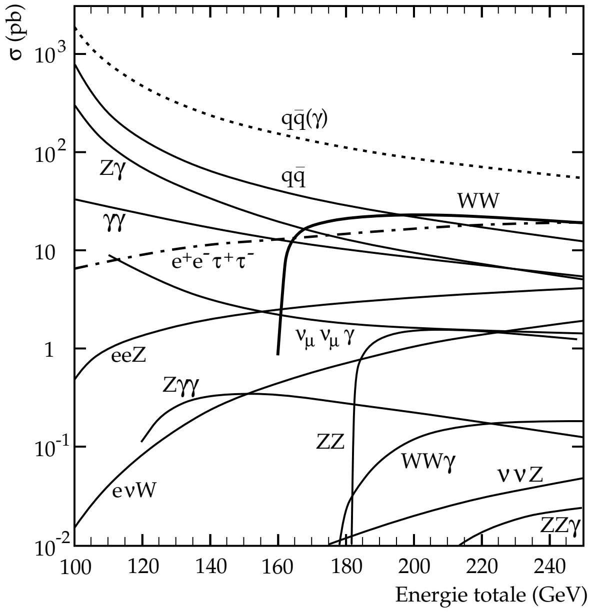


Figure 2.1: *Variations des sections efficaces des bruits de fond attendus à LEP2 en fonction de l'énergie [24]. Pour certains de ces processus des coupures au niveau du générateur ont été appliquées. Dans cette figure l'interaction à deux photons ne répresente pas la section efficace la plus élevée car il y une coupure* $|\cos\theta_{e\gamma}| < 0,9$ *qui réduit énormement la contribution des événements* $\gamma\gamma$ *émis à faible angle polaire.*

Le générateur utilisé pour le processus $\gamma\gamma \to$ hadrons dans la collaboration DELPHI est TWOGAM [25]. Afin de réduire la statistique des événements à simuler, les critères suivants sont introduits au niveau du générateur : une masse invariante photon-photon supérieure à 3 GeV/c^2 et un minimum d'énergie transverse (3 GeV et une trace chargée avec une impulsion transverse de plus de 1,2 GeV/c) ou un électron détecté avec une énergie d'au moins 4 % de l'énergie du faisceau. Avec ces critères de sélection la section efficace $\gamma\gamma \to$ hadrons est de l'ordre de 1000 pb.

2.3 Processus à deux fermions

L'état final à deux fermions est le résultat de l'annihilation $e^+e^- \to Z^0/\gamma$. Nous n'allons nous intéresser qu'aux seuls états finals en deux quarks ; en effet, les états finals en leptons ne constituent pas un fond pour les analyses présentées dans cette thèse. Les diagrammes de Feynman de production $e^+e^- \to Z^*\gamma^* \to q\bar{q}(\gamma)$ sont représentés dans la figure 2.4. La production de la paire de quarks est souvent accompagnée de l'émission d'un ou de plusieurs photons dans l'état initial. Sa section efficace est très atténuée lorsque $\sqrt{s}$ s'éloigne de la résonance du Z^0. Cela n'est plus vrai lorsque l'émission de photons a lieu dans l'état initial. Finalement la section efficace est l'une des plus importantes aux énergies de LEP2, variant d'environ 100 pb à 80 pb aux énergies étudiées dans cette thèse. Nous pouvons classer, de façon schématique, ces événements en fonction du nombre de photons émis : événements non radiatifs et radiatifs.

Les événements radiatifs seront :

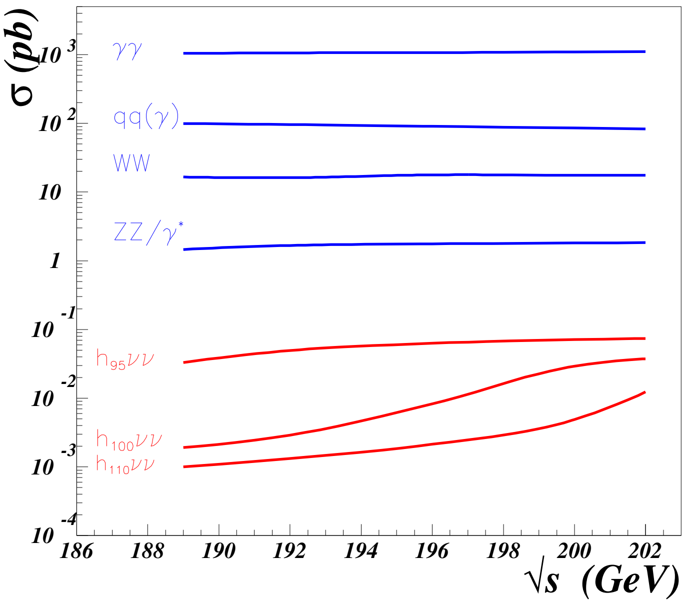


Figure 2.2: *Variations des sections efficaces en fonction de $\sqrt{s}$ pour les processus standards les plus importants pour les recherches effectuées dans cette thèse. Nous avons également indiqué la variation de la section efficace de production d'un boson de Higgs associé à une paire de neutrinos pour trois masses de boson de Higgs.*

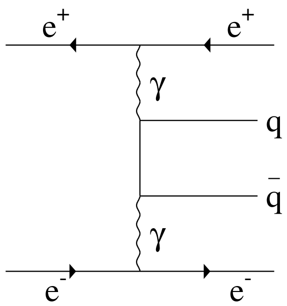


Figure 2.3: *Diagramme de Feynman de production $e^+e^- \to \gamma\gamma \to q\bar{q}$. Ce diagramme seul (QPM : "Quark parton model") ne décrit pas complètement les processus à deux photons qui demandent d'autres diagrammes (VDM : "Vector dominant mode", échange de bosons vecteurs et QCD). La plupart de la section efficace est non perturbative et donc ne peut pas se réduire au seul diagramme montré ici.*

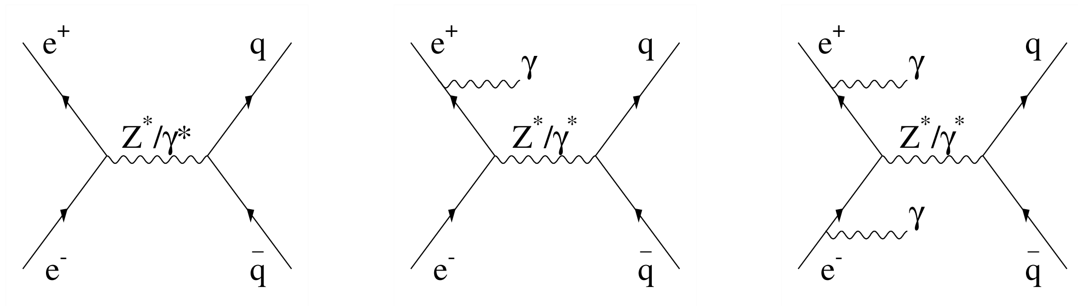


Figure 2.4: *Diagrammes de Feynman de production* $e^+e^- \to q\bar{q}$ *sans rayonnement de photon et avec rayonnement d'un ou de deux photons réels dans l'état initial* ($e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$)*.*

- ceux avec un seul photon émis dans l'état initial, processus appelés dans la suite ISR (Initial State Radiation) ;
- ceux avec deux photons dans l'état initial, appelés DISR (Double Initial State Radiation) ;

et les événements non radiatifs :

- ceux qui n'ont pas d'émission de photon dans l'état initial.

Par convention, nous considérons qu'un événement est radiatif lorsque l'énergie du photon dépasse 10 GeV. Aux énergies considérées, les événements ISR vont dominer (65 % de la section efficace totale), suivis des événements non radiatifs (21 %). Les événements DISR sont en minorité (14 %), cependant nous verrons qu'ils vont constituer un des fonds les plus difficiles à rejeter. Les sections efficaces sont indiquées dans le tableau 2.1 aux énergies étudiées dans cette thèse.

La figure 2.5 montre la distribution des impulsions des deux photons les plus énergétiques pour les événements générés à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Cette figure illustre clairement les différents types d'événements $q\bar{q}(\gamma)$. Nous constatons une accumulation d'événements dont les impulsions des deux photons sont nulles ou proches de zéro : ce sont les événements dits non radiatifs. Les accumulations[2] à :

$$|\overrightarrow{p_{\gamma 1,2}}| = \frac{s - m_{\mathrm{Z}}^2}{2\sqrt{s}} \tag{2.1}$$

correspondent aux événements ISR avec émission d'un photon dans le tube à vide. Nous constatons également une accumulation d'événements pour $|\overrightarrow{p_\gamma}| > (s - m_{\mathrm{Z}}^2)/2\sqrt{s}$ due à la distribution

[2]Cette énergie s'obtient à partir de l'équation de la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$(\sqrt{s} - E_{\gamma 1})^2 = (E_{\mathrm{Z}})^2,$$
$$\overrightarrow{p_{\gamma 1}} + \overrightarrow{p_{\mathrm{Z}}} = \overrightarrow{0},$$
$$|\overrightarrow{p_{\gamma 1}}| = |\overrightarrow{p_{\mathrm{Z}}}| \text{ et } E_{\gamma 1} = |\overrightarrow{p_{\gamma 1}}|.$$

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
$\sigma(q\bar{q})_{\text{totale}}$ (pb)	99,0	96,0	90,4	86,1	83,3

Tableau 2.1: *Section efficace de production $e^+e^- \to q\bar{q}$ en fonction de $\sqrt{s}$.*

de Breit-Wigner du boson Z. Les événements accumulés suivant les droites $\overrightarrow{p_{\gamma}1} = \overrightarrow{0}$ ou $\overrightarrow{p_{\gamma}2} = \overrightarrow{0}$ correspondent à des événements avec un photon $|\overrightarrow{p_{\gamma}}| < (s - m_{\mathrm{Z}}^2)/2\sqrt{s}$ et le boson Z^0 hors couche de masse. Dans les événements DISR nous pouvons distinguer deux classes :

- ceux avec émission de deux photons dans la même direction,
- ceux avec émission de deux photons dos à dos.

Dans la figure 2.5 ces deux classes d'événements se différencient clairement. Les événements avec les deux photons émis dans la même direction sont accumulés sur une droite. Dans le cas particulier des deux photons émis dans le tube à vide, la relation entre leurs impulsions est la suivante :

$$|\overrightarrow{p_{\gamma}1}| = -|\overrightarrow{p_{\gamma}2}| + \frac{s - m_{\mathrm{Z}}^2}{2\sqrt{s}}. \tag{2.2}$$

Lorsque les deux photons sont émis dos à dos, la relation entre leurs impulsions (toujours dans le cas particulier de deux photons émis dans le tube à vide) peut s'exprimer suivant la relation :

$$|\overrightarrow{p_{\gamma}1}| = \frac{s - 2|\overrightarrow{p_{\gamma}2}|\sqrt{s} + m_{\mathrm{Z}}^2}{4|\overrightarrow{p_{\gamma}2}|}. \tag{2.3}$$

Dans la figure 2.5 ces événements se retrouvent dans les bandes "hyperboliques" (avec impulsions de signes opposés).

Les événements ISR et DISR seront caractérisés par la présence d'énergie manquante et de deux jets hadroniques provenant des quarks ; ces deux caractéristiques les rendent donc très similaires aux événements de signal recherché. Néanmoins, comme nous le verrons dans la suite, les caractéristiques cinématiques de ces événements seront différentes de celles du signal. Dans la figure 2.5 nous montrons la distribution de l'angle, par rapport à l'axe du faisceau, des photons émis dans l'état initial. Nous pouvons remarquer que la majorité des photons sont émis à petit angle. Lorsque le photon énergétique est émis dans le détecteur, les événements seront aisément distingués des événements de signal, car dans la plupart des cas on arrivera à détecter et reconstruire le photon. De ce fait il apparaît d'une importance capitale d'avoir un détecteur hermétique. Les événements non radiatifs ne constituent pas un fond pour la recherche du boson de Higgs car ce sont des événements sans énergie manquante.

2.4 Processus à quatre fermions

2.4.1 Production en paires des bosons W : $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$

La production de paires de W devient possible à partir de $\sqrt{s} > 2\ m_{\mathrm{W}}$ (soit $\simeq$ 161 GeV). Ce processus fait l'objet d'une étude approfondie dans le cadre du programme LEP2 [28]. La section

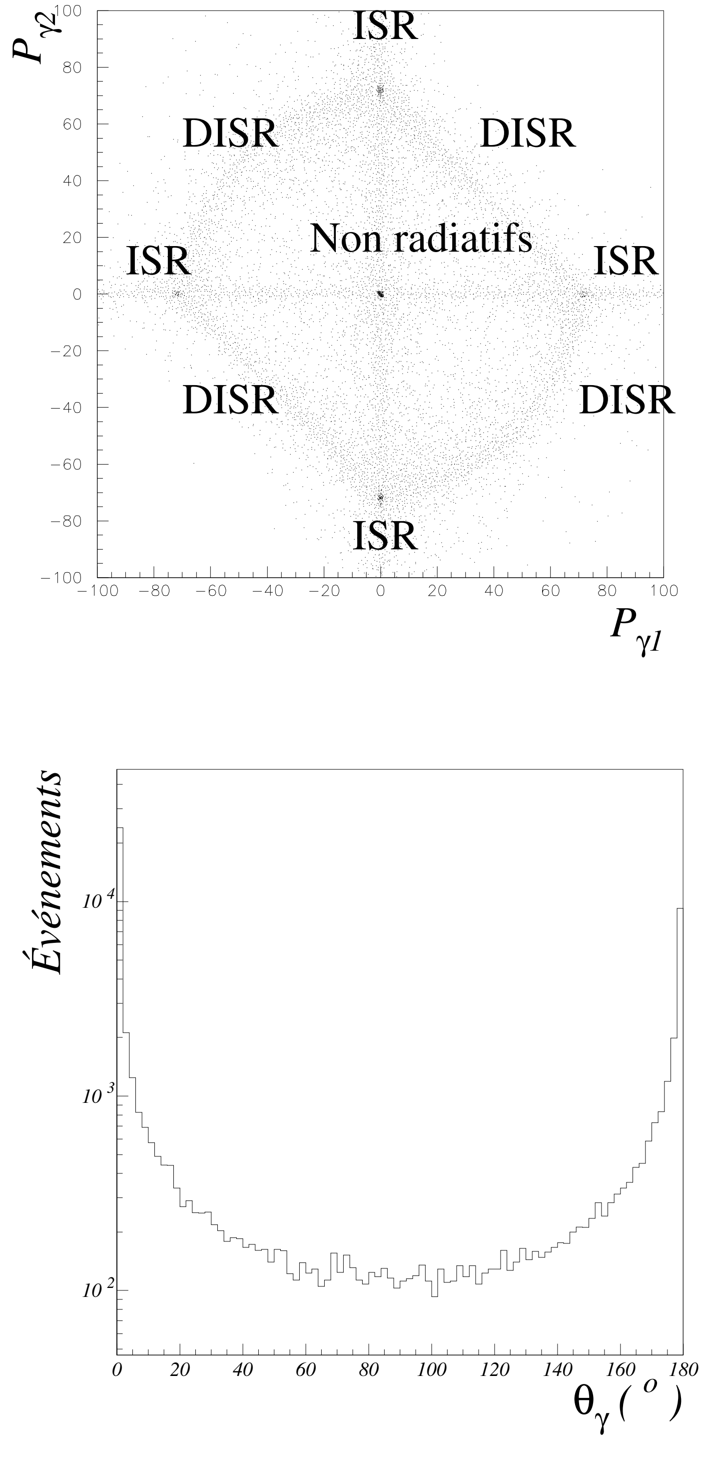


Figure 2.5: *En haut, distribution des impulsions axiales(p_z) des deux photons pour les événements $q\bar{q}(n\gamma)$ générés à $\sqrt{s} = 189$ GeV. En bas, distribution de l'angle polaire généré du photon le plus énergétique reconstruit dans l'événement .*

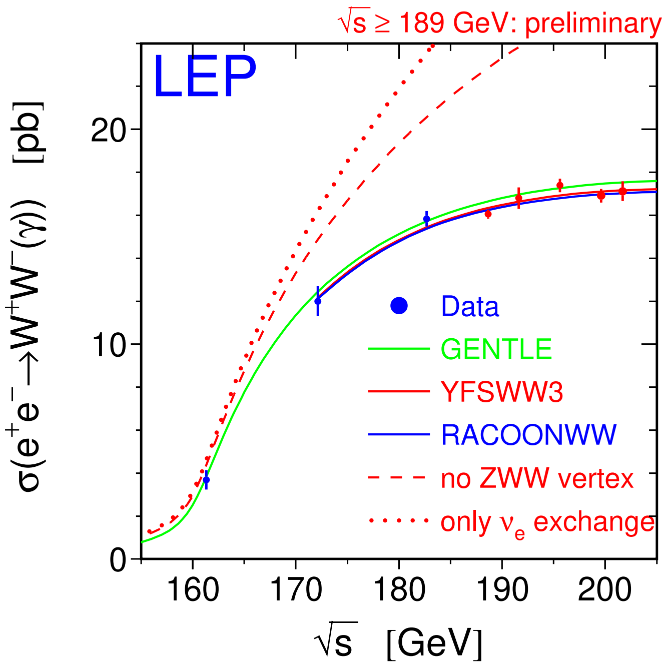


Figure 2.6: *Mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, mesurée par les quatre expériences LEP.*

efficace de production de paires de bosons W a été mesurée en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse, en accord avec la prédiction du modèle standard [29] (voir la figure 2.6). Les diagrammes de Feynman décrivant la production de paires de bosons W sont montrés dans la figure 2.7. La contribution du diagramme à trois bosons de jauge est négligeable au seuil de production. Dans cette région la contribution dominante provient de l'échange de neutrinos dans la voie t. Dans la figure 2.6 nous montrons les contributions séparées des deux processus de production d'une paire de bosons W. La dépendence de la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse constitue donc une observation expérimentale claire du couplage à trois bosons de jauge.

Un bruit de fond important pour les signaux que nous recherchons provient des désintégrations semi-leptoniques (représentant à peu près 40 % des états finals possibles) : $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q_1\bar{q}_2}l\bar{\nu}$. Les états finals dans lesquels le lepton est un τ sont les états qui ressembleront le plus aux signaux recherchés. En effet, il y aura une grande quantité d'énergie manquante emportée à la fois par le neutrino qui accompagne le τ, et par le(s) neutrino(s) venant de la désintégration du τ. La production de paires de boson W ne constituera pas un fond difficile dans la recherche des états finals contenant des quarks beaux, dans la mesure où les désintégrations dominantes des W sont $\mathrm{W^+} \rightarrow \mathrm{u\bar{d}}$ et $\mathrm{W^+} \rightarrow \mathrm{c\bar{s}}$.

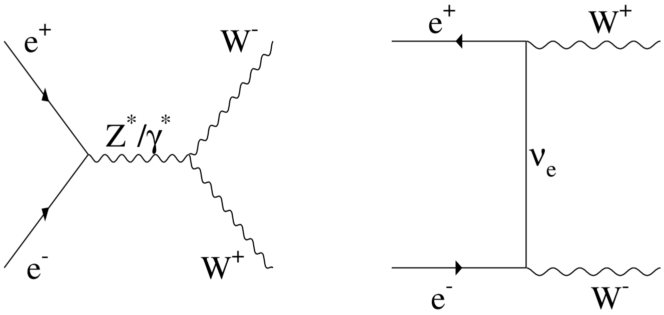


Figure 2.7: *Diagrammes de Feynman de production $e^+e^- \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$. À gauche, le diagramme de production avec le couplage à trois bosons de jauge, et à droite le diagramme décrivant l'échange de neutrinos dans la voie t.*

2.4.2 Production d'un seul boson Z ou W : $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{We}\nu$, $\mathrm{Z}\nu\nu$, Zee.

La section efficace de production d'un seul Z ou d'un seul W est dominée par les processus "single-resonant" de bremsstrahlung et de fusion.

- $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{We}\nu$
  La section efficace de production d'un seul W sur sa couche de masse est dominée par l'échange d'un photon dans la voie t (processus de fusion, figure 2.8 (a)). Les diagrammes de production de ce processus sont montrés dans la figure 2.8. L'état final est donc constitué par un W sur sa couche de masse, un électron et un neutrino. L'électron est, dans la plupart des cas, perdu dans le tube à vide et le neutrino emporte, en moyenne, la moitié de l'énergie disponible. Les événements issus de ces processus auront une topologie similaire à celle du signal recherché : deux jets hadroniques plus de l'énergie manquante, lorsque le W se désintègre de façon hadronique. Ces événements constituent un fond non négligeable pour les analyses présentées dans cette thèse, en particulier pour les recherches où l'on s'intéresse à toutes les saveurs de quarks et où l'on ne profite pas de l'étiquetage de quarks b.

- $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Zee}$
  L'état final de ce processus consiste en un boson Z sur sa couche de masse, un électron et un positron. Le diagramme de Feynman associé à ce processus est représenté dans la figure 2.9 (a). Souvent un des électrons est émis à petit angle et n'est pas détecté ; l'impulsion manquante sera dirigée dans ce cas en direction du tube à vide. L'autre électron peut être émis dans l'acceptance du détecteur et pourra donc être identifié. Ces événements seront facilement reconnus et rejetés.

- $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z}\nu_e\bar{\nu}_e$
  Les diagrammes de Feynman de ce processus sont illustrés dans la figure 2.9 (b) et (c). Cet état final avec un boson Z sur couche de masse et deux neutrinos est un fond difficile à réduire lorsque $m_{\mathrm{H}} \simeq m_{\mathrm{Z}}$. Cependant l'énergie manquante n'est pas contrainte à la masse du boson $\mathrm{Z^0}$. Dans tous les cas, ce processus n'est pas gênant du fait de sa faible section efficace ($< 0,05$ pb).

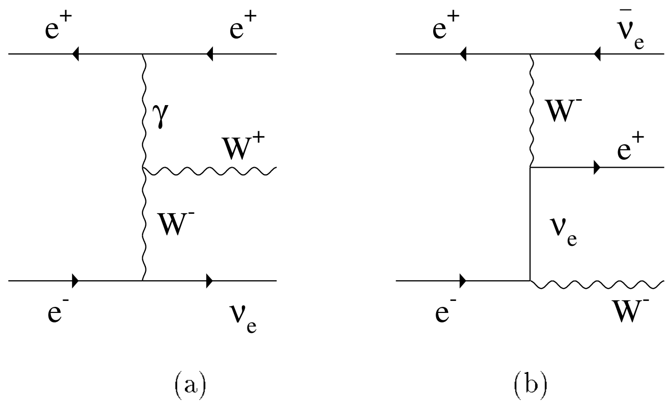


Figure 2.8: *Diagrammes de Feynman de production* $e^+e^- \to \mathrm{We}\nu$*, par le processus de fusion (a) et (b) et de bremsstrahlung (c).*

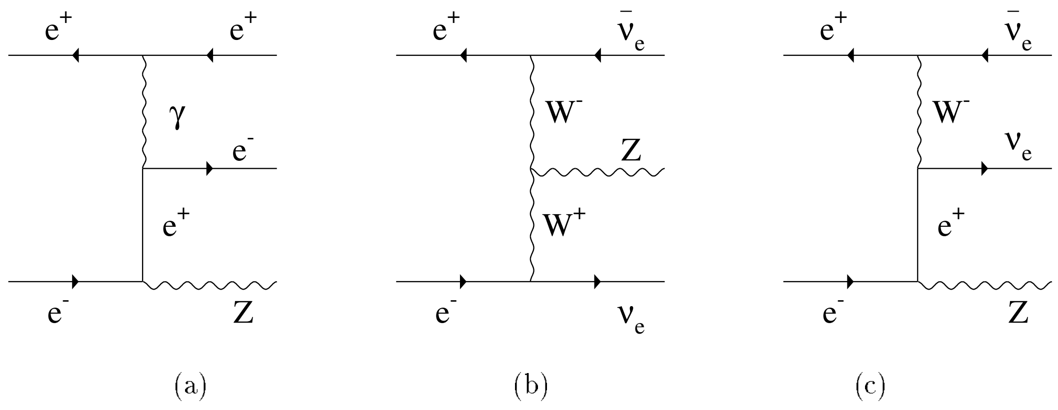


Figure 2.9: *Diagrammes de Feynman de production (a):* $e^+e^- \to Zee$*, et (b) et (c): des processus* $e^+e^- \to Z\nu\nu$*.*

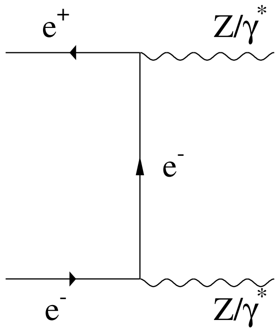


Figure 2.10: *Diagramme de Feynman, dit de conversion, de production $e^+e^- \to Z\gamma^* Z\gamma^*$. On appelera ce diagramme NC02, pour "Neutral Current 2", où le 2 indique qu'il existe deux diagrammes possibles en interchangeant le rôle des deux bosons Z^0.*

2.4.3 Production en paires des bosons Z^0 : $e^+e^- \to Z^0\ Z^0$

Le diagramme de Feynman, dit de conversion, responsable de la production d'une paire de bosons Z^0 [3] est montré dans la figure 2.10. Le processus de la production des bosons Z^0 sur leur couche masse est devenu possible à partir de $\sqrt{s} > 2\ m_Z$. De $\sqrt{s} = 189$ GeV, la première énergie incluse dans cette thèse, jusqu'à $\sqrt{s} = 202$ GeV, la dernière énergie disponible, la section efficace augmente d'environ 20 % (de 1,46 à 1,83 pb).

On différenciera les bosons produits sur leur couche de masse (Z) des bosons virtuels (Z^*/γ^*). Nous adopterons la convention d'appeler processus "ZZ" les événements pour lesquels deux bosons sont produits avec une masse dans l'intervalle $[m_Z - 10,\ m_Z + 10\ \mathrm{GeV}/c^2]$. Les événements "$\gamma^*$" seront ceux où l'un des deux bosons a été produit à une masse inférieure à $m_Z - \Gamma_Z$. L'importance d'un processus par rapport à l'autre dépend de $\sqrt{s}$ et de l'état final. Dans l'état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, la contribution $Z\gamma^*$ diminue en fonction de l'énergie[4].

La figure 2.11 montre la distribution de la masse de l'un des bosons en fonction de la masse de l'autre. On distingue clairement la composante "ZZ" de la composante "$Z\gamma^*$". De même, cette séparation peut être vue dans la distribution de $m_{\mathrm{vis}}/E_{\mathrm{vis}}$. Pour les événements $Z\gamma^*$, on s'attend à ce que la valeur de la masse soit faible par rapport à l'énergie. En revanche, les événements "ZZ" vont être émis presque au repos (cela dépend de $\sqrt{s}$, mais aux énergies considérées cette hypothèse reste vraie) et donc cette quantité sera proche de l'unité. Ceci est montré dans la figure 2.11, où l'on voit la variation continue lorsque l'on passe d'un processus à l'autre.

Dans la recherche du boson de Higgs, lorsque $m_H \simeq m_Z$, les états finals du processus "ZZ" constituent un fond irréductible. Dans cette thèse nous avons également effectué la mesure de la section efficace $e^+e^- \to Z^0Z^0 \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

[3] Dans la suite nous nommerons NC02 les deux diagrammes que l'on peut déduire de celui de la figure 2.10.

[4] À $\sqrt{s} = 189$ GeV , 65 % des événements générés $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ sont "ZZ" et 35 % "$Z\gamma^*$", tandis qu'à $\sqrt{s} = 202$ GeV on a 76 % de ZZ et 24 % de $Z\gamma^*$.

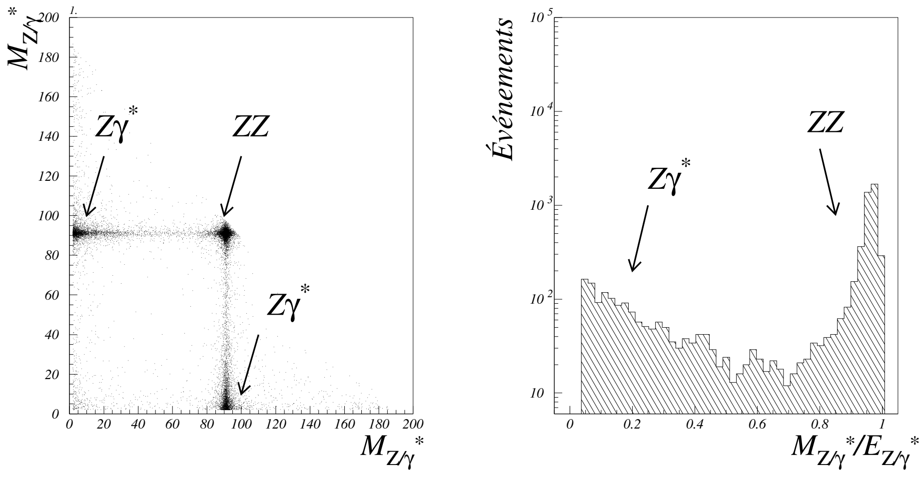


Figure 2.11: *À gauche : distribution de la masse d'un des bosons en fonction de la masse de l'autre boson pour le processus* $e^+e^- \to \mathrm{Z}(\gamma^*)\mathrm{Z}(\gamma^*)$. *À droite : distribution du rapport entre la masse et l'énergie du boson qui se désintégre de façon hadronique. Dans les deux cas on distingue les composantes "ZZ" et "Zγ^*". Dans ces deux figures ne sont sélectionnés que les états finals* $e^+e^- \to \mathrm{Z}(\gamma^*)\mathrm{Z}(\gamma^*) \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. *La simulation des ces événements a été faite avec* $m_{\mathrm{Z}\gamma^*/\gamma^*} > 2$ GeV/c^2 *pour éviter les désintégrations du* γ^* *qui font intervenir le domaine de résonances vecteurs (par exemple* ρ, ω, ϕ*).*

2.5 Détails sur les générateurs d'événements utilisés

Nous donnons dans le tableau 2.2 les sections efficaces issues des générateurs utilisés pour les différents processus physiques standard à deux et à quatre fermions. Les événements $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ont été générés en utilisant Pythia. À partir de $\sqrt{s} = 192$ GeV (année 1999), l'ensemble des processus à quatre fermions a été généré uniquement avec le générateur EXCALIBUR. Ce générateur permet de prendre en compte les interférences entre les différents processus à quatre fermions. Pour les événements $\mathrm{q\bar{q}e}\nu$, le générateur GRACE (GRC4F) a été utilisé pour prendre en compte les événements émis à $\cos\theta < 0,9999$.
Pour les analyses faites dans cette thèse à $\sqrt{s} = 189$ GeV, nous avons utilisé les échantillons PYTHIA et EXCALIBUR pour l'ensemble des processus à quatre fermions. Nous n'avons pas observé de différences significatives. Pour les analyses à $\sqrt{s} = 196$, 200 et 202 GeV, nous avons utilisé uniquement les échantillons EXCALIBUR.

		Énergie dans le centre de masse (GeV)					
Processus	Génerateurs	189	192	196	200	202	Commentaires
$q\bar{q}\gamma$	Pythia 6.1	–	–	90,4	86,1	83,3	
$q\bar{q}\gamma$	Pythia 5.7	99,0	96,04	90,38	85,6	–	
WW	Pythia	16,51	18,13	18,48	18,72	18,79	
Weν	Pythia	0,55	–	0,39	0,42	–	
ZZ	Pythia	1,46	1,67	1,76	1,81	1,83	$m_{\mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}} > 2$ GeV/c^2
Zee	Pythia	8,2	33,2	29,8	–	–	$m_{\mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}} > 12$ GeV/c^2
WW	Excalibur	17,73	18,13	18,48	18,72	18,79	
$q\bar{q}e\nu$	GRC4F	0,349	–	0,39	0,42	–	$\cos\theta_e > 0,99999$
$q\bar{q}\nu\nu$	Excalibur	0,263	–	0,3282	0,3509	0,3587	
$q\bar{q}e^+e^-$	Excalibur	0,468	0,4247	0,4184	0,4076	0,4076	
$q\bar{q}\mu^+\mu^-$	Excalibur	0,263	0,2614	0,2578	0,2530	0,2504	
$q\bar{q}\tau^+\tau^-$	Excalibur	0,1058	0,1095	0,1125	0,1140	0,1142	

Tableau 2.2: *Section efficace (en pb) pour des processus à deux et quatre fermions en fonction de $\sqrt{s}$.*

Chapitre 3

Le détecteur DELPHI et la reconstruction des événements

3.1 Le LEP et son fonctionnement : le programme LEP2

Les analyses présentées dans cette thèse utilisent les données enregistrées par l'expérience DELPHI pendant les dernières années (1998–2000) de la seconde phase de fonctionnement (1995–2000) du LEP (Large Electron Collider).
Le LEP est un collisionneur électrons-positrons de 27 Km de circonférence situé auprès du CERN. Les faisceaux d'électrons et positrons circulent en sens inverse et entrent en collision en quatre points où sont installées les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.
Entre 1989 et 1995 le LEP a fonctionné à une énergie dans le centre de masse voisine de la masse du Z^0. Cette première phase a été consacrée aux mesures de précision des paramètres du Modèle Standard. Depuis 1995, phase LEP2, l'énergie a été progressivement augmentée d'année en année et atteindra l'énergie maximale pendant l'été 2000. En 1996 le seuil de production des paires de bosons W a été dépassé et l'année suivante celui de la production des paires de bosons Z. En 1999 une énergie disponible dans le centre de masse de 201,7 GeV (voir le tableau 3.1) a été atteinte, et en 2000 on espère atteindre 208 GeV. Le but dans cette deuxième phase est la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules ainsi que la poursuite des mesures de précision dans le secteur des bosons W. Pour la recherche du boson de Higgs (production hZ), il est capital d'atteindre l'énergie la plus élevée possible tout en ayant une luminosité suffisante.

Le tableau 3.1 donne un résumé des énergies auxquelles le LEP a fonctionné pendant 1998 et 1999 ainsi que la luminosité intégrée enregistrée par DELPHI.

Année	1996		1997	1998	1999			
$\sqrt{s}$ (GeV)	161	172	183	188,7	191,6	196	200	201,7
L (pb^{-1})	10,0	10,0	54,0	158,0	25,9	76,9	84,3	41,1

Tableau 3.1: *Luminosités intégrées aux différentes énergies disponibles dans le centre de masse délivrées pendant les prises de données de 1996 à 1999. Nous noterons dans la suite 189, 192 et 202* GeV *au lieu de 188,7, 191,6 et 201,6* GeV *respectivement.*

3.2 Le détecteur DELPHI : quelques généralités

Le détecteur DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) a été conçu pour mesurer les produits des collisions e^+e^-. Il est formé d'une partie centrale couvrant 70 % de l'angle solide, le tonneau, et des deux bouchons complétant la couverture angulaire. Une vue schématique du détecteur est montrée en figure 3.1. Un solénoïde supraconducteur produit un champ magnétique d'une intensité de 1,2 T dirigé suivant l'axe des faisceaux.

Dans DELPHI on utilise trois systèmes de coordonnées pour repérer un point dans l'espace : coordonnées cartesiennes (x, y, z), coordonnées polaires (r, θ, ϕ) et coordonnées cylindriques (R, θ, z). L'axe z est donné par la direction du faisceau orientée dans le sens du faisceau de positons.

Pour les analyses de cette thèse, où l'on recherche deux jets hadroniques en présence d'un forte quantité d'énergie manquante, il est très important d'avoir une bonne mesure de l'impulsion et de l'énergie des traces chargées et neutres. Dans les paragraphes qui suivent nous présenterons de manière succincte les détecteurs les plus importants qui interviennent dans la reconstruction de traces chargées et les calorimètres qui vont servir à mesurer l'énergie des particules neutres. Aux détecteurs d'herméticité nous consacrerons le Chapitre 4. Une description complète du détecteur DELPHI peut être trouvée en [31].

3.2.1 Les détecteurs de traces chargées

Les détecteurs de traces chargées sont les plus proches du point d'interaction. Ils sont conçus pour mesurer la position et l'impulsion des traces chargées. La perte d'énergie des particules chargées dans ces détecteurs est également utilisée pour identifier le type de particule (dE/dX). Le détecteur le plus proche du point d'interaction est le détecteur de vertex (VD). Il est constitué de trois couches de silicium situées à des rayons moyens respectifs de 6,6, 9 et 11 cm du point d'interaction. L'acceptance angulaire des trois couches est de 24°, 21,5°et 25° respectivement. Les deux couches les plus éloignées du point d'interaction sont constituées de deux couches de pistes perpendiculaires de silicium croisées qui permettent, en plus de la mesure de la position des traces en $R\phi$, une mesure en z. Ce détecteur permet d'avoir une résolution en $r\phi$ de 6–9 μm selon l'angle d'incidence et une résolution maximale de 9 μm [32] en z lorsque la trace est orthogonale au détecteur. Grâce à sa grande résolution spatiale ce détecteur sera particulièrement indiqué pour la reconstruction du vertex primaire et des paramètres d'impact[1] des traces chargées issues de la désintégration des mésons beaux, qui seront utilisés pour l'étiquetage des quarks beaux. Nous exposerons cette utilisation au paragraphe 3.4.2 à la fin du Chapitre.

Le détecteur interne (ID) est situé radialement entre $r = 12$ et 28 cm. C'est une chambre à dérive constituée de secteurs qui peuvent donner jusqu'à 24 points de mesure en $r\phi$, suivie d'une chambre à pailles qui permet de mesurer 5 points également en $R\phi$. Ce détecteur est également utilisé dans le déclenchement de l'acquisition.

La chambre à projection temporelle (TPC) est le détecteur de traces principal de DELPHI. La TPC est une grande chambre à dérive située à un rayon compris entre 29 et 122 cm. Elle

[1] Le paramètre d'impact d'une trace représente la distance d'approche d'une trace au vertex primaire de l'événement.

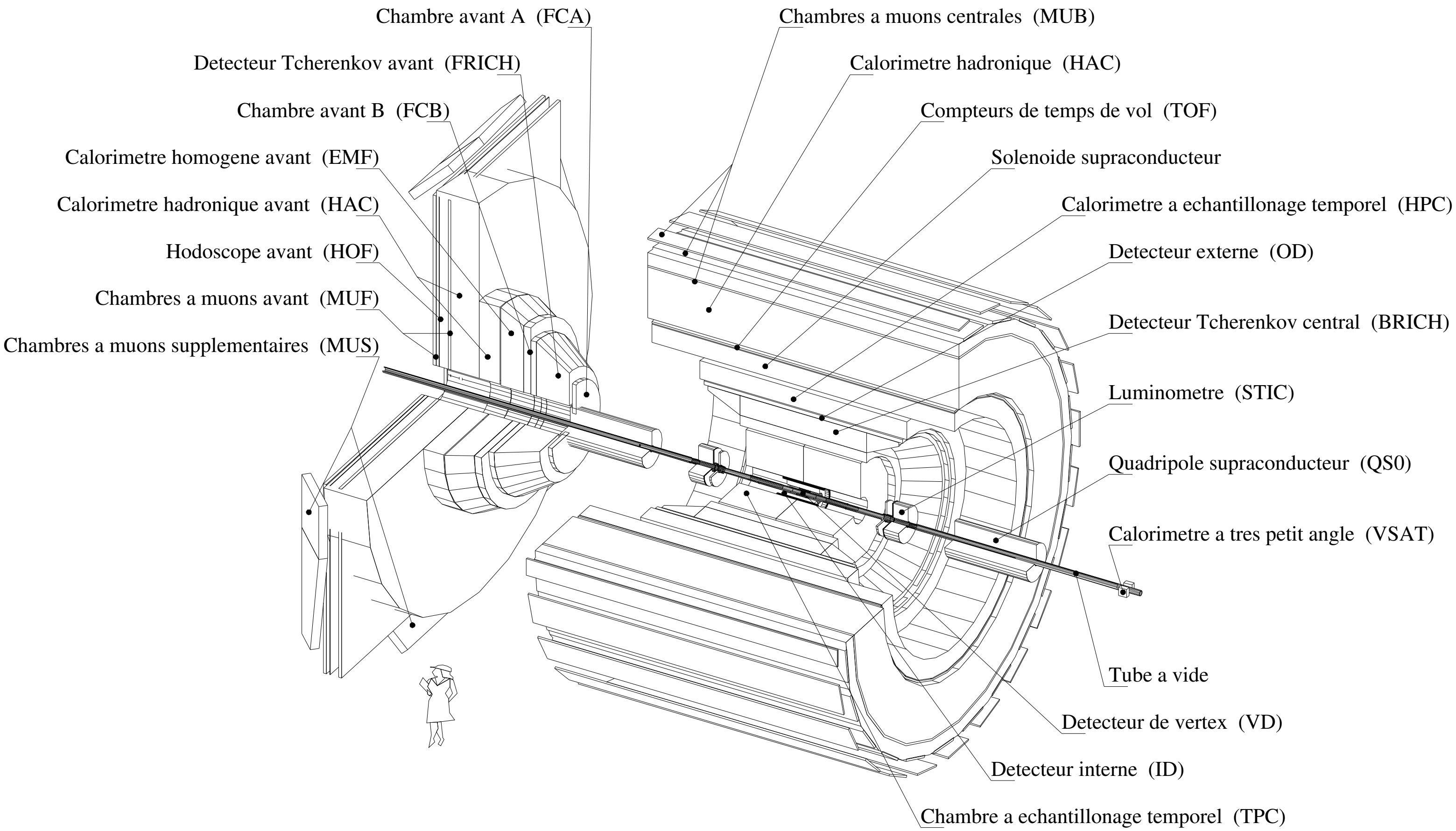


Figure 3.1: *Vue schématique du détecteur DELPHI.*

consiste en un cylindre rempli d'un mélange de 80 % de méthane et de 20 % d'argon. Lorsque les particules chargées traversent le gaz, des électrons sont arrachés aux molécules ou aux atomes de gaz et vont dériver vers les extrémités des cylindres où le signal électrique va être amplifié par effet d'avalanche. Dans les extrémités du cylindre on trouve des chambres multifils réparties en 6 secteurs. Chaque secteur est constitué de 192 fils sensibles et de 16 rangées de pavés de cathodes permettant de mesurer jusqu'à 16 points par trace.
La position en z est mesurée à partir de la vitesse de dérive qui est déterminée pendant la prise de données grâce à des lasers. La résolution en z est de 800 μm et celle en $r\phi$ est de 250 μm [31].

Le détecteur externe (OD) est constitué de cinq couches de tubes à dérive, situés à des rayons variant de 197 à 206 cm. Son acceptance angulaire correspond aux angles θ situés dans l'intervalle $42° \leq \theta \leq 138°$. La résolution angulaire vaut 100 μm en $R\phi$ et 4,4 cm en z [31].

Dans les bouchons les détecteurs à traces chargées sont constitués de deux ensembles de chambres à dérive (FCA et FCB) situées à $z = \pm 160$ et ± 275 cm respectivement. Le FCA couvre des angles polaires variant sur les intervalles $11 \leq \theta \leq 32°$ et $148 \leq \theta \leq 169°$. La résolution sur les éléments de traces est de $\sigma_x = 290\,\mu$m et $\sigma_y = 240\,\mu$m. Le FCB couvre des angles polaires de $11 \leq \theta \leq 36°$ et de $144 \leq \theta \leq 169°$. La résolution sur les éléments de traces est de $\sigma_{x,y} = 150\,\mu$m [31].

3.2.2 Les calorimètres

DELPHI compte trois calorimètres électromagnétiques : la HPC (High density Projection Chamber) qui couvre la région centrale, le FEMC (Forward ElectroMagnetic Calorimeter) dans les parties à l'avant et le STIC (Small angle TIle Calorimeter) à très bas angle. Ces calorimètres vont servir à mesurer l'énergie des photons. L'énergie des hadrons neutres sera reconstruite dans le HCAL (Hdron CALorimeter).

La HPC est composée de 144 modules regroupés dans 6 anneaux situés à une distance radiale comprise entre 2,08 et 2,60 m du point d'interaction. Chaque module est une mini TPC comprenant dans le volume de dérive des couches de plomb (matériau dense) pour assurer le développement des gerbes électomagnétiques. La granularité est de 4 mm en z et de 1° en ϕ. L'épaisseur totale de chaque module est de $18X_0$. La résolution en énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,043 \oplus \frac{0,32}{\sqrt{E}} \quad (E \quad \text{en} \quad \text{GeV}). \tag{3.1}$$

Le FEMC est composé de deux parties en verre au plomb situées à θ compris entre 8°et 35°et entre 145 et 172°. La lumière Cherenkov produite par les électrons de la gerbe est lue par des photomultiplicateurs. La résolution en énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,03 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,11}{E} \quad (E \quad \text{en} \quad \text{GeV}). \tag{3.2}$$

Entre la HPC et le FEMC il existe une région angulaire d'environ 5°en θ qui n'est pas couverte par un calorimètre. Ces régions correspondent à la jonction entre les bouchons et le tonneau. En 1994 des compteurs ont été installés dans ces régions pour détecter la présence des photons énergétiques. Nous décrirons ces détecteurs en détail dans le Chapitre 4.

Le STIC est un calorimètre permettant de couvrir les régions angulaires entre 8° et 1,66°. Il est utilisé pour mesurer la luminosité et pour la physique photon-photon. L'épaisseur totale du STIC est d'environ 27 X_0. La résolution sur l'énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,0152 \oplus \frac{0,135}{\sqrt{E}} \quad (E \quad \text{en} \quad \text{GeV}). \tag{3.3}$$

Le HAC est installé dans le retour de fer de l'aimant et a une grande acceptance ($11° < \theta < 169°$). Le fer est le matériau utilisé à cause de sa courte longueur d'interaction nucléaire qui permet un bon confinement de la gerbe hadronique. La résolution en énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,21 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \quad (E \quad \text{en} \quad \text{GeV}). \tag{3.4}$$

3.3 Reconstruction d'événements (chaîne d'analyse)

DELANA [33] est le programme officiel de DELPHI qui traite les données brutes d'un événement. Il lit sur une base de données des informations de calibration afin de pouvoir corriger les informations brutes, ainsi que les conditions de la prise de données. Chaque sous-détecteur effectue ensuite une reconstruction locale d'éléments de traces (TE). Ces TE peuvent être soit des points dans le VD, soit des amas d'énergie pour les calorimètres, soit des segments de traces reconstruits dans la TPC ou dans les chambres situées dans les bouchons. L'étape suivante est une reconstruction globale afin d'associer les différents TE en essayant différentes combinaisons possibles. Les "traces neutres" seront les dépôts d'énergie électromagnétique ou hadronique non associés à un TE.

Dans l'analyse, nous utiliserons les informations de la banque de données créées par DSTANA [34] qui fournit l'identification des particules, corrige les effets de distorsion et détermine l'ensemble des paramètres des traces chargées et neutres.

Les événements de simulation sont générés par le programme DELSIM [35]. Ce programme simule le déplacement de la particule et son interaction avec le détecteur. Il produit des données dans le même format que les données brutes. Ces données seront ensuite traitées par le programme DELANA, comme dans le cas des données réelles. Pour obtenir un bon accord sur la précision des paramètres des traces et sur l'efficacité de reconstruction pour les données réelles et simulées, on applique des tables d'efficacité au niveau de la simulation pour chaque sous-détecteur.

3.4 Quelques outils d'analyse

3.4.1 Les algorithmes de reconstruction des jets de particules

Tous les signaux que nous cherchons sont caractérisés par des états finals à deux quarks plus de l'énergie manquante. Les quarks s'hadronisent en formant des jets de particules. Il est très important de bien reconstruire les jets car nous sommes intéressés à remonter aux propriétés (telles que la masse) de la particule initiale dont les jets sont issus, à partir des caractéristiques des jets. Plusieurs algorithmes sont couramment utilisés pour construire les jets de particules. Il faut essayer de trouver un critère pour décider si une particule appartient ou non à un jet.

Ce critère est relié à une sorte de "distance" entre deux particules permettant de les associer au même jet. Il va falloir ensuite déterminer les caractéristiques cinématiques des jets (énergie et impulsion) ainsi que fixer par quel type de particule les regroupements doivent commencer.
Dans la suite nous allons décrire de façon succincte l'algorithme de JADE, dont dérivent la plupart des autres algorithmes. Nous commenterons aussi la spécificité de DURHAM, l'algorithme utilisé dans ce travail de thèse.

Les différents algorithmes

JADE est le premier algorithme à avoir été proposé [36]. L'algorithme de JADE calcule, pour toutes les paires de particules i et j, la "distance" suivante :

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}, \tag{3.5}$$

où le numérateur correspond au carré de la masse invariante pour des particules dans l'hypothèse qu'elles soient de masse nulle et E_{vis} correspond à l'énergie visible de l'événement. L'algorithme recherche la paire de particules pour laquelle y_{ij} est minimale, et forme avec ces particules une pseudoparticule ou "début de jet", qui aura comme impulsion la somme des quadri-vecteurs de ces particules $(p_i + p_j)$. Les deux particules sont remplacées par la pseudoparticule et la procédure est répétée jusqu'à trouver un y_{ij} supérieur à une valeur y_{cut} fixée. Les pseudoparticules résultantes sont les jets.
Nous pouvons aussi fixer comme critère supplémentaire d'avoir toujours le même nombre de jets finals.
L'algorithme de DURHAM [37] propose une autre définition pour le paramètre "distance" :

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}. \tag{3.6}$$

Ici la notion de masse invariante est remplacée par l'impulsion transverse de la particule ayant la plus faible impulsion par rapport à l'autre membre de la paire que l'on vient de former. Nous pouvons remarquer que dans ce cas nous associons les particules les plus proches en angle et non selon le critère de la masse invariante (3.5). Ce type de définition de clusterisation se rapproche de la façon dont l'hadronisation est faite dans le cadre des cordes de LUND (cela correspond aussi au rayonnement des gluons dans QCD).
L'algorithme que nous allons utiliser est DURHAM. Le choix de l'algorithme est fait sur la base des accords entre plusieurs distributions obtenues en utilisant les données réelles et celles simulées. Ces distributions concernent les paramètres cinématiques des jets ainsi que le nombre de jets reconstruits par événement. L'algorithme DURHAM sort "vainqueur" de ces comparaisons. Il existe d'autre part des arguments théoriques qui tendent également à le favoriser [38].

Nous allons utiliser la version LUCLUS [39] de DURHAM. Le point fort de LUCLUS est la façon optimale dont sont combinés les jets. Cette méthode essaie de minimiser le temps d'exécution de l'algorithme en cherchant la particule la plus rapide. On associe l'ensemble des particules situées à une distance plus petite qu'une valeur fixée, puis on passe à la deuxième particule la plus rapide qui n'est pas encore associée. L'exercice continue jusqu'à avoir considéré toutes les particules. De plus, pendant l'association de particules à un jet donné, l'algorithme regarde s'il n'y aurait pas d'autres associations possibles pour les particules qui font déjà partie du jet considéré : le choix des particules de départ peut être modifié en cours de regroupement.

Dans notre analyse nous utiliserons l'algorithme de jets de deux façons différentes :

- Nous réglons événement par événement le paramètre y_{cut} pour obtenir toujours une topologie des événements à deux jets. C'est la signature naturelle des signaux recherchés dans cette thèse. La plupart des variables utilisées dans les analyses seront calculées à partir de cette configuration. Nous appellerons dans la suite cette procédure : clusterisation à deux jets.

- La valeur de y_{cut} est fixée à 0,005. Le choix de cette valeur permet d'avoir un assez bon accord sur le taux de jets de particules entre les données réelles et simulées. Nous nommerons cette procédure clusterisation libre.

3.4.2 L'algorithme d'étiquetage des quarks beaux

L'étiquetage des quarks beaux joue un rôle fondamental dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard à LEP2, car 86 % des désintégrations du bosons de Higgs sont en quarks b. L'hadronisation des quarks b est bien différente de l'hadronisation des autres quarks : la durée de vie des produits de désintégration des quarks b est particulièrement longue ($\sim$1,6 ps). Ils peuvent alors "voler" sur des longues distances ($\sim$ 2 mm) et être donc caractérisés par des valeurs grandes du paramètre d'impact par rapport au vertex primaire de l'événement.
L'algorithme de DELPHI, qui combine différentes informations pour identifier de façon optimale les produits de désintégration des quarks b, est décrit en [40, 41, 42]. Dans la suite nous nous contenterons d'une description succincte.

Les paramètres d'impact et la reconstruction du vertex primaire

Le détecteur de vertex fournit une information à deux ou trois dimensions de la position des particules chargées qui traversent les trois couches de silicium. L'espace est divisé en deux hémisphères par le plan orthogonal à l'axe du jet de quark b et passant par le vertex primaire qui est le point d'intersection de l'ensemble de traces d'un événement obtenu par une procédure d'ajustement de χ^2. On définira le signe du paramètre d'impact comme positif si le vecteur qui relie le vertex primaire au point de cette trace le plus proche appartient au même hémisphère que le jet. Cela conduit à obtenir des paramètres d'impact positifs pour les produits de désintégrations des quarks b. Les paramètres d'impact dus à une mauvaise reconstruction des traces seront positifs ou négatifs. Il va falloir alors déterminer si les grands paramètres d'impacts proviennent d'une mauvaise reconstruction ou sont dus aux désintégrations des quarks b. On définit une variable, la "significance", S_0, qui est le rapport entre le paramètre d'impact et son erreur. On construit également la probabilité $P(S_0)$ pour qu'une trace issue du vertex primaire donne un paramètre d'impact avec une significance supérieure à S_0 :

$$P(S_0) = \int_{S>S_0} f(S)\, dS,$$

où $f(S)$ est la distribution normalisée des significances des traces à paramètre d'impact négatif. On peut généraliser cette probabilité à un groupe de N particules avec des significances S_i de la façon suivante :

$$P_N = \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j} \quad \text{avec} \quad \prod = \prod_{i=1}^{N} P(S_i).$$

Cette probabilité sera uniforme pour les groupes de traces provenant du vertex primaire et sera piquée aux faibles valeurs pour les traces provenant de vertex secondaires. Cette variable est assez discriminante[2]. Néanmoins certains événements issus de la désintégration des quarks c peuvent également avoir des faibles valeurs de la variable S. Les variables que l'on va décrire dans le paragraphe suivant aideront pour la discrimination entre les événements issus de la production et de la désintégration des quarks b et c.

Construction d'une variable globale

Les variables que l'on va utiliser pour construire une variable globale sont :

- La masse du vertex secondaire, M_s. La distribution de cette variable sera limitée par la masse des mésons charmés ou beaux. La figure 3.3 (b) montre que la distribution de cette variable s'étale jusqu'à 5 GeV/c^2 pour les événements contenant des quarks b tandis que pour les événements contenant des quarks c la distribution est limitée à 2 GeV/c^2 environ.
- La rapidité des traces issues du vertex secondaire par rapport à l'axe du jet, R_s^{tr}. Cette variable prendra des valeurs plus faibles pour les événements contenant un quark b que pour ceux contenant un quark c. Cela est dû à la masse plus élévée des mésons B ainsi qu'à la multiplicité plus importante des particules chargées produites lors de la désintégration des mésons B (voir figure 3.3 (c)).
- La fraction d'énergie chargée du jet emportée par les particules issues du vertex secondaire, X_s^{ch}. Les distributions sont montrées en figure 3.3 (d).

Ces variables ainsi que $\mathrm{P_j^+}$, qui est la probabilité que toutes les particules ayant un paramètre d'impact positif appartenant au jet proviennent du vertex primaire, sont combinées[3] en une seule variable par la méthode du rapport des vraisemblances. Pour chaque variable on construit le rapport des fonctions de densité de probabilité pour les quarks b (f^S, S pour signal) et pour les quarks légers (f^B, B pour background) :

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_i)}{f^S(x_i)}. \tag{3.7}$$

On construit ensuite une variable comme étant le produit des variables individuelles y_i, de la façon suivante :

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_1, ..., x_n)}{f^S(x_1, ..., x_n)} = \frac{f^B(x_1) \times ... \times f^B(x_n)}{f^S(x_1) \times ... \times f^S(x_n)} = \prod_{i=1}^{n} y_i \tag{3.8}$$

[2]Il est crucial d'avoir un bon accord entre la resolution des paramètres d'impacts des événements de simulation et des événements réels. Les données de LEP2 n'offrent pas assez d'événements $\mathrm{b\bar{b}}$ pour pouvoir effectuer une étude détaillée sur cette variable. C'est pour cette raison que l'on utilise les événements enregistrés à $\sqrt{s} = 91,2$ GeV au début de chaque campagne de données. On enregistre environ 4 pb^{-1} à cette énergie ce qui laisse à notre disposition environ 10^4 événements pour effectuer un ajustement entre les événements réels et les événements de simulation. Cet ajustement sera appliqué aux données enregistrées à haute énergie [41].

[3]Depuis 1998 l'impulsion transversale des leptons par rapport à l'axe du jet[42] est également incluse dans la construction de la variable globale.

Les performances de cette variable sont montrées sur la figure 3.3 (a), représentant l'efficacité de sélection sur des jets de b en fonction de la contamination par des jets de saveurs légères. Si l'on ajoute l'impulsion transverse des leptons par rapport à l'axe des jets, on améliore encore la discrimination, comme on peut le voir dans la figure 3.3 (b).

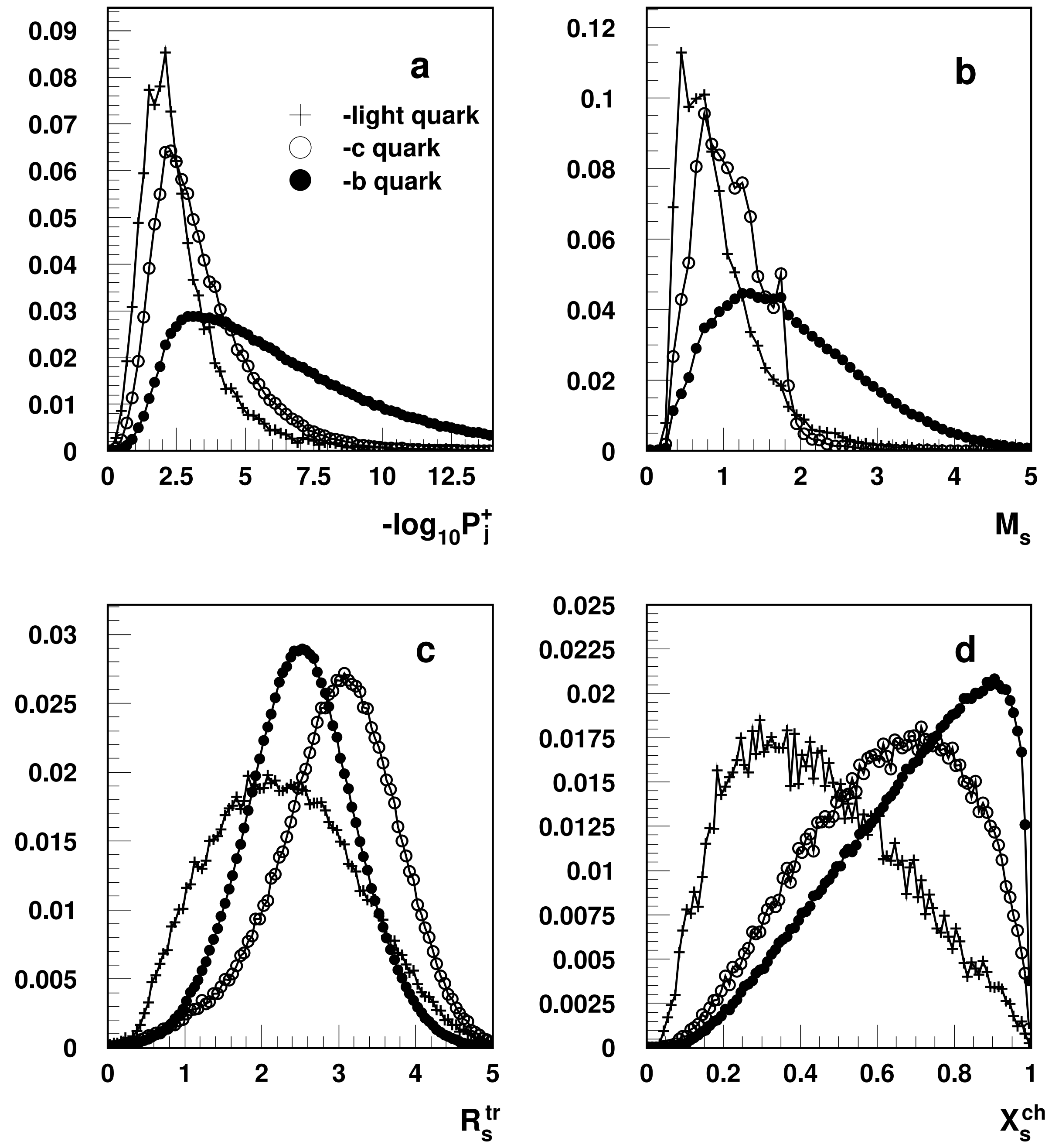
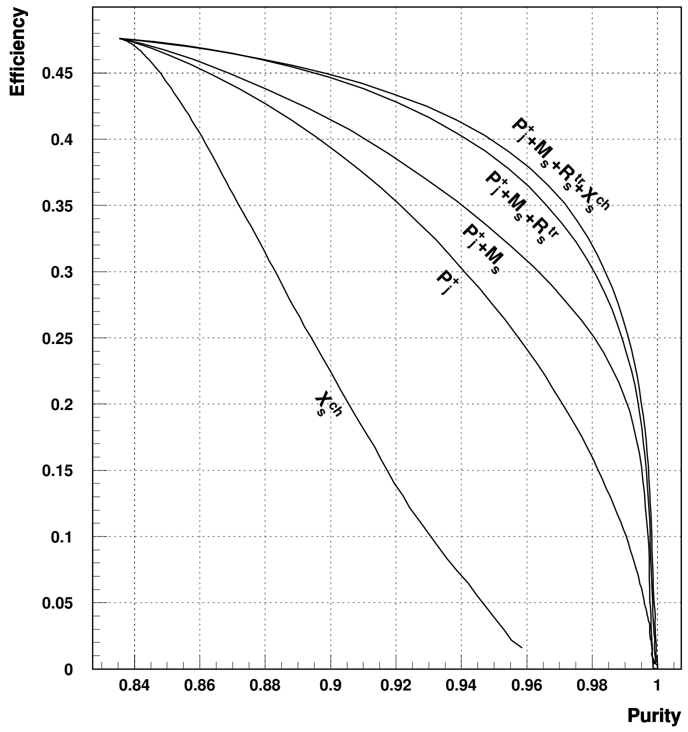
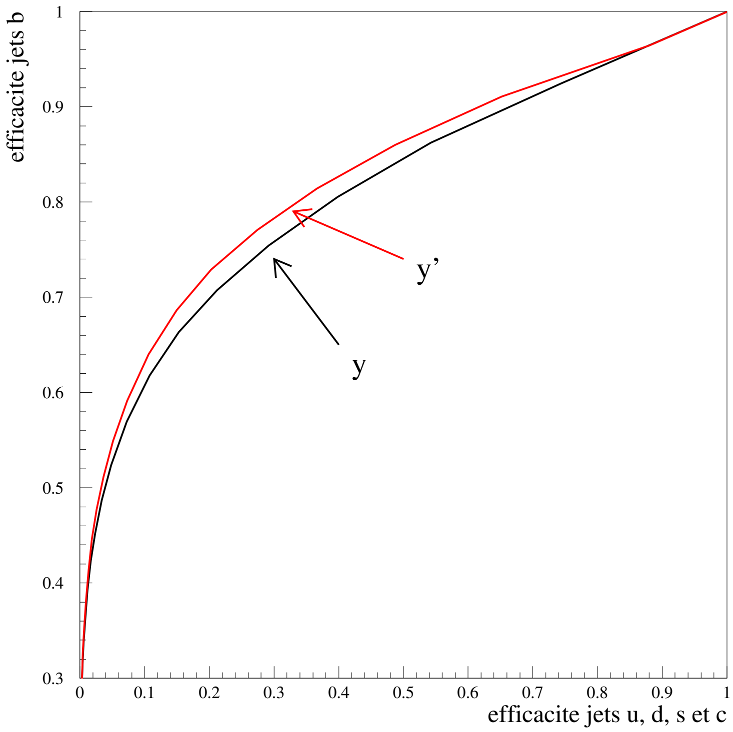


Figure 3.2: *Distributions des différentes variables utilisées dans la construction de la variable combinée de l'étiquetage des quarks b.*



(a)



(b)

Figure 3.3: *Performances de l'identification des quarks b en fonction des variables utilisées. En bas, amélioration des performances lorsque l'on ajoute l'information du p_t du lepton (courbe y').*

Chapitre 4

Fonctionnement et utilisation des détecteurs d'herméticité

Pour les topologies des événements qui nous intéressent, caractérisées par la présence de deux jets hadroniques et d'énergie manquante, il est crucial que toutes les particules soient détectées. Les événements $Z\gamma$ où il y a émission de photons dans le détecteur (voir le Chapitre 2) constituent un fond redoutable pour le signal de Higgs recherché. Ce fond devient assez délicat si les événements en question ne sont, par ailleurs, que partiellement reconstruits. Il est donc très important de pouvoir reconstruire ces événements avec une très grande efficacité.

Dans ce chapitre nous allons décrire les détecteurs qui ont été installés afin d'améliorer l'herméticité de DELPHI, ainsi que l'algorithme que nous avons développé pour inclure la réponse de ces détecteurs dans les analyses de recherche du boson de Higgs.
Dans la figure 4.1 nous montrons un événement, enregistré pendant la prise de données à $\sqrt{s} =$ 189 GeV, présentant un signal dans les compteurs d'herméticité à 40°.

4.1 Description de l'ensemble des détecteurs d'herméticité

Avant l'installation des compteurs d'herméticité, DELPHI comptait trois régions délicates au niveau de la détection des particules neutres :

- Région à $\theta = 40°$: espace de $\pm 2,5°$ entre le calorimètre du baril (HPC) et celui du bouchon (FEMC). Il en est de même à l'angle symétrique vers 140°. C'est la région où passent les câbles des détecteurs les plus internes.

- Région à $\theta = 90°$: espace de $\pm 1,3°$ qui n'est couvert par aucun détecteur d'identification de particules. Les seuls détecteurs présents dans cette région angulaire sont le VD et l'OD.

- Zones en ϕ : espace de $\pm 1,1°$entre les modules de la HPC. Ils sont présents tous les 15°en ϕ à partir de 7,5°.

DELPHI est entré en fonctionnement pendant l'été 1989. Les détecteurs d'herméticité ont été installés pendant les périodes d'arrêt dans les années 1991–1994. Du fait de leur installation *a posteriori*, la conception et l'installation ont été contraintes par le manque d'espace et la présence d'obstacles. Nous allons détailler les caractéristiques de ces détecteurs [43] dans la suite.

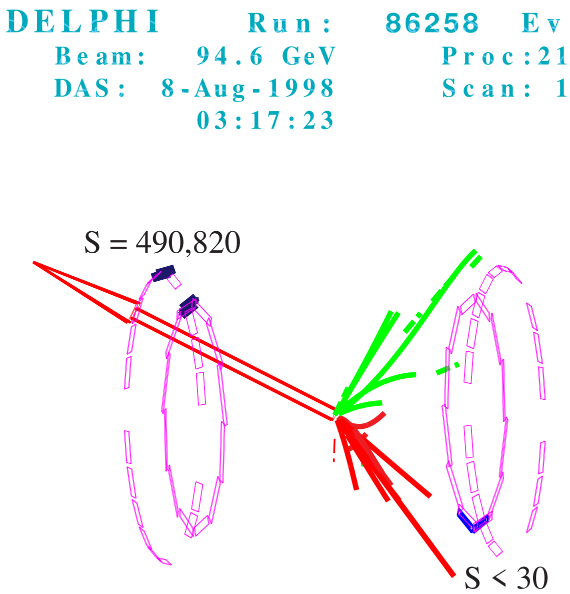


Figure 4.1: *Événement présentant un signal dans les compteurs d'herméticité à 40° dans la direction opposée à celle des deux jets de particules. L'angle polaire de l'impulsion manquante est également dirigé à environ 40°. Le signal le plus faible (du côté des jets) est compatible avec ce qui est attendu en moyenne lorsque la direction du jet est dans l'acceptance géométrique des compteurs.*

4.1.1 Compteurs dans les régions d'angle polaire situées autour de 40°et de 140°

Les compteurs situés dans les régions d'angle polaire autour de 40°et de 140°(dans la suite on les nommera souvent "compteurs à 40°") ont été installés pendant l'hiver 1993. Ils couvrent 6,0 % de l'acceptance géométrique de DELPHI. L'installation d'un calorimètre n'a pas été possible, du fait du manque d'espace et de la présence de beaucoup d'obstacles comme les câbles, les connecteurs ...

La solution adoptée a été d'installer des compteurs de veto pour détecter le passage des photons sans en mesurer l'énergie. Ces compteurs consistent en trois anneaux concentriques destinés à couvrir la géométrie compliquée de la région spatiale non couverte entre le baril et les bouchons, comme il est montré dans les figures 4.2 et 4.3, dans les plans longitudinal et transverse respectivement. La position exacte des différentes couches est montrée en figure 4.2.

Les compteurs les plus externes, appelés de type A, se trouvent dans la structure du support du RICH. Les anneaux intermédiaire et intérieur, dits de type B et C respectivement, ont été installés sur le support des câbles qui passent entre le bouchon et le tonneau. L'anneau intermédiaire est constitué des compteurs B qui sont en partie courbés pour augmenter l'acceptance géométrique.

Les compteurs consistent en un convertisseur en plomb en un scintillateur, d'épaisseurs res-

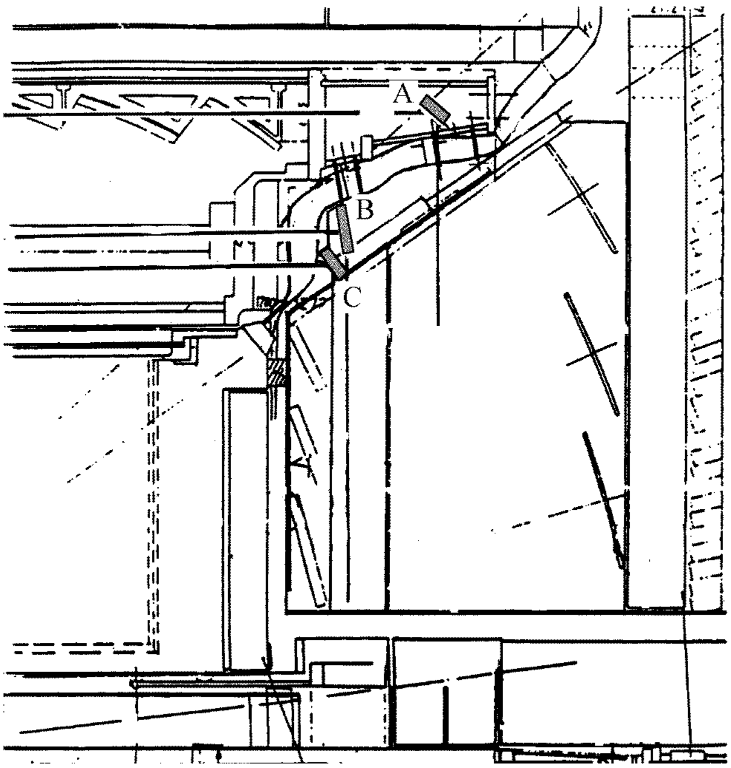


Figure 4.2: *Position des compteurs (A, B et C) dans les régions d'angle polaire situées autour de 40° et 140° dans le plan longitudinal.*

pectives 2 et 1 cm. Un tube photo-multiplicateur (PMT), capable d'opérer dans un champ magnétique de 1,2 T, est utilisé pour la détection de la lumière avec un gain typique de 10^4. Il y a deux étages supplémentaires d'amplification : un premier est directement branché au PMT, fournissant à la sortie un signal bipolaire. Le transport du signal bipolaire permet l'élimination du bruit capté par le long câble du signal. Le PMT est branché au "line receiver" où le second stade d'amplification a lieu. La soustraction est effectuée dans le "line receiver" qui met également en forme le signal. La chaîne électrique est terminée par un convertisseur analogique/digital (ADC) [43, 48].

4.1.2 Compteurs dans les régions d'angle polaire situées autour de 90°

La présence de l'anneau de renforcement pour le cryostat crée une région non couverte à $\theta = 90°$. Cette région représente 2,3 % de l'acceptance géométrique de DELPHI. 24 compteurs ont été installés entre 1991 et 1992 pour couvrir cette région. Chaque compteur a une dimension de 1,53°en θ et de 14,38°en ϕ. Toute la région à 90°n'a pu être couverte car l'alignement des modules de la HPC demande de l'espace libre pour le déplacement des modules selon z.

Un compteur est montré dans la figure 4.4. Il consiste en 2 cm de plomb suivi de en 1 cm de scintillateur (de type NE110). La lumière est lue par une barrette "wave lenght shifters" (WLS) qui suit les deux bords du scintillateur, et est ensuite transmise aux photomultiplicateurs situés

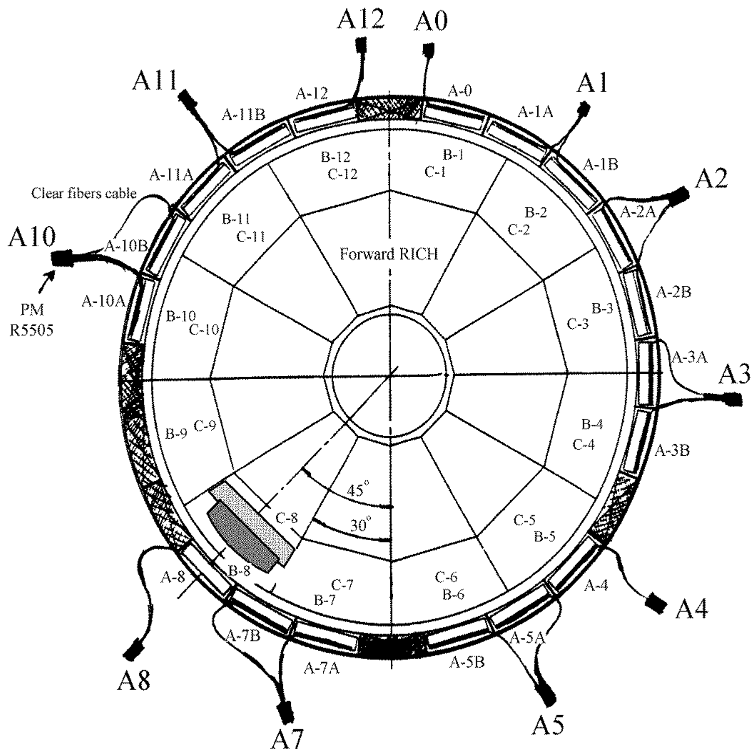


Figure 4.3: *Position des compteurs dans les régions d'angle polaire situées autour de 40° et 140° dans le plan transverse.*

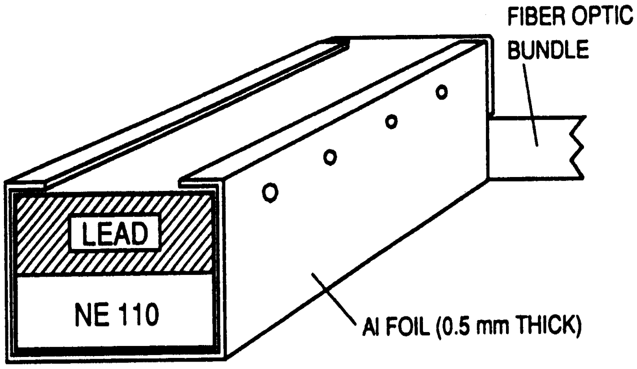


Figure 4.4: *Structure d'un compteur à 90°.*

à l'extérieur du solénoïde par un câble de fibres optiques collées au WLS.

4.1.3 Compteurs en ϕ

Les compteurs en ϕ ont pour but de couvrir la région entre deux modules de la HPC dans le plan transverse. Il y a 24 de ces régions, chacune de $\pm 2°$, dites "régions faibles". Celles-ci sont aussi couvertes par le TOF, mise à part la région caractérisée par la présence des supports du solénoïde supraconducteur situées à $\phi = 210°$et $330°$. Dans ces régions "particulièrement faibles", 36 compteurs ont été installés pendant l'arrêt de 1992–93. La géométrie ainsi que la lecture du signal sont les mêmes que pour les compteurs à 90°.

4.2 Utilisation des détecteurs d'herméticité à 40°

4.2.1 Les motivations

Les événements $Z\gamma$ représentent un des fonds principaux pour la recherche du boson de Higgs en $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. Les événements avec un photon perdu dans le détecteur ressemblent au signal recherché. Dans le tableau 4.1 nous donnons la valeur de la section efficace des événements hadroniques avec au moins un photon énergétique (tel que $E_\gamma > 10$ GeV) émis à un angle $\theta > 3°$. Nous constatons qu'après les coupures hadroniques (coupures détaillées au Chapitre 3), les événements avec un photon dans le détecteur ne représentent plus que 30 % de la section efficace totale. Les photons, qui ne sont pas émis dans les régions faibles du détecteur, seront reconstruits et les événements pourront être rejetés. En revanche, les événements avec émission de photons dans les régions faibles seront plus difficilement éliminables si l'information des compteurs n'est pas utilisée.

Néanmoins les critères de sélection des événements à énergie manquante parviennent à réduire de façon considérable les événements $Z\gamma$. Le tableau 4.1 donne également les valeurs des sections efficaces pour les événements ayant un photon dans l'acceptance des différents détecteurs

Coupures	total	γ(DELPHI)	γ(40°)	γ(90°)	$\gamma(\phi)$	$\sigma(\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu})$ (pb)
	$\sigma(\mathrm{Z}\gamma)$(pb)					
Coupures hadroniques($\epsilon^{90}_{HZ} = 90$ %)	86,4	26,1	1,4	0,2	0,5	0,059
Présélection ($\epsilon^{90}_{HZ} = 75$ %)	4,2	0,6	0,3	0,06	0,03	0,046
$\epsilon^{90}_{HZ} = 70$ %	0,52	0,07	0,041	0,009	0,002	0,042

Tableau 4.1: *Valeurs des sections efficaces résiduelles à* $\sqrt{s} = 189$ GeV *pour le processus de production d'événements* Zγ *après avoir appliqué les coupures de sélection hadronique (voir le Chapitre 5) et les coupures de sélection des événements deux jets ayant de l'énergie manquante, dites coupures de présélection. La dernière ligne donne les mêmes informations à un niveau postérieur (*$\epsilon^{90}_{HZ} = 70$ %*) de la sélection. On a distingué les sections efficaces pour les événements ayant un photon dans l'acceptance de DELPHI et ceux ayant un photon dans l'acceptance des compteurs à 40°, à 90° ou bien dans l'acceptance des compteurs en* ϕ*. Les sections efficaces pour un échantillon de signal (*$e^+e^- \to \mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$*, pour* $m_\mathrm{H} = 90$ GeV/c^2 *) sont montrées à titre de comparaison.*

d'herméticité après les coupures de présélection, ainsi qu'à une étape de l'analyse où la contribution des événements $Z\gamma$ est réduite d'un facteur presque 200 (voir Chapitre 3). À ce niveau, les événements avec un photon dans le détecteur représentent environ 15 % de la totalité des événements $Z\gamma$, et parmi eux dans 75 % des cas le photon est émis dans une des régions faibles. Nous pouvons également noter qu'il s'agit, dans la grande majorité des cas (80 %), de photons émis dans la région à 40°. Nous pouvons aussi remarquer que la section efficace résiduelle des événements Zγ avec un photon à 40°est comparable à celle relative à la production d'un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 .

La figure 4.5 donne le nombre d'événements Zγ attendus en fonction de l'angle polaire du photon généré pour différents niveaux de sélection.

4.2.2 La problématique

Un ensemble de "routines" a été développé pour utiliser les informations venant des compteurs dans les régions faibles (ces routines font partie de la librairie officielle de DELPHI : HERLIB [45]). Les informations sur l'état des compteurs sont disponibles événement par événement. Les informations dont nous disposons sont le nombre de compteurs excités, leurs coordonnées dans l'espace ainsi que le rapport S_i pour chaque compteur qui présente un signal :

$$S_i = \frac{ADC_i - PED_i}{\sigma_i}, \tag{4.1}$$

que nous nommerons *significance.* Dans cette définition ADC_i est le signal du compteur, PED_i est le piédestal moyen et σ_i est la largeur du piédestal en unités ADC.

Depuis leur installation, ces compteurs ont fonctionné très efficacement et d'une façon particulièrement stable. Leur performance a été étudiée dans les données et il a été montré qu'ils ont atteint une efficacité proche de 100 % pour des électrons d'impulsion supérieure à 10 GeV/c qui les traversent [44].
Cependant, une étude plus approfondie montre que ces compteurs sont sensibles en dehors de

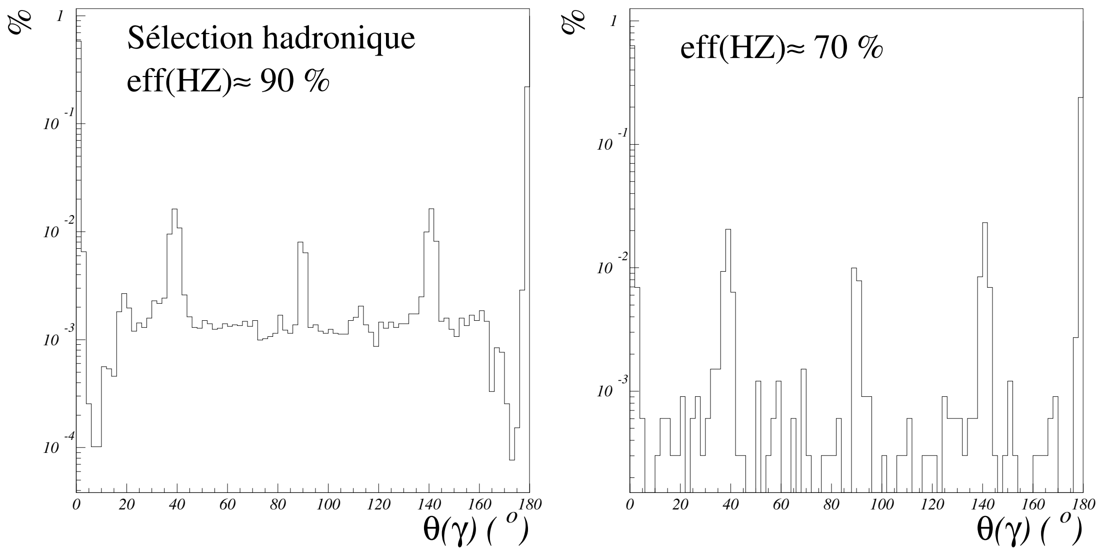


Figure 4.5: *Distributions normalisées à l'unité de l'angle polaire des photons ($E_\gamma > 10$ GeV) après application des coupures de sélection hadronique ($\epsilon^{90}_{HZ} = 90$ %), puis pour une étape ultérieure de l'analyse ($\epsilon^{90}_{HZ} = 70$ %), obtenues à partir d'événements* Zγ *simulés à* $\sqrt{s} =$ 189 GeV .

leur acceptance géométrique [46], comme le montre la figure 4.6. Cet effet est la conséquence des interactions des électrons et des photons avec le matériel passif (par exemple les câbles, les supports ...) qui se trouve dans l'environnement des compteurs. Ces interactions donnent lieu à des gerbes électromagnétiques qui activent les compteurs. Cet effet n'est pas inclus dans la simulation.

Cela a pour conséquence un désaccord entre les réponses obtenues de compteurs dans les données et dans les événements de simulation. La solution qui a été adoptée afin de remédier à ce problème est d'émuler la réponse des compteurs à partir de données réelles ("fast simulation") [46]. Pour ce faire, un échantillon d'événements "propres", dont l'état final est constitué de deux électrons, a été sélectionné avec les données enregistrées en 1995 ($\sqrt{s} = 91,2$ GeV). Les compteurs ont été découpés en zones de θ et de ϕ. Les traces des électrons sélectionnés ont été extrapolées jusqu'aux compteurs en tenant compte des effets du champ magnétique, ce qui a conduit à l'obtention d'une "carte d'efficacité" des compteurs, c'est-à-dire d'une matrice de l'efficacité par canal de θ et de ϕ dans différentes fenêtres d'impulsion[1]. Une coupure a été introduite à $S_i \geq 30$ afin d'éviter le "cross talk"[2]. Avec cette méthode on obtient un bon accord entre les données et la simulation à l'intérieur et à l'extérieur de l'acceptance géométrique des compteurs, comme le montre la figure 4.7.

Pour les événements de la simulation, la "fast simulation" nous indique, pour chaque événement,

[1] Les processus sélectionnés sont Z $\rightarrow e^+e^-$, des électrons venant des interactions $\gamma\gamma$ et des processus de diffusion Compton.

[2] Effet qui apparaît dans la lecture de l'électronique quand un compteur a une valeur très grande de $S_i(> 10\,000)$ et qu'une fraction de ce signal ($\simeq 0,2$ %) apparaît dans les compteurs situés juste à côté.

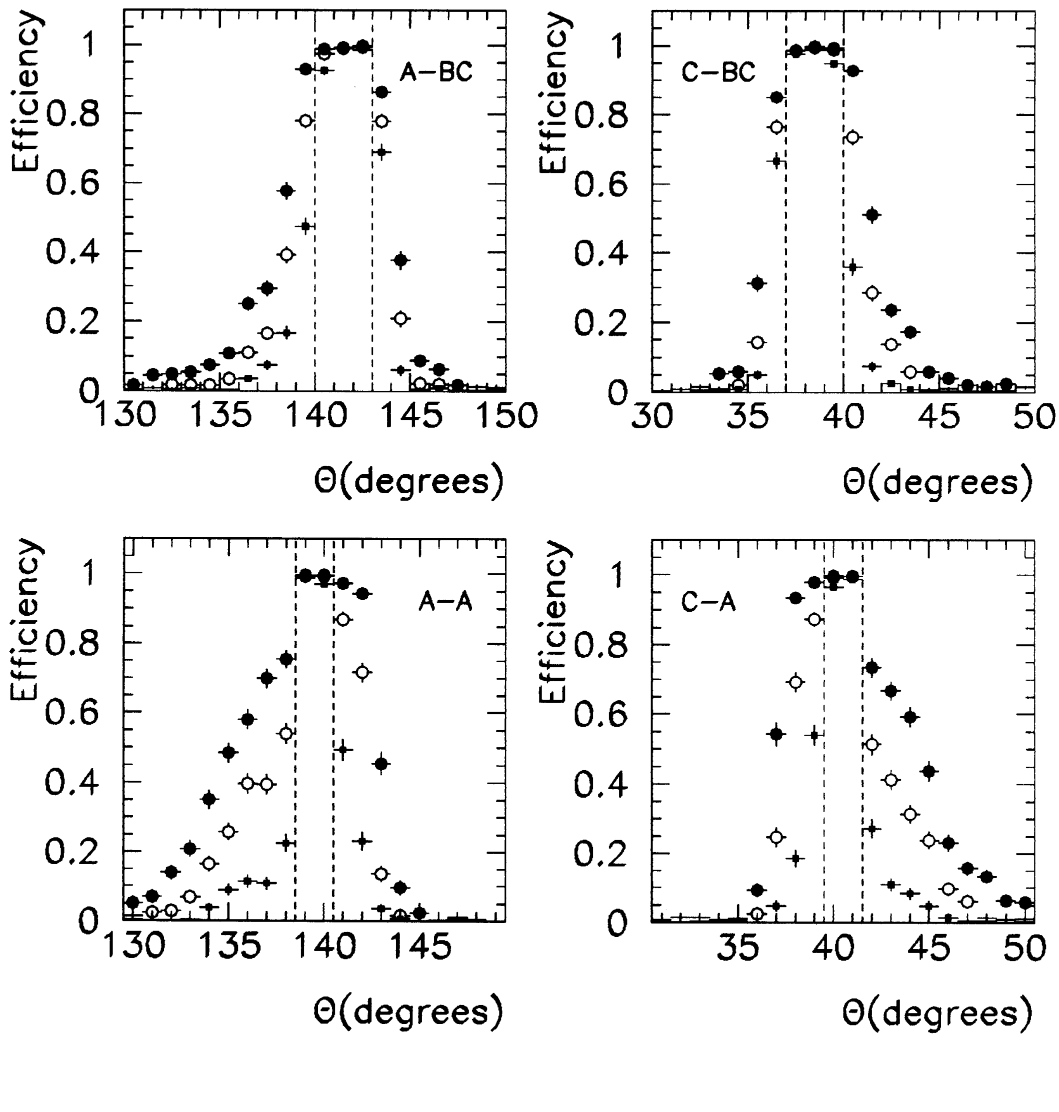


Figure 4.6: *Efficacité des compteurs d'herméticité pour des électrons d'impulsion supérieure à 20* GeV/c *en fonction de θ pour les données réelles enregistrées en 1995* ($\sqrt{s} = 91,2$ GeV). *Les cercles pleins correspondent à une coupure à $S_i = 4$, les cercles vides à $S_i = 30$ et les carrés à $S_i = 100$ [46]. Les lignes en pointillé correspondent à l'acceptance géométrique des compteurs.*

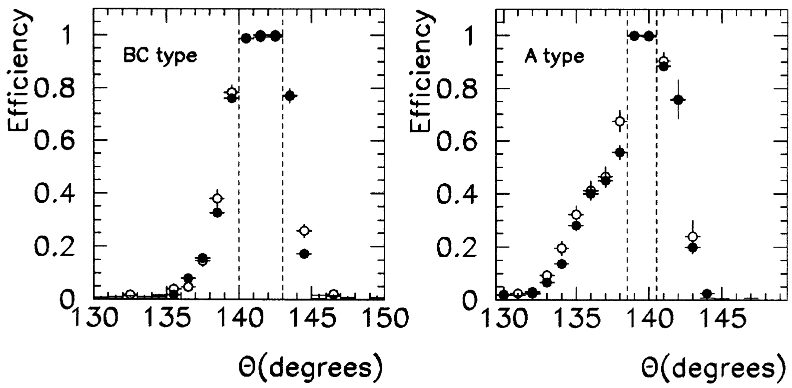


Figure 4.7: *Histogrammes de l'efficacité pour les compteurs du type BC et A en fonction de θ pour les données réelles (cercles pleins) et les données simulées (cercles vides). L'accord entre les données et la simulation après la "fast simulation" est satisfaisant. Les lignes en pointillé correspondent à l'acceptance géométrique des compteurs.*

si les compteurs présentent un signal avec un S_i supérieur ou égal au S_i fixé. L'intervalle de S_i possible, dans la simulation, s'étend de 30 à 100 par sauts de 10. Pour la simulation, la valeur de S_i change selon le seuil appliqué. Pour être rigoureux, il faudrait désigner S_i avec un deuxième indice $S_{i,seuil}$. Pour des raisons de simplicité, nous noterons S_i sans expliciter le seuil.

La question est maintenant de définir les meilleurs critères pour rejeter les événements du fond $Z\gamma$ avec un photon dans la région à 40°tout en gardant la meilleure efficacité pour le signal. Les événements de fond sont caractérisés par deux jets hadroniques et un photon qui n'est pas dans la plupart des cas proche d'un jet (bien que parfois le photon soit accompagné par quelques particules provenant des jets voisins). Il devrait donc y avoir un cône autour du compteur qui présente un signal où il n'y a pas de particule : on dit que le compteur est isolé. La valeur de S_i doit être également utilisée pour définir si le signal dans le compteur provient d'un photon énergétique ou si au contraire il provient de particules neutres ou chargées appartenant aux jets. En résumé, il faudra :

- établir un critère de réjection basé sur la valeur de S_i,

- établir une stratégie pour définir un critère d'isolation géométrique du compteur par rapport aux jets.

Il faudra également vérifier l'accord entre les données et la simulation ainsi que le bon fonctionnement des compteurs durant les prises de données à toutes les énergies étudiées dans cette thèse. Dans la suite nous allons décrire les étapes qui nous ont conduit à la construction d'un algorithme qui tienne compte des facteurs mentionnés ci-dessus.

Efficacité (%)	θ_{pmis}	θ_{pmis} et compteurs+($S_i > 100$)
Signal	89	96
Zγ (40°)	36	38

Tableau 4.2: *Efficacité (rapport entre le nombre d'événements sélectionés — réponse de l'algorithme d'herméticité égale à 1 — et le nombre total d'événements au départ) pour les événements de signal et pour les événements Zγ avec émission d'un photon dans l'acceptance des compteurs à 40° après application des coupures empêchant la direction du θ_{pmis} de pointer dans l'acceptance du compteur et en ajoutant la condition que les compteurs doivent donner un signal.*

4.3 Construction d'un algorithme

Dans cette section nous allons décrire la stratégie suivie pour la construction d'un algorithme qui utilisera les informations venant des compteurs à 40°. Le but de cet algorithme est de rejeter les événements Zγ ayant un photon émis dans l'acceptance des compteurs tout en essayant de garder une efficacité élevée pour le signal.

Avant d'utiliser la réponse des compteurs, nous allons tester de combien nous pouvons réduire ces événements, en ne tenant compte que de leur cinématique et de leur topologie. En effet, les événements avec émission d'un photon isolé et énergétique dans une région de faible efficacité du détecteur devraient être caractérisés par la direction de l'impulsion manquante (P_{mis}) pointant dans ces régions. En utilisant la direction du P_{mis} comme critère de sélection (dans une fenêtre de ±5°) nous étiquetons 64 % des événements Zγ générés avec un photon à 40°. Ce critère cause une perte d'efficacité de 11 % pour les événements de signal (voir le tableau 4.2). Nous pouvons remarquer que la direction du P_{mis} nous permet de réduire seulement à 36 % ces événements Zγ avec un photon à 40°. Cela montre que dans le reste des cas nous sommes victimes de la mauvaise reconstruction de la direction du P_{mis} ou bien d'événements pour lesqules on a émission d'un deuxième photon.

Nous pouvons maintenant raffiner ce critère en imposant, en plus de la direction du P_{mis} , que les compteurs soient actifs avec $S_i > 100$. Si on applique cette condition supplémentaire, la perte d'efficacité pour le signal diminue de façon importante tandis que l'efficacité sur le fond Zγ n'augmente que légèrement. Ceci s'explique par le fait que, pour le signal, même si la direction du P_{mis} pointe dans l'acceptance des compteurs, les compteurs n'ont pas de raison d'être actifs et par conséquent on élimine moins d'événements. En revanche pour le fond, le fait que le P_{mis} pointe dans les régions faibles est très corrélé à la présence d'un photon énergétique.

Il est évident à partir de ces chiffres que les informations venant des compteurs doivent jouer un rôle central pour discriminer entre les événements de fond et ceux de signal. Nous allons maintenant décrire en détail l'alforithme.
La première question que l'on se pose est de savoir s'il y a un signal dans les compteurs d'herméticité. Si ce n'est pas le cas, nous classons l'événement comme étant un "événement signal". Lorsque les compteurs donnent un signal, $S_{i,50} > 50$ (S_i à seuil 50), nous calculons la direction du θ_{pmis} . Si elle pointe dans l'acceptance du compteur ($\theta_{\text{compteur}}\pm$ 5°), l'événement sera classé "événement herméticité". Nous estimons que si l'événement est cinématiquement reconnu comme étant du fond et si les compteurs donnent un signal avec un S_i significatif, l'événement

doit être rejeté. Les tests que nous avons effectués, résumés dans le tableau 4.2, ont pu nous convaincre de la validité de ce critère. Si l'une des ces deux conditions n'est pas respectée, nous définissons une procédure plus compliquée. L'événement est tout d'abord caractérisé par une valeur de significance $\max(S_i)$ et nous le classons "événement signal" si $S_i < S_{fixe}$. Dans le cas contraire nous examinons l'isolation du compteur par rapport à la direction du jet le plus proche. Il faut se convaincre si le signal donné par les compteurs provient des particules issues des jets ou d'un photon éventuel. Pour cela, nous allons vérifier s'il y a coïncidence angulaire entre le compteur présentant un signal et la direction du jet. Pour quantifier cette coïncidence nous imposerons que la différence d'angle entre ce compteur et le jet soit inférieure à une valeur donnée ($\Delta\theta_{fixe}$, $\Delta\phi_{fixe}$).

Un schéma de la logique de l'algorithme est montré dans la figure 4.8. Il y a trois paramètres à fixer : S_{fixe}, $\Delta\theta_{fixe}$ et $\Delta\phi_{fixe}$. Nous les avons fait varier et nous avons calculé les efficacités pour les événements $Z\gamma$ avec émission d'un photon dans les compteurs et pour les événements du signal. L'efficacité est définie comme le rapport entre le nombre d'événements selectionnés (réponse de l'algorithme égale à 1) et le nombre d'événements initial. Cette efficacité devra prendre des valeurs élevées pour les événements de signal et des valeurs faibles pour des événements $Z\gamma$ ayant un photon émis à 40°. Le résultat est montré dans la figure 4.9. Quelques conclusions peuvent être tirées :

- l'efficacité pour les événements $Z\gamma$ reste assez faible même aux grandes valeurs de S_i ;
- l'efficacité pour le signal croît en augmentant S_i, et atteint son maximum aux valeurs $S_i \simeq 100$;
- la dépendance sur le critère d'isolation n'est pas très importante et elle est moindre à S_i élevé.

Ces trois conclusions nous amènent à choisir le point de fonctionnement de l'algorithme à grand S_i ($S_i = 100$) : l'efficacité sur les événements $Z\gamma$ reste faible et l'efficacité sur le signal est plus élevée. Nous constatons aussi que l'efficacité est constante et qu'elle ne dépend pas du critère d'isolation du compteur par rapport au jet le plus proche à S_i donné. Cela est un peu moins vrai pour les événements de signal. Nous avons choisi $\Delta\theta$=35°et $\Delta\phi$=40°.

La performance de l'algorithme en fonction de S_i, comparée à la méthode précédente basée sur la direction de l'impulsion manquante, est indiquée dans la figure 4.10. Nous remarquons qu'au point de fonctionnement l'efficacité sur les événements de signal est supérieure à 90 % et l'efficacité pour les événements $Z\gamma$ est d'environ 20 %, ce qui répresente une amélioration d'un facteur 2 par rapport à l'algorithme précédent.
Dans la suite la réponse de l'algorithme sera 0 ou 1 pour les événements respectivement à rejeter ou à garder.

4.3.1 Contrôle du fonctionnement des compteurs dans les données réelles

Choix de l'échantillon à haute énergie

Comme nous l'avons dit précédemment, nous voudrions vérifier l'accord entre les données réelles et simulées dans la réponse des compteurs, ainsi que contrôler le bon fonctionnement des

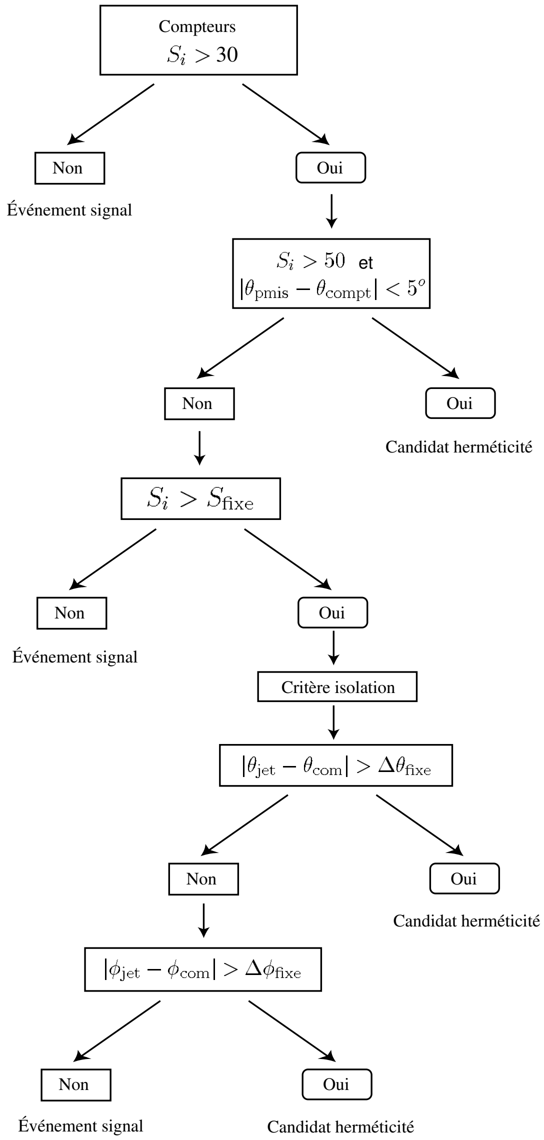


Figure 4.8: *Résumé de l'algorithme appliquée aux événements de fond et de signal simulés. Un événement qui présente les caractéristiques ($|\theta_{\mathrm{compteur}} - \theta_{\mathrm{pmis}}| < 5°$), et une réponse des compteurs ($S_{i,50} > 50$) typique des événements de fond est tout de suite classé comme étant un "événement herméticité". Dans le cas contraire nous examinons si le compteur donnant un signal est isolé angulairement par rapport à la direction du jet le plus proche. Le critère d'isolation et la valeur de la significance du signal S_{fixe} seront donc utilisés pour classer l'événement "herméticité" ou "signal".*

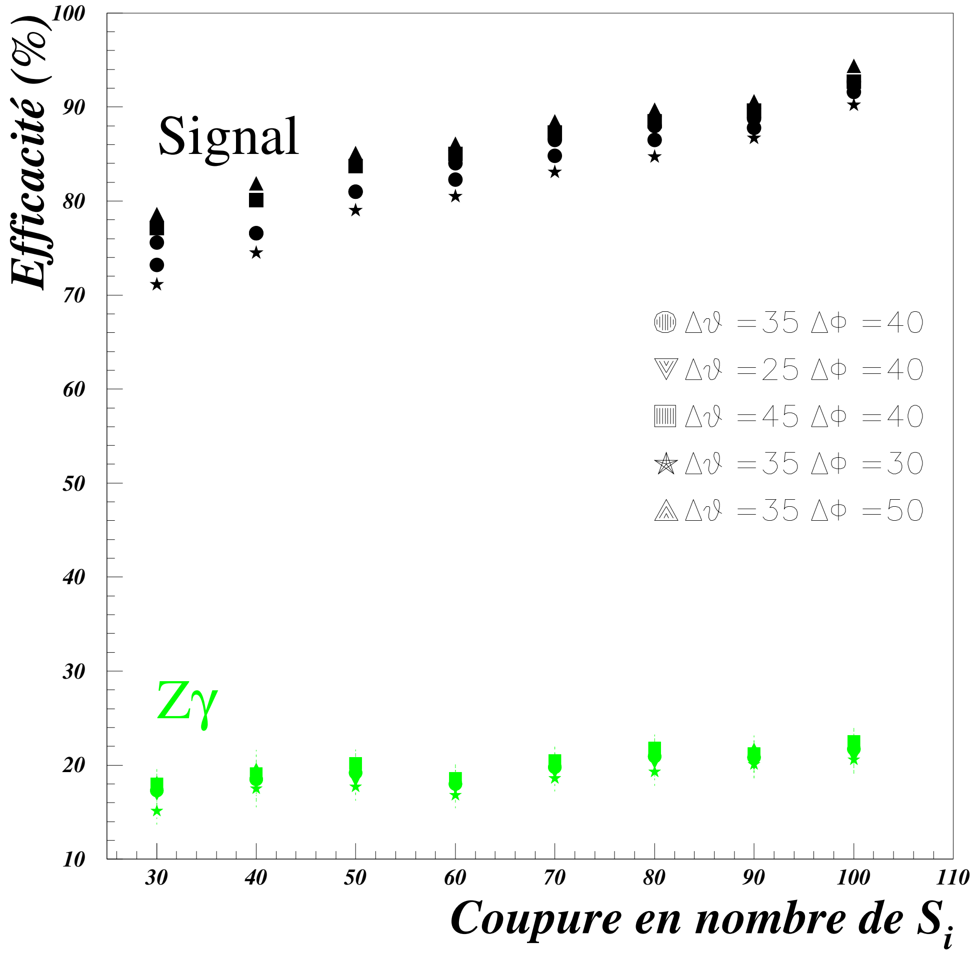


Figure 4.9: *Efficacité pour les événements de signal (les valeurs de haute efficacité) et pour les événements* Zγ *ayant un photon dans les compteurs (basse efficacité) ; l'efficacité est le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés (réponse de l'algorithme égale à 1) et le nombre total d'événements au départ. Les événements retenus satisfont aux coupures de présélection (ϵ^{90}_{HZ} = 75 %) et à différents critères d'isolation du compteur d'herméticité par rapport à la direction du jet le plus proche. Ces résultats ont été obtenus en utilisant les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

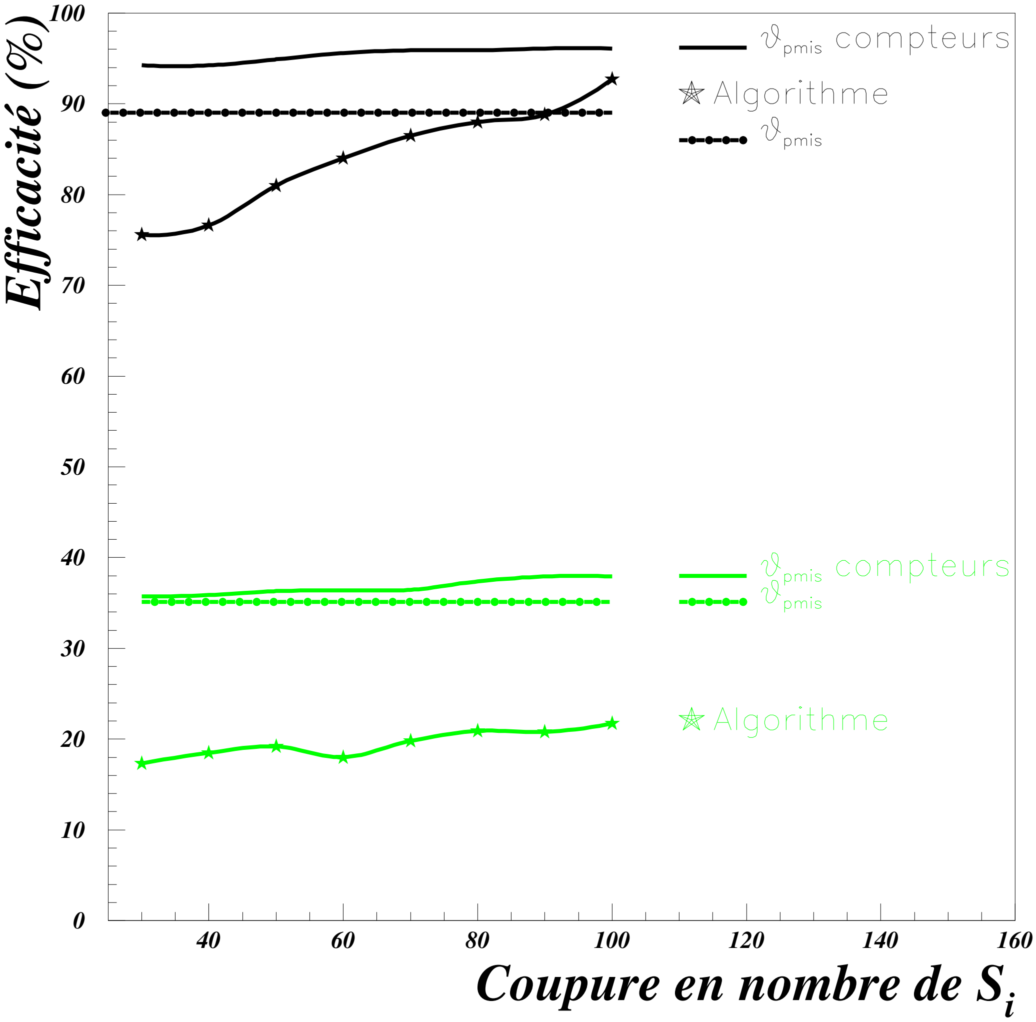


Figure 4.10: *Efficacité des différentes méthodes pour les événements de signal (les hautes efficacités) et pour les événements* Zγ *ayant un photon dans les compteurs (les faibles efficacités). Les événements ont été sélectionnés par application des coupures de présélection à* $\sqrt{s} = 189$ GeV. *On constate qu'en utilisant l'algorithme, pour* $S_i > 100$*, on atteint des valeurs d'efficacité de l'ordre de 20 % pour les événements* Zγ *tout en gardant une efficacité élevée pour les événements de signal (*$>$ 90 %*).*

compteurs pendant les prises de données aux différentes énergies. Nous aimerions disposer d'un échantillon à haute énergie avec suffisamment de statistique et qui puisse être facilement sélectionné dans les données réelles.

Les événements radiatifs avec un photon (ou deux) émis dans le tube à vide semblent à ce titre assez convenables : ils peuvent être sélectionnés facilement et leur section efficace est suffisamment élevée pour disposer d'un échantillon de taille raisonnable.

Ces événements peuvent être utilisés de deux façons différentes :

- D'une part, nous allons sélectionner les événements avec les deux jets reconstruits dans un même hémisphère. Pour la plupart, le photon énergétique est émis dans le tube à vide dans l'hémisphère opposé. Ceci est montré schématiquement dans la figure 4.11. Ces événements offrent la possibilité d'étudier le comportement des compteurs dans l'hémisphère ne contenant pas de jets, dit "hémisphère vide", donc dans un environnement où les compteurs ne devraient pas donner de signal. Nous appelons ce sous-échantillon événements à **hémisphère vide**. Cette topologie va nous permettre d'estimer le bruit intrinsèque des compteurs.
- D'autre part, nous utiliserons l'événement dans sa globalité. Nous appliquerons à ces événements l'algorithme d'herméticité pour vérifier, en présence de jets hadroniques, l'accord entre les réponses des compteurs dans les données réelles et les données simulées. Nous nommons cet échantillon événements à **hémisphère plein**.

Pour sélectionner les événements qui nous permettront de faire ce double travail, nous avons appliqué les critères de sélection suivants :

- L'énergie effective disponible dans le centre de masse, $\sqrt{S'}$, doit être comprise entre 84 GeV et 98 GeV . Cela nous permet de sélectionner les événements avec émission d'un ou de plusieurs photons (dans la même direction) émis dans le tube à vide.
- Pour d'avantage de sûreté (surtout pour l'étude des événements à hémisphères vides), nous imposons aussi que la direction de l'impulsion manquante ne soit pas dirigée dans les environs des compteurs, pour nous assurer qu'il n'y a pas eu d'émission d'un photon dans les compteurs ($\theta_{\mathrm{pmis}} \neq \theta_{\mathrm{compteur}} \pm 5°$).

La distribution de $\sqrt{S'}$ est montrée en figure 4.12 pour les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV. L'échantillon considéré est de 3130 événements attendus dans la simulation et de 3404 dans les données. Lorsque l'accord entre les réponses des compteurs pour les données réelles et simulées sera évalué, cette différence entre les nombres d'événements attendus et observés sera prise en compte. La contamination par d'autres processus, évaluée dans les données simulées, est de 2 %, due en majorité aux événements WW et $\gamma\gamma$. Dans les deux paragraphes qui suivent, nous allons détailler l'étude faite avec ces événements au moyen des coupures que nous venons de décrire.

Contrôle du fonctionnement des compteurs sur les données réelles

Comme nous l'avons dit, nous avons sélectionné les événements où les deux jets hadroniques sont émis dans le même hémisphère et nous regardons la réponse des compteurs dans l'hémisphère opposé. Cela nous permet d'estimer une valeur de bruit de fond intrinsèque des compteurs en

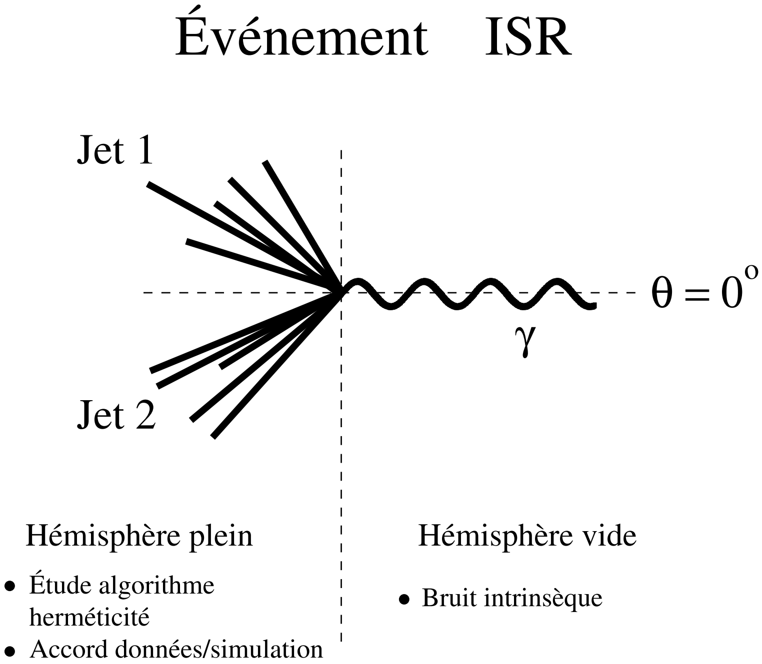


Figure 4.11: *Vue schématique d'un événement Zγ ISR utilisé pour l'étude de l'herméticité. L'étude de la réponse des compteurs présents dans les hémisphères vides nous servira à évaluer le bruit de fond intrinsèque des compteurs. En utilisant les jets dans les hémisphères pleins nous pourrons étudier la réponse de l'algorithme d'herméticité dans les données réelles et l'accord avec la simulation. Tout cela peut être fait en utilisant les données enregistrées aux énergies utilisées pour les analyses de recherche.*

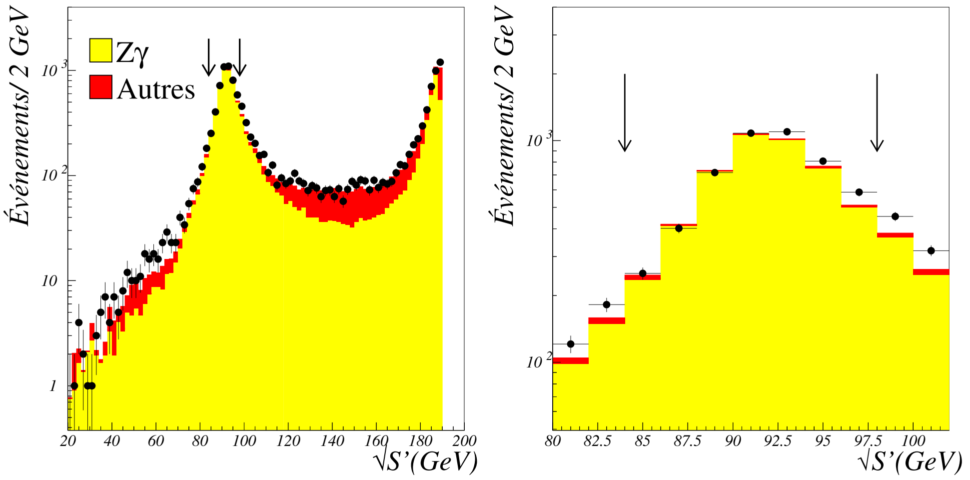


Figure 4.12: *Distribution de $\sqrt{S'}$ pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =* 189 GeV. *Les flèches montrent les valeurs où les coupures sont appliquées. À droite nous montrons un agrandissement de la même distribution dans la région de $\sqrt{S'} \simeq m_Z$.*

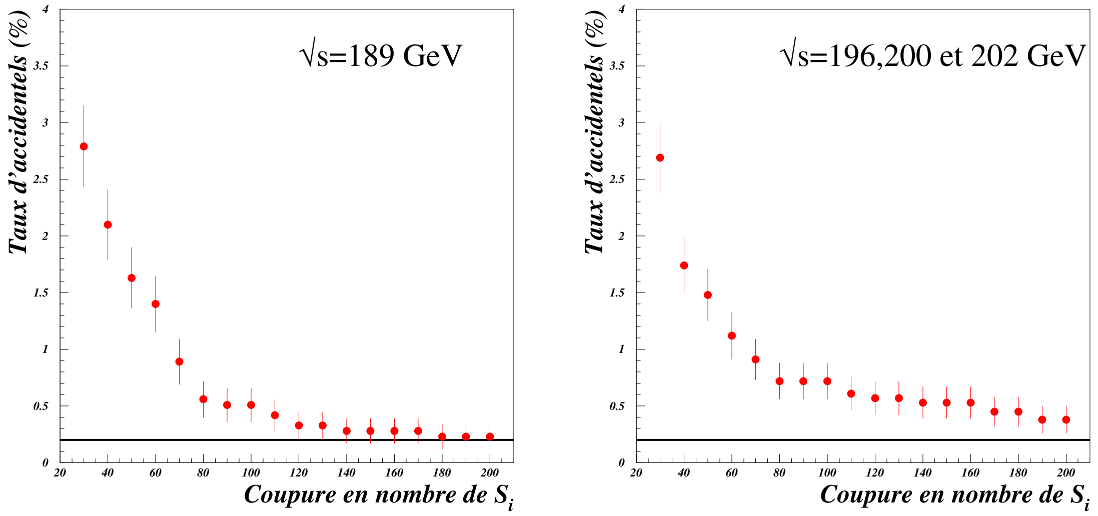


Figure 4.13: *Évolution du pourcentage d'événements accidentels en fonction de la coupure en nombre de S_i. La ligne horizontale montre un niveau de 0,2 %.*

fonction de la coupure en S_i. En effet nous savons que dans cet échantillon, il ne devrait pas y avoir d'*événement herméticité*, *i.e* le nombre d'événements avec émission de photons dans les compteurs devrait être égal au bruit de fond dans les compteurs. La contamination par des événements avec émission d'un photon dans l'acceptance des compteurs ($\Delta\theta = \pm 5°$) a été évaluée à partir des événements de la simulation à seulement $0,20 \pm 0,05$ %.

Nous appelons *taux d'événements accidentels* le nombre d'*événements herméticité* divisé par le nombre total d'événements sélectionnés (presque exclusivement $Z\gamma$). La figure 4.13 montre le *taux d'événements accidentels* en fonction de la coupure en S_i. Pour les données enregistrées en 1998 nous notons qu'à partir de $S_i = 80$ le taux d'accidentels est de moins de 0,5 %, compatible avec 0,2 % qui est le taux de contamination attendu d'événements avec émission de photons dans les compteurs. Pour les données enregistrées en 1999 nous remarquons que le taux d'événements accidentels converge un peu plus lentement à la valeur attendue de bruit de fond, et reste supérieur (environ 1,5 %) à la valeur mesurée dans les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Cependant, pour $S_i \geq 100$ (valeur de fonctionnement choisie), le pourcentage des événements accidentels reste d'environ 0,5 %. Cela ne constitue clairement pas une contribution significative à l'incertitude systématique sur le nombre d'événements de bruit de fond (on verra dans la suite que la variation systématique totale sur ce nombre d'événements de bruit de fond est d'environ 12 %).

Vérification de l'algorithme sur les données réelles

Cet échantillon, une fois que l'on s'est assuré de l'absence de photons énergétiques, nous permet d'étudier la réponse de l'algorithme d'herméticité en présence de jets hadroniques dans les données et la simulation et d'en évaluer l'accord. Cette étude est très importante car elle nous permet de connaître la réponse de l'algorithme avec un échantillon aux caractéristiques similaires à celles des événements de signal.

La figure 4.14 montre la dépendance du taux d'événements accidentels en fonction de S_i pour différentes valeurs des paramètres d'isolation ($\Delta\theta_{fixe}$ et $\Delta\phi_{fixe}$) en utilisant l'algorithme défini précédemment. Nous observons le bon accord entre les résultats obtenus avec les données et les événements simulés pour les valeurs élevées de S_i (point de travail). L'accord se maintient pour différents critères d'isolation et peut être quantifié à ± 2 %. Nous observons qu'il n'y a pas de biais en fonction de la coupure en S_i.
Dans ces figures nous notons que le taux d'événements accidentels est plus élevé que dans le cas des hémisphères vides. Cela s'explique par la contamination des jets dans les environs des compteurs. Le critère d'isolation tient seulement compte de la direction des jets et non de leur ouverture.

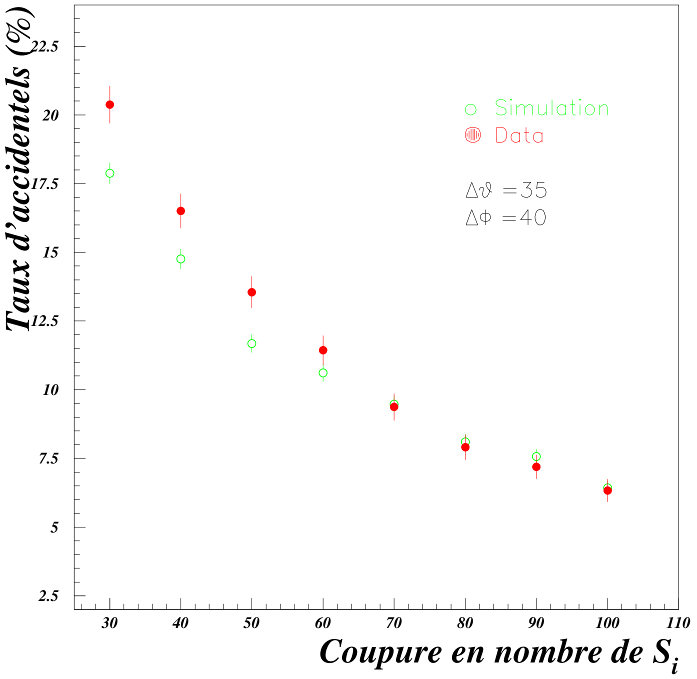
Nous voudrions également vérifier s'il y a un bon accord entre les données simulées et réelles lorsqu'il y a un photon énergétique dans les compteurs. Ce travail pourrait être fait en utilisant les événements Bhabha.

Nous aimerions par ailleurs utiliser les événements de fond lorsque le photon a été émis à 40°. Pour sélectionner ces événements nous demandons que l'impulsion manquante pointe à $\pm 5°$de l'acceptance géométrique des compteurs d'herméticité en plus d'autres coupures (acoplanarité, acolinéarité) pour enrichir l'échantillon en événements ayant un photon émis à 40°. La réponse de l'algorithme d'herméticité est montrée dans la figure 4.15. Nous pouvons remarquer que la proportion d'événements ayant un photon à 40°est de 90 % lorsque l'algorithme donne une réponse 0 (événement à rejeter). Nous avons donc sélectionné un échantillon très pur en événements ayant un photon à 40°. Nous constatons que pour ces événements l'accord entre les données et la simulation est satisfaisant.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons décrit la construction d'un algorithme utilisant la réponse des compteurs d'herméticité à 40°. Cela nous a permis d'atteindre une efficacité d'environ 95 % pour les événements de signal, tout en ne gardant que 20 % des événements de fond $Z\gamma$ lorsque le photon a été émis à 40°. Ce taux de réjection représente une amélioration d'environ un facteur 2 par rapport à la situation où les compteurs ne sont pas utilisés.

Nous avons utilisé un échantillon d'événements $Z\gamma$ qui nous a permis de montrer que le bruit de fond électronique des détecteurs était négligeable pendant la prise de données 1998/1999. Nous avons par ailleurs vérifié, l'accord entre les données réelles et simulées, de la réponse de l'algorithme, à la fois pour des événements avec des photons énergétiques dans la région des compteurs et pour des événements caractérisés par la présence de jets au voisinage des compteurs.



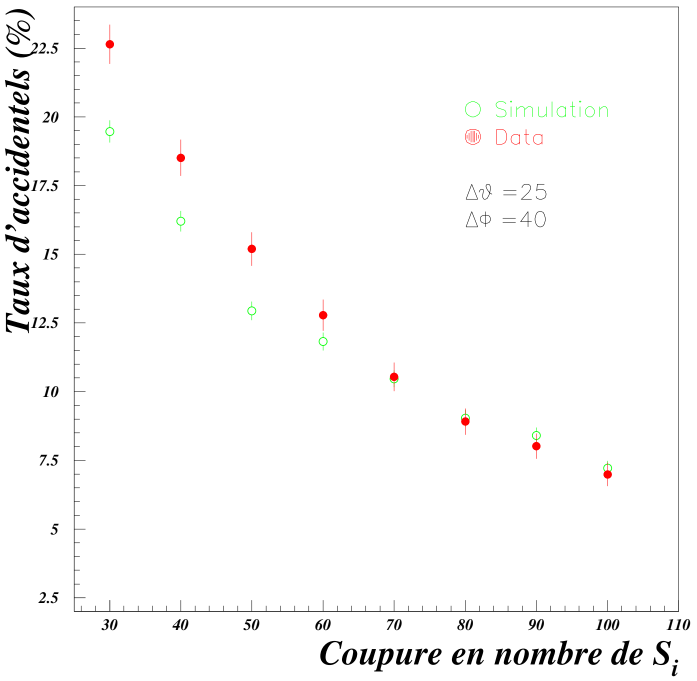


Figure 4.14: *Évolution du pourcentage d'événements accidentels en fonction de la coupure en nombre de S_i pour différents critères angulaires d'isolation, dans les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV *. Nous remarquons le bon accord entre les données et la simulation.*

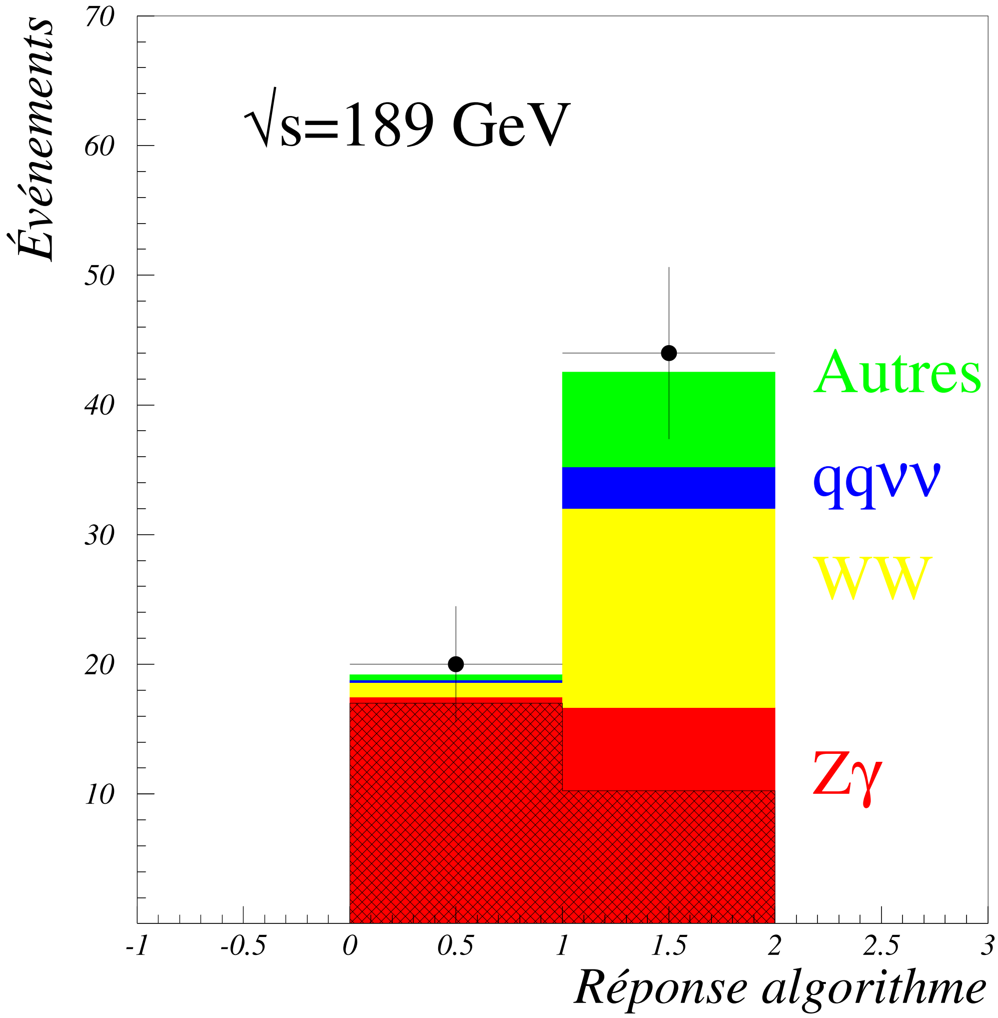


Figure 4.15: *Réponse de l'algorithme d'herméticité pour un échantillon enrichi en événements ayant un photon à 40°. Une réponse de l'algorithme égale à 1 indique un événement à conserver, tandis que 0 indique un événement à rejeter. L'histogramme hachuré montre les événements de la simulation avec un photon à 40/140°, représentant 80 % du fond Zγ et 46 % du fond total. Lorsque l'algorithme donne une réponse 0 l'enrichissement en événements avec un photon à 40° est d'environ 90 %. Dans ce sous-échantillon nous remarquons qu'il y a un bon accord entre les événements observés dans la simulation et dans les données.*

Chapitre 5

Sélection d'événements et analyse probabiliste

5.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire en détail la procédure de sélection des événements. Nous aimerions utiliser une même méthode pour effectuer les analyses des événements ayant des topologies similaires : recherche du boson de Higgs scalaire le plus léger, du boson de Higgs dit "Invisible" et mesure de la section efficace de production de paires de Z dans les états finals à énergie manquante. Ces signaux ont en commun la présence de deux jets hadroniques et d'une forte énergie manquante. Les critères de sélection devront donc être assez larges pour permettre de sélectionner d'une façon efficace ces trois topologies tout en tenant compte de leurs spécificités :

- Recherche du boson de Higgs scalaire le plus léger : $e^+e^- \to HZ$.
  Nous nous intéressons ici à l'état final comprenant deux jets de quarks b (provenant de la désintégration du boson de Higgs) et une paire de neutrinos (provenant de la désintégration du boson Z^0). L'événement qui nous intéresse aura une masse visible inconnue (la masse de l'objet que l'on recherche) et une masse invisible compatible avec m_Z.

- Recherche du boson de Higgs Invisible : $e^+e^- \to h_{inv}Z$.
  Dans certains scénarios, comme on l'a vu au Chapitre 1, le boson de Higgs peut se désintégrer en une paire de particules non détectables. L'état final sera donc constitué d'une paire de particules invisibles (provenant de la désintégration du boson de Higgs,h_{inv}) et de deux jets de quarks (provenant de la désintégration du boson Z). Ici l'événement recherché aura un masse visible compatible avec m_Z. La masse invisible sera, elle, un paramètre libre (c'est la masse de l'objet que l'on recherche).

- Mesure de la section efficace ZZ : $e^+e^- \to ZZ$.
  Dans ce cas nous avons également dans l'état final une paire de quark/antiquark et une paire de neutrinos. L'objet visible et l'objet invisible ont une masse fixe et connue (m_Z). Nous nous intéresserons à toutes les saveurs de quarks.

5.2 Les différentes étapes de la sélection des événements : la présélection

L'analyse des données est faite en trois étapes. Dans un premier temps nous nous concentrons sur le rejet des événements $\gamma\gamma$ et Bhabha, au moyen de coupures qui auront des répercussions minimales sur l'efficacité de la sélection des événements de signal. Nous appellerons cette étape *coupures anti* $\gamma\gamma$. La deuxième étape consistera à faire un "nettoyage" des événements mal reconstruits ainsi que des événements qui ont des caractéristiques topologiques très différentes de celles du signal. Cette étape est appelée *coupures de qualité.* Cette deuxième étape permet par ailleurs de réduire de façon significative la taille de l'échantillon à traiter. Enfin, la troisième étape consistera en une analyse probabiliste qui permet de combiner plusieurs variables en une seule variable discriminante. Les deux premières étapes, coupures anti $\gamma\gamma$ et coupures de qualité, sont communes aux trois topologies recherchées. Par contre, l'analyse probabiliste dépendra du signal recherché. Nous allons décrire chacune de ces étapes en détail.

Les distributions de comparaison entre les données réelles, les signaux et les événements des bruits de fond attendus seront toujours montrées à une énergie de $\sqrt{s}$ =189 GeV et pour une luminosité intégrée de 153,3 pb^{-1} . De même, les distributions issues des événements de signal, montrées dans ce chapitre, se rapporteront au canal $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$, sauf spécification contraire.

5.2.1 Critères de rejection des événements $\gamma\gamma$

Nous commençons par définir des critères de sélection qui correspondent à une sélection des événements hadroniques dans DELPHI. Ces critères sont les suivants :

- nombre de traces chargées, $N_{\mathrm{cha}} > 10$,
- fraction d'énergie chargée, $E_{\mathrm{cha}}/E_{\mathrm{cms}} > 12$ %,
- au moins une trace chargée ayant une impulsion transverse supérieure à 2 GeV/c : $P_{\mathrm{ttpc}} >$ 2 GeV/c. Les traces considérées sont celles qui ont été reconstruites en utilisant l'information de la TPC.

Après ces coupures nous nous retrouvons avec un excès, d'environ 6 % dans les événements de données par rapport aux événements provenant de la simulation, comme le montrent les figures 5.1 et 5.2. La forme des distributions des figures 5.1 et 5.2 indique que l'excès provient des événements $\gamma\gamma$ présents dans les données réelles et qui ne sont pas correctement reproduits par la simulation. Ceci étant, les caratéristiques de ces événements sont très différentes de celles des événements de signal. Afin de réduire ultérieurement les contributions des événements $\gamma\gamma$ nous introduisons les critères suivants :

- impulsion transverse manquante, $P_{\mathrm{tmis}} > 2$ GeV/c,
- énergie transverse, $E_{\mathrm{tra}}/E_{\mathrm{cms}} > 15$ %.

De plus nous imposons que $E_{\mathrm{cha}}/E_{\mathrm{cms}} > 0,16$ %. Enfin, nous exigeons que, pour chaque événement, P_{tmis} ou P_{ttpc} soit supérieur à 5 GeV/c, pour renforcer, sans perdre en efficacité, les critères ci-dessus.

Sélection hadronique	$N_{\rm cha} > 10$ $E_{\rm cha} > 0,12 E_{\rm cms}$ $P_{\rm ttpc} > 2$ GeV/c
Coupures anti $\gamma\gamma$	$P_{\rm tmis} > 2$ GeV/c $E_{\rm cha} > 0,16 E_{\rm cms}$ $E_{\rm tra} > 0,15 E_{\rm cms}$ $P_{\rm ttpc} > 5$ GeV/c ou $P_{\rm tmis} > 5$ GeV/c

Tableau 5.1: *Résumé des coupures anti $\gamma\gamma$.*

En appliquant ces critères de sélection sur les variables décrites, les événements $\gamma\gamma$ sont presque complètement rejetés. L'ensemble de ces coupures est rappelé dans le tableau 5.1.
La réduction du fond $\gamma\gamma$ entraîne peu de perte en efficacité pour le signal[1]. L'accord entre les événements attendus et les données réelles est de l'ordre de 4 % (voir le tableau récapitulatif 5.4, p. 115 à la fin du Chapitre). L'accord peut être apprécié dans les figures 5.3 à 5.8 sur les distributions de variables qui seront définies et utilisées dans la suite.

5.2.2 Coupures de qualité

Le but des coupures de qualité consiste, d'une part à retenir les événements sans problèmes évidents de reconstruction, et d'autre part à réduire la taille de l'échantillon en n'affectant que très faiblement l'efficacité des analyses de recherche du boson de Higgs.

Réjection d'événements mal reconstruits

Nous définissons $\theta_{\rm forward}$ l'angle polaire du jet le plus à l'avant, en utilisant l'algorithme de clusterisation libre. Nous pouvons observer dans la figure 5.3 une accumulation d'événements à faible valeur de $\theta_{\rm forward}$ pour les événements Zγ. Cette accumulation provient des événements radiatifs où le photon a été émis à l'avant et forme un jet. Nous voulons également rejeter les événements où les jets hadroniques sont émis très à l'avant et ont été seulement partiellement reconstruits. Pour cette raison nous éliminons les événements ayant $\theta_{\rm forward} < 16°$.

Parfois, dans les événements Zγ radiatifs, le photon est émis dans le détecteur et son dépôt électromagnétique est associé à une trace chargée qui peut être de faible impulsion. Ces événements présenteront des valeurs importantes d'énergie manquante. Pour éviter de sélectionner ce type d'événement, nous recherchons tous les dépôts électromagnétiques qui ont été associés à une trace chargée, et nous repérons celui dont l'énergie est la plus importante, appelé “Gerelm”[2]. La partie négative de “Gerelm” (voir la figure 5.4) désigne les dépôts associés aux traces qui ont été rejetées lors de critères de sélection de traces[3]. On peut voir qu'il arrive de rejeter des traces qui ont été associées à des dépôts électromagnétiques de plus de 50 GeV, qui correspondent au photon du retour radiatif. Ces événements présenteront aussi des valeurs importantes d'énergie

[1] Il faut préciser que les efficacités au signal que nous citerons seront toujours des efficacités par rapport au processus Higgs$\to$ *tout*, pas seulement Higgs$\to$ b$\bar{\rm b}$. La perte en efficacité du Higgs en b$\bar{\rm b}$ est seulement de 8 % après application des coupures anti $\gamma\gamma$, tandis que pour le reste des désintégrations du Higgs la perte est de 52 %.

[2] Pour des raisons historiques, cette variable signifie “Gerbe électromagnétique”.

[3] La sélection de traces est détaillée en annexe A.

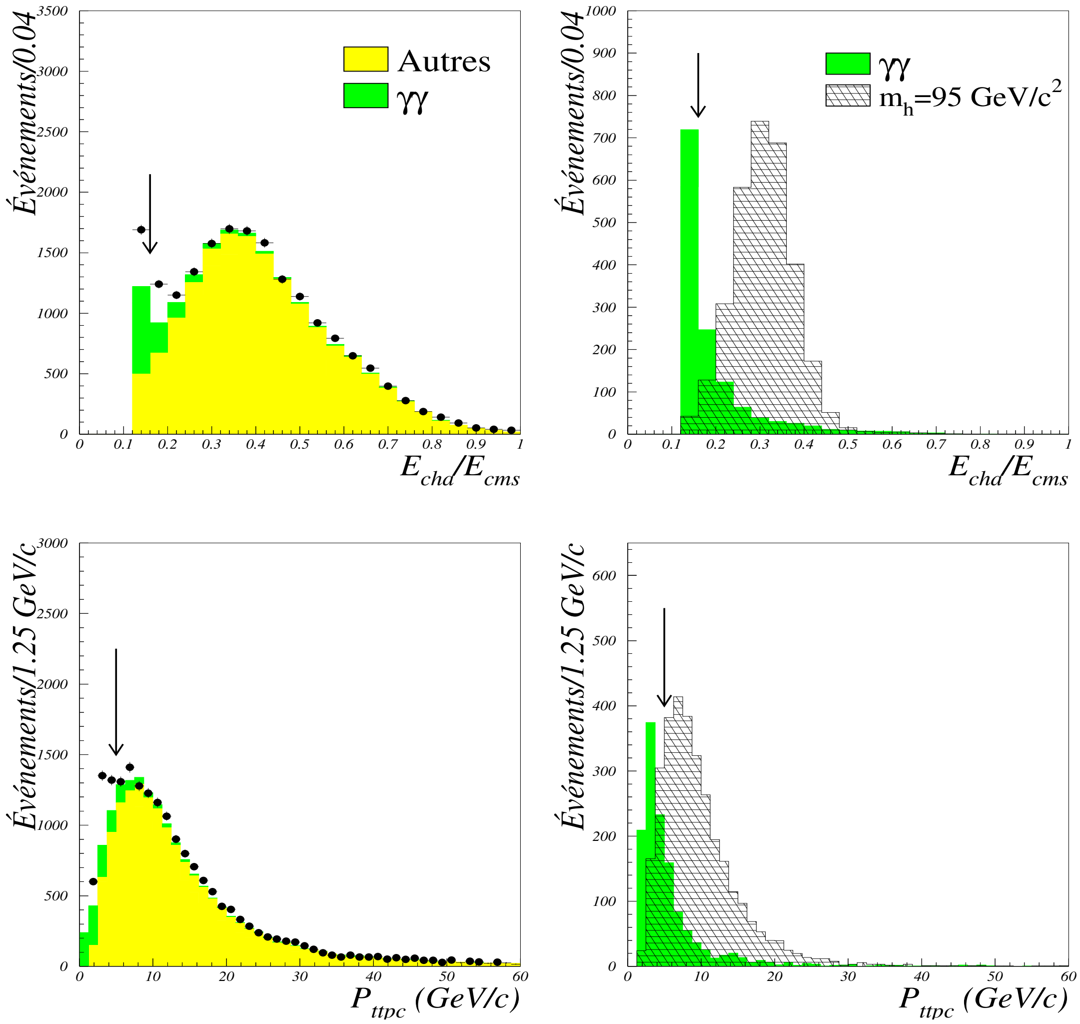


Figure 5.1: *Les figures de gauche montrent les distributions de* E_{cha} */*E_{cms} *et* P_{ttpc} *obtenues dans les données et celles prédites à partir de la simulation pour les processus standards. La normalisation est fixée par la luminosité enregistrée et par les valeurs des sections efficaces prédites pour les différents processus. Les figures de droite correspondent aux mêmes distributions pour les événements de fond* $\gamma\gamma$ *ainsi que pour les événements de signal qui ont été générés à une masse de boson de Higgs de 95* GeV/c^2 *; la normalisation du signal est arbitraire. La flèche indique l'endroit où la coupure finale est appliquée.*

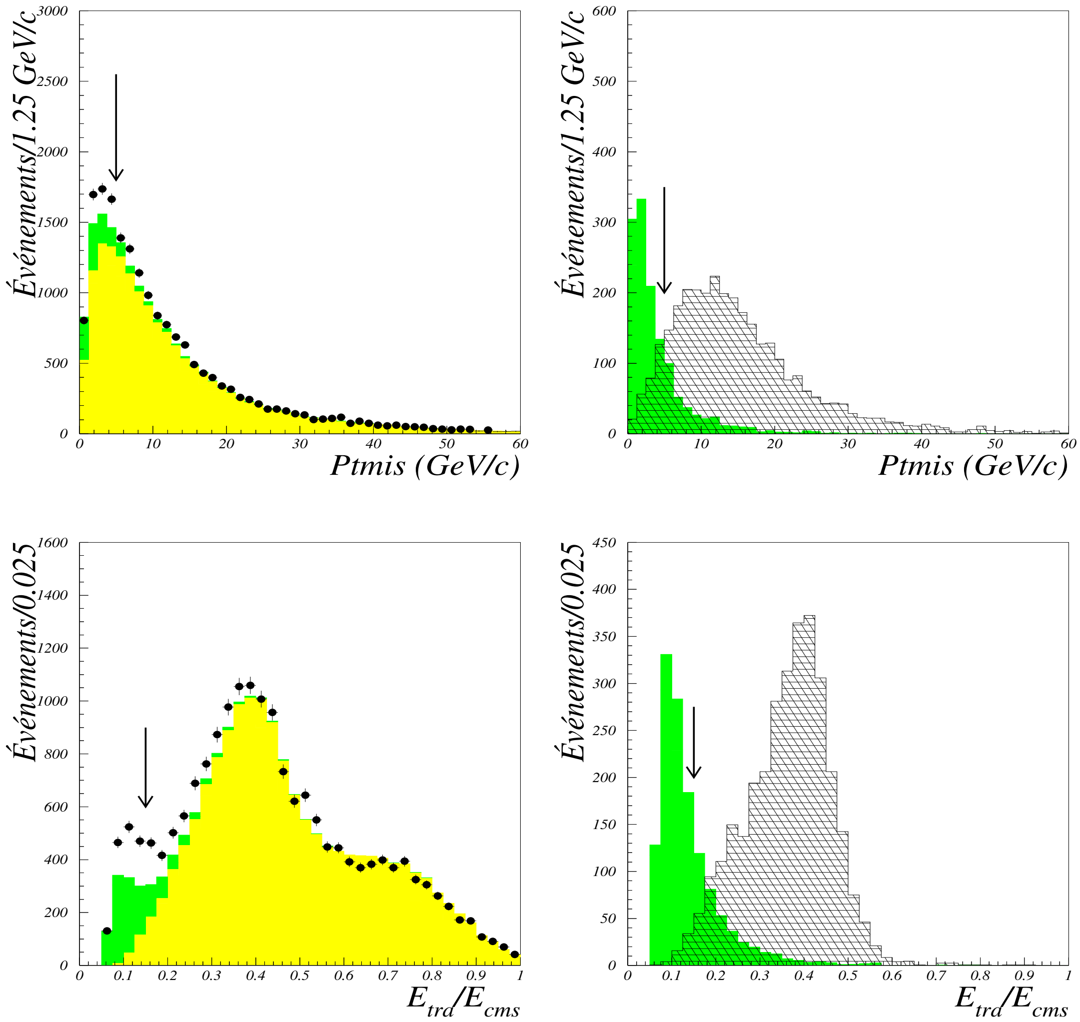


Figure 5.2: *Les figures de gauche montrent les distributions de $P_{\rm tmis}$ et $E_{\rm tra}$ $/E_{\rm cms}$ obtenues dans les données et celles prédites à partir de la simulation pour les processus standards. La normalisation est fixée par la luminosité enregistrée et par les valeurs des sections efficaces prédites pour les différents processus. Les figures de droite correspondent aux mêmes distributions pour les événements de fond $\gamma\gamma$ ainsi que pour les événements de signal qui ont été générés à une masse du boson de Higgs de 95* GeV$/c^2$ *; la normalisation du signal est arbitraire. La flèche indique l'endroit où la coupure finale est appliquée.*

manquante. Nous éliminons alors les événements ayant de grandes valeurs absolues de cette variable.

Actuellement il existe un algorithme officiel au sein de la collaboration DELPHI, REMCLU [49], qui a été conçu afin de résoudre ce type de problème, et qui de plus améliore l'efficacité de la reconstruction des dépôts électromagnétiques à l'avant. Cet algorithme n'est pas utilisé dans cette thèse car il n'a pu être finalisé que tardivement.

Sélection d'événements ayant de l'énergie manquante

Les signaux que nous recherchons sont caractérisés par la présence d'énergie manquante venant des neutrinos. Pour sélectionner ces événements, nous allons forcer tous les événements à une configuration ayant deux jets et nous utiliserons la distribution d'énergie de ces deux jets (E_{jet1} et E_{jet2}). Les figures 5.5 et 5.6 représentent les distributions de ces énergies divisées par $\sqrt{s}$. Nous constatons que le signal est concentré dans la région de faibles valeurs d'énergie. En effet, nous nous attendons à ce que $E_{\mathrm{jet1}} + E_{\mathrm{jet2}}$ soit de l'ordre de $\sqrt{s} - m_Z$. Pour les événements sans énergie manquante, $E_{\mathrm{jet1}} + E_{\mathrm{jet2}}$ sera de l'ordre de $\sqrt{s}$. Les coupures supérieures (indiquées dans les figures) rejettent la majorité des événements dits “4 jets”, c'est à dire des événements non radiatifs, des événements WW et ZZ où les deux bosons se désintègrent de façon hadronique. Cette coupure réduit le nombre d'événements d'un facteur 2.

Réjection des événements radiatifs

Les événements Zγ radiatifs, après les coupures précédentes, représentent 85 % du fond attendu. Nous allons nous attacher maintenant à éliminer les événements radiatifs “évidents”, ceux caractérisés par la présence d'un photon énergétique dans le détecteur, ainsi que ceux caractérisés par l'émission d'un photon dans le tube à vide.

Pour ces derniers, s'il n'y a pas eu de problème de reconstruction, θ_{pmis} est dirigé vers le tube a vide. La figure 5.7 montre que les événements Zγ ont une distribution de $|\cos\theta_{\mathrm{pmis}}|$ piquée à la valeur 1. En revanche, la distribution des événements du signal est uniforme. Cette coupure permet de rejeter environ 82 % du fond Zγ qui restait.

Nous voudrions maintenant rejeter les événements caractérisés par la présence d'un photon dans l'acceptance du détecteur. Pour les événements avec un photon émis dans la région à l'avant, nous allons considérer l'énergie électromagnétique dans un cône de 30° autour du faisceau. La distribution de cette variable est montrée dans la figure 5.8.

Pour les événements de signal cette variable prend toujours des valeurs petites, tandis que les événements de fond s'étalent dans un intervalle plus large. Le pic des photons ISR à environ 70 GeV est visible. On peut également constater la contamination des événements WW avec radiation d'un photon qui donne également une accumulation autour de 70 GeV.
Les événements ayant un photon qui a été reconstruit comme un jet sont facilement rejetés en utilisant comme variable la (plus grande) fraction d'énergie électromagnétique par jet. La figure 5.9 montre que la distribution des événements du fond Zγ présente une accumulation autour de la valeur 1 (jets qui ne sont formés que d'un photon), tandis que la distribution des événements du signal est concentrée aux valeurs faibles de cette variable.

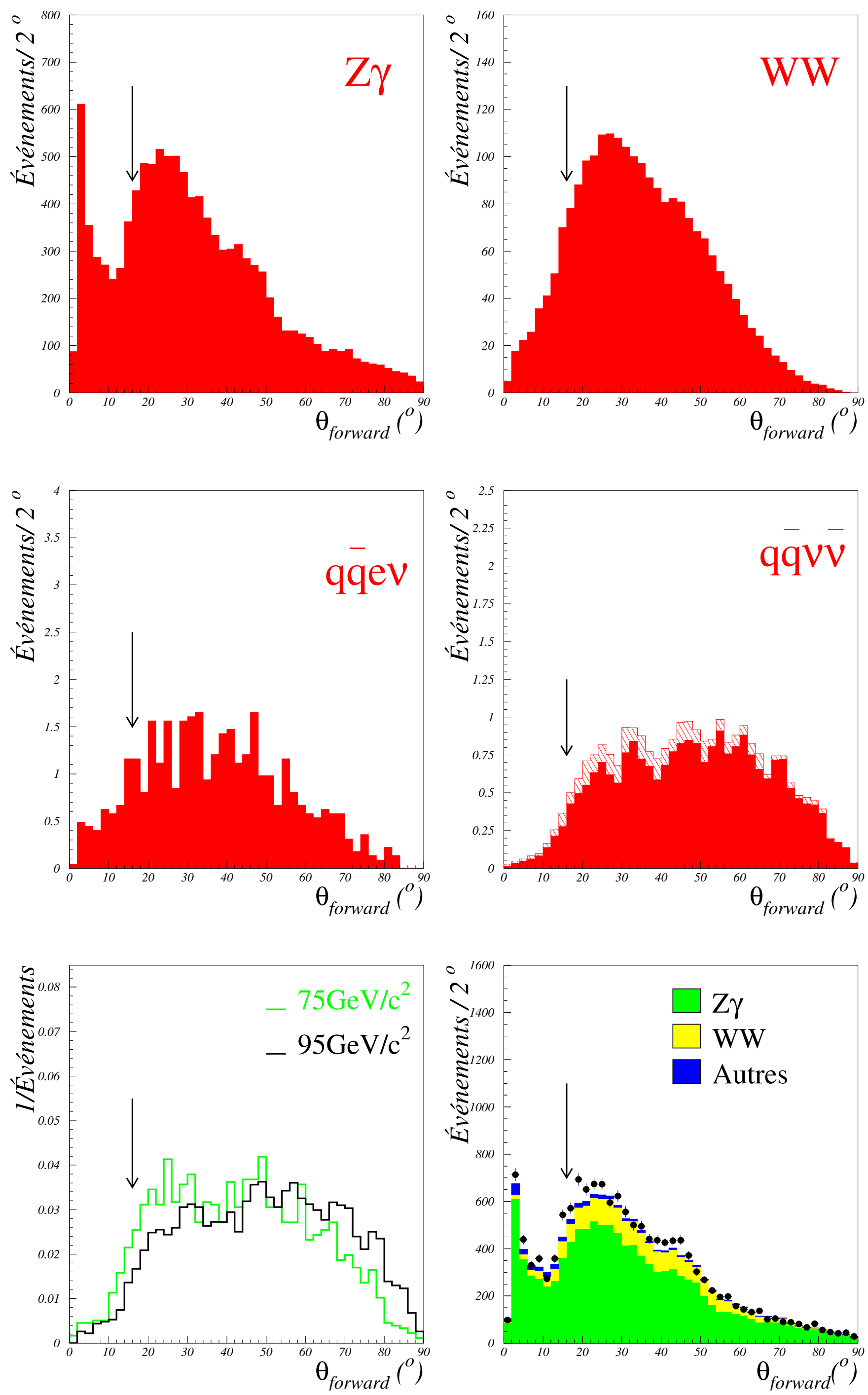


Figure 5.3: *Distributions de l'angle θ du jet le plus à l'avant pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse du boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2. *Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z γ^*" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

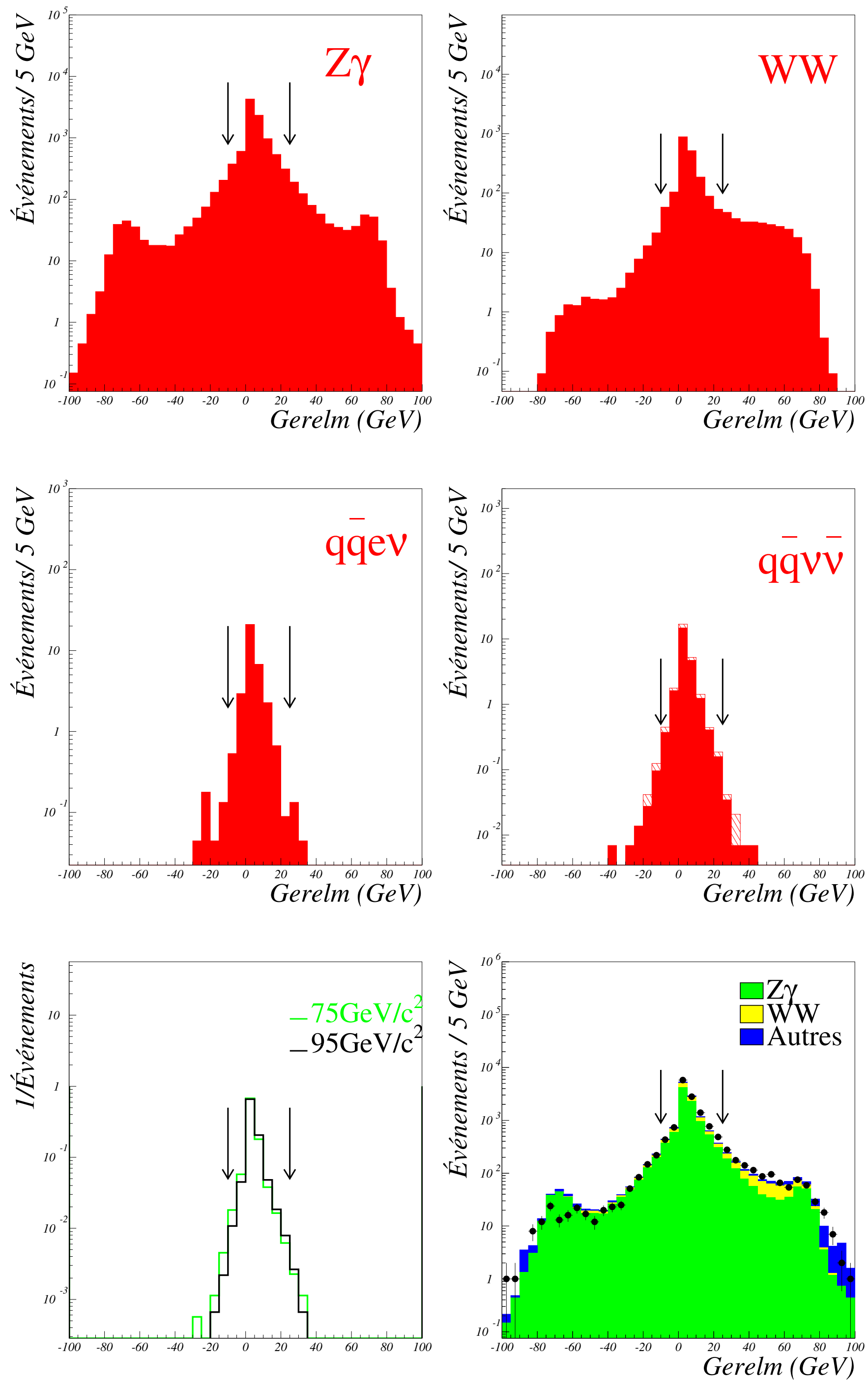


Figure 5.4: *Distributions de l'énergie du dépôt électromagnétique le plus énergétique associé à une trace chargée pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse de boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2*. Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus* $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ *on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z* γ^**" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

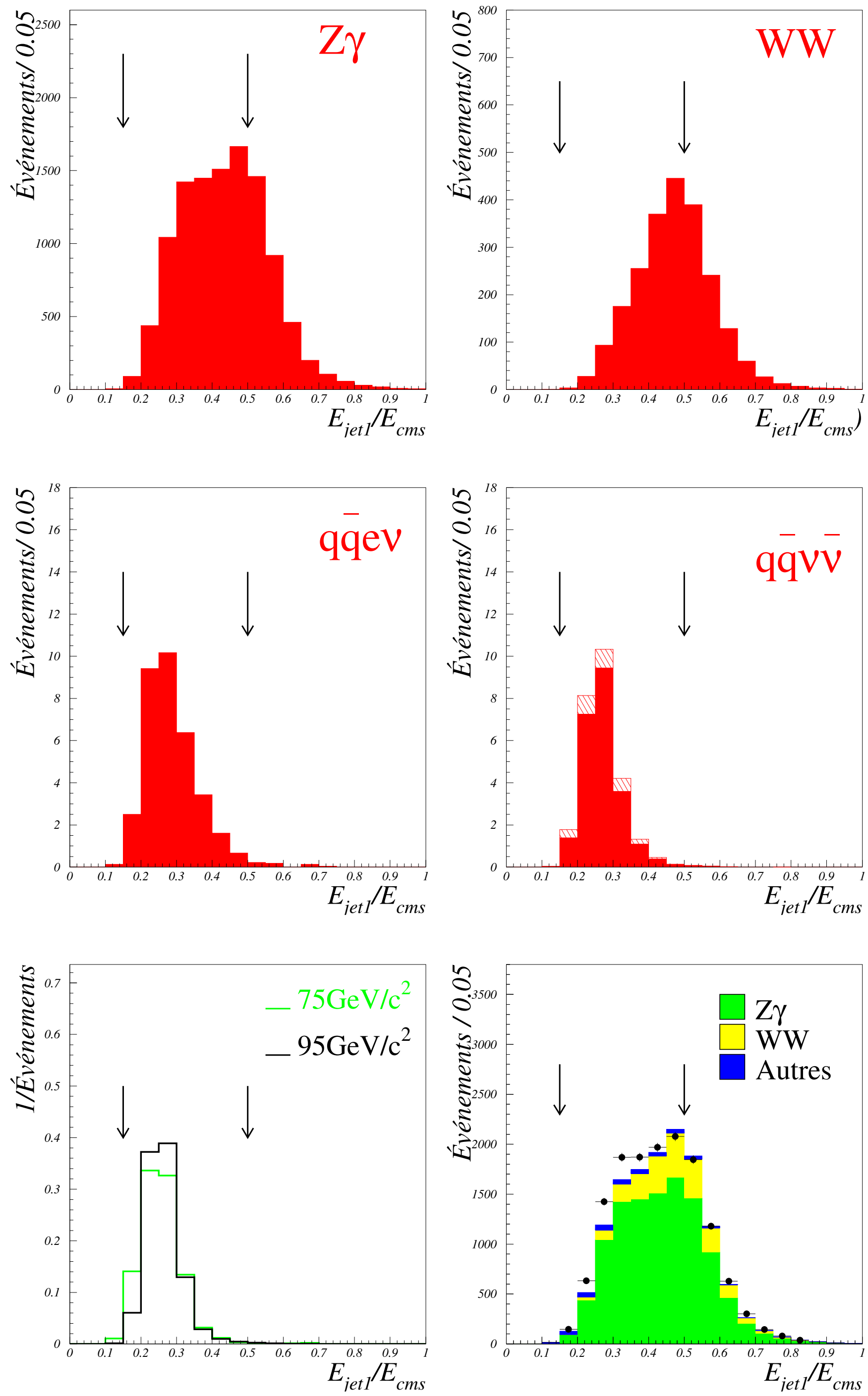


Figure 5.5: *Distributions de l'énergie du jet le plus énergétique pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse de boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2. *Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z γ^*" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

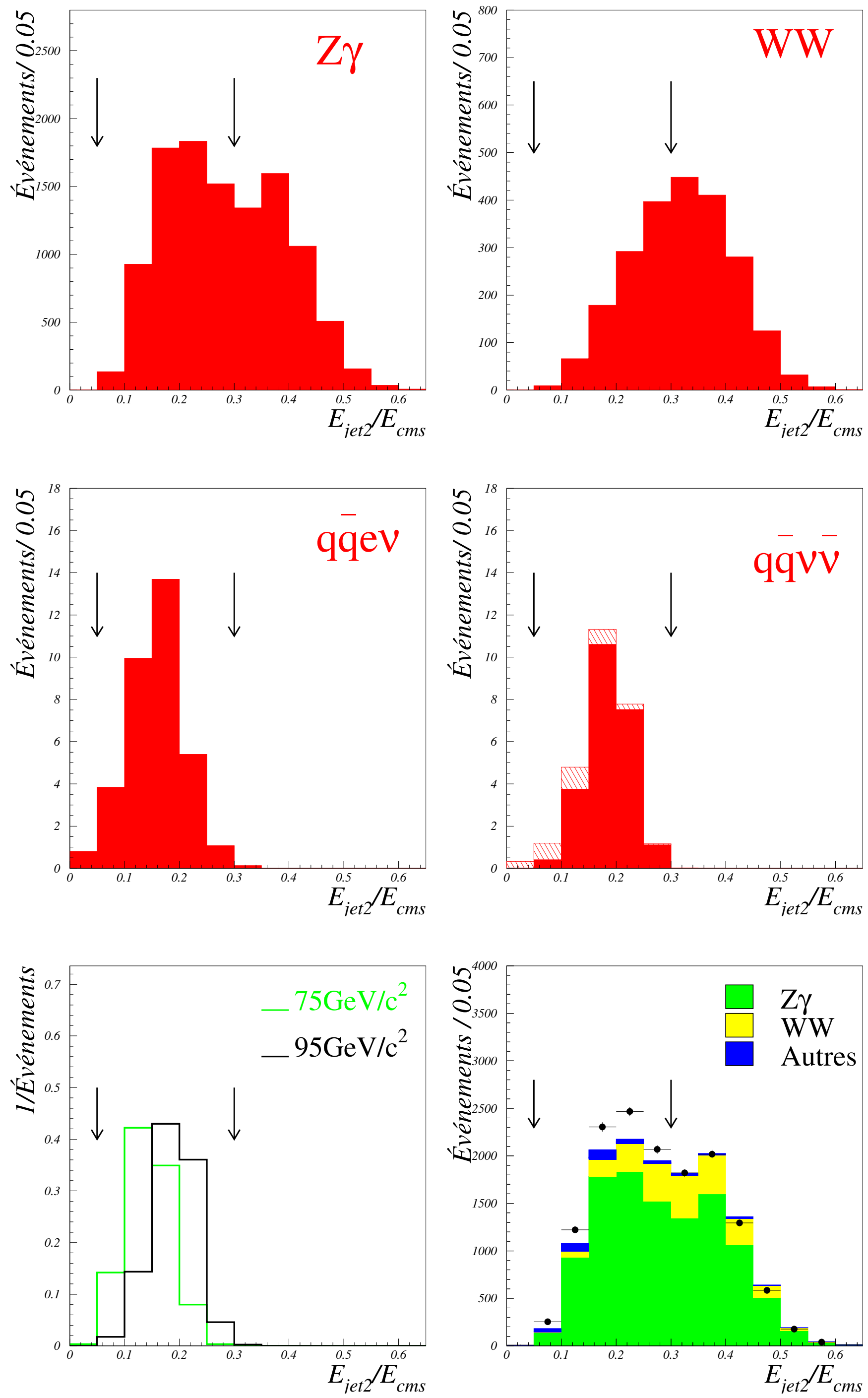


Figure 5.6: *Distributions de l'énergie du jet le moins énergétique pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse de boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2. *Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus* $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ *on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "*$Z\,\gamma^*$*" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

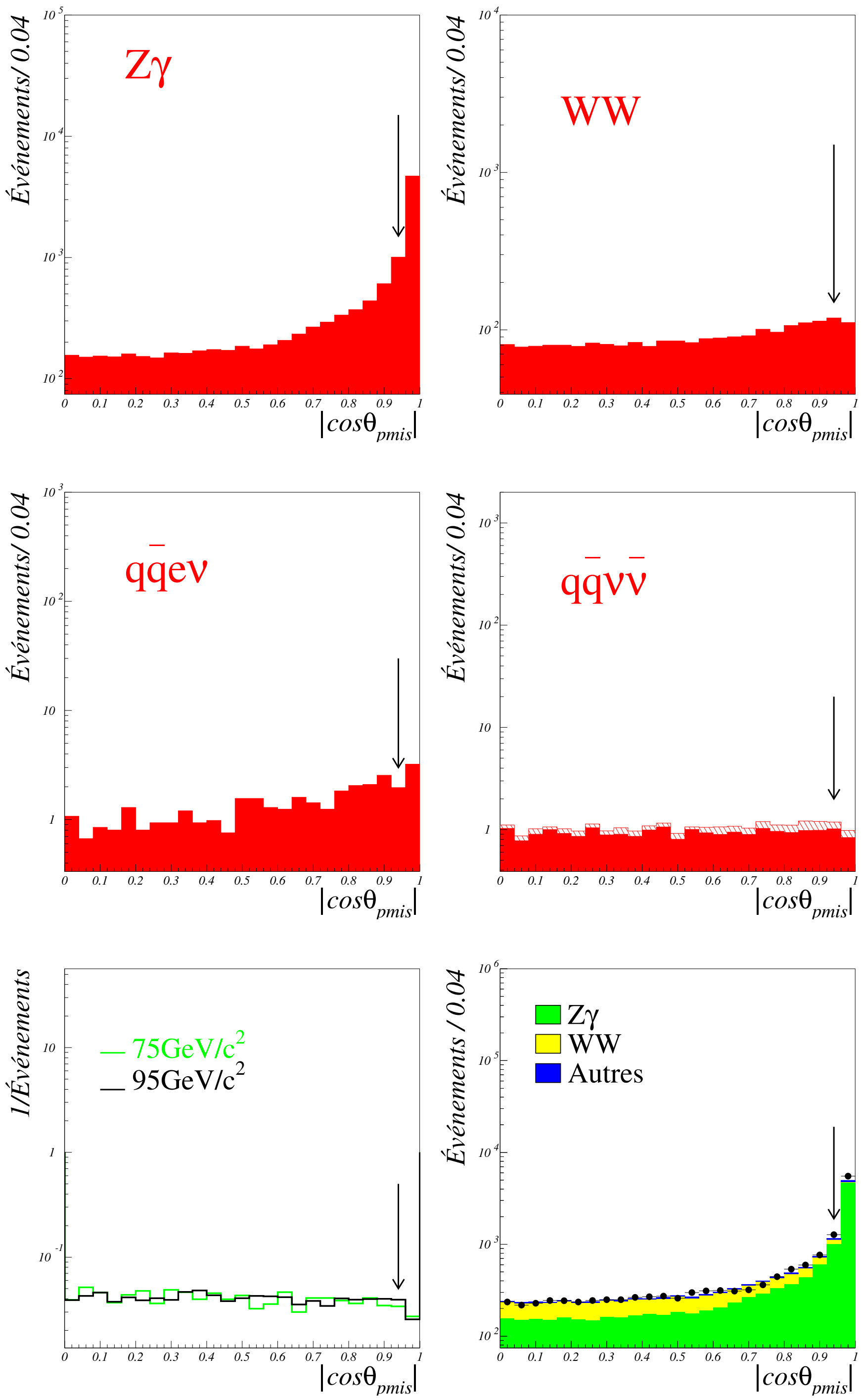


Figure 5.7: *Distributions du cosinus de l'angle* θ_{pmis} *de l'impulsion manquante pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse de boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2*. Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus* $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ *on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z* γ^**" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

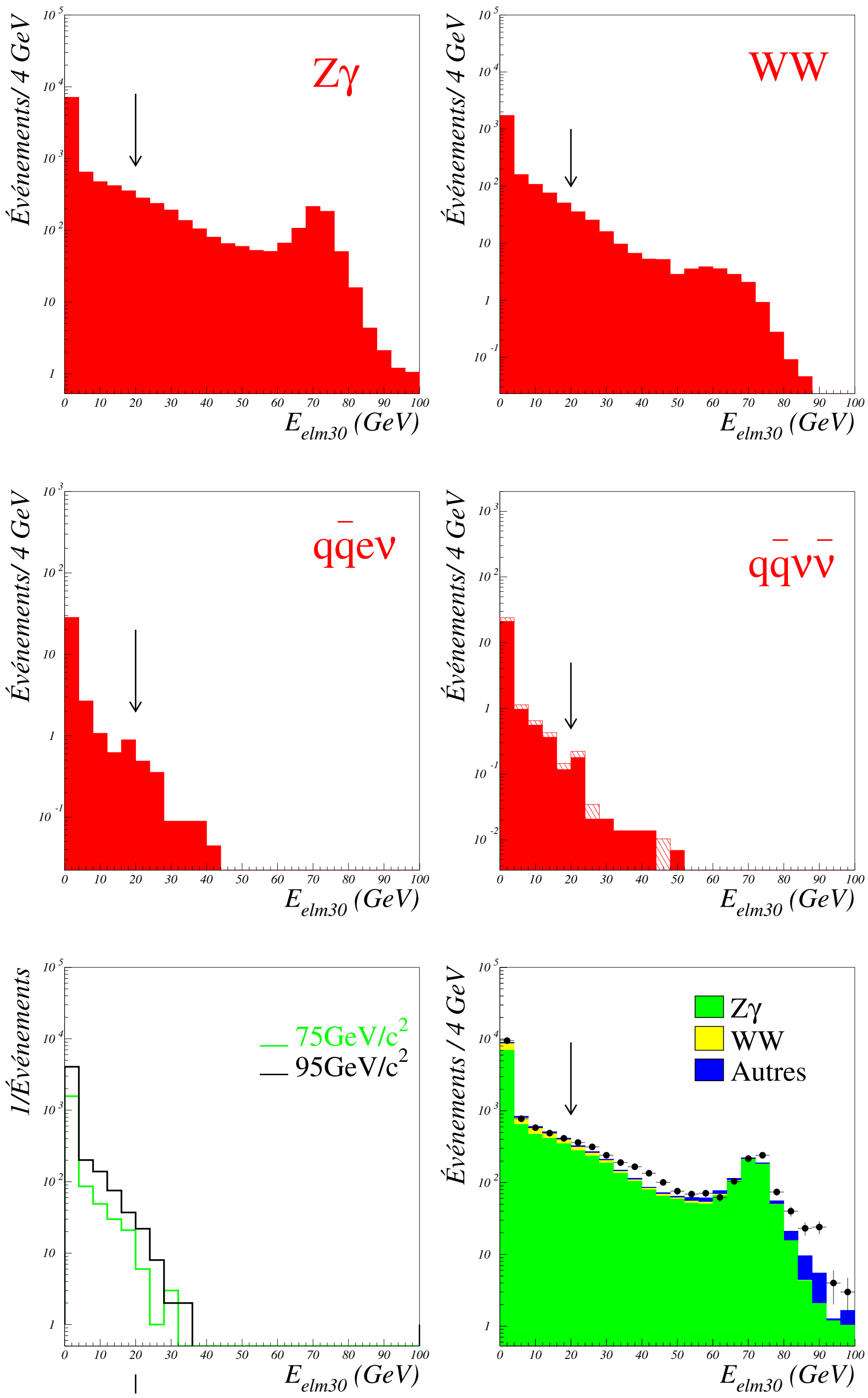


Figure 5.8: *Distributions de l'énergie électromagnétique dans un cône de 30° pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse du boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2*. Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z γ^*" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

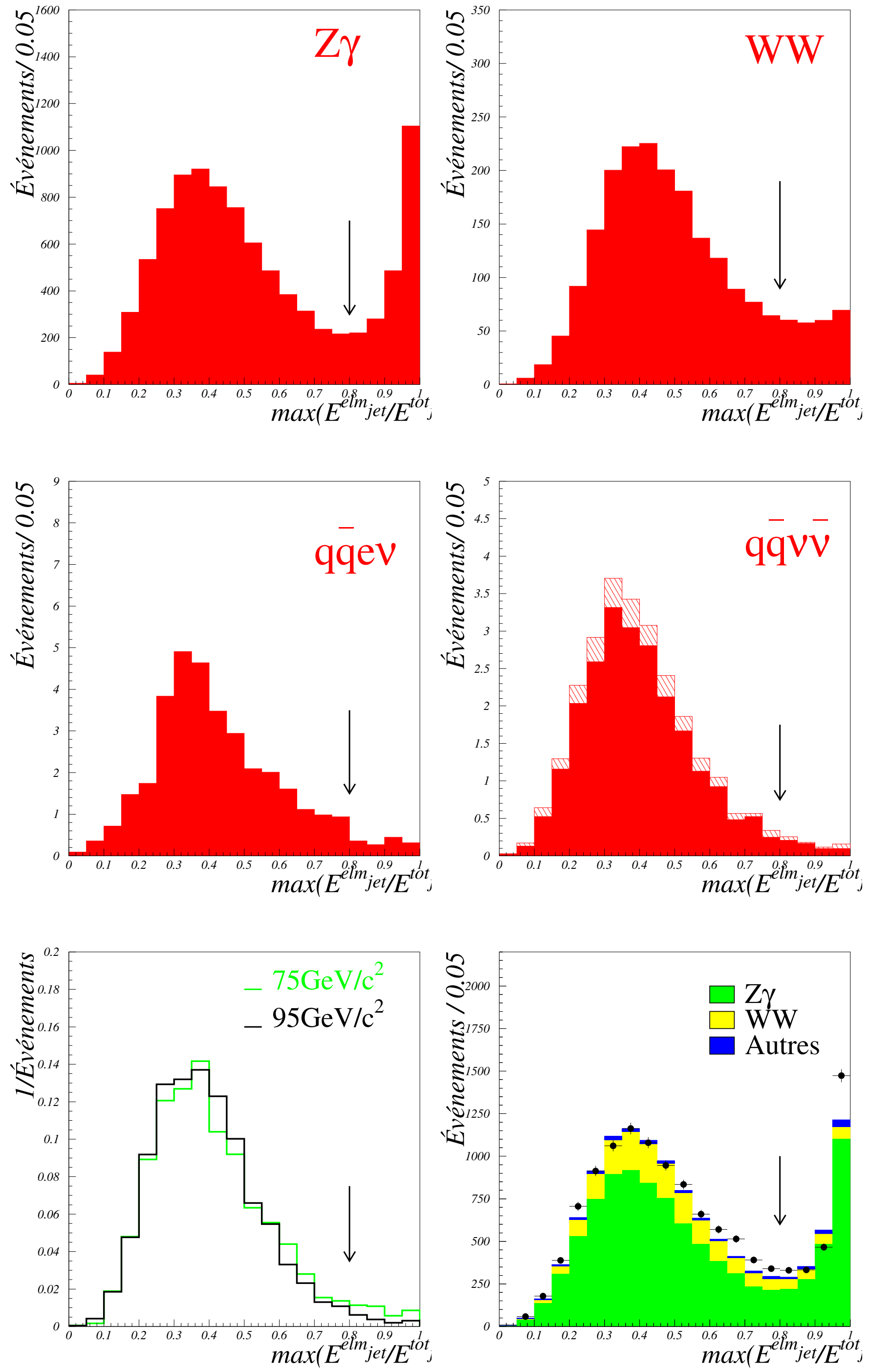


Figure 5.9: *Distributions de la fraction d'énergie électromagnétique par jet la plus grande pour les fonds principaux normalisées à la luminosité enregistrée, pour les données et pour les événements de signal qui ont été générés avec une masse de boson de Higgs de 75* GeV/c^2 *et 95* GeV/c^2. *Les distributions des événements de signal sont normalisées à l'unité. Dans la distribution correspondant au processus* $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ *on a distingué la contribution "ZZ" où les deux bosons sont sur leur couche de masse (histogramme plein) et celle "Z γ^*" avec un boson hors couche de masse (histogramme hachuré). La flèche indique l'endroit où la coupure est appliquée.*

$\theta_{\text{forward}} > 16°$
$-15\text{GeV} < \text{Gerelm} < 25\text{GeV}$
$0,15E_{\text{cms}} < E_{\text{jet1}} < 0,50E_{\text{cms}}$
$0,05E_{\text{cms}} < E_{\text{jet2}} < 0,30E_{\text{cms}}$
$\lvert\cos\theta_{\text{pmis}}\rvert < 0,94$
$\max(E^i_{\text{elm}}/E^i_{\text{tot}}) < 0,8$
$E_{\text{elm30}} < 20\text{GeV}$

Tableau 5.2: *Résumé des coupures de qualité.*

5.2.3 Conclusions

Les chiffres du tableau 5.4, p. 115, montrent que les deux premières étapes de l'analyse ont permis de réduire d'un facteur à peu près 20 la taille de l'échantillon. Le fond $\gamma\gamma$ a été réduit à un niveau complètement négligeable. De plus, la contamination venant des événements Zγ, WW et Weν a été réduite d'un facteur d'environ 23 et 2 respectivement.

L'efficacité au signal est seulement diminuée de 25 % et ne dépend que faiblement de la masse du boson du Higgs générée (tableau 5.5, p. 116). Les coupures décrites jusqu'à présent seront nommées “coupures de présélection”. L'accord entre les données réelles et les données simulées est de 4 % (soit environ 1,3 σ). Cet accord peut être apprécié dans les figures 5.21 et 5.22, pour les variables qui seront utilisées dans l'étape finale de l'analyse. Cela permet de démarrer l'étape suivante dans les meilleures conditions possibles.

5.3 L'analyse probabiliste

À 75 % d'efficacité, après les deux étapes décrites précédemment, on s'attend à ce que 3,8 événements de signal soient produits (en considérant une luminosité de 153 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 189$ GeV) pour une masse du boson de Higgs de 95 GeV/c^2. Il faut pouvoir distinguer ces 3,8 événements du millier d'événements de fond attendus. Pour cela, nous aimerions prendre en compte la plupart des caractéristiques des événements de signal sans devoir définir des critères de sélection pour chacune des variables. Dans la suite nous allons décrire un ensemble de variables (une partie a déjà été décrite dans les paragraphes précédents) dont les distributions permettent de distinguer des evts de signal des événements de bruit de fond, principalement Zγ et WW.

À partir de ces distributions nous construisons une variable discriminante, Dis, définie[4] de la façon suivante[5] :

$$Dis = \frac{P_{\text{signal}}}{\alpha P_{\text{Z}\gamma} + \beta P_{\text{WW}} + \gamma P_{\text{We}\nu} + \delta P_{\text{ZZ}}}, \tag{5.2}$$

[4]La définition de la variable Dis est donnée pour des échantillons de simulation générés avec Pythia. Lorsque l'on traite des échantillons Excalibur la définition de la variable s'adapte de la façon suivante :

$$Dis = \frac{P_{signal}}{\alpha P_{\text{Z}\gamma} + \beta P_{\text{WW}} + \gamma P_{\text{q}\bar{\text{q}}\text{e}\nu} + \delta P_{\text{q}\bar{\text{q}}\nu\nu}}. \tag{5.1}$$

[5]Cela constitue la façon optimale de combiner différentes variables si elles ne sont pas corrélées.

où P_{signal} est la distribution de la densité de probabilité construite en utilisant les événements de signal. Au dénominateur nous avons la somme des distributions de densité de probabilité construites en utilisant les événements appartenant aux différents processus de fond (en se restreignant aux processus de fond dominants). Les coefficients α, β, γ et δ (tels que $\alpha+\beta+\gamma+\delta=1$) désignent les poids relatifs des différentes contributions de fond. Ces coefficients sont determinés à partir des événements issus de la simulation.

Chaque densité de probabilité pour un processus donné est construite de la façon suivante :

$$P = \prod_{i=1}^{9} F^i(y). \tag{5.3}$$

Les 9 variables utilisées (y) et leurs distributions F^i vont être décrites dans le paragraphe suivant, et sont récapitulées dans le tableau 5.3.

La variable discriminante prendra de grandes valeurs pour un événement de signal et de petites valeurs pour un événement qui ressemble à ceux de fond.

E_{jet1}
$\cos\theta_{\text{pmis}}$
$\sqrt{S'}$
$\cos(acopla)$
herm
P_{mis}
X_{b}
multi
$\text{Pt}^{\text{max}}/\text{jet}$

Tableau 5.3: *Récapitulatif des 9 variables, y, utilisées dans la construction de la variable discriminante Dis (10.1) et (5.3).*

5.3.1 Choix et description des variables utilisées dans l'analyse probabiliste

Le choix des variables est motivé par la composition du fond (voir le tableau 5.4, pag. 115) : 60 % d'événements $Z\gamma$, 33 % d'événements WW et 7 % provenant d'autres processus (à $\sqrt{s} = 189$ GeV). Pour distinguer les événements $Z\gamma$, il faudra surtout exploiter la topologie particulière des événements radiatifs et doublement radiatifs (37 % et 38 % respectivement du fond $Z\gamma$ attendu à cette efficacité) en utilisant l'énergie des jets (E_{jet1}), la direction de l'impulsion manquante (θ_{pmis}), l'angle entre les jets ($\cos acopla$) et l'énergie effective disponible dans le centre de masse ($\sqrt{S'}$). La réponse de l'algorithme d'herméticité sera utilisée pour reconnaître les événements ayant des photons dans les compteurs d'herméticité. En ce qui concerne les événements WW , nous utiliserons surtout l'étiquetage des quarks b (X_b) ainsi que des variables dédiées à l'identification des jets issus de la désintégration du lepton τ : multiplicité chargée dans les événements à plus de deux jets (multi), impulsion transverse par rapport au jet ($\text{Pt}^{\text{max}}/\text{jet}$) et impulsion manquante totale (P_{mis}).

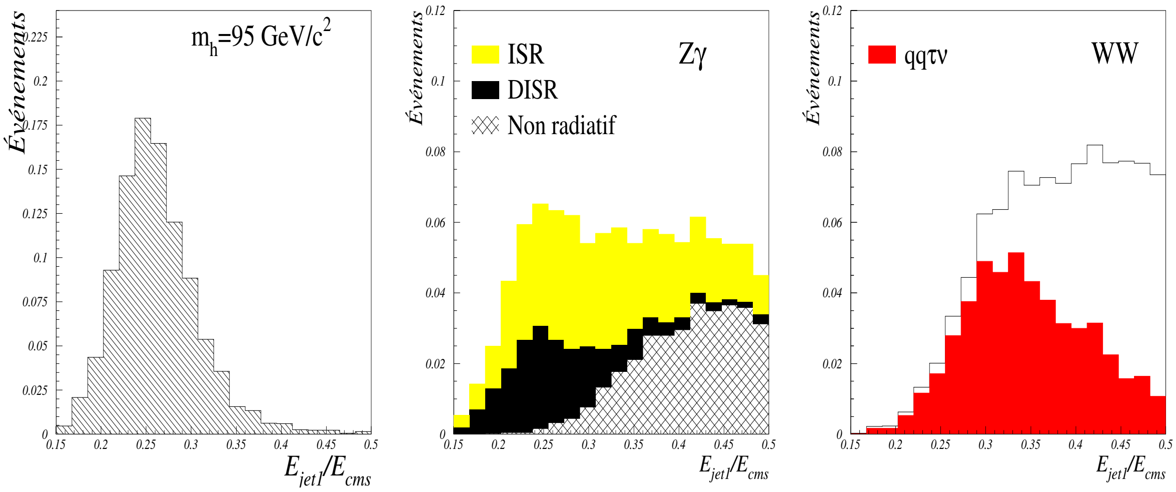


Figure 5.10: *Distributions de l'énergie du jet le plus énergétique en ayant forcé la topologie des événements à deux jets, pour les événements de signal qui ont été générés à une masse du Higgs égale à 95* GeV/c^2 *et pour les événements de fond* Zγ *et* WW*. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons décrire chacune de ces variables.

Énergie du jet le plus énergétique : $E_{\rm jet1}$

Cette variable a déjà été décrite dans le paragraphe sur les coupures de qualité, et est utilisée afin de rejeter les événements sans énergie manquante. Les distributions obtenues pour les événements d'annihilation, en particulier celles issues des événements non radiatifs, sont caractérisées par une distribution de $E_{\rm jet1}$ déplacée vers les grandes valeurs par rapport à celle du signal. Il en est de même pour celles venant des événements WW hadroniques résiduels. De plus, avec cette observable, on peut réduire la contribution des événements WW possédant une désintégration leptonique. En effet, le lepton ou les produits de désintégration du lepton (dans le cas du τ) des événements $\rm q_1\bar{q}_2 \mathit{l}\nu$ sont associés à un des jets dans la clusterisation dite à "deux jets". Cet effet se traduira (en moyenne) par un jet plus énergétique que ceux issus d'un événement de signal. Les distributions de $E_{\rm jet1}$ sont montrées dans la figure 5.10.

Direction de l'impulsion manquante : $\cos\theta_{\rm pmis}$

Nous avons déjà décrit cette variable dans le paragraphe sur les coupures de qualité et nous l'avons utilisée afin de diminuer la contribution des événements ISR. Malgré la coupure, la différence de forme de cette distribution pour les événements de signal et pour ceux du fond nous permettra encore d'être sensible aux événements Zγ radiatifs.

Énergie effective disponible dans le centre de masse : $\sqrt{S'}$

La distribution de $\sqrt{S'}$ caractérise très bien les événements Zγ. Cette variable peut être calculée à partir de la direction des jets reconstruits. Pour ce faire, l'événement est forcé à une topologie ayant deux jets, et une recherche de photons énergétiques est effectuée dans le détecteur [50].

On peut se retrouver dans un des cas suivants :

- **Pas de photon :** Si aucun photon n'est trouvé dans le détecteur, l'hypothèse d'un photon émis dans le tube à vide est faite. Dans ce cas, pour satisfaire à la conservation de l'énergie et de l'impulsion, les trois particules doivent être dans le même plan et obéir à la "règle du triangle" [50] qui contraint les angles et les énergies. De ces contraintes l'énergie effective disponible dans le centre de masse peut être déduite.

- **Un photon ISR :** Si un photon est retrouvé dans l'événement, on vérifie s'il peut compenser à lui seul les énergies et les impulsions des jets. Si c'est le cas, on procède comme précédemment avec la règle du triangle. Dans le cas contraire l'algorithme suppose qu'un autre photon a été émis dans le tube à vide. Les énergies et les directions des deux jets ainsi que celles du photon reconstruit sont utilisées pour contraindre la direction de ce photon hypothétique.

- **Deux photons ISR :** Si deux photons ISR sont retrouvés dans le détecteur, la conservation de l'énergie est appliquée et on peut en déduire l'énergie effective disponible dans le centre de masse.

- **Trois photons ISR ou plus :** Si trois photons ISR ou plus sont retrouvés, l'énergie effective disponible dans le centre de masse est calculée à partir de la somme des énergies et des impulsions des photons retrouvés.

La figure 5.11 montre la distribution de $\sqrt{S'}$ pour les événements Zγ après application des *coupures anti* $\gamma\gamma$. Dans cette figure on observe deux pics : un autour de m_Z et un second autour de $\sqrt{s}$. Ce second pic correspond aux événements non radiatifs. Le pic autour de la masse du Z correspond aux événements avec un photon (ISR) émis dans le tube à vide ou bien aux événements double radiatifs avec les deux photons émis dans la même direction (pour les détails sur la cinématique, voir le Chapitre 2). La vallée entre les deux pics correspond à des événements ISR avec un seul photon d'une énergie plus faible que $E_{\gamma 1}$ (Chapitre 2, équation (2.1)) ainsi qu'aux événements DISR avec les deux photons émis dos à dos dans le tube à vide.

La figure 5.12 montre la distribution de $\sqrt{S'}$ pour le fond Zγ et pour le signal après les coupures de présélection. La forme de la distribution est très différente pour le fond et pour le signal. L'accumulation d'événements radiatifs sera très facilement éliminée. Nous constatons également que les distributions de cette variable pour le signal sont très dépendantes de la masse du boson de Higgs généré. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas utilisé cette distribution dans les coupures de présélection.

Cosinus de l'acoplanarité : $\cos(acopla)$

L'acoplanarité est définie comme le complémentaire de l'angle entre les directions des deux jets dans le plan $R\phi$. Pour les événements avec émission de photons dans le tube à vide, l'impulsion transverse de l'événement sera nulle. En conséquence, les jets seront émis dos à dos dans le plan $R\phi$ et l'acoplanarité pour ces événements sera donc très faible. Un exemple d'événement enregistré pendant la prise de données à $\sqrt{s} = 189$ GeV est montré dans la figure 5.13. On remarque que le vecteur impulsion manquante est dirigé dans le tube à vide et que les deux jets, projetés

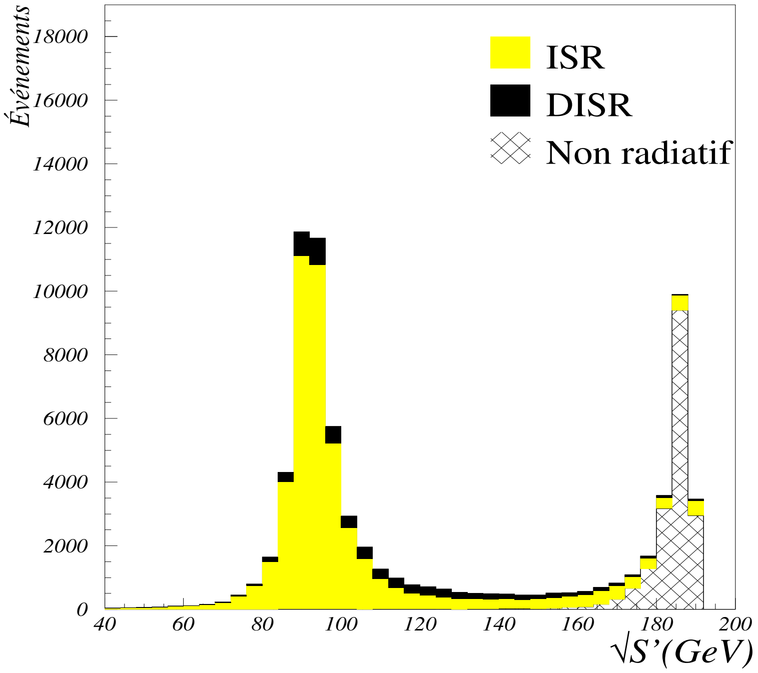


Figure 5.11: *Distribution de l'énergie effective disponible dans le centre de masse, $\sqrt{S'}$, à $\sqrt{s} =$ 189 GeV, où l'on distingue les contributions des événements ISR, DISR et des événements non radiatifs. Cette distribution est obtenue après avoir appliqué les critères de sélection anti-$\gamma\gamma$ (la distribution est normalisée de façon arbitraire).*

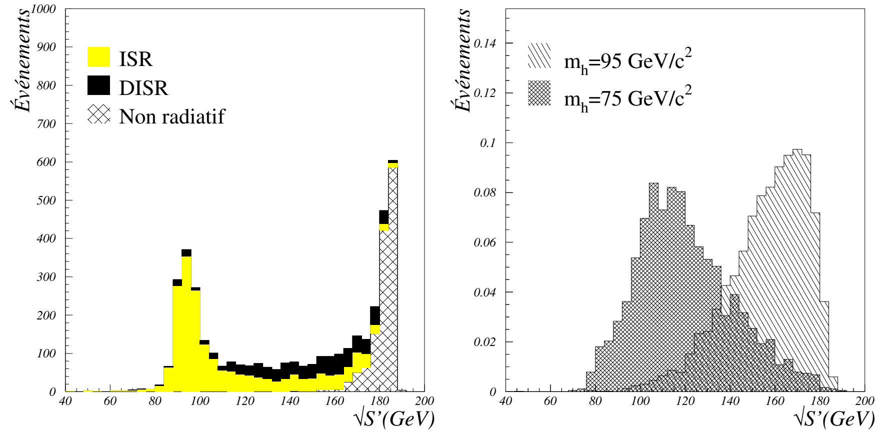


Figure 5.12: *Distributions de $\sqrt{S'}$ après les coupures de présélection : à gauche pour les événements de fond Zγ, et à droite pour les événements de signal qui ont été générés à une masse de 95 GeV/c^2 et de 75 GeV/c^2 (la distribution des événements Zγ est normalisée de façon arbitraire et celles des signaux sont normalisées à 1).*

dans le plan $R\phi$, sont dos à dos.

La valeur de l'acoplanarité d'un événement de signal dépend de la masse du boson de Higgs. En effet, l'impulsion du boson de Higgs est donnée par :

$$|\overrightarrow{p}_{\mathrm{H}}| = \sqrt{\frac{(s + m_{\mathrm{H}}^2 - m_{\mathrm{Z}}^2)^2}{4s} - m_{\mathrm{H}}^2}$$

et

$$p_{\mathrm{H}}^{\perp} = |\overrightarrow{p}_{\mathrm{H}}| \sin\theta.$$

On peut remarquer que pour des masses du boson de Higgs de 95(85) GeV/c^2, $|\overrightarrow{p}_{\mathrm{H}}| = 18,8(34,4)$ GeV/c. Cela se traduit par les distributions d'acoplanarité de la figure 5.14. On peut voir que les événements de signal générés à une masse $m_{\mathrm{H}} \ll \sqrt{s} - m_{\mathrm{Z}}$ (limite cinématique) sont plus acoplanaires que ceux qui s'approchent de cette limite. Cette variable donnera donc une meilleure discrimination entre les événements de fond et ceux de signal qui ont été générés à une faible valeur de masse par rapport à la valeur de la limite cinématique.

Réponse de l'algorithme d'herméticité : herm

Cette variable est la réponse de l'algorithme d'herméticité décrit dans le Chapitre 4. Une réponse égale à 0 nous indique un événement candidat herméticité, et donc à rejeter. À ce niveau de sélection nous obtenons 20,2 % de réponses 0 dans les événements $\mathrm{Z}\gamma$; en revanche, dans les événements du signal et dans les autres processus de fond, le taux de candidats herméticité n'est que de 12 %. Nous avons décidé d'inclure la réponse de l'algorithme dans la variable discriminante afin d'être plus efficace.

Impulsion manquante : P_{mis}

Les distributions de cette variable sont assez différentes pour les événements de signal et de fond, comme le montre la figure 5.15. Nous remarquons que les distributions pour les processus de bruit de fond sont décalées vers les grandes valeurs (en particulier pour les événements WW et Weν). Pour le signal la distribution du P_{mis} dépendra de la masse du Higgs[6] : le P_{mis} diminue en fonction de la masse du boson de Higgs. La discrimination entre les distributions pour les événements de fond et les événements de signal sera meilleure pour les hautes masses du boson de Higgs.

Variable combinée d'étiquetage des quarks b : X_{b}

Cette variable, décrite dans le Chapitre 3, est très efficace pour repérer les événements WW qui ne se désintègrent pas en quarks b. La figure 5.16 montre les distributions de cette variable pour les événements de signal et pour les événements de fond WW.

[6]Le P_{mis} (=$|\overrightarrow{p}_{\mathrm{Z}}|$, où $\overrightarrow{p}_{\mathrm{Z}}$ est l'impulsion du boson Z^0) est égal au module de l'impulsion du boson de Higgs :

$$\overrightarrow{p_{\mathrm{H}}} + \overrightarrow{p_{\mathrm{Z}}} = \overrightarrow{0},$$

et de plus

$$E_{\mathrm{H}}^2 = \overrightarrow{p_{\mathrm{H}}}^2 + m_{\mathrm{H}}^2.$$

Donc pour de grandes masses du boson de Higgs, le p_{H}(=P_{mis}) sera plus petit.

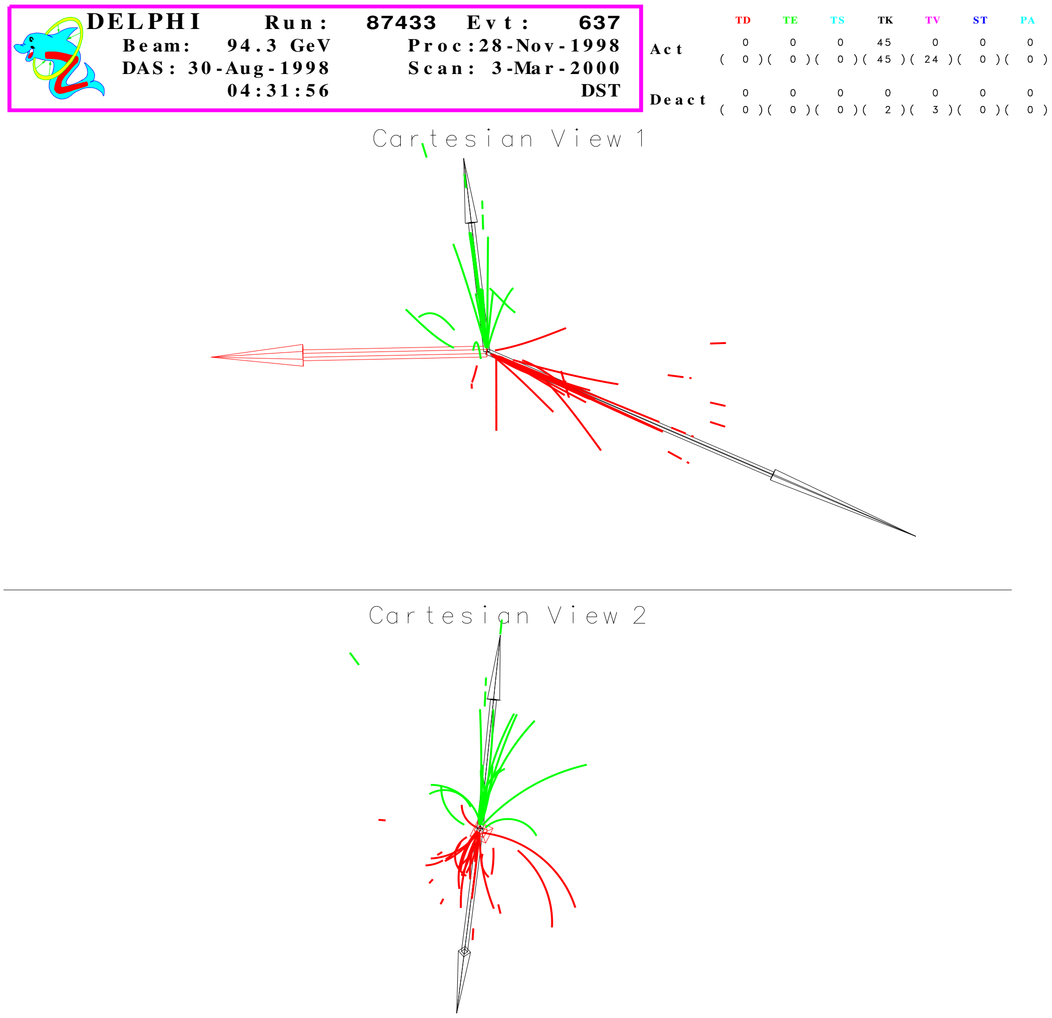


Figure 5.13: *Événement Zγ enregistré pendant la prise de données à* $\sqrt{s} = 189$ GeV. *Dans la première vue (plan longitudinal), nous voyons la structure en deux jets de l'événement ainsi que la direction de l'impulsion manquante dirigée dans le tube. Dans la seconde vue, plan transverse, nous pouvons observer que pour ces événements avec émission d'un photon énergétique (ISR) dans le tube à vide, les jets sont émis dos à dos.*

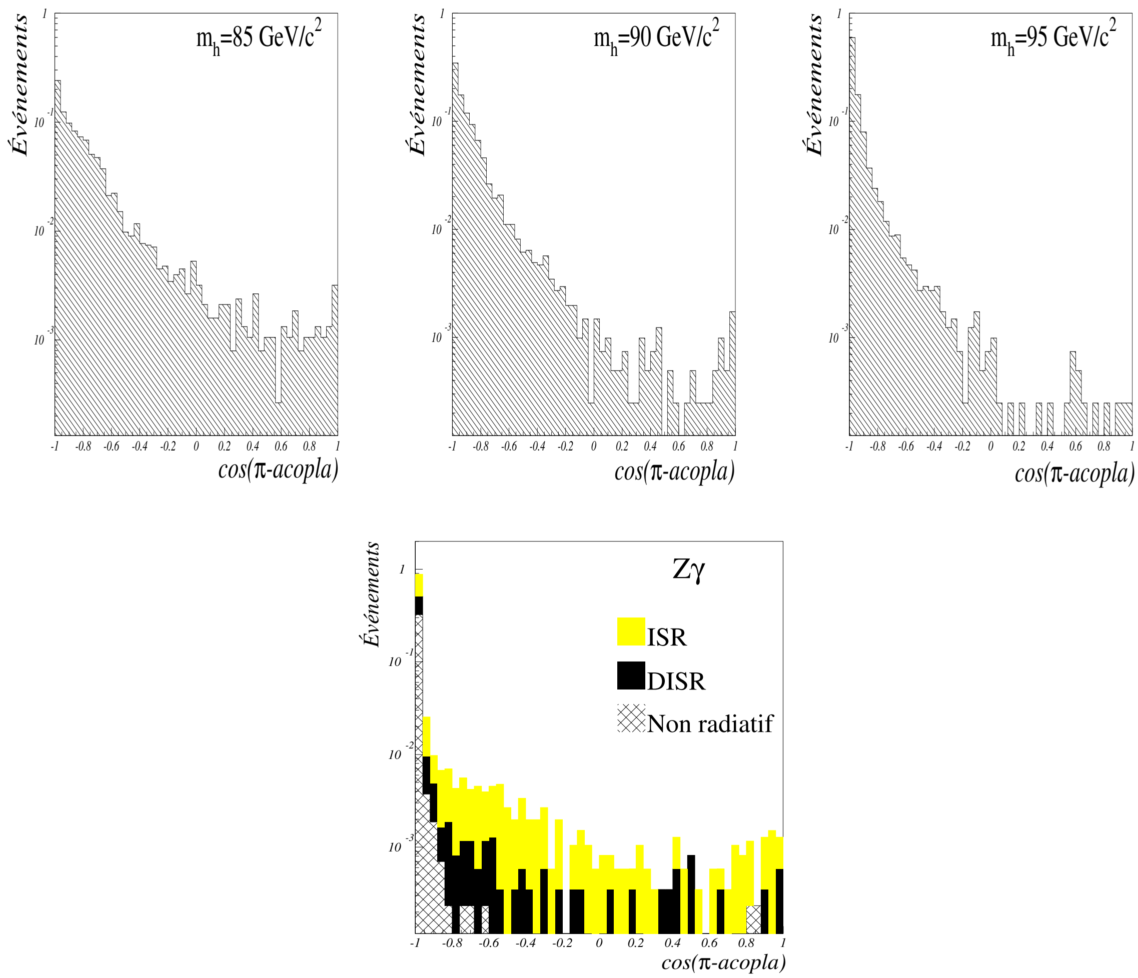


Figure 5.14: *Distributions du cosinus du complémentaire de l'acoplanarité* ($\cos(\pi - acopla)$) *pour les événements de signal qui ont été générés à trois masses différentes du boson de Higgs et pour les événements $Z\gamma$ où les contributions des événements radiatifs (ISR et DISR) et non radiatifs sont distinguées.*

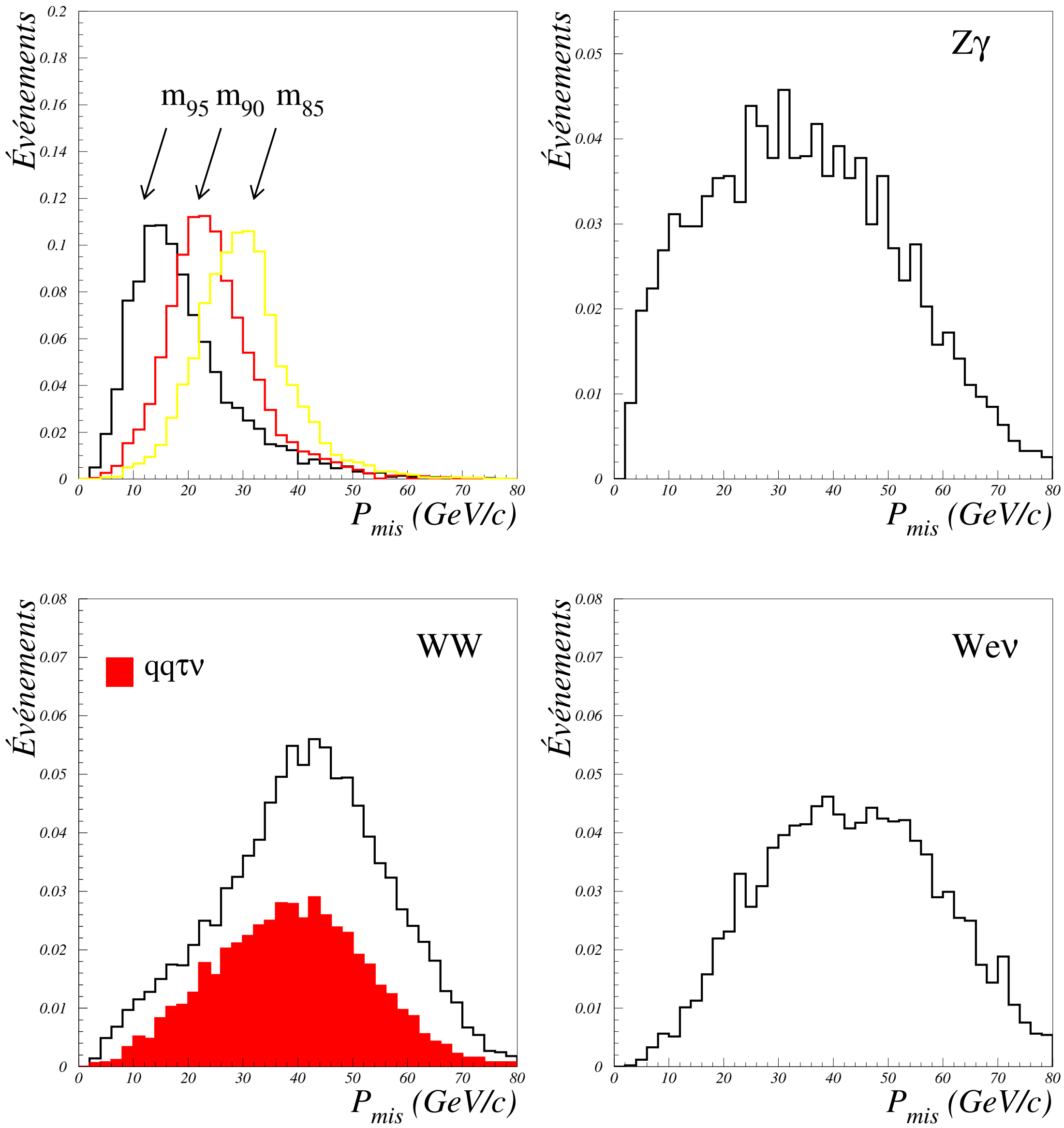


Figure 5.15: *Distributions de l'impulsion manquante pour les événements de signal générés pour différentes masses du boson de Higgs et pour les événements de fond* Zγ , WW *et* W$e\nu$.

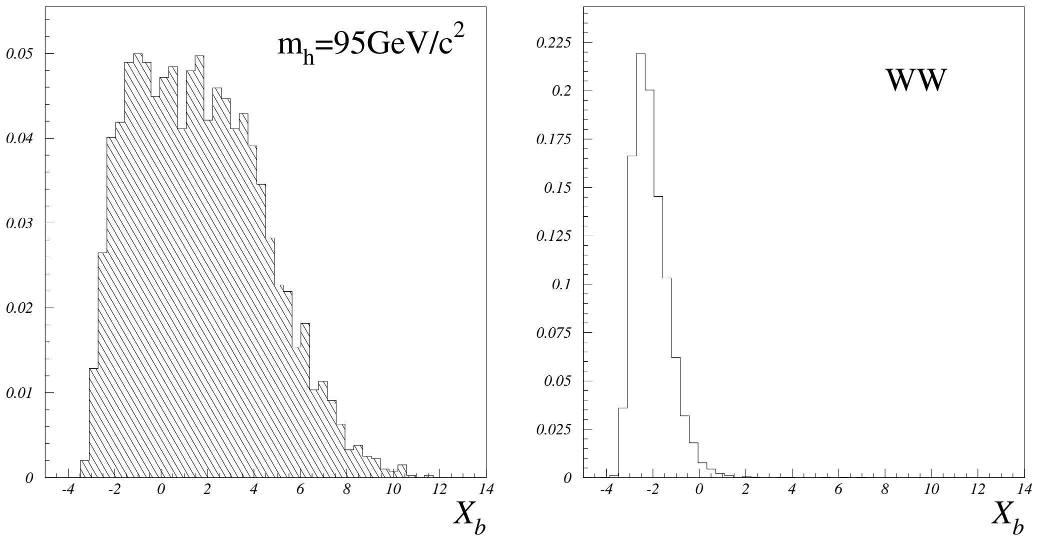


Figure 5.16: *Distributions de la variable combinée d'étiquetage de quarks b pour les événements de fond* WW *et pour les événements de signal qui ont été générés à une masse de 95* GeV/c^2.

Multiplicité chargée pour les événements 3 et 4 jets : Multi

Après les coupures de présélection, le fond WW est constitué presque en totalité (92 %) par des événements WW semileptoniques : 53 % de $q_1\bar{q}_2\tau\nu$ et 47 % de $q_1\bar{q}_2 l\nu$ (l étant un électron ou un muon). La variable combinée d'étiquetage des quarks b sera très efficace pour repérer tous les états finals qui contiennent des quarks légers ($u\bar{d}$). En revanche les états finals $c\bar{s}\tau\nu_l$ et $c\bar{s}l\nu_l$ resteront les plus difficiles à éliminer. En effet, les produits de désintégration du quark c peuvent avoir des temps de vol comparables aux produits de désintégration du quark b.

Ces événements sont constitués par deux jets hadroniques, une forte présence d'énergie manquante et souvent un troisième jet constitué par une seule trace très énergétique venant de l'électron, du muon ou de la désintégration du τ (dans 50 % des cas la désintégration du τ donne lieu à une seule trace chargée). Une vue d'un événement enregistré à $\sqrt{s}$ = 192 GeV est montrée dans la figure 5.17. Nous allons construire une variable capable de repérer ce type d'événement caractérisé par des jets particulièrement dépeuplés en traces chargées. Nous allons étiqueter les événements à 3–4 jets avec une faible multiplicité chargée. Pour les événements à trois jets, on attribue une valeur 1 pour chaque jet ayant moins de deux traces chargées ; pour les événements à 4 jets on procède de la même façon mais en considérant les jets de moins de trois traces chargées. Le résultat est montré pour les événements de fond WW et pour les événements de signal dans la figure 5.18. Ces distributions montrent une bonne discrimination entre les événements de fond et les événements de signal.

Impulsion transverse maximale par jet : $\mathrm{Pt}^{\mathrm{max}}$/jet

Les événements W semileptoniques contenant un lepton τ ne présentent pas forcement une topologie à 3–4 jets dans l'algorithme de clusterisation libre. Les particules issues du τ peuvent

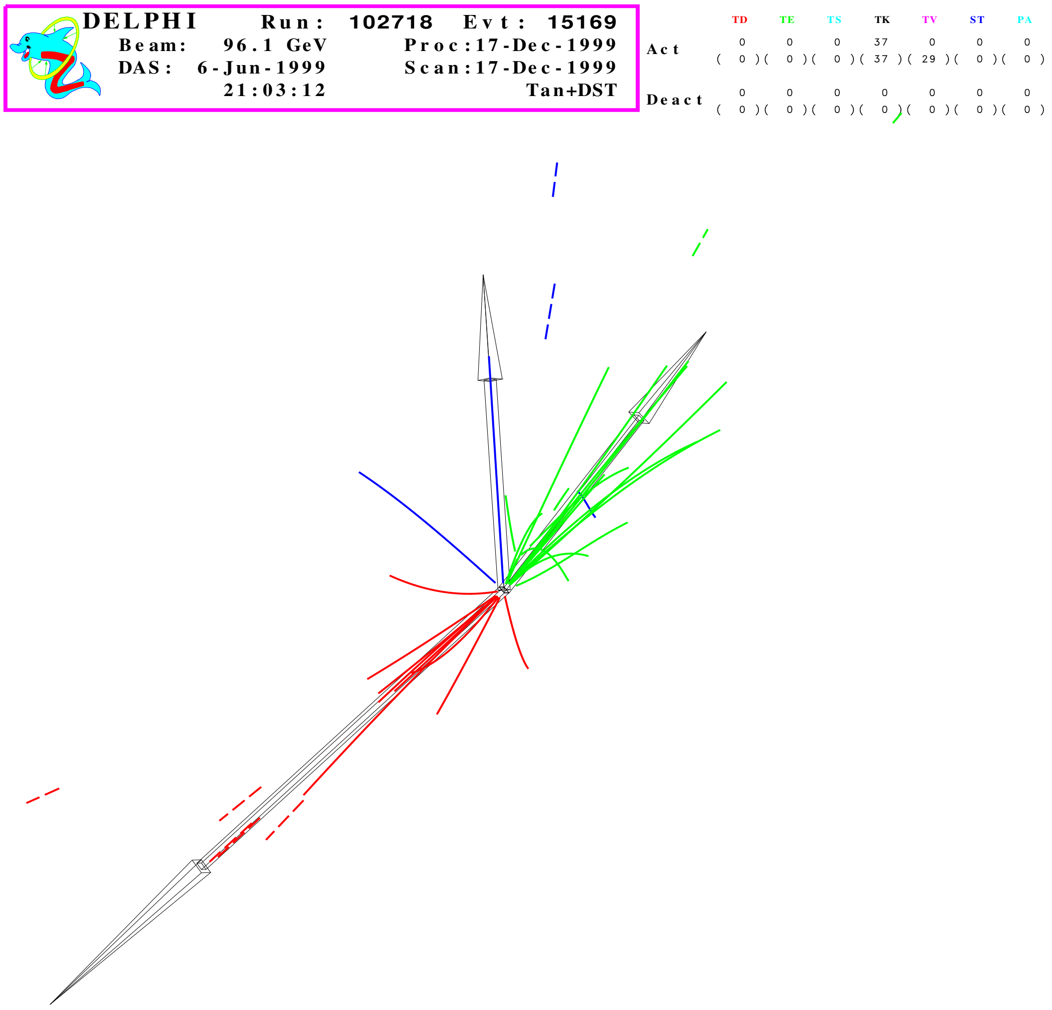


Figure 5.17: *Vue dans le plan $R\phi$ d'un événement enregistré pendant la prise de données à* $\sqrt{s} =$ 192 GeV. *Dans la clusterisation libre, l'événement est reconstruit comme un événement 3 jets. Le jet le plus dépeuplé a une trace (identifiée comme pion) de 24,6* GeV *qui, lorsque l'événement est forcé à une topologie ayant deux jets, a un p_t, par rapport à l'axe du jet dans le quel le π sera inclus, de 8,5* GeV/c. *Il s'agit donc d'un événement :* $\mathrm{W^-W^+}$, *de désintégration* $\mathrm{W^-} \to \mathrm{q_1\bar{q}_2}$ *et* $\mathrm{W^+} \to \tau^+\nu$ *et* $\tau^+ \to \pi^- x$. *Cet événement est aussi identifié comme W semileptonique par la variable "multi".*

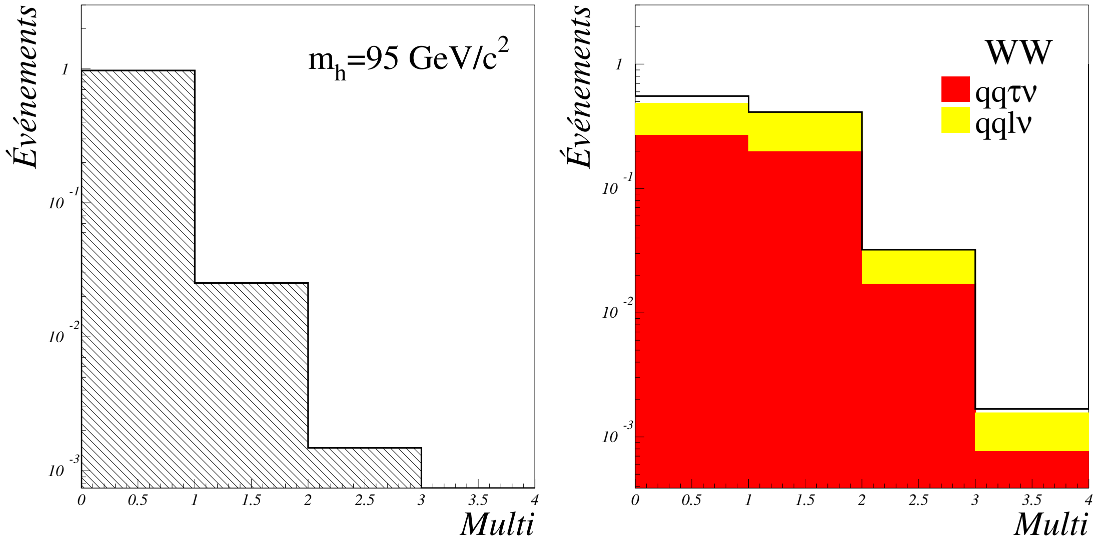


Figure 5.18: *Distributions de la variable multi pour les événements de fond* WW *et pour ceux de signal pour une masse du boson de Higgs générée de 95* GeV/c^2*. Pour le processus WW nous avons distingué la contribution des événements* $q_1\bar{q}_2\tau\nu$ *(49 % du fond total WW après les coupures de sélection) et* $q_1\bar{q}_2 l\nu$ *(43 % du fond total WW après les coupures de sélection).*

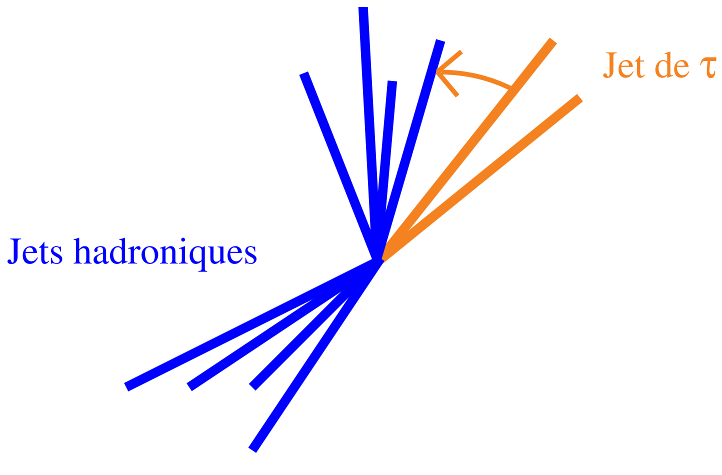


Figure 5.19: *Vue schématique d'un événement* WW $\rightarrow q_1\bar{q}_2\tau\nu$*. Selon l'algorithme de jet choisi et la cinématique, l'événement peut présenter une topologie ayant deux jets et donc être difficilement identifiable comme un événement semileptonique. Quand l'événement sera forcé à une topologie ayant deux jets, les traces qui appartiennent à la désintégration du* τ *seront associées à un des jets hadroniques. Elles seront caractérisées par de grandes valeurs de l'impulsion transverse par rapport à l'axe de ce jet.*

être associées à un jet hadronique (figure 5.17). Néanmoins, les produits de désintégration du τ seront caractérisés par des valeurs grandes de l'impulsion transverse (P_t) par rapport à l'axe du jet où ils sont inclus. Nous calculons l'impulsion transverse de chaque trace par rapport au jet auquel elle appartient (en ayant clusterisé en forçant les événements à une topologie ayant deux jets) et nous en prenons la valeur maximale, P_t . Les distributions pour le fond WW ainsi que pour le signal sont montrées dans figure 5.20. Nous constatons que les événements de signal sont concentrés aux petites valeurs de la variable P_t , tandis que pour les événements WW la distribution de P_t est plus large (les événements présentant des valeurs de P_t qui peuvent atteindre la trentaine de GeV seront aussi bien "reconnus" par la variable $multi$).

Nous allons également introduire dans la variable discriminante l'information concernant la nature de la trace avec le P_t maximal par jet, en particulier si la particule est identifiée comme un lepton (électron ou muon). Dans les événements WW un lepton sera identifié dans 40 % des cas, tandis que pour le signal un lepton sera trouvé dans seulement 12 % des cas. La forme des distributions est très différente pour les événements de fond et pour ceux de signal, comme le montre la figure 5.20. Dans Dis il y aura donc les deux variables.

5.3.2 Récapitulatif

Nous montrons dans les figures 5.21 et 5.22 les distributions donnant l'accord entre les événements attendus de fond et ceux sélectionnés dans les données pour toutes les variables utilisées dans la construction de la variable discriminante. Nous pouvons remarquer que l'accord entre les différentes distributions dans les données réelles et simulées est satisfaisant. En absolu nous avons un déficit de 4 % (soit 1,3 σ) de données simulées par rapport aux données réelles, qui n'est donc pas statistiquement significatif (tableau 5.4).

La variable discriminante, Dis, une fois construite avec les 9 variables décrites dans le paragraphe précédente (rappelées dans le tableau 5.3), concentre assez d'information pour pouvoir quantifier la ressemblance entre un événement de fond et un événement de signal. Cela est montré dans la figure 5.23 pour les données enregistrées à une énergie disponible dans le centre de masse de 189 GeV . Les faibles valeurs de la variable correspondent aux événements avec une faible probabilité d'être du signal, tandis que les grandes valeurs correspondent aux événements ayant des caractéristiques proches de celles du signal. À partir de cette distribution nous pouvons obtenir une courbe représentant la variation du nombre d'événements de fond attendus en fonction de l'efficacité pour le signal, en faisant varier la coupure[7] sur $\log(Dis)$. Un exemple est montrée dans la figure 5.24. L'accord entre les nombres d'événements retenus dans les données réelles et ceux prédits par la simulation[8] pour les processus standard est remarquable tout au long de cette courbe.

[7]En fixant la coupure sur la variable discriminante à $\log(Dis)_{fixe}$, l'efficacité est définie comme le rapport entre les nombres d'événements tels que $\log(Dis) > \log(Dis)_{fixe}$ et le nombre total d'événements au départ. Le nombre attendu d'événements de fond est défini comme le nombre d'événements tel que $\log(Dis) > \log(Dis)_{fixe}$.

[8]L'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV a été faite avec les échantillons de simulation quatre fermions Pythia ainsi qu'Excalibur. Nous n'avons pas vu de différences significatives. Pour l'analyse finale, les échantillons quatre fermions Pythia nous ont servi à extraire les densités de probabilité pour construire la variable discriminante et les résultats ont été évalués avec les échantillons Excalibur.

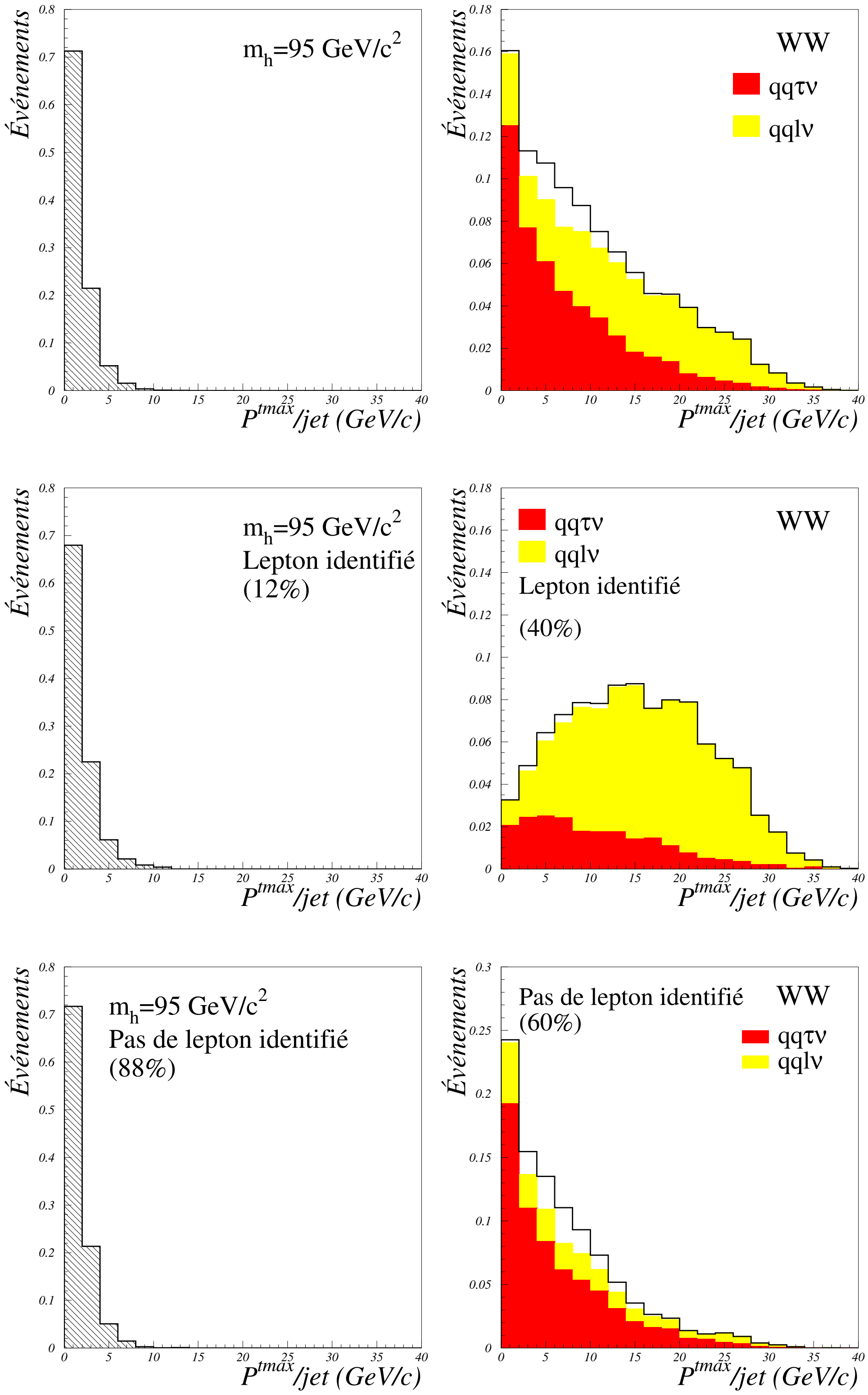


Figure 5.20: *Distributions de l'impulsion transverse maximale* ($\mathrm{Pt}^{\mathrm{max}}$/jet) *par rapport au jet pour les événements de fond* WW *et pour ceux de signal pour une masse générée de 95* GeV/c^2*. Nous différencions les cas où la trace ayant le* P_{t} *maximal est un lepton.*

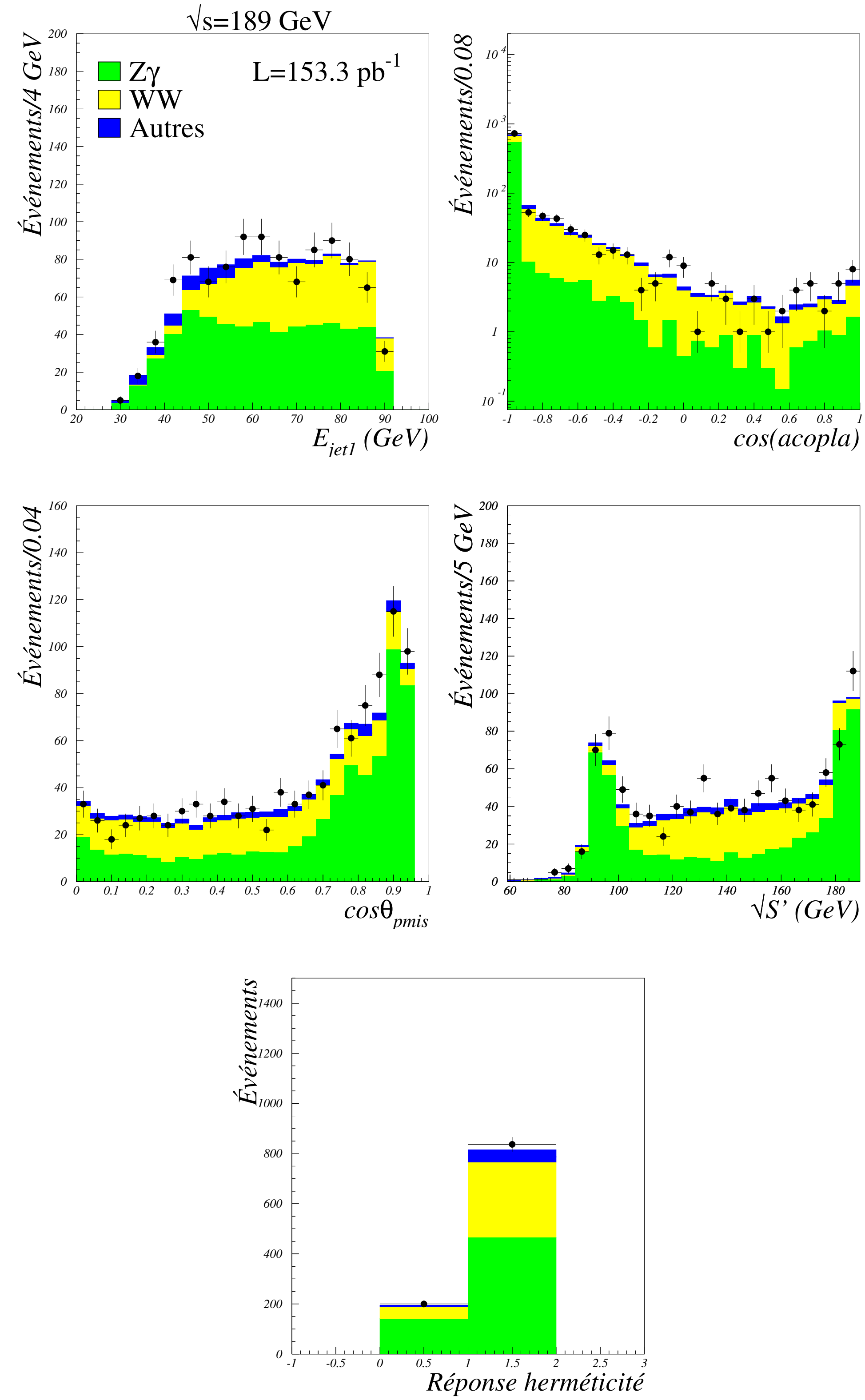


Figure 5.21: *Distributions des valeurs des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV*. Les différentes composantes issues des processus standard sont indiquées.*

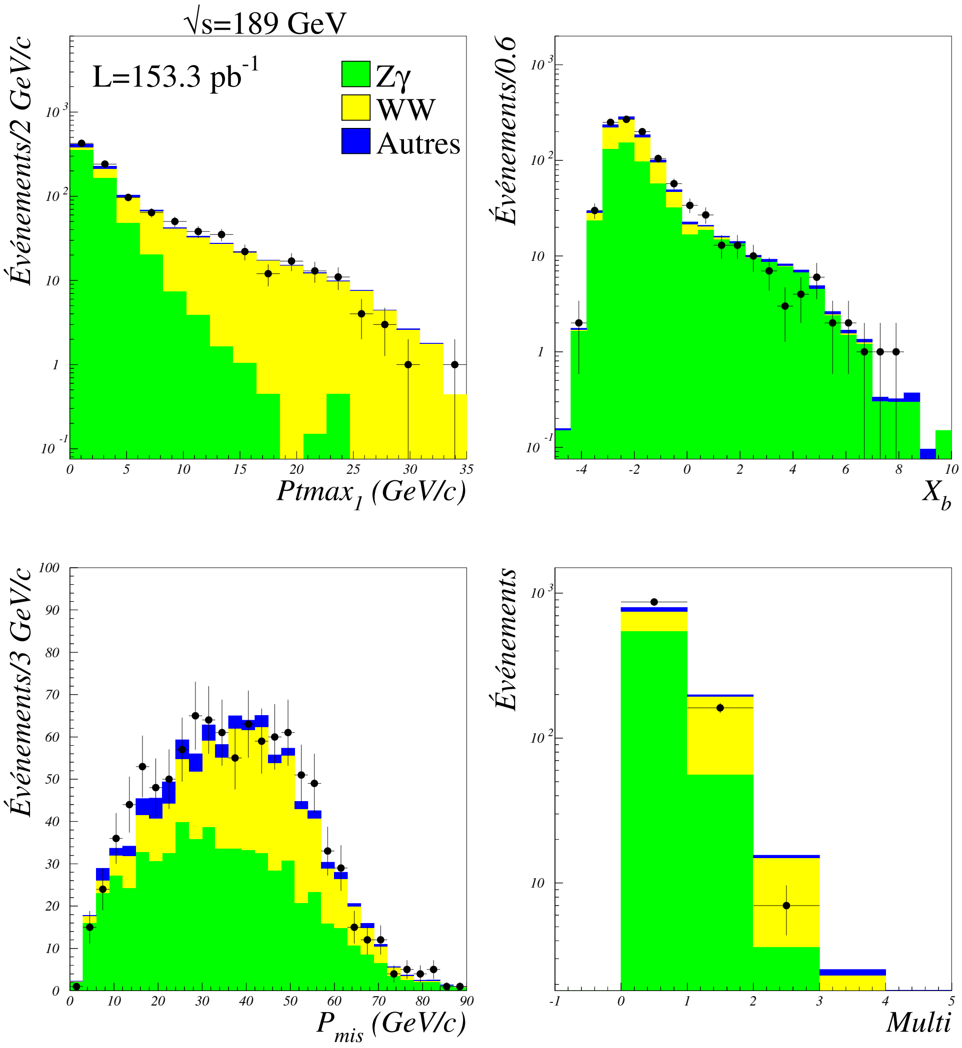


Figure 5.22: *Distributions des valeurs des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV*. Les différentes composantes issues des processus standard sont indiquées.*

	$Z\gamma$	WW	ZZ	$We\nu$	Zee	$\gamma\gamma$	MC	Données
Sélection hadronique	13206,0	2224,9	171,2	51,6	368,8	1318,8	17341,2	18517
Sélection anti $\gamma\gamma$	10918,8	2124,8	156,5	47,2	282,4	205,2	13734,8	14277
Coupures de qualité	597,7	325,9	29,8	26,1	8,3	8,7	996,4	1038

Tableau 5.4: *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus à partir des processus standard de bruit de fond après application des différents critères de sélection à* $\sqrt{s} = 189$ GeV*.*

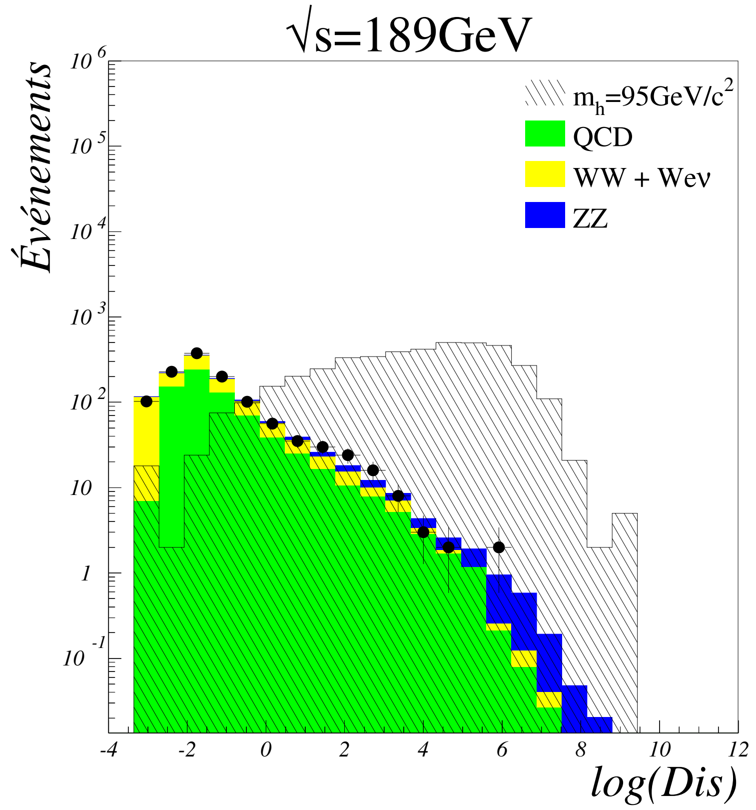


Figure 5.23: *Distribution du logarithme de la variable discriminante pour les données réelles (points avec les barres d'erreur) et pour les événements prédits à partir de la simulation pour les processus standard attendus (la simulation utilisée pour les bruits de fond 4 fermions est Excalibur. Le bruit de fond ZZ répresente les états finals* $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ *tandis que le reste des bruits de fond 4-fermions est répresenté dans l'histogramme* WW+Weν*). L'histogramme hachuré montre la distribution pour les événements de signal qui ont été générés à une masse de 95* GeV/c^2 *(la normalisation du signal est arbitraire).*

$m_{\rm H}$ (GeV/c^2)	75	80	85	90	95	100
$N_{att} = L\sigma$	21,3	18,0	14,3	10,1	5,1	0,7
Sélection hadronique $\epsilon(\%)$	89,0±0,7	89,4±0,7	90,4±0,4	90,0±0,4	89,8±0,4	90,1±0,4
Sélection anti $\gamma\gamma$ $\epsilon(\%)$	84,1±0,8	84,4±0,8	85,9±0,5	85,3±0,5	84,3±0,5	86,0±0,5
Coupures de qualité $\epsilon(\%)$	70,6±1,0	70,3±1,0	74,0±0,6	75,1±0,6	74,8±0,6	73,0±0,6

Tableau 5.5: *Nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 153,3* pb^{-1} *ainsi que les valeurs d'efficacité (en %) de sélection des événements de signal qui ont été générés pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs après application des différents critères de sélection.*

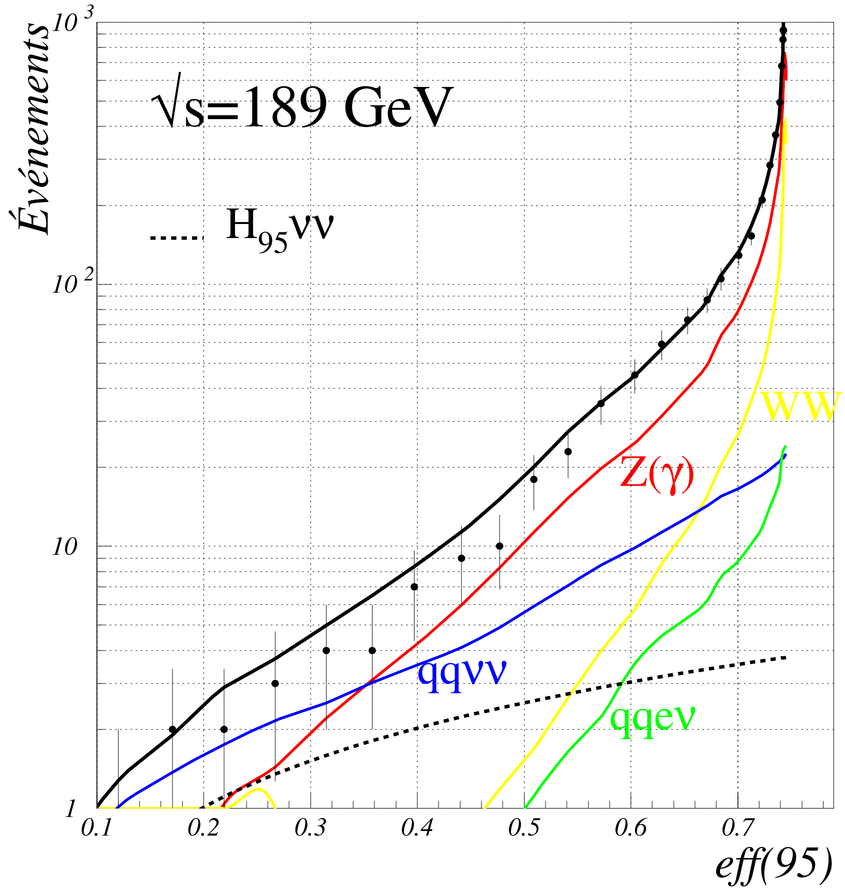


Figure 5.24: *Évolution du nombre d'événements attendus à partir des processus standard en fonction de l'efficacité pour le signal à* $\sqrt{s} = 189$ GeV. *Nous différencions les contributions des événements de fond dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événement attendus pour le signal d'un boson de Higgs généré à une masse de 95* GeV/c^2 *(trait pointillé). Les données réelles sont les points avec les barres d'erreurs.*

Chapitre 6

Reconstruction de masse

6.1 Introduction

Dans le cadre de la recherche d'une nouvelle particule, savoir reconstruire précisement sa masse est d'importance capitale. Cela est d'autant plus vrai pour la recherche du boson de Higgs à LEP. En effet, cette recherche est effectuée en augmentant progressivement l'énergie disponible dans le centre de masse par sauts de 5–10 GeV. Nous savons par ailleurs que la section efficace de production est petite (voir le Chapitre 1, p. 21 et p. 22). Par conséquent, si le seuil de production du boson de Higgs est franchi, l'évidence de son existence se construit progressivement avec un nombre assez limité d'événements. Pour ces raisons, il est important de pouvoir accumuler ces événements dans un pic de masse qui soit le plus étroit possible tout en gardant la meilleure discrimination possible entre les événements de fond et de signal.

Dans la suite nous allons décrire les différentes approches que nous avons suivies pour reconstruire la masse du boson de Higgs dans les analyses présentées dans cette thèse. Il s'agit d'un cas particulièrement difficile à cause de la présence d'une forte énergie manquante.

6.2 Reconstruction de masse dans la recherche du boson de Higgs scalaire le plus léger

6.2.1 La masse "visible"

L'état final des événements $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ est constitué d'une paire de quark/antiquark b, venant du boson de Higgs, et de deux neutrinos. À partir des produits de désintégration du boson de Higgs (les jets de quarks b) nous voudrions reconstruire sa masse.

La première approche consiste à obtenir cette masse à partir de la somme des énergies et des impulsions des particules reconstruites dans le détecteur ($m_{\mathrm{h}}^2 = (\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \overrightarrow{P_i})^2$, qui est équivalent à $m_{\mathrm{h}}^2 = E_{\mathrm{vis}}^2 - P_{\mathrm{vis}}^2$). Nous montrons la distribution de la masse reconstruite, que nous appellerons *masse visible*, sur la figure 6.1 pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs. Nous constatons que la valeur moyenne n'est pas centrée autour de la masse générée du boson de Higgs, comme attendu, car nous ne reconstruisons que partiellement les produits de désintégration du boson de Higgs. Les décalages, dans le domaine de masse qui nous intéresse, vont de 10 à 15 GeV/c^2 et la largeur atteint 12 GeV/c^2, pour les valeurs de masse du boson de Higgs proches de la limite cinématique ($\sqrt{s} - m_{\mathrm{Z}}$).

Nous aimerions par ailleurs disposer d'un échantillon d'événements permettant de vérifier les différentes méthodes de reconstruction de masse ainsi que d'évaluer l'accord entre les données réelles et simulées. Pour ce faire, nous avons besoin d'un échantillon d'événements dont la masse de l'objet que nous reconstruisons est connue. A cette fin, nous avons sélectionné des événements WW lorsqu'un W se désintègre de façon leptonique (événement dit W semileptonique) :

$$\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q_1\bar{q}_2}l\nu_l. \tag{6.1}$$

L'efficacité de sélection est d'environ 90 % pour les états finals où le l est un électron où un muon. La topologie de ces événements est très claire : deux jets hadroniques provenant de la désintégration d'un W, un lepton isolé et de l'énergie manquante provenant de l'autre W. Le lepton, normalement détecté, nous servira pour identifier les événements mais ce lepton ne sera pas utilisé dans la reconstruction de masse, et ne sera pas non plus pris en compte pour calculer les variables globales (m_{vis} , E_{vis}). Ces variables globales ne seront calculées qu'à partir des jets hadroniques. Dans ces conditions, nous pouvons reconstruire la masse du W hadronique de la même façon que celle adoptée pour le boson de Higgs. Le résultat obtenu est montré sur la figure 6.2. Nous remarquons un accord raisonnable entre les distributions obtenues à partir des données réelles et pour les événements sélectionnés dans la simulation (Pythia). Nous constatons que les largeurs sont comparables et qu'un décalage similaire de la valeur moyenne est observé dans les données réelles et dans la simulation. Nous observons un décalage un peu plus important pour les distributions obtenues dans la reconstruction de la masse du boson de Higgs que pour celles du W. Il est dû à la différence dans les distributions angulaires de deux processus et à la présence de neutrinos plus énergétiques issus de la désintégration des hadrons beaux dans les produits de désintégration du boson de Higgs.

6.2.2 La masse "contrainte"

Nous avons vu que la "masse visible" donne une reconstruction de masse qui n'est pas satisfaisante : on reconstruit moins de "masse" que prévu. Nous allons supposer que l'énergie et l'impulsion "visibles" nécessitent d'être modifiées pour mieux reproduire l'énergie et l'impulsion du boson de Higgs de la façon suivante :

$$E_{\mathrm{h}} = \alpha E_{\mathrm{vis}}, \tag{6.2}$$

$$|\overrightarrow{p_{\mathrm{h}}}| = \beta|\overrightarrow{p_{vis}}|. \tag{6.3}$$

Nous faisons ici l'hypothèse que l'énergie et l'impulsion doivent être corrigées de la même façon, *i.e* $\alpha = \beta$. De plus nous pouvons profiter du fait que la masse invisible doit être compatible avec m_{Z} (cela est vrai dans le cas de la production associée HZ par Higgsstrahlung). Avec ces ingrédients, ainsi qu'en utilisant la conservation de l'énergie et de l'impulsion, α peut être obtenu de façon analytique. Nous montrons les distributions de α dans la figure 6.3 pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs. Il est possible alors d'extraire la masse du boson selon :

$$\alpha^2 = \frac{m_{\mathrm{h}}^2}{E_{\mathrm{vis}}^2 - |\overrightarrow{p_{vis}}|^2} = \frac{m_{\mathrm{h}}^2}{m_{vis}^2}, \tag{6.4}$$

$$m_{\mathrm{h}} = \frac{\sqrt{s}E_{\mathrm{vis}} - \sqrt{sE_{\mathrm{vis}}^2 - (E_{\mathrm{vis}}^2 - |\overrightarrow{p_{vis}}|^2)(s - m_{\mathrm{Z}}^2)}}{\sqrt{E_{\mathrm{vis}}^2 - |\overrightarrow{p_{vis}}|^2}}. \tag{6.5}$$

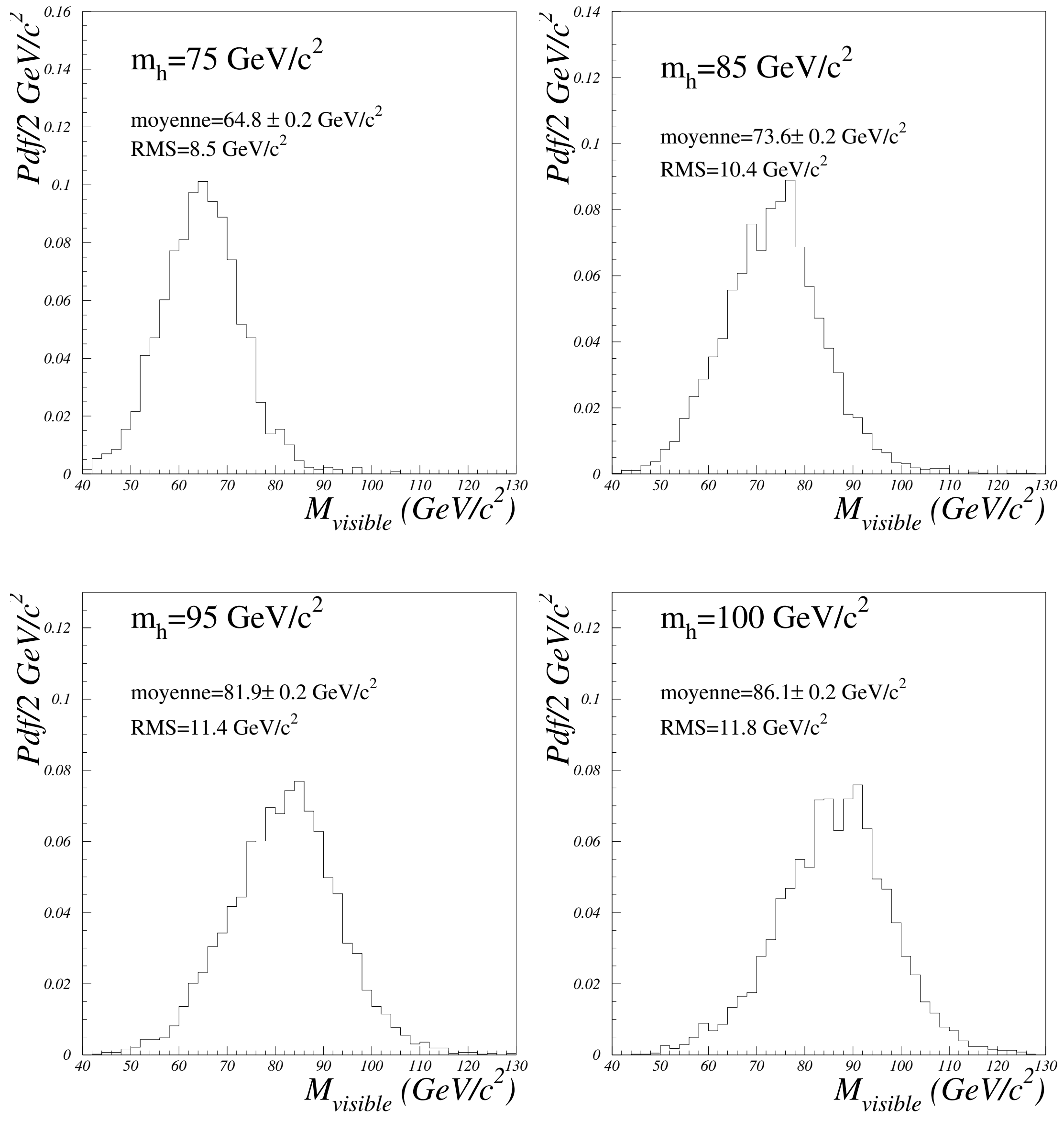


Figure 6.1: *Distributions (normalisées à l'unité) de la masse visible selon différentes hypothèses de masse du boson de Higgs, pour des événements générés (uniquement par production Higgsstrahlung) à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

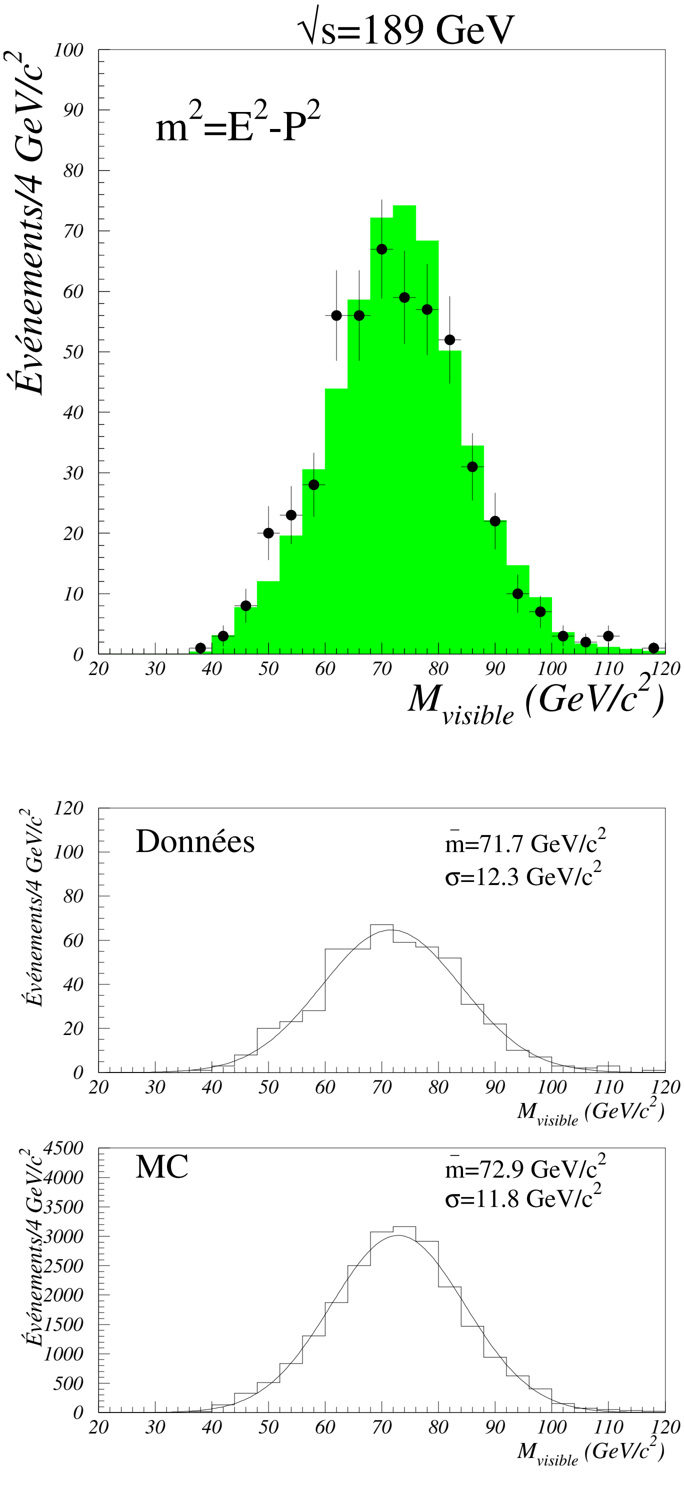


Figure 6.2: *Distribution de masse pour les événements W semileptoniques sélectionnés à* $\sqrt{s} =$ 189 GeV. *Dans la figure du haut, l'histogramme et les points avec les barres d'erreurs représentent respectivement la distribution de la masse visible des données simulées (Pythia) et réelles. Nous pouvons remarquer un décalage de la valeur centrale un peu plus important dans les données réelles que dans celles simulées* ($1,2 \pm 0,6$ GeV/c^2) *ainsi qu'une largeur un peu plus importante* ($0,5$ GeV/c^2).

Nous montrons sur la figure 6.4 les distributions de masse obtenues par cette méthode. Nous remarquons que par rapport à la méthode précédente, les distributions sont beaucoup plus étroites (écart-type d'environ 6 GeV/c^2, la résolution est donc améliorée d'un facteur 2) et mieux centrées pour les faibles masses. Cependant, à cause de la contrainte venant de la masse du Z, les distributions sont très asymétriques lorsque l'on s'approche de la limite cinématique.

Le même exercice peut être répété en utilisant les événements W semileptoniques. Le résultat est le même que pour le boson de Higgs : meilleure résolution, distribution mieux centrée et bon accord entre les données et la simulation. Ces distributions sont montrées sur la figure 6.5.

Cette méthode a été utilisée dans l'analyse officielle de DELPHI avec les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV, qui est l'analyse de cette thèse. Cependant nous voyons que la méthode n'est pas adaptée pour des masses proches de la limite cinématique. En effet, la distribution est complètement asymétrique et décentrée. De plus, cette méthode ne peut être utilisée lorsque le processus de production du boson de Higgs par fusion de W commence à devenir important, car les neutrinos ne sont pas issus de la désintégration du boson Z. Si à $\sqrt{s} = 189$ GeV nous ne sommes pas sensibles aux masses du boson de Higgs où le proccessus de production par fusion commence à être important, ce n'est plus le cas aux énergies supérieures analysées dans cette thèse (voir le Chapitre 1, p. 21 et p. 22).

6.2.3 La masse "corrigée"

Nous nous sommes attachés à améliorer la reconstruction de masse sans avoir à utiliser la contrainte venant de l'hypothèse des neutrinos issus de la désintégration du boson Z.

Dans l'approche de la masse "contrainte", nous avons obtenu le facteur de correction α de façon analytique grâce à l'hypothèse $m_{\text{invisible}} = m_{\text{Z}}$. Le facteur α était un facteur de correction global, qui dépendait donc de l'énergie et de l'impulsion visible totale de l'événement. On pourrait envisager d'appliquer un facteur de correction différent pour chacun des deux jets. Nous avons décidé d'étudier ce facteur de correction en fonction de l'énergie de jets et des angles polaires. La masse s'écrit de la façon suivante[1] :

$$m_{\text{h}}^2 = [\alpha_1(E_1, \theta_1)E_{jet1} + \alpha_2(E_2, \theta_2)E_{jet2}]^2 - [\alpha_1(E_1, \theta_1)\overrightarrow{P}_{jet1} + \alpha_2(E_2, \theta_2)\overrightarrow{P}_{jet2}]^2. \tag{6.6}$$

Dans ce cas, α_1 et α_2 ne peuvent être obtenus de façon analytique, et nous allons nous servir de la simulation pour extraire ces facteurs de correction.

Nous allons nous servir de la simulation des événements WW semileptoniques pour obtenir les facteurs de correction. Nous appliquons deux facteurs de correction : un premier qui est fonction de l'énergie du jet reconstruit, et un second qui est fonction de l'angle polaire du jet par bin d'énergie corrigée. En résumé, chaque jet sera corrigé de la façon suivante :

$$E_{jet}^{corr} = \beta(\theta_{jet})[\alpha(E_{jet})E_{jet}]. \tag{6.7}$$

Dans la figure 6.6 nous montrons la fonction qui donne le facteur α et des exemples du facteur β dans différents bins d'énergie. En appliquant ces facteurs de correction aux événements W

[1] Nous prenons le même facteur de correction pour l'énergie et l'impulsion des jets, ce qui revient à dire que nous corrigeons la masse de la même façon : $m_{jet}^2 = [\alpha_{jet}(E, \theta)E_{jet}]^2 - [\alpha_{jet}(E, \theta)\overrightarrow{P_{jet}}]^2$.

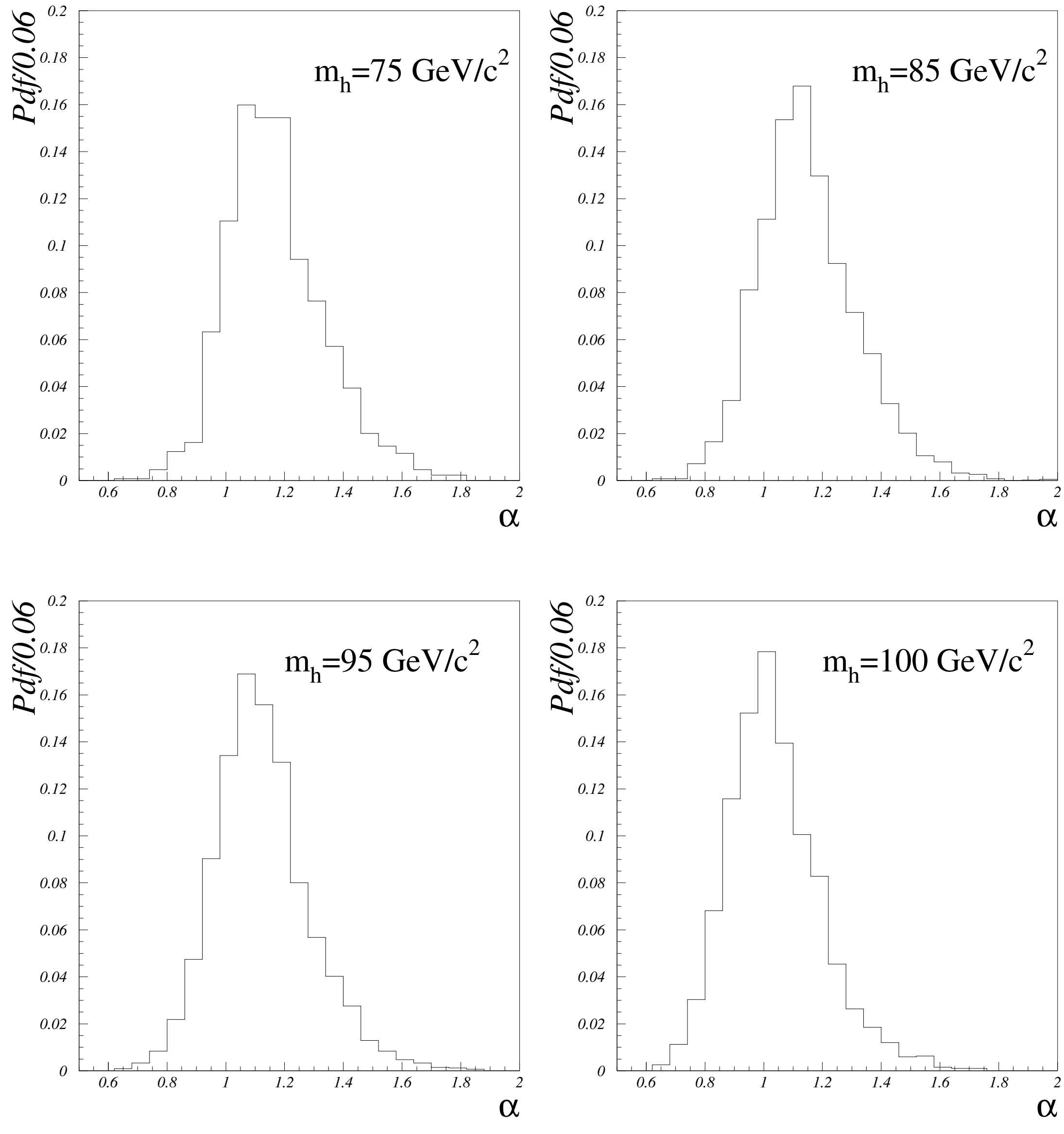


Figure 6.3: *Distributions (normalisées à l'unité) de α pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs pour les événements générés à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

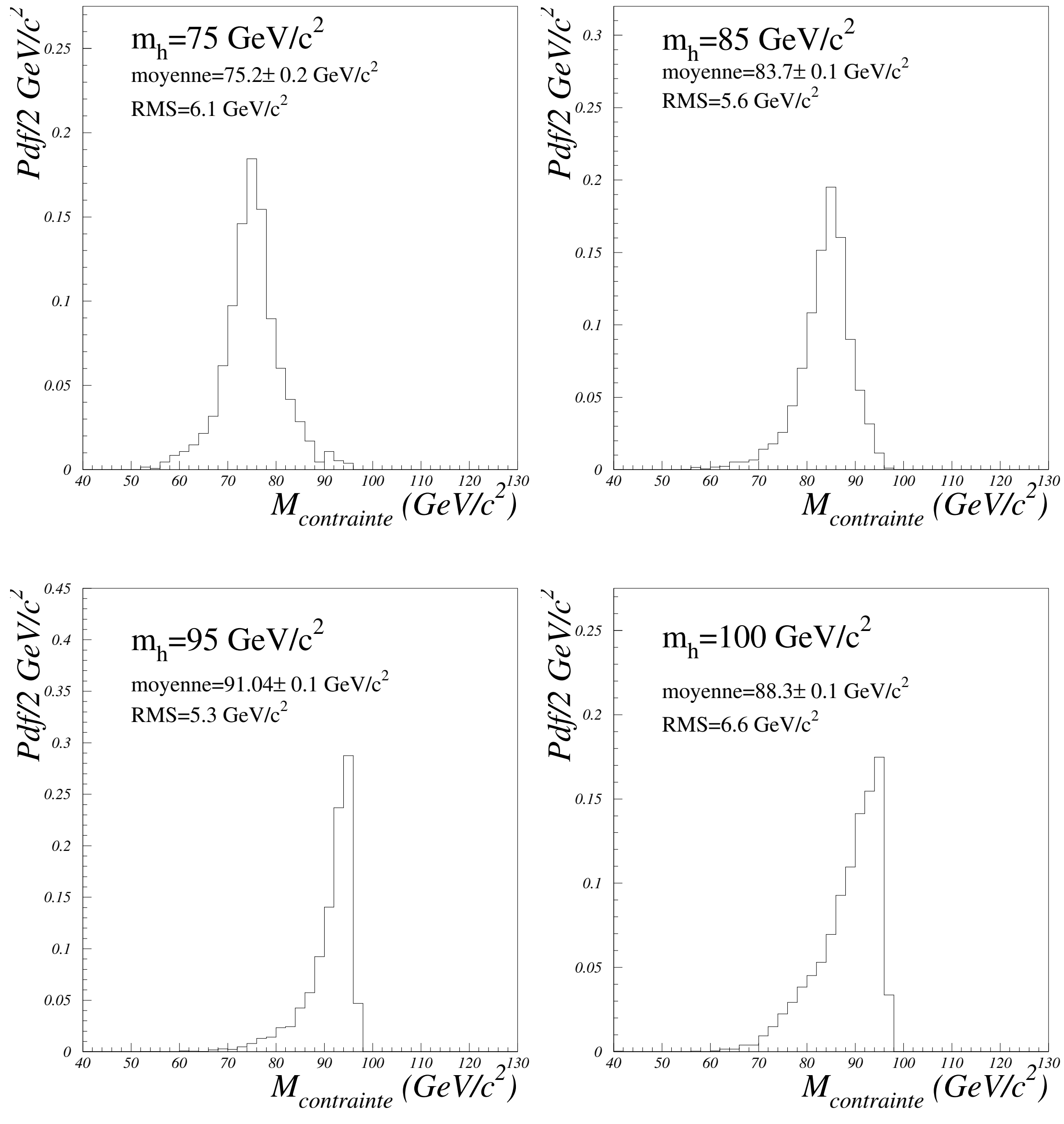


Figure 6.4: *Distributions (normalisées à l'unité) de la masse obtenues en utilisant la contrainte* m_Z *pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs pour les événements générés à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

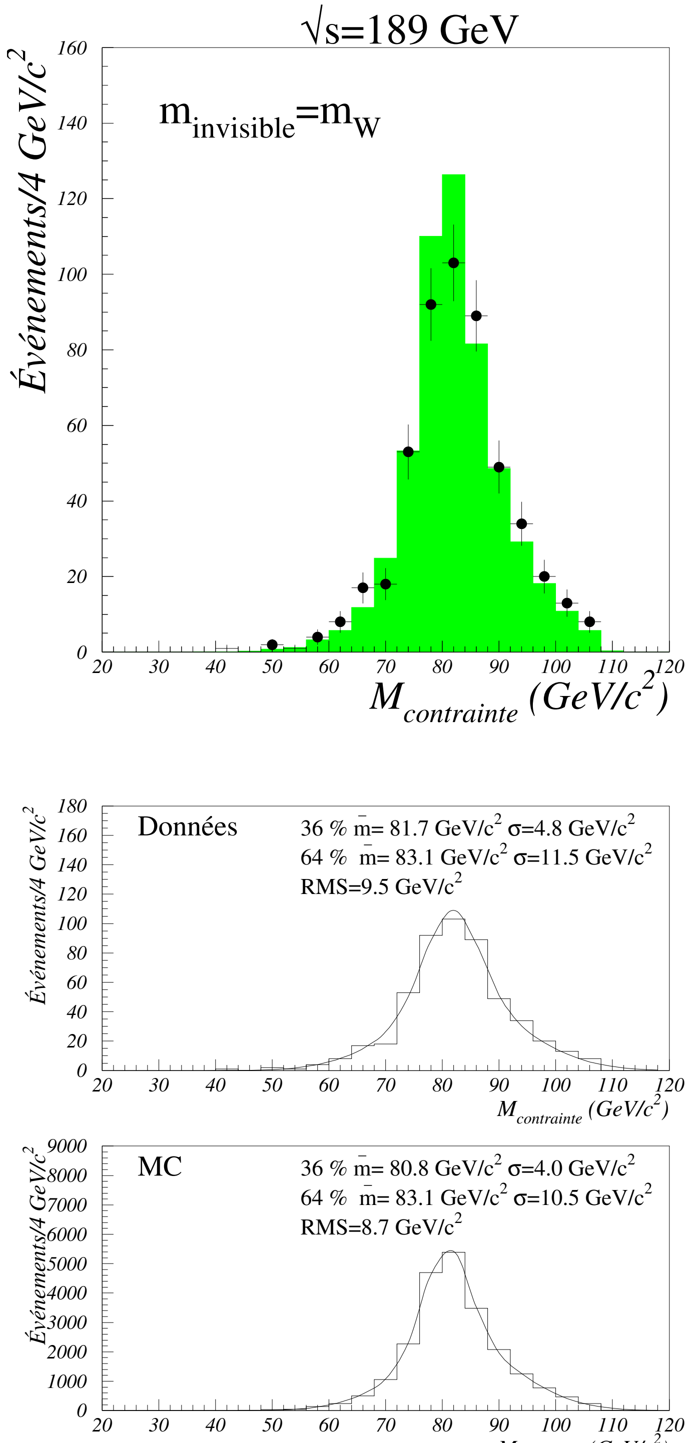


Figure 6.5: *Distributions de la masse obtenues avec la masse invisible contrainte à m_{W} pour les événements W semileptoniques sélectionnés à $\sqrt{s} = 189$ GeV. L'ajustement à l'aide de deux gaussiennnes est superposé. Nous constatons que les largeurs et les proportions de la gaussienne large et étroite sont très comparables pour les données réelles et les données simulées.*

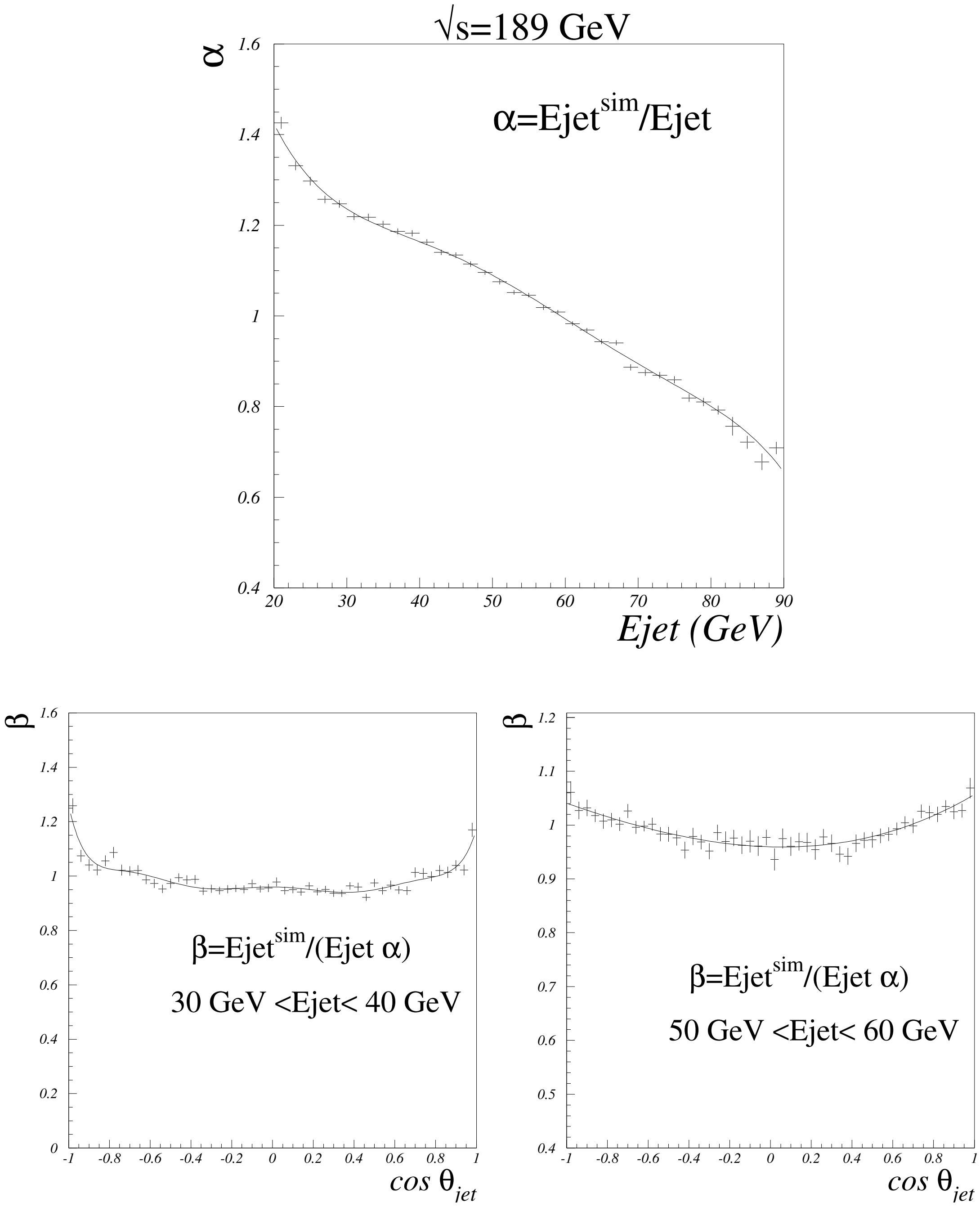


Figure 6.6: *En haut, facteur de correction α en fonction de l'énergie du jet. En bas, exemples du facteur de correction β en fonction de $\cos\theta_{jet}$ pour différents bins d'énergie (30–40 et 50–60* GeV *). Le facteur β est évalué une fois que la correction sur l'énergie a été appliquée ($\alpha E_{\rm jet}$).*

semileptoniques, nous obtenons la distribution montrée sur la figure 6.7 (la même distribution est montrée en utilisant les événements W semileptoniques reconstruits à $\sqrt{s} = 200$ et 202 GeV, voir la figure 6.8). Dans les deux cas les distributions sont centrées avec une largeur comparable. Il faut cependant noter que les corrections trouvées à partir de l'échantillon W semileptonique dépendent de la cinématique ($\sqrt{s}$, m_{W}, présence de deux W). Nous avons décidé de les appliquer aux distributions d'énergie des événements de simulation du boson de Higgs. Nous avons utilisé les événements semileptoniques sélectionnés aux différentes énergies disponibles dans le centre de masse pour tenir compte du biais introduit par $\sqrt{s}$, et un décalage supplémentaire est effectué en fonction de la masse du boson de Higgs testée. Les distributions de masse après ces corrections sont montrées sur les figures 6.9 et 6.12. Pour les événements générés à $\sqrt{s} = 200$ GeV , nous donnons pour comparaison les distributions de la masse visible en figure 6.10 et de la masse contrainte en figure 6.11. Nous pouvons constater que les distributions de $m_{\mathrm{corrigée}}$, figure 6.11, sont centrées à la valeur générée de la masse du boson de Higgs, qu'elles deviennent plus symétriques et que les résolutions sont de 2–3 GeV/c^2 meilleures comparées à celles obtenues en utilisant la masse visible.

6.2.4 Conclusion

Dans les sections précédentes nous avons exposé les différentes méthodes de reconstruction de masse utilisées pour l'analyse H$\nu\bar{\nu}$. Nous pouvons constater que la méthode de la masse contrainte reste celle qui atteint la meilleure résolution. Cependant cette méthode n'est pas adaptée ni pour les valeurs des masses proches de la limite cinématique, ni lorsque la production de boson de Higgs par fusion de W n'est plus négligeable. Pour ces raisons, nous avons essayé d'améliorer m_{visible} en utilisant des facteurs de correction en fonction de l'énergie et de l'angle polaire d'émission des jets déduits à partir d'un étude sur les événements WW semileptoniques. Cette méthode améliore la résolution de masse d'environ 2–3 GeV/c^2 et recentre les distributions sur les valeurs de masse simulées. À partir de des événements W semileptoniques, nous avons par ailleurs montré qu'il y a un accord raisonnable entre les données réelles et la simulation pour les distributions de masses obtenues avec les différentes méthodes de reconstruction.

6.3 Reconstruction de masse dans la recherche du boson de Higgs invisible

L'état final des événements $\mathrm{h_{inv}Z}$ est constitué d'une paire de particules indétectables venant du Higgs et d'une paire de quarks venant du boson Z^0. La masse sera calculée à partir de l'énergie et de l'impulsion visible. Nous pouvons faire les mêmes hypothèses que dans le cas de la masse contrainte pour l'analyse H$\nu\bar{\nu}$, c'est à dire :

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{hinv}} = \sqrt{s} - E_{\mathrm{Z}} &= \sqrt{s} - \alpha E_{\mathrm{vis}}, \\ |\overrightarrow{p_{\mathrm{hinv}}}| &= \beta |\overrightarrow{P_{\mathrm{vis}}}|. \end{aligned} \tag{6.8}$$

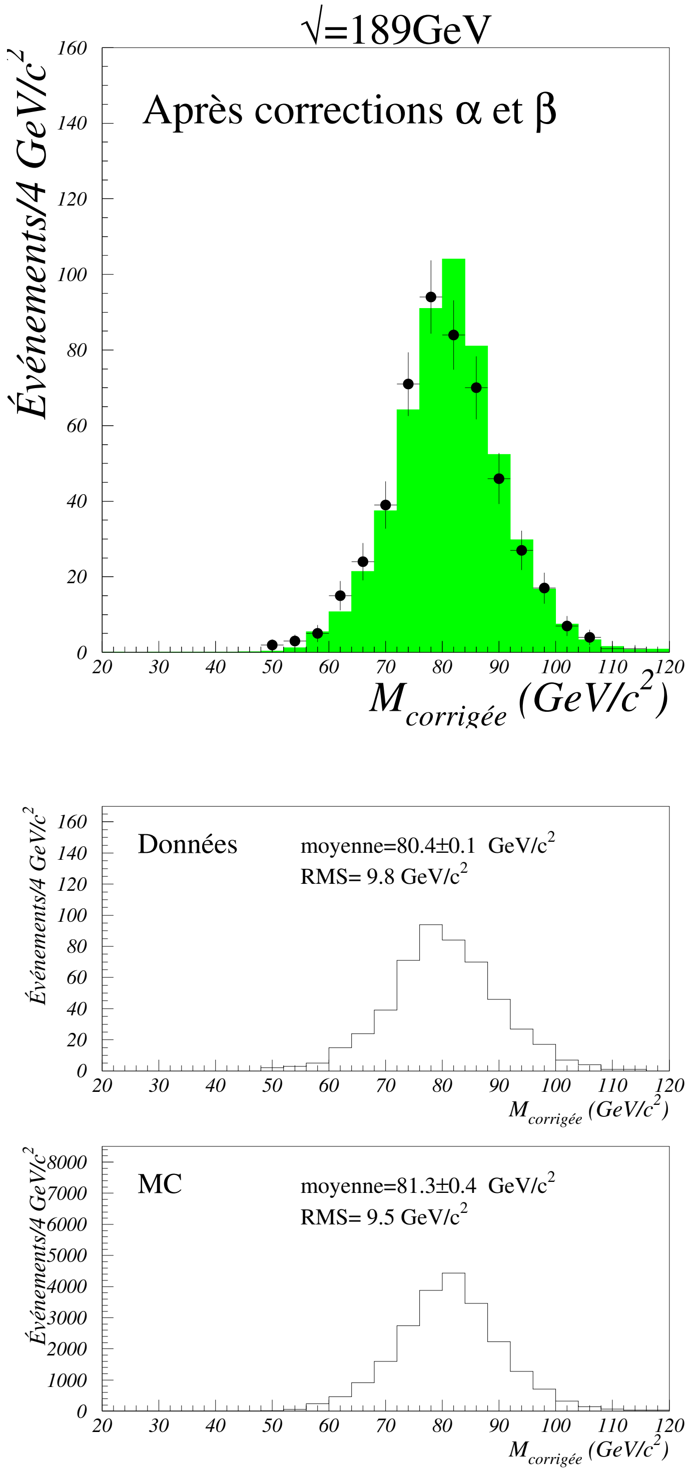


Figure 6.7: *Distribution de masse pour les événements W semileptoniques sélectionnés à* $\sqrt{s} =$ 189 GeV *après avoir appliqué les facteurs de correction en fonction de l'énergie et de l'angle des jets.*

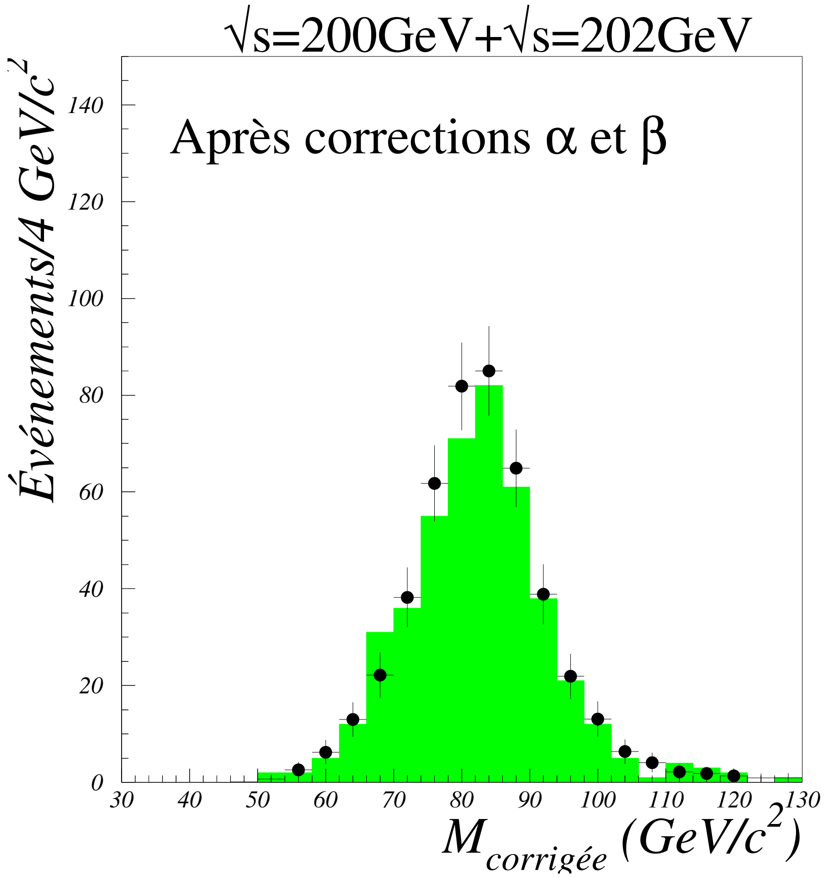


Figure 6.8: *Distribution de la masse corrigée pour les événements W semileptoniques sélectionnés à* $\sqrt{s} = 200$ *et* 202 GeV.

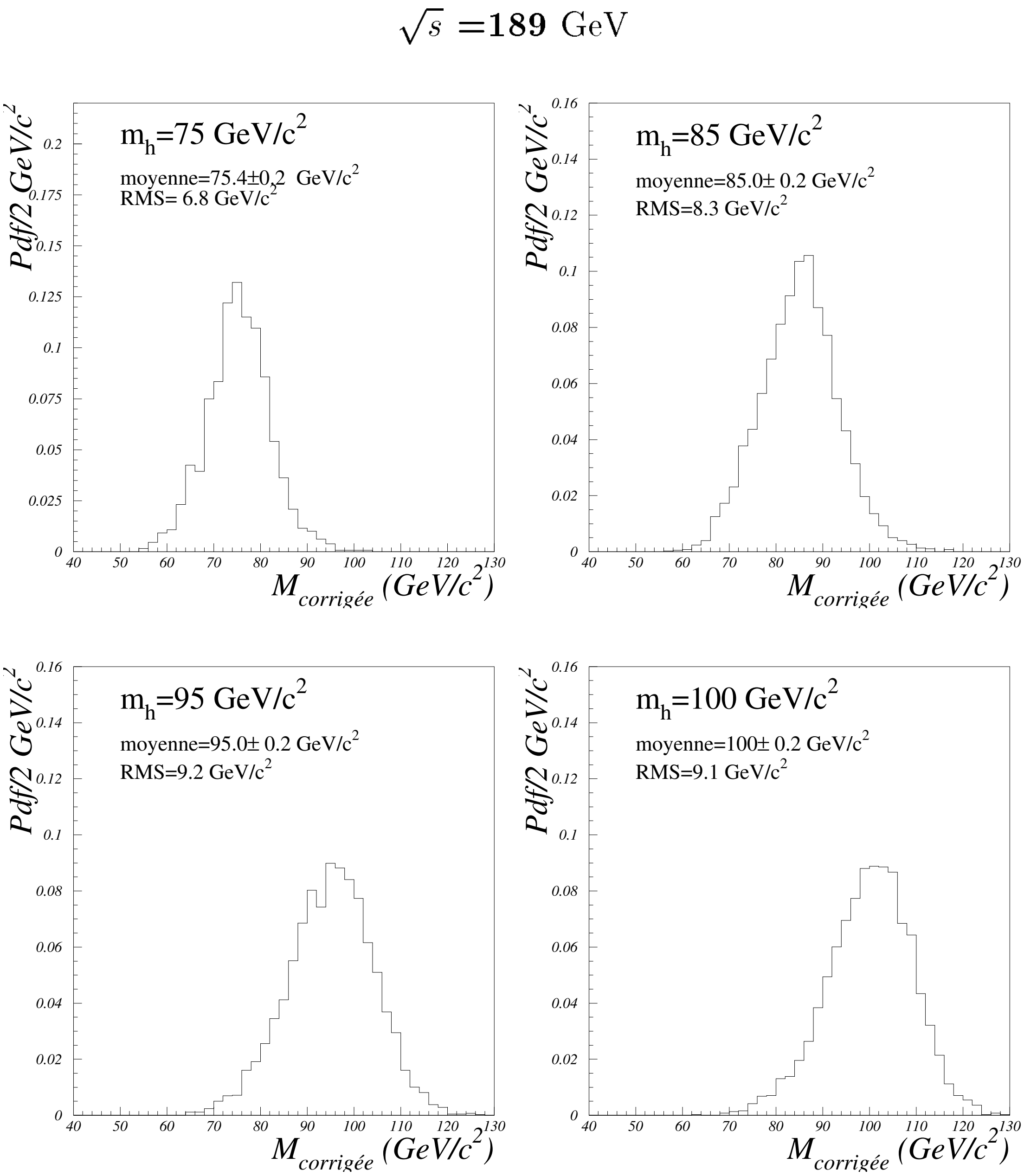


Figure 6.9: *Distributions (normalisées à l'unité) de la masse corrigée pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

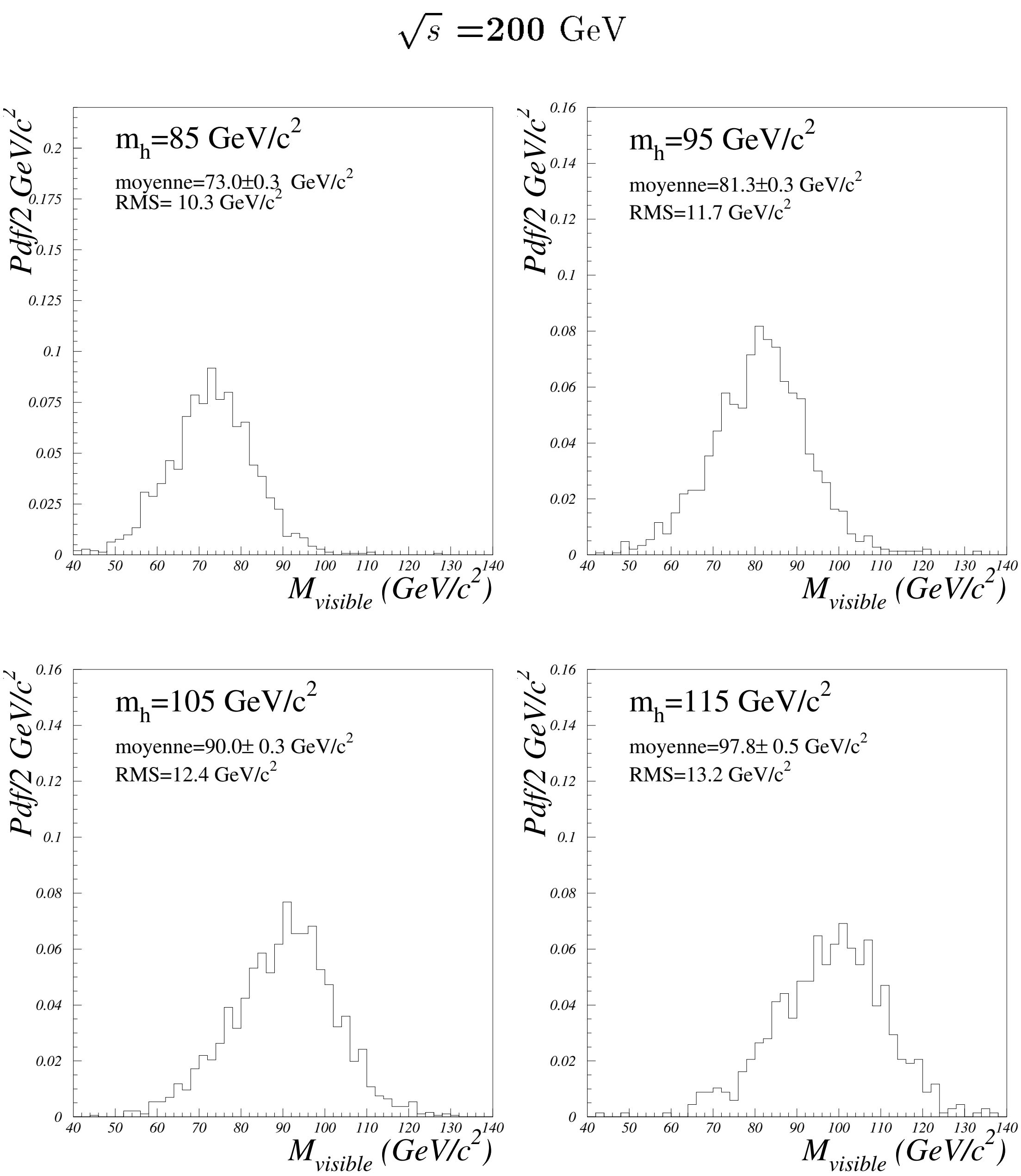


Figure 6.10: *Distribution (normalisée à l'unité) de la masse visible pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs à* $\sqrt{s} = 200$ GeV.

$\sqrt{s}$ =**200** GeV

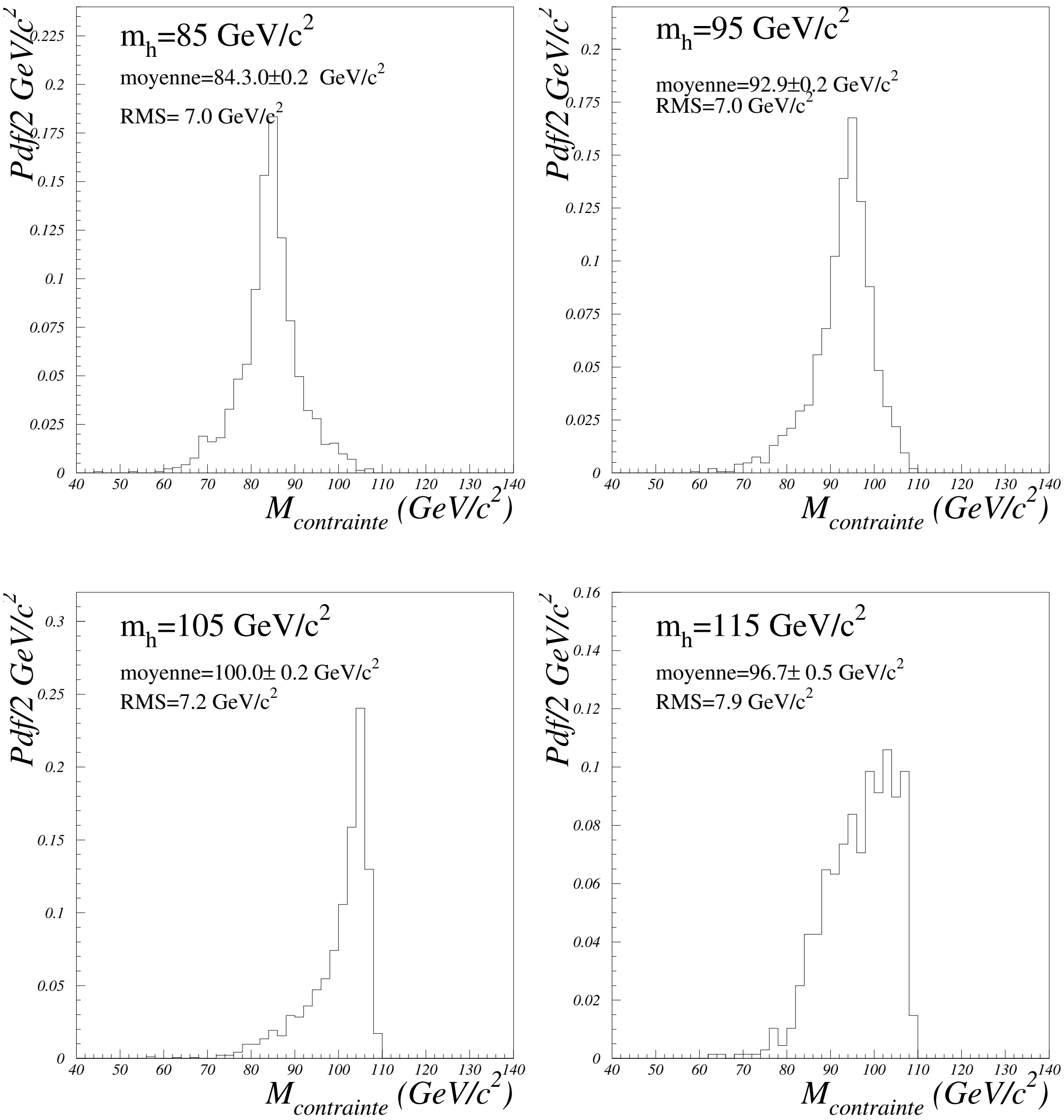


Figure 6.11: *Distributions (normalisées à l'unité) de la masse contrainte pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs à* $\sqrt{s} = 200$ GeV.

$\sqrt{s}$ **=200** GeV

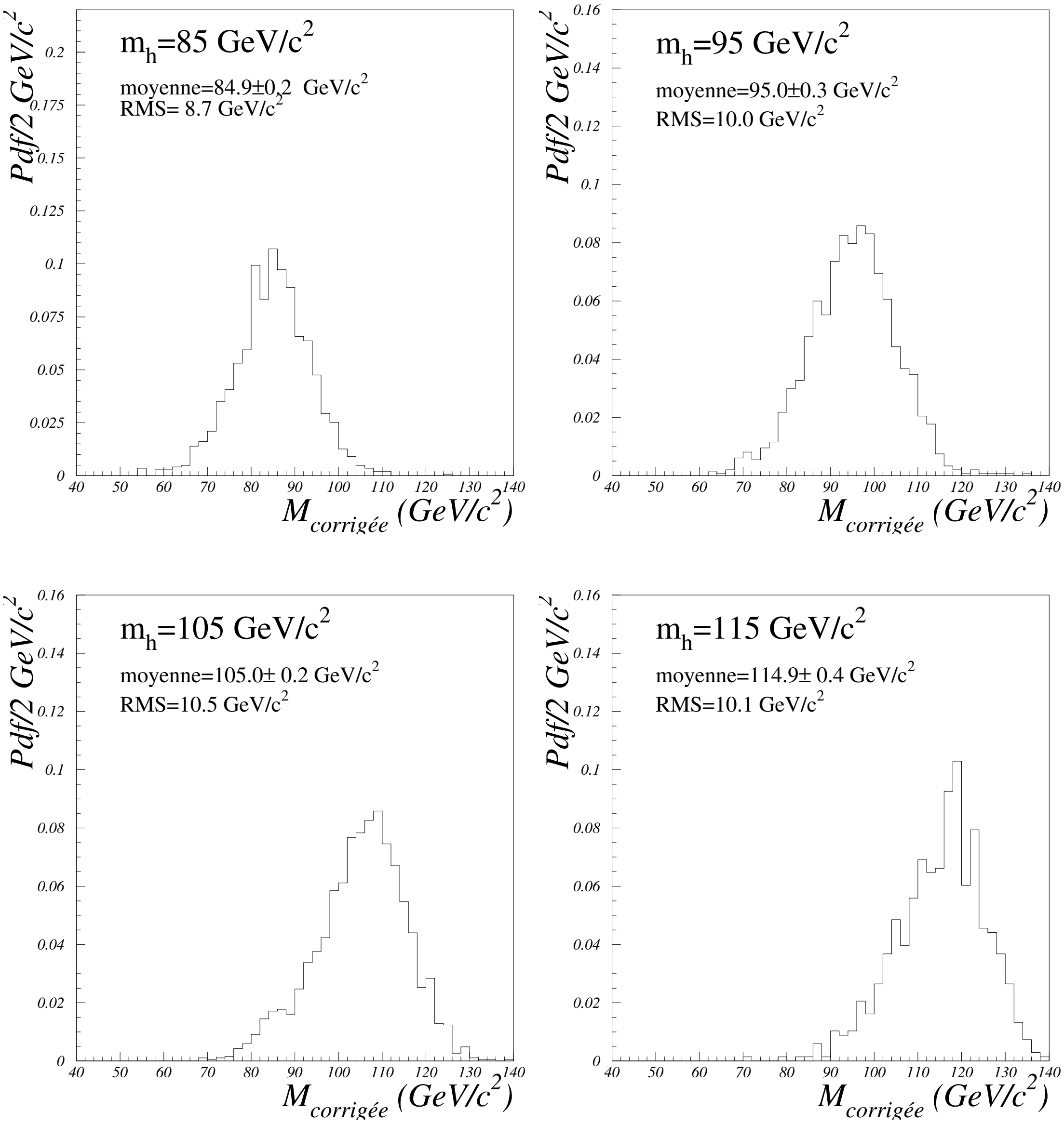


Figure 6.12: *Distributions (normalisées à l'unité) de la masse corrigée pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs à* $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Avec la conservation de l'énergie et de l'impulsion, en supposant que $\alpha = \beta$ et en imposant que la masse visible soit égale à m_Z , nous pouvons écrire :

$$\alpha^2 = \frac{m_Z^2}{E_{\rm vis}^2 - |\overrightarrow{P_{\rm vis}}|^2} = \frac{m_Z^2}{m_{\rm vis}^2}, \tag{6.9}$$

$$m_{\rm hinv} = \sqrt{m_Z^2 - s - 2\sqrt{s}E_{\rm vis}\frac{m_Z}{m_{\rm vis}}}. \tag{6.10}$$

Les distributions de masses obtenues avec cette méthode sont montrées sur la figure 6.13. La masse dite corrigée n'est pas utilisée dans cette analyse. La raison principale en est que le boson de Higgs "Invisible" est toujours produit en association avec un boson Z^0 . D'autre part nous n'avions pas prévu de pousser cette recherche jusqu'à la limite cinématique. À la lumière des résultats présentés dans cette thèse nous sommes heureux d'être démentis. Pour l'étude des masses proches ou au-delà de la limite cinématique, l'utilisation de la masse dite corrigée apparait plus appropriée et sera l'objet de l'analyse finale.

$\sqrt{s}$ =**189** GeV

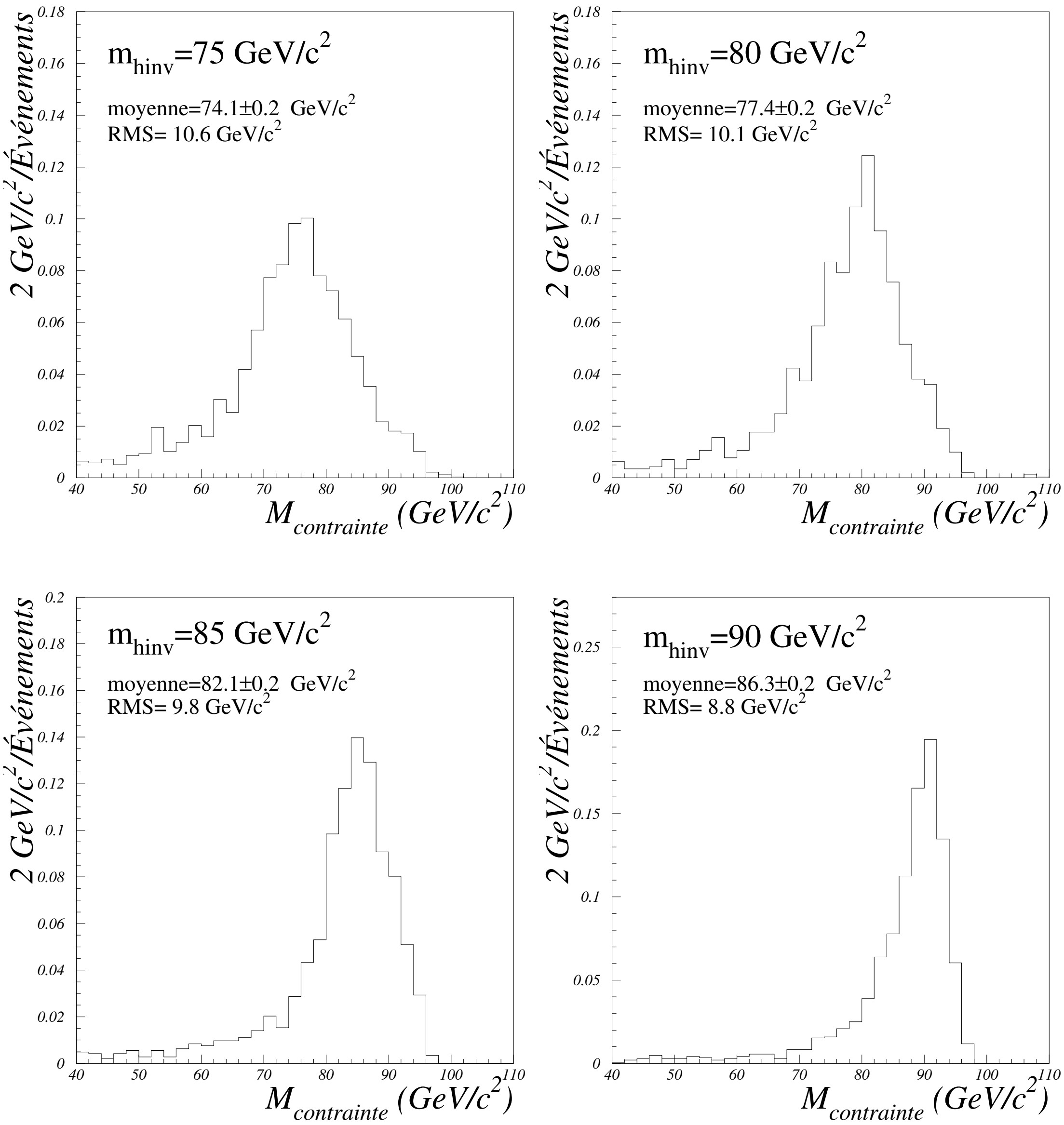


Figure 6.13: *Distributions de la masse avec la contrainte m_Z pour différentes hypothèses de masse du boson Higgs Invisible à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Chapitre 7

Résultats de la recherche du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger à $\sqrt{s}$ =189 GeV

7.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats obtenus dans la recherche du boson de Higgs scalaire le plus léger (le boson H^0 du Modèle Standard ou le boson h^0 du MSSM). Nous exposerons d'abord les résultats de l'analyse qui ont été publiés en utilisant les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =189 GeV. Ensuite nous donnerons la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard. Dans le cadre du MSSM les résultats seront donnés dans le plan m_{h} en fonction de $\tan\beta$.

7.2 Optimisation de l'analyse probabiliste

Dans la construction de la variable discriminante (voir le Chapitre 5, p.100) il est possible de choisir pour quelle valeur de la masse générée du boson de Higgs (ou dans quel intervalle de masse) l'analyse doit être optimisée. Cela dépend des événements qui sont utilisés pour construire la densité de probabilité du signal (Chapitre 5, p. 100). Nous pouvons définir :

$$P_{signal} = \sum_{i=1}^{n} P^i_{signal} \times w_i, \tag{7.1}$$

où P^i_{signal} sont les densités de probabilité obtenues en utilisant les événements du signal générés à une masse donnée représentée par l'indice i, et w_i sont les poids à fixer. On choisit $w_i = 1/n$ si on ne veut privilégier aucune masse.

La recherche du boson de Higgs à DELPHI en utilisant les données enregistrées à $\sqrt{s} = 183$ GeV a donné une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à 95 % de niveau de confiance [52] de :

$$\begin{array}{lll} m_{\mathrm{H}} > 85,7 \text{ GeV}/c^2 & \text{Modèle Standard} & \\ m_{\mathrm{h}} > 86,0 \text{ GeV}/c^2 & \text{MSSM} & (\text{si} \tan\beta = 1, m_{\mathrm{SUSY}} = 1 \text{ TeV/c}^2), \\ m_{\mathrm{h}} > 74,4 \text{ GeV}/c^2 & \text{MSSM} & (\text{si} \tan\beta > 10, m_{\mathrm{SUSY}} = 1 \text{ TeV/c}^2). \end{array} \tag{7.2}$$

On rappelle ici que pour des grandes valeurs de $\tan\beta$ la section efficace de production du boson de Higgs par le processus de Higgsstrahlung devient plus petite que celle du Modèle Standard (à cause du terme en $\sin^2(\beta-\alpha)$, paragraphe 1.5.3, figure 1.22 p.33). Ceci conduit à une moins bonne limite sur m_{h} pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ [1] car seul le processus hA contribue à la limite à 95 % de niveau de confiance.
Ces limites sur la masse du boson de Higgs nous amènent à penser qu'en augmentant l'énergie disponible dans le centre de masse d'environ 5 GeV/c^2 ($\sqrt{s} = 189$ GeV), la sensibilité devrait être améliorée de 5 GeV/c^2. Il semblerait donc raisonnable d'optimiser l'analyse dans l'intervalle de masse [80–90] GeV/c^2. En considérant par ailleurs que la luminosité integrée à $\sqrt{s} = 189$ GeV est plus que le double que celle enregistrée à $\sqrt{s} = 183$ GeV, il est sans doute important d'être performant au delà de $m_{\mathrm{H}} = 90$ GeV/c^2.

Avant de commencer nous voudrions souligner qu'on effectue ici une seule optimisation, que l'on pourrait qualifier de moyenne. Cela suppose que nous avons toujours le même nombre d'événements de fond et de données réelles pour une coupure donnée sur $\log(Dis)$. En revanche la distribution de la variable discriminante pour les événements du signal change en fonction de la masse du boson de Higgs que l'on veut tester (figure 7.1). L'efficacité sur le signal pour différentes masses générées du boson de Higgs sera donc différente.

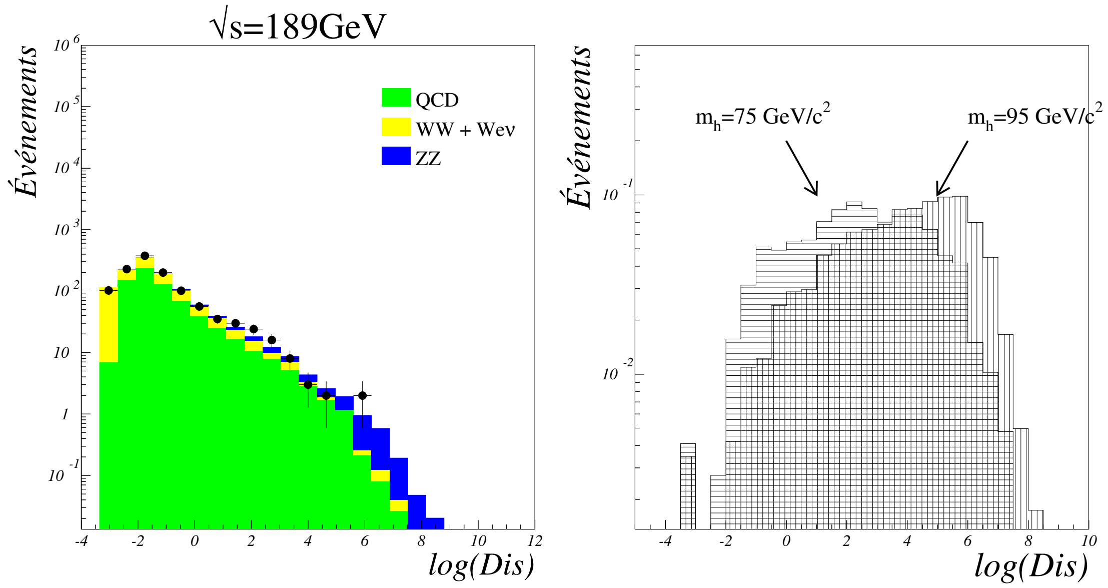
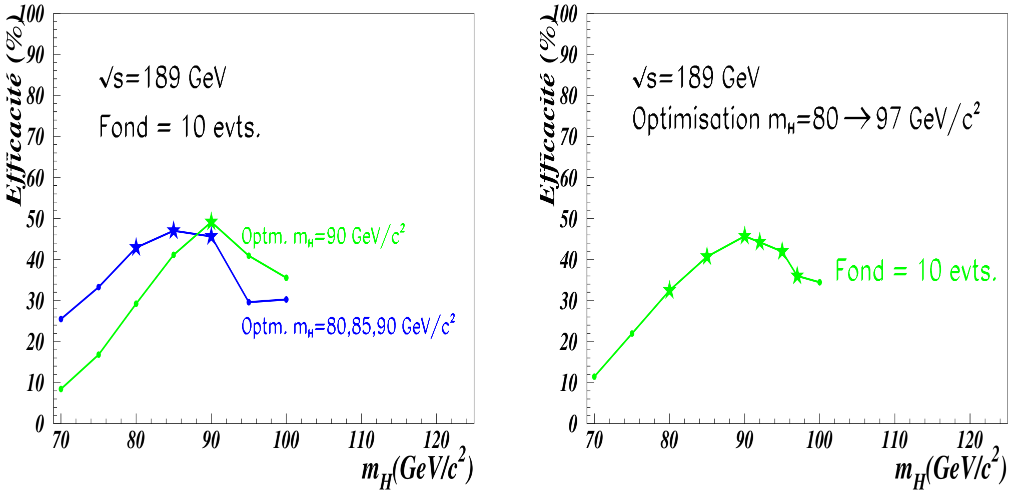


Figure 7.1: *À gauche, distribution de la variable discriminante pour les événements attendus de fond et pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV*. À droite, même distribution pour les événements de signal où le boson de Higgs est généré à une masse de 75* GeV/c^2 *et de 95* GeV/c^2*. Les distributions de signal sont normalisées à l'unité.*

Nous pouvons commencer par optimiser l'analyse pour la valeur maximale de la masse dans l'intervalle [80–90] GeV/c^2 définit précédemment : $m_{\mathrm{H}} = 90$ GeV/c^2. Nous montrons sur la

[1] En revanche la limite à $\tan\beta = 1$ est toujours très proche de celle du MS et même un peu meilleure parce que l'on profite d'un rapport d'embranchement en $b\bar{b}$ plus grand.

figure 7.2 (a) l'évolution de l'efficacité mesurée pour le signal en fonction de la masse pour une valeur fixée du nombre d'événements attendu de fond. Comme prévu, nous remarquons que le maximum d'efficacité concerne les événements générés à une masse de boson de Higgs de 90 GeV/c^2. Nous notons également une détérioration d'environ 10 % (en absolu) de l'efficacité pour les événements générés à une masse de boson de Higgs de 85 et de 95 GeV/c^2. Cela vient du fait que la plupart des distributions utilisées dans la variable discriminante (et donc la variable discriminante elle-même) dépendent très fortement de la masse du boson de Higgs (voir le Chapitre 5).



(a) (b)

Figure 7.2: *Évolution de l'efficacité en fonction de la masse générée du boson de Higgs pour différentes optimisations. Dans chaque cas les valeurs de masses auxquelles on a optimisé la variable discriminante sont désignées par une étoile. Sur la figure (a), nous montrons l'optimisation en utilisant les événements qui ont été générés à une masse du boson de Higgs de 90* GeV/c^2 *et l'optimisation incluant les événements générés à des masses du boson de Higgs générées de 80, 85 et 90* GeV/c^2. *Sur la figure (b), nous indiquons l'optimisation choisie en utilisant les échantillons des événements générés à des masses de 80, 85, 90, 92,5, 95 et 97,5* GeV/c^2.

Afin d'être performant dans un plus grand intervalle de masse, tout en ne gardant qu'une seule optimisation, il faut inclure dans la définition de P_{signal} les échantillons de signal générés à différentes masses. Un exemple de courbe d'efficacité sur le signal en fonction de la masse générée du boson de Higgs est superposé en figure 7.2 (a), où l'on a ajouté les échantillons générés à une masse de 80 et 85 GeV/c^2. Le résultat obtenu dans l'intervalle préfixé (80–90 GeV/c^2) est satisfaisant. Cependant, en utilisant cette optimisation nous perdons de l'efficacité pour les événements générés à une masse supérieure à 90 GeV/c^2. En incluant dans la distribution de densité de probabilité du signal les événements générés à une masse de 92,5, 95 et 97,5 GeV/c^2 nous obtenons la courbe d'efficacité en fonction de la masse générée du boson de Higgs montrée sur la figure 7.2 (b). L'efficacité ne change pas trop rapidement (variant entre 40 et 45 %) dans l'intervalle de masse entre 85 et 95 GeV/c^2 . Il faut pourtant en conclure qu'on ne peut pas avoir une efficacité élevée pour sélectionner les événements générés à $m_{\mathrm{H}} \geq 95$ GeV/c^2 et

$m_{\mathrm{H}} \leq 85$ GeV$/c^2$. Pour cette procédure un choix doit être fait. La stratégie suivie pour l'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV a été d'adopter cette dernière optimisation qui permet d'explorer de façon plus performante les régions de masses du boson de Higgs plus élevées (quitte à ne pas être optimal pour la recherche du boson de Higgs pour des grandes valeurs de $\tan\beta$).

7.3 Sélection des événements et résultats

À partir de la figure représentant la distribution de la variable discriminante (figure 7.1) on peut obtenir une courbe du nombre d'événements de bruit de fond attendus en fonction de l'efficacité. Ces courbes sont représentées sur la figure 7.3 pour des masses respectives du boson de Higgs de 85 GeV$/c^2$ et de 95 GeV$/c^2$, à partir des données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Nous remarquons un bon accord entre le nombre d'événements attendus à partir des processus standard et ceux observés dans les données réelles. Nous n'observons pas d'excès significatif.

Le bruit de fond est constitué principalement d'événements $\mathrm{Z}\gamma$, jusqu'aux faibles valeurs de l'efficacité (environ 35 %) où les événements ZZ commencent à devenir la composante la plus importante. Le composition du bruit de fond $\mathrm{Z}\gamma$, à une efficacité de 54 % pour les événements de signal correspondant au point de travail optimal pour évaluer la limite sur la masse du boson de Higgs (voir le paragraphe 7.5.2), est d'environ 70 % d'événements doublement radiatifs (DISR), 20 % d'événements radiatifs (ISR) et les 10 % restant sont partagés en événements avec émission d'un photon à 40/140° et des événements non radiatifs mal reconstruits. Le fond ZZ, à faible efficacité, est constitué majoritairement par des états finals $\mathrm{b\bar{b}}\nu\bar{\nu}$, un fond irréductible à $\sqrt{s} = 189$ GeV . Les événements de fond $\mathrm{We}\nu$ et WW sont presque complètement éliminés à partir de 50 % d'efficacité, et cela surtout grâce à la variable d'étiquetage des quarks b.

Pour cette analyse nous avons reconstruit la masse du boson de Higgs en utilisant la méthode de la masse contrainte (voir Chapitre 6 p. 120). Les distributions de masse à différentes efficacités sont montrées en figure 7.4. On peut y distinguer les contributions des différents processus de fond normalisés au nombre d'événements attendus ainsi que les données réelles (points). Nous montrons également le nombre d'événements attendus de signal pour des masse générées respectives de 85 GeV$/c^2$ et de 95 GeV$/c^2$. On peut remarquer que la distribution de masse pour un boson de Higgs généré à 85 GeV$/c^2$ est assez différente de celle reconstruite pour les événements de fond. Pour $m_{\mathrm{H}} = 95$ GeV$/c^2$ (proche de la limite cinématique) les distributions de masses pour les événements de fond et de signal se ressemblent beaucoup.

7.4 Études des erreurs systématiques

L'étude des erreurs systématiques a été effectuée pour les données enregistrées à une énergie disponible dans le centre de masse de 189 GeV. La méthode adoptée a été d'évaluer les variations du nombre d'événements attendus de bruit de fond engendrées par celles des différentes observables considérées séparément, tout en se plaçant à une valeur donnée de l'efficacité. L'efficacité choisie est de 54 %, ce qui correspond au point de travail optimal pour évaluer la limite sur la masse du boson de Higgs (voir le paragraphe 7.5.2).

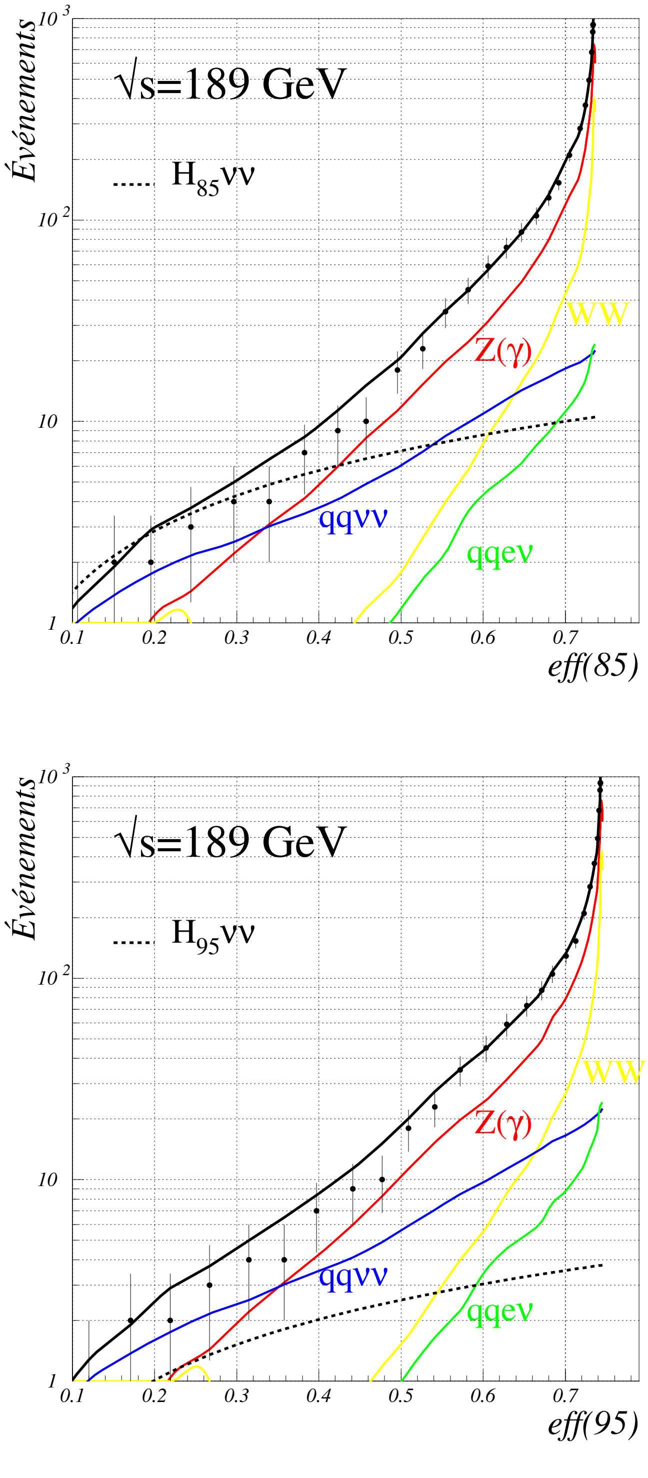


Figure 7.3: *Évolution des nombres d'événements attendus et sélectionnés dans les données (les points avec les barres d'erreurs) en fonction de l'efficacité pour les événements du signal qui ont été générés à une masse du boson de Higgs de 85* GeV/c^2 *(en haut) et de 95* GeV/c^2 *(en bas). Nous différencions les contributions des fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

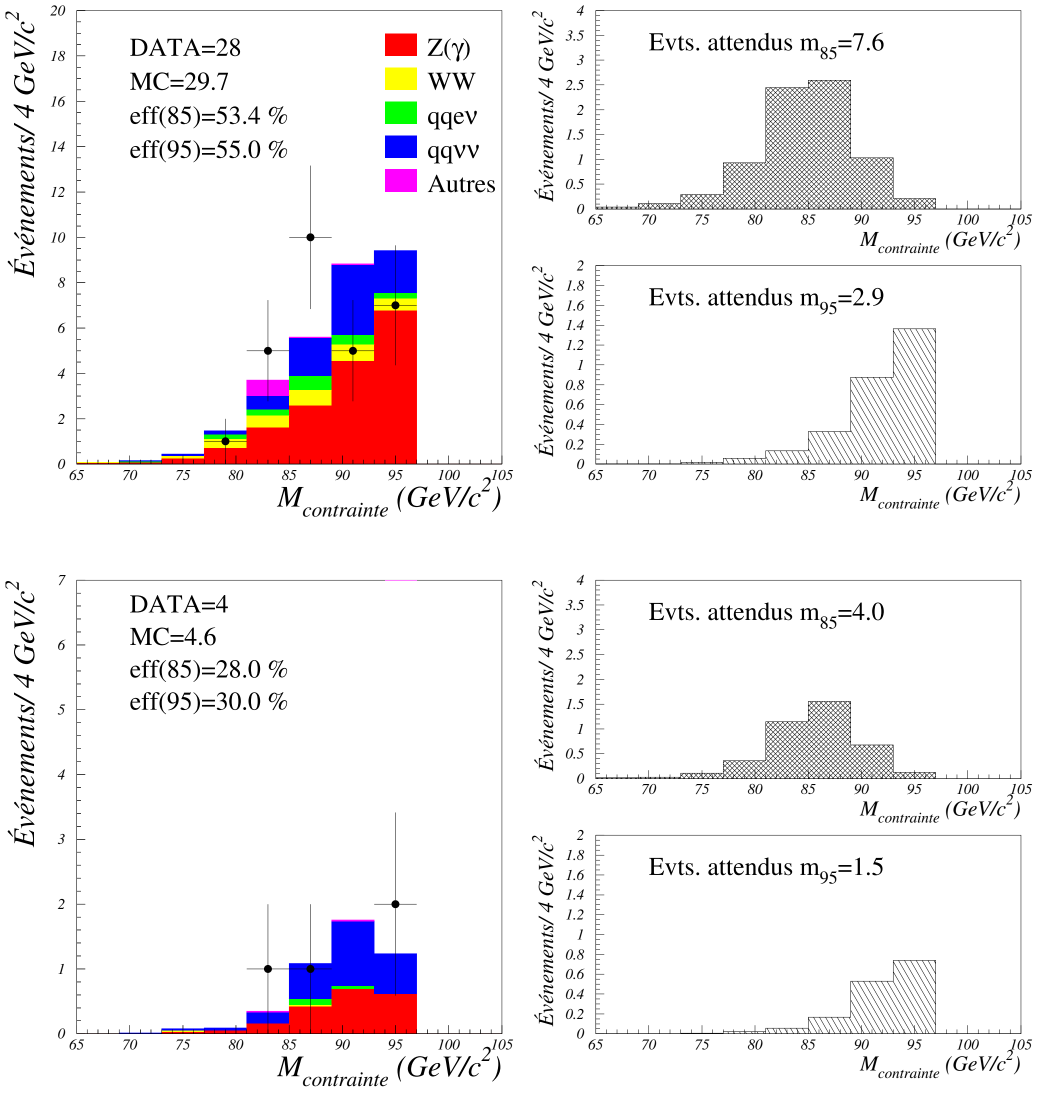


Figure 7.4: *Distributions de la masse contrainte pour les événements attendus de bruit de fond comparées aux données réelles (les points avec les barres d'erreurs). Les distributions correspondantes pour les événements de signal à des masses générées du boson de Higgs de 85* GeV$/c^2$ *et de 95* GeV$/c^2$*, normalisées au nombre d'événements attendus sont représentées à droite. L'efficacité est d'environ 55 % pour les distributions du haut et de 30 % pour celles du bas.*

7.4.1 Systématiques liées à la mesure de l'énergie dans les hémisphères

Pour l'étude de l'erreur liée à la différence entre les énergies reconstruites dans les données réelles et les données simulées, nous avons utilisé un échantillon de 1,2 pb enregistré à la résonance du Z^0 au début de la prise de données en 1998.
Nous avons forcé les événements à avoir une topologie des événements formée de deux jets de particules. Cela suppose que nous considérions l'énergie déposée dans chaque hémisphère. L'échantillon choisi nous permet d'étudier la différence entre la reconstruction d'énergie dans le détecteur pour les données réelles et les données simulées, car les effets de physique (tels que la différence dans le taux de multijets) n'influencent pas la distribution de l'énergie dans l'hémisphère.

Les distributions de l'énergie mesurée dans les hémisphères pour les données réelles et la simulation sont montrées sur la figure 7.5. Sur la figure 7.6 nous montrons les mêmes distributions pour différentes régions de l'angle polaire. Nous pouvons remarquer que le décalage sur la valeur moyenne de ces distributions, Δ_θ, ne varie pas trop en fonction de la région angulaire (le décalage est en moyenne de 0,5 GeV). Les distributions ont une largeur de 12 GeV pour les faibles angles polaires et d'environ 9 GeV pour les jets dont l'angle polaire est entre 30 et 90°. La différence entre les largeurs dans les données réelles et simulées, $\Sigma_\theta = \sqrt{\sigma^2_{data} - \sigma^2_{sim}}$, est d'environ 2 GeV.

Les énergies dans les hémisphères pour les données simulées sont ensuite corrigées de la façon suivante :

$$E^{cor}_{jet} = E_{jet} + \Delta_\theta + G(\Sigma_\theta), \tag{7.3}$$

où G indique une distribution Gaussienne de largeur Σ_θ. Le résultat de ces corrections est montré sur la figure 7.7.
Nous avons décidé d'évaluer l'erreur systématique provenant de la mesure de l'énergie à partir de la variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus avec et sans cette correction[2]. Cette variation est montrée en figure 7.8.
En se plaçant à une efficacité de 54 %, nous trouvons que la différence entre le nombre d'événements attendus en incluant les effets de la correction en énergie et le nombre d'événements attendus sans la correction, ΔN, est d'environ 3. L'erreur systématique est alors de :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{3,1}{27,8} \rightarrow \sigma^{sys}_{E_{jet}} = 11,2\ \%. \tag{7.4}$$

7.4.2 Systématiques liées à l'acoplanarité

L'acoplanarité est une variable d'importance fondamentale pour diminuer les événements issus du fond $Z\gamma$. Les événements enregistrés à la résonance du Z^0 dans la configuration où l'on force les événements à avoir une topologie à deux jets sont caractérisés par les relations suivantes :

$$\theta_1 + \theta_2 = \pi, \tag{7.5}$$

$$\phi_1 + \phi_2 = \pi, \tag{7.6}$$

$$acopla = \pi - (\phi_1 + \phi_2) = 0, \tag{7.7}$$

[2]Cet évaluation de l'erreur systématique est assez conservatrice. Les distributions de l'énergie corrigée des jets devraient être prises comme distributions de départ. Il faudrait ensuite évaluer une correction du type de l'équation (7.3) à partir des incertitudes sur la correction précédente. La variation du nombre d'événements de bruit de fond venant de cette dernière correction donnerait l'estimation de l'erreur systématique.

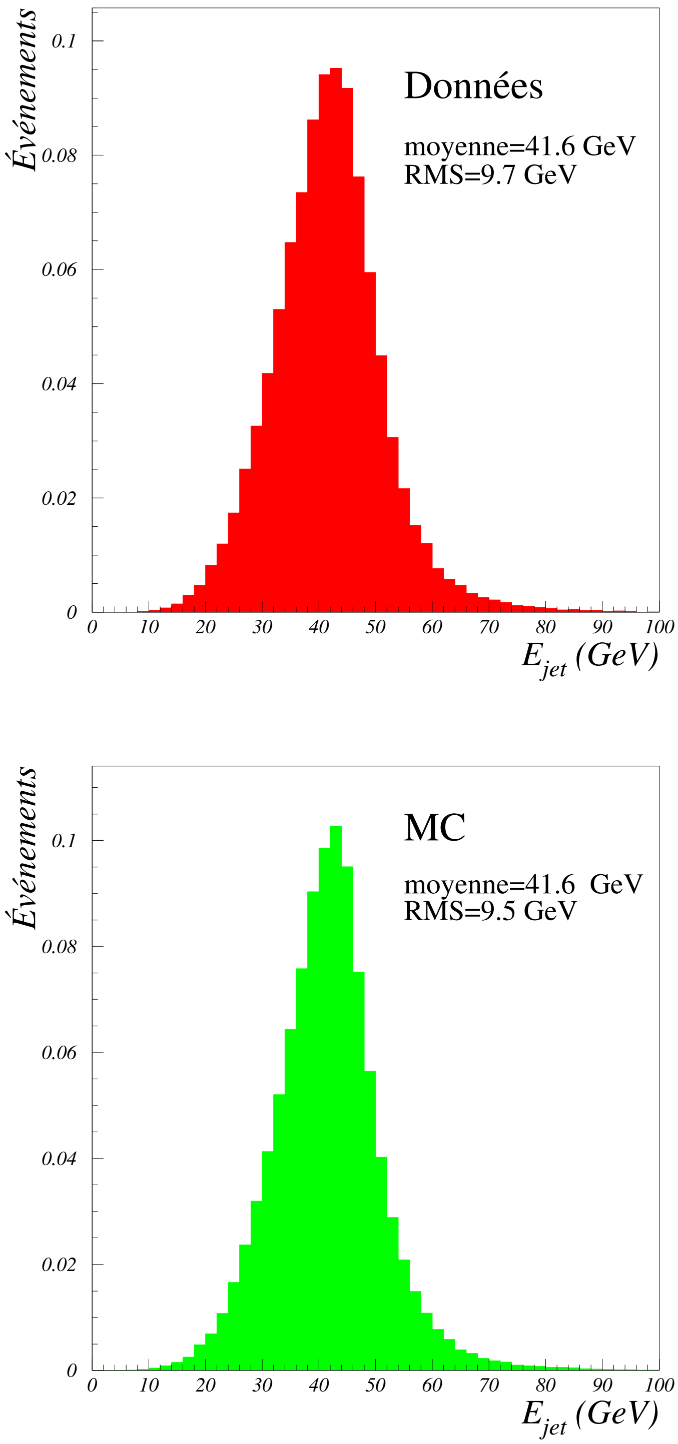


Figure 7.5: *Distributions de l'énergie mesurée des hémisphères pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 91,2$ GeV *(en haut) et pour les événements simulés (en bas).*

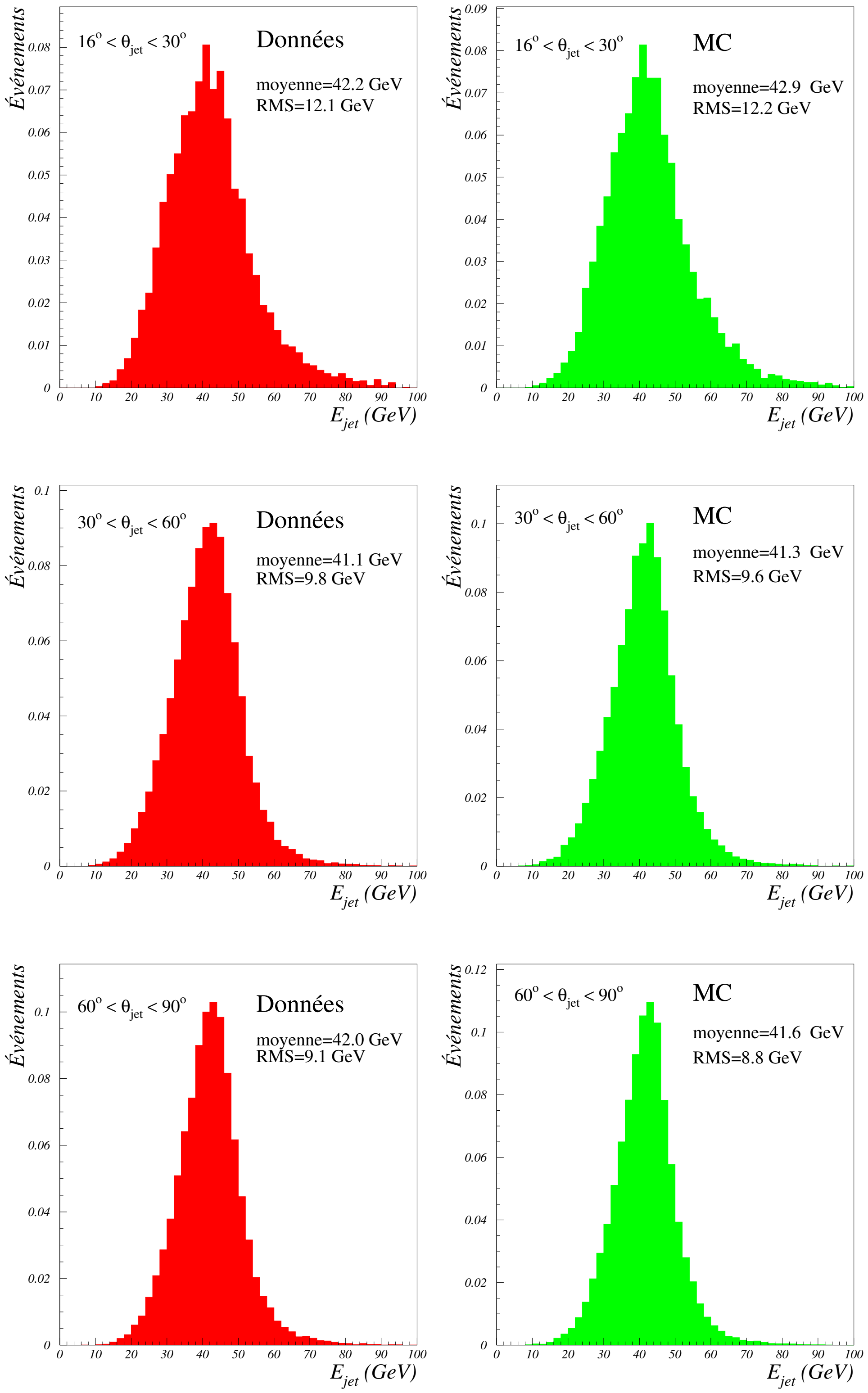
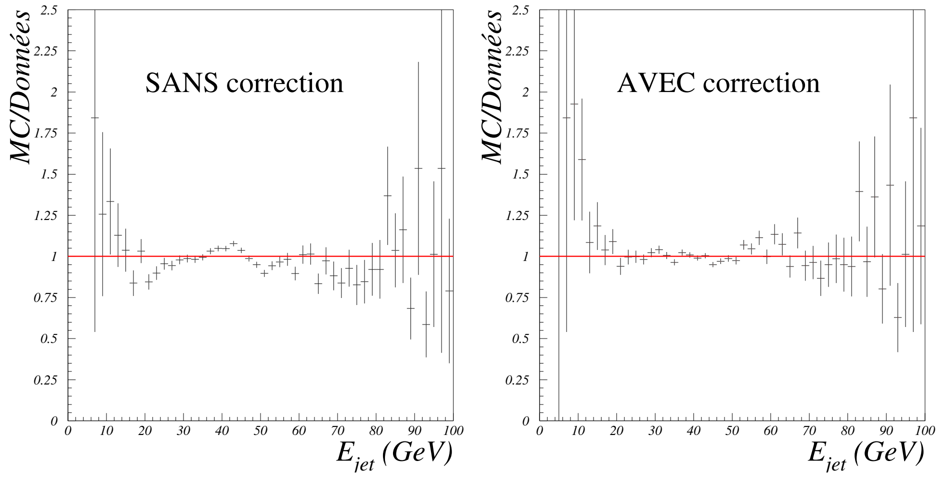


Figure 7.6: *Distributions de l'énergie mesurée dans les hémisphères pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 91,2$ GeV *(à gauche) et pour les événements simulés (à droite) en divisant l'échantillon en différentes régions d'angle polaire du jet.*



(a) (b)

Figure 7.7: *Rapport entre l'énergie des jets reconstruite dans les événements simulés et dans les données réelles à* $\sqrt{s}$ *=91,2* GeV *: (a) avant la correction, et (b) après avoir appliqué la correction (7.3) sur les distributions simulées.*

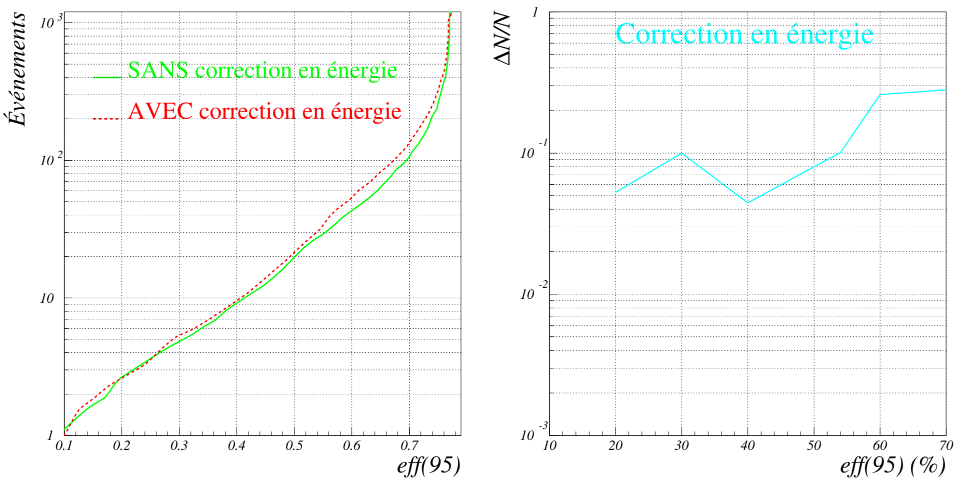


Figure 7.8: *Effet de la correction sur l'énergie des jets. La courbe en trait plein montre l'évolution du nombre d'événements sans correction en fonction de l'efficacité sur les événements de signal qui ont été générés à une masse de boson de Higgs de 95* GeV/c^2*. Pour la courbe en pointillé la correction est incluse. À droite nous montrons la variation de* $\Delta N/N$ *en fonction de l'efficacité pour les événements de signal.*

où θ et ϕ sont respectivement l'angle polaire et l'angle dans le plan transverse des deux jets. La dernière relation nous permet d'évaluer l'accord entre les données réelles et simulées pour la variable acoplanarité ainsi que d'en évaluer une résolution effective. Les distributions d'acoplanarité sont montrées sur la figure 7.9. Nous pouvons remarquer que les distributions dans les données réelles et les simulées sont centrées autour de 0 avec un écart-type d'environ 4°.
Nous pouvons ajuster ces distributions à l'aide de deux distributions Gaussiennes[3]. Les résultats de l'ajustement sont montrés en figure 7.9. La partie étroite de la distribution (correspondant aux événements ayant une topologie à deux jets dans l'algorithme de clusterisation libre) a une largeur d'environ 2,5°et réprésente 70 % des événements (les 30 % des événements restants appartiennent à une distribution Gaussienne de largeur de 7,5°).

Les différences entre les valeurs centrales et les largeurs sont utilisées pour corriger la distribution de l'acoplanarité dans les données simulées de la même façon que pour l'énergie des jets. Le résultat de cette correction est montré en figure 7.10. Comme pour l'énergie dans les hémisphères, l'erreur systématique venant de l'accord entre les données réelles et les données simulées est évaluée en considérant la variation du nombre d'événements de bruit de fond simulés attendus avec et sans application de la correction. Cette variation est montrée en figure 7.11. À une efficacité de 54 % cela correspond à une variation d'environ un événement qui se traduit par :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1,1}{27,8} \rightarrow \sigma^{sys}_{acopla} = 4\ \%. \tag{7.8}$$

7.4.3 Systématiques liées à l'étiquetage des quarks b

Pour évaluer les incertitudes sur la variable combinée d'étiquetage des quarks b nous prenons comme point de départ les incertitudes relatives sur l'efficacité de sélection des quarks, ϵ, évaluées en [51]. Ces incertitudes, qu'on appellera α, dépendent de la saveur des quarks :

- Incertitude relative de l'efficacité sur les quarks b : $\alpha_b = 2,5\ \%$.
- Incertitude relative de l'efficacité sur les quarks c : $\alpha_c = 7\ \%$.
- Incertitude relative de l'efficacité sur les quarks u, d et s : $\alpha_{\mathrm{u,d,s}} = 7\ \%$.

Dans la construction de la variable discriminante nous utilisons la variable combinée d'étiquetage de quarks b, X_{b} . Il va falloir donc traduire l'incertitude sur l'efficacité, α, en termes d'incertitude sur la variable X_{b} que nous noterons $\delta(X_{\mathrm{b}})$. Pour ce faire, nous adoptons la définition suivante de l'efficacité :

$$\epsilon(X_{\mathrm{b}}) = \int_{X_{\mathrm{b}}}^{\infty} P(x)\, dx, \tag{7.9}$$

où $P(x)$ est la densité de probabilité de la variable X_{b} . La variation relative sur l'efficacité sera alors donnée par :

$$\alpha\epsilon(X_{\mathrm{b}}) = \epsilon(X_{\mathrm{b}} + \delta(X_{\mathrm{b}})) - \epsilon(X_{\mathrm{b}}).$$

[3]Cet ajustement est effectué dans les données simulées en laissant libres les valeurs centrales et les largeurs des deux distributions Gaussiennes et leur poids relatif. Dans les données réelles le poids relatif est fixé à la valeur obtenue précédemment.

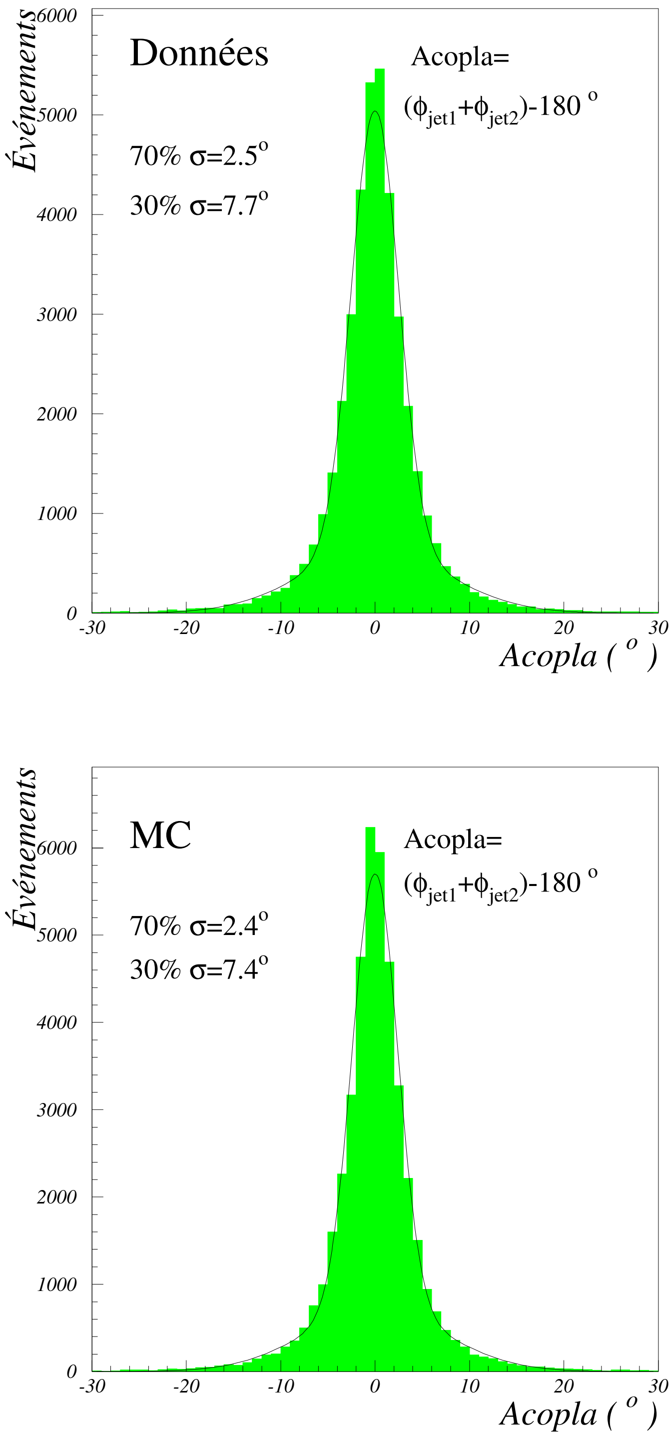


Figure 7.9: *Distributions de l'acoplanarité, $(\phi_1+\phi_2)-180°$, des jets pour les données enregistrées à $\sqrt{s} = 91,2$ GeV (en haut) et pour les événements de la simulation (en bas). L'ajustement à l'aide de deux distributions Gaussiennes est superposé. 70 % des événements sont contenus dans une distribution Gaussienne étroite ayant une largeur de 2,4°et 30 % dans une distribution Gaussienne ayant une largeur de 7,4°.*

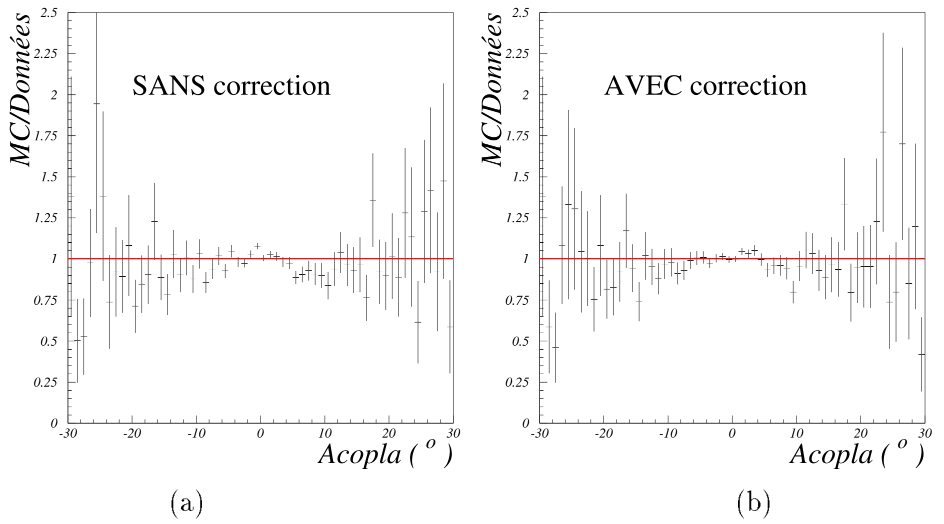


Figure 7.10: *Rapport entre les distributions d'acoplanarité dans les données réelles : (a) avant correction, (b) après avoir corrigé les distributions des événements simulés.*

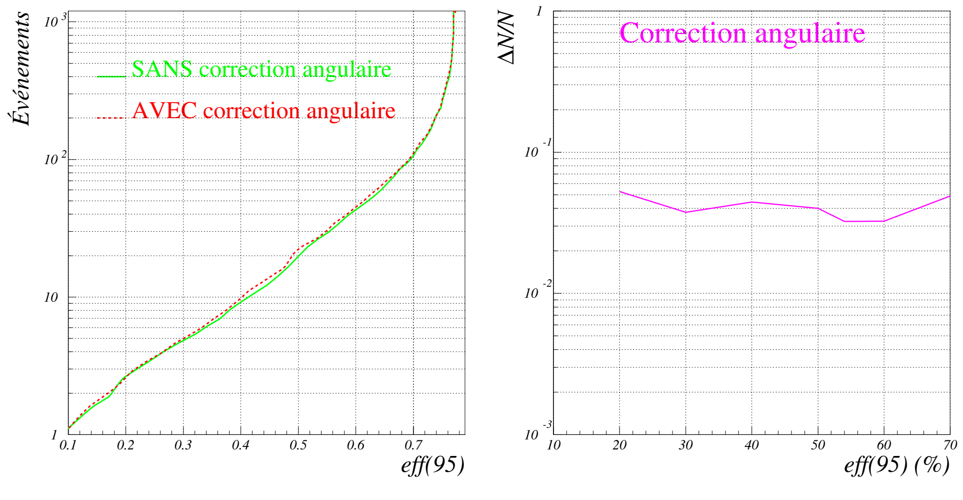


Figure 7.11: *Effet de la correction angulaire. La courbe en train plein montre l'évolution du nombre d'événements sans correction en fonction de l'efficacité sur les événements de signal qui ont été générés à une masse de 95* GeV/c^2*. Pour la courbe en pointillé la correction est incluse. À droite nous montrons la variation de* $\Delta N/N$ *en fonction de l'efficacité.*

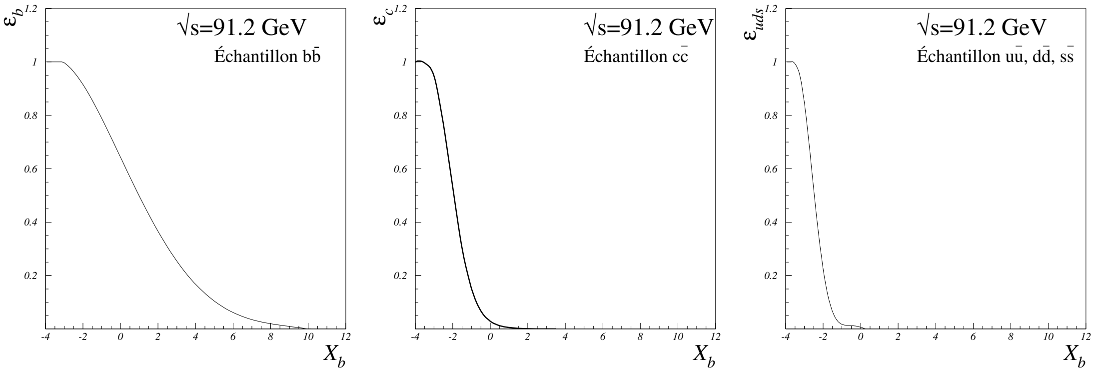


Figure 7.12: *Ajustement des courbes d'efficacité pour les quarks b, les quarks c et pour les saveurs légères en fonction de la variable combinée d'étiquetage des quarks b.*

Si l'on considère que $\delta(X_\mathrm{b})$ est petit, l'on peut écrire :

$$\alpha\epsilon(X_\mathrm{b}) \simeq \delta(X_\mathrm{b})P(X_\mathrm{b})$$
$$\delta(X_\mathrm{b}) = \alpha\frac{\epsilon(X_\mathrm{b})}{\epsilon^{'}(X_\mathrm{b})},$$

où $\epsilon^{'}(X_\mathrm{b})$ est la valeur de la dérivée de l'efficacité au point X_b . Cette expression nous permet d'obtenir l'incertitude sur X_b à partir de α, de l'efficacité et de sa dérivée en ce point.

Pour obtenir ces quantités nous avons utilisé les échantillons d'événements simulés à une énergie de 91,2 GeV. Sur la figure 7.12 nous montrons les courbes d'efficacité pour les quarks b, c et u, d, s ajustées par des fonctions polynômiales. À partir de ces fonctions nous avons pu évaluer la dérivée de l'efficacité en fonction de la variable X_b pour les différentes saveurs de quarks. Nous avons maintenant tous les ingrédients pour pouvoir appliquer cette incertitude sur les valeurs de la variable combinée X_b. Pour chaque événement de la simulation nous aurons :

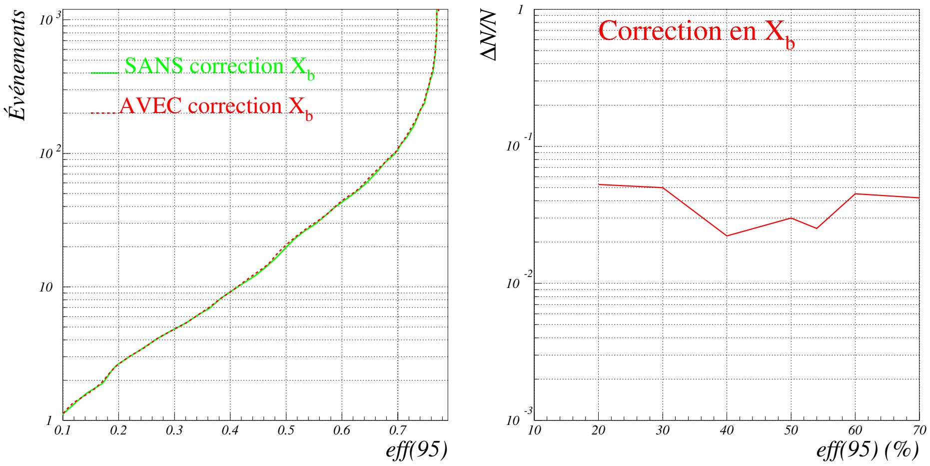
$$X_\mathrm{b}^{\mathrm{corrig\acute{e}}} = X_\mathrm{b} + \delta(X_\mathrm{b}),$$

où $\delta(X_\mathrm{b})$ dépend de la saveur de quarks. Pour les événements Weν et WW, lorsqu'il y a une désintégration $c\bar{s}$, nous avons pris $\delta(X_\mathrm{b})^c$. En effet, nous sommes plus sensibles aux variations sur l'étiquetage de quarks c qu'aux variations sur les quarks s car leur désintégration peut donner lieu à des grands paramètres d'impact qui conduisent à une valeur positive de la variable X_b (ce qui est le cas pour les événements de signal).
L'effet de cette incertitude sur le nombre total d'événements de fond attendu en fonction de l'efficacité est montré sur la figure 7.13. Au point de fonctionnement l'effet est de :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{27,8} \rightarrow \sigma_{X_\mathrm{b}}^{sys} = 3~\%. \tag{7.10}$$

7.4.4 Systématiques liées à l'herméticité

Après les coupures de présélection on s'attend à 11,6 événements avec un photon émis dans l'acceptance des compteurs d'herméticité. Au point de fonctionnement nous en attendons 1,1



(a) (b)

Figure 7.13: *Effet de la correction sur la variable d'étiquetage des quarks b. La courbe en trait plein montre l'évolution du nombre d'événements sans la correction en fonction de l'efficacité sur le signal à une masse générée de 95* GeV/c^2. *Pour la courbe en pointillé la correction est incluse. À droite nous montrons la variation de $\Delta N/N$ en fonction de l'efficacité.*

sur un fond total d'événements Zγ de 17,1. Cela traduit le fait que les événements avec un photon à 40°sont également éliminés par les variables cinématiques. L'effet systématique à ce point de fonctionnement venant de l'utilisation de l'algorithme d'herméticité est négligeable. En revanche, la situation ne serait pas la même si l'on se plaçait à un point de fonctionnement avec une meilleure pureté. À des valeurs d'efficacité de 20–25 % (pour un boson de Higgs généré à une masse de 95 GeV/c^2) on s'attendrait à ce que 30 % des événements du fond Zγ soient des événements avec un photon à 40° lorsque l'algorithme d'herméticité n'est pas utilisé. Ce pourcentage descend à environ 10 % lorsque l'on inclut la réponse de l'algorithme. Le contrôle du bon fonctionnement des compteurs et l'accord entre les données et la simulation devient important. La variation de $\Delta N/N$ en fonction de l'efficacité est montrée sur la figure 7.14. Cette variation a été évaluée comme la différence entre le nombre d'événements attendus lorsque la réponse de l'algorithme d'herméticité est utilisée dans la variable discriminante et le nombre d'événements attendus sans que cette réponse soit incluse dans la variable discriminante. La contribution du taux d'accidentels (voir paragraphe 4.3.1) est d'environ 0,5 % absolu et donc totalement négligeable.

7.4.5 Systématiques liées à l'incertitude sur les sections efficaces

Les sections efficaces théoriques des processus de fond sont connues avec une certaine incertitude. L'incertitude théorique sur la section efficace Zγ est estimée comme étant de l'ordre de 3 % [53], et celle concernant les processus à 4 fermions est estimée à 2,4 % [53]. L'effet de ces incertitudes sur l'évolution du nombre d'événements attendus, en fonction de l'efficacité pour le signal, est montrée sur la figure 7.15.

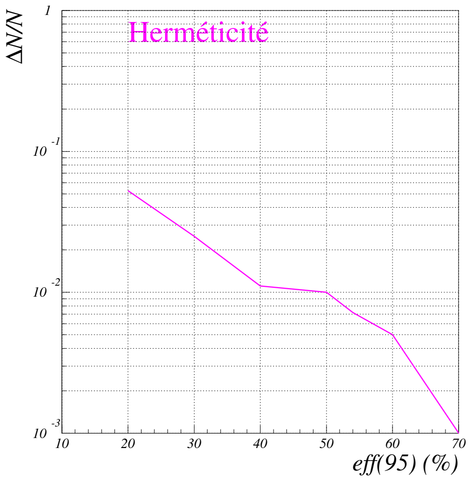


Figure 7.14: *Variation de $\Delta N/N$ en fonction de l'efficacité provenant des incertitudes systématiques liées à l'utilisation de l'algorithme d'herméticité.*

Source	Erreur relative $\sigma = \dfrac{\Delta N}{N}$
E_{jet}	11 %
$acopla$	4 %
X_{b}	3 %
xs	3 %
$herm$	0,5 %

Tableau 7.1: *Résumé des contributions des effets systématiques en terme d'erreur relative sur le nombre d'événements de bruit de fond attendus à l'efficacité choisie comme point de fonctionnement (54 % si $m_{\mathrm{H}} = 95$ GeV/c^2).*

À une efficacité de 54 % cela correspond à un effet de :

$$\sigma_{xs}^{sys} = 3\ \%. \tag{7.11}$$

7.4.6 Résumé sur les sources d'erreurs systématiques

Nous avons détaillé les effets systématiques pour l'analyse $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Nous résumons dans le tableau 7.1 les effets systématiques provenant des incertitudes étudiées.

L'effet dominant provient de la différence entre les distributions de l'énergie reconstruite dans les données réelles et simulées du nombre d'événements de bruit de fond attendu. Les différents effets ont été combinés en quadrature. Une courbe donnant la variation de la différence relative en fonction de l'efficacité pour le signal est montrée sur la figure 7.16. Au point de fonctionnement l'incertitude systématique globale est de :

$$\sigma_{\mathrm{total}}^{sys} = 12,5\ \%. \tag{7.12}$$

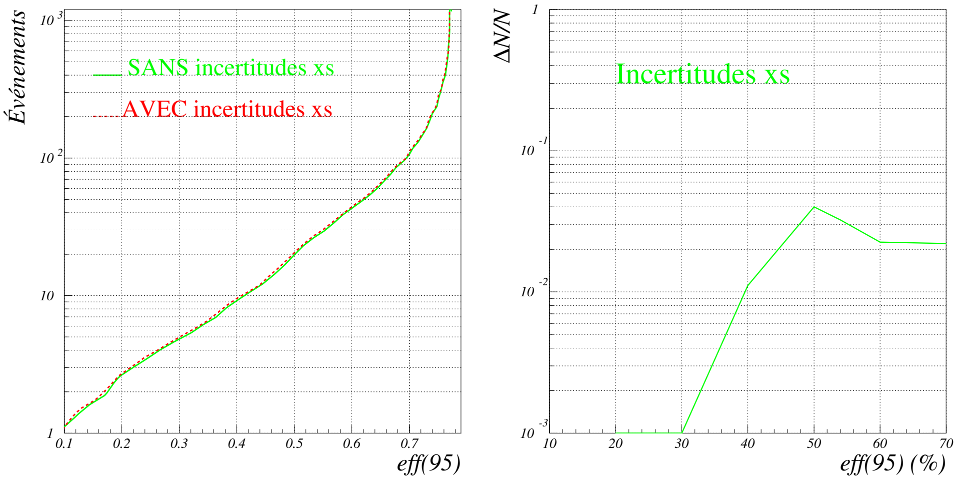


Figure 7.15: *Variation du nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité en ayant ajouté les incertitudes sur les sections efficaces des processus standard. La courbe en trait plein montre l'évolution sans ces incertitudes. À droite nous montrons la variation de $\Delta N/N$ en fonction de l'efficacité sur les événements de signal qui ont été générés à une masse de 95* GeV$/c^2$.

7.5 Évaluation de la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs

7.5.1 Brève description de la méthode d'évaluation de la limite

La méthode est décrite en détail en [54, 55]. Nous disposons de deux informations qui permettent de distinguer les événements de signal de ceux du fond : la variable discriminante "Dis" et la masse reconstruite hadronique. Il faut maintenant réussir à combiner ces informations de façon optimale. Comme nous l'avons expliqué au Chapitre 5, p. 100, les informations sont combinées de façon optimale si les variables sont indépendantes. Dans le cas de l'analyse $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ cette corrélation est faible[4] comme le montre la figure 7.17. Cependant il est préférable de ne pas inclure la masse reconstruite comme une des variables discriminantes pour pouvoir obtenir des distributions de masse non biaisées.

Nous nous plaçons dans le plan $\log(Dis) - m_{\mathrm{H}}$. La méthode consiste en un test d'hypothèse. On commence par calculer les fonctions de vraisemblance en considérant que les événements sélectionnés proviennent de la superposition du signal et du bruit de fond, $\mathcal{L}_{s+b}$, ou bien uniquement de fond, $\mathcal{L}_b$. Le rapport de ces fonctions de vraisemblance est ensuite évalué :

$$X = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b}. \tag{7.13}$$

[4] Il faut souligner que pour l'analyse de la recherche du boson de Higgs en 4 jets cela n'est pas vrai car lorsque les jets de particules issus de la désintégration du boson de Higgs sont bien identifiés comme étant des quarks b on peut mieux les associer entre eux. La conséquence est une meilleure résolution sur la masse du boson de Higgs. Cela n'est pas le cas de l'analyse $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ où le système hadronique provient de la désintégration du boson de Higgs et le boson Z^0 se désintègre en une paire de neutrinos.

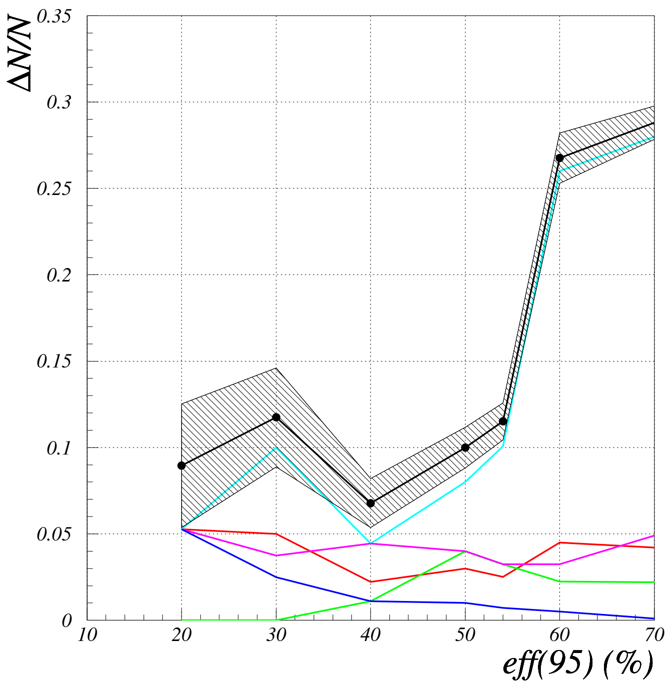


Figure 7.16: *Évolution de $\Delta N/N$ en fonction de l'efficacité sur les événements de signal où le boson de Higgs a été généré à une masse de 95* GeV/c^2. *Les contributions venant de la variation des distributions de l'énergie, de l'étiquetage de quarks b, de l'acoplanarité, de l'incertitude sur la réponse de l'algorithme d'herméticité ainsi que les incertitudes sur les sections efficaces sont séparées. La courbe avec les points réprésente la contribution totale. Les incertitudes sur cette évaluation ont été calculées en supposant une corrélation totale entre les événements attendus avant et après les corrections et sont indiquées par la bande hachurée.*

Nous pouvons ensuite calculer pour une expérience (qui a donné X_{obs}) la probabilité que cette expérience soit compatible avec l'hypothèse qu'il s'agisse des événements de signal plus des événements de bruit de fond et la probabilité qu'elle soit compatible avec des événements de fond uniquement (les probabilités sont données par les probabilités (P_{s+b} ou P_b) que la valeur X soit inférieure ou égale à X_{obs} pour les deux classes d'événements). Cela s'écrit :

$$\mathrm{CL}_{s+b} = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{dX} dX \quad (= P_{s+b}(X \leq X_{obs})) \tag{7.14}$$

$$\mathrm{CL}_b = \int_0^{X_{obs}} \frac{dP_b}{dX} dX \quad (= P_b(X \leq X_{obs})) \tag{7.15}$$

Finalement on définit :

$$\mathrm{CL}_s = \frac{\mathrm{CL}_{s+b}}{\mathrm{CL}_b}. \tag{7.16}$$

CL_s étant défini comme un rapport de niveaux de confiance n'est pas, en toute rigueur, un niveau de confiance. Cette façon de procéder permet d'éviter, en cas de fluctuation statistique des bruits de fond, d'exclure un signal dans une région de sensibilité nulle (si par exemple la section efficace du signal est nulle ou presque nulle).

Il faut pouvoir évaluer :

$$\frac{dP_{s+b}}{dX} \quad \text{et} \quad \frac{dP_{s+b}}{dX}. \tag{7.17}$$

Or à une masse donnée du boson de Higgs correspond un nombre d'événements de signal. Nous connaissons par ailleurs le nombre d'événements des bruits de fond attendus. Les différentes composantes peuvent fluctuer suivant la statistique poissonnienne. Plusieurs expériences peuvent alors être générées (satisfaisant la même coupure sur le paramètre final de sélection des événements), permettant de construire les distributions de probabilité de l'équation (7.17). À partir de la valeur de X_{obs} il est possible de calculer CL_{s+b} et CL_b et donc CL_s .
Nous pouvons donc tracer la courbe de CL_s en fonction de la masse du boson de Higgs. L'intersection de cette courbe avec la ligne horizontale à 5 % définit la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à 95 % de niveau de confiance.
D'autre part, à partir des expériences de fond seul générées nous obtenons plusieurs valeurs de X et la distribution de CL_s peut être déduite. La valeur centrale de cette distribution est utilisée pour définir la limite attendue. Dernièrement on préfère la médiane qui est définie comme la limite en masse tel que 50 % d'expériences de fond donnent $\mathrm{CL}_s \geq 5$ %.

7.5.2 Choix du point de fonctionnement

Il faut maintenant choisir la coupure sur $\log(Dis)$ pour l'évaluation de la limite. Cela veut dire choisir un point dans le plan efficacité – nombre d'événements attendus pour une masse donnée. Ce point sera différent si l'on varie la masse choisie du boson de Higgs. Pour ce faire, on tient compte de tous les canaux de recherche du boson de Higgs. Le choix est d'abord fait pour le canal ayant le poids le plus important, c'est-à-dire le canal H$q\bar{q}$. Le choix est fait en recherchant le point où la valeur de CL_s attendue est minimale pour la valeur de masse du boson de Higgs égale à 95 GeV/c^2. Ensuite, en tenant compte des résultats obtenus dans le canal H$q\bar{q}$ on détermine le

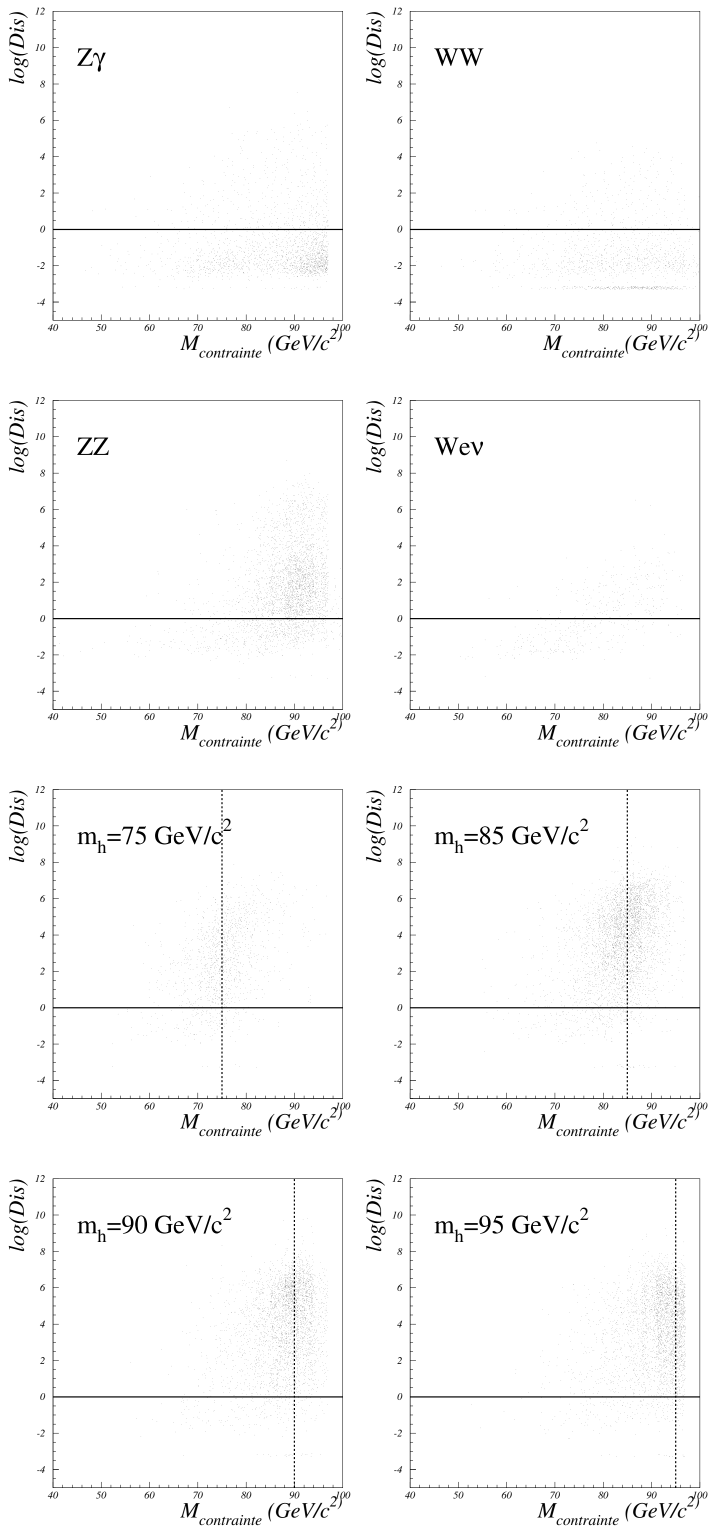


Figure 7.17: *Dépendance de la valeur de la variable discriminante en fonction de la masse contrainte pour les composantes de bruit de fond les plus importantes ainsi que pour les événements de signal générés à une masse de 75, 85, 90 et 95* GeV/c^2. *La ligne horizontale indique la valeur zéro de* $log(Dis)$ *; la ligne verticale correspond à la valeur générée de la masse du boson de Higgs.*

point de fonctionnement pour l'analyse $H^0\nu\bar{\nu}$ qui donne la meilleure limite attendue combinée, et ainsi de suite pour les canaux leptoniques [54, 55].

Le point de fonctionnement sélectionné pour l'analyse de données publiée à $\sqrt{s} = 189$ GeV pour le canal $H^0\nu\bar{\nu}$ est de 27,8 événements de fond alors que 27 sont observés dans les données réelles correspondant à une efficacité de 54,3 % pour les événements qui ont été générés à une masse du boson de Higgs de 95 GeV (et de 52,0 % pour $m_H = 85$ GeV/c^2).

7.5.3 Résultats

En utilisant les résultats de cette analyse uniquement, des limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance ont été placées sur la masse du boson de Higgs en utilisant 153 pb^{-1} enregistrés à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Le résultat est le suivant :

	Sans sys.	Avec sys.
limite observée	90,2 GeV/c^2	86,5 GeV/c^2
limite attendue (moyenne)	84,1 GeV/c^2	83,2 GeV/c^2
limite attendue (médiane)	86,4 GeV/c^2	85,6 GeV/c^2

Nous pouvons remarquer que l'inclusion des erreurs systématiques diminue la limite attendue de 900 MeV/c^2. La limite observée diminue[5] de 3,7 GeV/c^2.Nous donnons sur la figure 7.18 la variation du niveau de confiance CL$_s$ en fonction de la masse du Higgs.

7.5.4 Limite combinée officielle de DELPHI en ajoutant les autres analyses de recherche du boson de Higgs

Le résultat obtenu en utilisant l'anlyse du canal $H\nu\bar{\nu}$ est combiné avec ceux obtenus avec les autres canaux de recherche du boson de Higgs. La figure 7.19 montre la distribution de masse pour tous les canaux HZ pour les événements les plus "significatifs"[6]. Le détail par canal est spécifié dans le tableau 7.2 (dernière ligne). Les événements qui entrent dans le calcul de la limite sont également détaillés : au total 183 événements sont observés et 174,0 événements de fond sont attendus. Il n'y a pas d'excès statistiquement significatif. En présence d'un boson de Higgs de 95 GeV/c^2, 15,7 événements auraient dû être vus accumulés au voisinage de cette masse. La figure 7.20 montre l'évolution du niveau de confiance CL$_b$ en fonction de la masse du boson de Higgs. Dans le cas d'un signal, $1 - \mathrm{CL}_b$ devrait être très petit en accord avec la courbe pointillée en fonction de la masse. Nous voyons que la courbe ne présente pas un tel effet. Le niveau de confiance CL$_s$ en fonction de la masse du boson du Higgs nous donne les limites observées et attendues au croisement de la ligne horizontale à 5 % avec les courbes de CL$_s$:

$$\begin{aligned} m_H &> 94,6\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\ m_H &> 94,4\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.} \end{aligned} \tag{7.18}$$

[5] Cela n'est pas surprenant car la valeur de la variation de la limite attendue est obtenue en faisant la différence entre les valeurs moyennes des distributions de CL$_s$ avec et sans inclusions des effets systématiques. Ces distributions sont assez larges comme il indiqué dans les bandes grisées dans la figure 7.20.

[6] Les critères de sélection ont été choisis de sorte que le rapport signal sur bruit varie entre 0,2 et 0,35 pour tous les canaux.

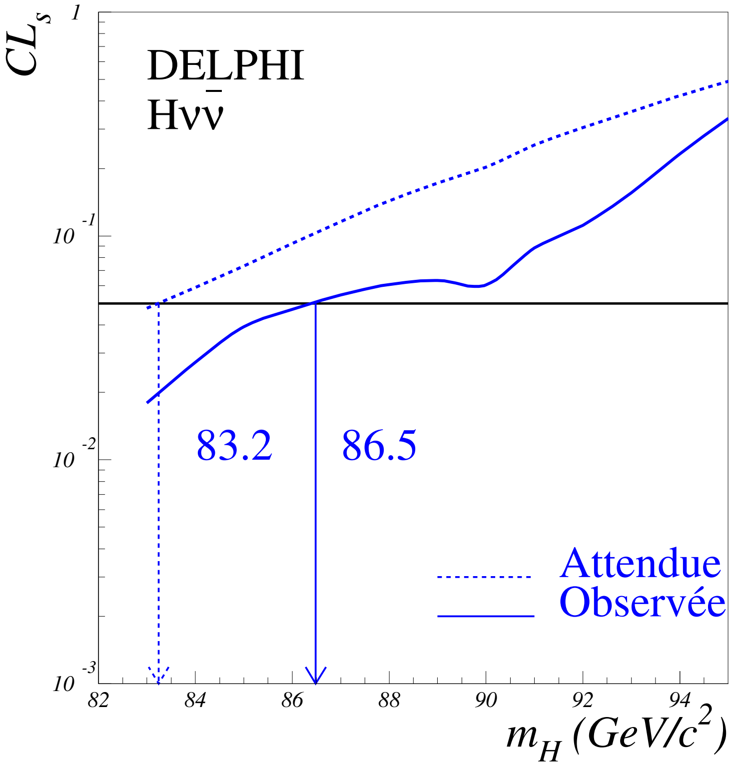


Figure 7.18: *Évolution de la valeur du* CL_s *en fonction de la masse du boson de Higgs. Les courbes sont montrées pour les niveaux de confiance attendus (trait pointillé) et observés (trait plein). Les intersections avec la ligne horizontale à 5 % définissent les limites attendues et observées sur la masse du boson de Higgs à 95 % de niveau de confiance.*

La figure 8.24 représente dans le plan (m_h,$\tan\beta$) la limite d'exclusion à 95 % sur la masse du Higgs le plus léger en combinant les données enregistrées de 130 GeV à 202 GeV. Les limites qui ont été obtenues sont les suivantes (pour toutes les valeurs de $\tan\beta > 0,6$) :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{h}} &> 82,6 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{h}} &> 81,3 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.} \end{aligned} \tag{7.19}$$

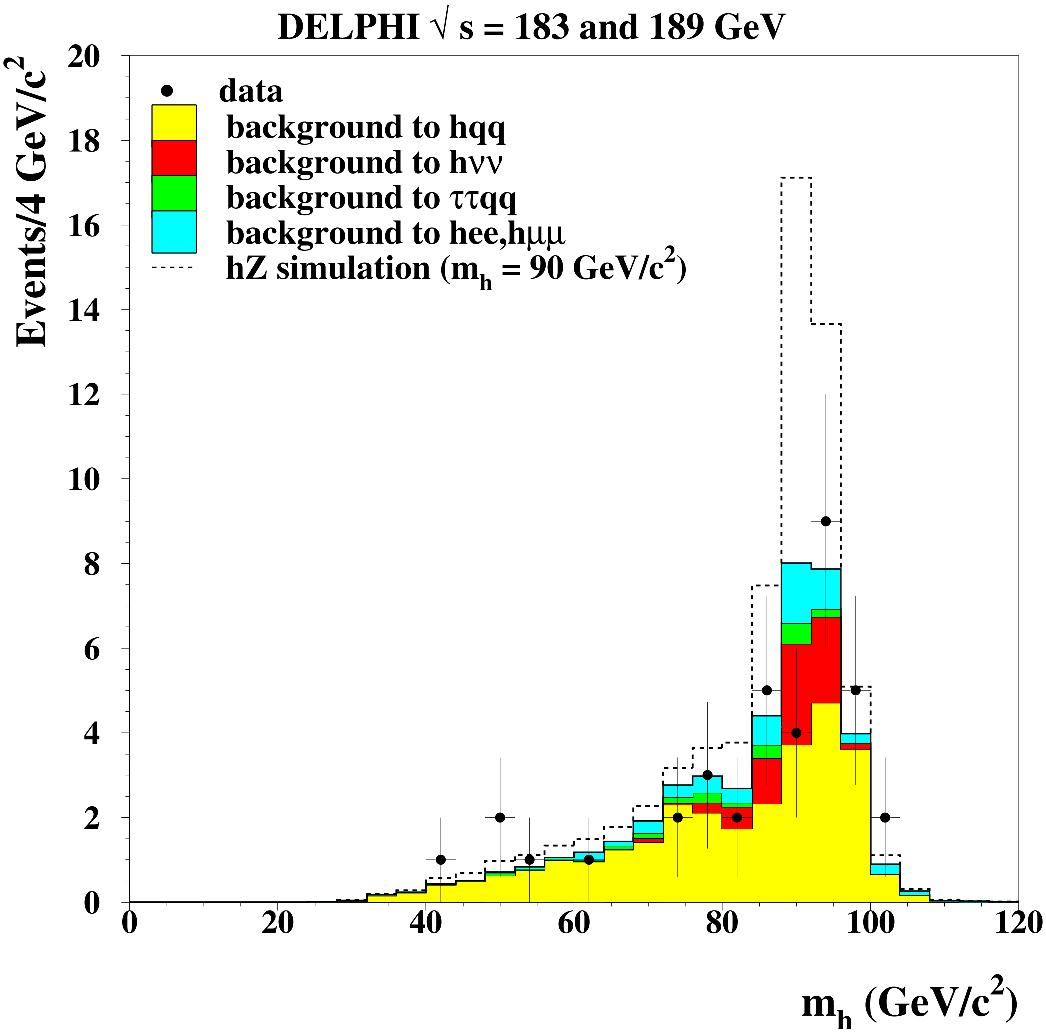


Figure 7.19: *Distribution de la masse reconstruite en combinant tous les canaux de recherche du boson de Higgs pour les événements de bruit de fond (histogrammes pleins) et les événements réels (points). La contribution des différents canaux est indiquée. La distribution attendue pour le signal généré avec une masse de 90* GeV/c^2 *a été additionnée à la distribution des événements de bruit de fond.*

Sélection	Données	Fond total	Zγ	4 fermions	Efficacité
		H e^+e^- 155,4 pb^{-1}			
Sélection finale	5	6,63±0,26	1,29	5,34	58,1
$X_b > -1,8$	1	2,50±0,17	0,58	1,92	49,6
		H$\mu^+\mu^-$ 158,0 pb^{-1}			
Sélection finale	5	$5,09 \pm 0,19$	0,09	5,00	70,8
$X_b > -1,74$	2	1,69±0,12	0,02	1,67	60,5
		H$\tau^+\tau^-$ 158,0 pb^{-1}			
Sélection finale	11	11,54±0,39	1,73	9,81	29,9
$\mathcal{L} > 0,83$	0	0,77±0,03	0,03	0,74	18,1
		$H^0\nu\bar{\nu}$ 153,3 pb^{-1}			
$\mathcal{L} > 2,55$	27	27,8± 1,0	17,1	10,1	54,3
$\mathcal{L} > 4,4$	4	6,0±0,22	3,1	2,9	33,9
		Hq $\bar{q}$ 158,0 pb^{-1}			
$\mathcal{L} > -1,0$	136	122,9± 1,1	26,8	96,1	63,3
$\mathcal{L} > 0,28$	24	24,9± 0,2	7,2	17,7	45,9

Tableau 7.2: *Résumé des analyses de recherche du boson de Higgs dans DELPHI en utilisant les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV. *On donne les nombres d'événements pour les données réelles, pour les événements de bruit de fond et pour l'efficacité (en %) pour les événements de signal générés à une masse de* $m_H = 95$ GeV/c^2 *. Pour chaque canal de recherche on a indiqué les événements qui ont sont utilisés dans le calcul de la limite (première ligne) ainsi que les événements montrés dans la distribution de masse (deuxième ligne) sur la figure 7.19.*

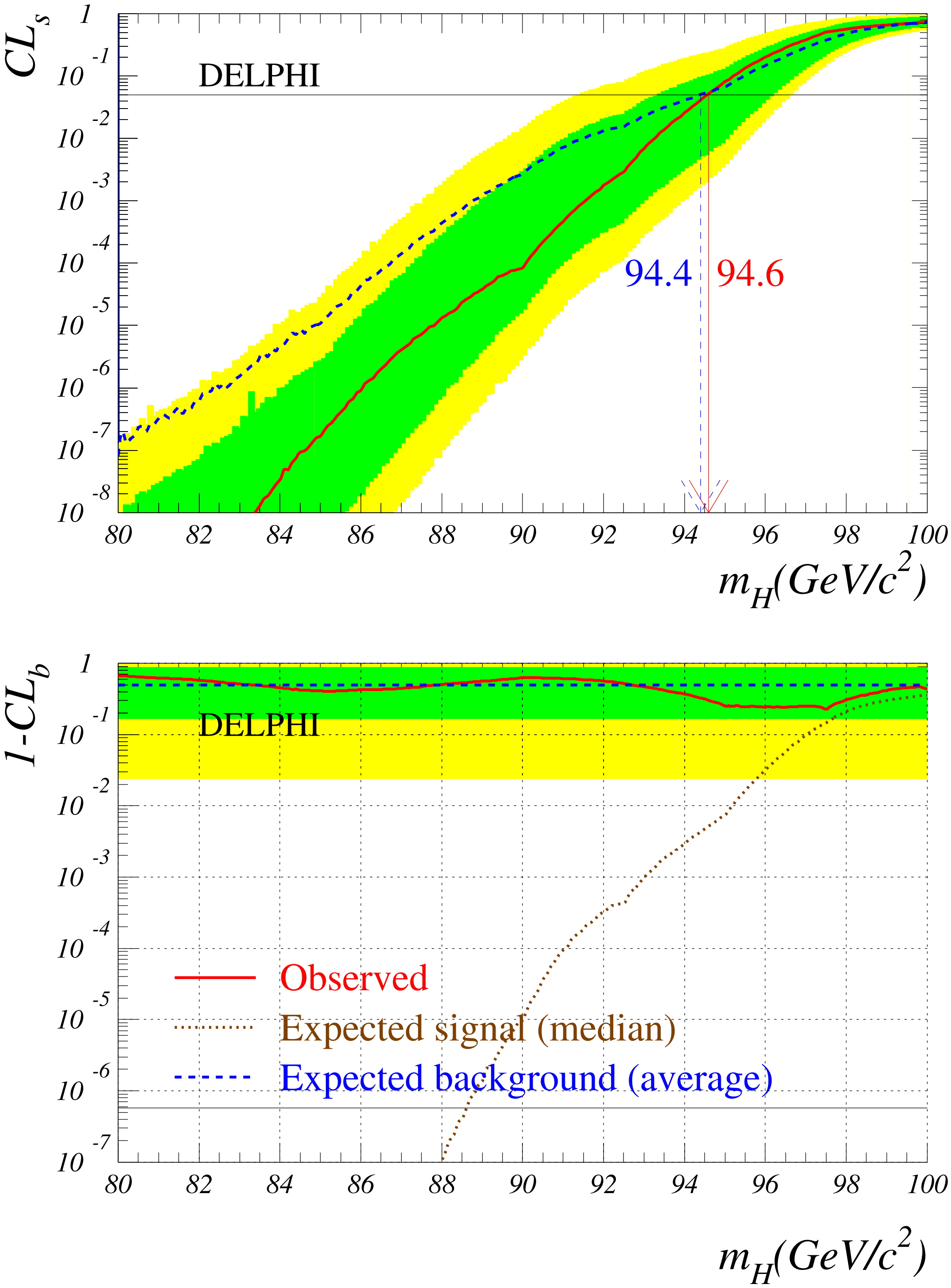


Figure 7.20: *En haut,évolution de la valeur de* CL_s *et de* $1 - \mathrm{CL}_b$*. En bas, niveau de confiance pour l'hypothèse de fond seulement. Nous montrons les niveaux de confiance attendus (courbes pointillées) et observés (courbes en trait plein). Les bandes correspondent à 68,3 % et 91 % d'intervalle de confiance. La ligne horizontal à* $5,7.10^{-7}$ *indique le niveau d'une découverte à* 5σ*. Les intersections de la ligne horizontale à 5 % avec les courbes définissent les limites inférieures observées et attendues à 95 % niveau de confiance.*

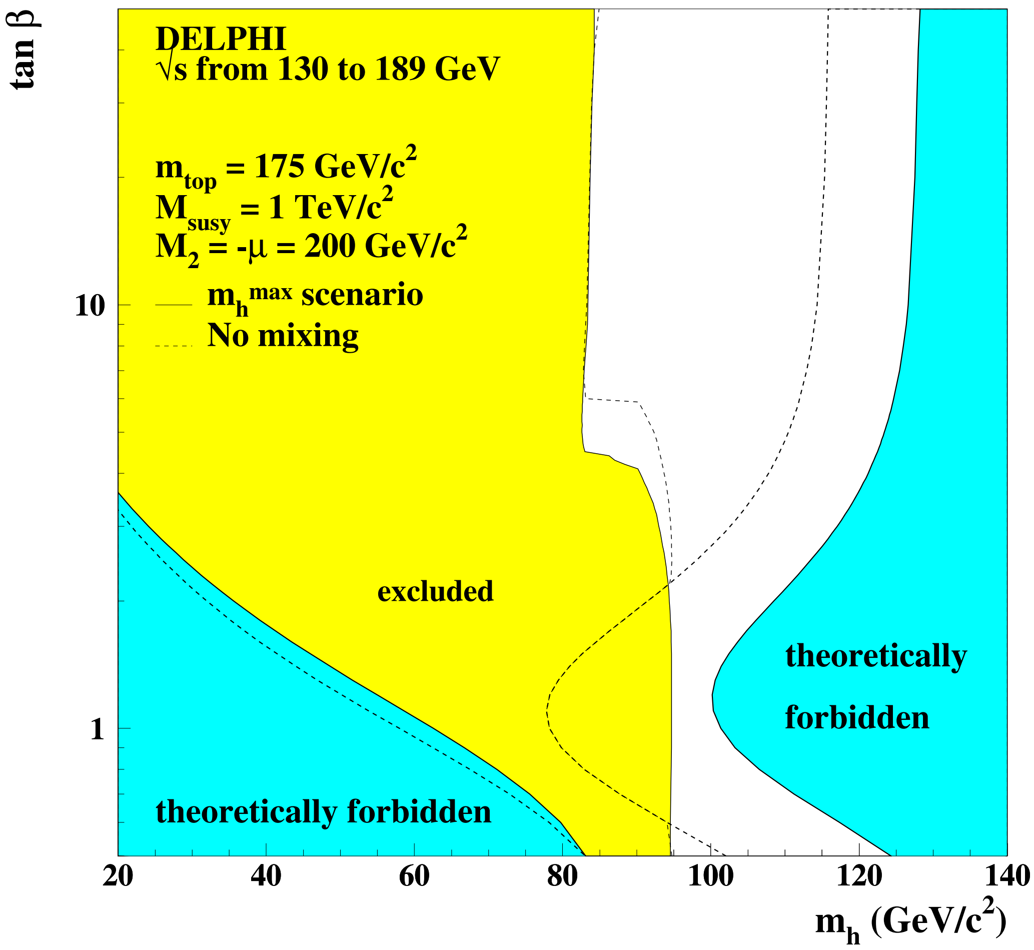


Figure 7.21: *Régions dans le plan* ($m_{\mathrm{h}}, \tan\beta$) *exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant l'analyse $h\nu\bar{\nu}$ présentée dans cette section avec les résultats obtenus dans les autres canaux de recherche hZ et hA en utilisant les données enregistrées par DELPHI de* $\sqrt{s} = 130$ *à* 189 GeV. *Les lignes en trait plein et en pointillé indiquent la dépendance de la limite en fonction du choix des paramètres A_t et μ.*

Chapitre 8

Résultats de la recherche du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger de $\sqrt{s} = 189$ à 202 GeV : "analyse sliding"

8.1 Introduction

Dans ce chapitre nous discuterons une nouvelle méthode pour évaluer la limite sur la masse du boson de Higgs. Les résultats seront comparés à ceux obtenus en utilisant la méthode officielle précédemment décrite.
Cette nouvelle méthode sera ensuite utilisée pour calculer les limites aux différentes énergies ainsi que pour les autres analyses de cette thèse.
Nous décrirons l'amélioration du résultat de l'analyse à $\sqrt{s} = 189$ GeV en modifiant la façon d'optimiser la variable discriminante pour les distributions des événements de signal. Cette même façon de procéder sera appliquée aux analyses sur les données enregistrées à $\sqrt{s} = 196, 200$ et 202 GeV.
Les résultats présentés dans ce chapitre sont préliminaires.

8.2 Évaluation de la limite inférieure sur m_{H} en utilisant une autre méthode

8.2.1 Description de la méthode

Cette méthode a été développée en [57]. Dans cette méthode, nous supposons toujours que les données peuvent contenir des événements de signal. La stratégie consiste à déterminer le nombre de ces événements en faisant un ajustement dans le plan $log(Dis)$–m_{H} à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance "binné". Nous supposons que les événements observés proviennent de la somme de quatre contributions possibles :

$$N = n_{\mathrm{Z}\gamma} + n_{\mathrm{WW}} + n_{\mathrm{ZZ}} + n_{\mathrm{hZ}} = \sum_{j=1}^{4} n_j,$$

où j est l'indice de la composante considérée.
Nous avons des contraintes car nous imposons que le nombre d'événements obtenus pour les bruits de fond soit compatible avec n_j^0, c'est à dire avec les valeurs attendues en tenant compte de la luminosité et des sections efficaces.
Dans le bin i le nombre d'événements attendus est donné par la relation :

$$a_j^i = n_j^{i,MC} \frac{n_j}{n_j^{MC}} = n_j^{i,MC} f_j \quad (\sum_i^n a_j^i = n_j), \tag{8.1}$$

où n_j^{MC} et $n_j^{i,MC}$ sont le nombre total d'événements générés pour la composante j et ceux dans le bin i respectivement ; les f_j sont les facteurs de normalisation.

Bien que la statistique des événements simulés soit assez importante, il peut exister des bins dans lesquels le nombre d'événements est très faible. Pour cette raison nous avons utilisé une taille variable de bins et nous avons de plus tenu compte de la statistique finie des événements simulés. Ce dernier point est plus délicat [56]. Nous savons que dans chaque bin i en provenance de la composante j il y a un nombre d'événements générés a_j^i qui est issu d'un nombre inconnu A_j^i d'événements. Dans chaque bin i nous avons un nombre inconnu d'événements μ^i donné par

$$\mu^i = \sum_{j=1}^{4} f_j A_j^i.$$

Il faut maintenant évaluer f_j et A_j^i en maximisant l'expression suivante de la fonction de vraissamblance :

$$\ln \mathcal{L} = \sum n^i \ln \mu^i - \mu^i \quad + \quad \sum_i \sum_{j=1}^{4} a_j^i \ln A_j^i - A_j^i \quad - \quad \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{3} \frac{(n_j - n_j^0)^2}{n_j^0}. \tag{8.2}$$

- le premier terme donne la probabilité d'observer n^i événements alors que μ^i sont attendus;
- le deuxième terme donne la probabilité d'avoir a_j^i événements alors que A_j^i sont attendus;
- le troisième terme impose que les nombres totaux d'événements des composantes de bruit de fond (j=1,2,3, événements de signal du boson de Higgs exclus) soient compatibles avec les valeurs attendues.

Pour évaluer f_j et A_j^i nous procédons selon les suggestions données en [56]. La détermination des paramètres A_j^i est obtenue de façon analytique tandis que les paramètre f_j sont obtenus en utilisant le programme de minimisation MINUIT (les valeurs de A_j^i étant connues à chaque étape de la minimisation).

Pour la procédure d'ajustement le bin de taille minimale est de 3 GeV/c^2 en masse et la taille est variable dans l'autre dimension pour que la fluctuation statistique dans chaque bin ne dépasse 40 % du contenu du bin.
Il faut maintenant évaluer la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à partir des nombres d'événements ajoustés pour les différentes composantes. La probabilité d'observer un nombre d'événements de signal N_{hZ} peut être obtenue en intégrant la distribution de probabilité

$(\Delta \ln \mathcal{L})$ sur les autres nombres d'événements :

$$P(N_{\mathrm{hZ}}) = \frac{\int dN_{\mathrm{WW}}\, dN_{ZZ} \exp(-\Delta \ln \mathcal{L})}{\int dN_{\mathrm{WW}}\, dN_{ZZ}\, dN_{\mathrm{hZ}} \exp(-\Delta \ln \mathcal{L})}. \tag{8.3}$$

Le nombre d'événements $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ correspondant à une limite à 95 % de niveau de confiance est déduit à partir de la relation qui satisfait :

$$\int_{N_{\mathrm{hZ}}^{95\%}}^{N} P(N_{\mathrm{hZ}})\, dN_{\mathrm{hZ}} = 5\ \%. \tag{8.4}$$

Pour obtenir la valeur de la limite attendue nous pouvons générer plusieurs expériences ayant la même luminosité que celle des données réelles et en utilisant les sections efficaces des différentes composantes à l'aide d'une simulation rapide : "toy" Montecarlo. Une distribution de la variable $\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}$ peut être obtenue. Nous définissons $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ attendu comme la valeur moyenne de cette distribution. Un exemple de la distribution de $\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}$ pour 200 expériences générées en utilisant une valeur de la masse du Higgs de 95 GeV/c^2 est montrée en figure 8.1. La distribution a un RMS de l'ordre de 3–4 événements. Pour 200 expériences générées l'erreur sur la valeur moyenne sera de l'ordre de 0,3 événements. Pour obtenir la limite observée (ou attendue) sur la masse du boson de Higgs nous procédons de la manière suivante : nous calculons le nombre de bosons de Higgs produits dans l'état final en fonction de la masse (à partir des sections efficaces et de la luminosité intégrée) ; nous avons par la méthode décrite ci-dessus le nombre de bosons de Higgs nécessaire pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance en fonction de sa masse. L'intersection de la courbe du nombre de bosons de Higgs produits avec la courbe du nombre de bosons de Higgs nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance en fonction de la masse nous donnerons la limite à 95 % de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs.

8.2.2 Résultats de l'analyse de recherche du boson de Higgs à $\sqrt{s}$ =189 GeV

La variation de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ en fonction de l'efficacité sur le signal (exprimée en nombre d'événements sélectionnés dans les données) pour une valeur de la masse du boson de Higgs de 85 GeV/c^2 est montrée en figure 8.2 à titre d'exemple et parce que cette masse est proche de la sensibilité de l'analyse. Le premier point à gauche correspond à une efficacité de 64,0 %. À cet efficacité 100 événements sont observés dans les données réelles. Le dernier point correspond à une efficacité de 73,6 % pour 1183 événements observés. Nous pouvons remarquer que la valeur de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ est stable en fonction de N_{obs}. L'erreur typique sur $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ est de l'ordre de $\pm 0,3$ événements . Cela nous amène à déduire :

$$\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle (\grave{a} \quad m_{\mathrm{H}} = 85 \mathrm{GeV}/c^2) = 12,7 \pm 0,5.$$

L'erreur indiquée devra être prise en compte pour comparer[1] la limite attendue obtenue par cette méthode avec celle obtenue par la méthode précédente. Le point de fonctionnement sera choisi aux valeurs d'efficacité qui permettent de sélectionner 150 événements. On peut comparer la limite attendue évaluée en utilisant la méthode officielle DELPHI et celle obtenue à partir de cette méthode. Nous montrons cette comparaison en figure 8.3.

[1] On souligne que cette erreur est utilisée pour comparer les deux méthodes afin d'évaluer la limite et non pas pour estimer une erreur sur la limite à 95 % de niveau de confiance de cette nouvelle méthode.

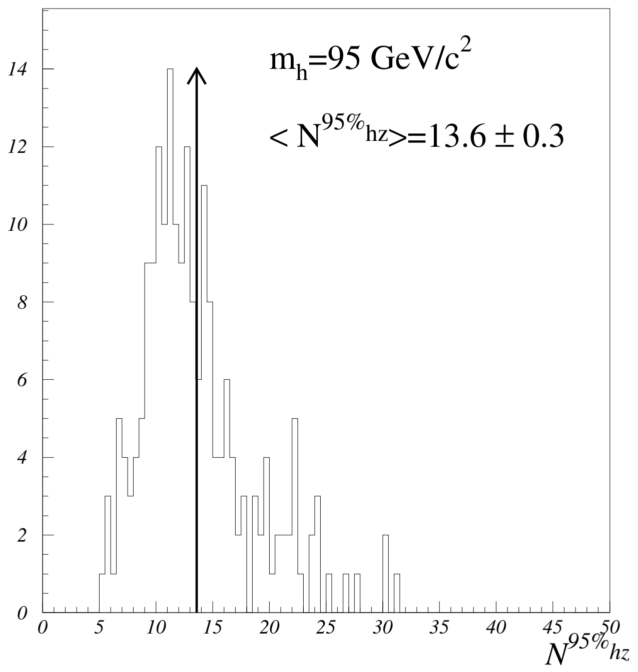


Figure 8.1: *Distribution du nombre d'événements exclus à 95 % de niveau de confiance pour 200 expériences générés. La valeur moyenne de cette distribution est* $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle = 13,6 \pm 0,3$.

Nous remarquons que par cette nouvelle méthode on obtient une limite de 3 GeV/c^2 meilleure par rapport à celle obtenue en utilisant la méthode officielle DELPHI. Comme nous l'avons décrit, les deux méthodes sont différentes. Pour se comparer il vaut san doute mieux considérer la variable CL_{s+b} dans la méthode officielle (dans ce cas la différence est inférieure à 2 GeV/c^2). D'autre part nous avons étudié l'effet de la taille des bins. Nous avons vu qu'en utilisant des bins assez grands, comme dans le cas de la méthode officielle nous déplaçons la courbe de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ d'à peu près un événement vers le haut. De plus nous utilisons des bins de taille variable. Nous avons aussi vu que le choix du point de fonctionnement peut donner lieu à des variations (dans la zone asymptotique) d'à peu près $\pm 0,5$ événement sur $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$. En incluant ces effets la limite attendue peut encore diminuer d'environ 1 GeV/c^2 (voir la figure 8.3 en se rapprochant ultérieurement de la limite obtenue en utilisant la variable CL_{s+b}).
Cela dit, cette nouvelle méthode sera utilisée dans la suite et nous servira pour quantifier les améliorations que nous avons effectuées à partir de l'analyse sur les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV.

8.3 Une approche alternative : l'optimisation "sliding"

Les résultats présentés dans le chapitre précédent proviennent d'une analyse où la variable discriminante est définie pour la totalité des masses testées. Cela comporte un choix à faire pour la définition du "signal" dans la variable discriminante, comme nous l'avons vu dans le Chapitre 7. Avec cette méthode, l'efficacité pour les valeurs des masses situées aux deux extrémités de l'in-

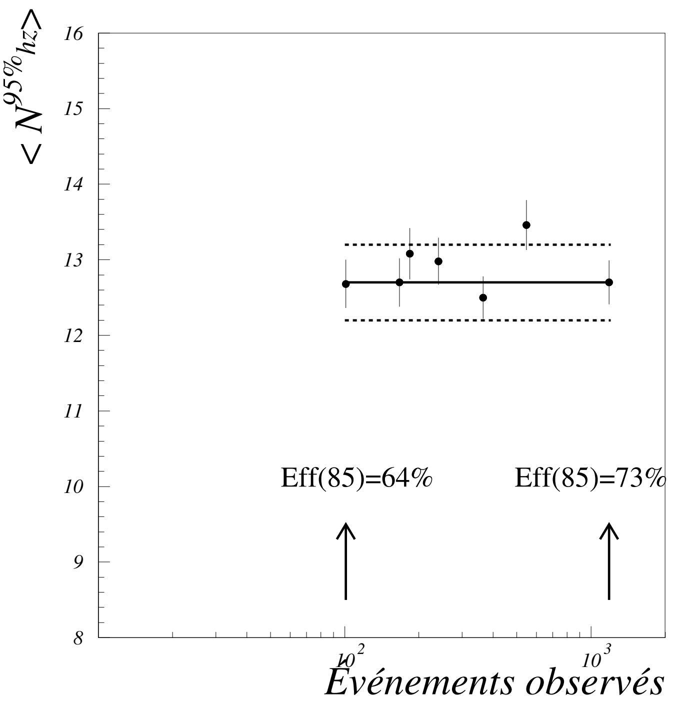


Figure 8.2: *Nombre d'événements du signal de boson de Higgs exclus à 95 % de niveau de confiance en fonction du nombre d'événements observés (efficacité). Cet exercice a été fait en utilisant le toy Montecarlo pour une masse générée du boson de Higgs de 85* GeV/c^2*. L'efficacité pour le premier point (100 événements observées) est de 64 % et pour le dernier point (1183 événements observés) est de 73,6 %.*

tervalle d'optimisation est dégradée (voir Chapitre 7 p. 139).

Une méthode alternative consiste à construire une variable discriminante pour chaque valeur considérée de la masse du boson de Higgs. Cela est forcément optimal pour la discrimination entre les événements de fond et ceux de signal générés à la masse étudiée et devrait permettre d'atteindre de meilleures performances que la méthode d'optimisation globale où les distributions de signal regroupent l'ensemble des distributions générées à différentes masses. Dans le cadre de l'optimisation masse par masse, que nous nommerons par la suite "sliding" ("glissant" en français), les distributions de signal sont "moins larges", donc plus discriminantes. Nous avons accompli cela en changeant la définition du signal dans la variable discriminante (numérateur de l'équation (7.2), Chapitre 7). Nous montrons les résultats obtenus à partir du nombre d'événements attendus de bruit de fond en fonction de la masse générée du boson de Higgs à efficacité fixée en figure 8.4. Les courbes montrent une nette amélioration, en particulier pour les événements qui ont été générés à des valeurs de masse faible où le gain est impressionnant (70 événements attendus de fond de moins à la même efficacité). Dans la région à haute masse le gain est plus modeste (quelques événements de moins). L'amélioration des performances peut également être vue en figure 8.5. Cette figure montre la variation de l'efficacité pour le signal en fonction de la masse générée du boson de Higgs à nombre d'événements de

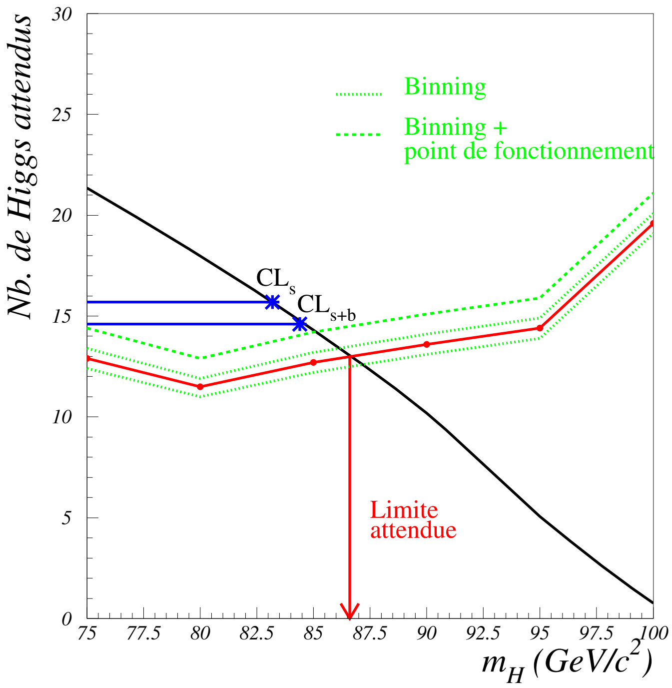


Figure 8.3: *Nombre de bosons de Higgs exclus à 95 % de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs. Les courbes en pointillé montrent l'effet du binning et du choix du point de fonctionnement. Les limites attendues obtenues par la méthode officielle en utilisant* CL_s *ou* CL_{s+b} *sont indiquées par une étoile.*

bruit de fond fixé. Pour les faibles masses le gain absolu est de plus de 40 % sur l'efficacité. À haute masse l'amélioration est plus faible.

Un inconvénient de cette méthode réside dans le fait que la distribution de masse devient moins discriminante que dans le cas de l'analyse à optimisation globale. Il faut noter que la valeur de la masse reconstruite ne change pas en modifiant la méthode d'optimisation. Cependant nous avons déjà dit que la variable discriminante dépend de la valeur de la masse utilisée pour générer les échantillons des événements simulés qui sont utilisés pour la définition de la densité de probabilité du signal. Par conséquent en variant la coupure sur $log(Dis)$ on sélectionnera des événements de fond qui ont des valeurs de masse reconstruite accumulées autour de la valeur de la masse des événements du signal. Sur la figure 8.6 nous montrons des distributions de masse pour les événements de bruit de fond attendus, pour les données réelles et pour les événements de signal générés à différentes masses. Nous pouvons remarquer que la masse reconstruite dans le cas de l'analyse "sliding" (figures du haut) pour les événements de fond et du signal est concentrée dans la même région.
Pour mieux quantifier l'amélioration que l'on peut obtenir par la méthode "sliding" nous allons extraire la limite sur la masse du boson de Higgs à $\sqrt{s}$ = 189 GeV et comparer les valeurs obtenues en utilisant les deux méthodes.

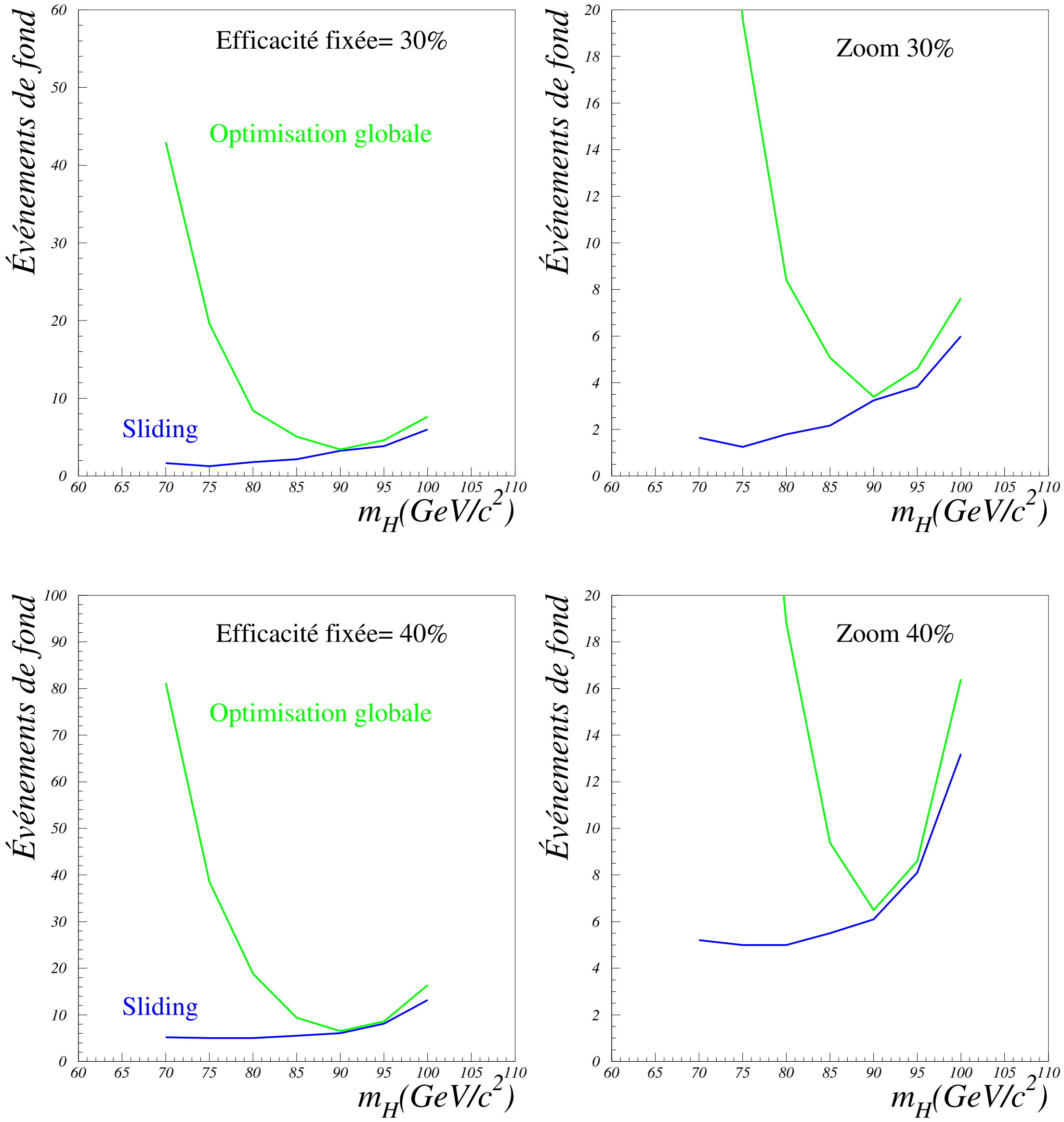


Figure 8.4: *Nombre d'événements attendus à efficacité fixée en fonction de la masse générée du boson de Higgs pour l'analyse optimisée globalement et pour l'analyse optimisée en utilisant la méthode "sliding". Les figures de droite sont un agrandisement des figures de gauche.*

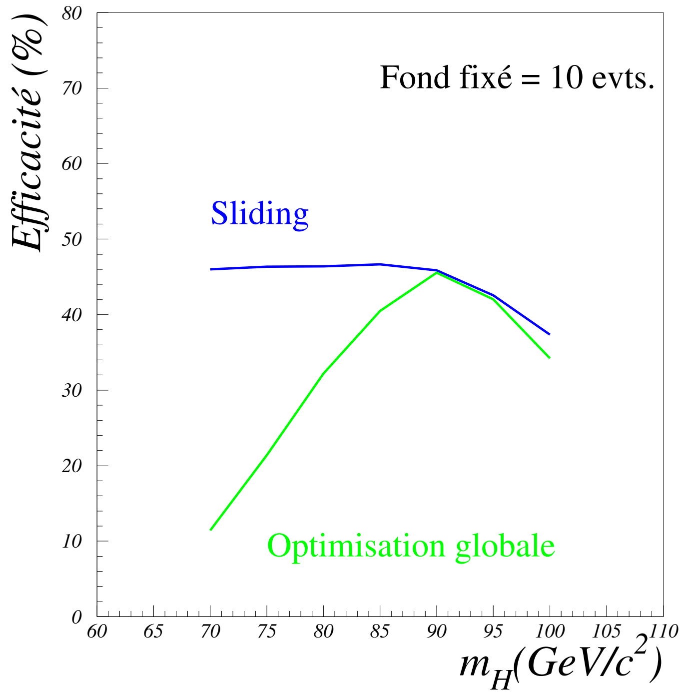


Figure 8.5: *Efficacité en fonction de la masse générée du boson de Higgs pour l'analyse optimisée globalement et l'analyse "sliding" à nombre d'événements attendus de fond fixé.*

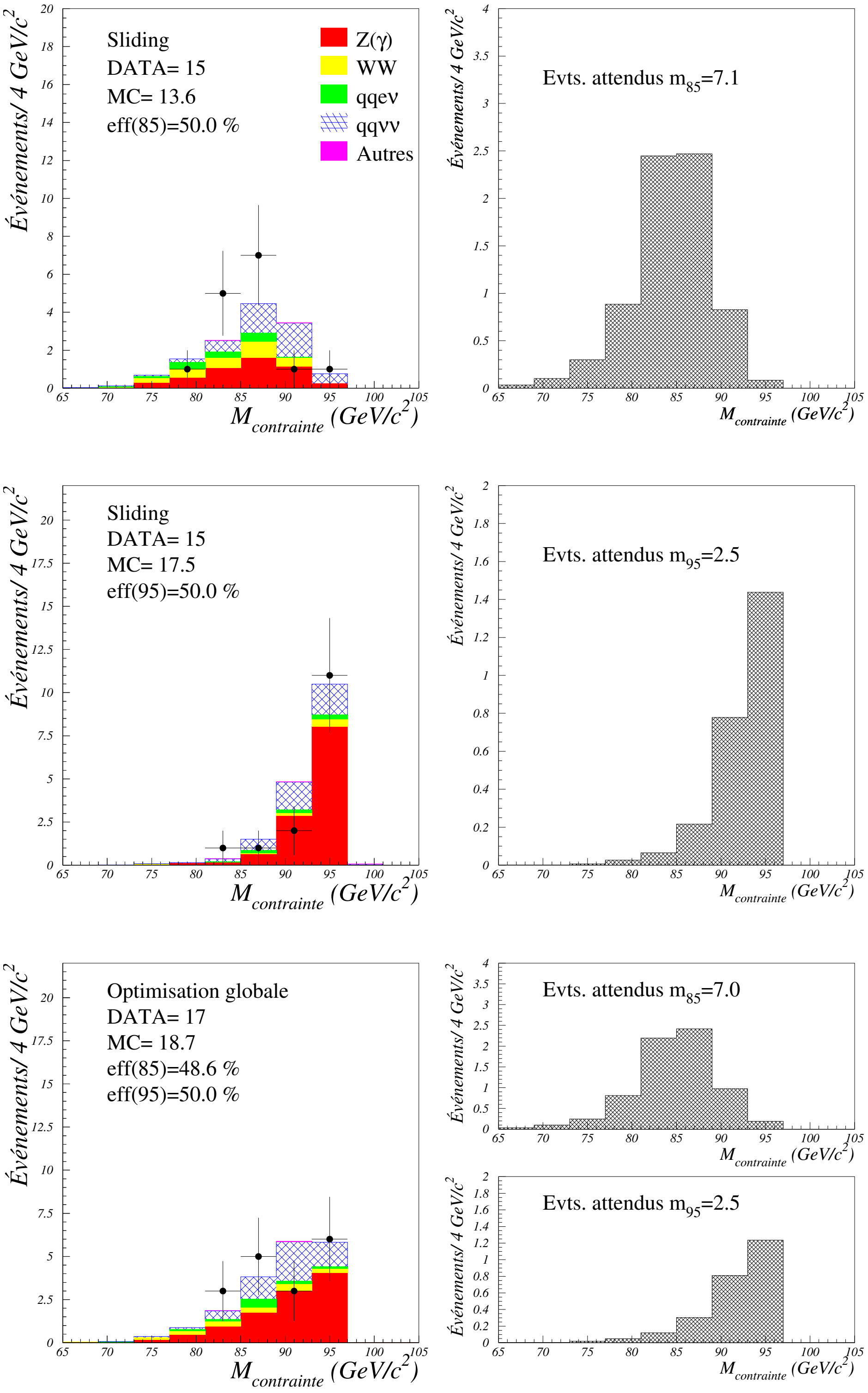


Figure 8.6: *Distributions de la masse reconstruite (avec la contrainte venant de la masse du* Z^0*) pour les événements attendus de fond (histogrammes pleins) et les données (points avec les barres d'erreurs) à 50 % d'efficacité pour le signal. Les distributions de la masse reconstruite normalisées au nombre d'événements attendu pour les événements de signal qui ont été générés pour des masses de boson de Higgs de 85 et de 95* GeV/c^2 *sont montrées à droite.*

	$Z\gamma$	WW	qqnn	qqeν	autres	$\gamma\gamma$	MC	Données
Sélection hadronique	6503,4	1381,3	19,2	43,8	24,0	512,6	8484,4	8651
Sélection anti $\gamma\gamma$	5367,4	1324,7	18,0	39,5	21,5	113,1	6884,4	6639
Coupures de qualité	325,7	233,5	14,6	15,7	2,6	3,3	595,3	582

Tableau 8.1: *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus à partir des processus standard de bruit de fond après application des différents critères de sélection à* $\sqrt{s} = 196$ GeV.

8.3.1 Résultats

La comparaison entre les courbes de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ en fonction de la masse du boson de Higgs testée obtenues en utilisant la méthode d'optimisation globale et celle "sliding" est montrée en figure 8.7. Par la méthode sliding la limite sur la masse du boson de Higgs s'améliore de 2 GeV/c^2 par rapport à celle obtenue en utilisant l'optimisation globale. Nous pouvons également remarquer un gain important pour les faibles valeurs de masse mais surtout un gain non négligeable pour $m_{\mathrm{H}} \geq 95$ GeV/c^2. Cela permet de "pousser le plus loin possible" le pouvoir d'exploration de l'analyse $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ et de contribuer de façon significative dans les régions de masse où l'on place la limite en combinant toutes les autres analyses de la recherche du boson de Higgs. D'autre part, il va de soi que cette façon de procéder est particulièrement adaptée dans le cas d'une découverte. Néanmoins il faut noter que cette méthode présente une difficulté lorsqu'on évalue la limite et que l'on veut interpoler (autrement que linéairement) les distributions de masse et de la variable discriminante entre deux valeurs de la masse générée du signal : les événements sélectionnés dans les données réelles et simulées ne sont pas les mêmes. La tâche de contrôle entre les données réelles et simulées est d'autant plus compliquée que les contributions des différents processus de bruit de fond dépdendent de la valeur de la masse considérée.

8.4 Analyse à $\sqrt{s} = 189$, 196, 200 et 202 GeV

Les critères de sélection ainsi que les variables utilisées dans la construction de la variable discriminante sont exactement les mêmes que pour l'analyse faite avec les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Les résultats qui seront présentés concerneront la méthode d'optimisation "sliding".

8.4.1 Comparaison entre les données et la simulation après la présélection

Nous présentons dans la suite les distributions des variables qui sont utilisées dans la construction de la variable discriminante en utilisant les données réelles enregistrées à $\sqrt{s} = 196, 200$ et 202 GeV et en les comparant à celles obtenues dans les données simulées. Les figures 8.8 et 8.9 et les tableaux 8.1 et 8.2 donnent le cadre complet de l'analyse de données enregistrées à $\sqrt{s} =$ 196 GeV. Les figures 8.10 et 8.11 et les tableaux 8.3 et 8.4 sont pour celles à $\sqrt{s} = 200$ GeV et enfin les figures 8.12 et 8.13 et les tableaux 8.6 et 8.5 pour celles à $\sqrt{s} = 202$ GeV.
Nous pouvons remarquer un assez bon accord entre les événements simulés et les données réelles enregistrées pour l'ensemble des trois énergies dans le centre de masse.

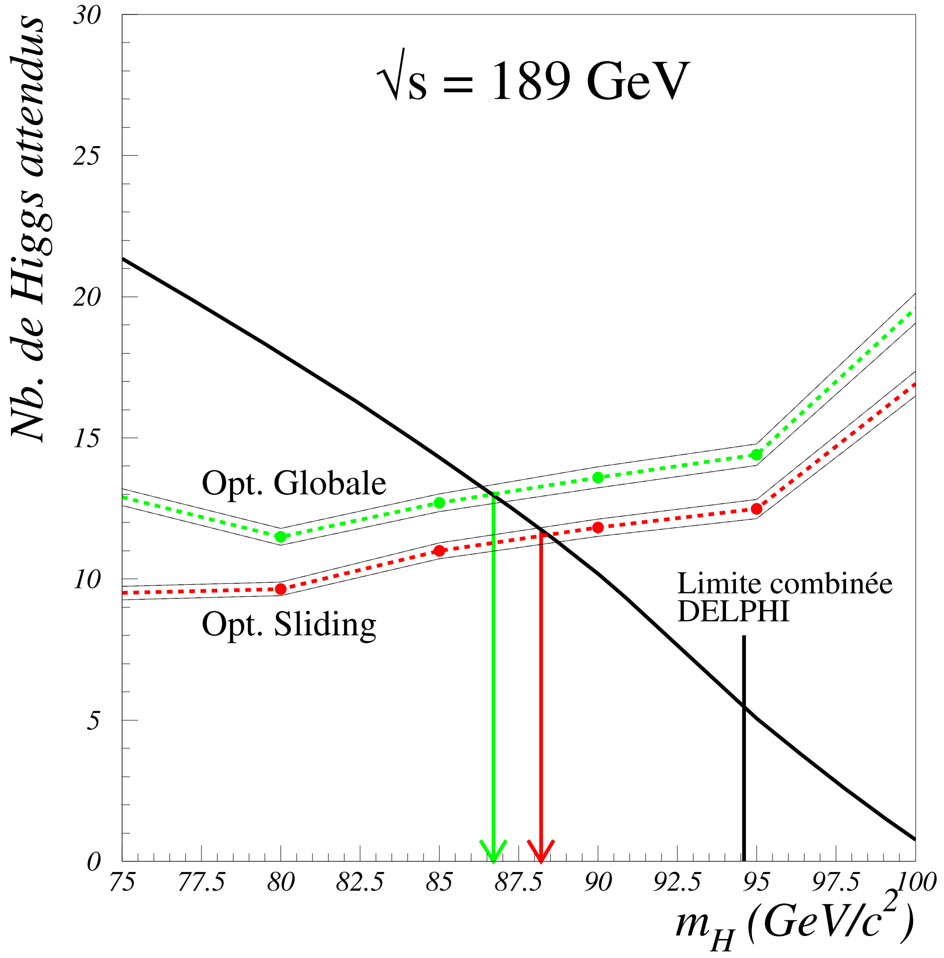


Figure 8.7: *Nombre d'événements du boson de Higgs exclus à 95 % de niveau de confiance ($\langle N_{hZ}^{95\%} \rangle$) en fonction de la masse du boson de Higgs pour l'analyse à optimisation globale et l'analyse "sliding". La courbe en trait plein donne le nombre d'événements de boson de Higgs attendu en fonction de sa masse.*

m_H (GeV/c^2)	85	90	95	100	105
Sélection hadronique ϵ(%)	89.0±0,7	89,4±0,7	89,6±0,7	90,0±0,5	90,5±0,7
Sélection anti $\gamma\gamma$ ϵ(%)	86,0±0,8	85,4±0,8	86,7±0,8	86,0±0,5	86,1±0,8
Coupures de qualité ϵ(%)	71,0±1,0	72,4±1,0	74,1±1,0	74,8±0,7	74,41±1,0

Tableau 8.2: *Efficacité (en %) de sélection des événements de signal qui ont été générés pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs après application des différents critères de sélection (incluant Higgsstrahlung, fusion et interférence) à* $\sqrt{s} = 196$ GeV.

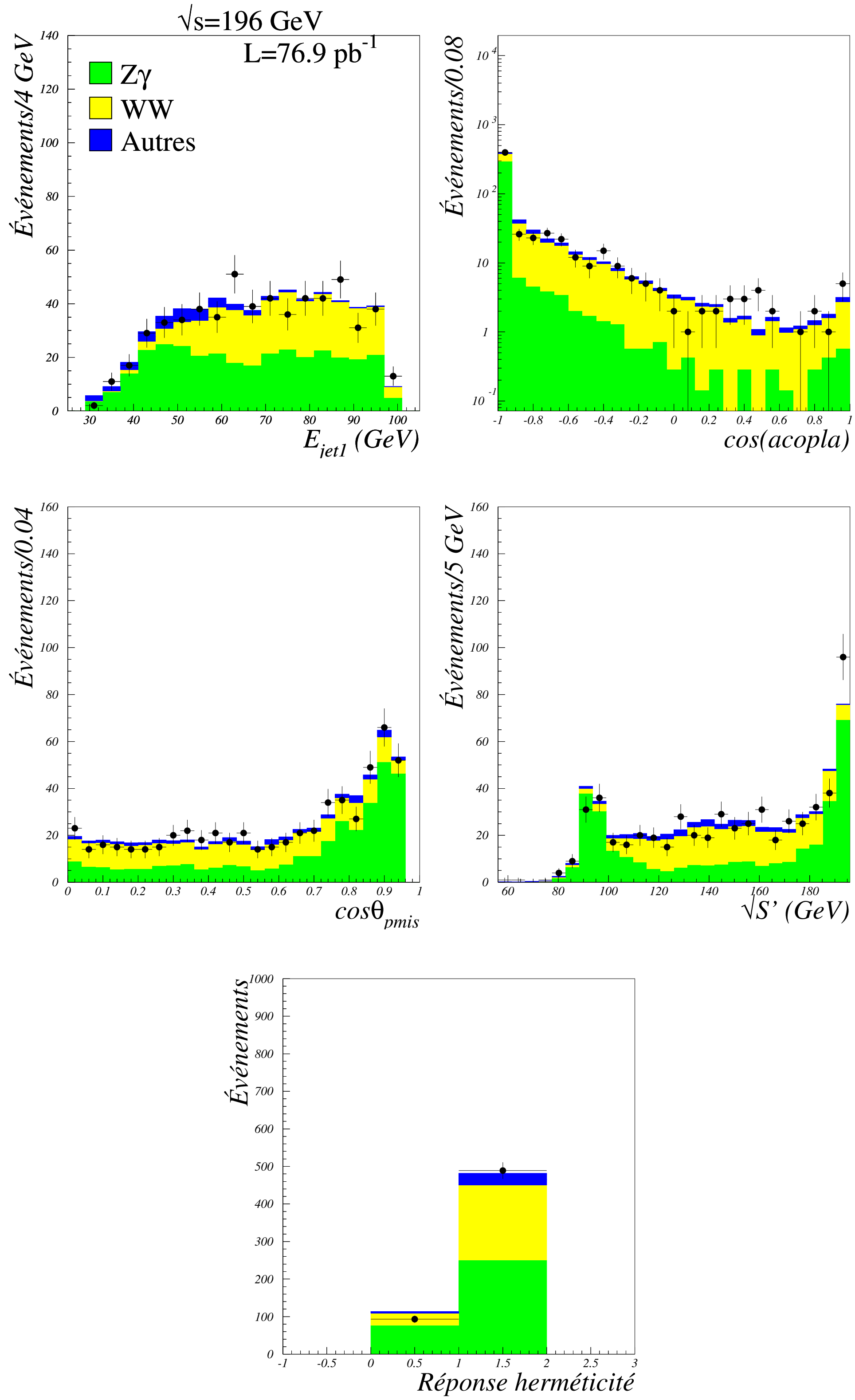


Figure 8.8: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 582 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 196$ GeV. *Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

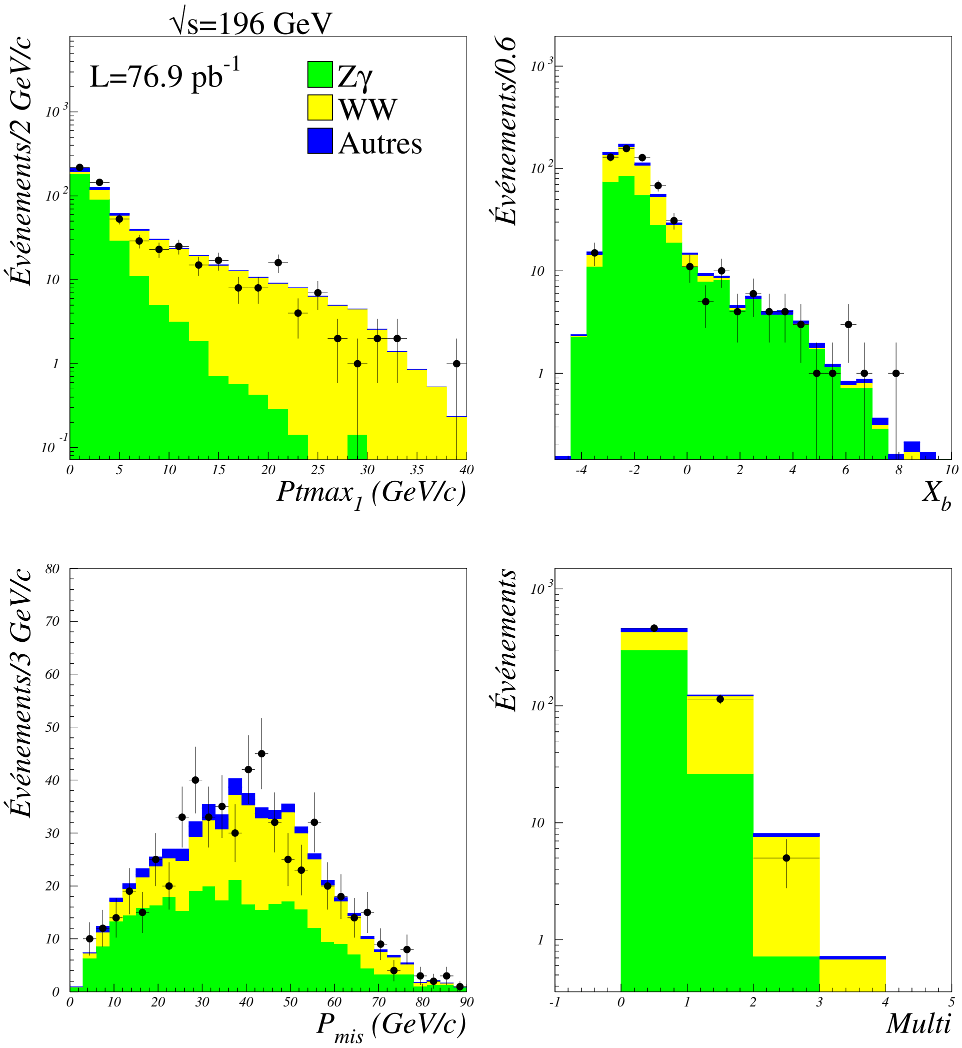


Figure 8.9: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 582 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 196$ GeV*. Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

	$Z\gamma$	WW	qqnn	qqeν	autres	$\gamma\gamma$	MC	Données
Sélection hadronique	6203,9	1533,0	23,4	27,0	47,9	666,0	8501,1	9017
Sélection anti $\gamma\gamma$	5124,5	1465,6	21,8	24,1	43,3	147,3	6826,6	7004
Coupures de qualité	310,4	249,2	17,6	17,7	2,9	4,3	602,2	593

Tableau 8.3: *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus à partir des processus standard de bruit de fond après application des différents critères de sélection à* $\sqrt{s} = 200$ GeV*.*

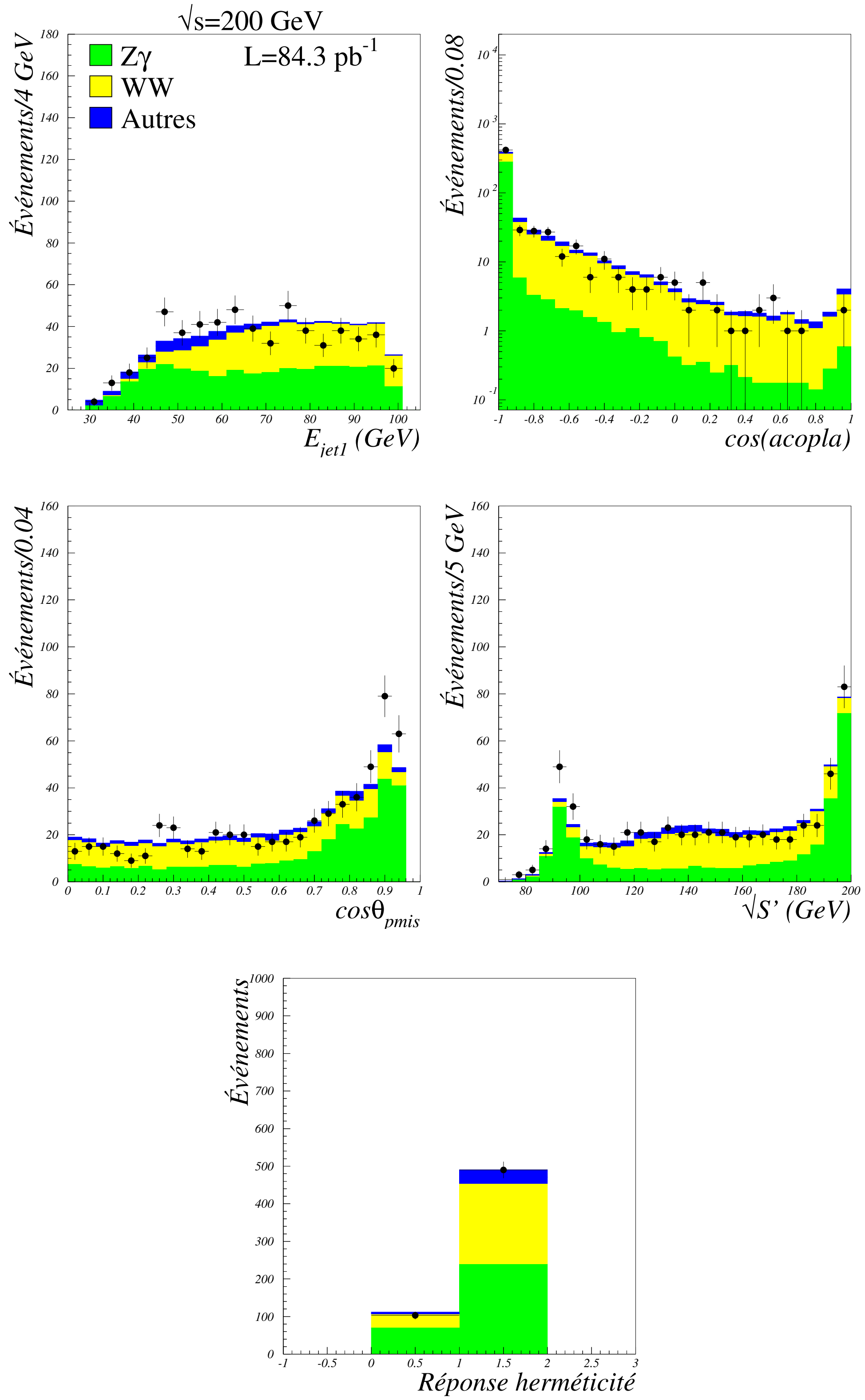


Figure 8.10: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 593 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 200$ GeV*. Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

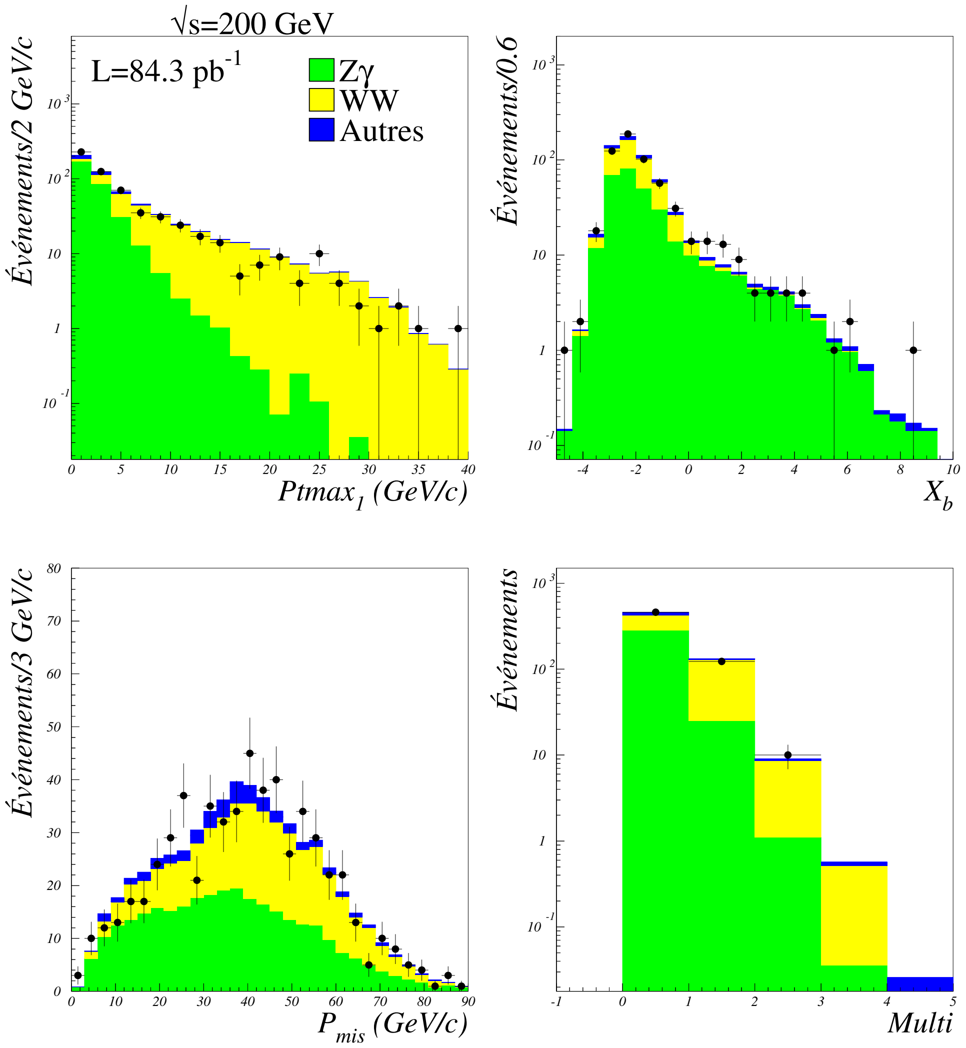


Figure 8.11: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 593 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 200$ GeV*. Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

m_{H} (GeV/c^2)	95	100	105	110	115
Sélection hadronique ϵ(%)	90,1±0,6	90,1±0,6	89,4±0,4	89,2±0,6	90,0±0,6
Sélection anti $\gamma\gamma$ ϵ(%)	87,2±0,7	86,7±0,7	85,2±0,5	85,0±0,7	86,8±0,7
Coupures de qualité ϵ(%)	73,6±0,9	74,8±0,9	74,8±0,6	73,9±0,9	72,2±1,0

Tableau 8.4: *Efficacité (en %) de sélection des événements de signal qui ont été générés pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs après application des différents critères de sélection (Higgsstrahlung, fusion et interférence) à* $\sqrt{s} = 200$ GeV*.*

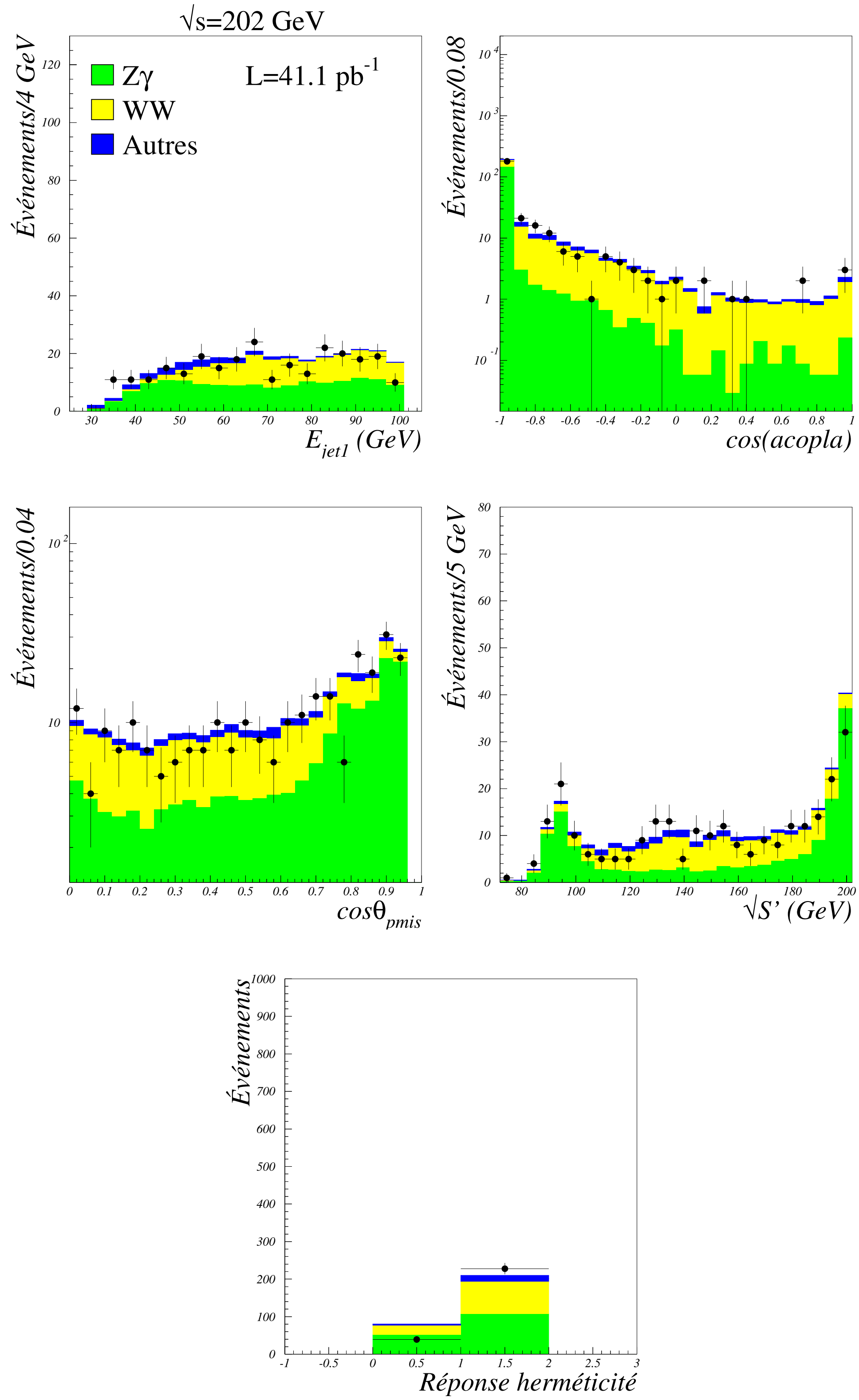


Figure 8.12: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 267 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 202$ GeV*. Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

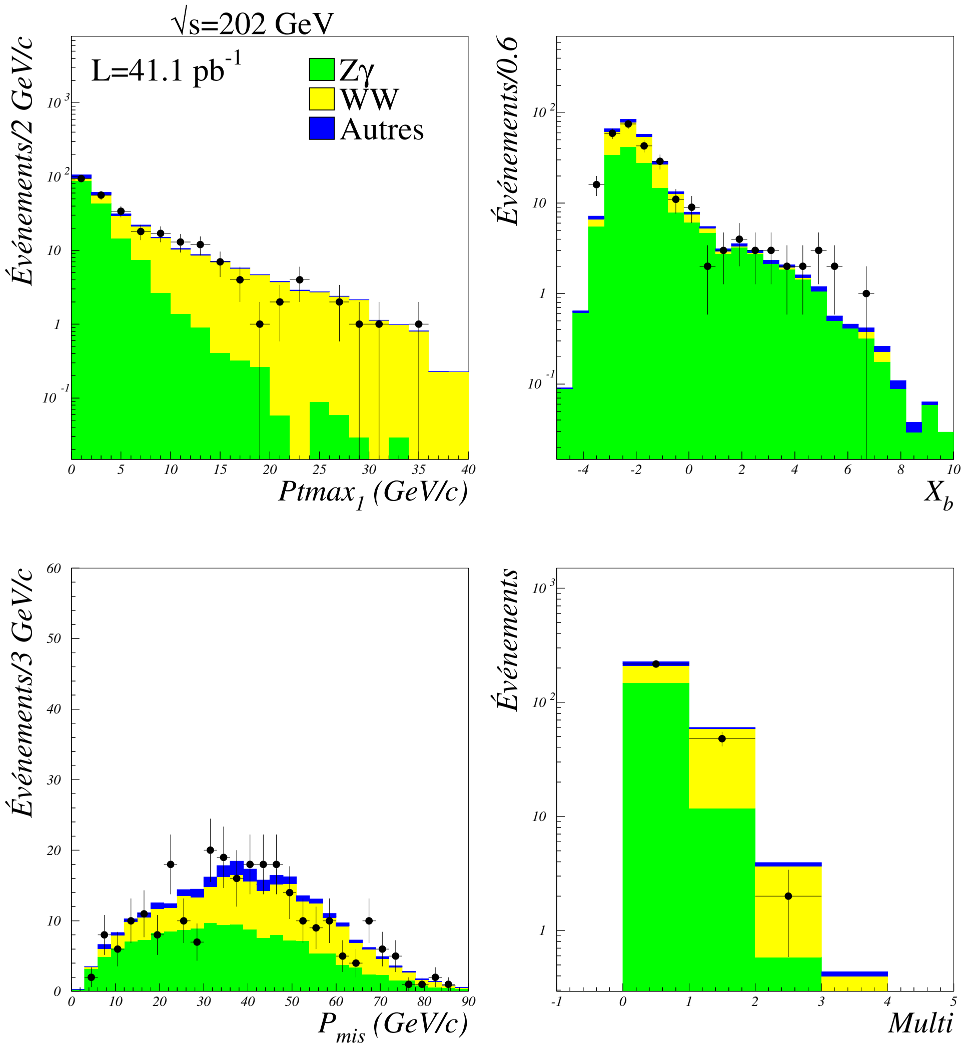


Figure 8.13: *Distributions des variables utilisées dans la construction de la variable discriminante pour les 267 événements sélectionnés à* $\sqrt{s} = 202$ GeV*. Nous indiquons la contribution de chaque processus standard par différents niveaux de gris.*

	$Z\gamma$	WW	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	qqeν	autres	$\gamma\gamma$	MC	Données
Sélection hadronique	3187,8	665,7	11,6	22,8	13,2	280,1	4181,2	4336
Sélection anti $\gamma\gamma$	2632,6	6370,0	10,8	19,7	11,8	61,9	3374,8	3320
Coupures de qualité	159,9	110,5	8,8	8.6	1,37	1,8	291,0	267

Tableau 8.5: *Nombre d'événements sélectionnés dans les données et attendus à partir des processus standard de bruit de fond après application des différents critères de sélection à* $\sqrt{s} = 202$ GeV*.*

Efficacité m_{H} (GeV/c^2)	100	105	110	115
Sélection hadronique (%)	91,0±0,6	89,6±0,7	88,6±0,7	89,0±1,0
Sélection anti $\gamma\gamma$ (%)	87,6±0,7	86,1±0,8	84,9±0,8	85,2±1,1
Coupures de qualité (%)	74,1±1,0	74,0±1,0	72,3±1,0	72,0±1,4

Tableau 8.6: *Efficacité (en %) de sélection des événements de signal qui ont été générés à différentes valeurs de la masse du boson de Higgs après les différents critères de sélection pour les données simulées(Higgsstrahlung, fusion et interférence inclus) à* $\sqrt{s} = 202$ GeV.

8.4.2 Résultats obtenus aux trois énergies et limite combinée sur la masse du boson de Higgs

Les analyses aux trois énergies ont été faites en utilisant l'optimisation "sliding". Pour chaque masse testée on aura une variable discriminante. Une des variables discriminantes pour chaque $\sqrt{s}$ ainsi que l'évolution du nombre d'événements attendus venant des processus standard en fonction de l'efficacité au signal sont montrées en figures 8.14, 8.15 et 8.16 pour les analyses des données enregistrées à $\sqrt{s} = 196, 200$ et 202 GeV respectivement. Pour l'évaluation de la limite sur la masse du boson de Higgs nous combinons l'information de la variable discriminante avec celle de la masse reconstruite. Nous avons utilisée la distribution de masse dite contrainte (voir Chapitre 6) pour les valeurs de masse en deçà de la limite cinématique et la distribution de masse dite corrigée pour les événements de bruit de fond et les événements de signal (figure 8.20) pour les valeurs de masse au voisinage et au delà de la limite cinématique. La raison principale en est que les distributions de masse obtenues par la méthode la masse contrainte sont plus étroites. Lorsque l'on teste les valeurs de masse très inférieures à la limite cinématique la distribution Gaussienne et centrée sur la valeur générée. Cela n'est plus vrai lorsque l'on s'approche de la limite cinématique. De plus cette méthode n'est pas adaptée lorsque le processus de production du boson de Higgs par le mécanisme de fusion de deux bosons W devient important car nous n'avons pas la contrainte que les deux neutrinos soient issus de la désintégration du boson Z^0. Finalement nous combinons toutes les données enregistrées aux quatre énergies dans le centre de masse. Cela réprésente une luminosité intégrée totale de[2] :

$$\mathcal{L}_{189} + \mathcal{L}_{196} + \mathcal{L}_{200} + \mathcal{L}_{202} = 153,3\ \mathrm{pb}^{-1} + 76,9\ \mathrm{pb}^{-1} + 83,4\ \mathrm{pb}^{-1} + 41,1\ \mathrm{pb}^{-1},$$
$$\mathcal{L}_{totale} = 354,7\ \mathrm{pb}^{-1}.$$

Les courbes de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ attendu et observé sont ensuite calculées et les limites correspondantes déduites à partir de la figure 8.17. Pour ce faire nous avons supposé que l'erreur systématique soit la même à toutes les énergies[3] et égale à celle évaluée pour les données à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Nous obtenons les résultats suivants :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{H}} &> 98,8\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{H}} &> 98,0\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.} \end{aligned} \tag{8.5}$$

[2]Les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =192 GeV n'ont pas été utilisées car l'ensemble des échantillons de simulation n'a été prêt que tardivement.

[3]Cependant il faudrait faire une étude plus approfondie pour vérifier que le nouveau "pattern" à l'avant disponible à partir de 1999 et les différentes conditions de prises de données n'ont pas affecté les erreurs systématiques.

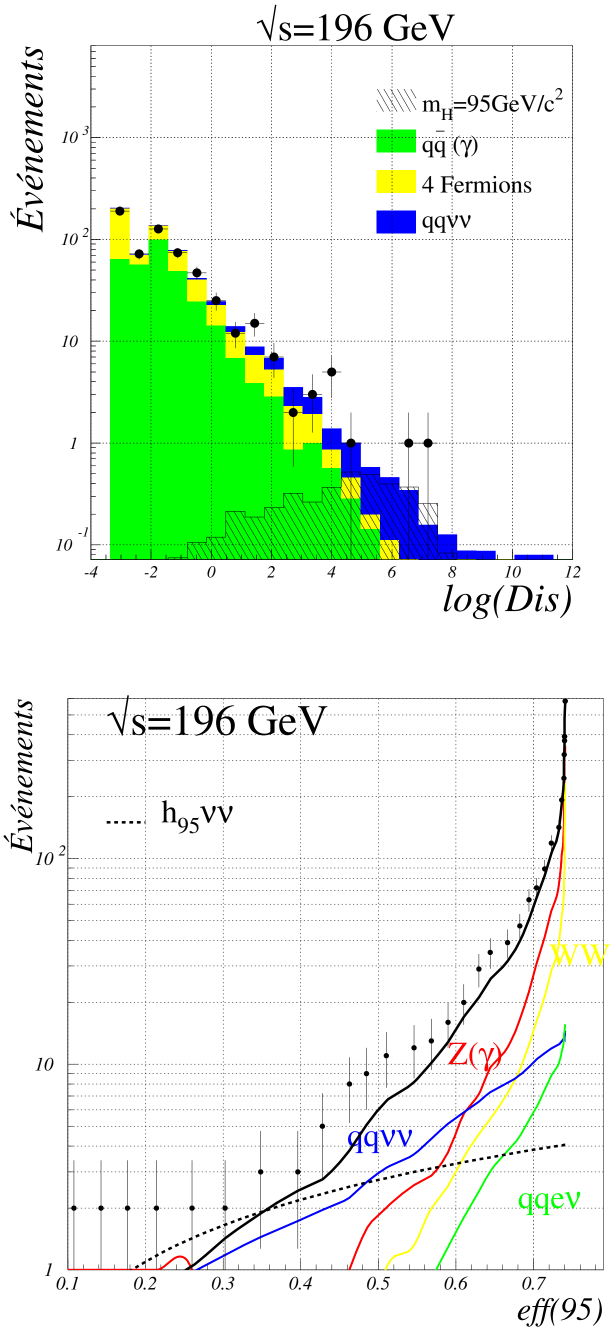
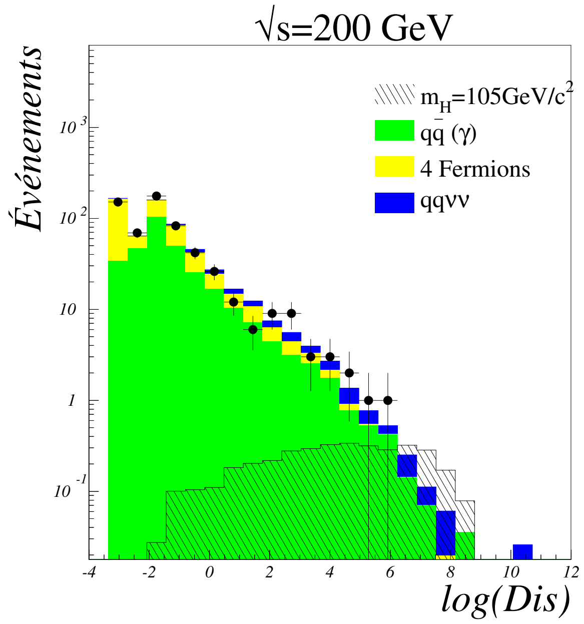


Figure 8.14: *Figure du haut : distribution de la variable discriminante ($log(Dis)$). Les histogrammes réprésentent les contributions des différents processus de bruit de fond et les points avec les barres d'erreur indiquent les données réelles. Figure du bas : évolution du nombre d'événements attendus issus des processus standard comparée à celle des données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 196$ GeV *en fonction de l'efficacité pour le signal. Les points sont les données réelles, et nous différencions les contributions des fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événement attendus pour le signal (trait pointillé).*



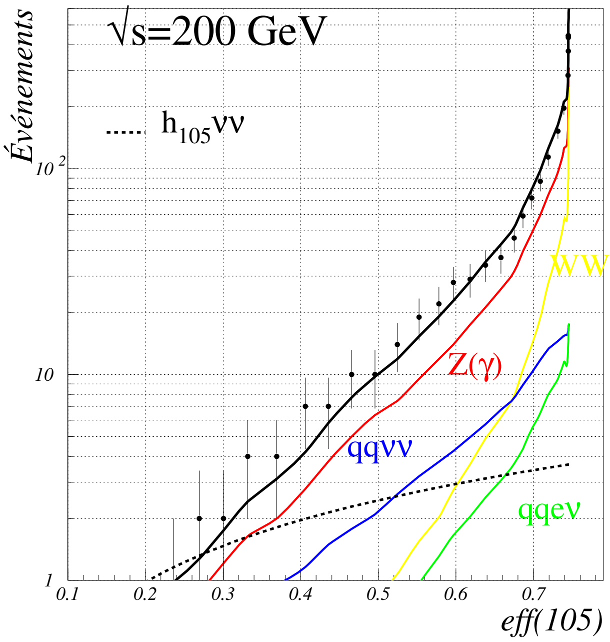
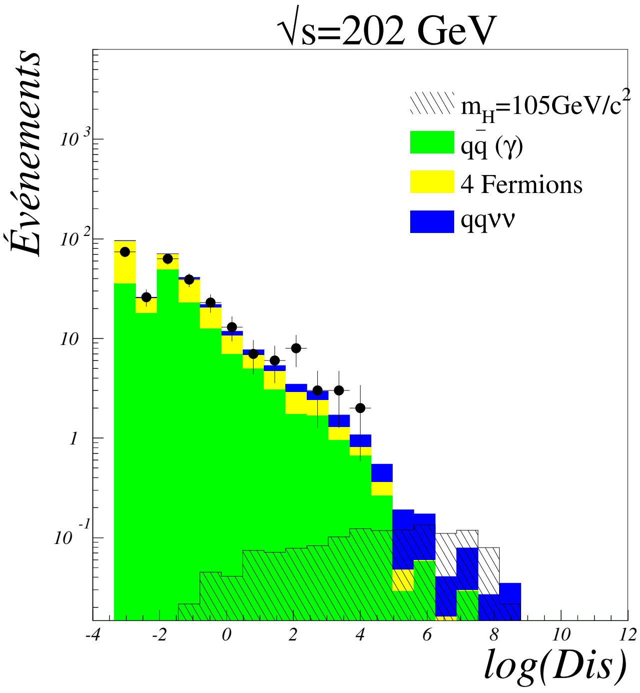


Figure 8.15: *Figure du haut : distribution de la variable discriminante ($log(Dis)$). Les histogrammes réprésentent les contributions des différents processus de bruit de fond et les points avec les barres d'erreur indiquent les données réelles. Figure du bas : évolution du nombre d'événements attendus issus des processus standard comparée à celle des données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 200$ GeV *en fonction de l'efficacité au signal. Les points sont les données réelles, et nous différencions les contributions des fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*



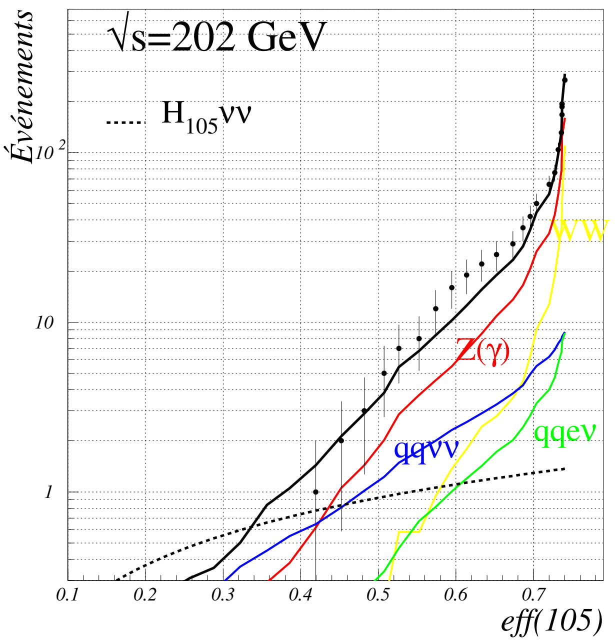


Figure 8.16: *Figure du haut : distribution de la variable discriminante ($log(Dis)$). Les histogrammes répresentent les contributions des différents processus de bruit de fond et les points avec les barres d'erreur indiquent les données réelles. Figure du bas : évolution du nombre d'événements attendus issus des processus standard comparée à celle des données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 202$ GeV *en fonction de l'efficacité pour le signal. Les points sont les données réelles, et nous différencions les contributions des bruits de fond dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

Ce résultat réprésente une amélioration de la sensibilité de l'analyse sur la masse de 10 GeV/c^2 par rapport à celle obtenue en utilisant les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =189 GeV . Nous aimerions souligner que l'analyse $\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ "toute seule" est capable d'exclure des masses du bosons de Higgs tels que $m_{\mathrm{H}} \geq (\sqrt{s} - 100)\mathrm{GeV}/c^2$.
Nous pouvons remarquer que la valeur de $\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}$(observée) est en désaccord avec $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$ pour $m_{\mathrm{H}} = 110$ GeV/c^2. Dans la suite nous essaierons de comprendre ce désaccord.
En figure 8.18 nous montrons la distribution de $\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}$ pour $m_{\mathrm{H}} = 110$ GeV/c^2 à partir de laquelle nous avons déduit les valeurs de $\langle \mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%} \rangle$. Nous notons que la valeur observée de 17,9 est telle que $P(\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}) \geq 17,9 \simeq 5$ %. Cela veut dire qu'en absence de signal de Higgs nous avons une probabilité d'environ 5 % d'observer une valeur de $\mathrm{N}_{\mathrm{hZ}}^{95\%}$ égale ou supérieure à 17,9.
La figure 8.19 montre l'évolution du nombre d'événements en fonction de l'efficacité au signal. Nous pouvons remarquer que l'excès d'événements dans les données réelles responsable de l'effet que nous étudions est surtout présent dans les données enregistrées à $\sqrt{s} = 202$ GeV. Les figures 8.20 et 8.21 montrent les distributions de masse obtenues en additionnant les données enregistrées à $\sqrt{s} = 202$ GeV et à $\sqrt{s} = 200$ GeV et en considérant uniquement les données à $\sqrt{s} = 202$ GeV pour deux différentes valeurs de l'efficacité pour le signal.
Nous observons qu'à 30 % d'efficacité l'excès d'événements est sans structure particulière lorsqu'on regarde la distribution où les données à $\sqrt{s} = 200$ et 202 GeV ont été ajoutées. En revanche, la distribution de masse pour les données à $\sqrt{s}$ =202 GeV présente une structure.
Il est important de remarquer que le rapport signal sur bruit est bien meilleur pour l'analyse à $\sqrt{s} = 202$ GeV que pour celle à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Prenons l'exemple à 30 % d'efficacité :

$$\begin{array}{rccc} S/B = & 0,29/2,5 & \sqrt{s} = 202 \text{ GeV} & [\mathcal{L} = 41,1 \text{ pb}^{-1}] \\ S/B = & 0,29/7 & \sqrt{s} = 200 \text{ GeV} & [\mathcal{L} = 84,3 \text{ pb}^{-1}]. \end{array} \tag{8.6}$$

Cela s'explique par le fait que "à cheval" sur la limite cinématique ($\sqrt{s} - m_{\mathrm{H}}$), une augmentation de 2 GeV de l'énergie dans le centre de masse est suffisante pour mieux distinguer les événements de fond $\mathrm{Z}\gamma$ de ceux de signal.
En conclusion, l'effet observé en figure 8.21 (en bas à droite) est dû à la présence de 4 événements dans les données réelles enregistrées à $\sqrt{s}$ =202 GeV ayant des grandes valeurs de la variable discriminante et une structure en masse centrée autour de 110 GeV/c^2. Il faut pourtant souligner de nouveau que le nombre d'événements attendus de signal, si un boson de Higgs de masse 110 GeV/c^2 est produit, serait d'environ 0,3.
Cet effet préliminaire et de "dernière minute" n'est pas pour l'instant confirmé par les analyses des autres canaux [4].

8.4.3 Limite combinée obtenue dans DELPHI avec l'ensemble canaux

Le résultat combiné de DELPHI est évalué en [58]. Les résultats présentés précédemment n'on pas été inclus dans la combinaison DELPHI. Les résultats DELPHI présentés aux conférences d'hiver 2000 sont obtenus avec la méthode d'optimisation globale en utilisant une analyse commune. La figure 8.22 montre la distribution de masse pour tous les événements sélectionnés dans tous les canaux HZ. Il n'y a pas d'excès statistiquement significatif. La figure 8.23 montre le niveau de confiance CL_b en fonction de la masse du boson de Higgs. Le niveau de confiance CL_s en fonction

[4] Même si, comme on le verra dans le paragraphe suivant, la courbe $1 - \mathrm{CL}_b$ pour l'ensemble des cannaux est à $+1\sigma$ de celle attendue. Cela indiquerait un excès global d'événements qui se traduit également dans une différence entre la limite attendue et observée.

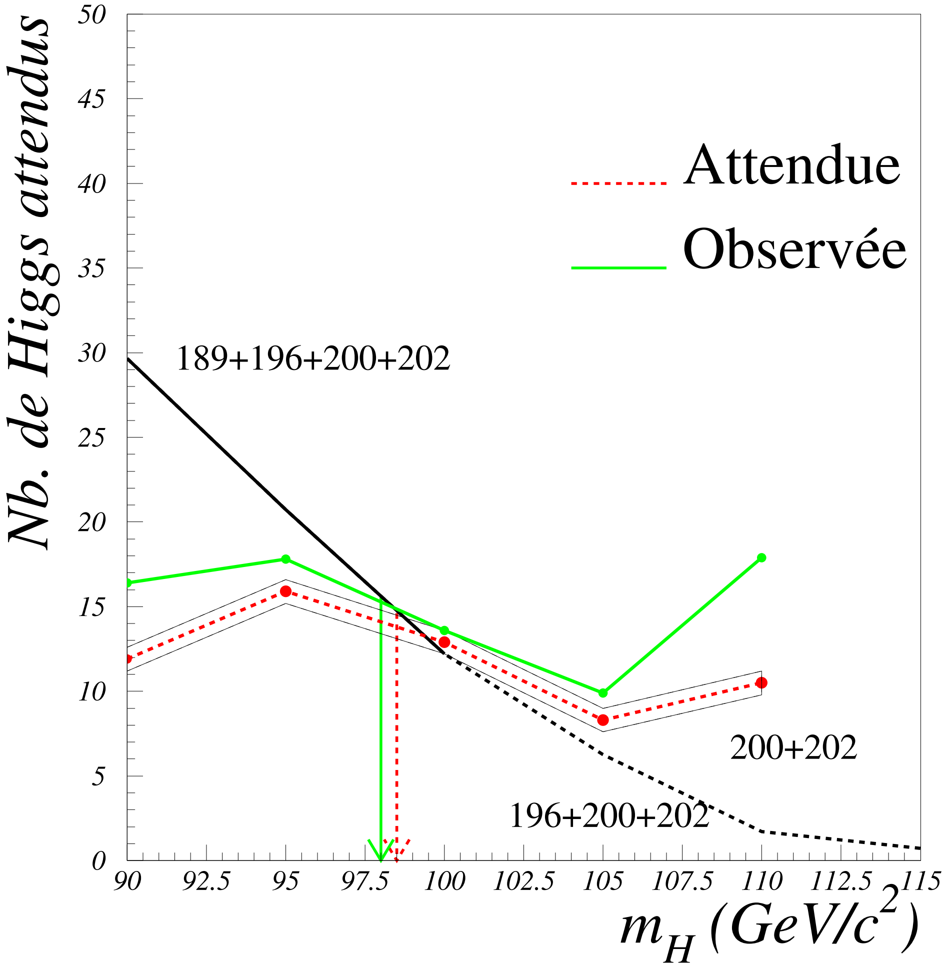


Figure 8.17: *Nombre d'événements du boson de Higgs exclus à 95 % de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs* ($\langle \mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{hZ}} \rangle$ *) pour l'analyse "sliding". Pour la valeur de* $\langle \mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{hZ}} \rangle$ *attendue nous avons aussi indiqué la bande correspondant à l'erreur sur l'évaluation de la valeur moyenne. La courbe en train plein qui se termine en trait pointillé donne le nombre d'événements de boson de Higgs attendu en fonction de sa masse. Pour les valeurs de masse correspondant à* $m_{\mathrm{H}} =$ 90, 95 *et* 100 GeV/c^2 *nous avons utilisé les données enregistrées à* $\sqrt{s} =$ 189, 196, 200 *et* 202 GeV *; pour* $m_{\mathrm{H}} = 105$ GeV/c^2 *celles à* $\sqrt{s} =$ 196, 200 *et* 202 GeV *et enfin pour* $m_{\mathrm{H}} = 110$ GeV/c^2 *celles à* $\sqrt{s} =$ 200 *et* 202 GeV.

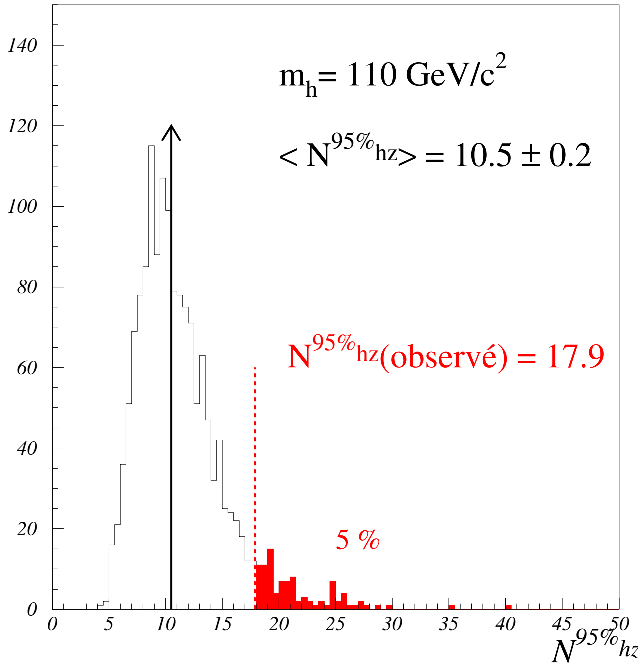


Figure 8.18: *Distribution du nombre d'événements de signal exclus à 95 % de niveau pour* m_{H} *=110* GeV/c^2 *. La valeur moyenne de cette distribution est* $\langle \mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{hZ}} \rangle = 10,5 \pm 0,2$*. Nous pouvons remarquer que la valeur observée pour les données réelles de 17,9 est telle que* $P(\mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{hZ}} > 17,9) \simeq$ 5 %.

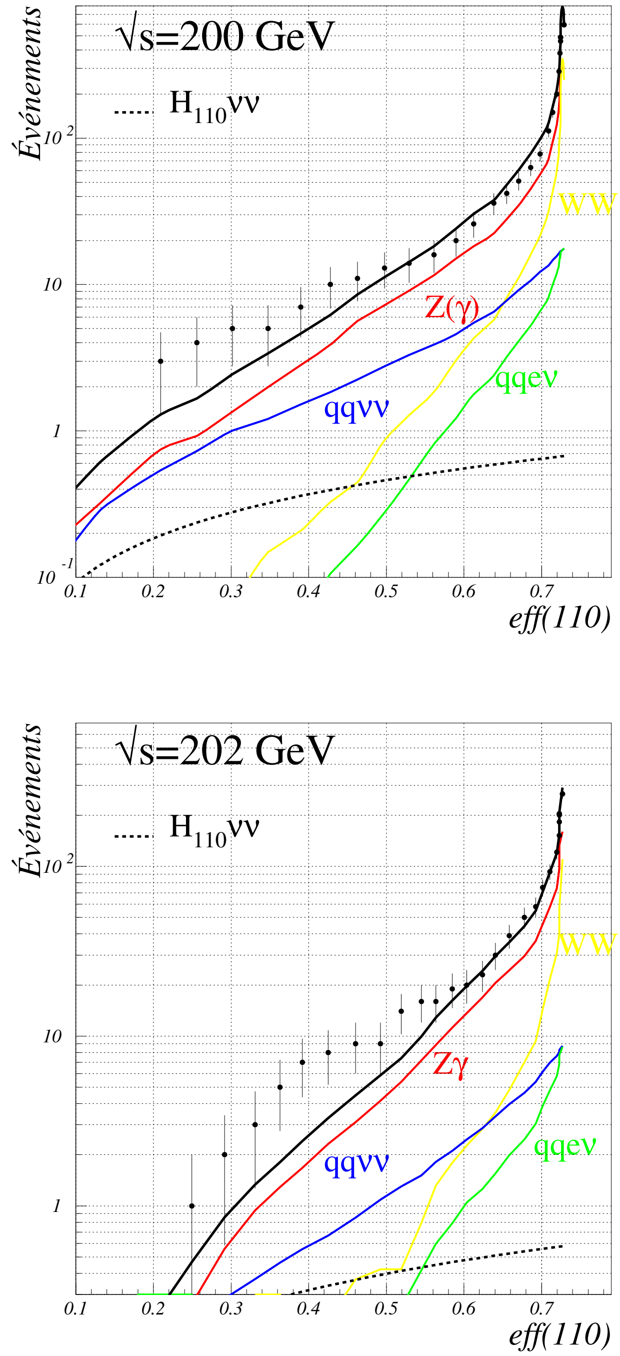


Figure 8.19: *Évolution du nombre d'événements attendus issus des processus standard et des données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 202$ *et* 202 GeV *en fonction de l'efficacité pour le signal à une masse générée de 110* GeV/c^2. *Les points sont les données réelles, et nous différencions les contributions des bruits de fond dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

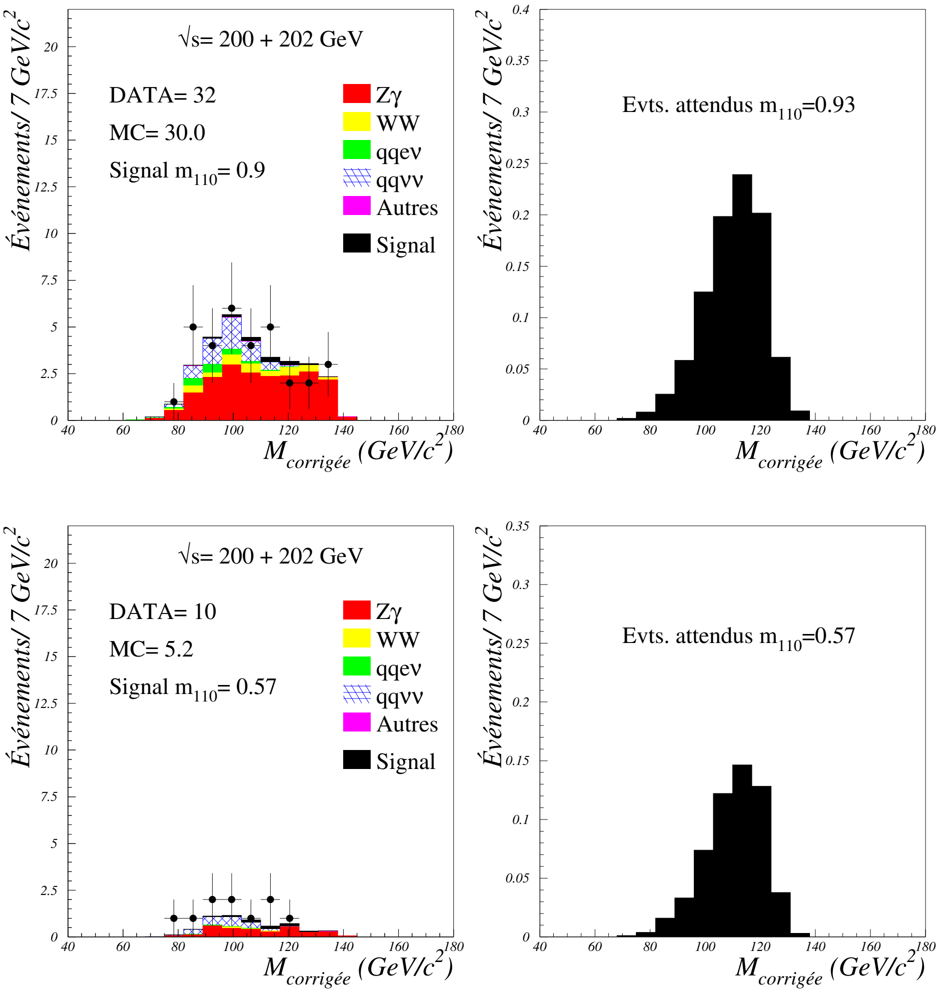


Figure 8.20: *Distributions de la masse reconstruite (corrigée en utilisant la méthode détaillée dans le Chapitre 6) pour les événements attendus de bruit de fond (histogrammes pleins), pour le signal (histogramme le plus foncé), et pour les données réelles (points avec les barres d'erreurs). Les énergies dans le centre de masse sont* $\sqrt{s}$ *=200 et 202* GeV *et les efficacités respectives d'environ 50 % et 30 % pour le signal généré à* m_{H} *=110* GeV/c^2 *. Les distributions de la masse reconstruite normalisées au nombre d'événements attendus pour les événements de signal qui ont été générés pour une masse du boson de Higgs de 110* GeV/c^2 *sont montrées à droite.*

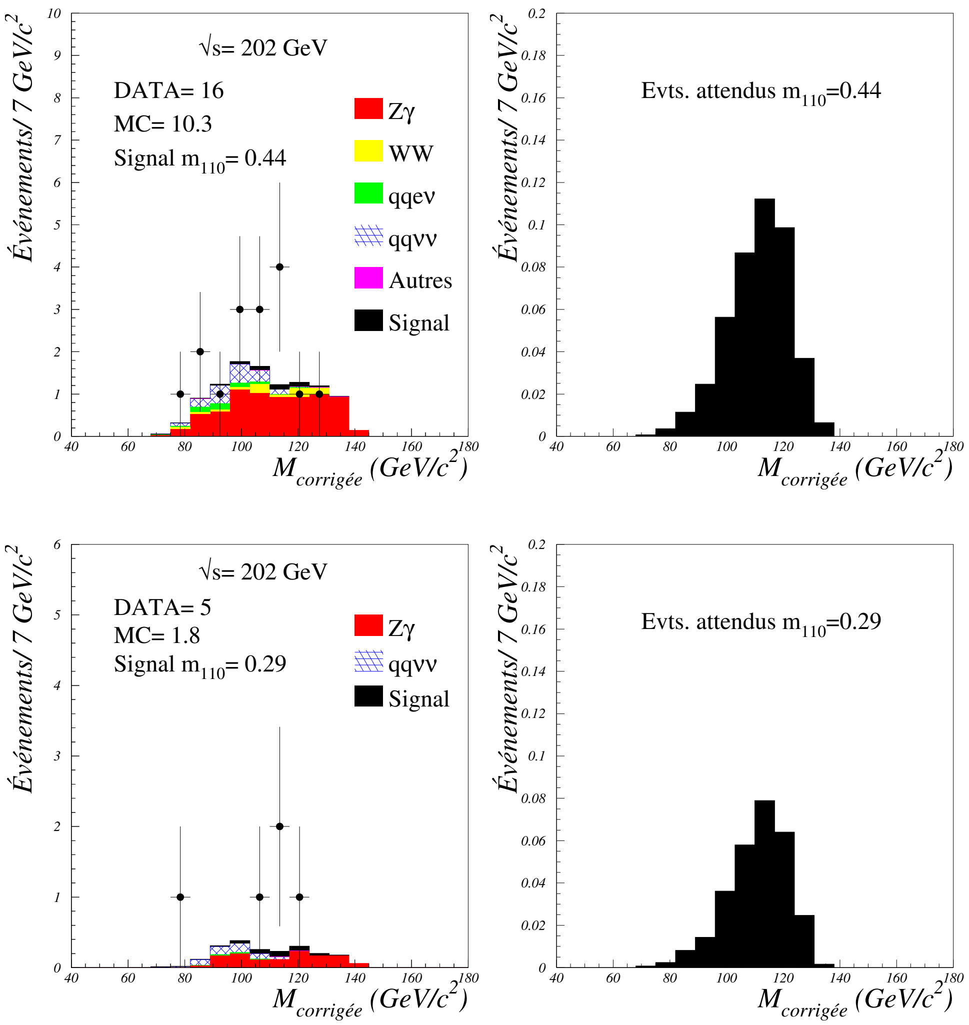


Figure 8.21: *Distributions de la masse reconstruite (corrigée en utilisant les corrections détaillées dans le Chapitre 6) pour les événements attendus de bruit fond (histogrammes pleins), pour le signal (histogramme le plus foncé), et pour les données réelles(points avec les barres d'erreurs) à l'énergie dans le centre de masse de* 202 GeV. *Les efficacités pour les événements de signal sont d'environ 50 % et 35 %. Les distributions de la masse reconstruite normalisées au nombre d'événements attendus pour les événements de signal qui ont été générés pour une masse de boson de Higgs du 110* GeV/c^2 *sont montrées à droite.*

de la masse du boson du Higgs nous donne les limites observées et attendues au croisement de la ligne horizontale à 5 % et des courbes de CL_s :

$$
\begin{aligned}
m_{\mathrm{H}} &> 103,9\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\
m_{\mathrm{H}} &> 106,3\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}
\end{aligned} \tag{8.7}
$$

La figure 8.24 réprésente dans le plan (m_{h} ,$\tan\beta$) la limite d'exclusion à 95 % de niveau de confiance sur la masse du Higgs le plus léger en combinant les données enregistrées depuis 130 GeV jusqu'à 202 GeV. Les limites qui ont été obtenues sont les suivantes (pour toutes les valeurs de $\tan\beta$) :

$$
\begin{aligned}
m_{\mathrm{h}} &> 85,0\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\
m_{\mathrm{h}} &> 85,3\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}
\end{aligned} \tag{8.8}
$$

Les limites de DELPHI ont été combinées avec les résultats des trois autres collaborations LEP [59]. Cette combinaison permet d'augmenter la valeur de la limite d'environ 4 GeV/c^2 de la limite observée et de 3 GeV/c^2 de la limite attendue par rapport aux valeurs obtenues avec seulement les résultats de DELPHI. Les courbes de CL_s et $1 - \mathrm{CL}_b$ pour le résultat combiné sont montrées en figure 8.25.
La figure 8.26 montre la limite d'exclusion à 95 % de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs le plus léger dans la plan (m_{h} ,$\tan\beta$) obtenue en combinant tous les résultats des 4 collaborations LEP.

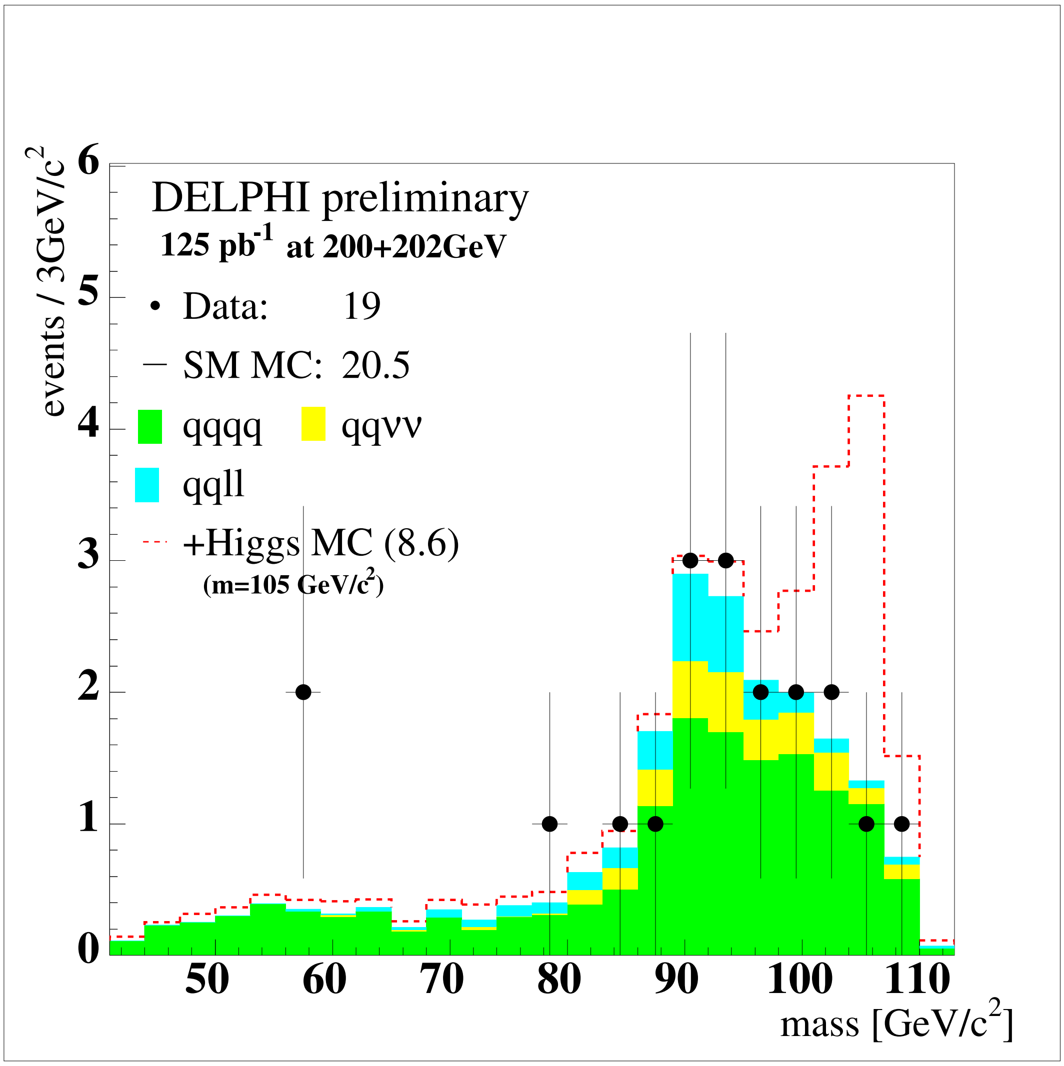


Figure 8.22: *Distribution de la masse reconstruite en combinant tous les canaux de recherche du boson de Higgs pour les événements de bruit de fond (histogrammes pleins) et les événements issus des données réelles (points). La contribution des différents canaux est indiquée. La distribution attendue pour le signal à une masse générée de 105* GeV$/c^2$ *a été additionnée à la distribution des événements de bruit de fond.*

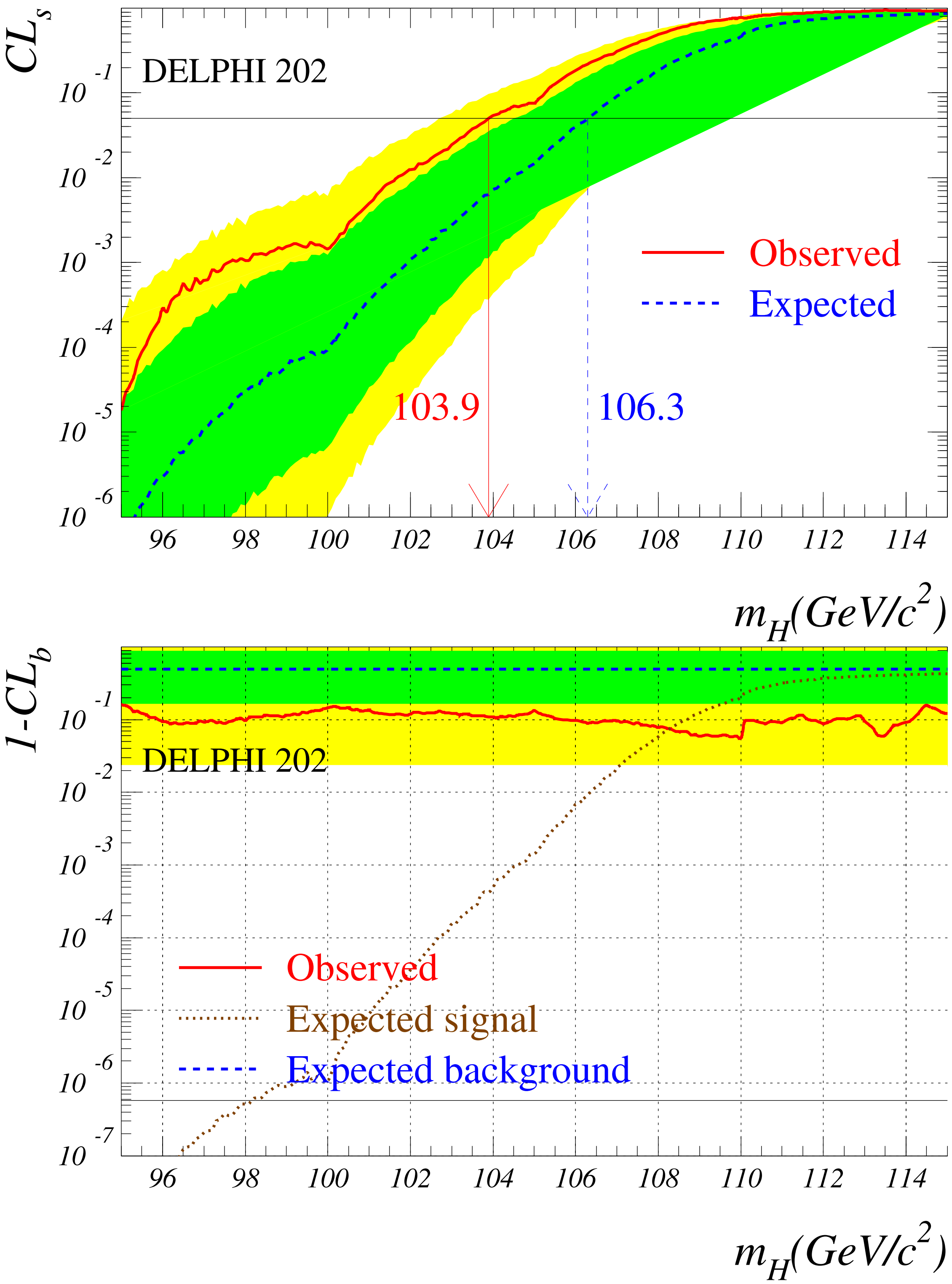


Figure 8.23: *Évolution des valeurs de* CL_s *(en haut) et de* $1-\mathrm{CL}_b$ *(en bas). Nous montrons les niveaux de confiance attendus (courbe pointillée) et observés (courbe en trait plein). Les bandes correspondent à 68,3 % et 91 % d'intervalle de confiance. Les intersections de la ligne horizontale à 5 % avec les courbes définissent les limites inférieures observées et attendues à 95 % de niveau de confiance.*

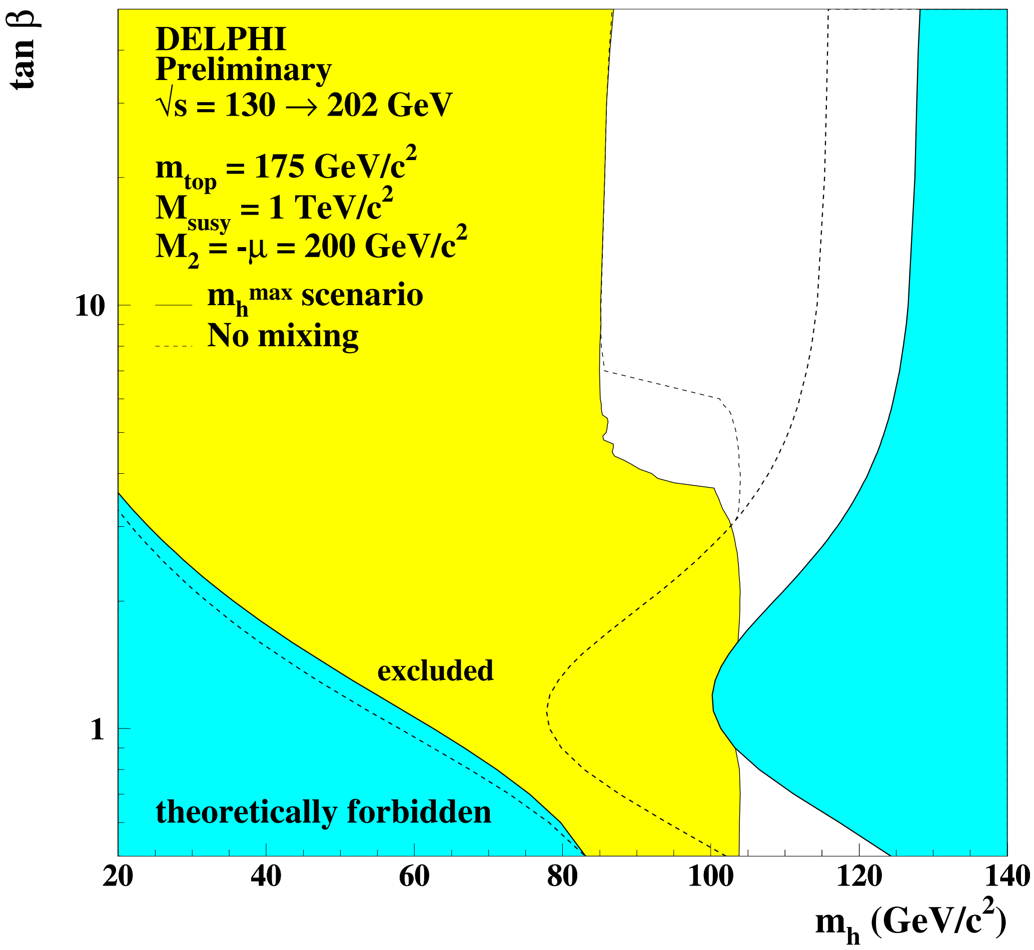


Figure 8.24: *Régions dans le plan* (m_h, $\tan\beta$) *exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant toutes les analyses de recherche hZ et hA, en utilisant les données enregistrées par DELPHI de* $\sqrt{s} = 130$ *à* 202 GeV.

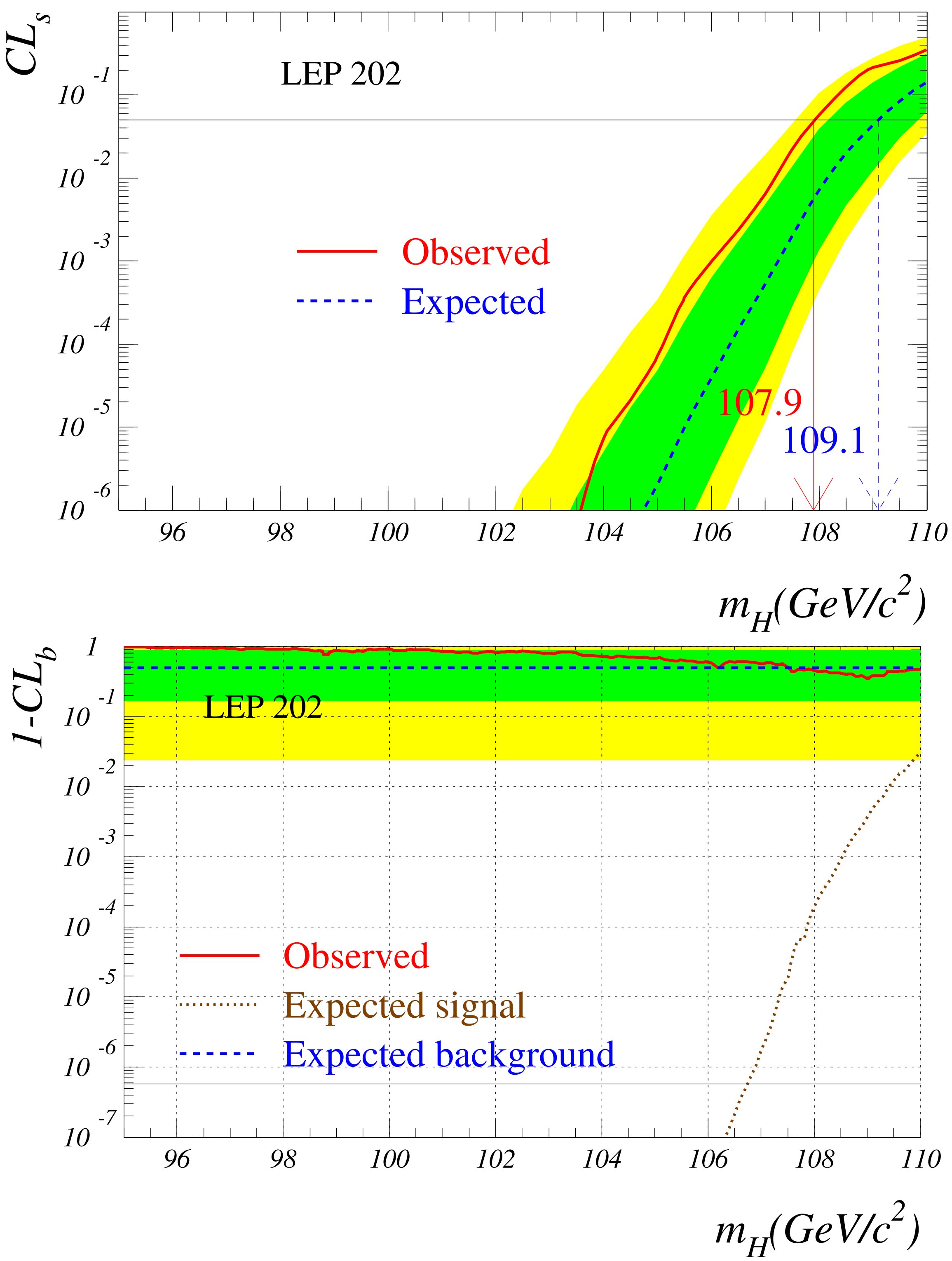


Figure 8.25: *Évolution des valeurs de* CL_s *(en haut) et de* $1-\mathrm{CL}_b$ *(en bas) pour les résultats combinés des 4 expériences LEP. Les niveaux de confiance attendus (courbe pointillée) et observés (courbe en tait plein) sont montrés. Les bandes correspondent à des probabilités symétriques à* 1σ *et* 2σ *de* CL_s *en absence de signal. Les intersections de la ligne horizontale à 5 % avec les courbes définissent les limites inférieures observées et attendues à 95 % de niveau de confiance.*

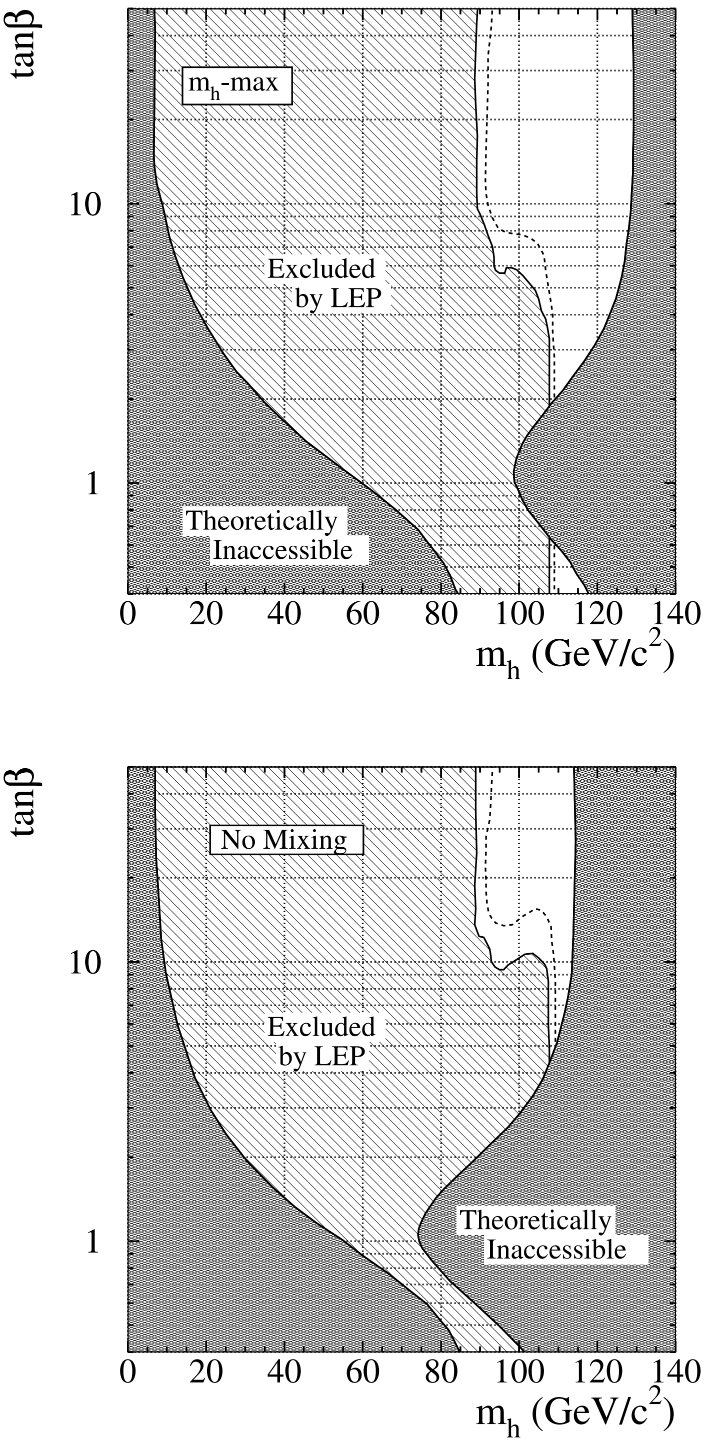


Figure 8.26: *Limites à 95 % de niveau de confiance sur* $\tan\beta$ *en combinant les données des 4 expériences LEP enregistrées de 192 à 202* GeV *et les données enregistrées précédement. La figure du haut montre la limite à "benchmark maximale"* ($X_t = 2M_{SUSY}$) *et celle du bas à "benchmark minimale"*($X_t = 0$)*. Les lignes solides montrent les limites observées et les lignes hachurées les limites attendues en faisant des expériences où l'on suppose l'absence du signal.*

Chapitre 9

Résultats de la recherches du boson de Higgs Invisible neutre

9.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire la recherche du boson de Higgs Invisible. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1 le boson de Higgs peut se désintégrer de manière invisible (particules non détectables) dans certains scénarios. L'état final consiste en deux jets de particules provenant de la désintégration du boson Z^0 en une paire de quark/antiquark et de l'énergie manquante provenant de la désintégration du boson de Higgs. Le nombre d'événements attendus de signal est plus important que dans la recherche précédente car nous profitons de la largeur totale hadronique de la désintégration du boson Z^0 (cela est vrai si $\mathrm{BR}(\mathrm{h} \to \mathrm{inv})$ est égal à 100 %).

Nous utiliserons la même sélection des événements que celle utilisée pour la recherche du boson de Higgs "visible". La variable discriminante sera construite de la même façon:

$$Dis = \frac{P_{\mathrm{h_{inv}}}}{\alpha P_{Z\gamma} + \beta P_{\mathrm{WW}} + \gamma P_{We\nu} + \delta P_{ZZ}}, \tag{9.1}$$

où $P_{\mathrm{h_{inv}}}$ est la distribution de densité de probabilité construite en utilisant les événements de signal $\mathrm{h_{inv}}$ Z. Nous allons appliquer la méthode "sliding" décrite dans le Chapitre 8, c'est-à-dire nous construirons une variable discriminante pour chaque valeur de la masse supposée du boson de Higgs.
La variable discriminante sera construite en utilisant les mêmes observables : E_{jet1} , $\cos\theta_{\mathrm{pmis}}$, $\sqrt{S'}$, $\cos(acopla)$, herm, $P_{\mathrm{mis}}, multi, \mathrm{Pt^{max}}/\mathrm{jet}$ (pour la description de ces observables voir le Chapitre 5). L'étiquetage de quarks b ne sera pas utilisé car nous nous intéressons aux états finals contenant toutes les saveurs de quarks et pas seulement les quarks beaux.
Tous les résultats présentés dans ce chapitre sont préliminaires.

9.2 Résultats obtenus aux quatre énergies : $\sqrt{s} =$ 189, 196, 200 et 202 GeV

L'effet des coupures de présélection (voir le Chapitre 5) sur les échantillons d'événements de signal est montré dans les tableaux 9.1, 9.2 et 9.3 pour $\sqrt{s}$ = 189, 196, 200 et 202 GeV[1]. L'efficacité mesurée après les coupures de présélection dépend peu de la masse du boson de Higgs

[1] À $\sqrt{s}$ =202 GeV la simulation des événements de signal n'était pas disponible Nous avons utilisé les événements de signal générés à $\sqrt{s}$ =200 GeV.

m_{hinv} (GeV/c^2)	75	80	85	90	95
Sélection hadronique ϵ(%)	92,2±0,6	93,9 ±0,5	93,0 ±0,6	92,7 ±0,6	90,9 ±0,6
Sélection anti $\gamma\gamma$ ϵ(%)	76,0±1,0	77,3 ±0,9	77,5 ±0,9	78,2 ±0,9	77,1 ±0,9
Coupures de qualité ϵ(%)	69,5±1,0	70,8 ±1,0	71,9 ±1,0	72,2 ±1,0	72,6 ±1,0

Tableau 9.1: *Efficacité pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs Invisible avant et après application des critères de sélection pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Invisible. Pour les contributions des événements de bruit de fond et les événements sélectionnés dans les données réelles on se référera aux tableaux présentés précédemment dans le Chapitre 5 p. 115 pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =189 GeV et dans le Chapitre 8 p. 172, p. 175 et p. 180 pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$ =196, 200 et 202 GeV .
L'évolution du nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité est montrée en figures 9.1, 9.2 et 9.3 pour différentes valeurs de la masse du Higgs et de l'énergie dans le centre de masse (m_{hinv} =90 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$ =189 GeV, m_{hinv} =100 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$ =196 GeV et m_{hinv} =105 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$ =200 GeV). Nous remarquons le bon accord entre le nombre d'événements attendus et les événements sélectionnés dans les données réelles. Nous pouvons constater que les bruits de fond WW et Weν sont beaucoup plus importants que dans la recherche de la topologie $H^0\nu\bar{\nu}$ où l'on comptait sur l'étiquetage des quarks b. Nous montrons en figures 9.4 et 9.5 les distributions de masse (évaluées en forçant le système hadronique à la masse du Z, voir Chapitre 6 section 6.3) pour les événements de bruit de fond et de signal sélectionnés par les analyses faites à m_{hinv} =100 et 105 GeV/c^2.

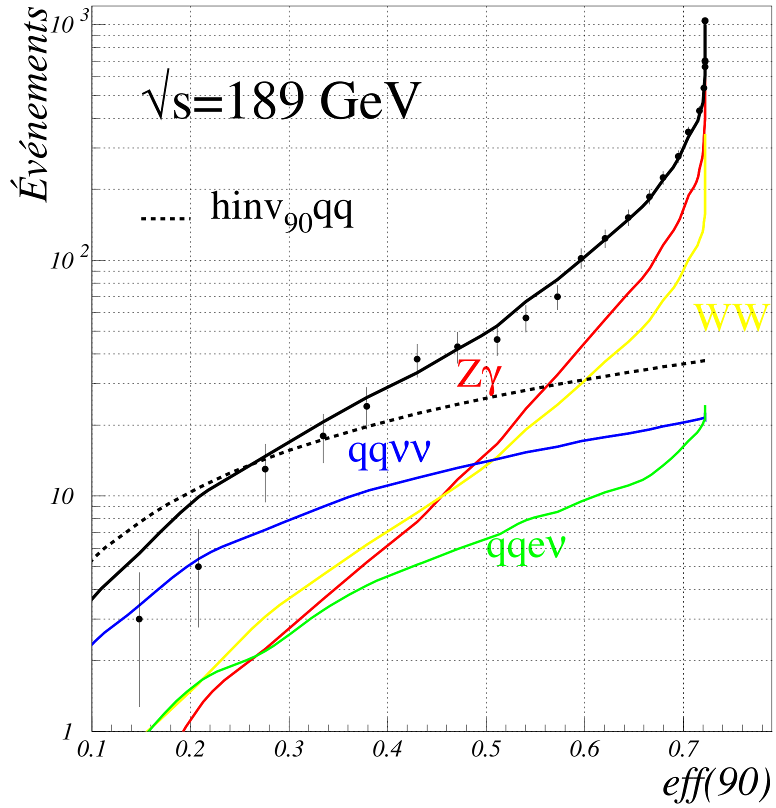


Figure 9.1: *Évolution du nombre d'événements attendus pour les processus standard et pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 189$ GeV *en fonction de l'efficacité pour les événements de signal qui ont été générés à* $m_{\text{hinv}} = 90$ GeV/c^2*. Les points représentent les données réelles, et nous différencions les contributions des bruits de fond dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

m_{hinv} (GeV/c^2)	85	90	95	100	105	107
Sélection hadronique ϵ(%)	93,8 ±0,5	92,0 ±0,6	92,0 ±0,6	92,3±0,6	90,9 ±0,6	89,0±0,7
Sélection anti $\gamma\gamma$ ϵ(%)	90,1 ±0,7	88,1±0,7	86,9 ±0,8	85,2 ±0,8	82,0 ±0,9	80,8±0,9
Coupures de qualité ϵ(%)	70,2±1,0	71,3 ±1,0	72,9 ±1,0	72,2 ±1,0	70,6 ±1,0	69,9±1,0

Tableau 9.2: *Efficacité pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs Invisible avant et après application des critères de sélection pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 196$ GeV.

m_{hinv} (GeV/c^2)	85	90	95	100	105	107
Sélection hadronique ϵ(%)	92,9 ± 0,6	92,6±0,6	92,8±0,6	93,0 ±0,6	91,7 ±0,6	91,3±0,6
Sélection anti $\gamma\gamma$ ϵ(%)	88,7 ±0,7	88,4 ±0,7	87,3 ±0,7	87,3 ±0,7	84,8±0,8	83,0±0,8
Coupures de qualité ϵ(%)	70,8 ±1,0	71,2 ±1,0	71,7 ±1,0	73,6 ±1,0	74,3±1,0	73,1±0,9

Tableau 9.3: *Efficacité pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs Invisible avant et après application des critères de sélection pour les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 200$ GeV.

9.3 Évaluation de la limite combinée sur la masse du boson de Higgs Invisible

Nous avons combiné toutes les données enregistrées aux différentes énergies dans le centre de masse. Cela représente une luminosité intégrée totale de 354,7 pb^{-1}. Nous avons évalué les limites sur la masse du boson de Higgs Invisible en utilisant la méthode décrite dans le Chapitre 8 paragraphe 8.2. Les courbes de $\langle \mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{h_{inv}Z}} \rangle$ attendu et $\mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{h_{inv}Z}}$ observé sont calculées et les limites correspondantes[2], à 95 % de niveau de confiance, déduites à partir de la figure 9.6, sont les suivantes :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{hinv}} &> 105,5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{hinv}} &> 105,3 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.} \end{aligned} \tag{9.2}$$

La sensibilité de cette analyse est meilleure que celle obtenue pour une analyse similaire effectuée dans DELPHI et présentée aux conférences d'hiver 2000 [60] : $m_{\mathrm{hinv}} > 96,9$ GeV/c^2.
Le rapport d'embranchement (BR(h $\rightarrow$ inv)) du boson de Higgs en particules non détectables peut varier beaucoup suivant les modèles, d'où l'intérêt de ce type d'étude (voir le Chapitre 1). Nous pouvons traiter BR(h $\rightarrow$ inv) comme un paramètre libre. En figure 9.7 nous montrons la limite inférieure à 95 % de niveau de confiance sur la masse du boson lorsqu'il se désintègre en particules non détectables en fonction de BR(h $\rightarrow$ inv) . Nous supposons que lorsque BR(h $\rightarrow$ inv) est différent de 100 % le restant des modes de désintégration est visible. Dans la même figure nous montrons la limite inférieure à 95 % de niveau de confiance pour le boson de Higgs Standard ($\mathrm{H}^0\nu\bar{\nu}$ seulement). Pour combiner ces deux résultats il faudrait tenir compte des événements communs aux deux analyses. Pour la combinaison, il faudrait utiliser également les résultats obtenus dans les autres canaux et également les résultats de l'analyse Higgs Invisible lorsque le Z^0 se désintègre en une paire de leptons. Cela est pris en compte dans la procédure officielle. Nous montrons cette figure en combinant les analyses de DELPHI en figure 9.8. Le fait d'utiliser

[2] Les incertitudes systématiques ont été prises en compte à partir de l'étude détaillée dans le Chapitre 7.

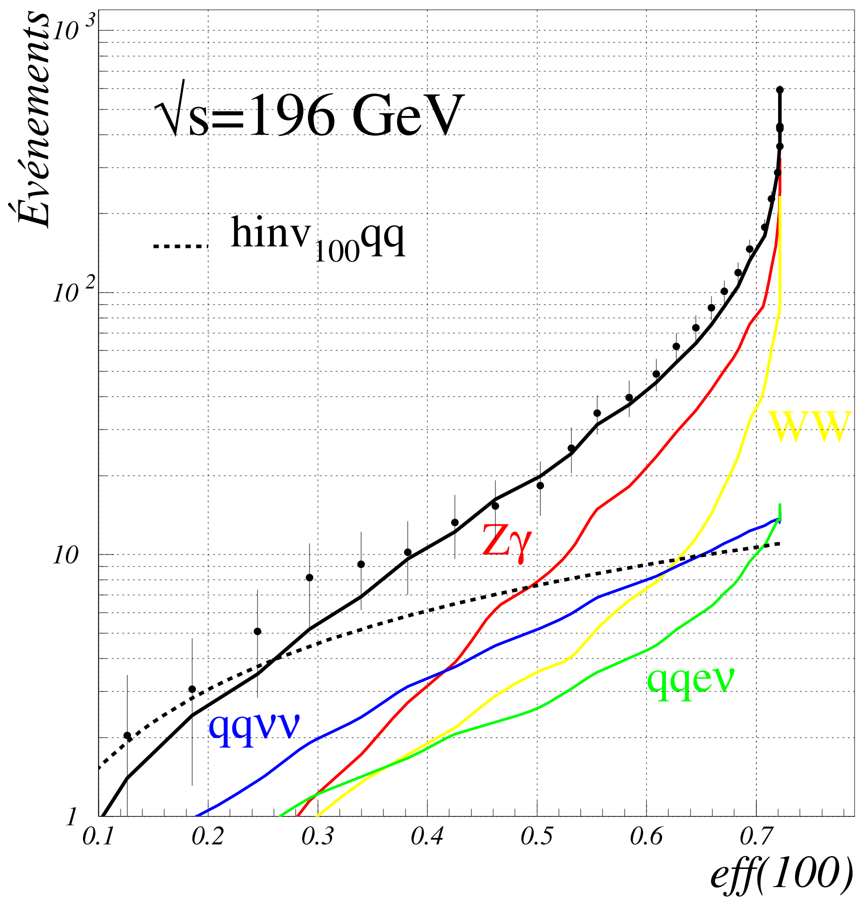


Figure 9.2: *Évolution du nombre d'événements attendus pour les processus standard et mesurés pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 196$ GeV *en fonction de l'efficacité pour les événements de signal générés à une masse de* $m_{\mathrm{hinv}} = 100$ GeV$/c^2$. *Les points représentent les données réelles, et nous différencions les contributions des fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

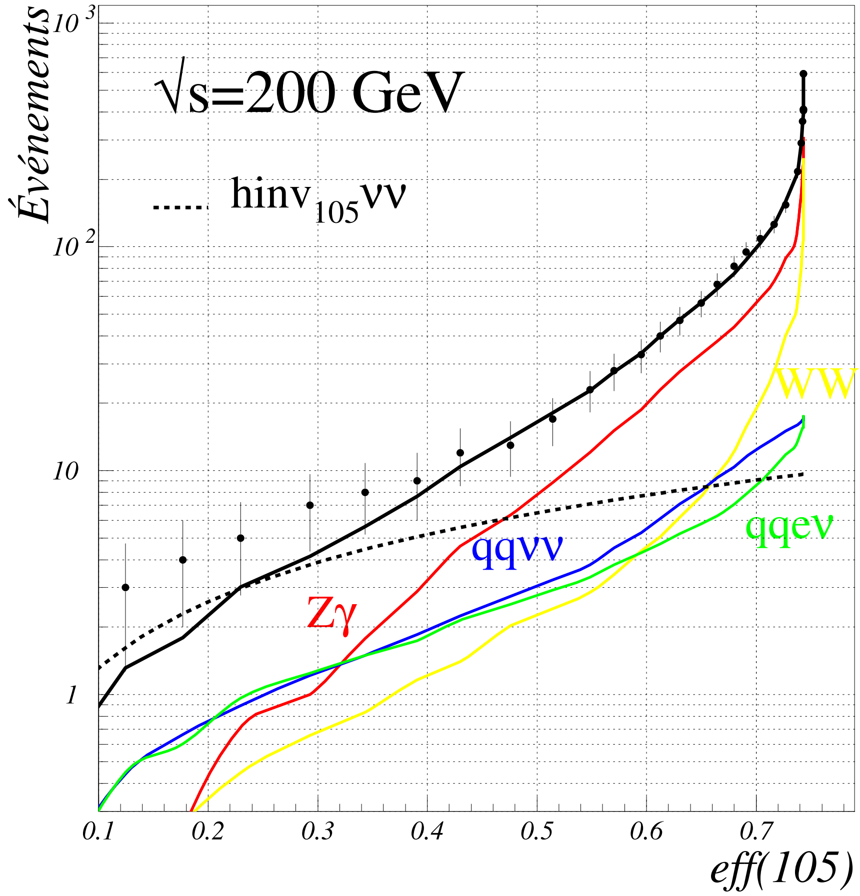
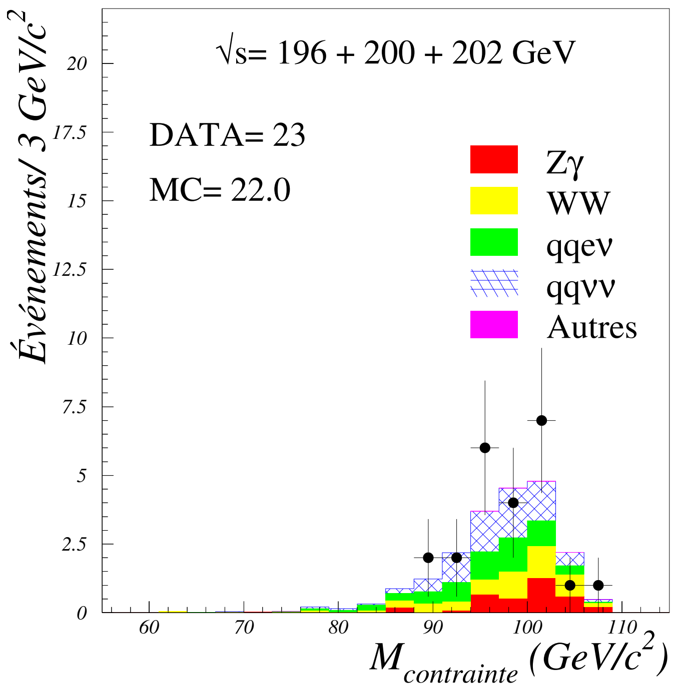


Figure 9.3: *Évolution du nombre d'événements attendus pour les processus standard et mesurés pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} = 200$ GeV *en fonction de l'efficacité pour les événements de signal générés à* $m_{\rm hinv} = 100$ GeV/c^2. *Les points représentent les données réelles, et nous différencions les contributions des fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événement attendus pour le signal (trait pointillé).*



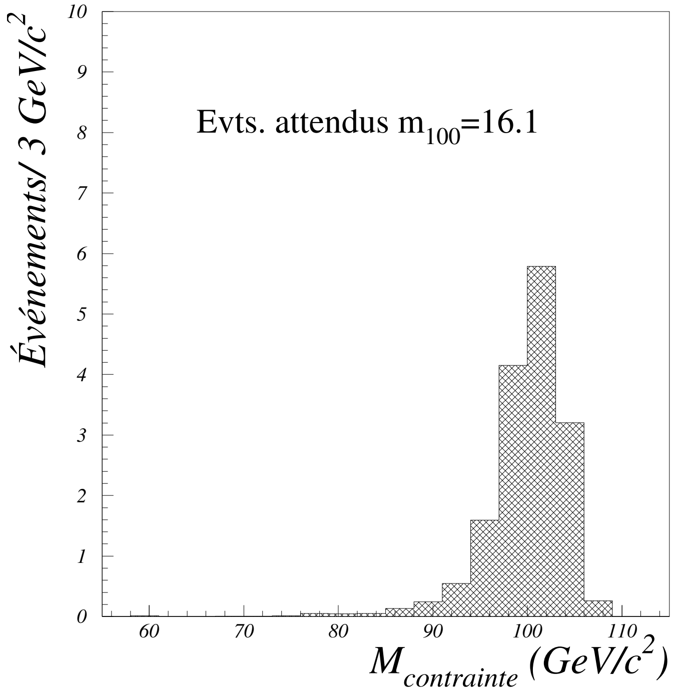


Figure 9.4: *Distributions de la masse contrainte (obtenues en forçant la masse visible à m_Z, voir le Chapitre 6) pour les événements de bruit de fond et pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} =$ 196, 200 *et 202* GeV. *On a aussi représenté le signal attendu pour une masse générée du boson du Higgs Invisible de 100* GeV$/c^2$.

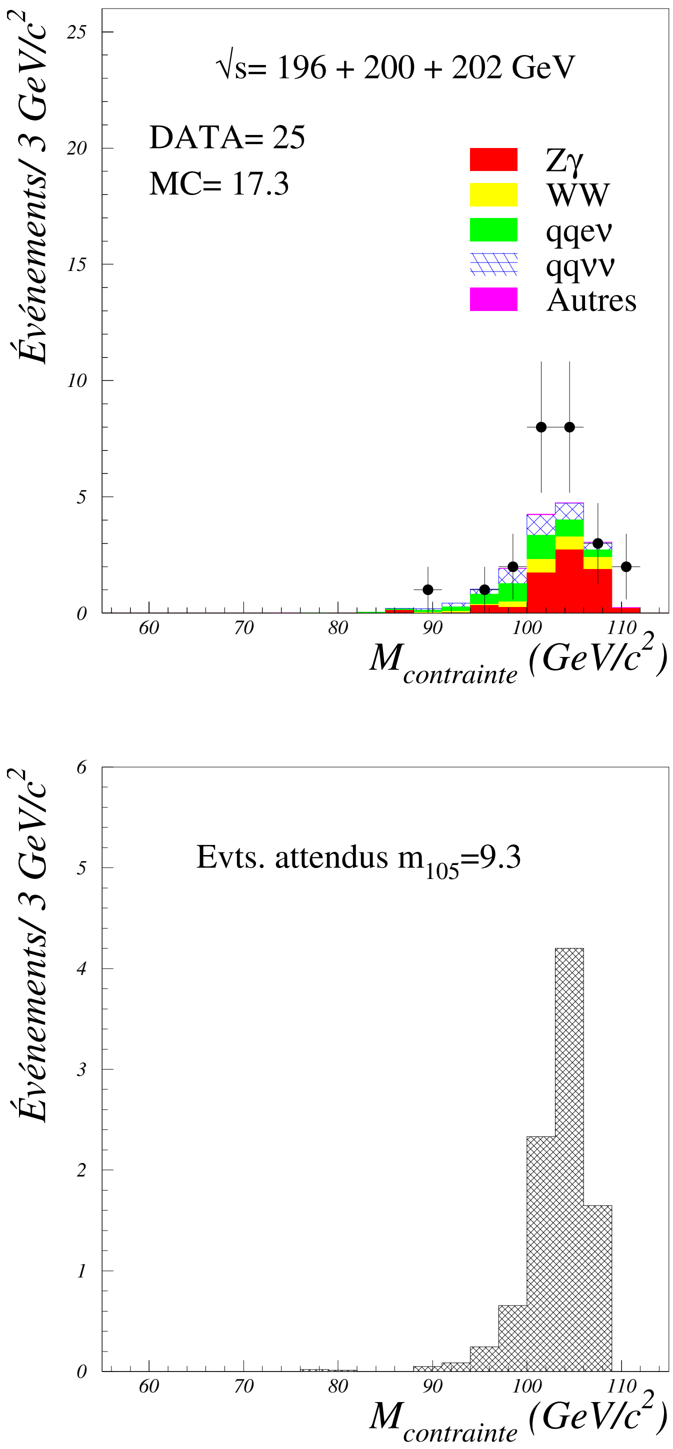


Figure 9.5: *Distributions de la masse contrainte (obtenues en forçant la masse visible à* m_Z*, voir Chapitre 6) pour les événements de bruit de fond et pour les données réelles enregistrées à* $\sqrt{s} =$ 196, 200 *et* 202 GeV*. On a aussi représenté le signal attendu pour une masse générée du boson du Higgs Invisible de* 105 GeV*.*

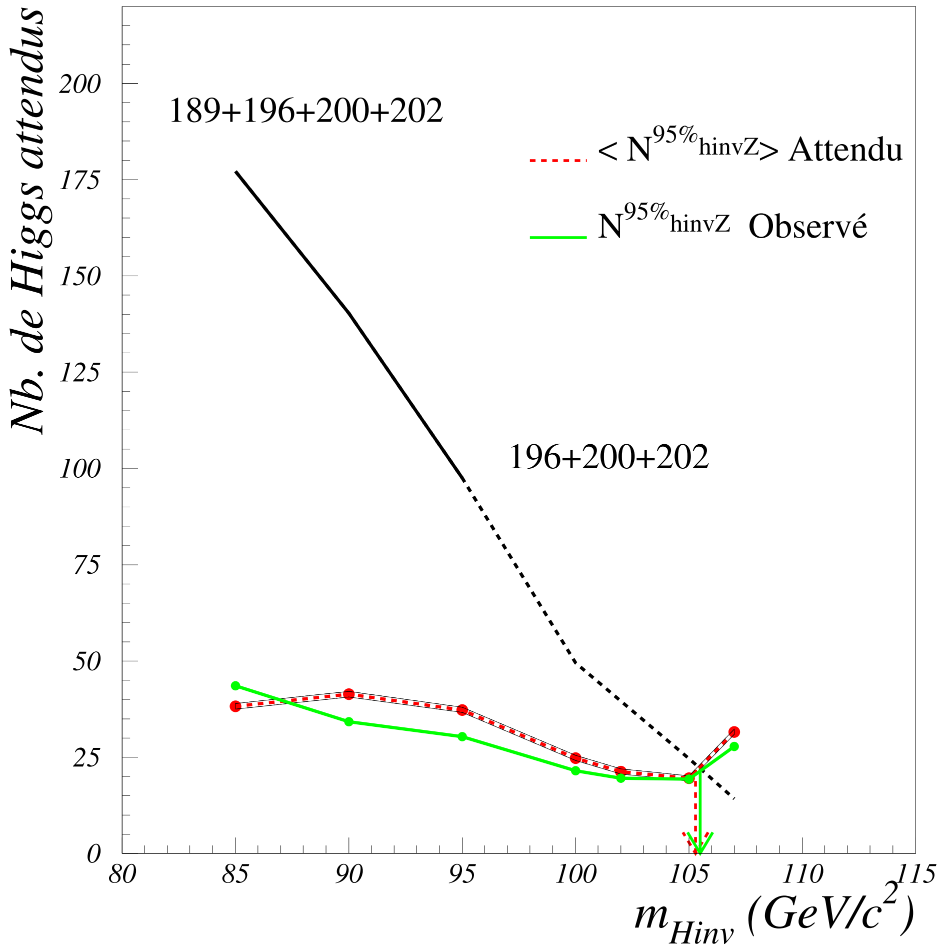


Figure 9.6: *Nombre d'événements de signal exclus à 95 % de niveau de confiance en fonction de la masse du boson de Higgs* ($\langle \mathrm{N}^{95\%}_{\mathrm{h_{inv}Z}} \rangle$ *) pour l'analyse "sliding". La courbe en trait plein qui se continue en trait pointillé donne le nombre d'événements attendus. Pour les points à* $m_{\mathrm{hinv}} =$ 85, 90 *et 95* GeV/c^2 *nous avons utilisé les données enregistrées à* $\sqrt{s} =$ 189, 196, 200 *et* 202 GeV *; pour les masses à partir de* $m_{\mathrm{hinv}} = 100$ GeV/c^2 *nous avons utilisé seulement les données enregistrées à* $\sqrt{s} =$ 196, 200 *et* 202 GeV.

les limites sur les boson de Higgs Standard est justifié si la valeur de $\tan\beta$ est petite [3].
Dans le tableau 9.4 nous indiquons les valeurs des limites attendues et observées que nous obtenons ainsi que celles obtenues par les autres collaborations LEP [61].

	Limite Observée (GeV/c^2)	Attendue (GeV/c^2)
ALEPH	106,4	103
DELPHI	95,8	96,5
cette analyse	105,5	105,3
L3	100,5	101
OPAL	94,0	95,0

Tableau 9.4: *Valeurs des limites attendues et observées obtenues sur la masse du boson de Higgs Invisible par les collaborations LEP.*

9.4 Conclusions

Par cette analyse nous avons démontré que l'on peut rechercher le boson de Higgs lorsqu'il se désintègre en particules non détectables jusqu'à la limite cinématique. Cet étude a aussi montré que l'on est capable d'effectuer cette recherche même si le rapport d'embranchement est assez faible.

Cela permet de se projeter dans un futur (que l'on espère proche) où, si le boson de Higgs est découvert, et si l'on dispose d'un accélérateur e^+e^- fournissant une luminosité suffisante ainsi que d'un détecteur au moins aussi performant que DELPHI, nous pourrions alors mesurer le rapport d'embranchement (même assez faible) du boson de Higgs en particules non détectables.

[3] Si l'on veut se placer dans le contexte du MSSM.

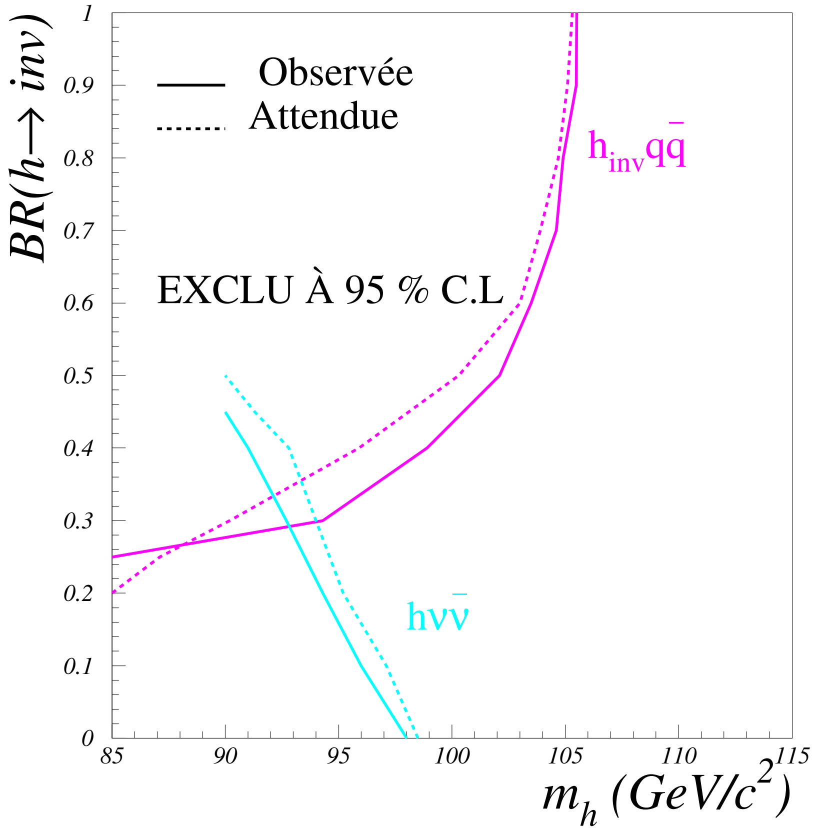


Figure 9.7: *Limites d'exclusion en utilisant les résultats de l'analyse* $\mathrm{h_{inv}}$ $\mathrm{Z^0}$ *et* $\mathrm{H^0}\nu\bar{\nu}$ *présentés dans cette thèse sur la masse du boson de Higgs en fonction du rapport d'embranchement* $\mathrm{BR(h \to inv)}$. *On suppose que* $1 - \mathrm{BR(h \to inv)}$ *est le rapport d'embranchement du boson de Higgs en modes visibles.*

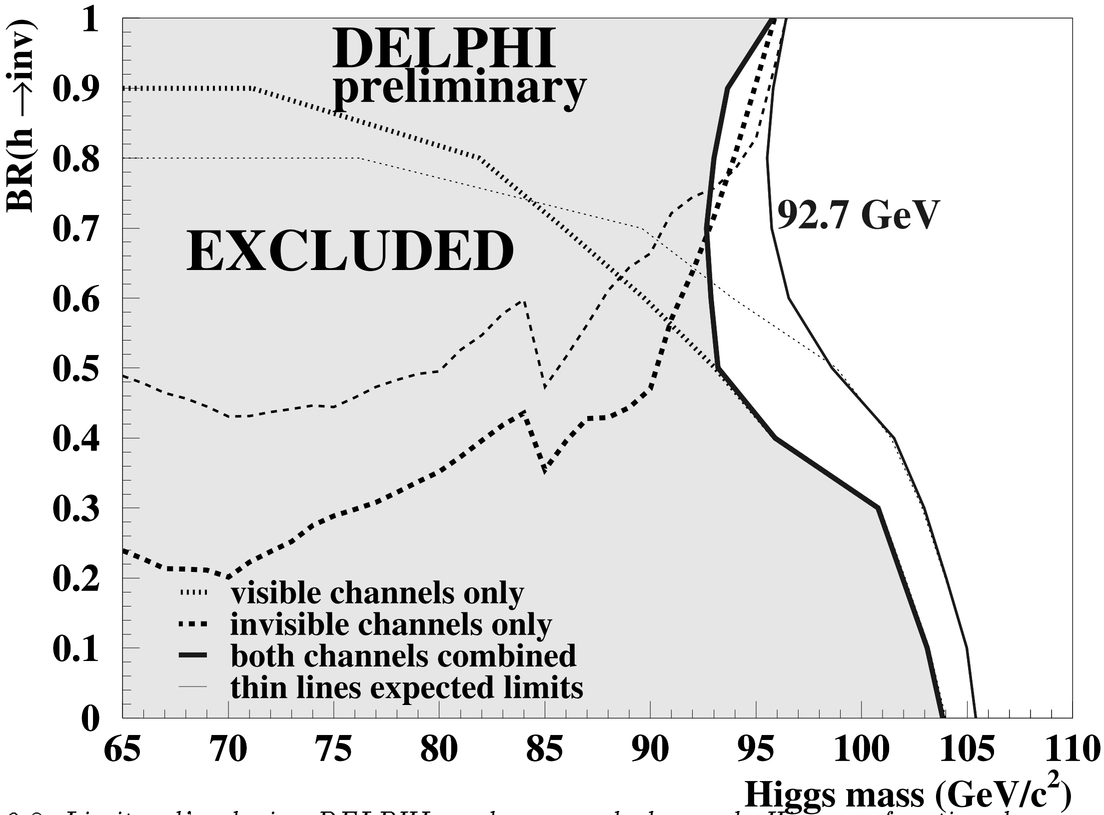


Figure 9.8: *Limites d'exclusion DELPHI sur la masse du boson de Higgs en fonction du rapport d'embranchement* $\mathrm{BR}(\mathrm{h} \to \mathrm{inv})$. *Les états finals hadroniques et leptoniques ont été recherchés pour* $\mathrm{h_{inv}}Z$. *On suppose que* $1 - \mathrm{BR}(\mathrm{h} \to \mathrm{inv})$ *est le rapport d'embranchement du boson de Higgs en modes visibles.*

Chapitre 10

Mesure de la section efficace de production d'une paire de boson Z^0 : $e^+e^- \to Z^0Z^0 \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$

10.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire la mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0. L'état final étudié consiste en deux jets de particules hadroniques et de l'énergie manquante provenant de la désintégration d'un des deux bosons Z^0 en une paire quark-antiquark et de l'autre en une paire neutrino-antineutrino.
Les données enregistrées à une énergie disponible dans le centre de masse de 189, 196, 200 et 202 GeV seront utilisées. Les résultats présentés dans ce chapitre sont encore préliminaires.

10.2 Sélection des événements et analyse probabiliste

Comme nous l'avons dit dans le Chapitre 2, nous définissons un événement appartenant au signal si l'état final hadronique a une masse générée à $\pm$ 10 GeV/c^2 de la masse nominale du boson Z^0. Par convention nous appellerons ces événements : ZZ. Cela implique que les événements générés du signal qui "tombent" en dehors de cette fenêtre de masse, seront considérés comme des événements de bruit de fond. Nous appellerons ces événements : $Z\gamma^*$. En ce qui concerne la sélection des événements nous utiliserons les mêmes coupures de présélection que celles utilisées pour la recherche du boson de Higgs. La variable discriminante est ensuite construite de la façon suivante :

$$Dis = \frac{P_{ZZ}}{\alpha P_{Z\gamma} + \beta P_{\mathrm{WW}} + \gamma P_{We\nu}}, \tag{10.1}$$

où P_{ZZ} est la distribution de la densité de probabilité construite en utilisant les événements de signal ZZ (on peut remarquer que pour cette analyse il n'y a pas de problème d'optimisation, car nous étudions un objet de masse connue). Au dénominateur nous avons la somme des distributions de densité de probabilité construites en utilisant les événements appartenant aux différents processus de bruit de fond.
Dans la construction de la variable Dis nous utiliserons les mêmes variables que dans l'analyse $\mathrm{h_{inv}}$ Z^0 : E_{jet1} , $\cos\theta_{\mathrm{pmis}}$, $\sqrt{S'}$, $\cos(acopla)$, herm, $P_{\mathrm{mis}}, multi$, $\mathrm{Pt^{max}}$/jet (pour la description de ces variable, voir Chapitre 5). La variable d'étiquetage des quarks beaux (X_{b}) n'a pas été utilisée car nous étudions la désintégration d'un des bosons Z^0 en paire quark-antiquark (toutes

saveurs confondues).

La section efficace totale de production ZZ suivie par la désintégration de l'un des deux bosons Z en une paire quark-antiquark et de l'autre en une paire neutrino-antineutrino varie entre 0,3 et 0,4 pb. En considérant la luminosité totale intégrée correspondant aux données enregistrées à une énergie disponible dans le centre de masse de 189 GeV nous nous attendons à ce qu'il y ait entre 30 et 40 événements ZZ produits. Ce nombre serait d'environ une dizaine si l'on considèrait seulement les états finals avec des quarks beaux. Pour cela nous nous intéresserons à toutes les saveurs des quarks.

10.3 Résultats à $\sqrt{s} = 189, 196, 200, 202$ GeV

L'évolution du nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité pour le signal est montrée sur les figures 10.1 et 10.2, pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$ = 189 , 196, 200 et 202 GeV respectivement. Nous remarquons un accord assez satisfaisant tout au long des courbes entre les données réelles et simulées.
Nous pouvons remarquer que les fonds dominants à haute efficacité pour le signal proviennent des événements WW et Weν. Cela s'explique par le fait que nous sélectionnons toutes les saveurs des quarks et que nous ne bénéficions pas de la réjection des bosons W venant de l'utilisation de la variable d'étiquetage des quarks beaux. Cependant les efforts faits pour définir des nouvelles variables qui permettent de distinguer les événements WW et Weν de ceux du signal de Higgs ont permis de pouvoir effectuer cette analyse où l'on considère la désintégration en hadrons, toutes saveurs confondues.
Les figures 10.3 et 10.4 montrent les distributions de masse pour les événements enregistrés aux quatre énergies dans le centre de masse. La masse a été reconstruite en utilisant la méthode dite de la masse contrainte où l'on impose que la masse invisible soit compatible avec m_{Z} (voir Chapitre 6). En figure 10.3 les événements ont été sélectionnés pour avoir un rapport entre les événements de signal et de fond d'environ 0,5 tandis qu'en figutre 10.4 le rapport S/B est d'environ 1. Enfin en figure 10.5 nous montrons les distributions de masse en ayant additionné les événements enregistrés à toutes les énergies pour deux valeurs de l'efficacité pour le signal.

Nous montrons aussi en figure 10.6 la distribution de masse en ayant ajouté dans les observables de la variable discriminante la variable d'étiquetage des quarks b, X_b. Il faut souligner que si nous sommes à même de gagner un facteur entre 2 et 3 sur le rapport S/B, cela entraîne une perte d'environ un facteur 4 sur le nombre d'événements reconstruits. Cet échantillon ne sera pas utilisé pour la mesure de la section efficace.

10.4 Mesure de la section efficace en fonction de $\sqrt{s}$

Pour la mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0 nous utilisons le programme d'ajustement développé pour mettre une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs, décrit dans le Chapitre 8 p. 163. Nous avons vu que la stratégie consiste à déterminer un nombre d'événements en faisant un ajustement dans le plan $log(Dis)$–m_Z à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance "binné". Pour cette analyse nous supposons que les événements

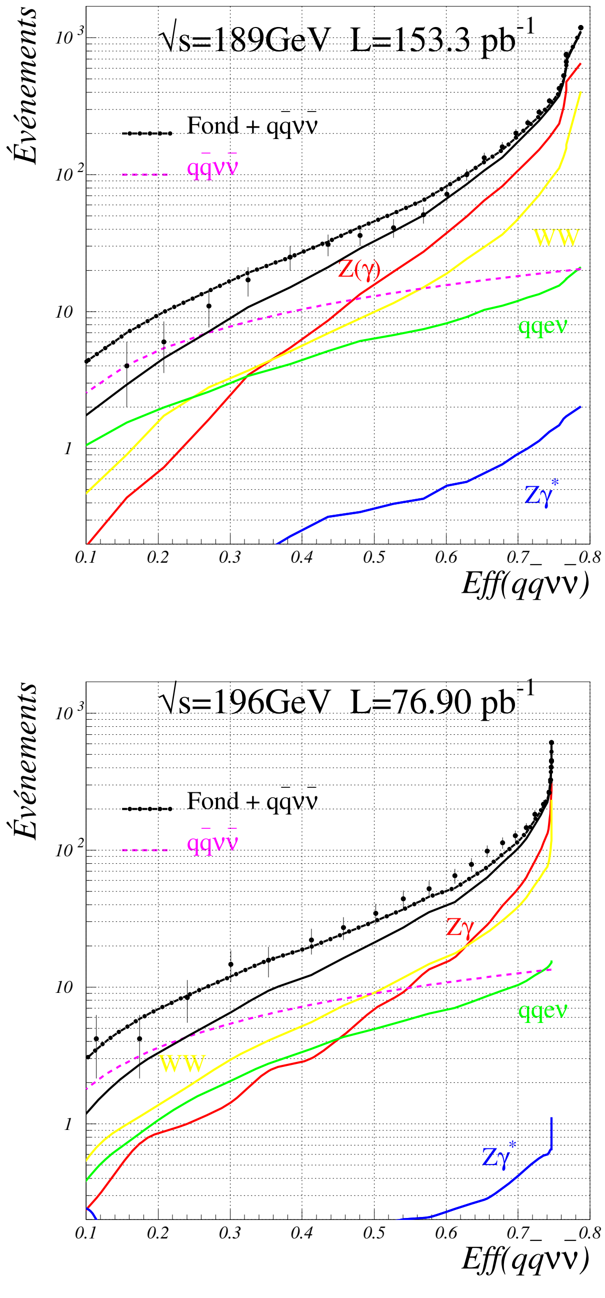
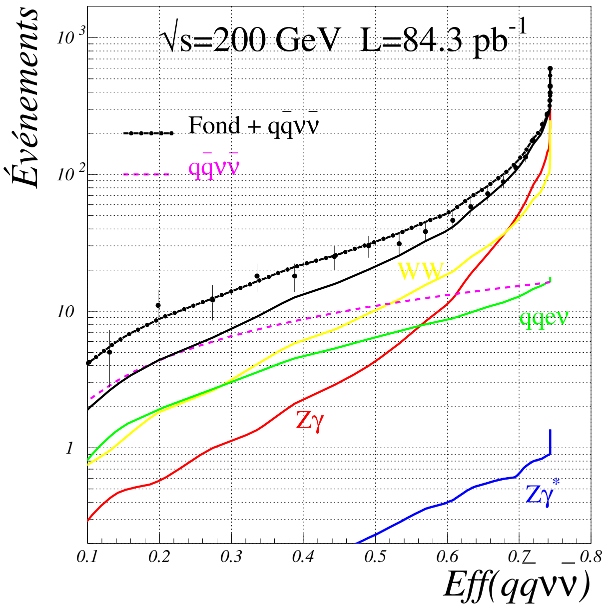


Figure 10.1: *Évolution du nombre d'événements attendus et sélectionnés dans les données (les points avec les barres d'erreurs) en fonction de l'efficacité pour le processus $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, mesurée dans les données enregistrées à $\sqrt{s} = 189$ et 196 GeV. Nous différencions les contributions des événements de fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*



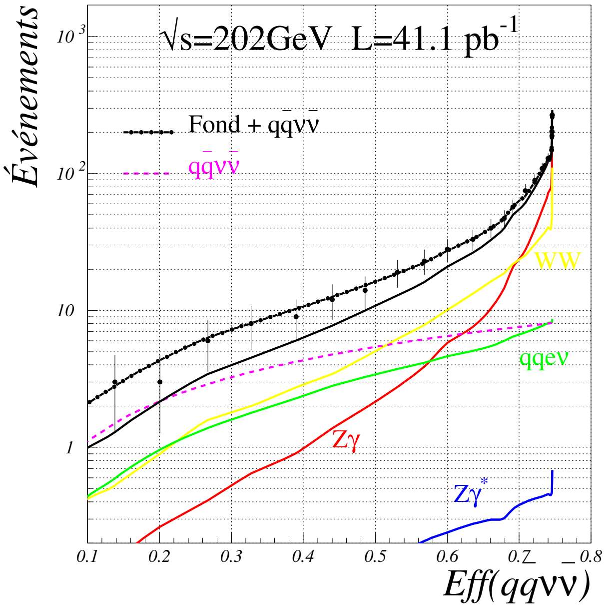


Figure 10.2: *Évolution du nombre d'événements attendus et sélectionnés dans les données (les points avec les barres d'erreurs) en fonction de l'efficacité pour le processus $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, mesurée dans les données enregistrées à* $\sqrt{s} = 200$ *et* 202 GeV. *Nous différencions les contributions des événements de fonds dominants (traits pleins) ainsi que le nombre d'événements attendus pour le signal (trait pointillé).*

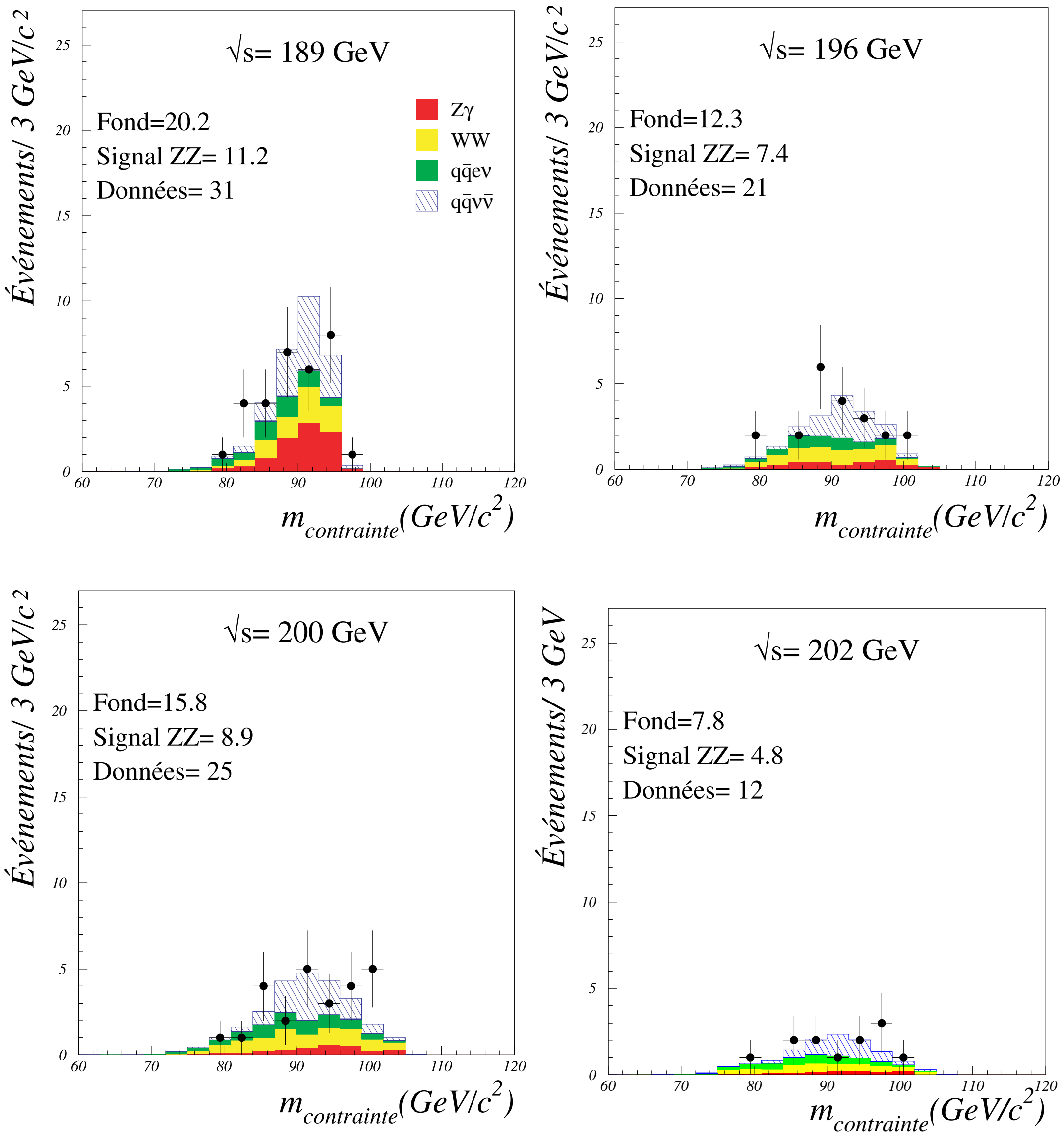


Figure 10.3: *Distribution de masse obtenue pour les différentes énergies étudiées. La contribution des événements de fond est indiquée par les histogrammes pleins et le signal ZZ par l'histogramme hachuré. Ces événements ont été sélectionnés à une efficacité moyenne de 45% qui permet d'avoir un rapport entre les nombres d'événements de signal et de de bruit de fond (S/B) d'environ 0,5.*

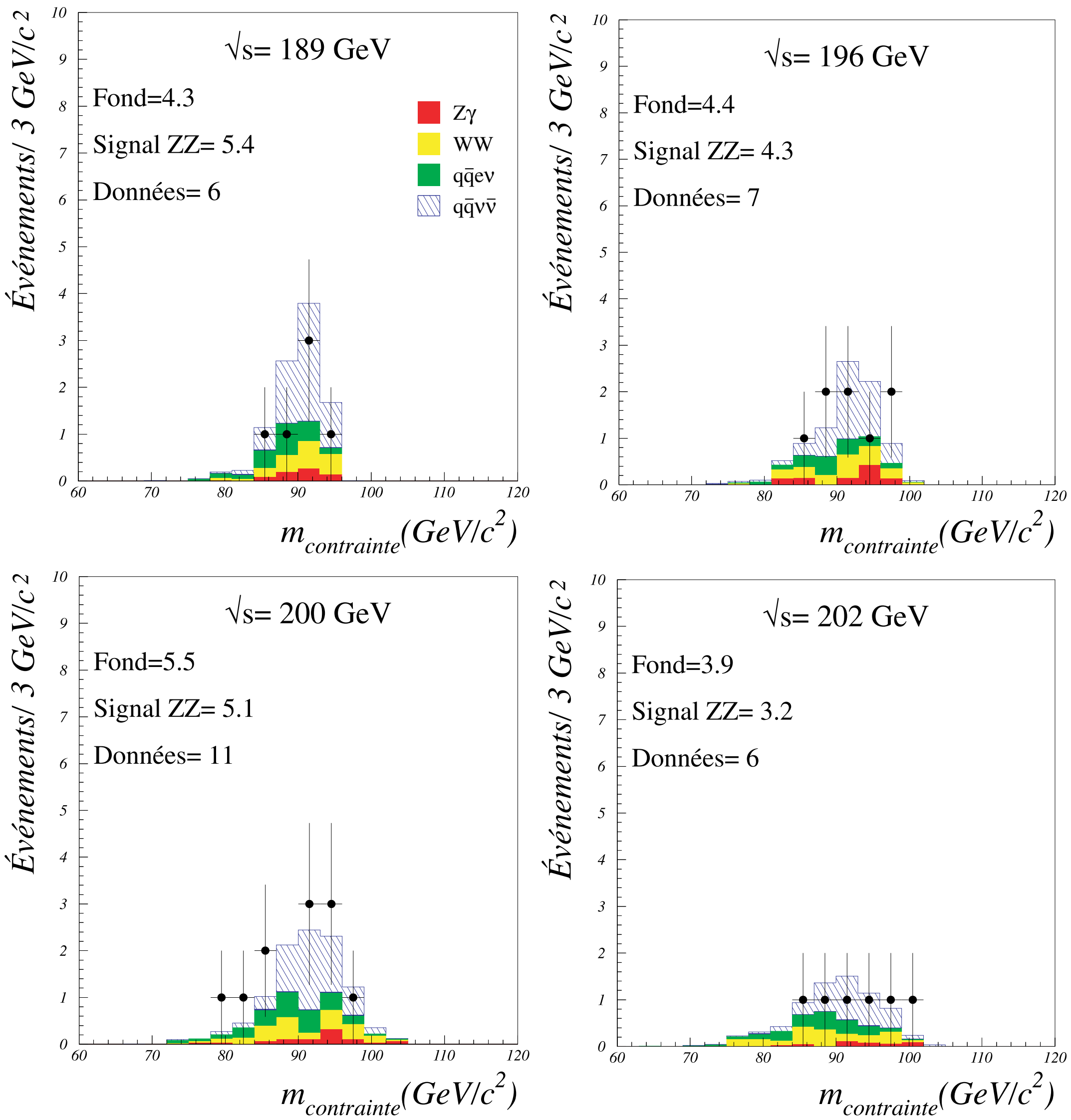
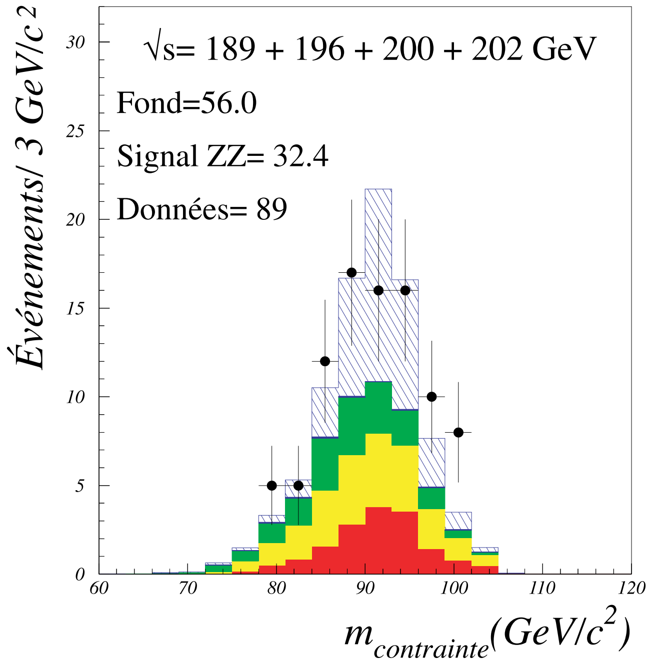
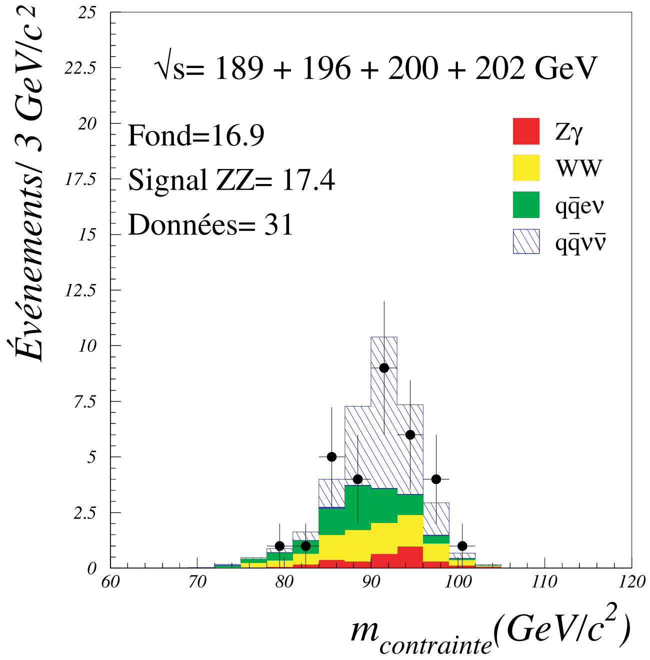


Figure 10.4: *Distribution de masse obtenue pour les différentes énergies étudiées. La contribution des événements de fond est indiquée par les histogrammes pleins et le signal ZZ par l'histogramme hachuré. Ces événements ont été sélectionnés à une efficacité moyenne de 25 % qui permet d'avoir un rapport entre les nombres d'événements de signal et de bruit de fond (S/B) d'environ 1.*



(a)



(b)

Figure 10.5: *Distribution de masse en ayant additionné les événements enregistrés à toutes les énergies dans le centre de masse. La contribution des événements de fond est indiquée par les histogrammes pleins et le signal ZZ par l'histogramme hachuré. Ces événements ont été sélectionnés (a) : à une efficacité moyenne de 45 % qui permet d'avoir un rapport entre les nombres d'événements de signal et de bruit de fond (S/B) d'environ 0,5 ; (b) : à une efficacité moyenne de 25 % qui donne un rapport de S/B d'environ 1.*

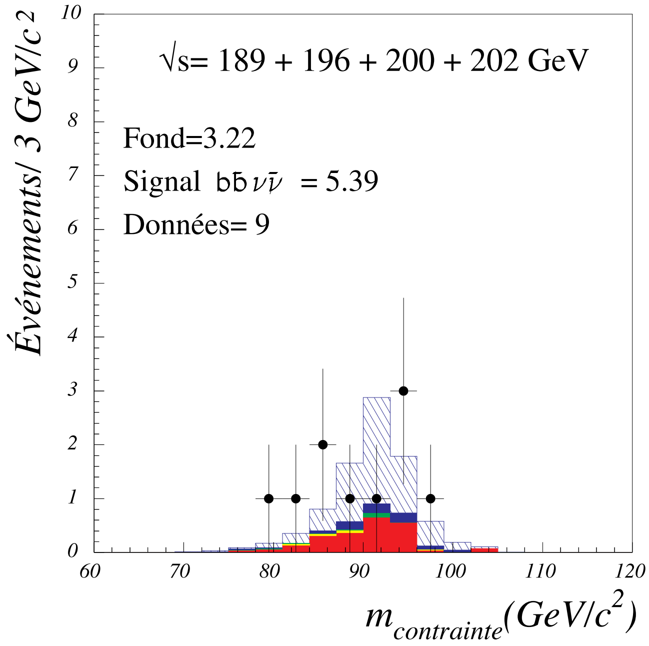


Figure 10.6: *Distribution de masse en ayant additionné les événements enregistrées à toutes les énergies dans le centre de masse, en ayant ajouté l'étiquetage des quarks beaux dans la variable discriminante. Ces événements ont été sélectionnés à une efficacité moyenne de* 50 % *qui permet d'avoir un rapport entre les événements de signal et de fonds (S/B) d'environ 1.*

$\sqrt{s}$(GeV)	événements ajustés	$\sigma(ZZ)$ (pb)	$\sigma(ZZ)/\sigma_{SM}(ZZ)$
189	17,2 ± 8,9	0,142 ± 0,074	0,840 ± 0,434
196	15,5 ± 7,2	0,277 ± 0,131	1,148 ± 0,543
200	15,4 ± 7,1	0,252 ± 0,117	0,946 ± 0,441
202	7,1 ± 5,2	0,240 ± 0,175	0,883 ± 0,642
total			0,94 ± 0,25

Tableau 10.1: *Résumé de la mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0 dans l'état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ pour les données enregistrées aux différentes énergies dans le centre de masse.*

observés proviennent de la somme de quatre contributions possibles:

$$N = n_{Z\gamma} + n_{WW} + n_{ZZ} + n_{We\nu} = \sum_{j=1}^{4} n_j,$$

où j est donc l'indice de la composante considérée.
La valeur de la section efficace est obtenue par la relation :

$$\sigma(e^+e^- \to Z^0Z^0 \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}) = \sigma(ZZ) = \frac{N_{ajust\acute{e}}}{L\epsilon}, \qquad (10.2)$$

où $N_{ajust\acute{e}}$ est le nombre d'événements ajustés ; L est la luminosité et ϵ l'efficacité au signal.
Le résultat de l'ajustement en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse est montré en figure 10.7 et les valeurs numériques ajustées ainsi que les erreurs sont indiquées dans le tableau 10.1. Nous pouvons remarquer un bon accord entre les valeurs ajustées et les valeurs prédites par le Modèle Standard. Pour regrouper les quatre mesures effectuées aux différentes énergies, nous pouvons normaliser la mesure de la section efficace à chaque énergie par la valeur prédite. La mesure de ce rapport est montré en figure 10.7 et on obtient :

$$R = \frac{\sigma_{mesur\acute{e}}}{\sigma_{pr\acute{e}dit}} = 0,94 \pm 0,25(stat.) \qquad (10.3)$$

Les erreurs sur la valeur de la luminosité ainsi que celles sur la valeur de l'efficacité ont été négligées. L'erreur systématique sur le nombre d'événements ajustés n'a pas été évaluée. Nous pouvons cependant utiliser le résultat obtenu pour l'analyse de recherche du boson de Higgs sur les données enregistrées à $\sqrt{s} =$ 189 GeV. Nous avons vu que l'erreur relative varie entre 10% et 30% en fonction de l'efficacité pour le signal à laquelle on choisi de travailler. Cette erreur commence à ne plus être négligeable par rapport à l'erreur statistique obtenue en moyennant les résultats obtenus aux différentes énergies. Il serait donc nécessaire de démarrer une étude plus détaillée sur les incertitudes systématiques, pour les données enregistrées à chaque énergie ainsi que d'établir un critère plus quantitatif pour le choix du point de fonctionnement qui minimise l'erreur totale (statistique et systématique).

10.5 Comparaison avec les autres mesures de section efficace à DELPHI et à LEP

Nous avons mesuré la section efficace ZZ dans une fenêtre de masse ±10 GeV/c^2. Nous appelons cette section efficace σ_{4F}. Cela n'est pas strictement équivalent à la mesure de σ_{NC02} à cause de

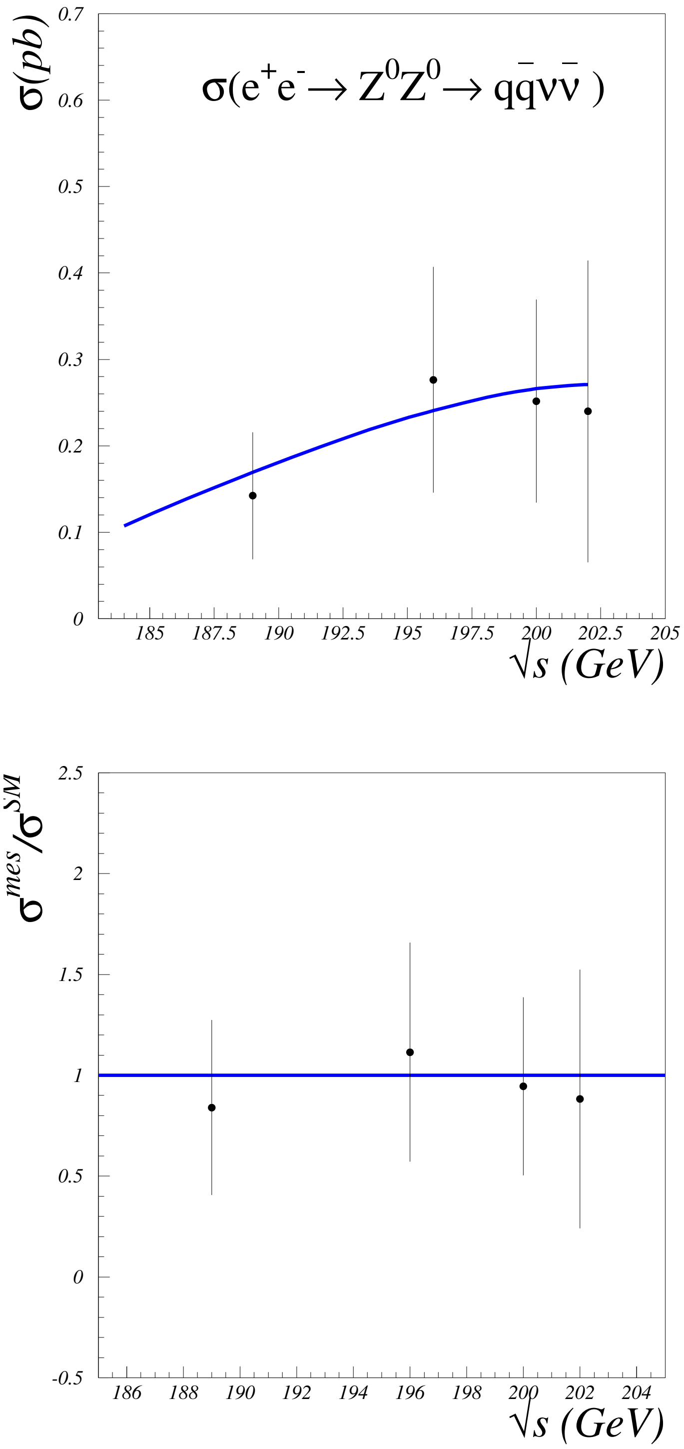


Figure 10.7: *Mesure de la section efficace du processus* $e^+e^- \to Z^0Z^0 \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. *La figure du haut montre l'évolution de la section efficace en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La courbe indique la prédiction théorique du Modèle Standard. La figure du bas montre le rapport entre la valeur mesurée de la section efficace à chaque énergie et celle prédite par le Modèle Standard.*

$\sqrt{s}$ (GeV)	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ (cette analyse)	$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}\ell^+\ell^-$	$\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$	$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	comb.
189	0,53 ±0,28	0,58 ±0,27	0,59 ±0,20	0,60 ±0,23	0,83 ±0,84	0,76 ±0,99	0,60 ±0,13
192		0,00 ±0,77	0,68 ±0,52	0,40 ±0,49	0,00 ±3,11	4,00 ±2,91	0,55 ±0,33
196	1,00 ±0,47	1,66 ±0,60	1,28 ±0,39	0,76 ±0,37	0,00 ±1,96	2,30 ±2,64	1,17 ±0,27
200	0,91 ±0,42	0,96 ±0,57	1,18 ±0,38	1,02 ±0,40	1,71 ±1,83	0,46 ±1,60	1,08 ±0,24
202	0,87 ±0,62	1,49 ±0,83	1,11 ±0,46	0,24 ±0,31	0,00 ±2,37	0,00 ±2,16	0,87 ±0,31

Tableau 10.2: *Résumé des sections efficaces (en pb) de production d'une paire de bosons Z^0 suivant les diagrammes du type NC02 (voir Chapitre 2), dans l'état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ et dans les autres canaux.*

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ^{tot}(NCO2) (pb)
189	0,65
192	0,78
196	0,90
200	0,99
202	1,00

Tableau 10.3: *Sections efficaces totales NCO2 prédites par le Modèle Standard en fonction de $\sqrt{s}$.*

la coupure de masse ±10 GeV/c^2 et de la présence des diagrammes quatre fermions autres que ceux du type NC02 dans les échantillons des événements simulés. Le rapport $R = \sigma_{NC02}/\sigma_{4F}$ doit être calculé au niveau du générateur. Dans le cas de l'analyse $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, ce rapport est très proche de l'unité, variant de 1,05 à 1,01 si l'on passe de $\sqrt{s} =$ 189 GeV à $\sqrt{s} =$ 202 GeV [63]. D'autre part les collaborations LEP ont décidé de présenter les résultats de la mesure de la section efficace totale NCO2 pour chacun des canaux étudiés. Les résultats DELPHI sont montrés dans le tableau 10.2. Pour pouvoir combiner les résultats aux différentes énergies on calcule ensuite le rapport entre la section efficace totale NC02 et la valeur prédite (voir tableau 10.3) pour le Modèle Standard. Les résultats sont montrés dans le tableau 10.4. Nous pouvons remarquer que la précision de notre analyse est assez similaire à celle de l'analyse DELPHI présentée aux Conférence d'hiver 2000 [62]. Les figures 10.8 et 10.9 montrent le résumé des mesures DELPHI présentés à ces conferences.

Canal	$R(NC02)$
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ (cette analyse)	0,92±0,24
$q\bar{q}\nu\bar{\nu}$	1,11± 0,27
$q\bar{q}q\bar{q}$	1,10± 0,19
$q\bar{q}\ell^+\ell^-$	0,90± 0,20
$\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$	0,79± 0,61
$\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$	1,54± 0,95
Combiné	1,04 ± 0,12

Tableau 10.4: *Valeurs du rapport obtenu entre la section efficace NC02 mesurée et celle prédite.*

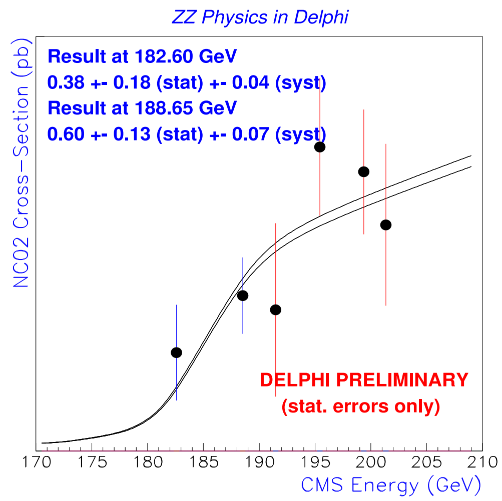


Figure 10.8: *Mesure de la section efficace pour le processus* $e^+e^- \to \mathrm{Z^0Z^0}$ *dans DELPHI en utilisant les données enregistrées allant de* $\sqrt{s} =$ 183 GeV *à* 202 GeV*. Le figure montre l'évolution de la section efficace en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La courbe indique la prédiction théorique du Modèle Standard.*

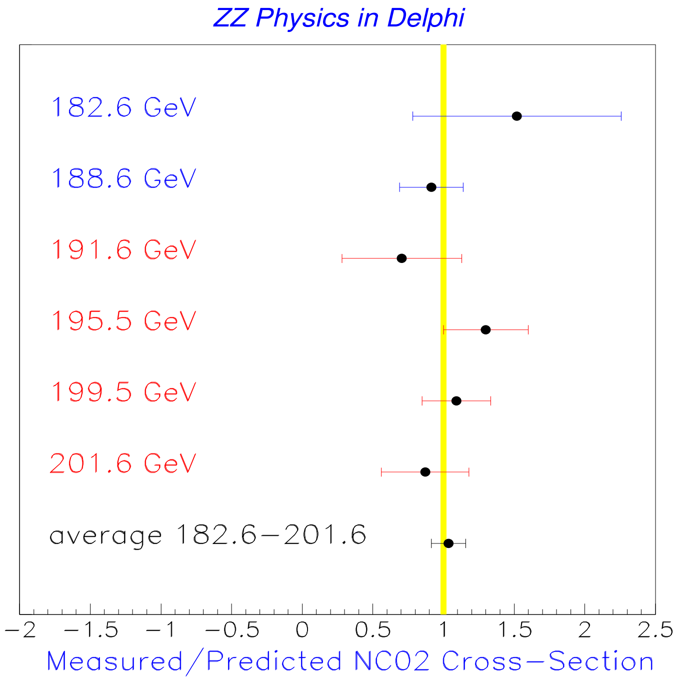


Figure 10.9: *Mesure de la section efficace pour le processus* $e^+e^- \to \mathrm{Z^0Z^0}$ *dans DELPHI en utilisant les données enregistrées allant de* $\sqrt{s} =$ 183 GeV *à* 202 GeV*. Le figure montre le rapport entre la valeur mesurée de la section efficace à chaque énergie et celle prédite par le Modèle Standard.*

Conclusions

Dans cette thèse nous avons étudié les événements ayant des topologies formées de deux jets de particules et de l'énergie manquante, en analysant les données enregistrées par DELPHI à LEP en 1998 et 1999, à des énergies dans le centre de masse allant de 189 à 202 GeV.
La motivation principale était la recherche du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger.

L'observation de ce boson (ou de plusieurs bosons de Higgs) aurait un impact fondamental dans la compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. L'existence du boson de Higgs neutre est prédite par le Modèle Standard. Dans le cadre de l'extension Minimale du Modèle Standard par la Supersymétrie (MSSM), le boson de Higgs le plus léger est neutre et doit avoir une masse inférieure à 125 GeV/c^2.

Pour la topologie des événements étudiés dans cette thèse, il est important de détecter toutes les particules afin d'avoir une bonne résolution en énergie. Pour la phase du programme LEP2, des détecteurs (scintillateurs) ont été installés afin d'améliorer l'herméticité de DELPHI, principalement dans les régions d'angle polaire situées autour de 40° et de 140°. Nous avons contribué au développement d'un algorithme permettant d'inclure la réponse des détecteurs d'herméticité dans les analyses de recherche du boson de Higgs. Ceci a permis de gagner un facteur voisin de 2 sur la rejection des événements de fond ayant un photon énergétique dans cette région.

Nous avons ensuite contribué à définir les observables qui permettent de mieux distinguer les événements de signal de ceux issus des fonds principaux venant des processus standard. Une vingtaine de variables ont été étudiées en détail. L'analyse a été faite par étapes. Dans un premier temps, nous avons rejeté les événements $\gamma\gamma$ ainsi qu'une partie des événements venant des autres processus standards, mais ayant des caractéristiques topologiques très différentes de celles des événements de signal, et enfin les événements mal reconstruits. Cela a été fait grâce à des critères de sélection assez généraux n'affectant que faiblement l'efficacité de sélection des événements de signal. Finalement, nous avons mis en place une analyse probabiliste en combinant les neuf meilleures variables.

Nous avons étudié en détail les accords entre les distributions de ces différentes variables obtenues dans les données réelles et les événements de simulation, pour toutes les énergies. L'analyse des données à $\sqrt{s} = 189$ GeV (qui est l'analyse officielle de DELPHI) n'a mis en évidence aucun signal. Cela a permis d'exclure à 95 % de niveau de confiance les masses du boson de Higgs telles que :

$$m_{\mathrm{H}} > 86,5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite observée}$$
$$m_{\mathrm{H}} > 83,2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}$$

En combinant ces résultats avec ceux obtenus dans les autres canaux de désintégration on atteint les limites suivantes à 95 % C.L. :

$$m_{\mathrm{H}} > 94,6 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,}$$
$$m_{\mathrm{H}} > 94,4 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}$$

Si ces résultats sont interprétés dans le cadre du MSSM on obtient une limite à 95 % C.L. sur la masse du boson de Higgs neutre scalaire le plus léger de :

$$m_{\mathrm{h}} > 82,6 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,}$$
$$m_{\mathrm{h}} > 81,3 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}$$

Nous avons ensuite amélioré les performances de cette même analyse en changeant la façon d'optimiser la variable discriminante pour mieux tenir compte des évolutions des distributions des différentes variables utilisées à partir des événements de signal, en fonction de la masse du boson de Higgs que l'on considère. Nous avons montré que la limite attendue (la sensibilité) de l'analyse à 189 GeV s'améliore d'environ 2 GeV/c^2. De plus, nous avons obtenu une amélioration encore plus importante sur la sensibilité de l'analyse pour les faibles masses du boson de Higgs, ce qui est très important pour explorer les régions à $\tan\beta$ intermédiare dans le plan $m_{\mathrm{h}} - \tan\beta$ (et pour la recherche du boson de Higgs Invisible). Pour les valeurs de masse plus élevées, nous avons également obtenu une amélioration non négligeable ; cela est important pour que cette analyse puisse contribuer dans les régions de masse où l'on place la limite en combinant toutes les analyses de recherche du boson de Higgs. Cet argument est renforcé par le fait que le processus de production du boson de Higgs en association avec deux neutrinos par la fusion de deux bosons W, qui devient dominant lorsqu'on explore des masses du boson de Higgs élevées, nécessite une optimisation qui dépend de la masse du boson de Higgs que l'on considère.

Nous avons utilisé cette nouvelle méthode pour les analyses des données enregistrées à $\sqrt{s} = 196$, 200 et 202 GeV. Les résultats sont encore préliminaires. En utilisant seulement l'analyse $\mathrm{H}\nu\bar{\nu}$, nous avons obtenu une amélioration d'environ 10 GeV/c^2 sur la limite à 95 % C.L. sur la masse du boson de Higgs, par rapport à celle obtenue en utilisant les données a $\sqrt{s} = 189$ GeV :

$$m_{\mathrm{H}} > 98,8 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,}$$
$$m_{\mathrm{H}} > 98,0 \ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.}$$

Les résultats de DELPHI presentés aux Conférences d'hiver 2000 sont (limites à 95 % C.L.) :

$$\begin{array}{lll} m_{\mathrm{H}} & > 103,9 \ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{H}} & > 106,3 \ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{limite attendue,} \\ m_{\mathrm{h}} & > 85,0 \ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{h}} & > 85,3 \ \mathrm{GeV}/c^2 & \text{limite attendue.} \end{array}$$

L'inclusion de l'analyse "sliding" devrait permettre d'améliorer ces résultats.

Grâce aux outils développés dans cette thèse nous avons également pu rechercher un boson de Higgs se désintégrant en une paire de particules non détectables et produit en association avec un boson Z^0 qui se désintègre en une paire quark/antiquark. L'analyse est assez similaire à la précédente, mais est étendue à toutes les saveurs de quarks. De même, pour cette analyse, aucun signal n'a été observé en ayant analysé les données enregistrées pour $\sqrt{s}$ variant de 189 à 202 GeV. Cela se traduit par une limite inférieure, à 95 % C.L., sur la masse du boson de Higgs, qui est supposé se désintègrer dans 100 % des cas en une paire de particules non détectables, de :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{hinv}} &> 105,5\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite observée,} \\ m_{\mathrm{hinv}} &> 105,3\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{limite attendue.} \end{aligned} \tag{10.4}$$

Cette mesure améliore de façon considérable l'analyse similaire effectuée dans DELPHI.

Nous avons finalement effectué la mesure de la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0 donnant un état final $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. En utilisant les données enregistrées aux quatre énergies, nous avons trouvé des résultats en assez bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Cela se traduit dans la valeur du rapport de sections efficaces :

$$R(NC02) = 0,94 \pm 0,25 \quad \text{(stat.)}$$

Bibliographie

[1] G. Kane, “Modern Elementary Particle Physics”, Addison-Wesley.

[2] T. Pei-Cheng and L. Fong Li, “Gauge Theory of Elementary Particle Physics”, Oxford Science Publications.

[3] Review of Particle Physics, *E. Phys. Jour. C* Vol.**3** No 1-4 (1998) 1–794.

[4] Pour des ouvrages, compilations d’articles assez généraux sur le boson de Higgs, voir :
G. Kane and G. Kane “Perspective on Higgs Physics”, World Scientific ;
J.F. Gussian, H.E. Habor, G. L. Kane and S. Dawson “The Higgs Hunter’s Guide”, Ed. Benjamin Cummings, Frontiers in physics.

[5] P.W. Higgs,*Phys. Lett.* **12** (1964) 132 ;
P.W. Higgs,*Phys. Rev.* **145** (1966) 1156 ;
T.W.B. Kibble,*Phys. Rev.* **145** (1967) 1554.

[6] S. Dawson, “Perspectives in Higgs Physics”, G. Kane Editor, World Scientific.

[7] T. Hambye et K. Riesselmann, “SM Higgs mass bounds from theory”, hep-ph/9708416.

[8] The LEP Experiment, *Nucl. Inst. Meth.* **A378** (1996) 101.
Pour les derniers résultats présentés à Moriond 2000, voir page
http: //lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[9] F. Abe et al. (CDF Coll.), *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 271 ;
F. Abbott et al. (D0 Coll.), *Phys. Rev.* **D60** (1999) 520015.

[10] S.P. Martin, “Prospectives on Supersymmetry”, G. Kane Editor, World Scientific.

[11] U. Amaldi et al., *Phys. Lett.* **B281** (1992) 374.

[12] S. Dimopoulos and D. Sutter, Nucl. Phys., **B452** (1995) 496.

[13] Pour une compilation d’articles sur le sujet, voir :
G.L. Kane, “Perspectives on Supersymmetry”, World Scientific.

[14] R. Acnowitt, P. Nath “Supergravity Unified Models” in Perspectives on Supersymmetry, Ed. G. L. Kane, World Scientific, 442–461.

[15] J. A. Casas, J. R. Espinosa and H. E. Haber, *Nucl. Phys.* **B256** (1998) 3.

[16] S.P. Martin and O.Wells hep-ph/9903259.

[17] A. Djouadi et al., *Phys. Lett* **B376** (1996) 220 ; A. Djouadi, séminaire donné au International Workshop in Quantum Effects in the MSSM, Barcelona, Espagne, 9-13/09/97.

[18] F. de Campos et al., *Phys. Lett* **D55** (1997) 13163.

[19] Y,Chikashige, R.N.Mohapatra, R.D Peccei, *Phys. Lett* **B98** (1981) 265.

[20] R. Shrock, M. Suzuki, *Phys. Lett* **B98** (1982) **B10**.

[21] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali *Phys. Lett.* **B429** (1998) 263 ;
I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali *Phys. Lett.* **B436** (1998) 257.

[22] I. Antoniadis *Phys. Lett.* **B246** (1990) 246 ;
I. Antoniadis, C. Munoz, M. Quiros *Nucl. Phys.* **B397** (1993) 515 ;
J.D. Lykken *Phys. Rev.* **D54** (1996) 3693.

[23] K. Dienes, E. Dudas, T.Gherghetta, *Phys. Lett.* **B436** (1998) 55 ;
Nucl. Phys. **B537** (1999) 47.

[24] *Physics at Lep200*, Yellow Report CERN 96-01, Volume 1.

[25] S. Nova, A. Olchevski and T. Todorov, Yellow Report CERN 96-02, Volume 2.

[26] http: //delphiwww.cern.ch/ offline/lepwgs.html

[27] T. Sjöstrand,*Comp. Phys. Comm.* **82** 74 (1994).

[28] P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, CERN-EP 99-79.
P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B456** (1999) 310 ;
P. Abreu *et al.*, DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B397** (1999) 158.

[29] Delphi Collaboration, *Measurement of the W-Pair Production Cross-Section and W Branching Ratios at* $\sqrt{s}$ *=189* GeV DELPHI 99-61 CONF 248.

[30] F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, "Excalibur: A Monte Carlo program to evaluate all four fermions process at LEP-200 and beyond", *Comput. Phys. Commun.* **85** 437 (1995) hep-ph/9409326.

[31] DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **303** (1991) 233 ;
DELPHI Collaboratiom, P. Abreu et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A378** (1996) 57.

[32] H. Borner et al., "The DELPHI Microvertex Detecteur",*Nucl. Instr. Meth.* **A328** (1993) 447.

[33] DELANA User's guide, DELPHI 89-44 PROG 137.

[34] DELPHI ShortDST Content, DELPHI 97-147 PROG 221.

[35] DELSIM User Manual, DELPHI 87-96 PROG-99 ;
DELSIM reference Manual, DELPHI 87-98 PROG-100.

[36] W. Bartel et al., JADE Collaboration, *Z. Phys.* **C23**, 23 (1986).

[37] S. Catani, Y. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, B.R. Webber, *Phys. Lett.* **B269**, 432 (1991).

[38] S. Bethke "Jets in Z^0 decays" Workshop on QCD: 20 years later, Aachen, Germany 9–13 June 1992 (pag 43–72).

[39] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **28** 229 (1983);
T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **39** 347 (1986);
M. Bengtsson et T. Sjöstrand *Nucl. Phys.* **289** 810 (1987);
T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **43** 367 (1987);
T. Sjöstrand, **PYTHIA** *5.7 and* **JETSET** *7.4 Physics and Manual*, CERN-TH 7112/93.

[40] G. Borisov, C. Mariotti, *Nucl. Inst. Meth.* **A372** (1996) 181.

[41] G. V. Borisov, C. Mariotti *"Performance of b-tagging at LEP2"*, DELPHI 97-16 PHYS 672.

[42] M. Boonekamp, *"B-tagging with high p_t leptons "*, DELPHI 98-54 PHYS 779.

[43] P. Rebecchi, Thèse,"Optimisation de l'herméticité du détecteur DELPHI pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2", LAL96-30, mai 1996.

[44] F. Stichebault, *Study of the Performance of the 40° Counters with the 94 Data*, DELPHI 96-18 HERM 2.

[45] P. Rebecchi, HERLIB, DELPHI official software area.

[46] M. Bigi, *Fast simulation of the 40° counters using the 1995 real data*, DELPHI 98-40 HERM 5.

[47] P. Rebecchi, *communication privée.*

[48] P. Bambade et al., *"Test and Installation of the 40 degree Counters during the 1993/1994 Shutdown"*, DELPHI 94-48 HERM 1.

[49] F. Cossuti, F. Mazzucato and A. Tonazzo, REMCLU, DELPHI note en préparation.

[50] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R.P. Henriques and L. Vitale, *"SPRIME A package for estimating the effective center of mass energy in $q\bar{q}\gamma$ events"*, DELPHI 96-124 PHYS 632.

[51] http: //home.cern.ch/ pubxx/tasks/btagging/www/syst/bsyst.html

[52] DELPHI Collaboration, "Search for neutral Higgs boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ = 183 GeV", EP/99-06, November 19,1999, *E.Phys.J.* **C10** 463 (1999).

[53] DELPHI Collaboration,"Search for neutral Higgs boson in e^+e^- collisions around $\sqrt{s}$ = 189 GeV ", EP/2000-038, March 8,2000, accepté par *E. Phys. J.* **C**.

[54] A.L. Read, *"Optimal statistical analysis of search results based on the likelihood ratio and its application to the search for the MSSM Higgs boson at 161 and 172* GeV ", DELPHI 97-158 PHYS 737.

[55] E. Gross, B.A. Kniehl, G. Wolf, *Zeit. Phys.* **C63** (1994) 417; err. ibid. **C66** (1995) 32.

[56] R. Barlow, C. Beeston,*Comp. Phys. Comm.* **77** 219 (1993).
R. Barlow, *J. Comp. Phys.* **72** 202 (1987).

[57] MA. Bizouard, Thèse, "Recherche des bosons de Higgs neutres dans les états finals à quatre jets avec le détecteur DELPHI", LAL98-37, mai 1998.

[58] Delphi Collaboration,*Search for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions up to $\sqrt{s}$ = 202* GeV , DELPHI 2000-024 CONF 345.

[59] Aleph,Delphi,L3 and Opal Collaborations,*Searches for Higgs bosons : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202* GeV , DELPHI 2000-050 CONF 365.

[60] Delphi Collaboration, *Preliminary results from search for invisible decaying Higgs bosons at* $\sqrt{s} \leq 202$ GeV, DELPHI 2000-053 CONF 368.

[61] P.Seager, contribution "Exotic Higgs searches at LEP" aux "Recontres de Moriond" Mars 2000.

[62] Delphi Collaboration, *Update of ZZ production measurement in e^+e^- interactions using data at 192-202* GeV, DELPHI 2000-041 CONF 359.

[63] P. Bambade, *communication privée.*

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier Jacques Lefrançois et François Richard pour m'avoir accueilli dans leur Laboratoire afin d'y effectuer ma thèse. Merci en particulier à François d'avoir accepté d'être le président du Jury ainsi que pour s'être toujours intéressé à mon travail et pour ses conseils et suggestions toujours pertinents. Merci aux autres membres du Jury : Pierre Binétruy, François Le Diberder et Vanina Rhulman-Kleider. Je suis particulièrement reconnaissante aux rapporteurs, François et Vanina, pour avoir lu ma thèse en un temps record et pour toutes les corrections qui l'ont grandement améliorée.

Je remercie vivement Achille pour ces trois années de travail ensemble. J'ai appris beaucoup de physique mais j'ai avant tout appris à ne pas renoncer devant les difficultés et à travailler de manière enthousiaste. Je lui suis grandement reconnaissante de la confiance qu'il m'a portée dès ma première venue au Laboratoire lors de mon stage Erasmus.

Sophiita, compañera de aventuras pendant trois ans, mille mercis pour savoir trouver toujours le bon coté des situations et pour ton humeur pétillante. Travailler trois ans sur une thèse, c'est moins difficile quand on est bien accompagnée.

Je suis particulièrement reconnaissante à Patrick Roudeau pour son intérêt constant pour mon travail et ses suggestions précieuses pendant les trois années de cette thèse. Même si l'on n'est pas toujours d'accord concernant les fraises espagnoles...

J'aimerais remercier tous les membres du groupe Delphi LAL (et ceux qui en ont fait partie pendant ma thèse) : Philip Bambade, Bernard Bouquet, Guennadi Borissov, Claire Bourdarios, Gérard Come, Frédérique Fulda, Bernard Jean-Marie, Oleg Kuznetsov, Vincent Lepeltier, Celso Martínez Rivero et Fabrizio Parodi. Merci à tous pour leur accueil et leur gentillesse.

Merci à Marie-Anne, qui a su se montrer toujours disponible, toujours prête à rechercher le bug introuvable lors des derniers changements des DELPHI PAM...

Un grand merci à Jocelyne pour sa gentillesse et sa disponibilité à tout moment. Les lecteurs de ma thèse lui seront reconnaissants pour toutes les fautes d'ortographe corrigées qui contribuent à la rendre plus lisible.

Je dois beaucoup à Catherine Bourge, Catherine Euguren et Bruno Mazoyer pour leur travail de mise en page de ma thèse. Merci beaucoup !

Lors de mes shifts j'ai eu l'occasion de cotoyer particulièrement l'équipe TPC. Patrick Jarry,

Jeanne Masse et Yannick Arnaud ont su m'introduire à la vie du puit ainsi qu'aux sentiers du Jura, qu'ils en soient grandement remerciés.
Je remercie sincèrement Alberto Benvenuti, Marco Bigi et Pierpaolo Rebecchi pour m'avoir devoilé les secrets des compteurs à 40 degrés.

La recherche du boson de Higgs ne peut être un travail individuel. Je remercie les membres du groupe Higgs et spécialement les groupe h$\nu\bar{\nu}$ pour la qualité du travail en équipe qui nous a permis de dépasser le stress de la compétition. Mes remerciements s'adressent évidemment à Rosy pour sa collaboration continue au cours de cette thèse. J'en profite ici encore pour remercier Vanina, qui n'a pas économisé ses conseils et ses coups de main lors de ces trois années de thèse.

Un merci enthousiaste va à Thierry et JeanBa pour tous les bons moments passés ensemble.

Les séjours au Cern ne seraient pas les mêmes sans Gaëlle, Morgan, Céline et Marc. Je garderai un excellent souvenir de toutes les soirées Cernoises.

Sur la longue route de la thèse, être entourée d'amis est essentiel. Un grand merci à Diane, Elias, Fanny, Nicolas et Aurélie.

M'agradaria agraïr a n'es meus pares, germans, padrí i güelos sa seua ajuda durant tots aquestos anys d'estudis. Sense es seu ànim i es seu optimisme, aquest treball no hauria set possible.

Gracis Fred per tenir sempre es bon gest, sa bona paraula, es bon somriure a n'es bon moment.

Résumé

L'observation du boson de Higgs serait d'une importance fondamentale pour la compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Dans le cadre de l'extension minimale du Modèle Standard par la supersymétrie (MSSM), le boson de Higgs le plus léger est neutre, scalaire, et sa masse doit être inférieure à environ 130 GeV/c^2.

Dans cette thèse, nous avons étudié les événements caractérisés par la présence de deux jets de particules et de l'énergie manquante. Cela constitue une signature très propre de la production du boson de Higgs en association avec un boson Z^0. Cette production est suivie par la désintégration du boson de Higgs dans une paire de quark/antiquark beaux et du boson Z^0 dans une paire de neutrinos. Pour ces études, il est nécessaire de détecter toutes les particules afin d'avoir une bonne résolution en énergie. Pour cela, nous nous sommes consacrés à l'amélioration de l'herméticité de DELPHI principalement dans les régions d'angle polaire situées au voisinage de 40° et de 140°.

En utilisant les données enregistrées par DELPHI à LEP en 1998 et en 1999 à quatre énergies différentes dans le centre de masse ($\sqrt{s}$ = 189, 196, 200 et 202 GeV), aucun signal n'a été observé. Cela a permis d'exclure à 95 % de niveau de confiance les masses du boson de Higgs telles que :

$$\begin{array}{lll} m_{\mathrm{H}} & > & 98{,}0 \;\; (98{,}5)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L. cette analyse} \\ & > & 103{,}9 \;\; (106{,}3)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L. DELPHI combinée.} \end{array}$$

Les valeurs entre parenthèses indiquent les limites attendues qui montrent la sensibilité de l'analyse. Si l'on interprète les résultats dans le cadre du MSSM, nous obtenons :

$$m_{\mathrm{h}} > 85,0 \;\; (85,3)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$

En étudiant la même topologie, nous avons également recherché un boson de Higgs se désintégrant en une paire de particules non détectables (Higgs Invisible) produit en association avec un boson Z^0 se désintégrant en une paire de quark/antiquark. De même dans ce cas, aucun signal n'a été observé, ce qui se traduit par une limite inférieure sur la masse de ce boson à 95 % de niveau de confiance de :

$$m_{\mathrm{h_{inv}}} > 105,5 \;\; (105,3)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$

Finalement, nous avons mesuré la section efficace de production d'une paire de bosons Z^0 dont l'un se désintègre en une paire de quark/antiquark (toutes saveurs confondues) et l'autre en une paire de neutrinos. Le résultat est en très bon accord avec la valeur prédite par le Modèle Standard :

$$\begin{array}{lll} \sigma^{\mathrm{NC02}}/\sigma^{\mathrm{MS}} & = 0{,}94 \pm 0{,}25 & \text{cette analyse} \\ & = 1{,}04 \pm 0{,}12 & \text{DELPHI combinée.} \end{array}$$

Mots-clefs : LEP
DELPHI
Boson de Higgs neutre
Désintégration du boson de Higgs en $b\bar{b}$
Désintégration du boson de Higgs en particules non détectables
Section efficace de production ZZ
Supersymétrie
Deux jets de particules et énergie manquante
Herméticité