

ORSAY
n° d'ordre:

LAL 95-14
Avril 1995

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

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

par

Stefan SIMION

**Recherche des bosons de Higgs neutres d'un modèle à deux doublets
avec le détecteur ALEPH au LEP**

Soutenue le 11 Avril 1995 devant la Commission d'examen

MM.	Jacques	LEFRANÇOIS	Président
	Pierre	BINETRUY	
	Patrick	JANOT	
	Elemér	NAGY	
	Wolf-Dieter	SCHLATTER	

Abstract

A search for the Higgs bosons h and A of the two-doublet models is performed. We analyze the data collected by ALEPH till 1993, corresponding to a luminosity of 63.4 pb^{-1} around the Z peak. The $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ and $b\bar{b}b\bar{b}$ final states are considered. The selection criteria are exposed. We define a single discriminant variable which combines the whole information available, thus improving the sensitivity of the analysis. Assuming $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$, an upper limit of 0.324 pb on the $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ cross section is derived. The four-b final state selection is based on the b-hadron lifetime, using the two-dimensional readout from the vertex detector. We analyze 1.53 million hadronic Z without any evidence for a signal (313 events seen, 270 ± 17 expected from the background, with 24% efficiency for $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$.)

The searches for the Standard Model Higgs boson are interpreted in the framework of a two-doublet model. The decay of the lightest scalar h into a AA pair is also considered. No signal is found and the regions excluded in the $(m_h - m_A)$ and $(m_A - \tan\beta)$ planes of the MSSM are presented. The influence of stop mixing is discussed. Assuming $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$, universal squark masses $m_Q = 1 \text{ TeV}$, no stop mixing, and $\tan\beta > 1$, a 95% C.L. lower limit on m_A equal to $45.5 \text{ GeV}/c^2$ is derived.

keywords: LEP
ALEPH
Higgs boson
Supersymmetry

Table des matières

1	Aspects théoriques	1
1.1	Les modèles avec deux doublets	1
1.1.1	Le potentiel scalaire	2
1.1.2	Les couplages aux champs de jauge	3
1.1.3	Les couplages aux fermions	5
1.2	Le problème de la hiérarchie dans le Modèle Standard	7
1.3	La supersymétrie et le MSSM	8
1.3.1	Le contenu en champs	9
1.3.2	Le secteur de Higgs dans le MSSM	10
1.3.3	Le problème du paramètre μ	12
1.4	Corrections radiatives	13
1.4.1	Le potentiel effectif à l'ordre d'une boucle	13
1.4.2	Les masses des bosons de Higgs scalaires du MSSM après corrections radiatives	15
1.5	Phénoménologie des bosons de Higgs au LEP	19
1.5.1	Production	19
1.5.2	Désintégration	21
1.5.3	Les rapports d'embranchement dans le MSSM	22
1.5.4	Le bruit de fond irréductible	22
1.5.5	Le bruit de fond réductible	26
1.6	Le plan (m_h, m_A) dans le MSSM	28
2	Description et performances du dispositif expérimental	31
2.1	Description générale du détecteur	31
2.1.1	Les sous-détecteurs à traces	31
2.1.2	Les calorimètres	32
2.2	Déclenchement de l'acquisition	33
2.3	Performances:identification des particules	34
2.4	Simulation des événements	40

3	Recherches dans le canal $hA \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$	43
3.1	Recherche de paires de particules chargées isolées	43
3.1.1	Sélection des événements	44
3.1.2	Reconstruction cinématique de l'état final	45
3.1.3	Estimation du bruit de fond à partir des données	51
3.1.4	Construction d'une variable discriminante unique	54
3.1.5	Optimisation de la coupure sur la variable unique	56
3.1.6	Choix de l'algorithme de jets	65
3.2	Recherche d'événements avec impulsion manquante	68
3.2.1	Sélection des événements	68
3.2.2	Reconstruction cinématique de l'état final	72
3.3	Recherche de paires de leptons	81
3.4	Recherche de paires de jets acoplanaires	83
4	Recherche dans le canal $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	85
4.1	Sélection des événements 4-jets $b\bar{b}b\bar{b}$	85
4.2	Effets systématiques. L'échantillon $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$	91
4.3	Reconstruction des masses	94
5	Considérations statistiques	101
5.1	Introduction	101
5.2	Le cas d'une seule analyse	102
5.3	Influence du bruit de fond et de la luminosité	102
5.4	Plusieurs analyses	104
5.4.1	Définition d'un critère d'exclusion	105
5.4.2	Construction du critère d'exclusion H	106
5.4.3	Un exemple	107
5.5	Application aux recherches dans le canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$	107
6	Tous les résultats	113
6.1	Recherches dans le canal $Z \rightarrow hZ^*$	113
6.1.1	Le cas du Modèle Supersymétrique Minimal	113
6.1.2	Et $\mu \neq 0$?	117
6.1.3	Le cas général d'un modèle avec deux doublets	118
6.2	Recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$	121

Introduction

Cette thèse contient essentiellement une présentation des recherches de bosons de Higgs neutres à LEP. C'est probablement la dernière thèse sur ce sujet, avant LEP2.

Dans le Chapitre 1, les modèles avec deux doublets scalaires sont décrits. Le spectre consiste en deux bosons de Higgs scalaires neutres h et H , un boson de Higgs pseudoscalaire neutre A et une paire de bosons de Higgs chargés H^\pm . La brisure de la symétrie électrofaible $SU(2) \times U(1)$ dans ces modèles est discutée, et les couplages des bosons de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions, au niveau le plus bas en perturbations, sont déduits explicitement.

Le problème de la hiérarchie de jauge du Modèle Standard, et de tout modèle (non-supersymétrique) avec des scalaires fondamentaux, est exposé par la suite. Il s'agit du fait que des scalaires légers ne sont pas naturels dans une théorie avec une échelle de masse grande (par exemple l'échelle de la Grande Unification ou l'échelle de Planck), à moins d'être protégés par une symétrie. Cela nous amène à introduire la supersymétrie.

Il n'est pas question ici de tenter une présentation exhaustive de la supersymétrie. Des introductions très complètes sont données comme références.

On se concentre uniquement sur le secteur de Higgs dans le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM). On explique pourquoi la supersymétrie est une symétrie brisée et on signale le sujet, très vaste, de la brisure de la supersymétrie. Un paragraphe est réservé pour expliquer, très brièvement, le traitement des corrections radiatives dans le MSSM. On estime la contribution dominante qui affecte la masse du boson de Higgs le plus léger h , en utilisant la méthode du potentiel effectif, et on signale quelques autres résultats.

En fin du premier chapitre, la phénoménologie des bosons de Higgs h et A à LEP est discutée. Les principaux états finals avec leurs rapports d'embranchement, ainsi que les sources possibles de bruit de fond, sont présentés.

Le Chapitre 2 contient une description du détecteur ALEPH et ses performances, importantes pour les analyses présentées dans cette thèse.

Dans le Chapitre 3, les analyses de l'état final $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$ sont décrites. Les critères de sélection sont présentés. Une méthode permettant de définir une variable discriminante unique, en utilisant l'ensemble de l'information disponible, est utilisée pour améliorer la sensibilité de l'analyse. Cette variable unique est obtenue à partir du produit des probabilités associées à chaque variable discriminante (énergie manquante etc...) pour que l'événement soit un événement de signal. La coupure finale sur cette variable est décidée de façon non-biaisée, en maximisant la signification statistique de l'analyse moyennée sur un grand nombre d'expériences.

On accorde une attention toute particulière à la mesure, la plus précise possible, des masses des bosons de Higgs h et A (si un signal était trouvé). L'idée de base est la reconstruction cinématique de l'état final à quatre corps, en utilisant la conservation de l'énergie-impulsion totale. Des raffinements de cette approche sont considérés. Le cas où un seul tau est identifié tandis que l'autre se trouve à proximité d'un jet hadronique, est

également discuté.

L'analyse de l'état final $b\bar{b}b\bar{b}$ se trouve dans le Chapitre 4. L'identification est basée sur la durée de vie des hadrons b . Un effet systématique important, se chiffrant à 5 déviations standard entre les données réelles et la simulation des événements hadroniques, est mis en évidence. L'amplitude de l'effet est d'abord mesurée en utilisant un échantillon de contrôle $q\bar{q}g$, puis une procédure de correction est mise en place.

Le Chapitre 5 contient une discussion formelle mais compréhensible d'une méthode statistique utilisée pour combiner plusieurs analyses. On introduit la notion d'un critère qui permet d'affirmer, à partir des nombres d'événements observés dans chaque analyse, si une théorie donnée est exclue ou non. On expose clairement la procédure adoptée pour construire ce critère. Cette méthode est ensuite appliquée aux recherches dans l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. On déduit une limite supérieure sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ en fonction de m_h et de m_A .

Le Chapitre 6 est consacré aux résultats obtenus en combinant les différentes analyses. Le cas particulier de la désintégration $h \rightarrow AA$ est également discuté dans ce chapitre. Les deux canaux complémentaires $Z \rightarrow hZ^*$ et $Z \rightarrow hA$ sont combinés pour déduire le domaine exclu dans le plan (m_h, m_A) , dans un modèle général avec deux doublets. Les domaines exclus dans le MSSM sont également présentés. Deux situations sont considérées : (i) absence de mélange ($\tilde{t}_L - \tilde{t}_R$), et (ii) les paramètres de brisure A_t , m_Q et le paramètre supersymétrique μ sont autorisés à varier indépendamment les uns des autres.

Chapitre 1

Aspects théoriques

Le plan du chapitre est le suivant. Tout d'abord on décrit le secteur de Higgs dans le cadre général des modèles à deux doublets. Les couplages importants pour la phénoménologie des bosons de Higgs à LEP I sont déduits explicitement. L'argument principal pour considérer ce modèle vient de la supersymétrie, qui sera introduite dans une deuxième partie. L'une des propriétés attirantes des théories supersymétriques est l'absence de divergences. On exposera donc le problème des divergences quadratiques dans le Modèle Standard et la façon dont la supersymétrie résout ce problème. Le secteur de Higgs dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM) sera ensuite discuté. Finalement, un paragraphe est réservé pour expliquer (très brièvement) le traitement des corrections radiatives dans le MSSM.

1.1 Les modèles avec deux doublets

L'ensemble des données expérimentales disponibles à l'heure actuelle est en parfait accord avec le Modèle Standard [1]. Par exemple, la relation

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

automatiquement valable dans un modèle où les champs de Higgs sont doublets (et singulets) d'isospin faible, est vérifiée expérimentalement d'une manière remarquable [4] :

$$\rho = 1.0004 \pm 0.0022 \pm 0.002$$

Toutefois, le mécanisme de Higgs, responsable de la brisure de la symétrie électrofaible $SU(2) \times U(1)$, ainsi que les couplages de jauge trilineaires, restent toujours à être confirmés. Rien ne prouve que la brisure spontanée de symétrie doit être réalisée de façon minimale, avec un seul doublet de champs scalaires complexes qui acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle, comme dans le Modèle Standard. Des modèles plus compliqués peuvent être considérés, tout en préservant la contrainte expérimentale $\rho = 1$.

1.1.1 Le potentiel scalaire

Nous discutons la brisure de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ dans un modèle avec deux doublets de champs scalaires complexes.

On dénote les deux doublets par

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix},$$

et leurs valeurs moyennes dans le vide, par v_1 et v_2 . Il s'agit maintenant de construire le potentiel le plus général, renormalisable, invariant sous $SU(2) \times U(1)$, à partir des champs Φ_1 et Φ_2 .

Les différents termes sont :

$$\begin{aligned} & \Phi_1^\dagger \Phi_1, \Phi_2^\dagger \Phi_2, \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c., \\ & (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2, (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2, \\ & (\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2), (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1), (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c. \end{aligned} \quad (1.1)$$

et le potentiel de Higgs s'écrit [5] :

$$\begin{aligned} V = & \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2)^2 \\ & + \lambda_3[(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2) + (\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2)]^2 \\ & + \lambda_4[(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1)] \\ & + \lambda_5[\text{Re}(\Phi_1^\dagger \Phi_2) - v_1 v_2 \cos \xi]^2 \\ & + \lambda_6[\text{Im}(\Phi_1^\dagger \Phi_2) - v_1 v_2 \sin \xi]^2. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Le minimum du potentiel (*i.e.* le vide de la théorie) se réalise pour

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}.$$

Pour $\sin \xi \neq 0$ il y a violation de CP dans le secteur de Higgs [6]; seulement le cas $\xi = 0$ sera considéré dans la suite. En développant le potentiel 1.2 autour de son minimum, les termes de masses pour les champs de Higgs sont :

$$\begin{aligned} V = & (\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2(\phi_1^0 + c.c.)^2 + (\lambda_2 + \lambda_3)v_2^2(\phi_2^0 + c.c.)^2 \\ & + \lambda_3 v_1 v_2 (\phi_1^0 + c.c.)(\phi_2^0 + c.c.) \\ & + \frac{1}{4}\lambda_5 [v_1(\phi_2^0 + c.c.) + v_2(\phi_1^0 + c.c.)]^2 \\ & + \frac{1}{4}\lambda_6 [v_1(\phi_2^0 - c.c.) - v_2(\phi_1^0 - c.c.)]^2 \\ & + \lambda_4 [v_1^2 \phi_2^+ \phi_2^- + v_2^2 \phi_1^+ \phi_1^- - v_1 v_2 (\phi_1^+ \phi_2^- + c.c.)] + \mathcal{O}(\phi^3). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dans le secteur chargé, la brisure de la symétrie électrofaible se traduit par l'apparition d'une paire de bosons de Higgs chargés H^\pm , et les bosons de Goldstone de masse nulle

G^\pm . La matrice des masses carrées est donnée par les termes proportionnels à λ_4 . En diagonalisant cette matrice, on obtient l'expression des champs physiques H^\pm :

$$\begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

et la masse des bosons de Higgs chargés est $m_{H^\pm} = \lambda_4(v_1^2 + v_2^2)$. L'angle de mélange β est lié aux valeurs moyennes dans le vide des deux doublets,

$$\tan \beta = v_2/v_1. \quad (1.5)$$

Dans le secteur neutre, les parties réelle et imaginaire se découpent :

$$\text{CP}^+ : \quad \psi_{1,2}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{1,2}^0 + \text{c.c.}) \quad (1.6)$$

$$\text{CP}^- : \quad \chi_{1,2}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{1,2}^0 - \text{c.c.}) \quad (1.7)$$

Ainsi on obtient un boson de Goldstone CP-impair, et trois bosons de Higgs neutres : h^0 , H^0 (CP-pairs) et A^0 (CP-impair). La partie pseudoscalaire est donnée par les termes proportionnels à λ_6 , et le passage aux états propres de masse A et G se fait selon

$$\begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

La masse du boson de Higgs CP-impair est $m_A^2 = \frac{1}{2}\lambda_6(v_1^2 + v_2^2)$. Dans le secteur scalaire neutre, la matrice de masse \mathcal{M} est

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 4(\lambda_1 + \lambda_3)v_1^2 + \lambda_5 v_2^2 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 & 4(\lambda_2 + \lambda_3)v_2^2 + \lambda_5 v_1^2 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

et introduit la matrice de passage des états propres de masse h et H comme suit :

$$\begin{pmatrix} \psi_1^0 \\ \psi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

On obtient l'expression de α , l'angle de mélange dans le secteur scalaire neutre :

$$\tan 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}} \quad (1.11)$$

1.1.2 Les couplages aux champs de jauge

Ces couplages sont surtout importants pour la production des bosons de Higgs à LEP. On compare la situation d'un modèle avec deux doublets, à celle du Modèle Standard. Les étapes importantes du calcul seront soulignées.

Pour les deux doublets ayant $I = \frac{1}{2}$ et $Y=1$, les dérivées covariantes sont :

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu \equiv \partial_\mu - i\mathcal{G}_\mu. \quad (1.12)$$

et les termes cinétiques s'expriment de façon générique

$$(D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) = \Phi^\dagger(\overleftarrow{\partial}_\mu + i\mathcal{G}_\mu^\dagger)(\partial^\mu - i\mathcal{G}^\mu)\Phi. \quad (1.13)$$

A présent on choisit la jauge unitaire pour éliminer les termes (non-physiques) du type $\mathcal{G}_\mu^\dagger\partial^\mu\Phi$, ce qui revient à imposer $G^\pm \equiv G^0 \equiv 0$. On obtient

$$(D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) = (\partial_\mu\Phi^\dagger)(\partial^\mu\Phi) + \sum_{i,j}(\mathcal{G}_\mu\mathcal{G}^\mu)_{ij} \cdot \mathcal{H}_{ij} + \sum_{i,j}(\mathcal{G}^\mu)_{ij} \cdot \mathcal{H}'_{\mu ij} \quad (1.14)$$

La matrice $\mathcal{G}_\mu^\dagger\mathcal{G}^\mu$ contient les champs de jauge tandis que \mathcal{H} contient les champs de Higgs. On peut ainsi comparer facilement les couplages de jauge du modèle avec deux doublets de champs de Higgs, par rapport au Modèle Standard :

- Dans le Modèle Standard :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{11}^{\text{SM}} = \mathcal{H}_{12}^{\text{SM}} = \mathcal{H}_{21}^{\text{SM}} &= 0 \\ \mathcal{H}_{22}^{\text{SM}} &= v^2 + \frac{1}{2}|h^0|^2 + \frac{v}{\sqrt{2}}(h^0 + c.c.) \\ \mathcal{H}'^{\text{SM}} &= 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

- Dans un modèle avec deux doublets :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{11} &= H^+H^- \\ \mathcal{H}_{12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}[H^-h^0 \cos(\beta - \alpha) - H^-H^0 \sin(\beta - \alpha) + iH^-A^0] \\ \mathcal{H}_{21} &= \mathcal{H}_{12}^* \\ \mathcal{H}_{22} &= v_1^2 + v_2^2 + \frac{1}{2}(|H^0|^2 + |h^0|^2 + |A^0|^2) \\ &\quad + \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2}{2}}[(h^0 + c.c.) \sin(\beta - \alpha) + (H^0 + c.c.) \cos(\beta - \alpha)] \\ \mathcal{H}'_{\mu 11} &= iH^+\partial_\mu H^- + c.c. \\ \mathcal{H}'_{\mu 12} &= \frac{1}{\sqrt{2}}[(H^-\partial_\mu A^0 - A^0\partial_\mu H^-) \\ &\quad + i(H^-\partial_\mu H^0 - H^0\partial_\mu H^-) \sin(\beta - \alpha) - i(H^-\partial_\mu h^0 - h^0\partial_\mu H^-) \cos(\beta - \alpha)] \\ \mathcal{H}'_{\mu 21} &= (\mathcal{H}'_{\mu 12})^* \\ \mathcal{H}'_{\mu 22} &= (h^0\partial_\mu A^0 - A^0\partial_\mu h^0) \cos(\beta - \alpha) - (H^0\partial_\mu A^0 - A^0\partial_\mu H^0) \sin(\beta - \alpha) \end{aligned} \quad (1.16)$$

La somme des valeurs moyennes dans le vide carrées est fixée par les masses des bosons de jauge : $m_W^2 = g^2(v_1^2 + v_2^2)/2$. Les couplages trilineaires des bosons de Higgs scalaires

neutres h et H à une paire de bosons de jauge (WW ou ZZ) sont contenus dans \mathcal{H}_{22} ; en se rapportant aux couplages du Modèle Standard on a (H_{SM} symbolise le boson de Higgs Standard; VV est une paire de bosons vecteurs, ZZ ou WW):

$$\frac{g_{VVh}}{g_{VVH_{\text{SM}}}} = \sin(\beta - \alpha) \quad ; \quad \frac{g_{VVH}}{g_{VVH_{\text{SM}}}} = \cos(\beta - \alpha) \quad (1.17)$$

Les autres couplages avec une paire de bosons de jauge sont quartiques. Les couplages $VVhh$, $VVHH$ et $VVAA$ ont tous la même intensité, égale à celle du Modèle Standard $VVH_{\text{SM}}H_{\text{SM}}$. Tous les autres couplages, impliquant les bosons de Higgs chargés, n'ont pas d'équivalent dans le Modèle Standard: H^+H^-WW , H^+H^-ZZ , $H^+H^-Z\gamma$, H^+W^-Zh , H^+W^-ZH , H^+W^-ZA , plus ceux obtenus par $Z \leftrightarrow \gamma$.

La matrice \mathcal{H}' contient les couplages dérivatifs, avec un boson de jauge et deux bosons de Higgs: H^+H^-Z , $H^+H^-\gamma$, H^+W^-h , H^+W^-H , H^+W^-A , ZhA , ZHA . Le couplage ZhA , par exemple, s'écrit :

$$\frac{g \cos(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu \quad \begin{array}{c} \text{h} \\ \nearrow \text{---} p \\ \text{---} Z \text{---} \\ \searrow \text{---} p' \\ \text{A} \end{array} \quad (1.18)$$

D'autres couplages qui sont absents à l'ordre le plus bas sont engendrés radiativement à une boucle: hgg , Hgg , Agg , H^+W^-Z , $H^+W^-\gamma$.

1.1.3 Les couplages aux fermions

Ils sont importants pour la désintégration des bosons de Higgs, mais également pour la production aux collisionneurs hadroniques, par fusion de gluons.

Le lagrangien qui décrit les couplages des bosons de Higgs aux fermions est soumis à des contraintes liés à l'absence des courants neutres changeant la saveur (FCNC). Par exemple, l'existence des courants neutres changeant l'étrangeté (SCNC) est fortement contrainte par la différence très petite des masses des kaons $K_1^0 - K_2^0$ [4].

Pour que les FCNC soient naturellement absents dans la théorie, les conditions suivantes sont nécessaires et suffisantes [7]: tous les quarks ayant la même charge et chiralité doivent (1) se transformer selon la même représentation de $SU(2)$, (2) correspondre à la même valeur propre de l'isospin faible, et (3) recevoir leurs masses d'une source unique. La première condition assure l'absence des FCNC à l'ordre zéro (au niveau arbre); elle est automatiquement satisfaite dans tout modèle avec une structure en familles similaire au Modèle Standard. La deuxième condition est nécessaire pour que les FCNC soient absents à l'ordre d'une boucle, après corrections radiatives. La condition (3) restreint les

choix possibles des couplages aux champs de Higgs. Elle revient à coupler les quarks d'une charge et chiralité données à un seul champ de Higgs, au plus. Dans ce cas, la matrice de masse des quarks est diagonalisée en même temps que les couplages aux bosons de Higgs. Si, par contre, on couple par exemple les quarks "down" aux deux doublets de Higgs Φ_1 et Φ_2 , les termes impliquant les composantes neutres des champs scalaires sont :

$$\lambda_{ab}^{(1)} \bar{d}_a (1 - \gamma_5) d_b (\phi_1^0 + v_1) + \lambda_{ab}^{(2)} \bar{d}_a (1 - \gamma_5) d_b (\phi_2^0 + v_2) + h.c.$$

a, b étant les indices de saveur. La rotation des champs d qui diagonalise la matrice des masses $\lambda_{ab}^{(1)} v_1 + \lambda_{ab}^{(2)} v_2$, laisse des couplages non-diagonaux avec les champs de Higgs. Ces derniers sont des combinaisons de ϕ_1^0 et ϕ_2^0 , fixées en diagonalisant la matrice des masses dans le secteur de Higgs scalaire, comme on vient de le voir (1.10). Un couplage non diagonal du genre $h^0 \bar{d} s$ contribue aux SCNC par l'échange d'un boson de Higgs neutre, $u \bar{s} \rightarrow h^0 \rightarrow \bar{u} s$. Ce processus serait responsable d'un mélange important dans le système des kaons, qui est exclu expérimentalement.

Seul le lagrangien intéressant pour la supersymétrie sera considéré. Dans ce modèle, l'un des doublets de Higgs (Φ_1) se couple aux quarks "down" et aux leptons, tandis que Φ_2 se couple aux quarks "up". Les termes de Yukawa sont :

$$\mathcal{L}_Y = \lambda_f \bar{L} \Phi_1 R + \lambda_d \bar{Q} \Phi_1 D + \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi}_2 U + h.c. \quad (1.19)$$

où les termes ont la même signification que dans le Modèle Standard, et

$$\tilde{\Phi}_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^{0*} \\ -\phi_2^- \end{pmatrix}$$

Remplacer les champs Φ_1 et Φ_2 par leurs expressions en termes des champs physiques h, H, A et H^\pm conduit à

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \frac{gm_l}{M_W \cos \beta} [\bar{l}l(H \cos \alpha - h \sin \alpha) - i \sin \beta \bar{l} \gamma_5 l A] \\ &+ \frac{gm_d}{M_W \cos \beta} [\bar{d}d(H \cos \alpha - h \sin \alpha) - i \sin \beta \bar{d} \gamma_5 d A] \\ &+ \frac{gm_u}{M_W \sin \beta} [\bar{u}u(H \sin \alpha + h \cos \alpha) - i \cos \beta \bar{u} \gamma_5 u A] \\ &- \frac{gm_l}{M_W} \tan \beta \bar{\nu}_L e_R H^+ + h.c. \\ &- \frac{g}{2M_W} \bar{u} K [(m_u \cot \beta + m_d \tan \beta) - (m_u \cot \beta - m_d \tan \beta) \gamma_5] d H^+ + h.c. \end{aligned} \quad (1.20)$$

où K est la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Finalement, on peut exprimer les couplages des bosons de Higgs neutres aux fermions par rapport au couplage unique du Modèle Standard $g(m_f/M_W) H_{SM} \bar{f} f$:

$$\begin{array}{ll}
Hu\bar{u} : \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} & Hd\bar{d} : \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \\
hu\bar{u} : \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} & hd\bar{d} : -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \\
Au\bar{u} : \cot \beta & Ad\bar{d} : \tan \beta
\end{array}$$

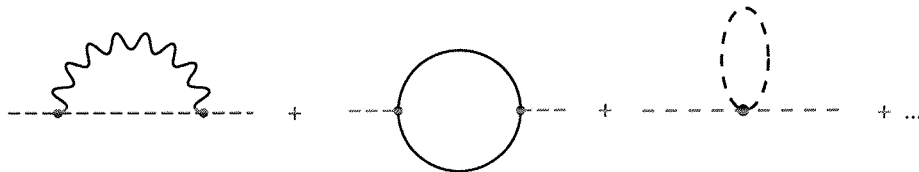
Ici u dénote les quarks “up” et les neutrinos, et d les quarks “down” et les leptons; il ne faut pas oublier le facteur $i\gamma_5$ qui est présent aux vertex Aff.

1.2 Le problème de la hiérarchie dans le Modèle Standard

Malgré son succès phénoménologique, le Modèle Standard n’est pas satisfaisant pour plusieurs raisons : il contient un grand nombre de paramètres libres (une vingtaine) et ne prend pas en compte l’interaction gravitationnelle. Le Modèle Standard doit être considéré comme la limite à basse énergie d’une théorie plus fondamentale.

Ainsi le Modèle Standard est défini jusqu’à une échelle Λ , au-delà de laquelle il cesse d’être valable. Certainement, Λ est plus petit que la masse de Planck $M_P \sim 10^{19}$ GeV, énergie à laquelle la description correcte des phénomènes physiques nécessite une théorie quantique de la gravitation.

Toutefois, si Λ est plus grand que 1 TeV, il est difficile de comprendre comment la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs peut être égale à $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV. La valeur v est obtenue en minimisant le potentiel $V = \mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$ (où $\mu^2 < 0$ pour briser $SU(2)\times U(1)$): $v^2 = -\mu^2/2\lambda$. Il apparaît que le paramètre μ est affecté par des corrections radiatives quadratiquement divergentes :



$$\delta\mu^2 \propto C \cdot \Lambda^2 + \mathcal{O}(\log \Lambda),$$

où C est un facteur fixé par le spectre de la théorie (les particules qui entrent dans la boucle) et Λ est la coupure sur leurs impulsions. Autrement dit, un champ scalaire léger, de l’ordre de l’échelle électrofaible, n’est pas naturel [8] en présence d’une échelle beaucoup plus grande Λ , à moins d’être protégé par une symétrie.

Le comportement ultraviolet des champs de jauge et des champs de fermions n’est que logarithmiquement divergent, grâce aux symétries qui protègent ces champs contre des divergences quadratiques : la symétrie de jauge dans le cas des bosons de jauge et la symétrie chirale dans celui des fermions. Dans le Modèle Standard, il n’existe pas

de symétrie pour empêcher les champs scalaires de recevoir des corrections radiatives quadratiques. Ce problème est résolu dans le cadre de la supersymétrie.

1.3 La supersymétrie et le MSSM

La supersymétrie [9, 10, 11] est une symétrie relativiste qui étend l'algèbre de Poincaré à une algèbre contenant des charges spinorielles.

La supersymétrie est non seulement une symétrie supplémentaire du Lagrangien, c'est aussi l'unique moyen de construire une théorie avec des propriétés ultraviolettes exceptionnelles.

Le but ultime des théories supersymétriques est de décrire de façon cohérente la gravitation quantique et d'unifier les quatre interactions fondamentales. Les interactions électrofaible et forte sont médiées par les bosons de spin 1 et la gravitation par un boson de spin 2, le graviton. Il est envisageable que ces quatre forces s'unifient dans de cadre d'une symétrie avec des opérateurs spinoriels, comme la supersymétrie.

Au lieu de développer l'algèbre supersymétrique, le raisonnement utilisé dans [2] sera reproduit ici. Soit Q un opérateur de la supersymétrie, qui transforme un champ bosonique en un champ fermionique, $QB = F$. Les dimensions (en unités de masse) sont $[B] = 1$, $[F] = 3/2$ et donc $[Q] = 1/2$. En faisant agir maintenant Q^2 sur un champ de boson, le résultat doit être un boson. Mais $[Q^2B] = 2$, donc en appliquant Q deux fois sur un champ de boson = un objet de dimension 1 que multiplie ce champ de boson. Le seul objet de dimension 1 covariant de Lorentz est la quadriimpulsion. Donc, deux transformations supersymétriques égale une translation. Lorsque la supersymétrie est réalisée localement, elle s'identifie naturellement aux transformations générales de l'espace-temps. La supersymétrie locale apparaît donc comme un candidat potentiel pour unifier la physique des particules et la gravitation.

Une théorie avec N opérateurs spinoriels distincts Q_α peut être envisagée. Cependant, vu qu'il n'est pas possible de construire un Lagrangien avec des champs de spin supérieur à 2, on déduit qu'il n'existe pas de supersymétrie étendue ayant $N > 8$.

Dans le cas d'une seule charge spinorielle ($N = 1$), trois types de supermultiplets interviennent dans le Lagrangien :

- supermultiplets chiraux, dénotés $(0, \frac{1}{2})$, qui associent un champ scalaire complexe et un spineur de Weyl ou Majorana;
- supermultiplets vectoriels, dénotés $(\frac{1}{2}, 1)$, qui associent un spineur de Majorana et un champ vectoriel de masse nulle;
- le supermultiplet gravitationnel $(\frac{3}{2}, 2)$.

Dans chaque supermultiplet, le nombre de degrés de liberté bosoniques égale celui des degrés de liberté fermioniques; dans la limite de la supersymétrie non brisée toutes les

particules d'un supermultiplet ont la même masse. Etant donné que, dans le calcul des corrections radiatives, chaque boucle de fermions contribue avec un signe moins, cela garantit la suppression des divergences quadratiques lorsque les contributions de toutes les particules sont prises en compte.

Le comportement ultraviolet doux des théories supersymétriques est décrit par les théorèmes de non-renormalisation [12] : dans ces théories, les renormalisations des masses et des constantes de couplage sont données uniquement par la renormalisation de la fonction d'onde.

Cependant, l'expérience montre que la Nature n'est pas supersymétrique. Par exemple, il n'existe pas de particule chargée de spin 0 ayant la masse de l'électron. De même, si le muon et son partenaire supersymétrique avaient la même masse, le moment magnétique anomal du muon serait égal à zéro. En effet, la mesure expérimentale de $(g - 2)_\mu$ contraint fortement le spectre d'une théorie supersymétrique [15].

Au mieux, la supersymétrie doit être une symétrie brisée. Dans ce cas, les bosons et les fermions d'un multiplet ont des masses différentes. Malheureusement, une fois encore, les différentes tentatives d'associer les particules connues entre elles par des transformations de supersymétrie, se heurtent à des difficultés fondamentales [16]. La seule possibilité est d'associer aux particules habituelles de nouvelles particules (supersymétriques), qui restent à être découvertes.

L'échelle à laquelle la supersymétrie est brisée doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible, pour éviter de faire face à nouveau à un problème de hiérarchie [17]. Ceci implique que les superpartenaires devraient être directement mis en évidence dans les accélérateurs futurs.

La gravitation joue probablement un rôle fondamental dans tous les mécanismes de brisure (spontanée ou non-spontanée) de la supersymétrie. Il est cependant très difficile de construire un modèle acceptable où la supersymétrie est brisée spontanément alors qu'un nombre de modèles avec brisure explicite peuvent satisfaire toutes les contraintes phénoménologiques, tout en gardant les bonnes propriétés ultraviolettes de la supersymétrie exacte.

1.3.1 Le contenu en champs

Le contenu en champs minimal, nécessaire pour que la supersymétrie se réalise en accord avec les données expérimentales actuelles, est représenté schématiquement dans le tableau 1.1. De nouvelles particules, qui sont les superpartenaires des particules habituelles, sont introduites.

Le photon est associé à un fermion de spin 1/2, le *photino*; les gluons sont associés à l'octet de spin 1/2 des *gluinos*. Aux leptons et quarks on associe leurs partenaires scalaires. De même, aux bosons de jauge W et Z correspondent de nouveaux fermions, les *jauginos*.

Après brisure de la symétrie par le mécanisme de Higgs, les champs sont ceux représentés dans le tableau 1.2. Les bosons vecteurs W et Z acquièrent des masses de l'ordre M_W ,

ainsi que leurs partenaires fermioniques.

Superchamp	Spin 1	Spin 1/2	Spin 0
matière		Leptons, quarks	<i>sleptons, squarks</i>
jauge	γ, g W, Z	<i>jauginos</i>	
Higgs		<i>Higgsinos</i>	bosons de Higgs

Tableau 1.1: Contenu minimal en champs d'un modèle $N = 1$ supersymétrique.

1.3.2 Le secteur de Higgs dans le MSSM

La supersymétrie requiert la présence de *deux* doublets de champs de Higgs pour briser la symétrie électrofaible. Techniquement, ceci est justifié par le fait que la somme des charges électriques des partenaires fermioniques des champs de Higgs doit être zéro, pour éliminer les anomalies.

On peut arriver à la même conclusion en comptant le nombre de degrés de liberté des superchamps massifs. La composante neutre contient le boson vecteur Z (3 degrés de liberté), deux spineurs (les zinos, 4 degrés de liberté) et le champ de Higgs réel H (1 degré de liberté). La composante chargée contient les W, *quatre winos* et donc nécessairement un champ de Higgs complexe H^\pm . Trois degrés de liberté pour les champs de Higgs (plus les degrés de liberté longitudinaux du W et du Z) doivent être fournis par au moins deux doublets scalaires complexes. Dans la notation de la supersymétrie, ces deux champs sont :

$$H_1 = \Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} \quad ; \quad H_2 = \tilde{\Phi}_2 = \begin{pmatrix} -\phi_2^+ \\ \phi_2^{0*} \end{pmatrix}.$$

Dans le formalisme des superchamps [20], le seul terme qui contribue au superpotentiel de Higgs est

$$W_{Higgs} = \mu \hat{H}_1 \hat{H}_2. \quad (1.21)$$

Superchamp	Spin 1	Spin 1/2	Spin 0
matière		Leptons, quarks	<i>sleptons, squarks</i>
superchamp de jauge de masse nulle	γ, g	<i>photino, gluino</i>	
superchamp de jauge massif	W^\pm, Z	fermions massifs (<i>winos, zinos, ...</i>)	bosons de Higgs

Tableau 1.2: La structure des champs après brisure de $SU(2) \times U(1)$.

Le passage au potentiel canonique habituel se fait selon la règle :

$$V = \frac{1}{2}(\vec{D}^2 + D'^2) + F^2 + V_{soft} \quad (1.22)$$

où

$$\vec{D} = \frac{1}{2}gA_i^* \vec{\sigma}_{ij} A_j \quad , \quad D' = Y_i g' A_i^* A_i \quad , \quad F^2 = F_i^* F_i \quad , \quad F_i = \frac{\partial W}{\partial A_i} \quad (1.23)$$

A_i étant les quatre champs scalaires et Y_i leurs hypercharges. Dans le potentiel de Higgs, les termes brisant explicitement la supersymétrie sont :

$$V_{soft} = m_1^2(H_1^{i*} H_1^i) + m_2^2(H_2^{i*} H_2^i) + m_{12}^2 \epsilon_{ij} (H_1^i H_2^j + h.c.).$$

L'expression du potentiel scalaire est donc la suivante :

$$V = \mu^2(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + \frac{1}{2}g^2(H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1) + V_{soft}.$$

Le potentiel V fait intervenir les couplages de jauge g et g' , le paramètre supersymétrique μ et les paramètres de brisure douce m_1, m_2 et m_{12} . Le minimum du potentiel se réalise pour les valeurs moyennes dans le vide v_1, v_2 données par

$$\begin{aligned} (m_1^2 + \mu^2)v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_1 &= 0 \\ (m_2^2 + \mu^2)v_2 - m_{12}^2 v_1 - \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_2 &= 0. \end{aligned} \quad (1.24)$$

De plus, la somme $v_1^2 + v_2^2$ est fixée par la masse du W et leur rapport est $\tan \beta$, l'un des paramètres libres du modèle. Les trois autres paramètres m_{12} , $m_1^2 + \mu^2$ et $m_2^2 + \mu^2$, sont soumis aux contraintes 1.24. Au niveau arbre, le potentiel de Higgs est donc déterminé par $\tan \beta$ et par un seul de ces trois paramètres; le plus souvent on choisit $m_{12}^2 \equiv \frac{1}{2}m_A^2 \sin 2\beta$.

Il est important de préciser les relations valables à l'ordre le plus bas, entre les masses des bosons de Higgs h , H et A et celles des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} m_A^2 &= m_{H^\pm}^2 - m_W^2 \\ m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

On arrive ainsi à prédire un boson de Higgs plus léger que le Z ,

$$m_h < \min(m_A, m_Z) |\cos 2\beta| < m_Z \quad (1.26)$$

Ce résultat (à l'ordre zéro en théorie des perturbations) est valable dans n'importe quel modèle supersymétrique. On trouve également, pour le MSSM, que $m_{H^\pm} > m_W$, $m_H > m_Z$ et $m_A > m_h$. La matrice des masses dans le secteur neutre est

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_A^2 \sin^2 \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta & -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta \\ -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta & m_A^2 \cos^2 \beta + m_Z^2 \sin^2 \beta \end{pmatrix}.$$

1.3.3 Le problème du paramètre μ

Le terme quadratique, invariant par supersymétrie, $\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$ est peu naturel dans une théorie avec une échelle de masse grande, par exemple M_P : il est alors difficile à expliquer pourquoi $\mu \ll M_P$. Ceci est important car μ intervient directement dans le potentiel de Higgs, donc c'est un paramètre relevant dans la physique de basse énergie. Ce problème, spécifique au MSSM, est connu sous le nom de "problème du μ " [21].

D'un autre côté, le terme $H_1 H_2$ est nécessaire pour fixer la phase relative entre H_1 et H_2 . Autrement, si le Lagrangien était invariant par une transformation du genre $H_1 \rightarrow e^{i\phi(x)} H_1$ (accompagnée d'une rotation correspondante des champs de fermions se couplant à H_1), cela se traduirait par l'existence de l'axion de Weinberg et Wilczek [22], qui est exclu expérimentalement.

Les recherches directes de *charginos* et *neutralinos* [23] excluent également un paramètre μ inférieur à quelques dizaines de GeV.

Ce problème est résolu, par exemple, dans un modèle avec un singulet supplémentaire qui reçoit une valeur dans le vide non-nulle. Dans ce cas le terme quadratique $\mu H_1 H_2$ est remplacé par un terme cubique $\lambda S H_1 H_2$, et $\lambda < S >$ joue le rôle du paramètre μ . La valeur moyenne dans le vide du singulet S pourrait être reliée naturellement à v_1 et v_2 qui sont de l'ordre de M_W .

En fait, il s'agit là de la motivation principale en faveur d'un modèle non-minimal (NMSSM). Le NMSSM ne fait pas l'objet de cette discussion. Une analyse détaillée de ce modèle peut être trouvée dans [31, 24].

1.4 Corrections radiatives

L'existence d'un boson de Higgs plus léger que le Z signifie la possibilité de tester la supersymétrie dans un avenir proche, par exemple à LEP II [36]. En fait, lorsque les corrections radiatives sont prises en compte, les relations mentionnées plus haut ne sont plus valables. En particulier, la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger reçoit des corrections importantes, dues essentiellement au quark top.

Il existe trois approches qui traitent le problème des corrections radiatives. La plus rigoureuse [28] revient à calculer tous les diagrammes de Feynman à l'ordre d'une boucle et d'effectuer le programme complet de renormalisation. Cette méthode a l'avantage de fournir les résultats numériques les plus précis pour des masses des particules supersymétriques situées autour de l'échelle électrofaible. Le problème est compliqué par le mélange entre les différents états physiques (h et H); c'est une situation déjà rencontrée dans le Modèle Standard (γ et Z) [3].

La méthode la plus générale [27, 30] est basée sur les équations du groupe de renormalisation (RGE). Elle suppose l'existence de deux échelles d'énergie largement séparées, par exemple

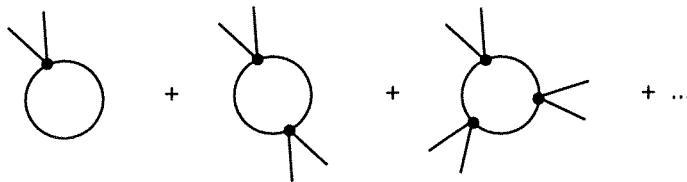
$$M_{SUSY} (\sim m_{\tilde{q}} \sim m_H) \gg M_{EW} (\sim m_h \sim m_t \sim m_Z). \quad (1.27)$$

A basse énergie, la théorie se réduit au Modèle Standard, et à grande énergie, la supersymétrie est rétablie. Donc, à basse énergie, les masses et les couplages évoluent selon les RGE du Modèle Standard. Les relations valables à l'ordre le plus bas dans le MSSM sont imposées en tant que conditions à la limite, à l'échelle M_{SUSY} . Cette approche permet de traiter correctement le cas où M_{SUSY} est supérieur à M_Z de plusieurs ordres de grandeur. D'un autre côté, comme on l'a vu précédemment, si la supersymétrie doit résoudre le problème de naturalité du Modèle Standard, on s'attend à ce que les masses de la supersymétrie se situent autour de M_{EW} et 1.27 n'est plus valable.

La troisième approche [25, 26] consiste à identifier les masses et les couplages aux dérivées correspondantes du potentiel effectif, évaluées à son minimum. On rappelle d'abord la technique de calcul du potentiel effectif, qui sera appliquée ensuite au cas particulier du MSSM.

1.4.1 Le potentiel effectif à l'ordre d'une boucle

Il s'agit de calculer la somme de tous les diagrammes à une particule irréductibles du genre



Les lignes externes sont des champs de Higgs ϕ_k et les particules dans la boucle peuvent être ces mêmes champs scalaires (self-corrections), des scalaires auxiliaires, des champs de fermions ou bien les champs de jauge.

Contribution des champs scalaires : chaque vertex $\phi^a \text{---} \bigvee \text{---} \phi^b$ vaut $i\partial^2 U / \partial\phi^a \partial\phi^b$ (évalué au minimum du potentiel U), ϕ^a et ϕ^b étant les champs scalaires dans la boucle. On dénote ces vertex par la matrice des dérivées partielles $(U'')_{ab}$. Dans la boucle chaque propagateur donne une contribution en $1/k^2$. Le diagramme avec n vertex s'écrit ($1/2n$ est le facteur de symétrie):

$$\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{2n} \left(\frac{U''}{k^2} \right)^n.$$

La somme de tous les diagrammes vaut

$$\frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \log \left(1 + \frac{U''}{k^2} \right). \quad (1.28)$$

Il faut également sommer sur tous les états (indices) internes a, b, \dots ce qui revient à prendre la trace de 1.28. L'intégrale est divergente; en introduisant la coupure Λ on obtient (à une constante infinie près):

$$V^{(1)} = \frac{\Lambda^2}{32\pi^2} U'' + \frac{(U'')^2}{64\pi^2} \log \left(\frac{U''}{\Lambda^2} - \frac{1}{2} \right). \quad (1.29)$$

La dépendance de Λ est absorbée en redéfinissant les paramètres nus dans le Lagrangien; le terme qui reste vaut

$$V_s^{(1)} = \frac{1}{64\pi^2} \text{Tr}(U'')^2 \log U''. \quad (1.30)$$

Contribution des fermions : le terme de Yukawa le plus général, contenant l'interaction avec le champ de Higgs et les termes de masses, est $\bar{\psi}^a M_{ab}(\phi) \psi^b$. D'habitude la matrice M_{ab} est linéaire en ϕ , c'est-à-dire des couplages entre le champ de Higgs et une paire de fermions. Dans l'espace des spineurs, chaque élément de M est une combinaison $c_1(\phi) + c_2(\phi)\gamma_5$. On calcule le produit des matrices M dans la boucle de la façon suivante:

$$\dots M \frac{1}{\not{p}} M \frac{1}{\not{p}} \dots = \dots M M^\dagger \frac{1}{p^2} \dots$$

Il faut tenir compte (par rapport à la contribution des bosons) que le facteur de symétrie est maintenant $1/n$, mais ceci est compensé par le fait que les diagrammes à n impair s'annulent quand on prend la trace sur les indices de Dirac; enfin, il y a un signe moins dû à la boucle de fermions. Le potentiel à une boucle devient

$$V_f^{(1)} = -\frac{1}{64\pi^2} \text{Tr}(M M^\dagger)^2 \log M M^\dagger \quad (1.31)$$

où la trace porte sur les indices de Dirac et sur les indices internes.

1.4.2 Les masses des bosons de Higgs scalaires du MSSM après corrections radiatives

Nous allons suivre le calcul [25] où l'on s'intéresse au secteur scalaire. La méthode du potentiel effectif est choisie et l'on utilisera les résultats déduits dans le paragraphe précédent. Seules les contributions dominantes, dues au quark top et à ses partenaires supersymétriques sont prises en compte. Le potentiel à une boucle est

$$V^{(1)} = \frac{3}{16\pi^2} [(g_t^2 |H_2|^2 + m_Q^2)^2 \log(g_t^2 |H_2|^2 + m_Q^2) - g_t^4 |H_2|^4 \log(g_t^2 |H_2|^2)]. \quad (1.32)$$

Le doublet H_2 se couple aux quarks "up" et à ses partenaires supersymétriques \tilde{q}_L et \tilde{q}_R et la constante de couplage est g_t . En plus, un terme de masse pour les *squarks*, $m_Q^2 \tilde{q}_{L,R}^* \tilde{q}_{L,R}$ est introduit explicitement dans le lagrangien supersymétrique.

Le potentiel 1.32 donne une correction à l'élément \mathcal{M}_{22} de la matrice des masses dans le secteur de Higgs neutre égale à

$$\mathcal{M}_{22}^{(1)} = \frac{\partial^2 V^{(1)}}{\partial H_2 \partial H_2^\dagger} = \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2 \sin^2 \beta} \log \left(1 + \frac{m_Q^2}{m_t^2} \right) \equiv \varepsilon \quad (1.33)$$

où l'on a utilisé $m_t^2 = g_t^2 v^2$. Pour saisir l'effet des corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs scalaire léger, on se place dans la situation où la limite 1.26 est saturée, i.e. $m_A \rightarrow \infty, m_h^{(0)} \sim m_Z$.

$$\frac{\partial m_h^2}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{1 + \frac{m_h^2 - \mathcal{M}_{22}}{m_h^2 - \mathcal{M}_{11}}} \cong \sin^2 \beta.$$

On en déduit que la correction sur m_h est typiquement de l'ordre

$$\delta m_h^2 \cong \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \log \left(1 + \frac{m_Q^2}{m_t^2} \right). \quad (1.34)$$

Un traitement complet des corrections radiatives [26] tient compte de la structure la plus générale (sans violation de la R-parité) des termes de brisure explicite de la supersymétrie, faisant intervenir les champs de quarks et fermions scalaires. Ces termes sont :

$$V_{soft} = m_Q^2 \tilde{q}_L^* \tilde{q}_L + m_U^2 \tilde{u}_R^* \tilde{u}_R + m_D^2 \tilde{d}_R^* \tilde{d}_R + g_u A_u \tilde{u}_L^* \tilde{u}_R H_2^0 + g_d A_d \tilde{d}_L^* \tilde{d}_R H_1^0 + h.c.$$

Ils sont responsables du mélange entre les champs de *squarks*, ayant comme conséquence une différence entre les masses des champs \tilde{q}_R et \tilde{q}_L . La matrice des masses carrées pour les partenaires du quark top, par exemple, est

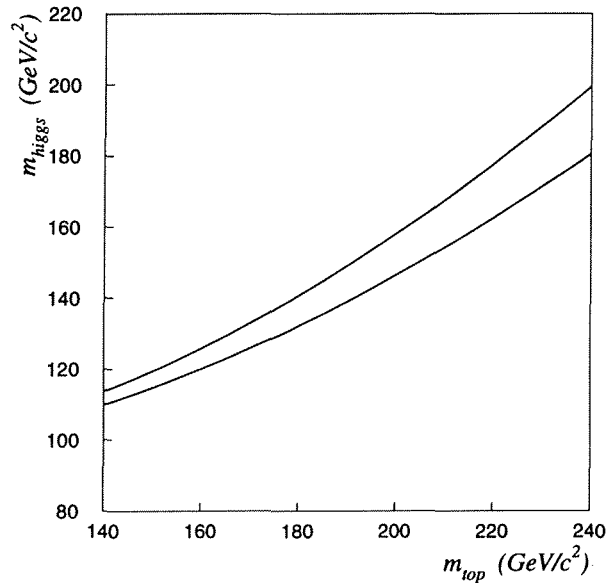
$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_L^* & \tilde{t}_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_Q^2 + g_t^2 |H_2^0|^2 + m_{D\text{-terme}}^2 & g_t A_t H_2^0 \\ g_t A_t H_2^{0*} & m_U^2 + g_t^2 |H_2^0|^2 + m_{D\text{-terme}}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}.$$

Dans cette formule, les termes “D” s’obtiennent toujours avec la règle 1.22, en prenant deux champs “A” comme les champs de *stop* et les deux autres comme les champs de Higgs.

Le potentiel de Higgs à une boucle dépend alors de m_Q , m_U , A_t et m_t (si l’on considère uniquement les effets du quark top), et de m_D , A_b et m_b (en incluant la contribution du quark bottom, importante pour $\tan \beta$ grand). Il dépend également du paramètre μ du superpotentiel. Le potentiel se réduit à 1.32 pour des termes de brisure universels $m_Q = m_U = m_D$, et en absence des couplages trilineaires proportionnels à A_t et A_b . La limite supérieure sur la masse m_h , après corrections radiatives, est représentée dans la figure 1.1 en fonction de m_{top} .

Le calcul des corrections radiatives à l’ordre de deux boucles a été effectué récemment [30]. On retient le résultat suivant : les corrections sur m_h sont négatives et inférieures à 3% par rapport aux corrections à une boucle.

Figure 1.1: La limite supérieure sur la masse m_h en fonction de m_{top} . La courbe inférieure est obtenue avec la correction minimale, en prenant en compte uniquement les contributions du top et de ses partenaires supersymétriques, et en négligeant le mélange entre les champs de quarks scalaires. La courbe supérieure est obtenue, en faisant varier les paramètres inconnus du modèle comme indiqué dans le tableau suivant.



Paramètre	$m_Q = m_U = m_D$ (GeV)	μ (GeV)	A_t/m_Q	$\tan \beta$
Intervalle	200 ÷ 1000	-500 ÷ 500	-1 ÷ 1	0.5 ÷ 50

Tableau 1.3: Domaines de variation des paramètres m_Q , A_t et μ et $\tan \beta$ pris en compte pour le calcul ci-dessus.

Les figures suivantes représentent m_h , $\sin^2(\beta - \alpha)$, $(\sin \alpha / \cos \beta)^2$, $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$ en fonction de m_A et de $\tan \beta$. Le calcul à l’ordre dominant est fait pour $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$.

Figure 1.2: La masse m_h du boson de Higgs scalaire le plus léger, en GeV/c^2 .

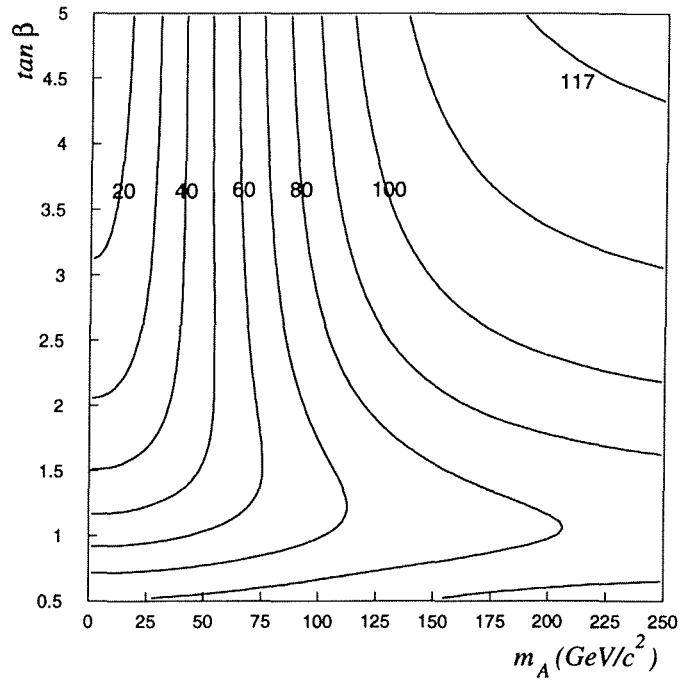


Figure 1.3: $\sin^2(\beta - \alpha)$ contrôle les couplages hZZ et hAZ .

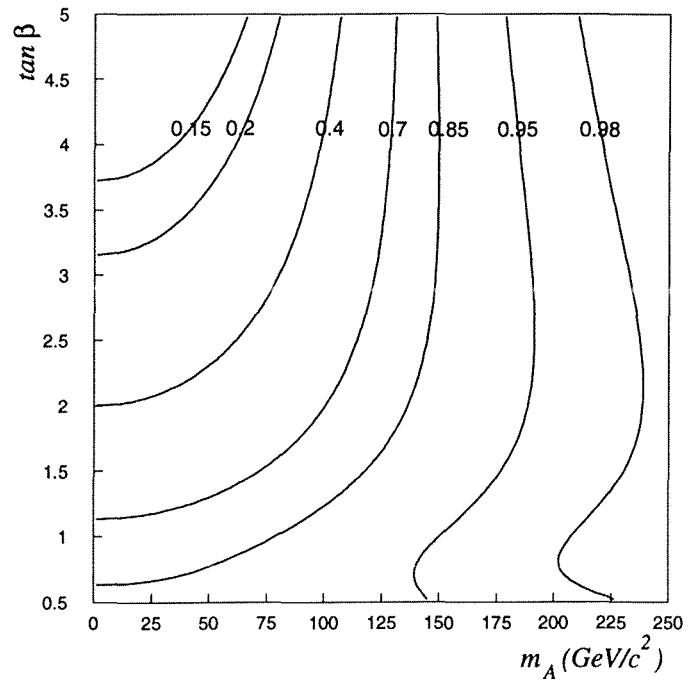


Figure 1.4: $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$ contrôle les couplages $hu\bar{u}$, $hc\bar{c}$, et $ht\bar{t}$.

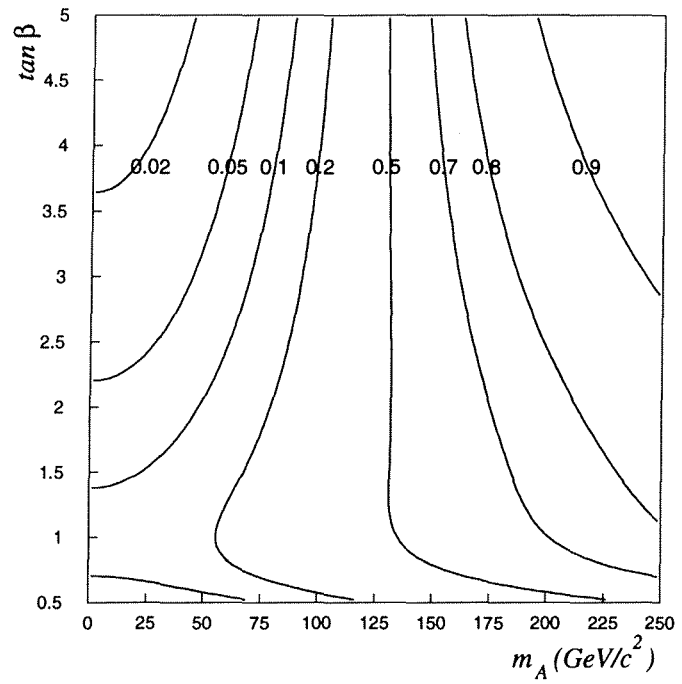
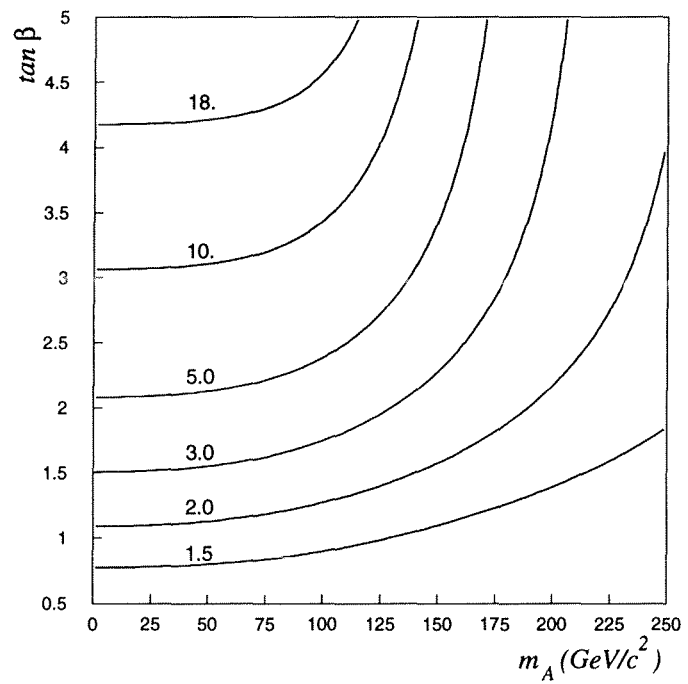


Figure 1.5: $(\sin \alpha / \cos \beta)^2$ contrôle les couplages $hb\bar{b}$, $hs\bar{s}$, $hd\bar{d}$ et $hf\bar{f}$.



1.5 Phénoménologie des bosons de Higgs au LEP

1.5.1 Production

Le deux principaux canaux de production des bosons de Higgs h et A sont $Z \rightarrow hZ^*$ (diagramme de “bremsstrahlung”, graphe.1) et $Z \rightarrow hA$ (production associée, graphe.2). La largeur de désintégration du Z correspondant au processus $Z \rightarrow hA$ s’écrit

$$\Gamma(Z \rightarrow hA) = \frac{1}{2} \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \lambda^{3/2}(1, (m_h/m_Z)^2, (m_A/m_Z)^2) \cdot \Gamma_{\nu\bar{\nu}},$$

où $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ est la largeur du Z en une paire de neutrinos (une seule famille) et λ est un facteur d’espace de phase, $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$.

La section efficace du processus “de Bremsstrahlung” $Z \rightarrow hZ^*$ est atténuée par un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$ par rapport à la section efficace de production du Higgs Standard :

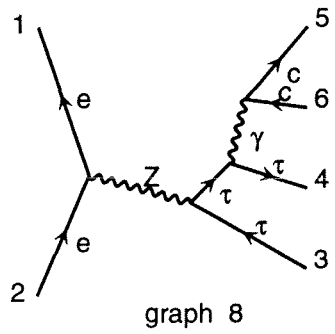
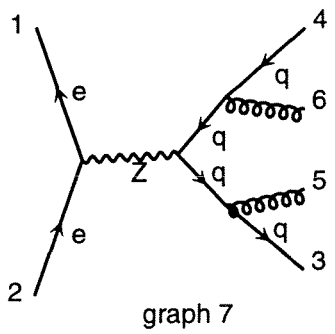
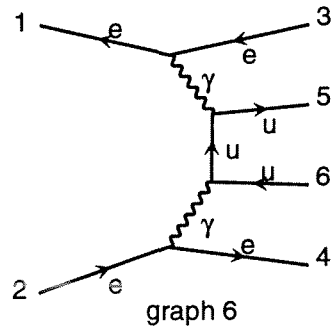
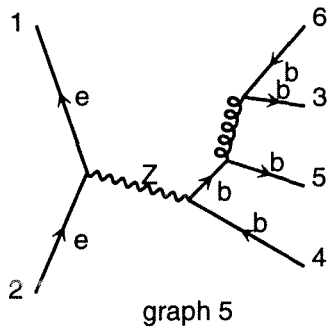
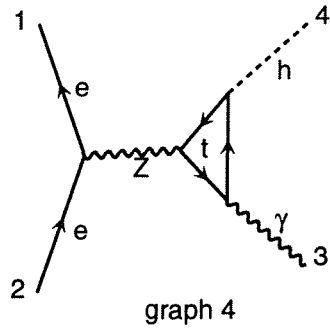
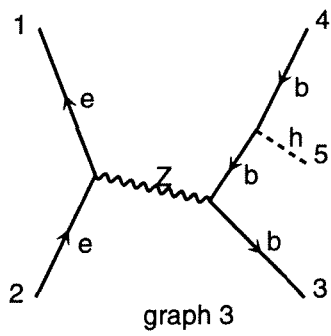
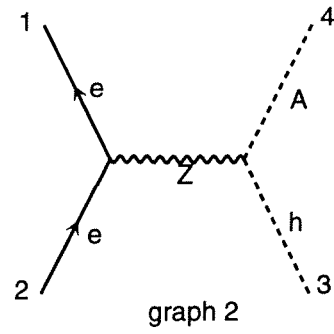
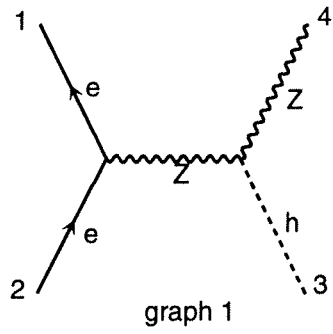
$$\Gamma(Z \rightarrow hZ^*) = \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \Gamma(Z \rightarrow H_{\text{SM}}Z^*).$$

Le rapport d’embranchement $\text{BR}(Z \rightarrow H_{\text{SM}}Z^* \rightarrow H_{\text{SM}}\bar{f}f)$, où $\bar{f}f$ est une paire de fermions, a l’expression suivante [31] ($y \equiv m_h/m_Z$):

$$\frac{\text{BR}(Z \rightarrow H_{\text{SM}}\bar{f}f)}{\text{BR}(Z \rightarrow \bar{f}f)} = \frac{g^2}{192\pi^2 \cos^2 \theta_W} \left[\frac{3y(y^4 - 8y^2 + 20)}{\sqrt{4 - y^2}} \arccos\left(\frac{y(3 - y^2)}{2}\right) - 3(y^4 - 6y^2 + 4) \log y - \frac{1}{2}(1 - y^2)(2y^4 - 13y^2 + 47) \right].$$

Les autres mécanismes de production ne seront pas considérés ici. Il s’agit d’une part du “rayonnement” d’un boson de Higgs (h ou A) par une ligne de fermion lourd (*e.g.* $Z \rightarrow b\bar{b}$, $b \rightarrow bh$, graphe.3). La section efficace d’un tel processus reste négligeable [32] pour des bosons de Higgs assez légers pouvant être produits sur la couche de masse (graphe.1,2), même pour des valeurs importantes du couplage $hb\bar{b}$ (pour des grandes valeurs de $\tan \beta$).

D’autre part, le processus $Z \rightarrow h\gamma$ (par l’intermédiaire d’une boucle de top ou W^\pm ou H^\pm , graphe.4) est également négligeable par rapport à $Z \rightarrow hZ^*$ [31]. De plus, le bruit de fond venant des événements radiatifs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ rend ce canal inexploitable.



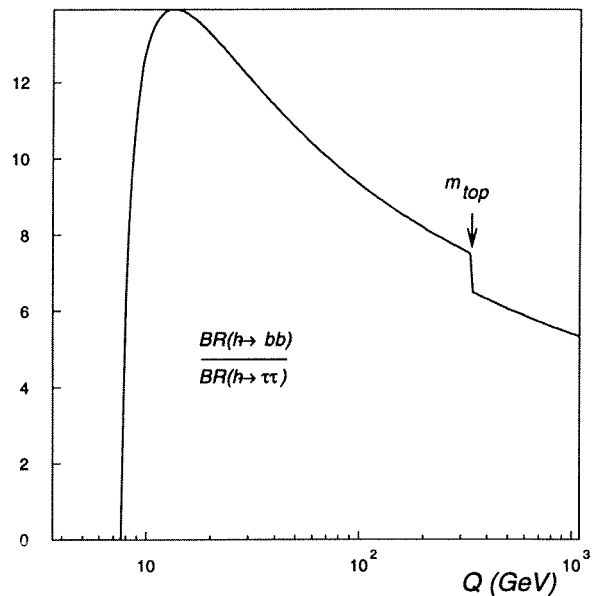
1.5.2 Désintégration

Dans une section précédente, les couplages des bosons de Higgs h, H et A à une paire de fermions ont été établis. La largeur désintégration du Higgs en une paire de fermions, proportionnelle à m_f^2 , est dominée par la paire la plus massive pourvu que le canal soit cinématiquement ouvert. Par conséquent, à LEP les canaux intéressants sont, dans l'ordre, $h, A \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-, c\bar{c}$.

Il faut souligner que le rapport des largeurs de désintégration partielles en $\tau^+\tau^-$ et $b\bar{b}$, pour une masse du boson de Higgs donnée, est indépendant du modèle. Ceci est dû au fait que les couplages du boson de Higgs aux quarks "down" et aux leptons sont les mêmes : $\tan\beta$ pour le pseudoscalaire A et $\sin\alpha/\cos\beta$ pour le boson de Higgs h .

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(h \rightarrow \tau^+\tau^-)} = \frac{3m_b^2(Q)}{m_\tau^2} \quad Q = m_h \quad (1.35)$$

Figure 1.6: Le rapport $\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(h \rightarrow \tau^+\tau^-)$ est indépendant du modèle. Il est ici représenté en fonction de m_h .



Les autres couplages¹ sont seulement importants soit pour la désintégration d'un Higgs léger ($h \rightarrow gg$), quand la plupart des canaux fermioniques sont cinématiquement interdits, soit pour la production d'un boson de Higgs par fusion de gluons aux collisionneurs hadroniques. Le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$ fournit par ailleurs la seule signature exploitable dans l'éventualité où la masse du Higgs serait proche de m_Z .

Finalement, le couplage hAA est important dès que $m_A < \frac{1}{2}m_h$. Les états finals suivants seront donc considérés :

¹Les couplages $h\gamma\gamma$, hgg sont engendrés radiativement par une boucle de quarks lourds ou de W .

- $h, A \rightarrow q\bar{q}$ (principalement $b\bar{b}$, si $\tan\beta > 1$ et $m_h > 2m_b$);
- $h, A \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tan\beta > 1$);
- $h \rightarrow AA$ ($m_A < \frac{1}{2}m_h$);
- $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, $Z \rightarrow l^+l^-$ (pour le canal $Z \rightarrow hZ^*$).

Les topologies de ces états finals sont illustrées dans la fig.1.7.

1.5.3 Les rapports d'embranchement dans le MSSM

Les corrections radiatives sont prises en compte de la manière suivante: m_h et l'angle α sont calculés à une boucle, en absence de mélange $\tilde{t}_L - \tilde{t}_R$, comme il est décrit dans le chapitre précédent. Les corrections sur les couplages des bosons de Higgs aux bosons vecteurs et aux fermions sont obtenues approximativement, en utilisant les formules valables à l'ordre zéro avec le paramètre α calculé à une boucle; les masses des fermions sont les masses renormalisées. Le calcul rigoureux de ces couplages renormalisés devrait être bientôt disponible. Les corrections aux couplages à 3 bosons de Higgs (en particulier hAA) nécessitent le calcul explicite [26].

Le choix des paramètres intervenant dans le calcul des corrections radiatives est le suivant: $m_Q = m_U = m_D = 1000 \text{ GeV}/c^2$, $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$, et aussi $\mu = 0$, $A_t = 0$.

Le rapport d'embranchement du boson de Higgs A en une paire $\tau^+\tau^-$ est représenté dans la figure 1.8, en fonction de m_A et de $\tan\beta$. Les valeurs sont exprimées en %. Pour m_A en-dessous du seuil de production d'une paire $b\bar{b}$ (environ $10 \text{ GeV}/c^2$) et pour $\tan\beta > 1$, le canal $A \rightarrow \tau^+\tau^-$ est dominant. Au-delà du seuil $b\bar{b}$, le rapport d'embranchement du A en $\tau^+\tau^-$ est d'au moins 5.5% environ, alors que le canal $A \rightarrow b\bar{b}$ est dominant (plus de 90%). Pour $m_A < 2m_\tau \sim 3.6 \text{ GeV}/c^2$, le boson de Higgs A se désintègre en une paire de quarks légers ou une paire de gluons, dans au moins 50% des cas.

La masse du boson de Higgs h est représentée dans la figure 1.9 en fonction de m_A et de $\tan\beta$; les valeurs de m_h sont en GeV/c^2 . La courbe qui intersecte les contours correspond à $m_A = \frac{1}{2}m_h$. Le canal $h \rightarrow AA$ est cinématiquement ouvert dans toute la région située à gauche de cette courbe. Le rapport d'embranchement du h en une paire AA est indiqué en % dans la figure 1.10.

Le rapport d'embranchement du boson de Higgs h en une paire $\tau^+\tau^-$ (figure 1.11) est d'au moins 6.3% environ si le canal $h \rightarrow AA$ est interdit et peut atteindre 5% si le canal $h \rightarrow AA$ est ouvert. Une paire $q\bar{q}$ est produite dans 92% des cas ($h \rightarrow b\bar{b}$ est dominant) pour $m_A > \frac{1}{2}m_h$ et atteint 50% dans le cas contraire.

1.5.4 Le bruit de fond irréductible

Dans les paragraphes précédents, les différents états finals caractéristiques pour le signal (la production de bosons de Higgs) ont été décrits. Chacun de ces états finals peut cependant être du au bruit de fond, c'est-à-dire, à un processus dans le cadre du Modèle

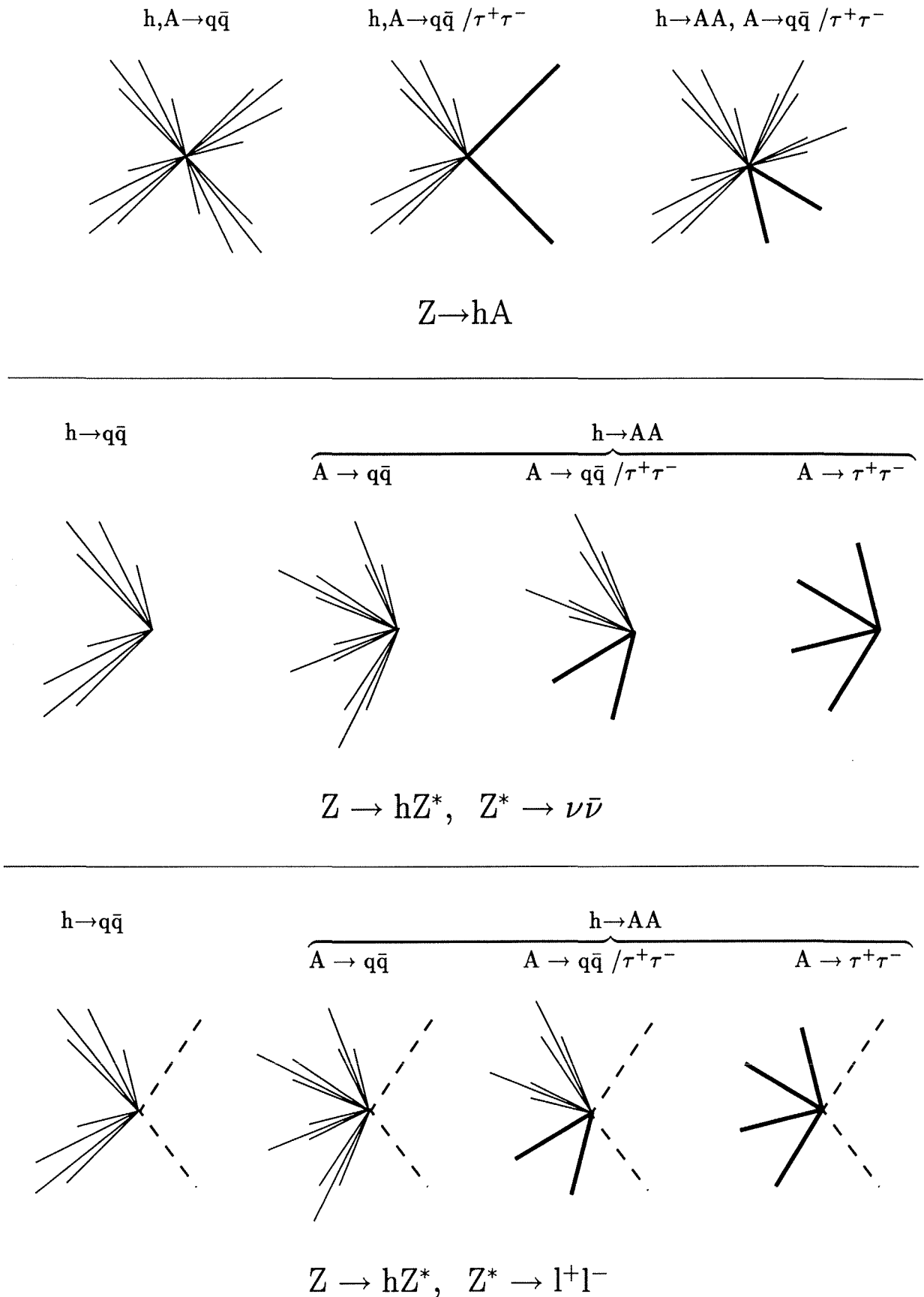


Figure 1.7: Topologies caractéristiques des états finals avec les bosons de Higgs h et A, au LEP.

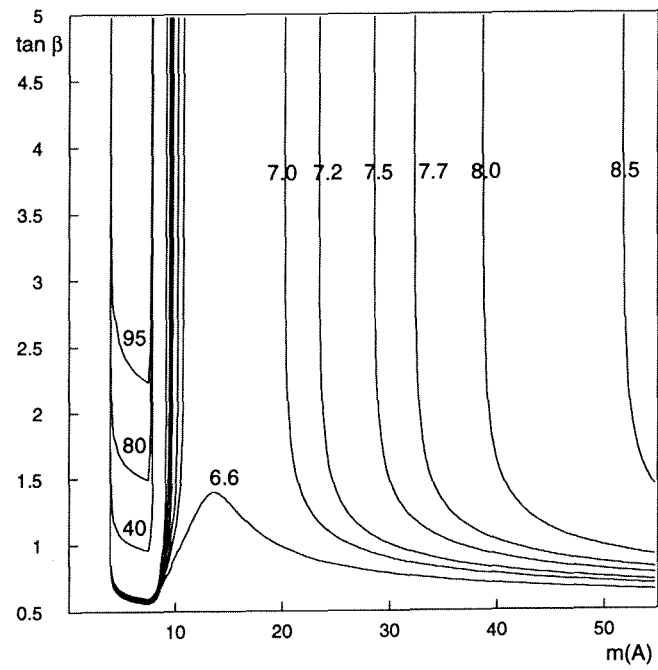
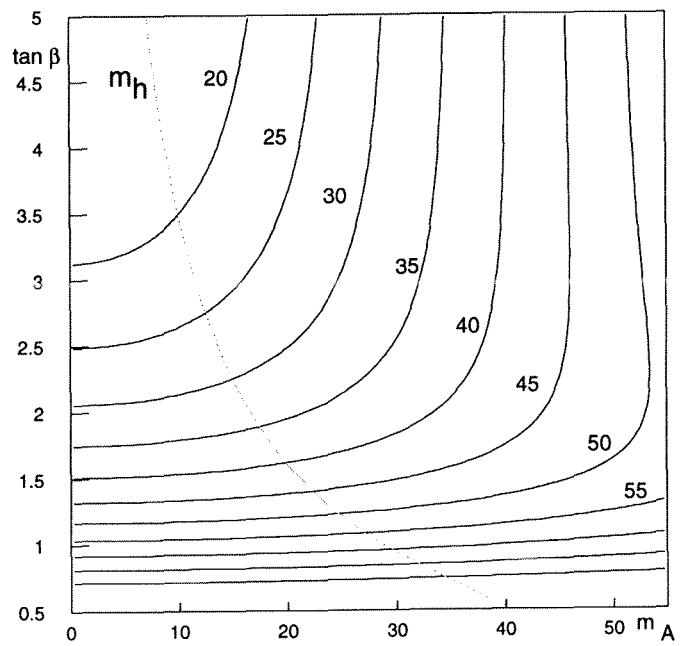
Figure 1.8: $\text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$.Figure 1.9: La masse du boson de Higgs scalaire léger h , en fonction de m_A et de $\tan\beta$.

Figure 1.10: $BR(h \rightarrow AA)$.

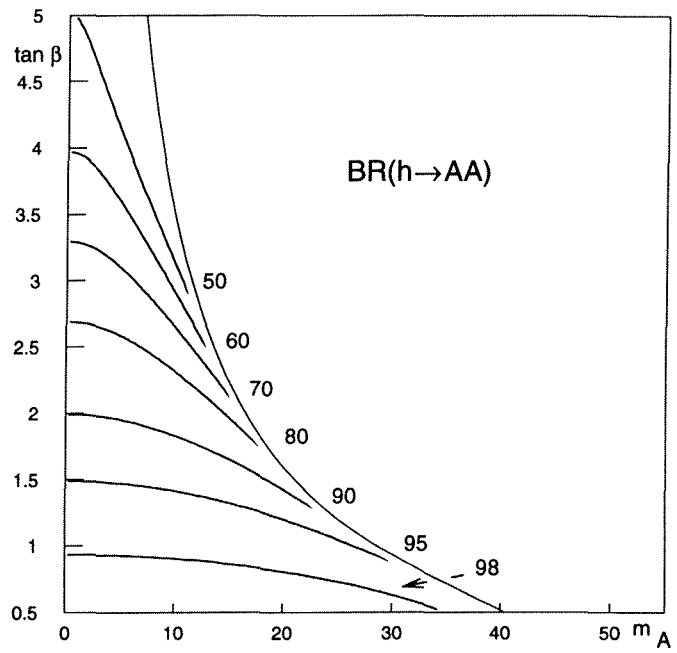
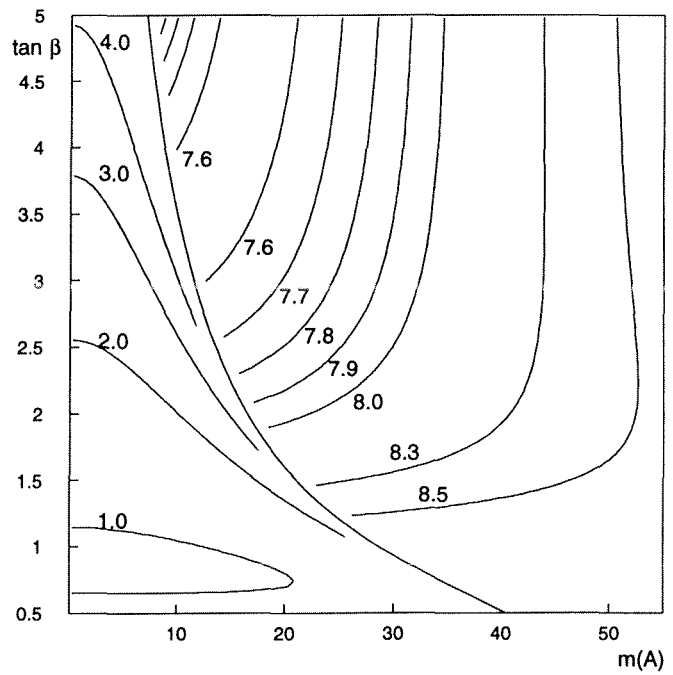


Figure 1.11: $BR(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$.



Standard faisant intervenir uniquement les champs de fermions et les bosons de jauge γ , W , Z et g .

Le bruit de fond irréductible est, dans un cas général, le processus

$$e^+e^- \rightarrow 4 \text{ fermions}$$

dont l'état final est identique (ou indiscernable) du signal recherché. Par exemple, l'état final avec 4 quarks b , correspondant au canal $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, peut également être présent *via* le diagramme graphe.5 où l'une des paires $b\bar{b}$ est produite à partir d'un gluon. En supposant que les 4 fermions présents dans l'état final soient identifiés (ce qui est plus facile à réaliser pour les leptons que pour les quarks), le bruit de fond irréductible est

- $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, pour le processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, et
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$, pour le processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow hA \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$.

Quand il est question des états finals identiques, il faut en principe tenir compte de l'interférence entre les diagrammes qui vont contribuer. En réalité, au mieux on ne peut avoir accès expérimentalement qu'aux quadri-impulsions des quatre fermions qui sont produits, en non aux hélicités. Le fait que les états finals correspondant au signal et au bruit de fond soient indiscernables, est essentiellement la conséquence de ce manque d'information. Les bosons de Higgs sont des particules scalaires, alors que les bosons de jauge sont des particules de spin 1 : ceci représente la différence fondamentale entre le signal et le bruit de fond (bien qu'on soit incapable de l'exploiter complètement du point de vue expérimental). Grâce à cela, il est justifié de traiter séparément le signal et le bruit de fond.

Cependant, il est impossible d'ignorer l'interférence entre les différents diagrammes avec des bosons vecteurs qui contribuent au bruit de fond lui-même; c'est pourquoi le calcul exact du processus $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions est une tâche difficile.

Pour les états finals hadroniques (par exemple $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$), l'estimation du bruit de fond qui est utilisée est celle fournie par JETSET[43]. La contribution des diagrammes électro-faibles à ce bruit de fond est négligeable.

Les états finals mixtes (leptons+quarks, par ex. $\tau^+\tau^-q\bar{q}$) ou purement leptoniques sont simulés par le générateur FERMISV[45]. Seulement les diagrammes avec des γ et Z sont prises en compte dans ce générateur. Les sections efficaces prédites par FERMISV, pour une énergie dans le système du centre de masse de $91.2 \text{ GeV}/c^2$, sont indiquées dans le tableau 1.4. Pour comparaison, la section efficace du processus dominant à LEP est $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}) \sim 41 \text{ nb}$ pour $\sqrt{s} = 91.2 \text{ GeV}$.

1.5.5 Le bruit de fond réductible

Pour le canal $Z \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$

La paire $\tau^+\tau^-$ fournit la signature expérimentale de l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$:

$\sigma(\text{pb})$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	$\tau^+\tau^-$
e^+e^-	2.152	0.747	0.626	1.099	0.392	1.659
$\mu^+\mu^-$	1.720	0.619	0.550	1.005	0.397	0.552
$\tau^+\tau^-$	0.720	0.185	0.192	0.118	0.027	0.054

Tableau 1.4: Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\bar{f}f$, calculées par FERMISV pour $E_{CM} = 91.2$ GeV.

- **Leptons.** Les capacités d'identification des leptons sont utilisées lorsque $\tau \rightarrow l\bar{\nu}_l\nu_\tau$ ($l = e$ ou μ).
- **Energie manquante.** Une très bonne mesure de l'énergie totale déposée dans le détecteur, complétée par une grande acceptation géométrique de ce dernier, permettent d'établir si des particules se sont échappées sans interagir; dans ce cas il s'agit des neutrinos issus de la désintégration du tau.

Toutefois :

- Des leptons (e, μ, τ) peuvent être produits lors des désintégrations des mésons B ou D, dans des événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$.
- Des particules de fragmentation énergiques sont parfois émises à grand angle par rapport à l'axe des jets.
- L'énergie manquante est due en partie aux neutrinos qui accompagnent les désintégrations semileptoniques, en partie aux imperfections de mesure de l'énergie totale.

Contre ce bruit de fond, on impose des contraintes d'isolation sur les particules chargées susceptibles de provenir des désintégrations des taus.

- Un cas spécial est celui des événements de diffusion inélastique, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ (graphe.6). Ce processus fait partie de la catégorie $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions, mais c'est un bruit de fond réductible peu dangereux. Un critère efficace contre ces événements est indiqué dans le chapitre suivant.

Pour le canal $Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

La production des quarks b est signée par la durée de vie des particules de beauté :

- **Identification des quarks b.** La reconstruction très précise des traces de particules chargées, utilisant le détecteur de vertex, permet d'établir la présence de vertex secondaires.

Des contraintes cinématiques ou topologiques sont imposées pour rejeter une grande partie des événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$. Toutefois :

- Des événements hadroniques avec un fort rayonnement de gluons, $Z \rightarrow q\bar{q}gg$ (graphe.7), sont topologiquement semblables au signal.
- Les performances (efficacité versus rejection du bruit de fond) des algorithmes d'identification des quarks b sont limitées par la précision de reconstruction des traces et par l'énergie disponible, dont dépend la distance de vol des mésons B.

A l'heure actuelle, le bruit de fond est largement dominé par les événements $Z \rightarrow b\bar{b}gg$, avec deux jets de gluon au lieu des jets de b du signal.

1.6 Le plan (m_h, m_A) dans le MSSM

Il est préférable d'exprimer tous les résultats expérimentaux (domaines d'exclusion) en termes des masses des bosons de Higgs m_h et m_A . De cette façon il apparaît clairement que le domaine explorable, dans l'espace des paramètres du modèle, est limité par la cinématique. Ainsi, les recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$ permettent d'explorer la région $m_h + m_A < \sqrt{s}$, tandis que dans le canal $Z \rightarrow hA$ on est sensible jusqu'à environ $m_h \sim 60 \text{ GeV}/c^2$.

Du point de vue théorique, les deux paramètres les plus appropriés pour décrire le secteur de Higgs, sont m_A et $\tan\beta$. Dans la fig.1.12, la masse du boson de Higgs h est représentée en fonction de $\tan\beta$, pour deux valeurs de m_A . Dans le calcul des corrections radiatives, seule la contribution du quark top et ses partenaires supersymétriques est prise en compte, avec les valeurs numériques $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$, $m_Q = 1000 \text{ GeV}/c^2$.

Malheureusement, la correspondance $m_h \leftrightarrow \tan\beta$ n'est pas univoque: deux valeurs de $\tan\beta$ peuvent correspondre à un point (m_h, m_A) donné.

Dans la figure 1.13, m_h est représentée en fonction de m_A , pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Le trait épais correspond à la valeur minimum de m_h qui peut être obtenue en faisant varier $\tan\beta$: le domaine situé en-dessous de cette courbe est interdit dans le MSSM. Pour $m_h > m_A$, la correspondance $m_h \leftrightarrow \tan\beta$ est univoque. Dans cette région m_h diminue (tend vers m_A) lorsque $\tan\beta$ augmente. De l'autre côté de la diagonale, pour $m_h < m_A$, à chaque point correspondent deux valeurs de $\tan\beta$. Ces deux valeurs sont confondues lorsque $m_h = m_h^{\text{min}}$ (le trait épais).

Nous allons maintenant retourner le dernier plot et admirer l'image habituelle du plan (m_h, m_A) ... avant toute tentative expérimentale de découvrir le boson de Higgs (fig.1.14). Les portions hachurées sont interdites du point de vue théorique, dans le Modèle Supersymétrique Minimal, en supposant $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$ et $m_Q = 1000 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_h > m_A$, on a également supposé que $\tan\beta > 0.5$ (zone gris foncé) ou $\tan\beta > 1$ (zone hachurée). Etant donnée la hiérarchie des masses $m_t - m_b$, il est généralement accepté que $\tan\beta > 1$ serait un choix "naturel". Il y a une limite supérieure absolue sur m_h - elle vient de la supersymétrie. En absence des corrections radiatives (*i.e.* pour un quark

Figure 1.12: m_h en fonction de $\tan\beta$.

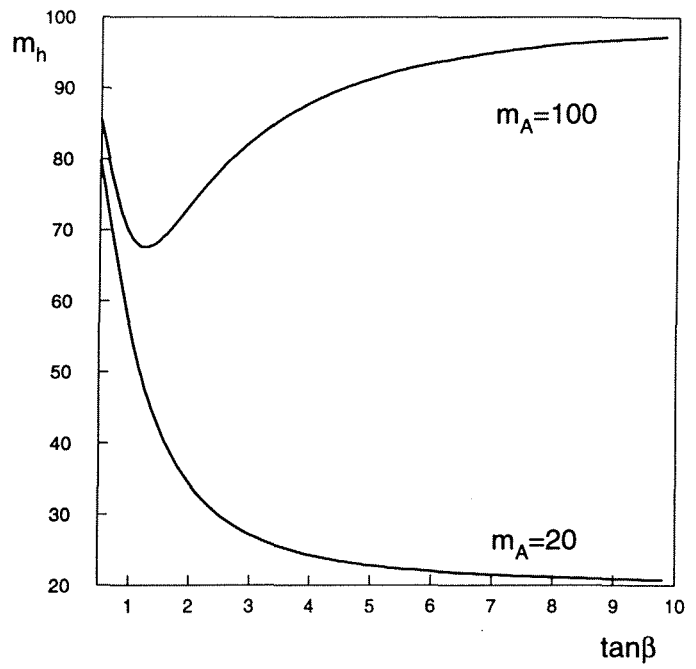
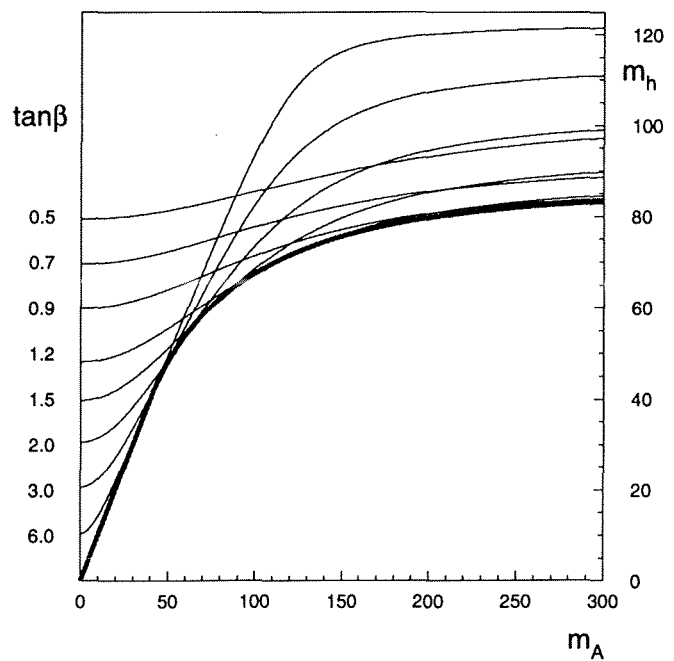
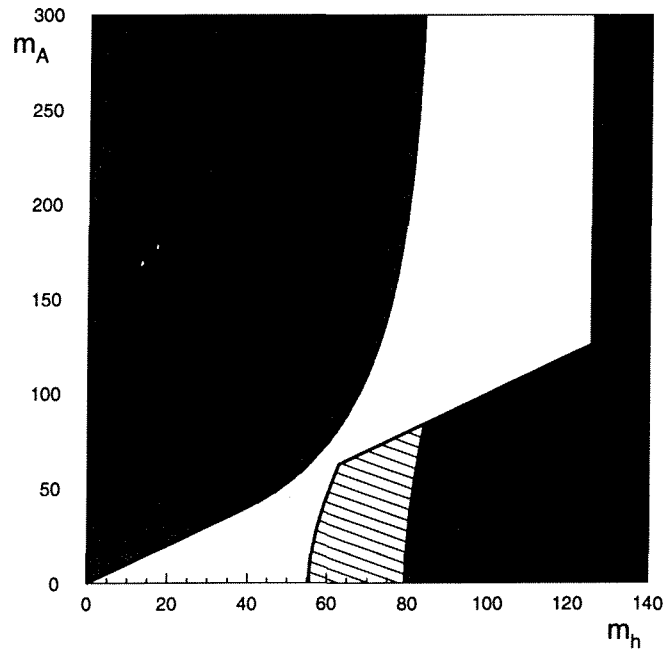


Figure 1.13: m_h en fonction de m_A . Pour $m_A \lesssim 125 \text{ GeV}/c^2$, m_h tend vers m_A lorsque $\tan\beta \rightarrow \infty$.



top léger) cette limite serait égale à m_Z ; en réalité elle est un peu plus élevée, environ $125 \text{ GeV}/c^2$.

Figure 1.14: Domaine permis dans le plan (m_h, m_A) , en supposant $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$ et des paramètres de brisure douce universels $m_Q = m_U = m_D = 1000 \text{ GeV}/c^2$, mais aussi $\mu = 0$ et $A_t = A_b = 0$.



Chapitre 2

Description et performances du dispositif expérimental

Le détecteur ALEPH a été conçu pour opérer auprès du collisionneur électron-positon (LEP), au CERN. Actuellement le LEP peut accélérer, accumuler et mettre en collision les électrons et positons jusqu'à une énergie de 55 GeV par faisceau. Pour une énergie disponible de 91.2 GeV, la machine produit des bosons Z avec une luminosité nominale de $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. Une fois que les intensités nominales des faisceaux d'électrons et de positons sont atteintes (*remplissage* du LEP), ceux-ci sont gardés en collision pour des durées systématiquement supérieures à 10-12 h. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse jusqu'à 140 GeV est prévue pour l'année 1995.

Les événements typiques $Z \rightarrow q\bar{q}$ sont produits à un taux inférieur à 1 Hz et consistent en 20 particules chargées en moyenne, plus un nombre similaire de particules neutres, distribuées sur un angle solide de 4π autour du point d'interaction. Par conséquent, le détecteur est désigné pour couvrir un angle solide le plus grand possible et pour enregistrer, pour chaque événement, le maximum d'informations.

2.1 Description générale du détecteur

2.1.1 Les sous-détecteurs à traces

Les impulsions et les directions d'émission des particules chargées sont mesurées par la chambre à projection temporelle (TPC), par la chambre à traces interne (ITC) et par le détecteur de vertex (VDET). Un aimant supraconducteur fournit un champ magnétique longitudinal de 1.5 T qui sert à courber les trajectoires des particules chargées à l'intérieur de ces trois dispositifs. La résolution sur l'impulsion transverse des particules chargées est

$$\sigma(1/p_T) = 0.6 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}.$$

Cette résolution a été mesurée pour des muons de 45 GeV dans des événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Pour les particules de basse énergie, la diffusion multiple est dominante et rajoute un terme

constant de 0.005 à $\sigma(p_T)/p_T$.

La chambre à projection temporelle est un dispositif cylindrique d'une longueur de 4.7 m et un diamètre extérieur de 3.6 m; l'axe longitudinal Oz est l'axe des faisceaux. Un champ électrique longitudinal est assuré par une membrane centrale placée sous haute tension. Les électrons produits par ionisation lors du passage des particules chargées, dérivent vers l'une des extrémités de la chambre, où ils produisent des avalanches d'ionisation dans un plan de chambres à fils. Celles-ci sont détectées par couplage capacitif et donnent la position transverse du point d'ionisation, ainsi que le temps d'arrivée des électrons. Les damiers de lecture sont disposées en 21 anneaux concentriques segmentés en ϕ . Les dimensions des cathodes sont $\delta(r\phi) \times \delta r = 6.2 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$. Les coordonnées transverses du point d'ionisation sont obtenues par interpolation des signaux induits sur plusieurs cathodes. La position longitudinale est obtenue à partir du temps de dérive et de la vitesse de dérive des électrons, égale à $5.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Les résolutions obtenues sont $160 \mu\text{m}$ en $r - \phi$ et 1 mm en z , assurant une précision de $\sigma(1/p_T) = 1.2 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c^2)^{-1}$ sans utiliser les autres sous-détecteurs à traces.

La TPC sert également à mesurer la densité d'ionisation dE/dx , utilisée pour l'identification des particules chargées. Les fils des chambres sont espacés de 4 mm en r . Les signaux recueillis sur les fils peuvent fournir jusqu'à 338 mesures de ionisation pour chaque trace qui traverse la TPC. Une limitation vient de la nécessité que la trace soit isolée : les fils du même secteur n'ont pas de résolution en ϕ et l'unique séparation, en z , est donnée par le temps de dérive. Par conséquent deux traces appartenant au même secteur doivent être séparées d'au moins 3 cm en z pour donner deux mesures indépendantes du dE/dx .

La chambre à traces interne est une chambre à dérive multifils qui fournit jusqu'à huit points de mesure pour chaque particule chargée, avec une précision de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transverse. Elle est également utilisée au déclenchement du détecteur (Niveau 1). Les fils sont parallèles à l'axe des faisceaux et les coordonnées $r - \phi$ sont obtenues en mesurant le temps de dérive. La coordonnée z est trouvée avec une précision de 3 cm environ, en mesurant la différence entre les temps d'arrivée du signal aux deux extrémités du fil touché.

Le détecteur de vertex consiste en deux couches concentriques de détecteurs de silicium, situées à 6.3 cm et respectivement 10.7 cm autour de l'axe des faisceaux. L'angle solide couvert par ces détecteurs est de 87% pour la couche interne et 75% pour la couche externe. Chaque détecteur est lu en deux dimensions ($\phi - z$) par des pistes de silicium espacées de $25 \mu\text{m}$.

2.1.2 Les calorimètres

Le calorimètre électromagnétique est un dispositif à échantillonnage avec une épaisseur de 22 longueurs de radiation. Le calorimètre est construit en 36 modules, 12 dans la partie centrale et 12 dans chaque bouchon. Chaque module contient 45 plans de chambres à fils proportionnelles, séparées par des absorbeurs de plomb. Les damiers des chambres sont

connectées pour former des tours projectives, avec une granularité d'environ $\Delta\theta \times \Delta\phi = 0.9^\circ \times 0.9^\circ$, qui assure la séparation des électrons et des photons dans les jets hadroniques. Chaque tour est lue en trois niveaux de profondeur, correspondant à quatre, neuf et neuf longueurs de radiation. La résolution en énergie est

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E}} + 0.9\%,$$

et la résolution angulaire

$$\sigma_{\theta,\phi} = (2.5/\sqrt{E} + 0.25) \text{ mrad.}$$

Les signaux recueillis directement sur les fils anodiques sont utilisés pour le déclenchement du détecteur.

Le calorimètre hadronique est situé à l'extérieur de l'aimant supraconducteur, assurant en même temps le retour du champ magnétique. L'épaisseur totale du fer est de 1.2 m et correspond à 7.2 longueurs d'interaction pour un hadron qui traverse le calorimètre à incidence normale. L'absorbeur est segmenté en 22 couches de 5 cm d'épaisseur, séparées par des plans de tubes qui constituent la partie active du calorimètre.

Chaque tube est une chambre à fils en régime *streamer* limité, divisée en huit cellules parallèles adjacentes de $0.9 \times 0.9 \text{ cm}^2$ de section. La lecture du signal est réalisée par couplage capacitif sur des électrodes extérieures situées des deux côtés de chaque tube. D'un des côtés, les électrodes sont conçues et connectées pour former des tours projectives de $3.7^\circ \times 3.7^\circ$. De l'autre côté, les électrodes sont des pistes d'aluminium continues sur toute la longueur du tube, qui fournissent un signal digital si le tube est touché au moins une fois. Le signal digital permet d'obtenir un profil bi-dimensionnel détaillé de la gerbe hadronique et d'identifier les muons.

Les mêmes tubes, seulement avec la lecture digitale mais en deux directions (des pistes parallèles aux fils sur une face et perpendiculaires aux fils sur l'autre) sont utilisés dans la construction de chacune des deux couches externes de chambres à muons.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique est

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{85\%}{\sqrt{E}}.$$

2.2 Déclenchement de l'acquisition

Le taux d'événements de physique e^+e^- est relativement bas au LEP, comparé aux collisionneurs hadroniques. A luminosité nominale, le taux des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ (au pic du Z) est de l'ordre de 1 Hz. Le système de déclenchement est donc désigné pour une efficacité maximale, quel que soit le type de l'événement. Dans ce but, on accepte autant de bruit de fond que tolérable du point de vue des temps morts des sous-détecteurs.

La logique de déclenchement est une logique à trois niveaux. La cadence de base est fournie par le croisement des paquets d'électrons (BX).

Le Niveau 1 utilise les signaux des calorimètres et de la ITC. Les types de critères de décision sont : énergie déposée dans le ECAL, coïncidence azimutale ECAL-ITC, coïncidence azimutale HCAL-ITC. Le taux d'événements à la sortie du Niveau 1 est limité par le mode de fonctionnement de la TPC, à quelques centaines de Hz.

Le Niveau 2 est basé sur l'analyse de l'information de la TPC. Des processeurs câblés cherchent la présence de traces en provenance de la région d'interaction. Le temps de décision est limité par le temps de dérive maximum dans la TPC, qui est d'environ 50 μ s.

Le déclenchement du troisième niveau est réalisé par une ferme de processeurs intégrés au système d'acquisition, qui disposent de l'information en provenance de tous les sous-détecteurs.

En général, l'acquisition d'un événement est décidée indépendamment par plusieurs critères. Cela permet de mesurer l'efficacité du déclenchement. Elle est de 100% pour les événements hadroniques, proche de 100% pour les événements $Z \rightarrow$ leptons et $99.7 \pm 0.2\%$ pour les événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

2.3 Performances: identification des particules

Identification des électrons

L'identification des électrons utilise la mesure d'ionisation dE/dx dans la TPC et les profils transverse et longitudinal de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre.

L'estimateur suivant est défini pour l'identification des électrons :

$$R_I = (I_{mes} - I_e) / \sigma(I).$$

I_{mes} est la densité d'ionisation mesurée, I_e est le plateau d'ionisation pour les électrons et $\sigma(I)$ sa variance; R est alors distribué selon une gaussienne centrée à zéro et de variance égale à l'unité. La séparation entre les électrons et les autres particules chargées (pions, kaons, muons) est meilleure de 3σ pour des impulsions inférieures à 8 GeV/c, la séparation $\pi - K$ est d'environ 2σ et la séparation $K - p$ de 1σ .

L'identification dans le calorimètre est basée sur le profil transverse compact de la gerbe et sur le profil longitudinal. Les traces sont extrapolées à travers le calorimètre. L'estimateur transverse est défini à partir du rapport E_4/p , où p est l'impulsion de la trace mesurée dans la TPC et E_4 est l'énergie déposée dans les quatre tours du calorimètre les plus proches de l'extrapolation de la trace. L'estimateur longitudinal est l'inverse de la profondeur moyenne du dépôt d'énergie. Les distributions de ces deux estimateurs sont gaussiennes.

La mesure du dE/dx est plus efficace à basse énergie, et le profil de la gerbe à grande énergie. Typiquement, l'efficacité globale d'identification des électrons dans un environnement hadronique est de $65.5 \pm 0.5\%$, avec une contamination inférieure à 10^{-3} . Les

électrons isolés sont identifiés avec une efficacité supérieure à 99% (pourvu qu'ils ne soient pas hors de l'acceptance du détecteur).

Identification des photons

Les tours du calorimètre électromagnétique les plus énergiques par rapport aux tours voisines sont identifiées. Les tours sont ensuite regroupées autour des tours les plus énergiques, en commençant par le premier niveau du calorimètre et par ordre décroissant de l'énergie. Une association de tours est identifiée comme photon si l'énergie est supérieure à 250 MeV et s'il n'y a pas de trace chargée à moins de 2 cm autour de son barycentre. Seulement les quatre tours centrales sont utilisées pour calculer l'énergie du photon, pour réduire la contamination due aux hadrons.

Dans la figure 2.1 est présenté un événement $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Les modes de désintégration des taus sont $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ et respectivement $\tau^+ \rightarrow \rho^+\bar{\nu}_\tau$ et $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. Dans la figure 2.2, les régions où les produits de désintégration interagissent dans les calorimètres sont agrandies. Les traces en forme de "V", dans le plan des coordonnées angulaires (θ, ϕ) , représentent le passage des particules chargées dans la TPC. La pointe du "V" correspond au point de sortie de la TPC vers le ECAL. En remontant vers l'origine de la trace, la précision sur l'angle polaire θ diminue avec le rayon r . On se souvient que la position longitudinale du point d'ionisation, donc l'angle θ , est déterminée à partir du temps de dérive. Enfin, l'orientation du "V" reflète le sens dans lequel les traces sont courbées dans le champ magnétique (pointe vers le haut = charge négative). Les rectangles représentent les tours des calorimètres où une énergie quelconque a été mesurée. La taille des carrés pleins est reliée à la quantité d'énergie déposée. Les petits rectangles sont les tours du ECAL ($0.9^\circ \times 0.9^\circ$) et les grands, celles du HCAL.

On peut constater la séparation des deux photons venant de la désintégration du π^0 dans le calorimètre électromagnétique. La séparation est très nette au premier niveau du calorimètre, avant le développement de la gerbe. C'est la raison pour laquelle les maxima d'énergie sont cherchés en commençant par le premier niveau. Le π^+ traverse le calorimètre électromagnétique au minimum d'ionisation et laisse toute son énergie dans le calorimètre hadronique. En bas à droite, la vue (r, ϕ) permet de noter le profil transverse caractéristique au passage du π^+ dans le calorimètre hadronique.

Identification des muons

L'identification des muons est basée sur le profil digital dans le calorimètre hadronique et sur l'information des chambres à muons. Chaque trace de plus de 1 GeV est extrapolée à travers le détecteur. L'extrapolation de la trace définit une région du calorimètre susceptible d'avoir été touchée. Le nombre de plans de tubes réellement touchés à l'intérieur de cette région est utilisé pour identifier les particules pénétrantes. Typiquement une particule est identifiée comme muon si au moins neuf plans sont touchés, dont au moins quatre parmi les dix derniers plans susceptibles d'avoir été touchés. En plus l'extrapolation de la trace doit être compatible à 4σ près avec un point touché dans les chambres externes.

Figure 2.1: Un événement $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

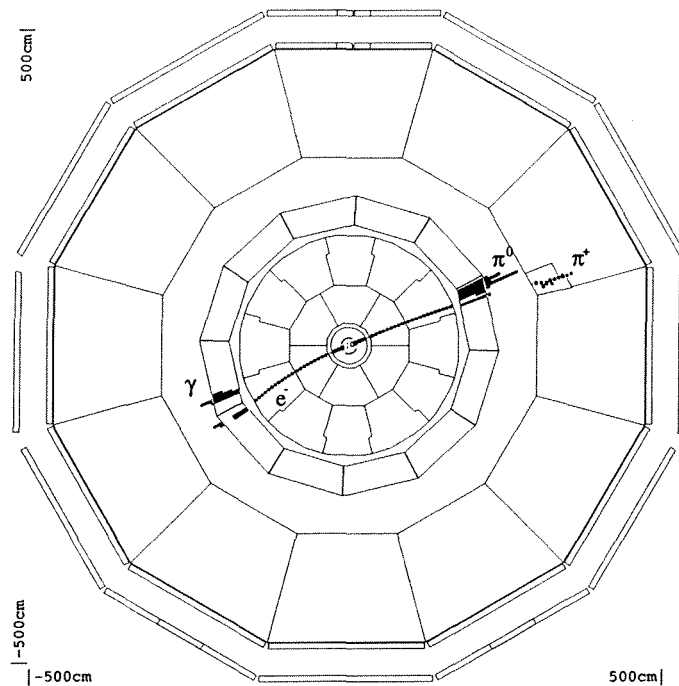
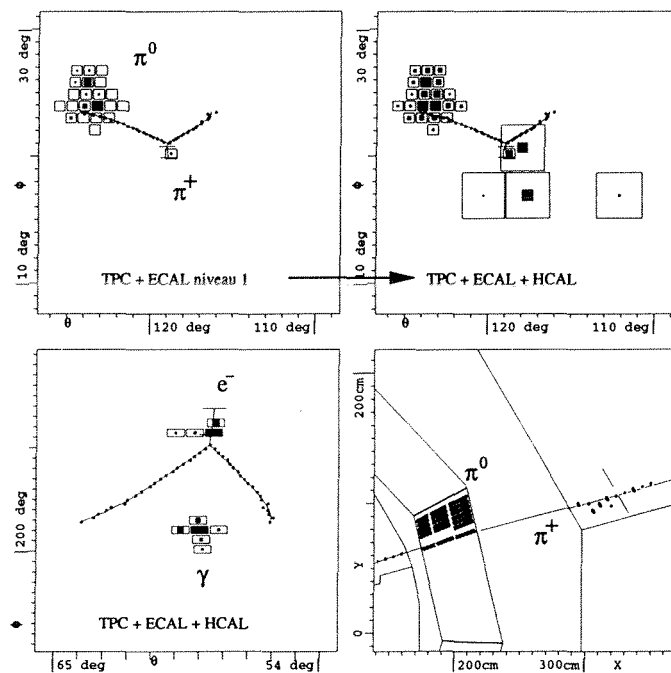


Figure 2.2: En bas à gauche, l'électron et son photon de bremsstrahlung. A droite, en vue transverse, le passage du π^+ dans les calorimètres. En haut, dans le plan (θ, ϕ) , on constate la séparation des photons venant du π^0 dans le premier niveau du calorimètre électromagnétique. Le π^+ traverse le ECAL près du minimum d'ionisation.



L'efficacité moyenne ainsi obtenue est de 86%, avec une contamination de l'ordre de 1% due aux désintégrations de pions.

Dans la figure 2.3 est représenté un muon qui traverse le détecteur. On peut voir les points de mesure dans la TPC, le profil digital dans le HCAL et les points dans les chambres à muons, compatibles avec l'extrapolation de la trace.

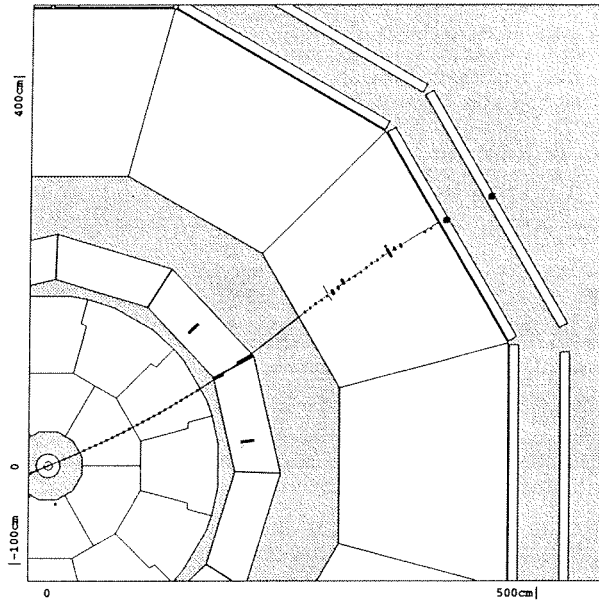


Figure 2.3: Un muon traversant le détecteur.

Reconstruction des V^0

On dénote ainsi les conversions de photons et les désintégrations de particules neutres en une paire de particules chargées (K_S^0 , Λ), loin du point d'interaction principal. Ces deux traces chargées seraient donc rejetées par la plupart des analyses. Les V^0 sont identifiés par un algorithme spécial, avec une efficacité de l'ordre de 40-50%.

Identification des quarks b

Les hadrons b sont identifiés par leur durée de vie. La durée de vie moyenne des mésons et baryons b est de 1.537 ± 0.021 ps [40] et leur distance de vol, pour des énergies moyennes de 20 GeV, est de l'ordre de 1.5 mm; de trois à sept particules chargées sont émises typiquement lors de la désintégration. Grâce à une reconstruction très précise des traces dans le détecteur, il est possible d'identifier ces particules provenant d'un vertex secondaire. La méthode d'identification est basée sur la mesure du paramètre d'impact de chaque trace par rapport au point de désintégration du Z reconstruit pour chaque événement. La résolution sur le paramètre d'impact est de $23 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $28 \mu\text{m}$ dans

un plan qui contient le faisceau, grâce essentiellement au détecteur de vertex. En absence du VDET, la résolution obtenue seulement avec la TPC et la ITC serait de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $800 \mu\text{m}$ dans un plan longitudinal.

Le point d'interaction principal est reconstruit en trois dimensions, événement par événement, avec une précision de quelques dizaines de microns. L'algorithme utilisé [41] prend en compte toutes les traces chargées d'un événement. Une contrainte supplémentaire est donnée par la position du faisceau d'électrons, particulièrement le long de l'axe vertical. Il a été montré que la reconstruction du point d'interaction n'est pas sensible à l'existence de vertex secondaires. Une telle dépendance pourrait être décelée en regardant le décalage, le long de la direction des hadrons b , entre le point d'interaction reconstruit et le point d'interaction simulé, en fonction des distances de vol. Cette dépendance a été trouvée compatible avec zéro avec une précision de $1/1000$.

Une fois la position du point d'interaction déterminée, l'algorithme d'identification [42] calcule la probabilité de chaque particule chargée de provenir du point d'interaction, sur la base du paramètre d'impact. Les traces identifiées comme appartenant à des V^0 ne sont pas prises en compte dans le calcul de la probabilité : par définition ces traces ont un grand paramètre d'impact mais ne signent pas obligatoirement la présence de quarks b .

Finalement, les probabilités individuelles sont combinées pour fabriquer des probabilités globales par jet, hémisphère et événement. Pour des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ avec une paire de quarks légers, des paramètres d'impact non-nuls sont dus exclusivement aux erreurs de mesure et par conséquent les probabilités associées ne sont pas corrélées. Dans ce cas la probabilité combinée s'exprime analytiquement en fonction du produit des probabilités individuelles :

$$w \equiv p_1 \cdot p_2 \cdot \dots \cdot p_N,$$

$$\mathcal{P}(\{p_i\}) = w \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\log(w))^j}{j!}.$$

Idéalement, les distributions de p_i et de \mathcal{P} sont uniformes, entre 0 et 1, pour les événements avec des quarks légers et concentrées à zéro pour les quarks b , avec une contamination due aux événements $c\bar{c}$. Typiquement, en utilisant toutes les traces de l'événement, l'efficacité d'identification des b est de 20% pour une pureté supérieure à 97%.

Un événement $b\bar{b}$ ainsi identifié, pour lequel deux vertex secondaires ont été reconstruits par la suite, est présenté dans la figure 2.4. Les ellipses représentent les positions à 3σ du point d'interaction principal et des deux vertex secondaires. Les distances de vol des hadrons b sont de l'ordre du millimètre. L'une des vues représente le plan transverse (x, y) tandis que l'autre représente un plan longitudinal (r, z) . Pour ce même événement, la reconstruction des traces en utilisant le VDET peut être constatée sur la figure 2.5.

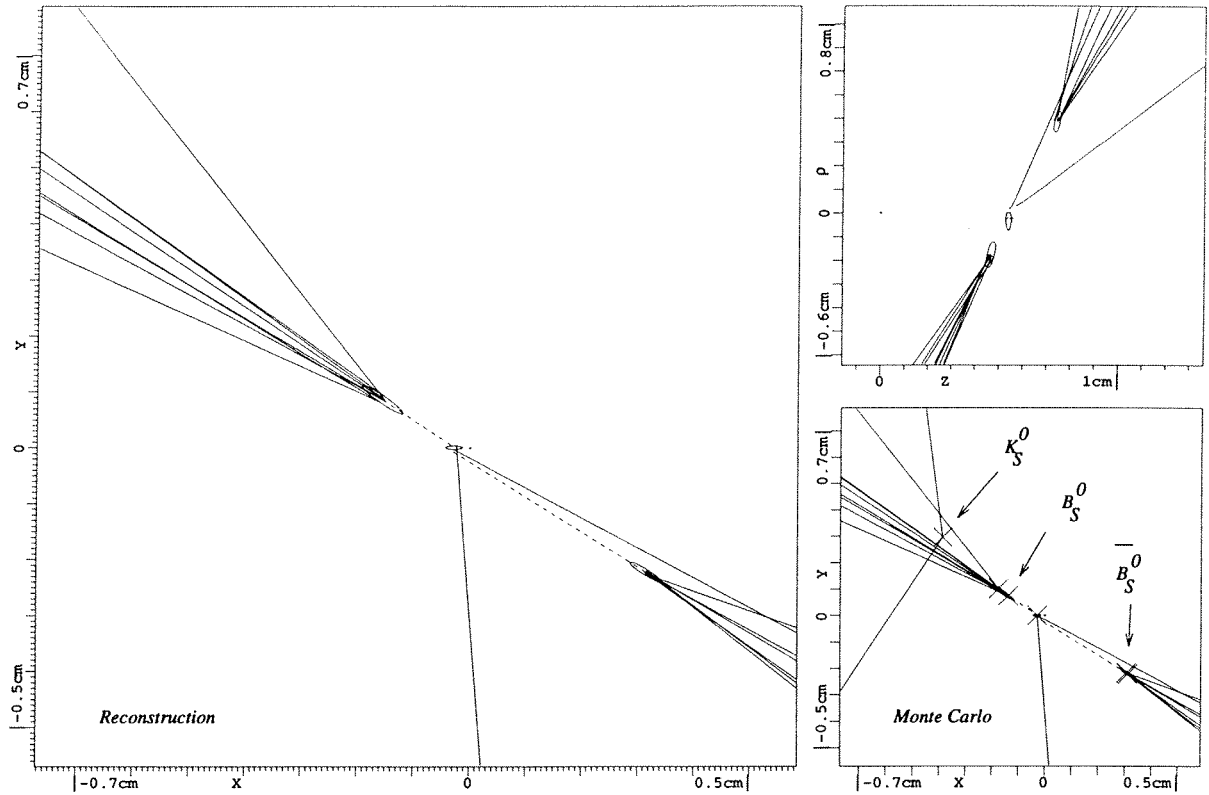
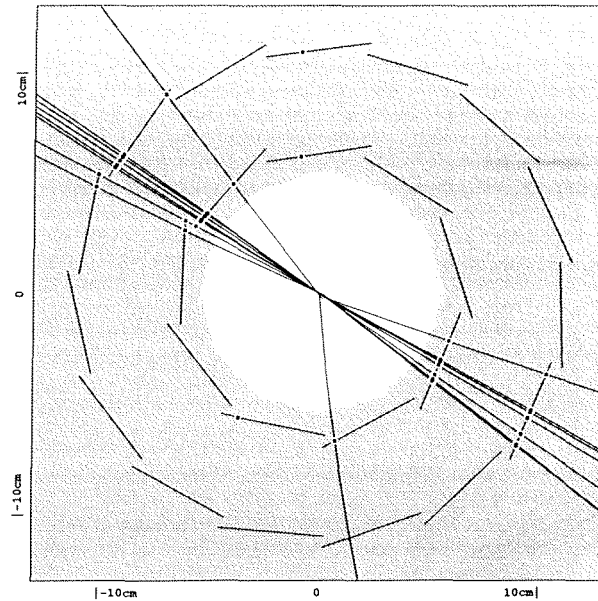


Figure 2.4: Un événement simulé $Z \rightarrow b\bar{b}$ identifié par la durée de vie des hadrons b . A gauche la vue transverse $r\phi$ et en haut à droite une vue longitudinale rz . En bas à droite, les traces reconstruites sont remplacées par les traces engendrées par la simulation, et les croix symbolisent le point d'interaction principal et les points de désintégration secondaires au niveau du Monte Carlo. Le K_S^0 n'est pas pris en compte lors de la reconstruction.

Figure 2.5: Reconstruction des traces avec le détecteur de vertex (projection $r\phi$).



Reconstruction du flux d'énergie

Un point important pour la recherche d'états finals hadroniques avec énergie manquante, est la reconstruction de l'énergie totale déposée dans le détecteur. Pour cela, un algorithme basé sur l'identification des particules est utilisé. Cinq classes d'objets sont définis dans le cadre de cet algorithme: particules chargées, V^0 , photons, hadrons neutres et enfin les "particules à bas angle" qui peuvent être des particules chargées hors de l'acceptance de la TPC ou des particules neutres, détectées par les calorimètres avant (ECAL ou luminomètre). Les hadrons neutres sont identifiés comme un excès significatif d'énergie dans les calorimètres par rapport aux particules identifiées comme photon, électron, muon ou toute autre particule chargée. La résolution sur l'énergie totale ainsi obtenue est

$$\sigma(E) = 0.6/\sqrt{E} + 0.6 \text{ GeV.}$$

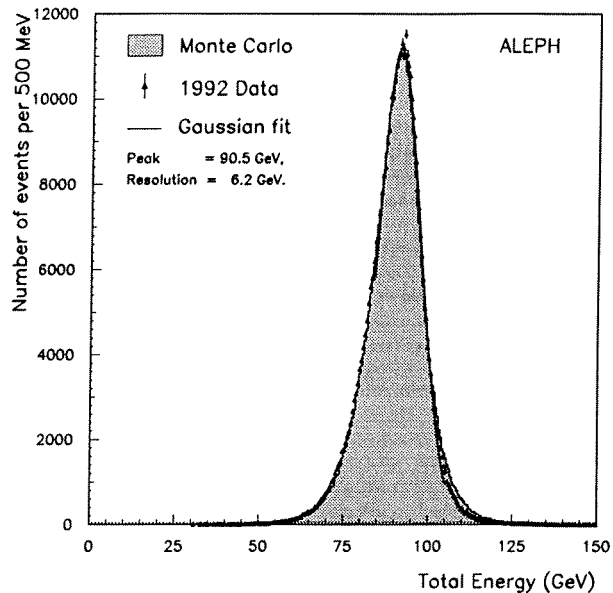
La distribution [39] de l'énergie totale des événements hadroniques obtenue avec cette méthode est présentée dans la figure 2.6, où les événements à petit angle sont enlevés pour éviter les pertes d'énergie au long de l'axe des faisceaux. La valeur centrale est de 90.5 GeV et la résolution est de 6.2 GeV.

2.4 Simulation des événements

Les générateurs

Les générateurs d'événements produisent la liste de particules avec leurs quadri-moments, correspondant au processus étudié. Les générateurs se chargent de simuler la désintégration

Figure 2.6: Distribution de l'énergie totale des événements hadroniques.



de toutes les particules autres que e , μ , π^+ , K^+ , p , n et γ .

La fragmentation des paires quark-antiquark et la désintégration des hadrons sont simulées par JETSET[43]. La désintégration des taus est simulée par TAUOLA[44].

Un générateur privé est utilisé pour simuler la production et la désintégration des bosons de Higgs. Le processus standard $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions est simulé par FERMISV[45]. Ces deux générateurs font appel à JETSET et TAUOLA pour la fragmentation des quarks et la désintégration des particules instables.

Simulation du détecteur

La simulation du détecteur est réalisée dans le cadre de GEANT [46].

Alternativement, une simulation rapide et précise de l'algorithme de reconstruction du flux d'énergie est utilisée pour court-circuiter le passage par GEANT et par la chaîne de traitement des données brutes JULIA [47]. Dans cette approche, on fait fluctuer les énergies de toutes les particules et les directions des particules neutres, au niveau du générateur, selon des résolutions mesurées et paramétrisées. La simulation rapide ne permet pas, par exemple, d'accéder aux paramètres d'impact des traces chargées.

Les échantillons d'événements

Les analyses présentées utilisent l'ensemble des données accumulées par ALEPH jusqu'en 1993, à savoir 1.92 million Z se désintégrant en hadrons. L'analyse basée sur l'identification des quarks b, présentée dans le chapitre 4, est basée uniquement sur 1.6 million Z

hadroniques, pour lesquels les informations du VDET et la position du faisceau d'électrons sont disponibles. Par ailleurs l'algorithme d'identification ne fonctionne que si un nombre minimum de traces ont des points dans le VDET, ce qui réduit le nombre d'événements utilisables dans l'analyse par un facteur qui est l'acceptance géométrique de ce sous-détecteur. Les nombres d'événements analysés pour chaque énergie de fonctionnement du LEP (autour de m_Z) sont indiqués dans le dernier chapitre.

Le nombre d'événements de bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$, simulés avec DYMU03 [48] et JETSET, varie entre 1-2 fois la statistique réelle, en fonction de chaque analyse.

Un nombre de 1000 événements de bruit de fond $e^+e^- \rightarrow 4$ fermions pour chacun des états finals possibles sont simulés par FERMISV, avec les sections efficaces indiquées dans le tableau 1.4.

Chapitre 3

Recherches dans le canal

$$hA \rightarrow \tau^+ \tau^- q\bar{q}$$

La présence d'une paire $\tau^+\tau^-$ est la signature de cet état final. Dans ce qui suit, les procédures permettant d'identifier les taus dans un environnement hadronique seront détaillées. L'identification des taus repose sur

- l'énergie manquante, due aux neutrinos, et
- l'isolation des taus par rapport au système hadronique.

Le bruit de fond principal est $Z \rightarrow q\bar{q}$, et le bruit de fond irréductible est $Z \rightarrow \tau^+\tau^- q\bar{q}$, dominé par le diagramme graphe.8.

3.1 Recherche de paires de particules chargées isolées

On commence par décrire la procédure de sélection proprement-dite. Une méthode de reconstruction cinématique de l'état final à 4 corps, permettant par ailleurs de connaître les masses des bosons de Higgs h et A avec une bonne précision, sera discutée dans le paragraphe 2.

Le nombre d'événements de bruit de fond satisfaisant les critères de sélection, estimé à partir de la simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$, est en désaccord avec les observations. Alternativement, une estimation du bruit de fond basée sur les données elles-mêmes comporte quelques subtilités dont il sera question dans le paragraphe 3.

Une méthode permettant d'améliorer la sélectivité de l'analyse, en combinant les différentes quantités discriminantes en une seule variable, sera introduite dans le paragraphe 4. La coupure finale sur cette variable est décidée de façon non-biaisée, suivant une approche optimale qui est décrite dans le paragraphe 5. Pour terminer, les trois événements qui satisfont les coupures sont présentés.

Une discussion concernant le choix de l'algorithme de JADE, qui est utilisé dans la procédure de sélection, se trouve dans le dernier paragraphe.

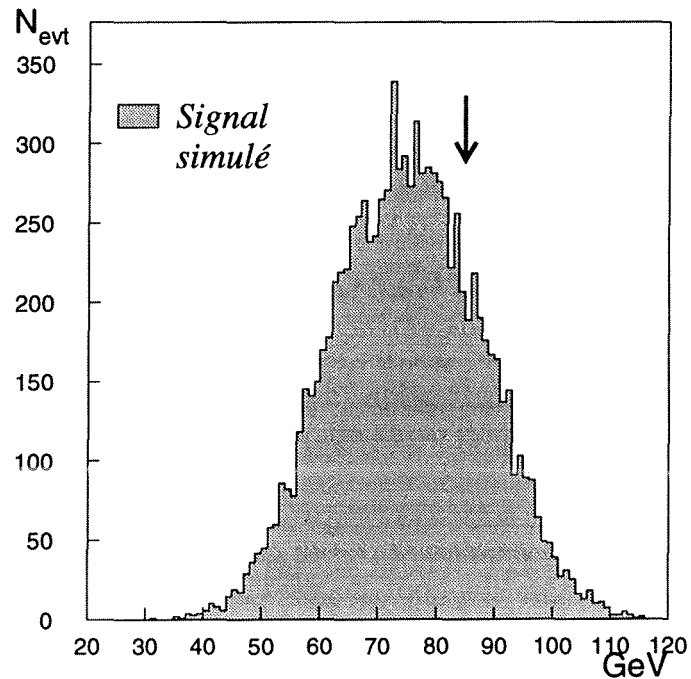
3.1.1 Sélection des événements

Dans le but de sélectionner les événements hadroniques, au moins 7 bonnes traces de particules chargées doivent être reconstruites et la somme des impulsions des particules chargées doit être supérieure à $10\% \sqrt{s}$. Pour des événements hadroniques typiques, 18 traces sont reconstruites en moyenne et la somme de leurs impulsions est d'environ $50 \text{ GeV}/c$. A titre d'indication, l'efficacité de la sélection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ standard, basée sur la TPC (5 bonnes traces, somme des impulsions supérieure à $10\% \sqrt{s}$) est de 97.47% [49].

Pour exploiter le fait que des neutrinos emportent une partie de l'énergie sans être détectés, l'énergie visible doit être inférieure à 85 GeV (fig.3.1). Cette coupure rejette environ 70% du bruit de fond hadronique $Z \rightarrow q\bar{q}$ tout en conservant 95% du signal.

Etant donné que la résolution en énergie est dégradée à cause de la non-homogénéité du détecteur dans les régions très vers l'avant, on évite d'utiliser ces régions dans la recherche d'états finals avec de l'énergie manquante. Dans cette analyse, un veto est appliqué si l'énergie totale mesurée dans les calorimètres jusqu'à 12° par rapport à l'axe des faisceaux est supérieure à 10 GeV .

Figure 3.1: Distribution de l'énergie visible des événements simulés $Z \rightarrow hA \rightarrow \tau^+ \tau^- q\bar{q}$.



Toutes les particules reconstruites sont regroupées dans des jets en utilisant l'algorithme de JADE [50]. La valeur de Y_{cut} utilisée est de 0.002, correspondant à une masse invariante de $4.1 \text{ GeV}/c^2$. Dans le paragraphe 3.1.6 on trouve une discussion plus détaillée concernant le choix de cet algorithme et de la valeur de Y_{cut} .

Au moins 4 jets doivent être constitués. Au moins 2 jets doivent chacun (fig.3.2) :

- Contenir exactement une particule chargée plus éventuellement des particules neutres et des V^0 . L'impulsion de la particule chargée doit être supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$. Il est accepté cependant qu'un seul des jets contienne exactement trois traces, dans le but de sélectionner aussi les configurations où l'un des taus s'est désintégré en trois particules chargées, qui représentent 24% du signal. Dans ce cas, la charge électrique du triplet doit être égale à l'unité et son impulsion supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$.
- Avoir une masse inférieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$. Cette coupure est efficace contre les jets qui proviennent du système hadronique, alors que la masse visible des produits de désintégration du tau est inférieure à $m_\tau \sim 1.78 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, des particules neutres venant du système hadronique peuvent être regroupées dans le jet qui contient le tau, ce qui explique l'étalement conséquent des distributions en masse.

A ce niveau, environ 97% du bruit de fond hadronique est rejeté et le signal se voit réduit à 33% du nombre d'événements simulés.

- Être isolés à plus de 30° par rapport aux autres jets. L'isolation est définie comme étant l'angle le plus petit de l'un des jets qui contient les taus par rapport au jet hadronique le plus proche. Pour être précis :

$$\theta_{isol} = \min \theta_{ij} \quad i = \text{tau}_1, \text{tau}_2 \quad j = 1, 2, \dots, N_{jets} \quad j \neq i. \quad (3.1)$$

- Se trouver à plus de 30° de l'axe des faisceaux. Cette contrainte est nécessaire pour valider les coupures précédentes, en s'assurant que toutes les particules situées à proximité du jet ont été détectées.

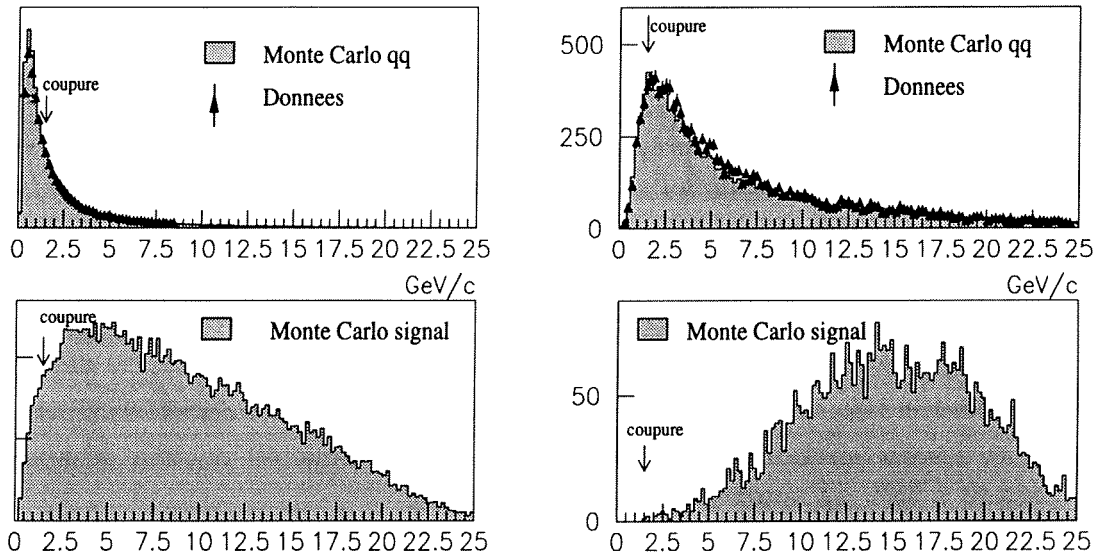
3.1.2 Reconstruction cinématique de l'état final

La mesure précise des masses des bosons de Higgs h et A est par elle-même importante. Elle permet en même temps d'obtenir une meilleure sensibilité des analyses en présence du bruit de fond. On s'intéresse par la suite à la mesure des masses invariantes $m_{\tau\tau}$ et $m_{q\bar{q}}$ et aux résolutions sur ces deux quantités.

A cause des neutrinos qui ne sont pas détectés, la masse $m_{\tau\tau}$ mesurée directement à partir des produits de désintégration est systématiquement plus petite que la masse vraie, comme on peut le constater sur la fig.3.4.

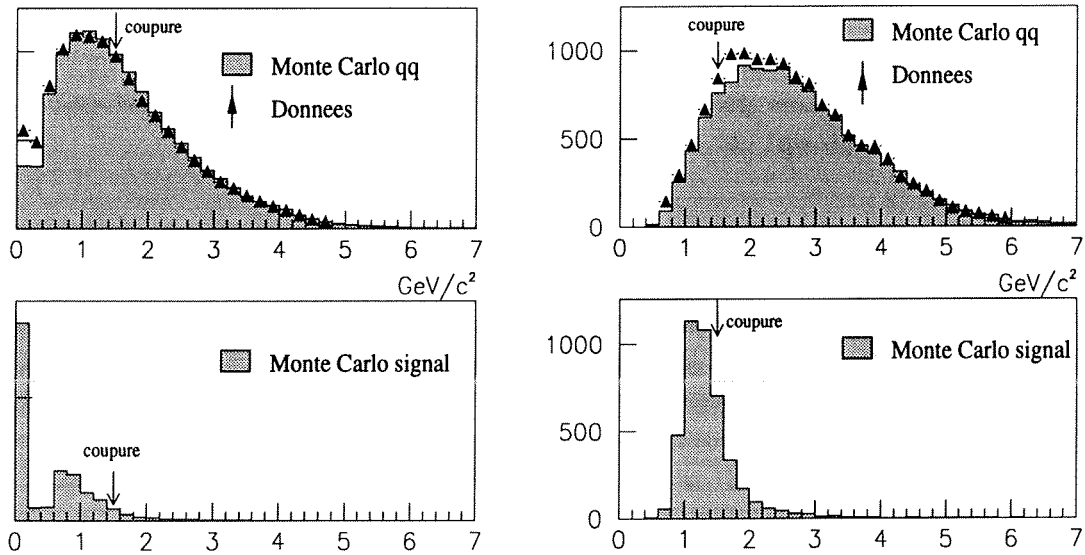
Dans un premier temps, la conservation de l'énergie-impulsion totale est utilisée pour recalculer les 4 quadri-moments des objets identifiés aux deux taus et aux deux quarks, en supposant leurs vitesses parfaitement mesurées. Il suffit de résoudre le système d'équations suivant, linéaire en E_i :

$$\sum \vec{p}_i = \vec{0} \Rightarrow \begin{cases} E_1 + E_2 + E_3 + E_4 = \sqrt{s} \\ \vec{\beta}_1 E_1 + \vec{\beta}_2 E_2 + \vec{\beta}_3 E_3 + \vec{\beta}_4 E_4 = \vec{0} \end{cases} \quad (3.2)$$



(a) Impulsion de la trace isolée

(b) Impulsion du triplet isolé



(c) Masse du jet de multiplicité 1

(d) Masse du jet de multiplicité 3

Figure 3.2: Impulsions et masses des taus. En haut (a,b,c,d) le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ (zone grisée) et les données (triangles avec barres d'erreurs); en bas le signal. La flèche indique la coupure.

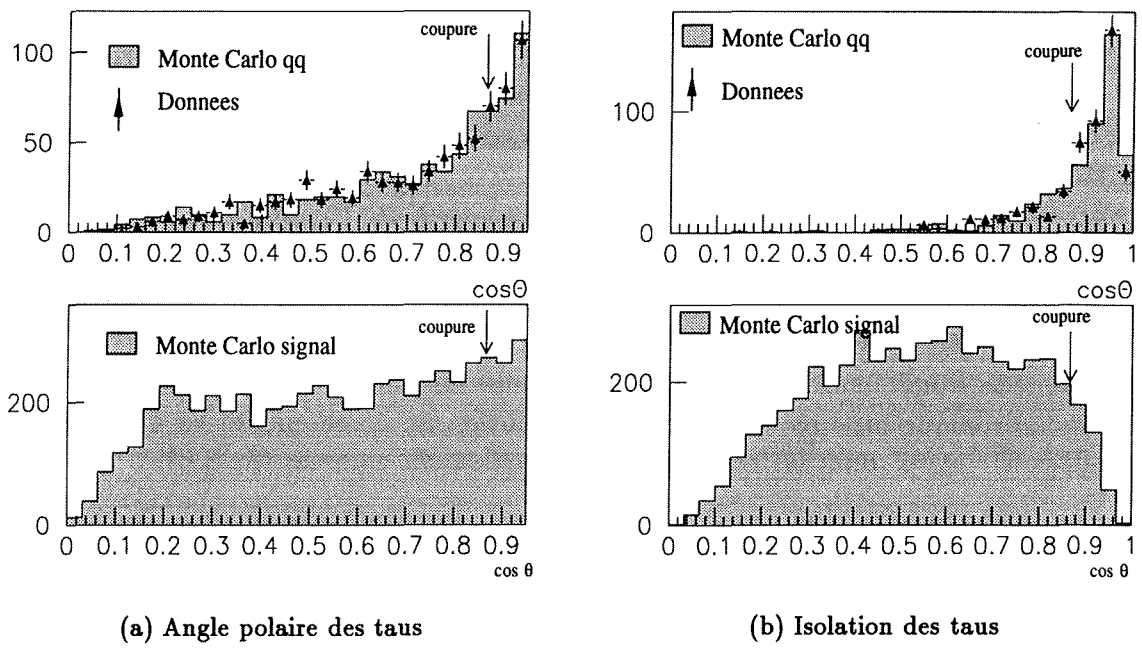


Figure 3.3: Le cosinus du plus petit angle polaire, $\cos(\min(\theta_1, \theta_2))$ (a) et le cosinus de l'angle le plus petit entre l'un des taus et l'un des jets hadroniques (b).

Pour les taus qui avec une masse inférieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$ sont des particules ultra-relativistes, les vitesses β_i sont approximées par leurs directions. Pour la même raison, la mesure de la direction des produits de désintégration visibles est en fait une bonne mesure de la direction du tau et peu sensible à l'émission de neutrinos.

Les distributions des masses invariantes $m_{\tau\tau}$ et $m_{q\bar{q}}$ ainsi recalculées sont présentées dans la fig.3.4. La mesure directe de la masse $m_{q\bar{q}}$ est seulement affectée par la résolution du détecteur. Cette mesure indépendante est utilisée pour valider la procédure de reconstruction cinématique : un veto est appliqué si la masse $m_{q\bar{q}}$ recalculée est supérieure à 2.5 fois la masse mesurée.

L'inconvénient est que les résolutions sur les deux masses recalculées se détériorent lorsqu'on se rapproche de la limite cinématique, $m_{\tau\tau} + m_{q\bar{q}} \approx \sqrt{s}$. Ceci est facile à comprendre. Dans cette configuration, les jets hadroniques sont opposés l'un à l'autre, de même que les deux taus; donc, les événements sont plans. Dans un système de coordonnées où le plan Oxy est le plan de l'événement, toutes les composantes β_i^z s'annulent et la 4^e équation n'apporte aucune information supplémentaire. Autrement dit, le déterminant du système d'équations s'annule.

Dans une configuration proche de la limite cinématique, l'erreur sur $M \equiv m_{\tau\tau} + m_{q\bar{q}}$ tend vers zéro (M tend vers \sqrt{s}) tandis que l'erreur sur $m \equiv m_{q\bar{q}} - m_{\tau\tau}$ devient infinie (fig.3.6). En particulier les quantités reconstruites (à l'exception de M) deviennent de plus en plus sensibles aux erreurs sur $\vec{\beta}_i$.

Un remède simple consiste à corriger les valeurs $m_{q\bar{q}}$ et $m_{\tau+\tau^-}$ en prenant en compte la masse hadronique mesurée m_{qq}^{mes} (avec la résolution du détecteur) et les deux quantités recalculées M^r et m^r dont les résolutions sont également connues (fig.3.6) :

$$\chi^2 \equiv \frac{(m_{qq}^{corr} - m_{qq}^{mes})^2}{\sigma^2(m_{qq}^{mes})} + \frac{(M^{corr} - M^r)^2}{\sigma^2(M^r)} + \frac{(m^{corr} - m^r)^2}{\sigma^2(m^r)} \quad (3.3)$$

où

$$m_{qq}^{corr} = \frac{1}{2}(M^{corr} + m^{corr}).$$

La quantité χ^2 est à minimiser par rapport aux deux masses "corrigées" m^{corr} et M^{corr} . Le résultat final est montré dans la fig.3.5 pour le signal "standard" et dans la fig.3.7 pour toutes les valeurs de $m_{\tau+\tau^-}$ et $m_{q\bar{q}}$ entre $10 \text{ GeV}/c^2$ et la limite cinématique. Dans la fig.3.8 est représenté le biais systématique par rapport aux masses m_{qq}^{vraie} et $m_{\tau\tau}^{vraie}$ utilisées dans la simulation.

On distingue deux catégories d'événements. Ceux qui ont une masse $m_{q\bar{q}}$ grande ressemblent aux événements typiques $Z \rightarrow q\bar{q}$, avec deux jets opposés et deux particules chargées émises à angle par rapport aux jets (fig.3.9 a). La région $m_{q\bar{q}} < 60 \text{ GeV}/c^2$ est peuplée par des événements dont l'une des particules identifiées comme tau est presque opposée aux jets hadroniques : il y a une très forte asymétrie entre les deux taus (fig.3.9 b).

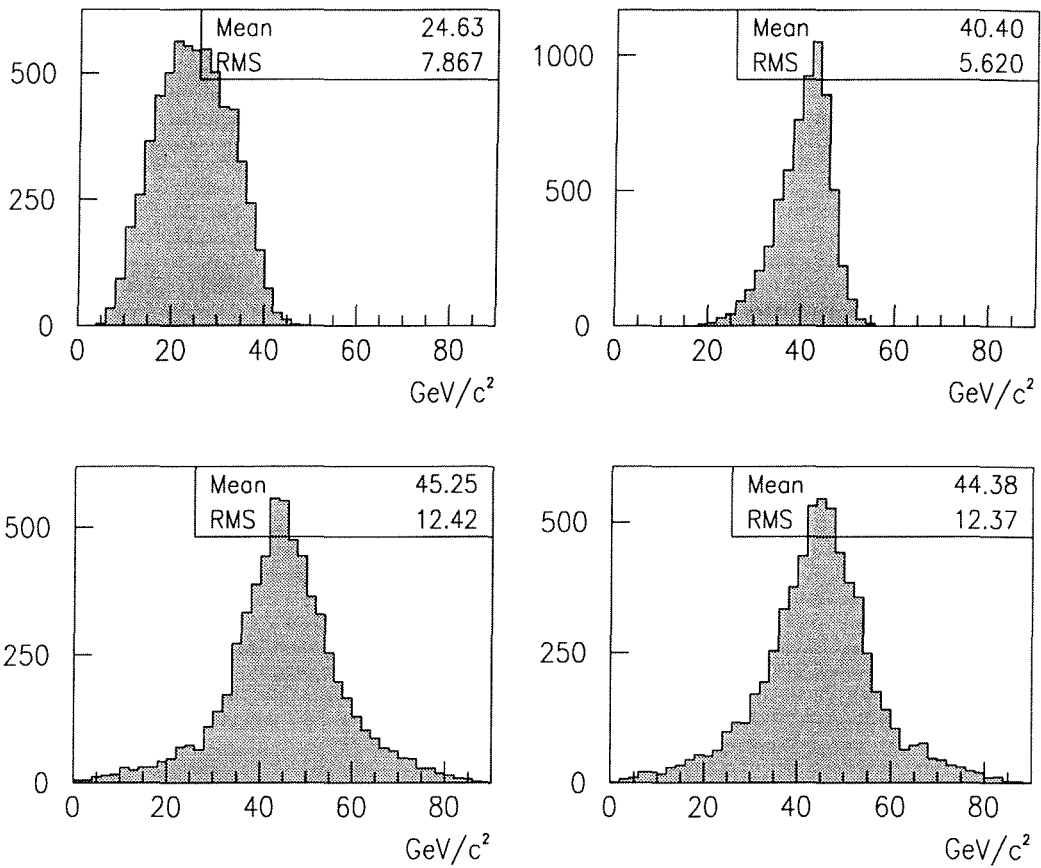


Figure 3.4: Distributions des masses invariantes $m_{\tau\tau}$ (gauche) et $m_{q\bar{q}}$ (droite), pour le signal. En haut, les masses mesurées; en bas, les valeurs recalculées. Les quantités non-corrélées sont $M \equiv m_{q\bar{q}} + m_{\tau\tau}$ et $m \equiv m_{q\bar{q}} - m_{\tau\tau}$.

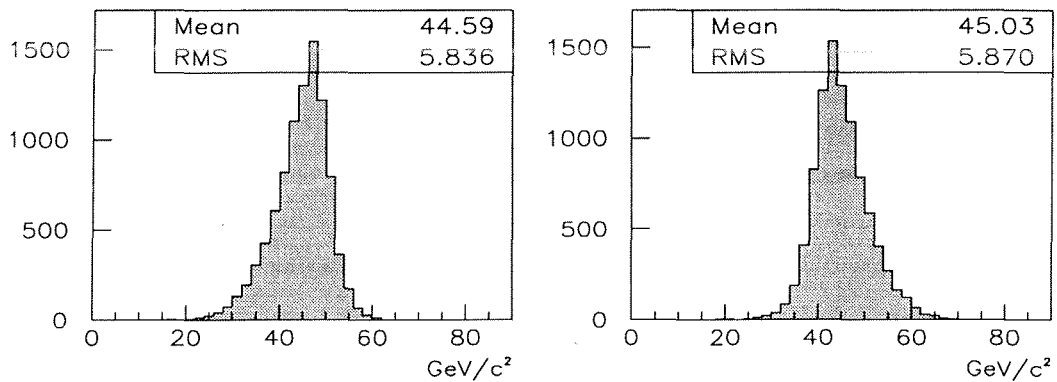


Figure 3.5: Distributions des masses invariantes corrigées $m_{\tau\tau}^{corr}$ (gauche) et $m_{q\bar{q}}^{corr}$ (droite), pour le signal "standard" $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$.

Figure 3.6: Résolutions (RMS) sur les valeurs recalculées de M^r (haut) et m^r (bas) en fonction de M^{vraie} .

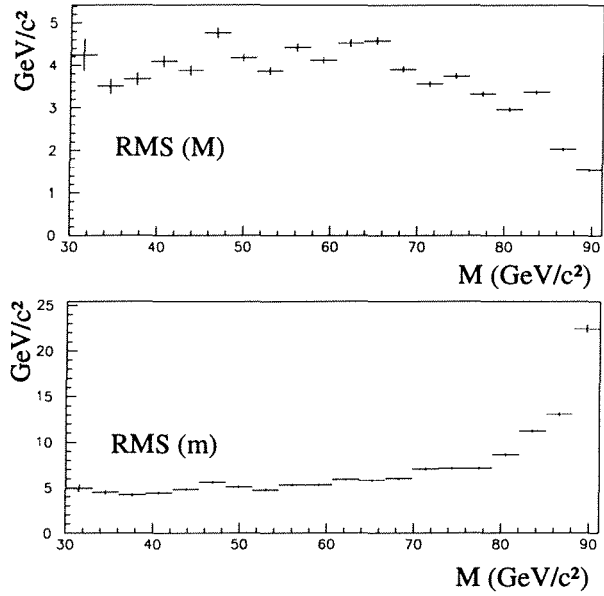


Figure 3.7: Résolutions (RMS) sur les masses corrigées M^{corr} (haut) et m^{corr} (bas) en fonction de la masse $M^{vraie} \equiv m_h + m_A$ utilisée dans la simulation.

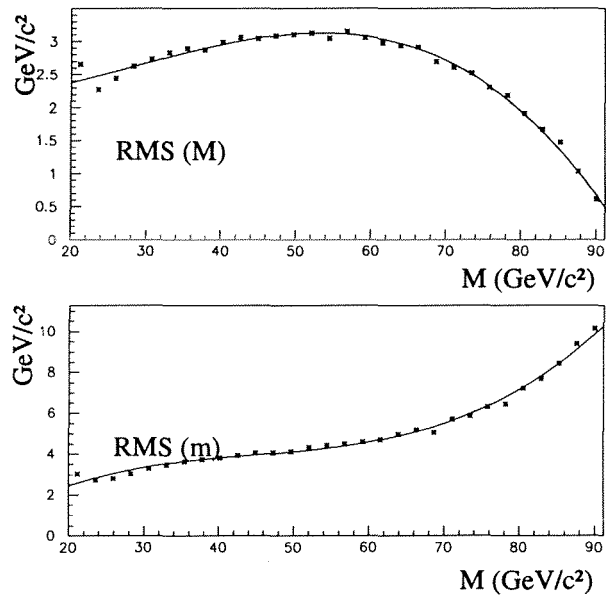


Figure 3.8: Biais systématique des masses reconstruites corrigées m_{qq}^{corr} et $m_{\tau\tau}^{corr}$, par rapport aux masses utilisées dans la simulation. En fonction de l'efficacité de sélection, entre 150 et 400 événements par boîte de $m_{\tau\tau} \times m_{qq} = 7 \text{ GeV}/c^2 \times 7 \text{ GeV}/c^2$ sont utilisés. Attention à la différence d'échelle.

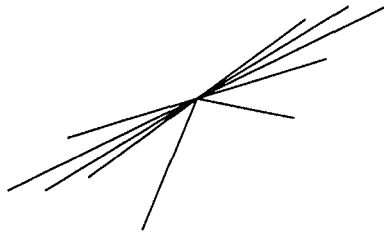
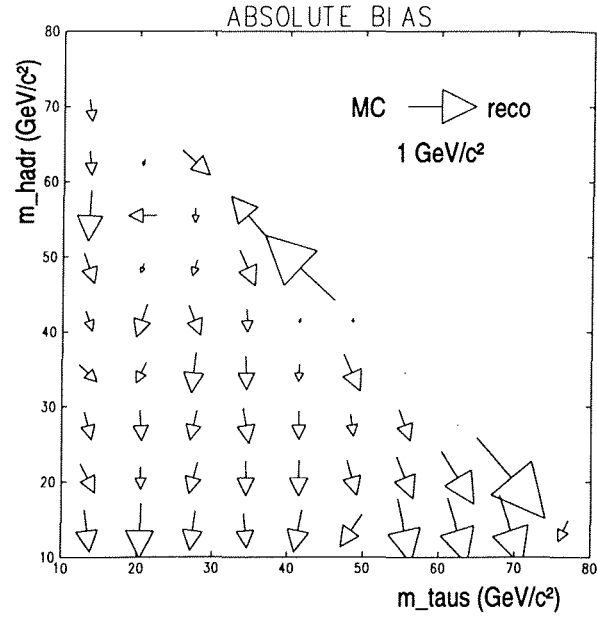


Figure 3.9 a

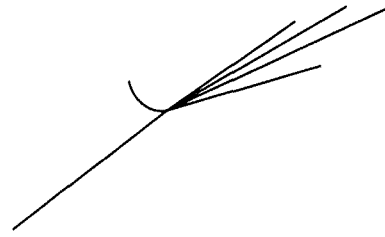


Figure 3.9 b

Les distributions des masses $m_{\tau^+\tau^-}$ et $m_{q\bar{q}}$, pour les événements qui passent les critères de sélection, se trouvent dans la figure 3.10. Mise à part la différence de normalisation, il y a compatibilité entre les données et le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$. En même temps, de l'ordre de 1.6 événement provenant du bruit de fond irréductible $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ sont attendus avec une masse hadronique inférieure à $60 \text{ GeV}/c^2$.

Le boson de Higgs est une particule scalaire, donc sa désintégration est isotrope dans le référentiel du centre de masse. Soit $\theta_{\tau^+\tau^-}$ l'angle entre la direction de la paire $\tau^+\tau^-$ et la direction $\vec{p}_{\tau_1}^{Lab} + \vec{p}_{\tau_2}^{Lab}$ du boson de Higgs, mesuré dans le référentiel du centre de masse. L'angle $\theta_{q\bar{q}}$ est défini de la même façon. Dans la suite, seuls les événements satisfaisant $\cos \theta_{\tau^+\tau^-} < 0.9$ et $\cos \theta_{q\bar{q}} < 0.85$ sont considérés, ainsi qu'il apparaît sur la fig.3.11.

3.1.3 Estimation du bruit de fond à partir des données

Comme on a pu le remarquer, le fait que les deux taus doivent avoir des charges électriques opposées n'a pas été encore exploité, *sauf* pour la dernière figure. Le fait de garder les mauvaises combinaisons (celles où les deux taus ont le même signe) tout au long de

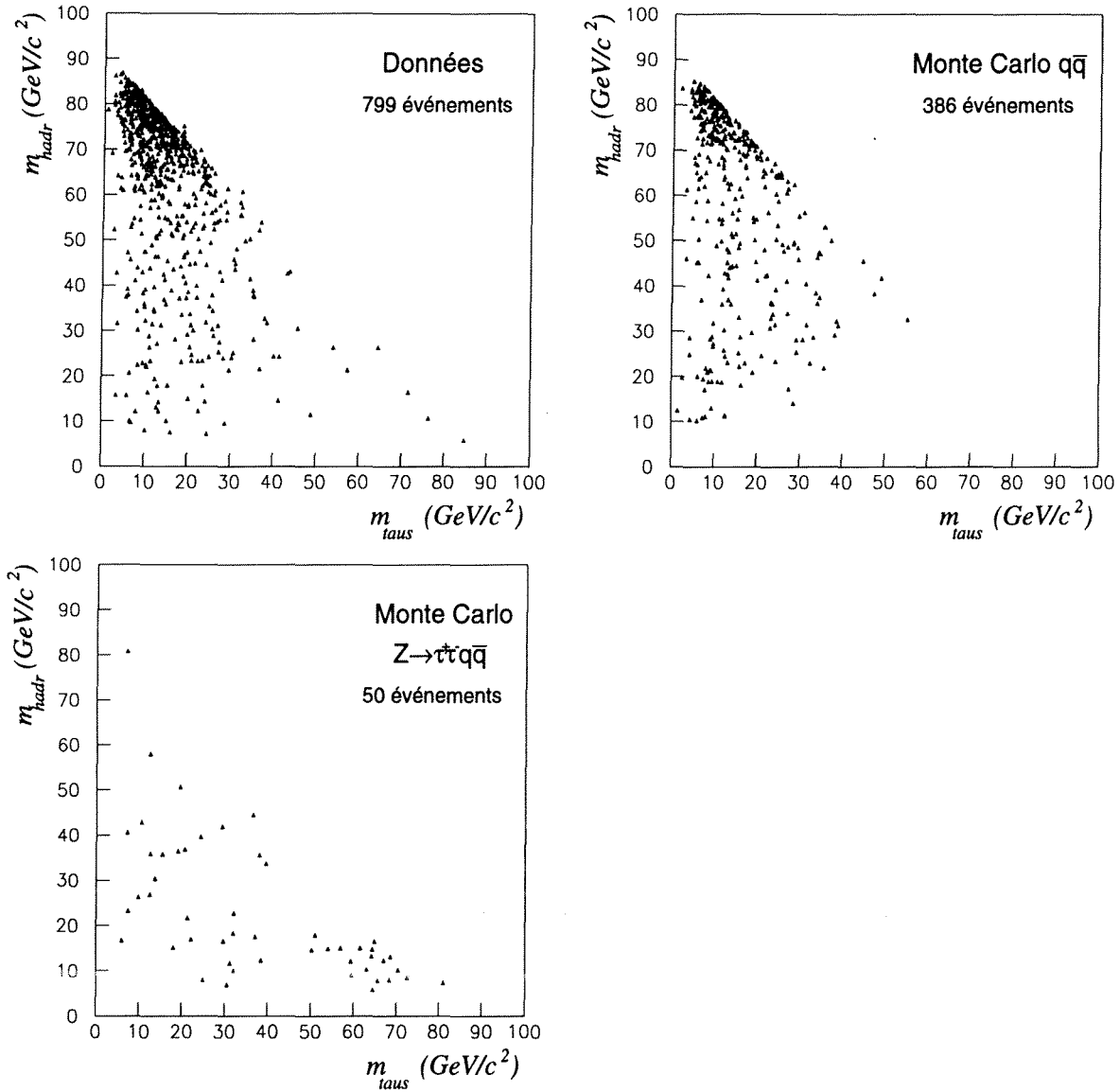


Figure 3.10: Distributions dans le plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau^+\tau^-})$ des événements sélectionnés: les données correspondant à 1.94 million de Z hadroniques, le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ correspondant à 1.4 million de Z et le Monte Carlo $\tau^+\tau^- q\bar{q}$ avec une statistique équivalente à 60 millions de Z.

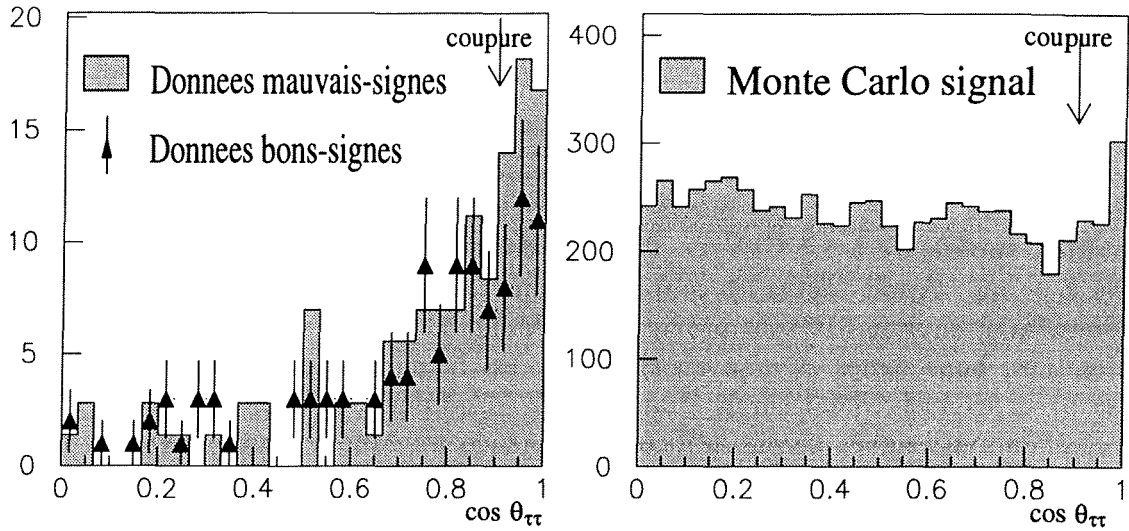
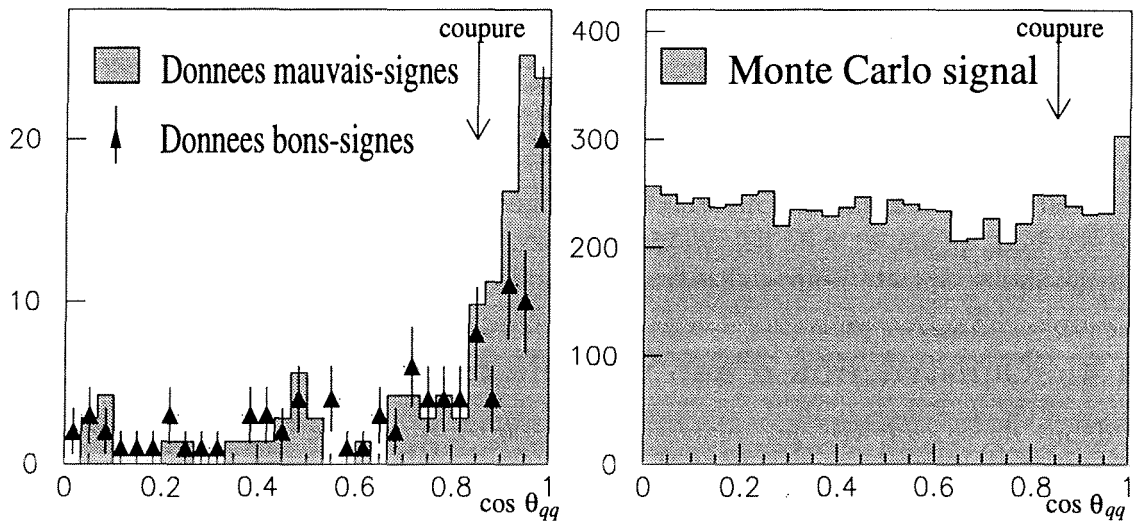
(a) $\cos \theta_{\tau^+\tau^-}$ (b) $\cos \theta_{q\bar{q}}$

Figure 3.11: Angle de désintégration $\theta_{\tau^+\tau^-}$ du h ou A en une paire $\tau^+\tau^-$, par rapport à la direction de propulsion, calculé dans le référentiel du centre de masse de la paire $\tau^+\tau^-$ (a). En (b), l'angle de désintégration en une paire $q\bar{q}$. A gauche en grisé, les données mauvais-signes; en triangles, les bons-signes. A droite, le signal. Seuls les événements ayant une masse hadronique inférieure à $60 \text{ GeV}/c^2$, envers lesquels ces coupures sont efficaces, sont représentés ici.

l'analyse, est justifié car elles fournissent une estimation du bruit de fond indépendante du Monte Carlo.

Les différences systématiques données/Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ ne seront pas détaillées. Un effet de 100% est mis en évidence lorsque toutes les coupures sont faites. Cet effet est dû à l'isolation des traces de particules chargées : on trouve plus souvent des particules isolées dans les données que dans le Monte Carlo. A titre d'exemple, parmi tous les jets de multiplicité 1, 26% ont une masse inférieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$ et la particule chargée une impulsion supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$, dans les données, et 22% seulement pour le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$. Après toutes les coupures énumérées 610 événements sont observés dans les données et environ 310 sont prévus par le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$, toutes configurations confondues, bons-signes et mauvais-signes. C'est la raison pour laquelle on abandonne de se baser exclusivement sur la simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$ pour estimer le bruit de fond. Les données mauvais-signes seront utilisées à la place du Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$, non sans quelques précautions.

Dans la configuration où les deux jets de faible multiplicité sont constitués d'une seule trace (topologie notée 1×1), 1.4 fois plus d'événements bons-signes que de mauvais-signes sont attendus; ce facteur est stable tout au long de l'analyse et la même valeur se retrouve dans le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$. Le fait qu'elle soit différente de l'unité s'explique par l'asymétrie de charge dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$: la particule qui contient le quark initial est parmi les particules les plus énergiques de son hémisphère, et donc a plus de chances d'être sélectionnée. Les variables importantes du point de vue du signal recherché ont des distributions compatibles bons-signes/mauvais-signes aussi bien pour le Monte Carlo que pour les données. Par exemple, dans la figure 3.12 sont présentées les distributions des masses invariantes corrigées, pour les données réelles, séparément pour les bons-signes et pour les mauvais-signes. Par conséquent toutes les distributions mauvais-signes ont été renormalisées avant de les comparer aux bons-signes.

3.1.4 Construction d'une variable discriminante unique

Au début de ce chapitre, les quantités importantes pour discriminer le signal du bruit ainsi que les coupures, assez peu sévères, sur ces quantités, ont été présentées. Ce sont :

- l'énergie visible de l'événement;
- les deux impulsions des particules chargées venant des taus;
- les deux angles d'isolation des taus par rapport au jet le plus proche.

Les distributions de ces quantités au stade actuel de l'analyse (après coupures) sont présentées dans la fig.3.13. Dans chaque cas, le bruit de fond tend à s'accumuler près des coupures : vers les grandes valeurs de l'énergie visible, vers les petites valeurs des impulsions des particules chargées et vers les petits angles d'isolation. Il est plus avantageux, du point de vue de l'efficacité, d'utiliser l'ensemble de l'information et finalement de couper sur une variable unique, que de choisir des coupures plus strictes sur chacune

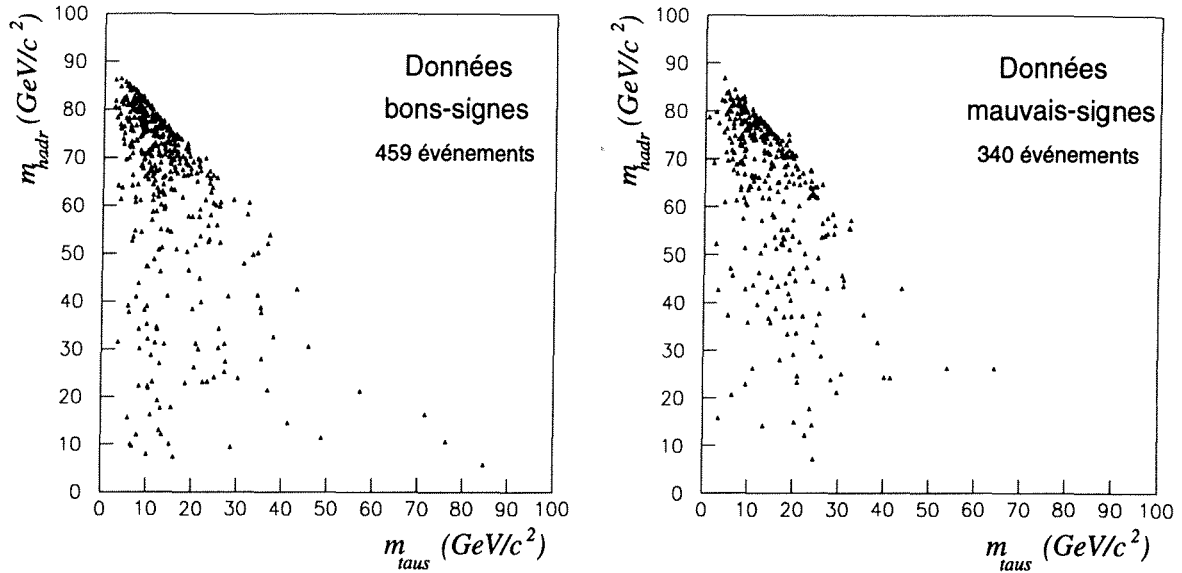


Figure 3.12: Distributions dans le plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau^+\tau^-})$ des événements réels, bons-signes (à gauche) et mauvais-signes (à droite).

des quantités énumérées. La procédure qui permet de construire cette variable unique fait l'objet de ce paragraphe.

Soit x une quantité discriminante, par exemple dont les valeurs sont systématiquement plus grandes (énergie manquante, angle d'isolation...) pour le signal que pour le bruit de fond. Soit $\mathcal{P}(x)$ la distribution (densité de probabilité, normalisée à l'unité) de cette quantité, pour le signal, et soit $y(x_0)$ définie par

$$y(x_0) = \int_{x_0}^{\infty} \mathcal{P}(x) dx,$$

la probabilité d'observer un événement de signal ayant $x > x_0$.

J'insiste sur le fait que cette probabilité est définie, une fois pour toutes, à partir des événements de signal.

A partir de maintenant on utilisera y à la place de x pour séparer les événements recherchés du bruit de fond. Sa distribution $\tilde{\mathcal{P}}(y)$ est uniforme entre 0 et 1 pour le signal et concentrée aux petites valeurs de y pour le bruit de fond.

Pour l'instant ce n'est qu'une transformation de variable pour rendre le signal uniformément distribué et le pouvoir discriminant de la variable x seule n'a pas été affecté. Le point suivant consiste à combiner plusieurs de ces variables, x_i ($i = 1, 2 \dots N$), pour lesquelles les probabilités y_i sont définies comme il vient d'être. Pour ce faire, la nouvelle variable w , correspondant au produit des probabilités

$$w = y_1 \cdot y_2 \cdot \dots \cdot y_N$$

est utilisée. Comme les fonctions $\tilde{\mathcal{P}}(y_i)$ sont comprises entre 0 et 1, la distribution $\tilde{\mathcal{P}}(w)$ est concentrée aux petites valeurs de w , même pour le signal. Il est plus commode de faire une dernière transformation pour obtenir une distribution uniforme pour le signal. On peut montrer que [42], en absence de corrélation entre les variables x_i , il existe une expression analytique de cette transformation :

$$Y(w) = w \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(-\log w)^i}{i!}.$$

Dans le cas présent, 5 distributions doivent être connues. Moins d'énergie manquante est attendue dans la configuration "1×3" que dans la configuration "1×1"; cela fait 2 distributions $\mathcal{P}^{1+1}(E_{\text{miss}})$ et $\mathcal{P}^{1+3}(E_{\text{miss}})$, une pour chaque configuration. De même, l'implusion du triplet est plus grande que celle de la particule isolée seule et donc la distribution $\mathcal{P}^3(p_{\text{triplet isolé}})$ sera utilisée pour les événements "1×3" et $\mathcal{P}^1(p_{\text{trace isolée}})$ pour les événements "1×1". Les différences sont dues au fait que les neutrinos emportent une fraction plus grande de l'énergie du tau quand celui-ci se désintègre en une particule chargée. La dernière distribution est celle de l'angle d'isolation, la même dans les deux configurations. La variable discriminante unique s'écrit toujours

$$Y(w) = Y(y_1 \cdot y_2 \cdot y_3 \cdot y_4)$$

où

$$\begin{aligned} y_1 &= y_1(E_{\text{miss}}) \\ y_2 &= y_2(p_{\text{première trace isolée}}) \\ y_3 &= y_3(p_{\text{deuxième trace isolée}}) \quad \text{ou} \quad y_3 = y_3(p_{\text{triplet isolé}}) \\ y_4 &= y_4(\cos \theta_{\text{isol}}) \end{aligned}$$

Les distributions de Y sont présentées dans la fig.3.14.

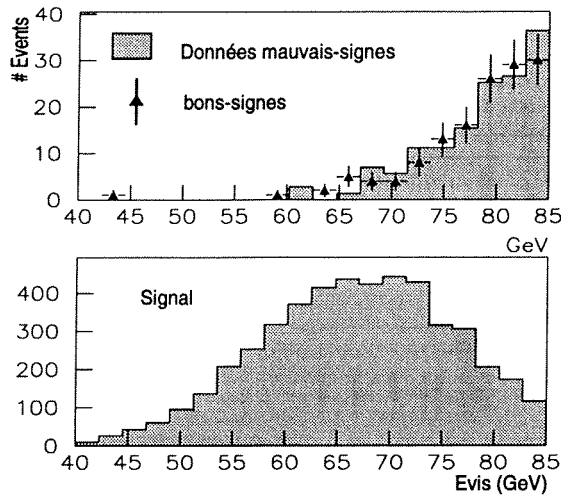
3.1.5 Optimisation de la coupure sur la variable unique

Tous les aspects statistiques sont discutés en détail dans le chapitre 5. Dans ce paragraphe j'insiste uniquement sur un point précis directement relié à cette analyse.

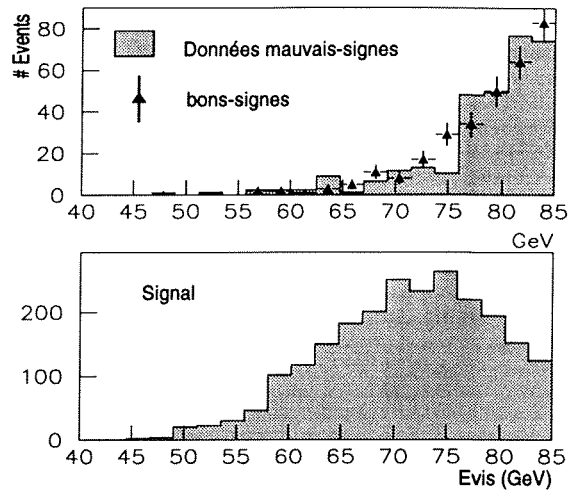
Par définition, la valeur optimale de la coupure est celle qui assure la meilleure sensibilité vis-à-vis du signal recherché. Quantitativement, la sensibilité est exprimée comme la limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace du signal, établie en fonction du nombre d'événements observés et de l'efficacité de sélection ε .

Ayant observé n événements et sans soustraction du bruit de fond, la limite supérieure à 95% C.L. sur le nombre d'événements de signal produits est

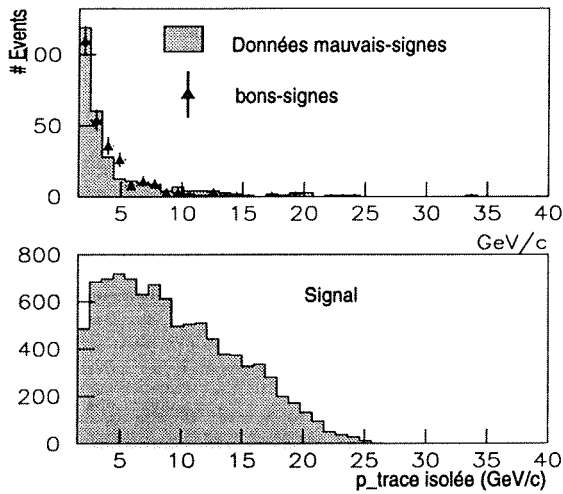
$$\bar{N}_{95} = \frac{\kappa_n}{\varepsilon}$$



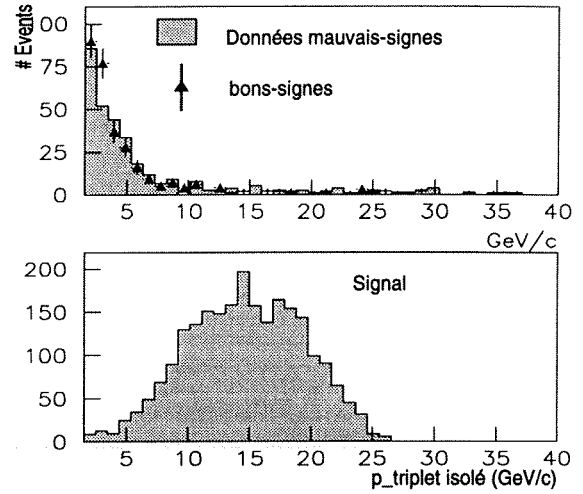
(a)



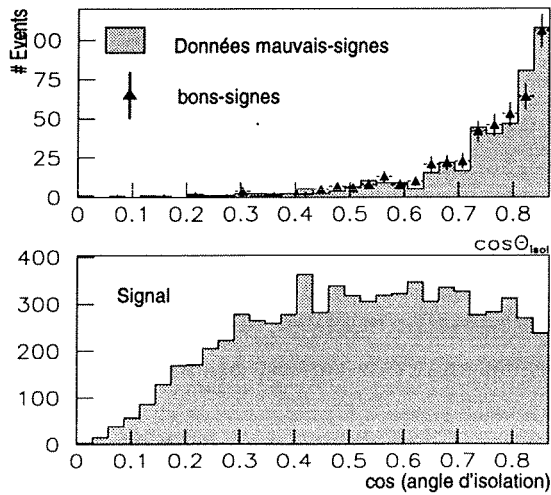
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure 3.13: Variables discriminantes : énergie visible dans les événements 1×1 (a) et dans ceux " 1×3 " où l'un des taus se désintègre en 3 particules chargées (b); impulsion de la particule chargée isolée (c) et du triplet (d); isolation des taus par rapport aux jets (e). En haut en grisé, les données mauvais-signes; les triangles représentent les bons-signes. En bas, le signal. Pour une meilleure évaluation, les coupures sur $\theta_{\tau\tau}$ et $\theta_{q\bar{q}}$ ont été temporairement supprimées.

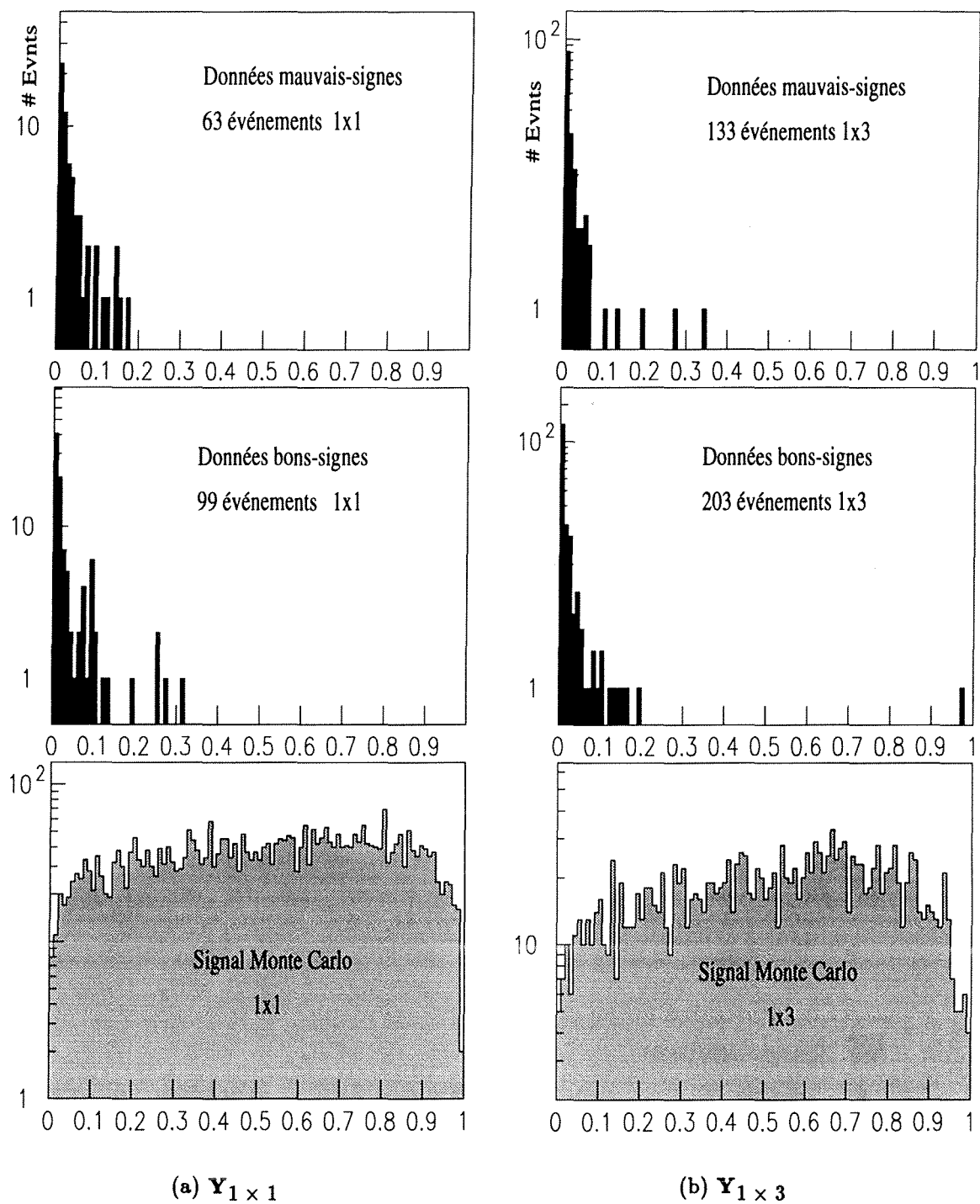


Figure 3.14: Distributions de la variable discriminante unique pour les événements " 1×1 " (a) et " 1×3 " (b). En haut, les données mauvais-signes, au milieu, les bons-signes; en bas le signal simulé.

où

$$\kappa_n = 3.00, 4.74, 6.30, 7.75 \dots \text{ pour } n = 0, 1, 2, 3 \dots \text{ respectivement.}$$

La sensibilité de l'analyse est définie de façon non-biaisée comme étant la moyenne $\langle \bar{N}_{95} \rangle$ sur un grand nombre d'expériences imaginaires effectuées dans les mêmes conditions. On suppose que le nombre d'événements observés suit une distribution de Poisson dont la valeur moyenne b est connue grâce à l'estimation du bruit de fond.

La meilleure valeur de la coupure est celle qui conduit, en moyenne, à la limite \bar{N}_{95} la plus petite.

Pour évaluer le bruit de fond, seuls les événements ayant $m_{\tau^+\tau^-} + m_{q\bar{q}} > 80 \text{ GeV}/c^2$ sont considérés. Ceci est justifié par le fait que la section efficace du signal diminue près de la limite cinématique, donc c'est dans cette région que la sélection doit être optimisée.

Pour chaque configuration, le bruit de fond attendu est estimé de la façon suivante : la distribution de Y pour les événements mauvais-signes ayant $m_{\tau^+\tau^-} + m_{q\bar{q}} > 80 \text{ GeV}/c^2$ est paramétrisée par la somme de deux exponentielles décroissantes comme il est montré dans la fig.3.15. Un ajustement par maximum de vraisemblance est utilisé. Le nombre d'événements attendus s'obtient analytiquement en intégrant chaque distribution. Ce nombre est ensuite corrigé par le rapport bons signes/mauvais signes extrait du Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ (qui vaut 1.4) et par un facteur tenant compte de la résolution en masse, qui vaut 0.5.

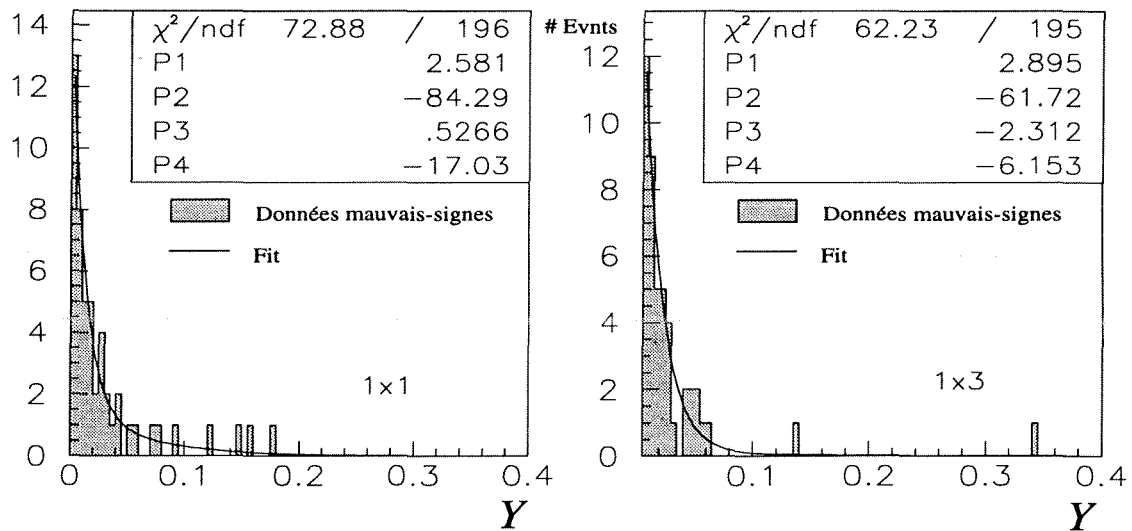


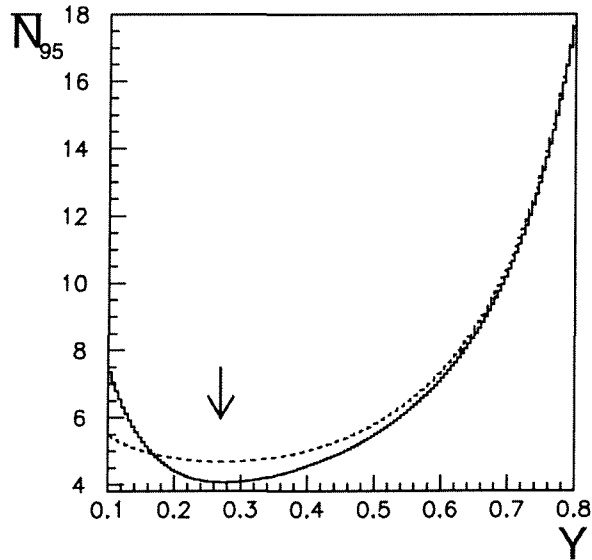
Figure 3.15: Le bruit de fond attendu dans chaque configuration est paramétrisé par la somme de deux exponentielles décroissantes $\exp(p_1 + Yp_2) + \exp(p_3 + Yp_4)$.

Les candidats sont comptés dans un domaine rectangulaire $\pm 2\sigma_M \times \pm 2\sigma_m$ autour de chaque point (M, m) exploré. Pour M allant de $80 \text{ GeV}/c^2$ à la limite cinématique \sqrt{s} ,

les valeurs moyennes des résolutions sont : $\sigma_M = 1.25 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_m = 8 \text{ GeV}/c^2$. La résolution sur M est assez bonne pour que la moitié seulement des événements au-delà de $M = 80 \text{ GeV}/c^2$ soient éventuellement compatibles avec un signal, ce qui justifie le facteur 0.5 introduit ci-dessus.

Une fois le bruit de fond estimé, la quantité \bar{N}_{95} à minimiser par rapport à Y est représentée dans la fig.3.16 pour les deux configurations. La valeur de la coupure finale est 0.27 dans chaque cas.

Figure 3.16: Valeur moyenne de la limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signal produits dans chaque configuration : 1×1 (ligne continue) et 1×3 (pointillé), en fonction de la position de la coupure sur Y .



Finalement trois candidats (bons-signes) sont sélectionnés, qu'on retrouve dans la fig.3.14 au-delà des coupures données ci-dessus. De l'ordre de 0.7 événement venant du bruit de fond irréductible $\tau^+\tau^-\bar{q}\bar{q}$ est attendu, comme on le constate sur la figure 3.17.

Tout en rejetant les événements de signal situés au-delà de $\pm 2\sigma_M \times \pm 2\sigma_m$ autour de $m_{\tau^+\tau^-} = m_{q\bar{q}} = 45 \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité est de 9.1% dont 3/4 dans la configuration " 1×1 ". La simulation rapide est utilisée pour calculer l'efficacité partout dans le plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$ entre $m_{q\bar{q}} > 6 \text{ GeV}/c^2$, $m_{\tau\tau} > 10 \text{ GeV}/c^2$, jusqu'à la limite cinématique. Un facteur 88% pour la configuration " 1×1 " et 61% pour " 1×3 " est introduit pour tenir compte de l'imperfection de la simulation rapide. L'efficacité totale ainsi obtenue est présentée dans la fig.3.18.

L'efficacité diminue au fur et à mesure que $m_{q\bar{q}}$ augmente grâce à la pollution de plus en plus grande des jets contenant les taus, par des particules provenant du système hadronique. La diminution de l'énergie manquante lorsque l'énergie du système $\tau^+\tau^-$ diminue, contribue aussi à cette baisse de l'efficacité. L'efficacité s'annule pour des petites valeurs de $m_{q\bar{q}}$ ou $m_{\tau^+\tau^-}$, ce qui correspond à la valeur de Y_{cut} choisie au départ.

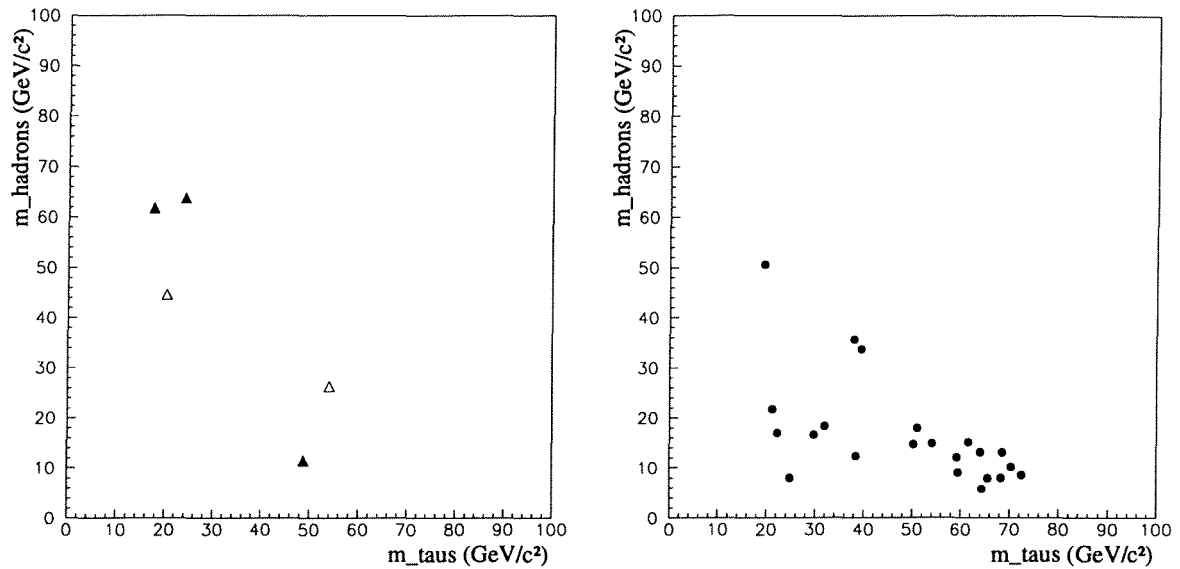
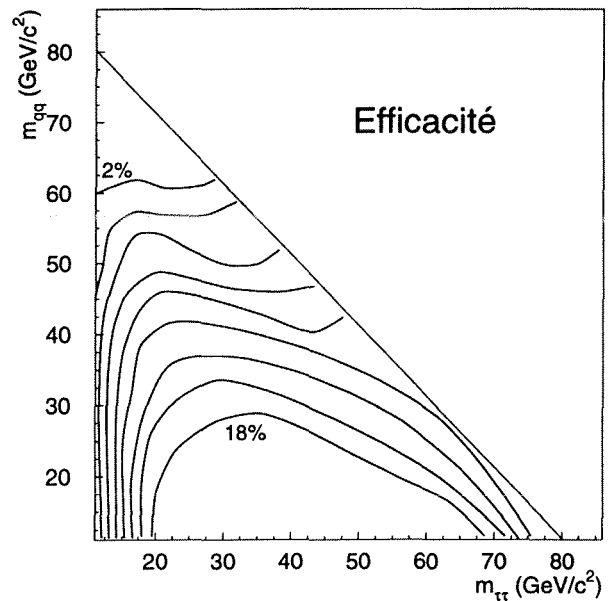
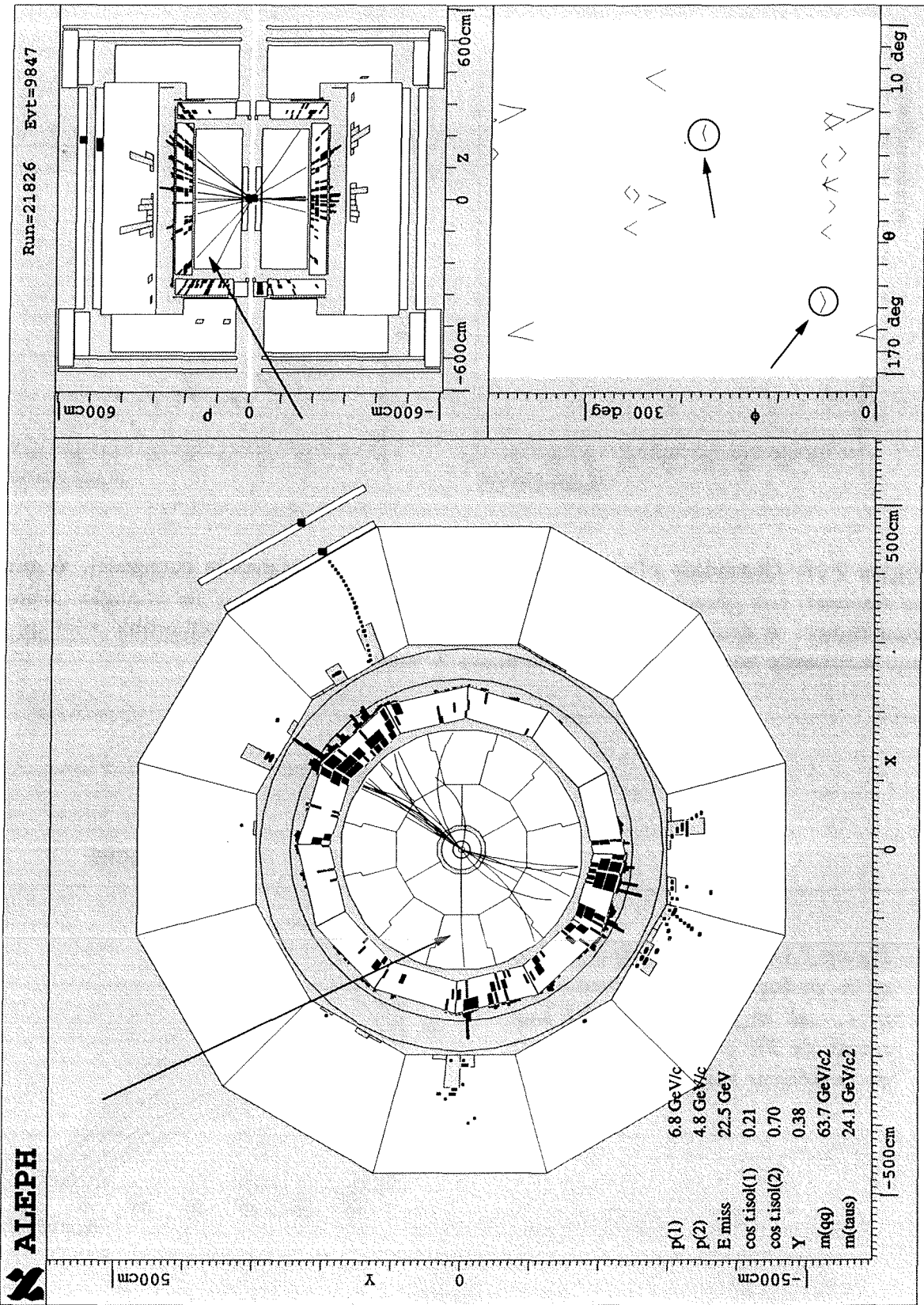
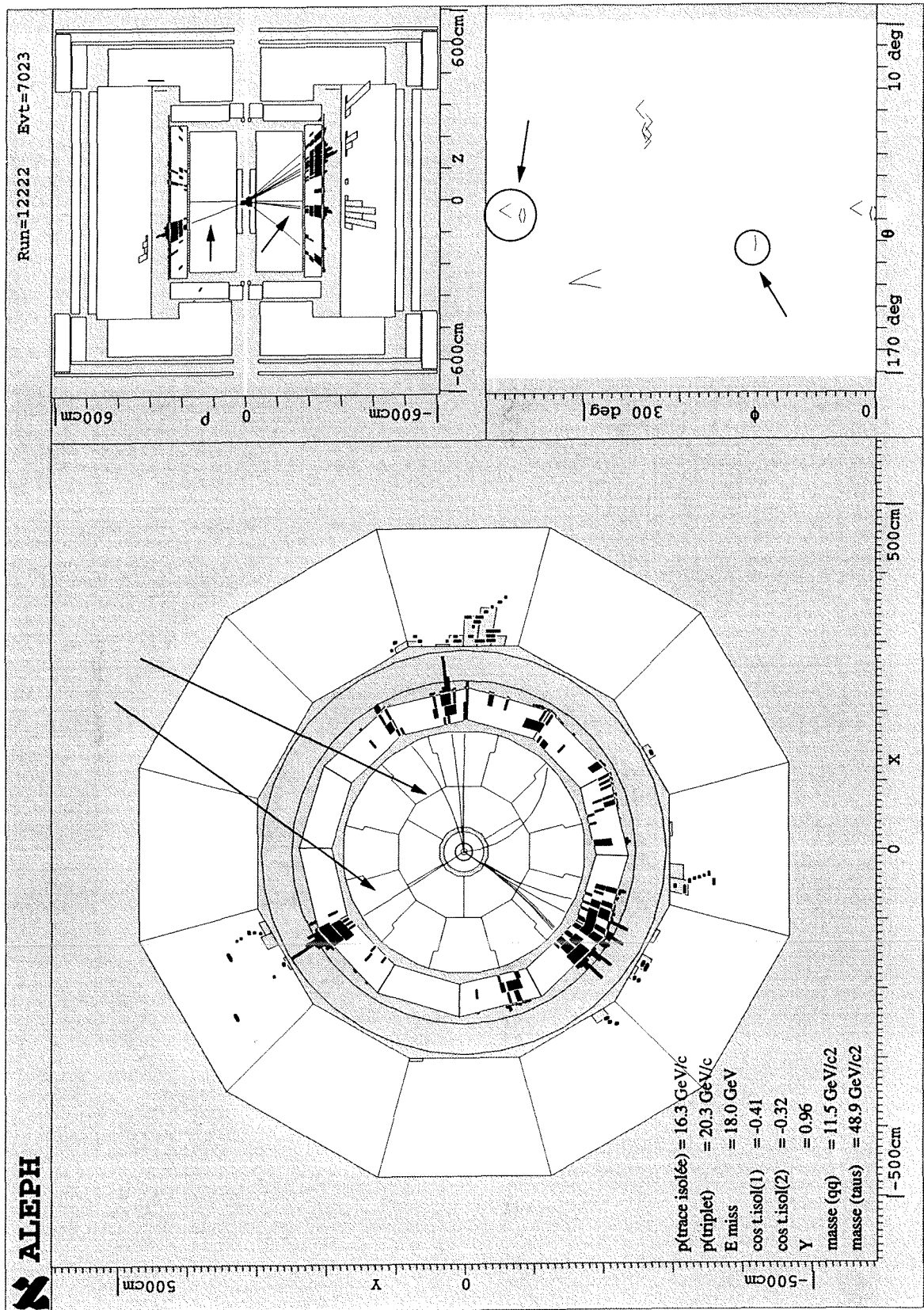


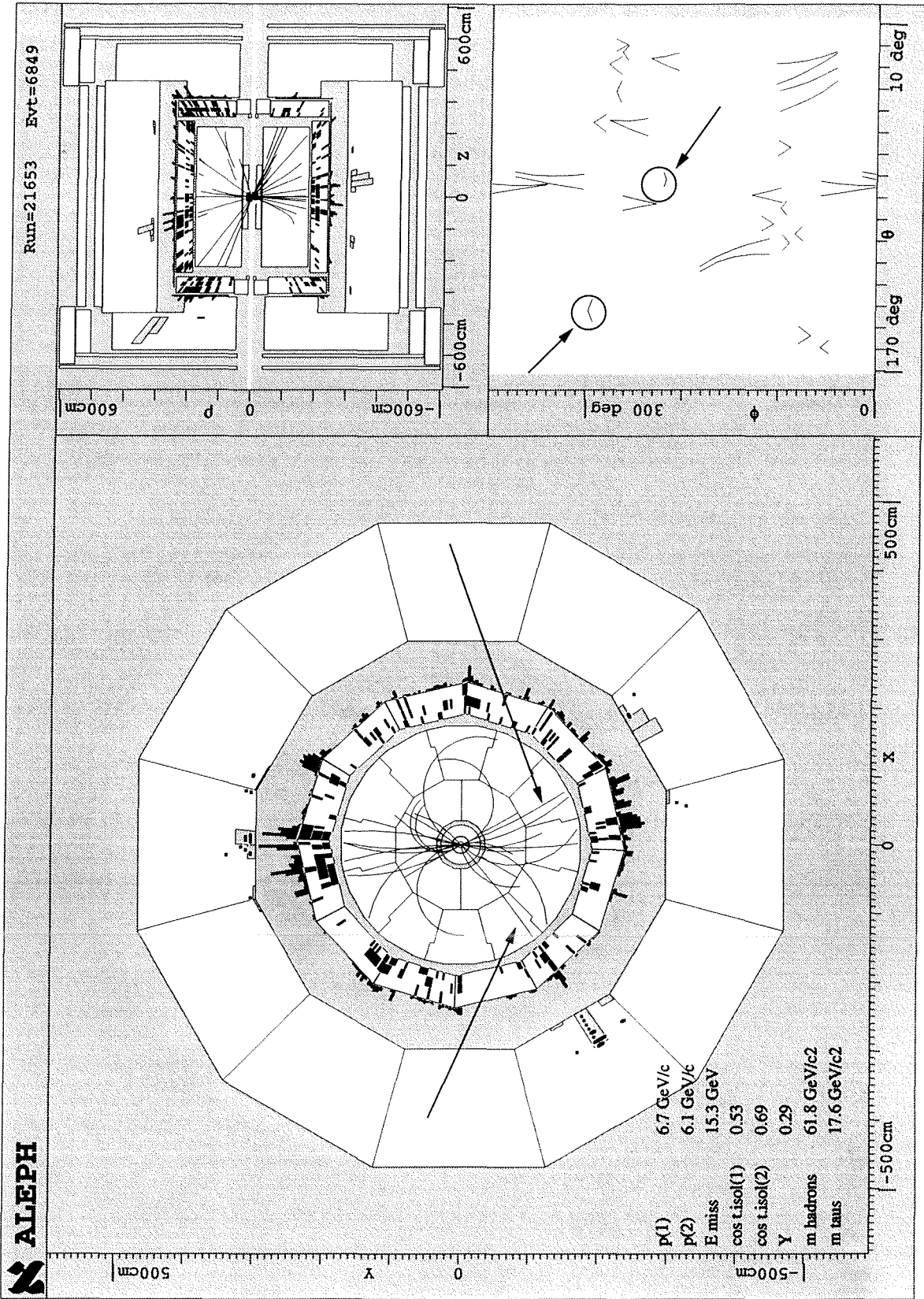
Figure 3.17: Candidats $\tau^+\tau^-q\bar{q}$, dans le plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$ (masses corrigées). A gauche, les données. Les triangles vides représentent les mauvais-signes et les triangles pleins, les bons-signes. A droite, les points représentent le bruit de fond irréductible $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ pour une luminosité correspondant à 60 millions Z^0 hadroniques.

Figure 3.18: Efficacité de l'analyse en %, en fonction des masses vraies $m_{\tau^+\tau^-}$ et $m_{q\bar{q}}$. L'efficacité augmente de 2% pour chaque contour, de l'extérieur vers l'intérieur.









3.1.6 Choix de l'algorithme de jets

Des algorithmes sont utilisés dans l'analyse des événements hadroniques pour regrouper les particules dans des jets et retrouver ainsi des informations cinématiques concernant l'émission initiale de partons. L'un des algorithmes fréquemment utilisé (appelé algorithme de JADE) procède de la façon suivante :

Pour un événement, on dispose d'une liste des quadri-impulsions des particules détectées. La masse de chaque paire est calculée selon

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

supposant donc que chacune des particules la composant est non-massive. La paire de particules ayant la plus petite masse m_{12} est remplacée par une pseudo-particule de quadri-impulsion $\underline{p}_1 + \underline{p}_2$. Le processus se répète jusqu'à ce qu'il ne reste plus aucune paire de masse carrée inférieure à $m_{12}^2 = Y_{cut} \cdot s$. On dispose alors d'une liste des jets pour l'événement en question.

Il existe plusieurs versions de cet algorithme. L'algorithme de DURHAM [51], qui utilise un critère différent (d'impulsion transverse plutôt que de masse invariante)

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

est en principe plus approprié, du point de vue de la physique de la fragmentation, pour reconstituer le nombre correct de jets. En effet, dans un événement $q\bar{q}gg$ avec des gluons peu énergiques (fig.3.19), l'algorithme de JADE est susceptible de regrouper les deux gluons dans un troisième jet, alors que celui de DURHAM associe chaque gluon au quark par lequel il a été émis.



Figure 3.19: Un événement $q\bar{q}gg$ avec des gluons "mous" donné comme exemple en [6].

D'autres options consistent à attribuer une masse nulle à la pseudo-particule qui remplace une paire et à recalculer son énergie à partir de l'impulsion, ou encore à utiliser les deux impulsions p_1, p_2 à la place des énergies E_1, E_2 dans la définition de m_{12}^2 ou $(K_T^2)_{12}$ etc.

Dans le cas présent, le but est de reconnaître les candidats taus, en espérant les retrouver dans des jets contenant une seule particule chargée. Le tau qui se trouve près de l'un des jets hadroniques risque de ne pas être sélectionné, surtout si la valeur du Y_{cut} est grande :

- soit d'autres particules chargées accompagnent le tau dans le même jet,
- soit la masse du jet est trop grande à cause des particules neutres venant du système hadronique.

Si au contraire, le Y_{cut} est trop petit, la partie hadronique de l'événement sera riche en jets de faible multiplicité et il est probable d'en trouver au moins deux qui satisfont les critères de sélection; c'est alors le bruit de fond qui domine.

Les coupures préliminaires agissant sur un grand nombre d'événements, il est intéressant de pouvoir contrôler l'effet du Y_{cut} et en général de l'algorithme utilisé sur l'efficacité et le bruit de fond. On commence par l'algorithme de JADE.

Pour chaque événement de signal, on augmente le Y_{cut} jusqu'à ce que l'un des taus, le moins isolé, est avalé dans un jet qui contient maintenant plus d'une particule chargée, ou dont la masse dépasse $1.5 \text{ GeV}/c^2$. L'événement serait donc rejeté par les coupures énoncées plus haut, si une valeur de Y_{cut} plus grande était utilisée (fig.3.20).

Pour le bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$, le Y_{cut} est augmenté jusqu'à ce que la deuxième particule chargée la plus isolée cesse de satisfaire aux critères imposés. Il faudrait donc utiliser une valeur de Y_{cut} au moins aussi grande pour rejeter l'événement.

On peut aller plus loin et regarder l'effet de la coupure sur l'impulsion minimum. La particule chargée la plus isolée de l'événement n'a pas obligatoirement la plus grande impulsion. Si la valeur minimale demandée augmente, il faut chercher parmi un nombre plus restreint de particules celles qui sont les plus isolées : la distribution du Y_{cut} pour le bruit de fond se déplace vers les petites valeurs et pour le signal la statistique diminue.

Dans la fig.3.21 plusieurs algorithmes sont comparés du point de vue de l'efficacité et de la rejection en faisant varier la valeur de Y_{cut} . L'option "E" désigne l'utilisation des énergies E_1, E_2 dans la définition de m_{12}^2 et "E0" le cas où la masse de la pseudo-particule est remise à 0. PTCLUS [52] est un algorithme qui comporte une étape supplémentaire dans laquelle les particules peuvent être redistribuées entre les jets selon un critère d'impulsion transverse. Quelle que soit la valeur de Y_{cut} , JADE assure le meilleur rapport signal/bruit. Tels qu'ils ont été conçus, les autres algorithmes ont tendance à associer plus facilement les taus aux jets hadroniques. De plus, l'utilisation d'un critère de masse *invariante* n'est pas influencée par la cinématique du processus, c'est-à-dire par les deux masses m_h et m_A .

Avec JADE, on est dans un régime où la rejection du bruit de fond dépend exponentiellement de l'efficacité, en faisant varier le Y_{cut} . Toutes les quantités observables discriminantes n'ayant pas encore été utilisées, on a choisi la valeur $Y_{cut} = 0.002$ qui est indiquée par la flèche.

Figure 3.20: Distribution du Y_{cut} au-delà duquel le signal (haut) et le bruit de fond $q\bar{q}$ (bas) sont rejetés. La flèche indique la coupure.

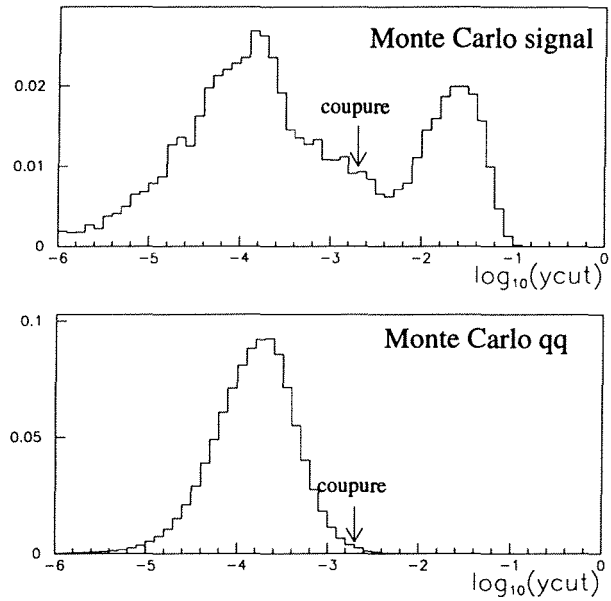
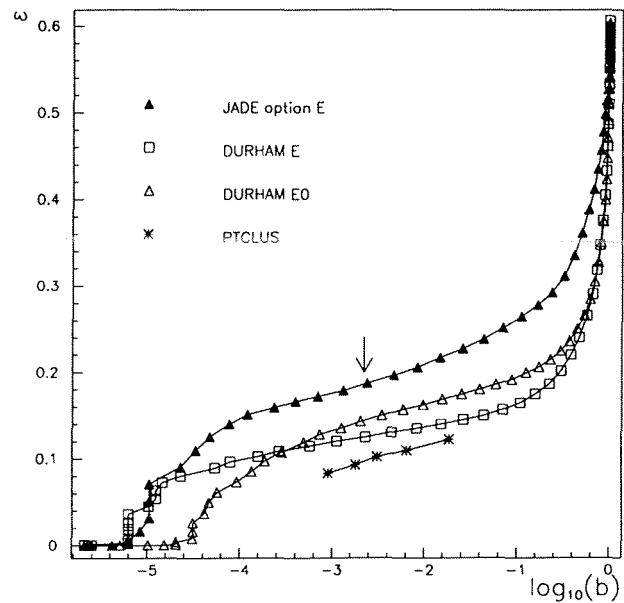


Figure 3.21: Comparaison entre plusieurs algorithmes. Pour simplicité, seuls les jets d'une trace ont été considérés. Chaque courbe efficacité versus rejection du bruit de fond est obtenue en faisant varier la valeur de la coupure en Y_{cut} .



3.2 Recherche d'événements avec impulsion manquante isolée

Lorsque l'un des taus (la particule chargée correspondante) est peu énergétique et/ou situé près d'un jet hadronique, l'analyse précédente devient inefficace. Une sélection différente qui repose essentiellement sur l'isolation d'un seul tau et sur l'impulsion emportée par les neutrinos, est développée ici. La fig.3.22 représente schématiquement un tel événement. Certains critères utilisés dans la sélection précédente ont été renforcés: énergie manquante, isolation du tau.

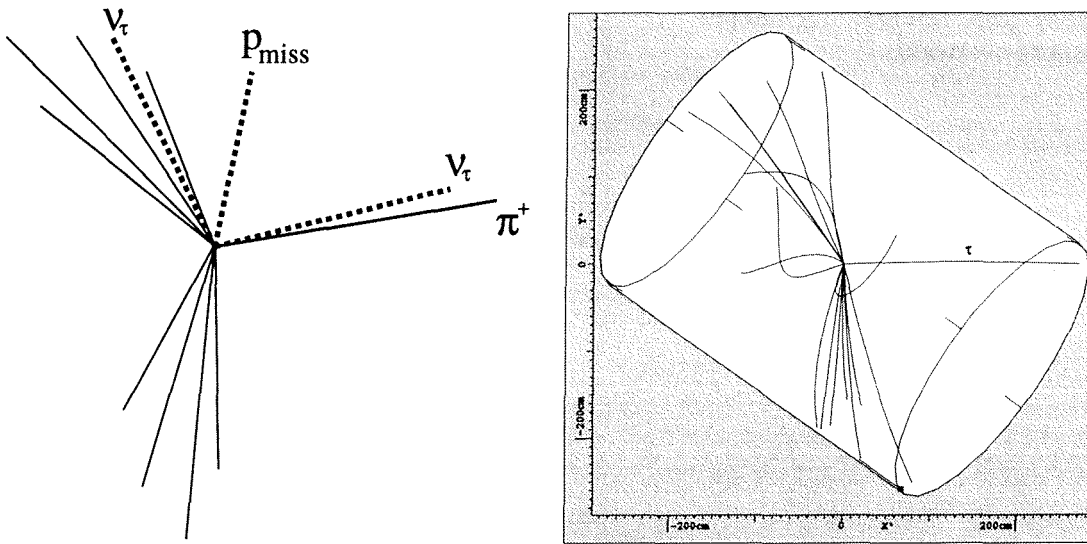


Figure 3.22: Un événement $Z \rightarrow hA \rightarrow \tau^+ \tau^- q\bar{q}$ dont l'un des taus n'est pas isolé.

Les critères de sélection sont exposés dans le premier paragraphe. On décrit ensuite la procédure utilisée pour la reconstruction cinématique qui comporte quelques différences par rapport à l'analyse précédente.

3.2.1 Sélection des événements

Les critères de sélection des événements hadroniques (7 bonnes traces, énergie des particules chargées supérieure à $10\% \sqrt{s}$) sont les mêmes que pour la recherche de paires de particules isolées.

Une coupure sur l'énergie visible à 75 GeV rejette 94% des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ avec une efficacité de 76%. L'énergie totale mesurée dans les calorimètres au dessous de 12° de l'axe des faisceaux doit être inférieure à 5 GeV, pour éviter les erreurs dues aux particules à petit angle.

Les particules reconstruites sont regroupées dans des jets avec l'algorithme de JADE, avec un Y_{cut} de 0.005 qui correspond à une masse invariante de $6.4 \text{ GeV}/c^2$. Au moins trois jets doivent être reconstitués, dont au moins un contenant exactement une particule chargée plus éventuellement des particules neutres et des V^0 , et de masse inférieure à $1.5 \text{ GeV}/c^2$. L'impulsion de la particule chargée doit être supérieure $4.5 \text{ GeV}/c$, et son angle avec l'axe des faisceaux compris entre 30° et 150° , comme il est montré dans la fig.3.23.a. Le jet contenant la particule chargée doit être isolé d'au moins 45° par rapport à tous les autres jets, comme on peut le constater sur la fig.3.23.b.

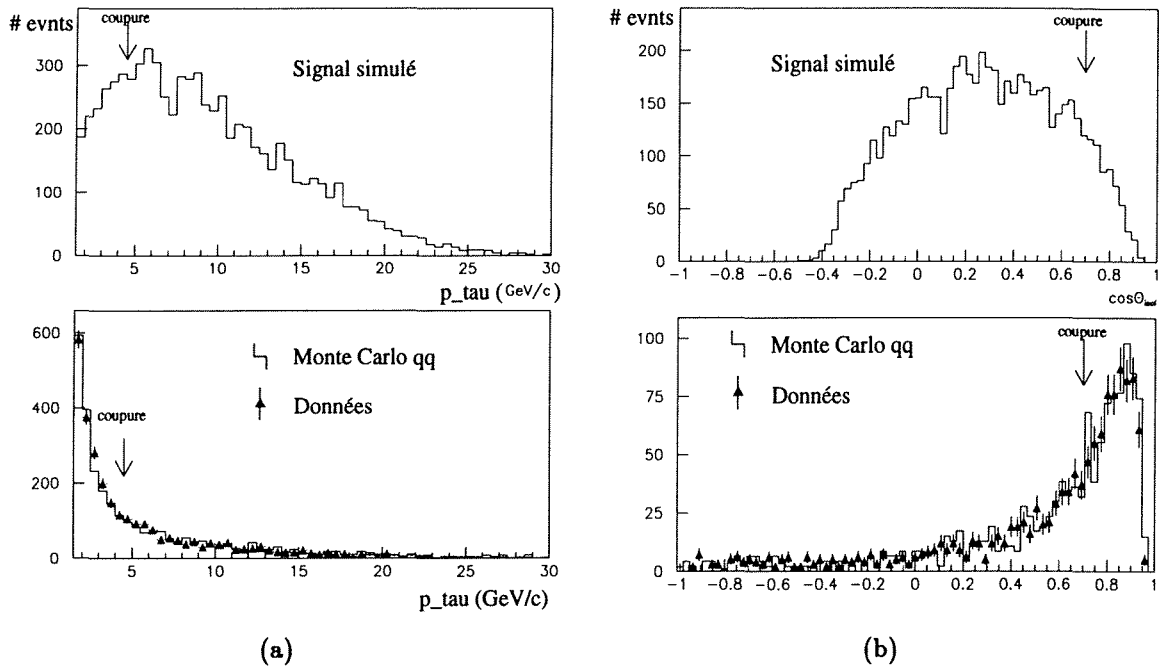


Figure 3.23: Impulsion de la particule chargée (a) et isolation du jet de tau par rapport aux autres jets (b). En haut, le signal. En bas, le trait continu représente le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ et les triangles avec barres d'erreurs représentent les données.

A ce niveau, 316 ± 23 événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ sont prévus par le Monte Carlo et 430 sont observés dans les données. Une fois encore, le désaccord est attribué aux effets systématiques déjà mis en évidence dans l'analyse précédente. L'efficacité de sélection est 25%.

Dans la suite, seuls les événements avec de l'impulsion manquante isolée sont sélectionnés. Pour le signal, la direction de l'impulsion manquante \vec{p}_{miss} se trouve quelque part entre les deux taus et la présence du deuxième tau, qui n'est pas isolé par rapport au système hadronique, peut ainsi être détectée.

Le demi-angle $\theta_{5\text{GeV}}$ du plus grand du cône autour de la direction de l'impulsion manquante, contenant une énergie inférieure à 5 GeV, est utilisé pour caractériser l'isolation de l'impulsion manquante. Dans la figure 3.24.a, la valeur absolue $|\vec{p}_{\text{miss}}|$ est représentée en fonction de $\theta_{5\text{GeV}}$. Pour qu'un événement soit sélectionné, il est demandé que l'impulsion manquante $|\vec{p}_{\text{miss}}|$ soit supérieure à 10 GeV/c et que son angle d'isolation $\theta_{5\text{GeV}}$ soit supérieur à 30° , comme il est montré dans la figure 3.24.b. La direction de $|\vec{p}_{\text{miss}}|$ doit se trouver à plus de 25.8° par rapport aux faisceaux, pour rejeter les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à petit angle dont l'énergie totale est mal mesurée, ainsi qu'une fraction des événements " $\gamma\gamma$ " $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$.

Les événements " $\gamma\gamma$ " $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, avec un des électrons identifié, sont complètement rejetés en demandant que l'impulsion longitudinale totale ne dépasse pas 15 GeV/c si son orientation correspond à l'autre électron ou positon qui continue dans le tube à vide sans être détecté. En d'autres mots, soit Q_l le signe de l'électron identifié le plus énergétique et p_z l'impulsion longitudinale de l'événement. Il faut alors que $Q_l \cdot p_z > -15$ GeV/c pour que l'événement soit sélectionné. Dans la fig.3.25 est représenté un événement typique " $\gamma\gamma$ " qui est concerné par cette coupure.

Alors que l'efficacité de sélection est de 5.6%, 6 événements seulement satisfont la totalité des critères exposés ci-dessus et $3.8_{-2.1}^{+3.7}$ sont prévus par le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$. La plupart sont des événements 3-jets dont l'un des jets est constitué d'une seule trace. L'énergie manquante peut être due à une désintégration semileptonique et/ou à des imperfections de mesure. Un tel événement est représenté dans la fig.3.26.

Grâce à la conservation de l'impulsion totale, les directions des jets d'un événement 3-jets sont dans le même plan. Si aucune particule non détectée, par exemple un neutrino, n'est émise dans une autre direction, l'événement observé reste plan. Ceci est valable pour la majorité des désintégrations semileptoniques, car le neutrino est le plupart du temps émis dans la direction du jet. Il faut comparer l'impulsion transverse du neutrino par rapport au jet, quelques GeV/c, à l'impulsion du jet lui-même qui est de l'ordre de 20 GeV/c. De même, si l'énergie manquante est due au fait que l'énergie de l'un des jets est mal mesurée, la direction de ce jet reste bien déterminée.

Après avoir regroupé toutes les particules reconstruites sauf celles appartenant au tau pour former 2 jets hadroniques, la somme S des trois angles entre le tau et le premier jet, entre le tau et le second jet, et entre les deux jets, peut être utilisée pour séparer le signal du bruit de fond. Pour des événements plans, S doit être proche de 360° , et inférieure à 360° dans le cas contraire. La plupart du bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$ est éliminé en demandant que la somme S soit inférieure à 358.5° ($0.8_{-0.7}^{+1.8}$ événement attendu, 2 observés) avec une efficacité de 3.7% (fig.3.27). L'estimation du bruit de fond est faite à partir de l'échantillon Monte Carlo de 3.4 millions $Z \rightarrow q\bar{q}$ (2 événements sélectionnés) auquel on a rajouté 350,000 $Z \rightarrow b\bar{b}$ et 240,000 $Z \rightarrow c\bar{c}$ (0 événement sélectionné) ce qui porte la statistique équivalente en $Z \rightarrow q\bar{q}$ à 4.8 millions d'événements, si le bruit de fond vient des désintégrations semileptoniques.

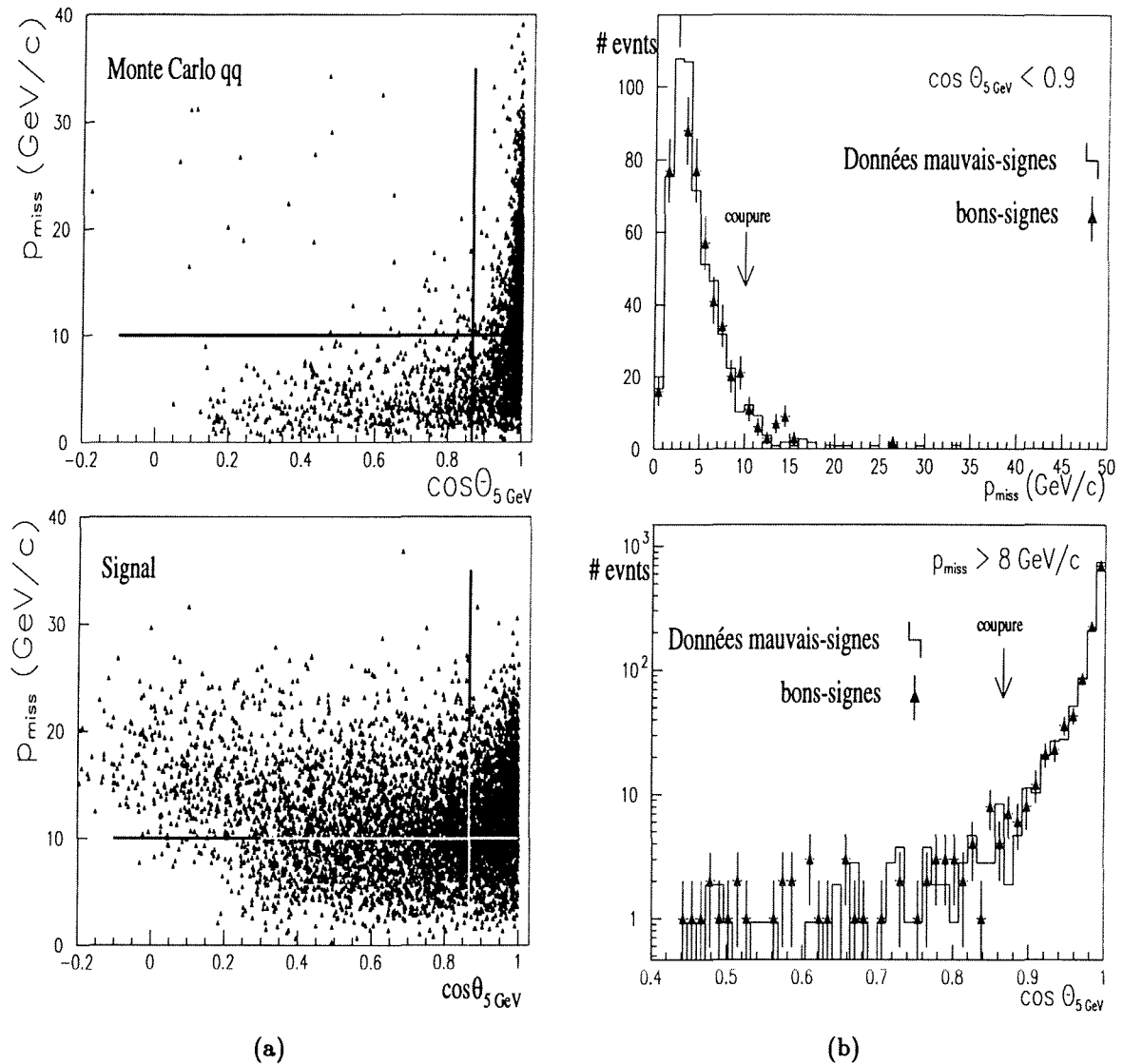


Figure 3.24: Impulsion manquante de l'événement : la valeur absolue p_{miss} et son angle d'isolation $\theta_{5\text{GeV}}$. En (a), en haut est représenté le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ et en bas le signal. En (b), le trait continu correspond au Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ et les triangles aux données.

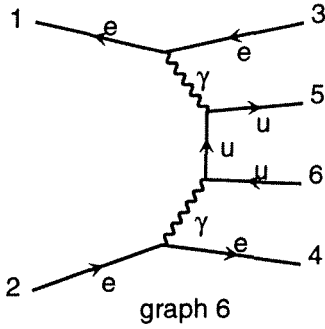
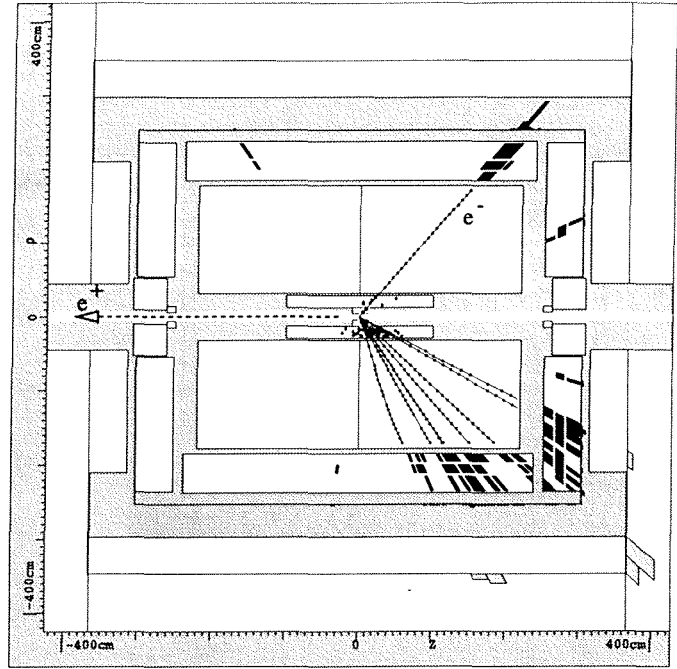


Figure 3.25: Un événement “ $\gamma\gamma$ ”. L’impulsion longitudinale totale est $+39 \text{ GeV}/c$ et le positron continue dans la direction $-Oz$ sans être détecté. L’énergie de l’électron diffusé est 20 GeV .



3.2.2 Reconstruction cinématique de l’état final

Le problème est dès le départ plus difficile que dans l’analyse précédente car un seul tau a été identifié. En supposant que les neutrinos emportent la plus grande partie de l’énergie du deuxième tau, avec l’hypothèse supplémentaire que l’énergie et l’impulsion du système hadronique sont mesurées avec une bonne précision, et en utilisant la conservation de l’énergie-impulsion totale, les deux masses $m_{q\bar{q}}$ et $m_{\tau^+\tau^-}$ peuvent être calculées :

$$m_{q\bar{q}}^2 = E_{reste}^2 - \vec{p}_{reste}^2 \quad (3.4)$$

$$m_{\tau\tau}^2 = (\sqrt{s} - E_{reste})^2 - \vec{p}_{reste}^2 \quad (3.5)$$

où “reste” signifie toutes les particules appartenant au système hadronique. Le résultat est présenté dans la figure 3.28.a. Malheureusement, la même procédure donne des valeurs systématiquement fausses si l’on s’intéresse à des bosons de Higgs plus légers (fig.3.28.b). A cause de l’énergie *visible* non négligeable emportée par le *deuxième tau*, oublié dans le système hadronique, la masse “hadronique” mesurée est supérieure à sa vraie valeur. Cette approche est donc inutilisable.

Un espoir de remonter aux masses m_A et m_h est de prendre en compte les particules visibles venant de la désintégration du deuxième tau. Une procédure a été trouvée qui permet de recalculer les deux masses avec une bonne résolution et des pertes d’efficacité modérées sans que l’identification du deuxième tau joue un rôle dans la sélection proprement dite.

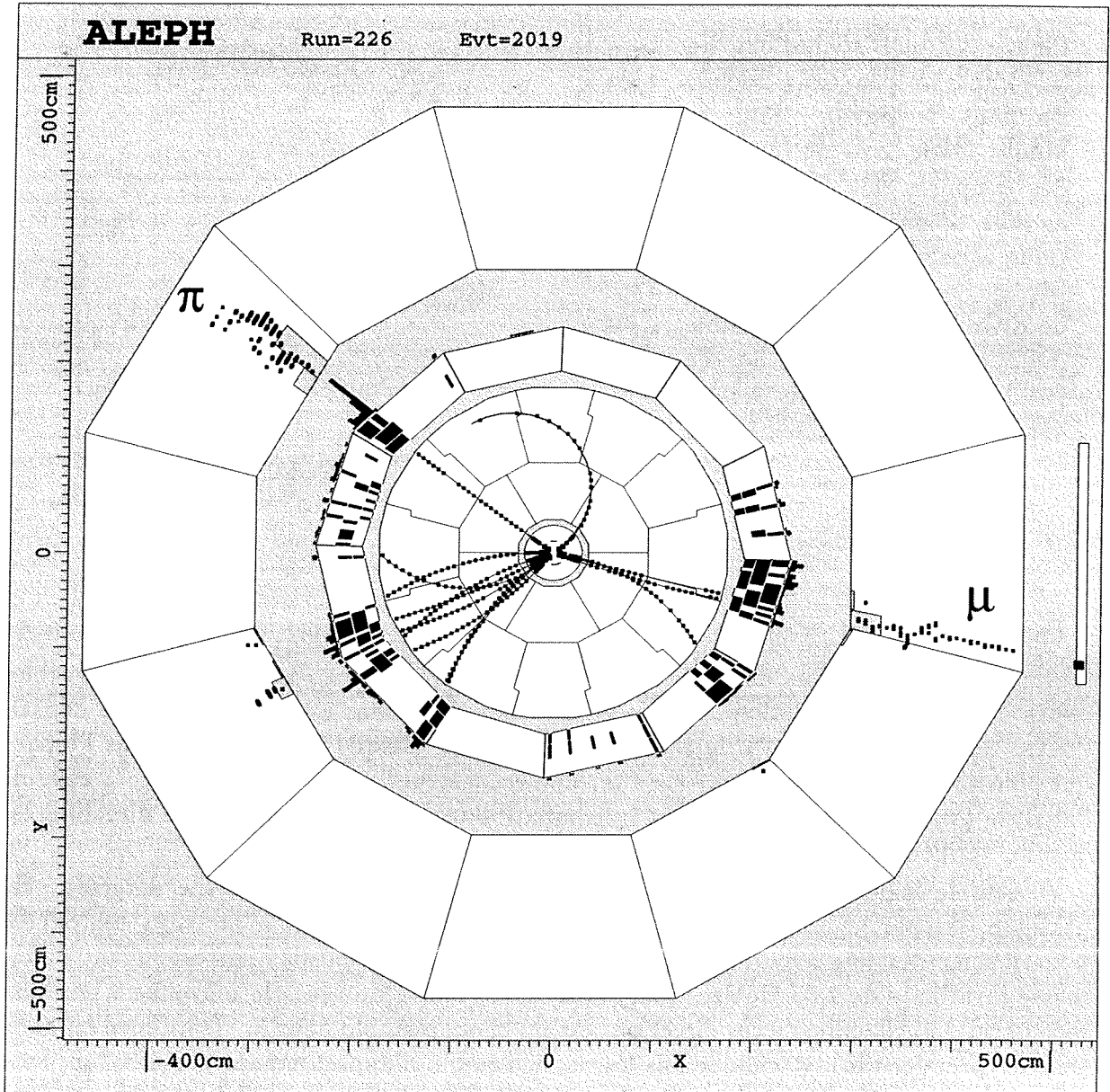
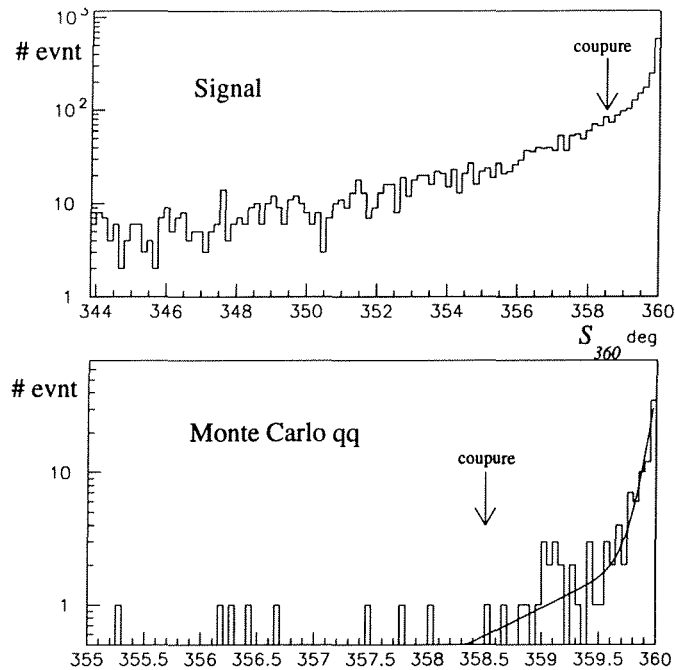


Figure 3.26: Un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ du Monte Carlo. Un neutrino de 11 GeV est émis lors de la désintégration semileptonique d'un méson D, dans la direction du muon. Le jet de tau est représenté par le π chargé.

Figure 3.27: Distributions de la somme S des trois angles. En haut, le signal. Pour le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$ (en bas) des coupures ont été relaxées en vue d'augmenter la statistique à ce niveau de l'analyse : $|\vec{p}_{miss}| > 5 \text{ GeV}/c$ au lieu de $8 \text{ GeV}/c$ et l'énergie visible inférieure à 85 GeV au lieu de $75 \text{ GeV}/c$. Toutes les autres coupures restent inchangées.



Par hypothèse, les quantités cinématiques relatives au système hadronique sont bien mesurées. Les directions des deux taus sont bien reproduites par les particules visibles issues de leurs désintégrations. L'une de ces deux directions est identifiée dès le départ, l'autre servira uniquement à la reconstruction. Pour chaque direction \vec{n}_τ dans l'espace qui pourrait être celle du deuxième tau, une reconstruction 4-corps identique à celle de l'analyse précédente est effectuée et la compatibilité avec le choix de cette direction est ensuite vérifiée.

Il semble logique de chercher \vec{n}_τ là où une énergie quelconque a été détectée. En pratique, les particules reconstruites de l'événement entier sont à nouveau regroupées pour former des jets avec une valeur de Y_{cut} très petite (0.0003) correspondant à une masse invariante de $1.58 \text{ GeV}/c^2$, de l'ordre de la masse du tau. En moyenne 8 jets sont reconstruits et chacune de ces directions est un choix possible pour \vec{n}_τ (sauf bien entendu celle du premier tau). A chaque fois les particules qui n'appartiennent pas aux taus sont regroupées en 2 jets hadroniques et avec les vélocités des quatre objets dont on dispose (le premier tau, les 2 jets et \vec{n}_τ) on recalcule leurs énergies.

Plusieurs critères sont utilisés ensuite pour valider (ou rejeter) le choix qui a été fait. La compatibilité quatre-corps en est un, les énergies recalculées doivent être toutes positives. Un exemple d'événement qui sera rejeté, est celui où toutes les quatre directions se situent dans le même hémisphère, car il est impossible, dans ce cas, de reconstruire une impulsion totale égale à $\vec{0}$. Ce premier critère ne suffit pas en général pour rejeter toutes les possibilités, sauf une.

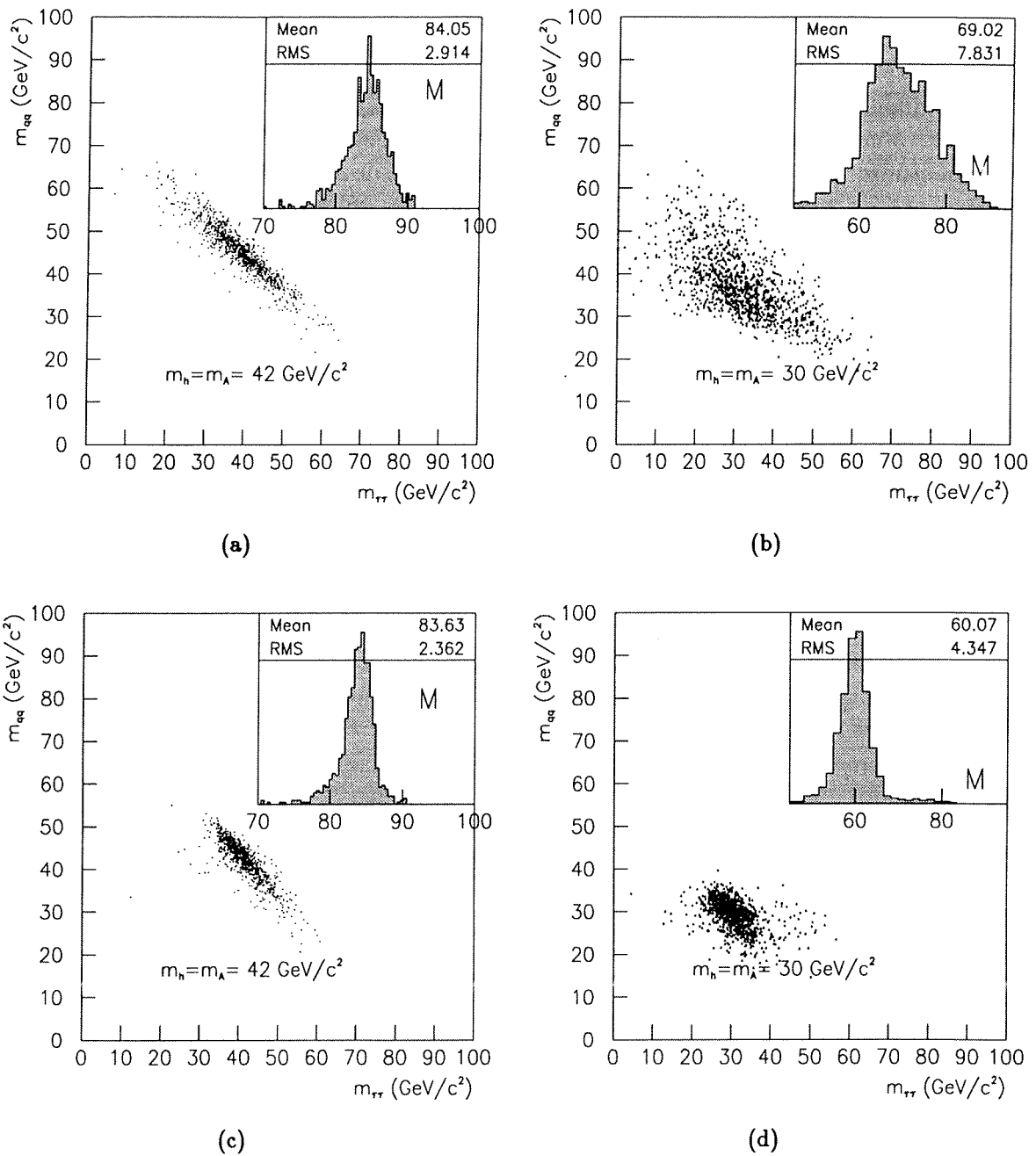


Figure 3.28: Les masses recalculées correspondent à $m_h = m_A = 42 \text{ GeV}/c^2$ (a,c) et à $m_h = m_A = 30 \text{ GeV}/c^2$ (b,d). L'approche la plus simple donne un résultat faux (a,b) mais il existe un moyen de recalculer m_h et m_A avec une bonne résolution et avec une efficacité de l'ordre de 80% (c,d).

L'étude est faite sur le signal simulé. La "bonne" configuration est celle où la direction \vec{n}_τ est bien celle du deuxième tau.

Si on considère toutes les configurations validées, la situation se présente ainsi : 84.3% sont bonnes et 43.8% sont fausses, pour $m_h = m_A = 42 \text{ GeV}/c^2$. Les deux nombres valent respectivement 87% et 252% pour $m_h = m_A = 30 \text{ GeV}/c^2$. La somme est supérieure à l'unité car plusieurs configurations peuvent être sélectionnées par événement. Un critère supplémentaire est donc nécessaire pour fixer le choix de \vec{n}_τ . Pour cela, il est demandé que les énergies recalculées des deux jets hadroniques soient en accord avec les valeurs mesurées, en d'autres mots, que la quantité

$$\chi^2 = \frac{(E_{jet1}^{corr} - E_{jet1}^{mes})^2}{E_{jet1}^{mes}} + \frac{(E_{jet2}^{corr} - E_{jet2}^{mes})^2}{E_{jet2}^{mes}}$$

ait la valeur la plus petite possible. Les énergies E^{mes} sont mesurées avec des résolutions proportionnelles à $\sqrt{E^{mes}}$ et on suppose qu'il n'y a pas de perte systématique d'énergie dans les jets hadroniques. En imposant ce deuxième critère, les configurations choisies sont bonnes dans 81% et fausses dans 9% des cas, pour $m_h = m_A = 42 \text{ GeV}/c^2$, et dans 81%, respectivement 10% des cas, pour $m_h = m_A = 30 \text{ GeV}/c^2$. Pour le reste (environ 10%) des événements, aucune configuration compatible avec une hypothèse quatre-corps n'a pu être trouvée.

Une dernière amélioration est apportée après avoir observé que, lorsqu'une mauvaise configuration est choisie, l'un des jets hadroniques (qui en fait contient le deuxième tau) a une masse anormalement grande. Au lieu d'imposer une limite supérieure absolue sur la masse de ce jet (elle peut varier en fonction de l'énergie disponible pour la fragmentation et donc de la masse $m_{q\bar{q}}$), il est demandé que les deux jets hadroniques aient des masses comparables :

$$\chi_{veto} = \frac{|m_{jet1}^{mes} - m_{jet2}^{mes}|}{\sqrt{m_{jet1}^{mes} + m_{jet2}^{mes}}}$$

La distribution de cette quantité est présentée dans la figure 3.29. Les événements ayant un χ_{veto} supérieur à $2 \text{ GeV}^{1/2}$ sont rejetés dès le départ, avant que les deux autres critères entrent en jeu. Les nombres évoqués plus haut, c'est-à-dire efficacité de sélection / fréquence des fausses configurations, ont évolué ainsi : 81% respectivement 7.7% pour $m_h = m_A = 42 \text{ GeV}/c^2$, et 82% respectivement 5.8% pour $m_h = m_A = 30 \text{ GeV}/c^2$.

Pour terminer, une correction des valeurs recalculées en utilisant la masse hadronique mesurée (correspondant à la configuration choisie), identique à celle de l'analyse précédente, permet d'améliorer les résolutions près de la limite cinématique. Les résolutions sur M et m sont montrées dans la fig.3.30.

En prenant en compte uniquement les événements ayant $m_h + m_A > 80 \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité est de 2.4% et 0.18 événements venant du bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$ sont attendus. L'estimation est basée sur les deux événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés, et sur la distribution non-marginale de $m_{\tau\tau} + m_{q\bar{q}}$. Les critères de reconstruction ne sont satisfaits par aucun de ces deux événements.

Figure 3.29: La quantité χ_{veto} reflète l'asymétrie, du point de vue de leurs masses, des deux jets hadroniques. La partie hachurée représente les événements où les 2 jets sont formés uniquement des particules venant de la fragmentation, les deux *taus* étant enlevés. En pointillé, les mauvaises configurations où le deuxième tau a été confondu avec des particules appartenant au système hadronique. Désormais le choix porte uniquement sur les configurations ayant χ_{veto} inférieur à $2 \text{ GeV}^{1/2}$.

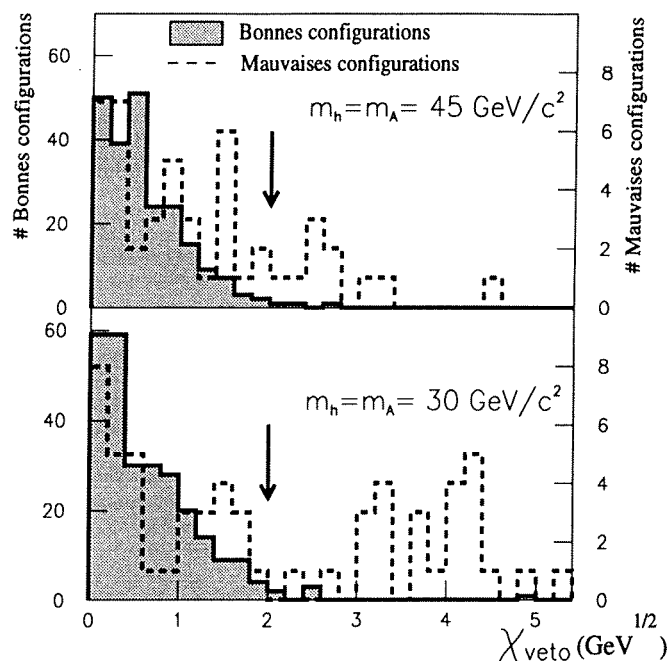
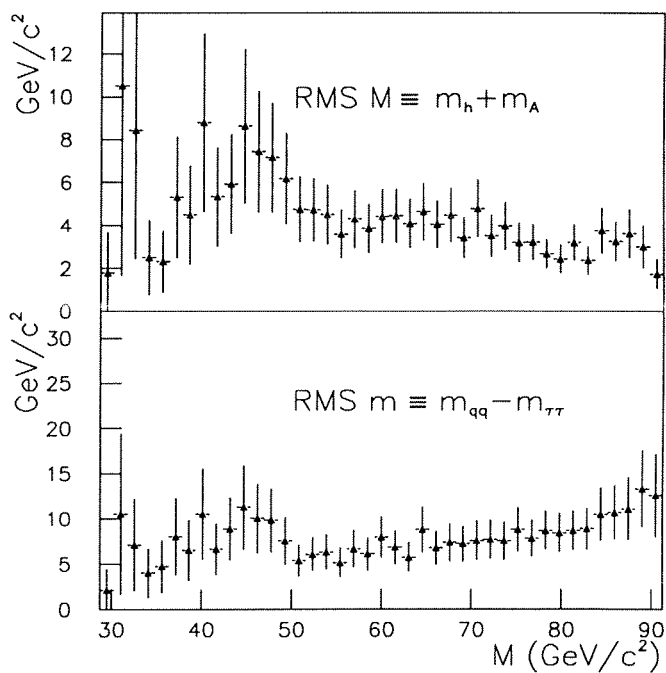
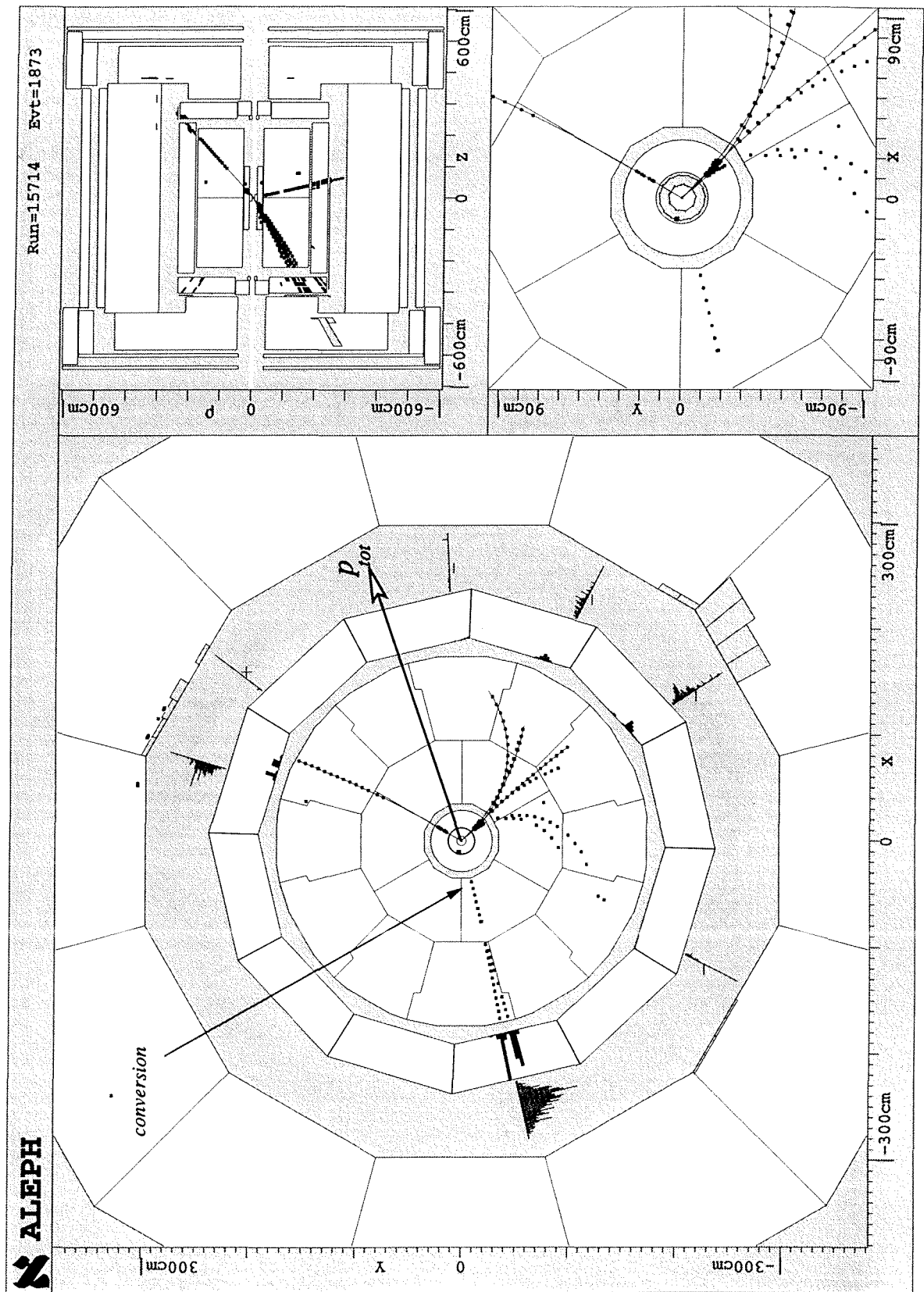


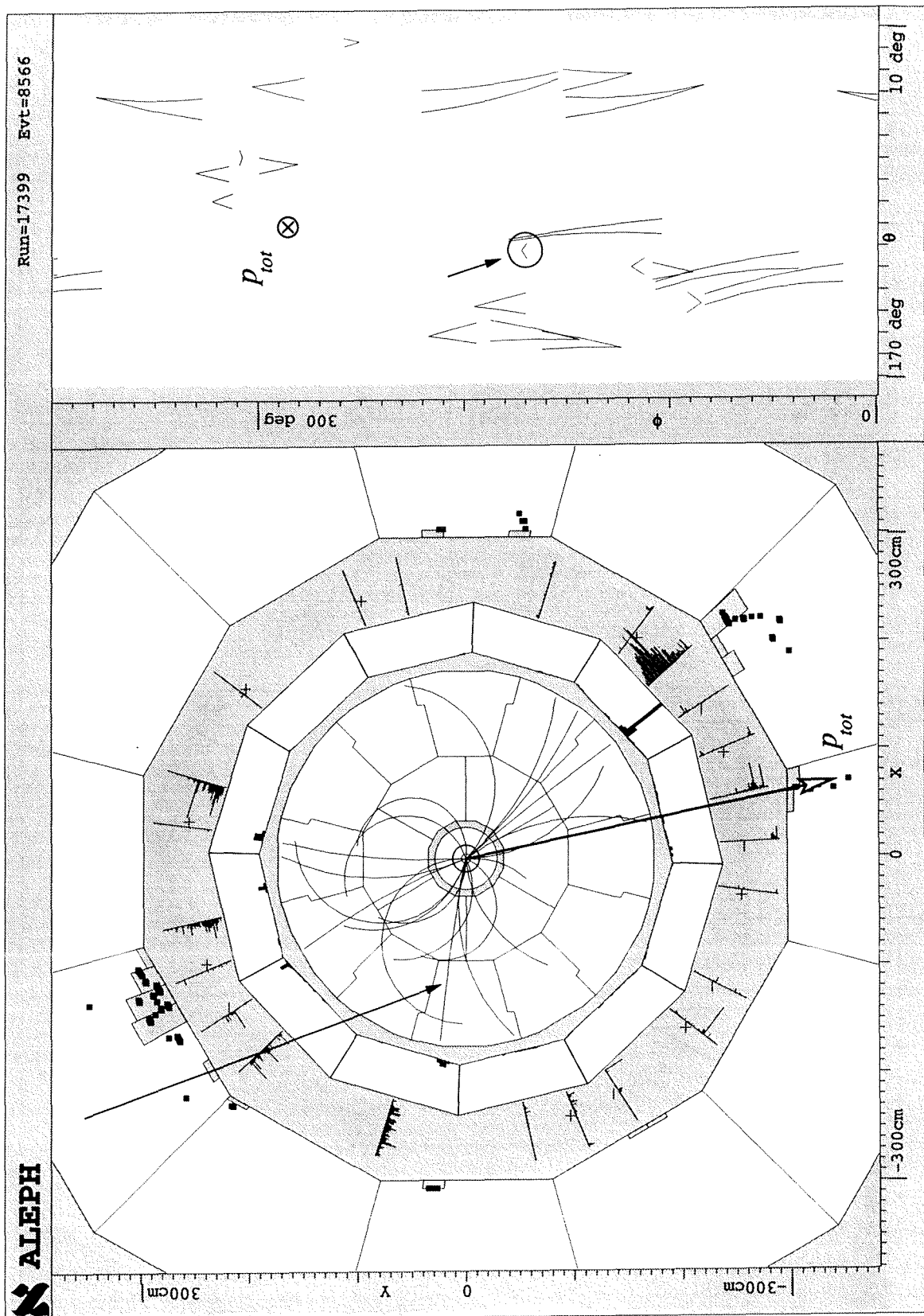
Figure 3.30: Résolutions sur les valeurs recalculées de $M = m_{q\bar{q}} + m_{\tau^+\tau^-}$ (haut) et $M = m_{q\bar{q}} - m_{\tau^+\tau^-}$ (bas) en fonction de M .



De l'ordre de 0.33 événement venant du bruit de fond irréductible $e^+e^- \rightarrow l^+l^- q\bar{q}$ (principalement $\tau^+\tau^- q\bar{q}$) est attendu, toutes masses confondues, dont 0.08 avec $m_{\tau\tau} + m_{q\bar{q}} > 80 \text{ GeV}/c^2$.

Pour les deux événements observés dans les données, aucune configuration compatible avec une hypothèse quatre-corps satisfaisant aux critères de reconstruction n'a pu être trouvée. A remarquer que le premier événement est un $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ où le photon s'est converti en une paire e^+e^- dans la ITC.





3.3 Recherche de paires de leptons énergiques dans des événements hadroniques

La capacité du détecteur d'identifier les électrons avec une efficacité d'environ 65% et les muons avec une efficacité de 86% [53] est utilisée pour sélectionner les événements où chaque tau s'est désintégré leptoniquement, qui représentent 12.6% du signal.

Une présentation détaillée de cette analyse, désignée pour des recherches dans le canal $Z \rightarrow H_{SM} Z^*$, où $Z \rightarrow l^+ l^-$ et $H_{SM} \rightarrow$ hadrons, peut être trouvée dans [55]. Dans ce qui suit, on discute les modifications qu'il faut apporter à l'analyse [55] en vue de l'appliquer au canal $Z \rightarrow h A \rightarrow \tau^+ \tau^- q \bar{q}$. On commence par énumérer les coupures de l'analyse originale.

Seuls les événements avec au moins 6 bonnes traces et avec une énergie totale des particules chargées supérieure à $10\% \sqrt{s}$ sont considérés. Les paires sélectionnées sont des paires de leptons de signes opposés ($e^+ e^-$ ou $\mu^+ \mu^-$) ayant chacun une impulsion supérieure à $3 \text{ GeV}/c$, dont la somme des impulsions est supérieure à $20 \text{ GeV}/c$, et dont la masse invariante est supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$. La somme scalaire des deux impulsions perpendiculaires à l'axe de thrust du reste de l'événement doit être supérieure à $15 \text{ GeV}/c$. L'un des leptons doit être isolé selon le critère suivant : aucune autre particule chargée ne doit se trouver à l'intérieur d'un cône de demi-angle égal à 30° autour de la direction du lepton, et l'énergie totale des particules neutres (à l'exception des photons de bremsstrahlung identifiés) détectées dans le même cône doit être inférieure à 1 GeV .

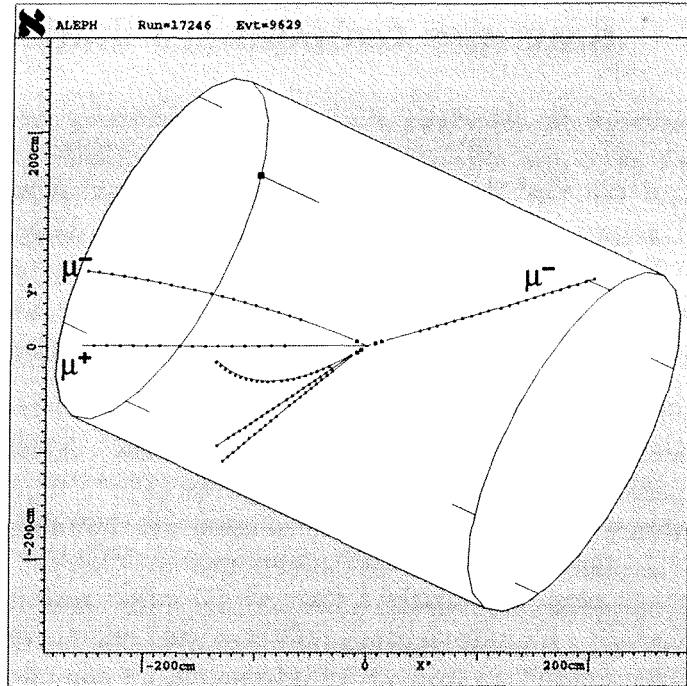
En vue de profiter de l'énergie emportée par les neutrinos, une coupure en énergie manquante, qui doit être supérieure à 10 GeV , est rajoutée par rapport à l'analyse originale. En revanche, les paires électron-muon sont acceptées tout comme les paires $e^+ e^-$ et $\mu^+ \mu^-$.

Les masses $m_{\tau^+ \tau^-}$ et $m_{q \bar{q}}$ sont recalculées en utilisant la procédure désormais habituelle, qui consiste à forcer le reste de l'événement en 2 jets et d'utiliser les quatre directions (deux leptons plus deux jets) pour recalculer les énergies des quatre objets. Aucune valeur minimale n'est imposée sur $m_{q \bar{q}}$ pour se débarrasser du bruit de fond $l^+ l^- q \bar{q}$, comme on procède dans l'analyse originale, car la coupure en énergie manquante est elle-même très efficace contre ce bruit de fond. En effet, seulement 12.6% des événements $\tau^+ \tau^- q \bar{q}$ et une fraction infime des $e^+ e^- q \bar{q}$ et $\mu^+ \mu^- q \bar{q}$, qui n'ont pas d'énergie manquante venant des taus, risquent d'être sélectionnés.

Quand tous les critères énumérés ci-dessus sont appliqués, l'efficacité est de 4.2%, 2.02 événements $l^+ l^- q \bar{q}$ sont prévus par le Monte Carlo FERMISV et 2 sont observés, dont l'un est un événement typique $\mu^+ \mu^- \tau^+ \tau^-$ (fig.3.31). De l'ordre de 1.5 événement $l^+ l^- \tau^+ \tau^-$ sont également prévus par le Monte Carlo, dont 0.74 $e^+ e^- \tau^+ \tau^-$, 0.73 $\mu^+ \mu^- \tau^+ \tau^-$ et 0.05 $\tau^+ \tau^- \tau^+ \tau^-$. Pour les éliminer il est demandé qu'au moins 7 particules chargées soient présentes. Cette coupure n'affecte pas le signal, et le bruit de fond $l^+ l^- \tau^+ \tau^-$ se voit réduit à 0.13 événement attendu.

L'utilisation de l'étiquetage des quarks b est préconisée dans l'analyse originale, pour

Figure 3.31: Un événement $\mu^+ \mu^- \tau^+ \tau^-$. De l'ordre de 1.5 événement $l^+ l^- \tau^+ \tau^-$ est prévu par FERMISV.



réduire davantage le fond $l^+ l^- q\bar{q}$. La raison pour cela est que seulement 11% environ des états finals $l^+ l^- q\bar{q}$ contiennent une paire de quarks b , contre 90% pour le signal. L'étiquetage des b est en compétition avec l'utilisation de l'information en masse comme moyen d'améliorer le rapport signal/bruit. On considère donc plusieurs possibilités :

- Ni l'information en masse, ni l'étiquetage des b ne sont utilisées (A).
- Seulement les événements situés au-delà de $M=80 \text{ GeV}/c^2$ sont comptés, aussi bien pour le signal que pour le fond, mais l'étiquetage des b n'est pas utilisé (B).
- On prend en compte seulement les événements avec une paire $b\bar{b}$, identifiés comme dans l'analyse originale en imposant $p_{uds} < 0.2$ (C). p_{uds} est la probabilité que l'événement soit un événement avec des quarks légers, telle qu'elle a été définie dans 2.3.
- Les deux critères présentés ci-dessus sont utilisés simultanément (D).

Dans le tableau suivant sont présentées les efficacités correspondant aux cas de figure considérés, ainsi que le bruit de fond attendu et la limite supérieure moyenne sur la section efficace du signal. Seulement le bruit de fond $l^+ l^- q\bar{q}$ est pris en compte. En conclusion, c'est le cas (B) qui sera retenu, en raison de la meilleure sensibilité obtenue à haute luminosité.

Cas	ϵ %	→1993			→1994		
		\mathcal{L} pb^{-1}	b	$\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle$ pb	\mathcal{L} pb^{-1}	b	$\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle$ pb
A	4.2	63.4	2.15	2.41	121.6	4.13	1.81
B	2.3	63.4	0.29	2.40	121.6	0.56	1.41
C	3.3	53.5	0.66	2.33	101.3	1.27	1.52
D	1.8	53.5	0.11	3.31	101.3	0.21	1.84

3.4 Recherche de paires de jets acoplanaires

La description de cette analyse peut être trouvée dans [56]; elle a été désignée et optimisée pour des recherches dans le canal $Z \rightarrow H_{SM}Z^*$, quand $H_{SM} \rightarrow q\bar{q}$ et $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. La topologie consiste en une paire de jets acoplanaires accompagnés d'énergie manquante. L'efficacité dans le canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ est de 3%, avec zéro événements observés et de l'ordre de 1 événement de bruit de fond attendu.

Chapitre 4

Recherche dans le canal $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

L'état final $b\bar{b}b\bar{b}$ est présent avec un rapport d'embranchement d'au moins 80%, six fois supérieur par rapport à $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. Les événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$, avec un fort rayonnement de gluon, sont la source principale de bruit de fond dans cette analyse. Le principe d'identification des quarks b , utilisé pour séparer le signal du bruit de fond, est décrit dans 2.3.

On commence par exposer les critères de sélection. A la fin du premier paragraphe on aura mis en évidence un excès d'événements observés, par rapport au bruit de fond simulé $Z \rightarrow q\bar{q}$, se chiffrant à 5 déviations standard. Par la suite, on montre qu'il s'agit d'un effet systématique pour lequel une correction sera mise en place. Ceci est réalisé en absence du signal, grâce à un échantillon de contrôle $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ dont il sera question dans le deuxième paragraphe. Pour terminer, on rappelle la procédure de reconstruction cinématique de l'état final à quatre corps, suivie d'une discussion concernant le cas des largeurs non négligeables des bosons de Higgs h et A .

4.1 Sélection des événements 4-jets $b\bar{b}b\bar{b}$

Partout dans ce chapitre, "probabilité" signifie la probabilité pour que les particules (d'un jet, de l'événement...) proviennent du point d'interaction principal. Celle-ci est définie à partir des probabilités individuelles associées à chaque particule chargée, qui à leur tour dépendent des paramètres d'impact par rapport au point d'interaction principal. La probabilité combinée p_{uds} s'obtient avec la formule suivante :

$$w \equiv p_1 \cdot p_2 \cdot \dots \cdot p_N,$$

$$\mathcal{P}(\{p_i\}) = w \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\log(w))^j}{j!}$$

où p_i sont les probabilités individuelles de chaque trace. Par définition, les distributions de p_i et de \mathcal{P} sont uniformes, entre 0 et 1, pour les événements $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ et con-

centrés aux petites valeurs pour les événements avec des quarks b . Des coupures sur ces probabilités seront utilisées pour sélectionner le signal $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$.

Les événements hadroniques ayant une probabilité p_{uds} inférieure à 0.01 sont considérés. Les distributions de cette quantité sont présentées dans la fig.4.1. L'efficacité est de 70%, alors que 17% des événements réels et 16.7% du Monte Carlo $q\bar{q}$, dont 4/5 sont des événements $b\bar{b}$, satisfont cette coupure.

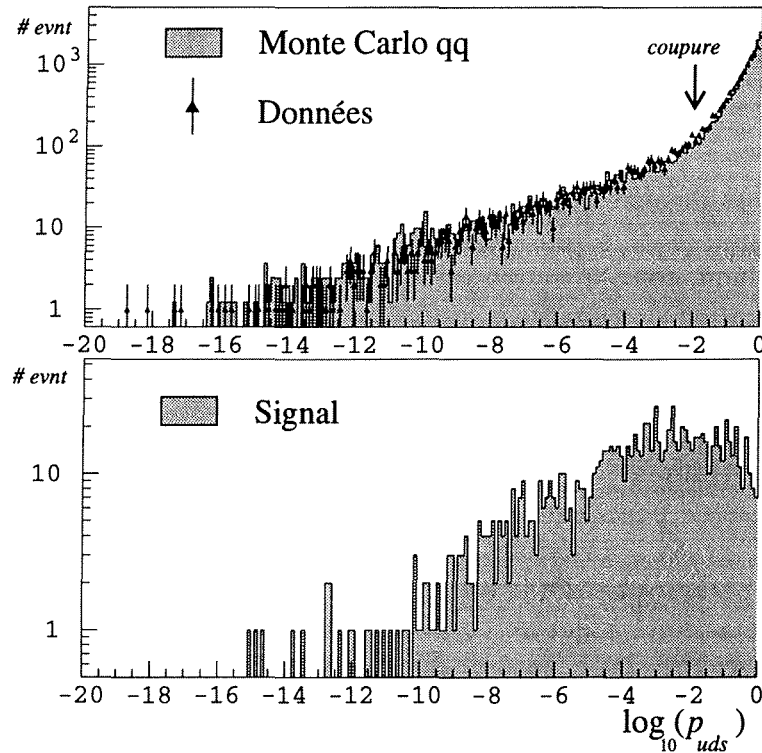


Figure 4.1: Probabilité de l'événement : les données et le Monte Carlo $q\bar{q}$ en haut, le signal en bas.

Dans ce qui suit seuls les événements avec 4 jets énergiques sont sélectionnés. Pour cela, l'algorithme de JADE est utilisé avec $Y_{cut} = 0.01$ et au moins 4 jets doivent être reconstruits, chacun avec une impulsion supérieure à $10 \text{ GeV}/c$. Dans la fig.4.2 est représenté le Y_{cut} correspondant au passage de 4 jets à 3 jets reconstruits avec des impulsions supérieures à $10 \text{ GeV}/c$, et dans la fig.4.3 l'impulsion du 4^e jet le moins énergétique, pour une valeur de Y_{cut} de 0.01.

Dans la plupart des cas, la fragmentation d'une paire de quarks produit 2 ou 3 jets hadroniques : avec la définition utilisée, le rapport des nombres d'événements $Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2\text{-jets}/3\text{-jets}/4\text{-jets}$ est d'environ 15:7:1. Ces événements de bruit de fond ont été éliminés en demandant la présence d'au moins 4 jets énergiques : quelque 10,000 événements satisfont

Figure 4.2: La coupure de Y_{cut} au-delà de laquelle moins de 4 jets d'impulsions supérieures à 10 GeV/c seraient reconstruits.

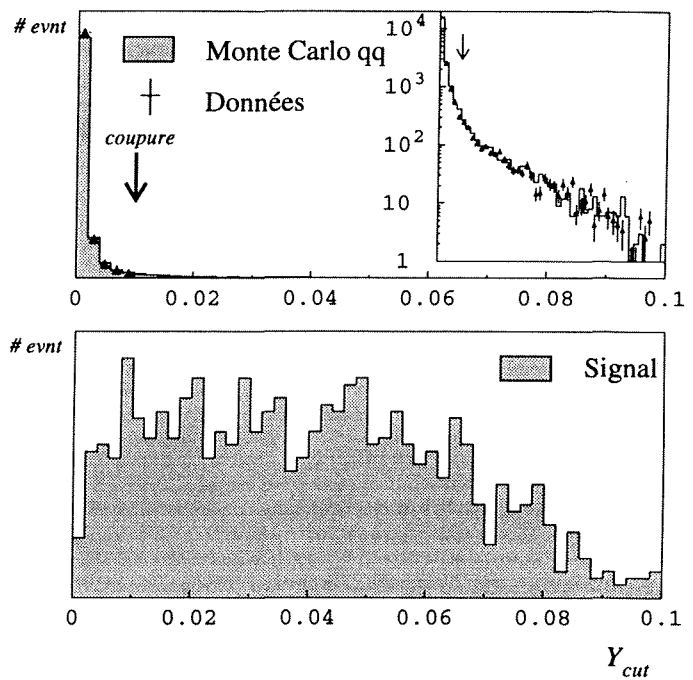
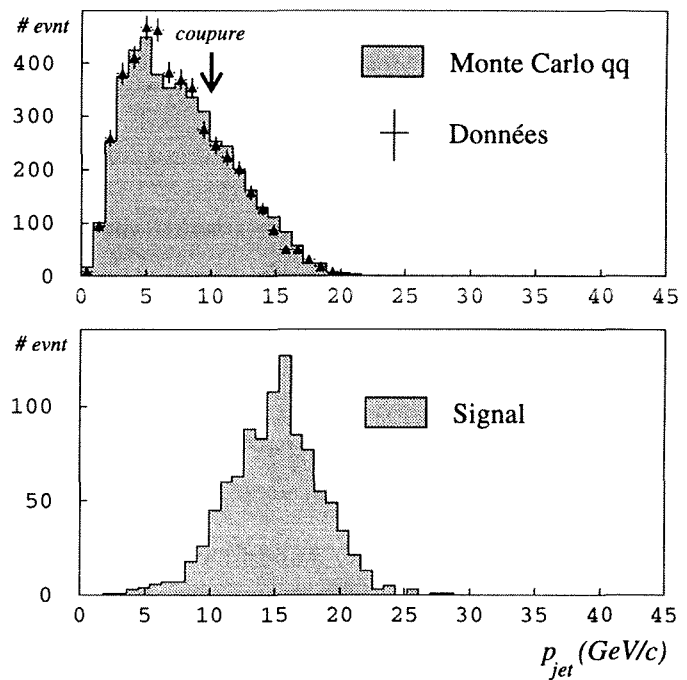


Figure 4.3: L'effet de la coupure en impulsion minimum sur le 4^e jet le moins énergétique reconstruit avec un Y_{cut} de 0.01. En haut sont les événements réels et le bruit de fond simulé $q\bar{q}$, en bas le signal.



les coupures. Toutefois, pour le bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$, le jet contenant le quark initial est généralement très énergétique, contrairement aux événements de signal qui n'ont que la moitié de l'énergie disponible pour la fragmentation de chaque paire de quarks b . Dans la fig.4.4 est représentée la distribution de l'énergie maximum de l'un des 4 jets. Par conséquent, les événements pour lesquels l'énergie de l'un des jets dépasse 30 GeV seront rejetés.

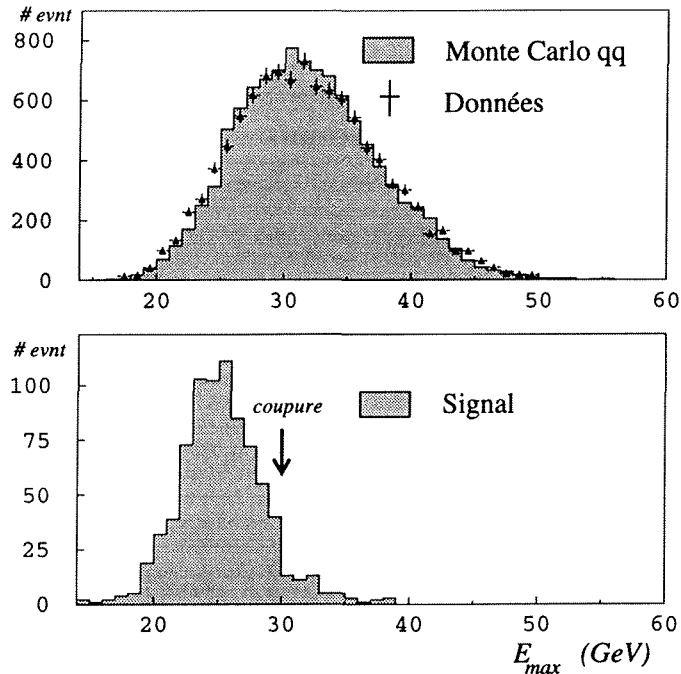


Figure 4.4: Energie du jet le plus énergétique.

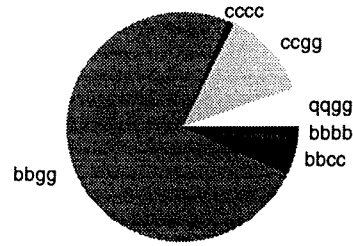
A ce niveau, 4014 événements sont observés, 3478 sont prédits par la simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$, et l'efficacité de sélection est de 57%. Il est intéressant de connaître l'origine des événements observés. Une étude très simple est menée, basée sur le Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$.

Six catégories d'événements ont été définies, du point de vue du signal recherché: 0) $Z \rightarrow q\bar{q}g$ ou $q\bar{q}q\bar{q}$, où $q\bar{q}$ est une paire de quarks légers; 1) $Z \rightarrow c\bar{c}g$ ou $c\bar{c}q\bar{q}$ avec exactement une paire $c\bar{c}$ mais toujours pas de quark b ; 2) $Z \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ plus éventuellement des paires de quarks légers; 3) $Z \rightarrow b\bar{b}g$ ou $b\bar{b}q\bar{q}$; 4) $Z \rightarrow b\bar{b}c\bar{c}$ et enfin 5) $Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$.

Techniquement parlant, aucune contrainte cinématique n'est imposée lors de cette classification. Pour un événement, on compte (pour chaque saveur) les paires quark-antiquark qui fragmentent indépendamment dans JETSET.

A ce stade de l'analyse, les nombres d'événements attendus dans chaque catégorie sont les suivants :

$Z \rightarrow q\bar{q} gg$	188
$Z \rightarrow c\bar{c} gg$	430
$Z \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$	33
$Z \rightarrow b\bar{b} gg$	2591
$Z \rightarrow b\bar{b} c\bar{c}$	185
$Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	51



On constate que le bruit de fond est essentiellement $Z \rightarrow b\bar{b}gg/b\bar{b}q\bar{q}$.

Dès lors, la présence des particules chargées à grand paramètre d'impact sera requise explicitement dans chacun des quatre jets. Comme les événements sélectionnés contiennent déjà une paire $b\bar{b}$, on va se tourner vers les deux autres jets, qu'on appellera jets de gluon en pensant au bruit de fond. Par définition, les jets de gluon sont ceux ayant les probabilités p_{uds} les plus grandes. En essayant d'identifier explicitement ces deux jets à des jets de b, en coupant sur les deux probabilités, on espère pouvoir améliorer le rapport signal/bruit de l'analyse.

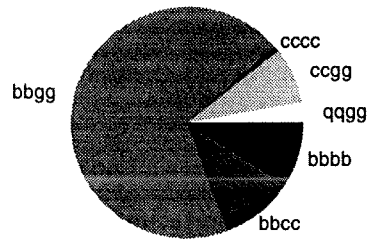
La variable discriminante choisie est la probabilité combinée des deux jets de gluon, définie comme d'habitude à partir du produit des deux probabilités individuelles p_3 et p_4 :

$$z \equiv p_3 p_4 (1 - \log p_3 p_4).$$

La distribution de la probabilité z est représentée dans la fig.4.5.

En regardant cette distribution, on constate deux choses : l'une à laquelle on s'attendait, à savoir le fait que le signal s'accumule à zéro alors que le bruit de fond est presque uniforme. On peut s'assurer que (d'après le Monte Carlo) le bruit de fond s'est sensiblement enrichi en $b\bar{b} c\bar{c}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$, mais que la proportion d'événements $b\bar{b}gg$ reste la plus importante. Les nombres attendus sont les suivants :

$Z \rightarrow q\bar{q} gg$	5.6
$Z \rightarrow c\bar{c} gg$	16.0
$Z \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$	1.6
$Z \rightarrow b\bar{b} gg$	140
$Z \rightarrow b\bar{b} c\bar{c}$	20.7
$Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	18.4



La deuxième chose, est l'excès d'événements enregistrés aux petits z , par rapport au Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$. Ainsi, une coupure $z < 0.1$ se traduit par 313 événements réels observés, alors que 202 ± 13 seulement sont attendus d'après la simulation. La différence est de 5σ ... et l'efficacité vaut 24%.

"Serait-ce un signal?" Dans la figure 4.6, on présente la distribution de la somme M des masses invariantes des paires de jets. Pour chaque événement, on ne sait pas choisir *a priori* la paire de jets provenant de la désintégration du boson de Higgs h (et implicitement celle provenant du pseudoscalaire A), donc on a considéré toutes les combinaisons possibles. Le signal simulé est normalisé à $313 - 202 = 111$ événements. Dans le

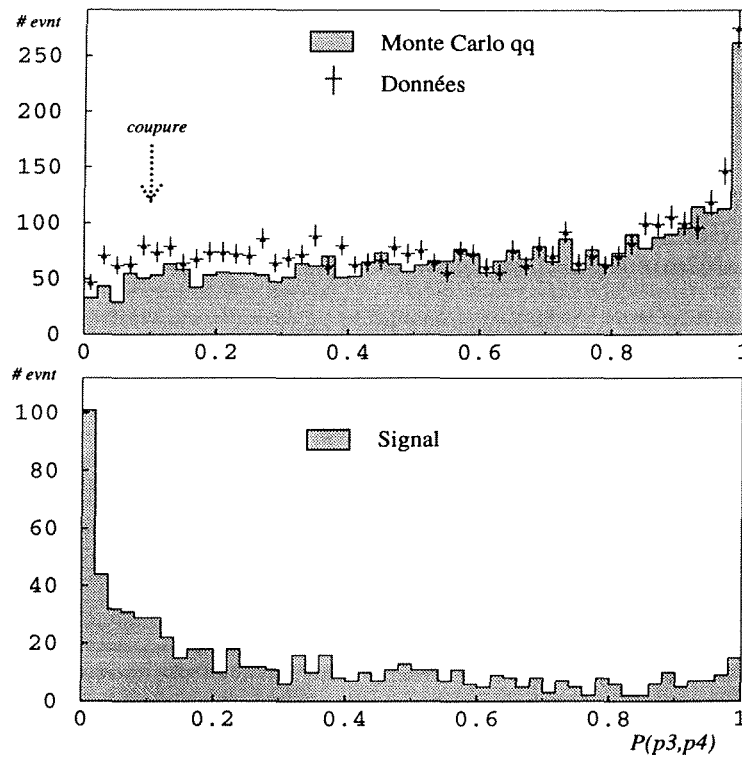


Figure 4.5: Distribution de la probabilité combinée z des deux jets de gluon, pour le Monte Carlo $q\bar{q}$ et pour les événements réels (haut) et pour le signal (bas). Par définition, les jets de gluon sont ceux ayant les probabilités p_{uds} les plus grandes.

premier cas, le signal est le signal "standard" $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$. Dans le second cas, $m_h = 40 \text{ GeV}/c^2$ et $m_A = 35 \text{ GeV}/c^2$, correspondent à l'écart le plus significatif des données par rapport au Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q}$.

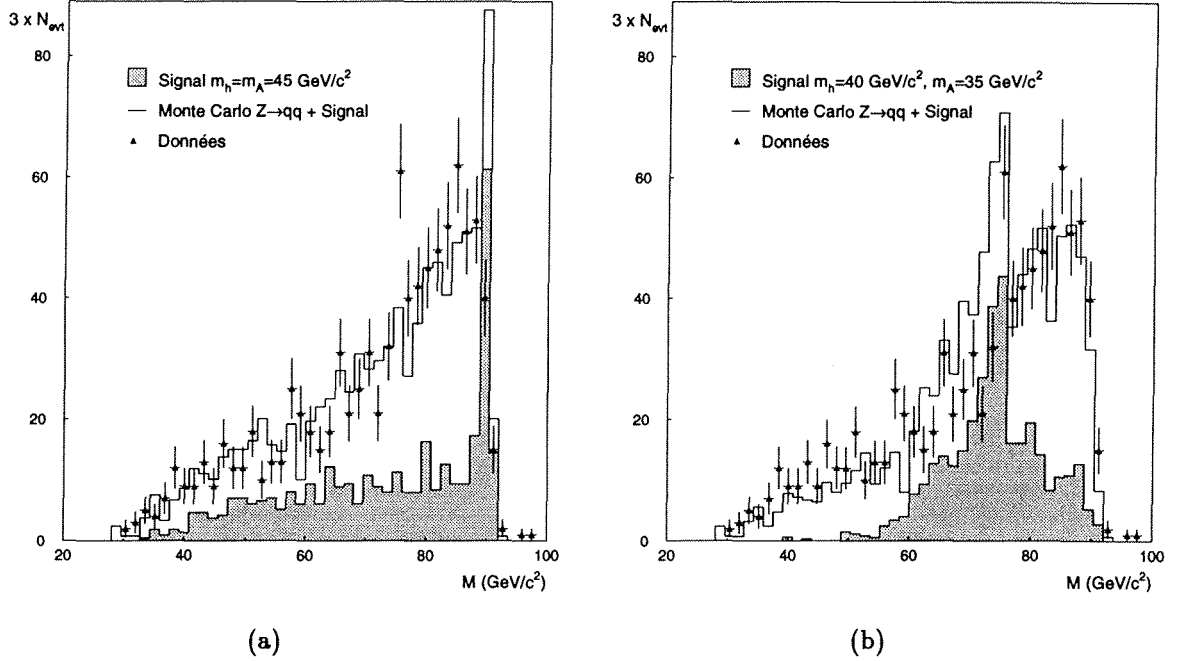


Figure 4.6: Distributions de la masse invariante $M \equiv m_{q_1 q_2} + m_{q_3 q_4}$, pour les données (triangles avec barres d'erreurs), le signal simulé (en grisé) et la somme Monte Carlo $Z \rightarrow q\bar{q} + \text{signal}$.

Dans aucun cas, l'excès qui serait dû à la présence du signal ne se confirme. On suspecte donc l'existence d'un effet systématique de simulation des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$, qui se manifesterait au niveau de l'identification des quarks b .

4.2 Effets systématiques. L'échantillon $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$

Dans ce qui suit, on montre que l'excès d'événements observés dans les données réelles par rapport au Monte Carlo est dû à un défaut de simulation, plutôt qu'à la présence d'un signal. Comme on l'a vu, le désaccord survient au moment où la probabilité des jets de gluon est utilisée. On vérifie maintenant l'hypothèse selon laquelle cette probabilité est mal reproduite par le Monte Carlo.

Il faut pour cela sélectionner des jets dont on est sûr qu'ils proviennent de la hadronisation d'un gluon. Il faut donc :

- Sélectionner des événements 3-jets $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}g$.
- Identifier le jet de gluon. Ceci est réalisé indirectement, en identifiant les deux autres jets à des jets de b. Des coupures très sévères sont imposées sur les deux probabilités de jets les plus petites : $p_1 < p_2 < 0.01$. On appellera "jet de gluon" le jet ayant la probabilité p_3 la plus grande. La distribution de la probabilité p_3 est présentée dans la fig.4.7.

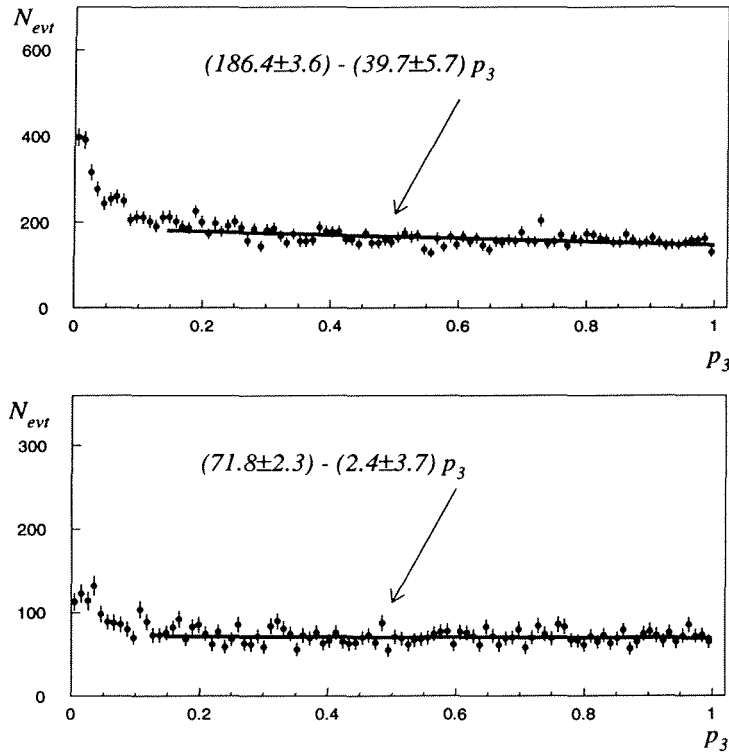


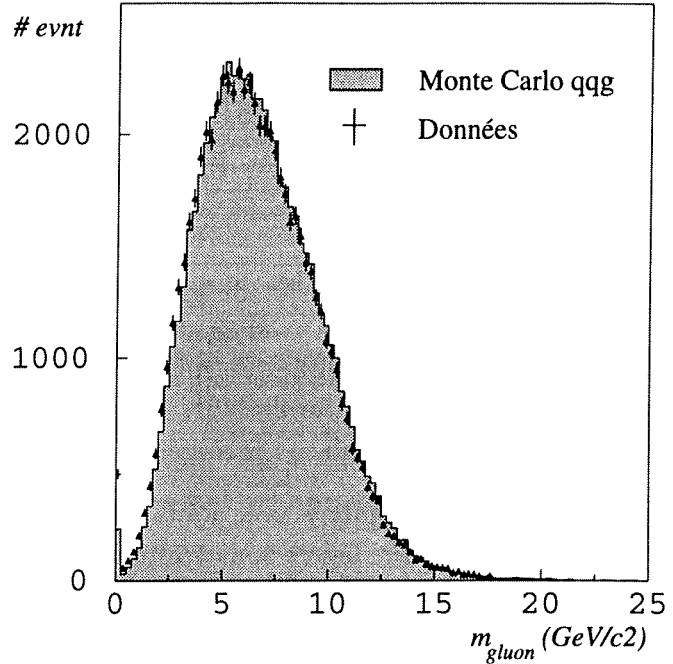
Figure 4.7: Distribution de la probabilité du jet de gluon dans les événements $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}g$: en haut sont les données, en bas le Monte Carlo. On observe clairement, pour les données réelles, une accumulation aux petites valeurs de la probabilité. Un ajustement avec une fonction linéaire a été effectué pour des probabilités supérieures à 0.15 où une différence significative entre les données et le Monte Carlo persiste.

Un excès d'événements aux petites valeurs de p_3 est observé dans les données, même en absence du signal.

Comment peut-on être sûr que le désaccord ne soit pas dû au processus QCD $g \rightarrow b\bar{b}$, qui pourrait éventuellement être mal simulé dans le Monte Carlo? La distribution de la masse du jet de gluon (figure 4.8) fournit un élément de réponse à cette question. Aucune

différence n'est observée entre les données et le Monte Carlo, et en particulier aucun excès dans les données, pour des masses du jet de gluon supérieures à $2m_b \sim 10 \text{ GeV}/c^2$.

Figure 4.8: Masse du jet de gluon.



La conclusion est que les particules à grand paramètre d'impact sont moins bien confinées dans les jets de b dans les données, que dans la simulation $Z \rightarrow q\bar{q}$.

Pour l'instant il n'y a pas de conclusion définitive quand à l'origine de cet effet. Il pourrait être dû à un défaut de la simulation du processus de fragmentation (JETSET), ou bien à un défaut de simulation du détecteur (GALEPH), ou les deux. Aucune indication en faveur de la première hypothèse n'a été trouvée. D'un autre côté, aucune étude n'a été faite pour vérifier la sensibilité de la méthode d'identification, aux incertitudes liées à la reconstruction des traces. A titre indicatif uniquement, on donne dans le tableau 4.1 l'efficacité de la coupure $z < 0.1$ pour chaque année de prise de données. Les quatre valeurs sont compatibles entre elles avec une probabilité de 26%.

Il s'agit maintenant de mesurer l'ampleur de l'effet à l'aide des événements 3-jets $q\bar{q}g$, en absence du signal, et de mettre en place une procédure de correction pour la distribution intervenant dans l'analyse avec 4 jets. Il faut souligner que l'effet dépend des probabilités des jets de b : des probabilités petites ont tendance à l'amplifier - c'est ce qu'on vient de faire pour mettre en évidence clairement cet effet.

Les coupures très sévères sur les probabilités des jets de b , dans la sélection des événements 3-jets, sont donc à remplacer par la coupure en vigueur dans l'analyse 4-jets, à savoir la probabilité de l'événement doit être inférieure à 0.01. Dans la fig.4.9 est

année	ε (%)	$\Delta\varepsilon$ (stat)
1991	7.0	1.1
1992	7.7	0.7
1993	8.2	0.7
1994	8.9	0.4
Monte Carlo	5.8	0.4

Tableau 4.1: Efficacité de la coupure $z < 0.1$.

représentée la probabilité du jet de gluon pour les événements 3-jets, pour les données réelles et le Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$, ainsi que le rapport \mathcal{R} des deux distributions. Les distributions ont été normalisées au même nombre d'événements en vue d'isoler l'effet au niveau de la coupure sur la probabilité du jet de gluon.

Le rapport \mathcal{R} est le poids à appliquer pour un jet de gluon du Monte Carlo.

On se tourne vers l'analyse avec 4 jets. La plupart des événements sont des événements $b\bar{b}gg$. Les jets de quarks légers sont traités de la même manière que les jets de gluon. La procédure de correction naturelle consiste à appliquer un poids pour chaque jet de gluon du Monte Carlo :

$$\mathcal{R}^{(2)}(p_3, p_4) = \mathcal{R}(p_3) \cdot \mathcal{R}(p_4),$$

où p_3 et p_4 sont les deux probabilités individuelles. Chaque événement avec quatre jets, dont deux gluons, est ainsi affecté par un poids égal à $\mathcal{R}(p_3) \cdot \mathcal{R}(p_4)$.

Après correction, 270 ± 17 événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ sont attendus avec une probabilité z inférieure à 0.1 et 313 sont réellement observés; la déviation est de 1.6 écarts standard (figure 4.10). La limite supérieure à 95% C.L. sur le nombre d'événements de signal observés est obtenue comme il suit [40]:

$$\bar{N}_{95} = n_{obs} - n_b + 1.64\sqrt{n_{obs}} = 313 - 270 + 1.64\sqrt{313} = 72.0.$$

4.3 Reconstruction des masses

La même procédure a été utilisée pour l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. L'événement entier est forcé en 4 jets avec l'algorithme PTCLUS. Le critère de regrouper les particules selon l'impulsion transverse par rapport au jet le plus proche a été choisi en raison de sa bonne résolution angulaire: les directions des partons sont le mieux reproduites par les directions des jets reconstruits avec cet algorithme. On recalcule ensuite les énergies des quatre jets à partir des vitesses mesurées, en utilisant la contrainte de la conservation de l'énergie-impulsion totale.

On doit maintenant faire face à un nouveau problème: quelles paires de jets choisir pour calculer les deux masses invariantes m_h et m_A ? Une possibilité est de prendre en

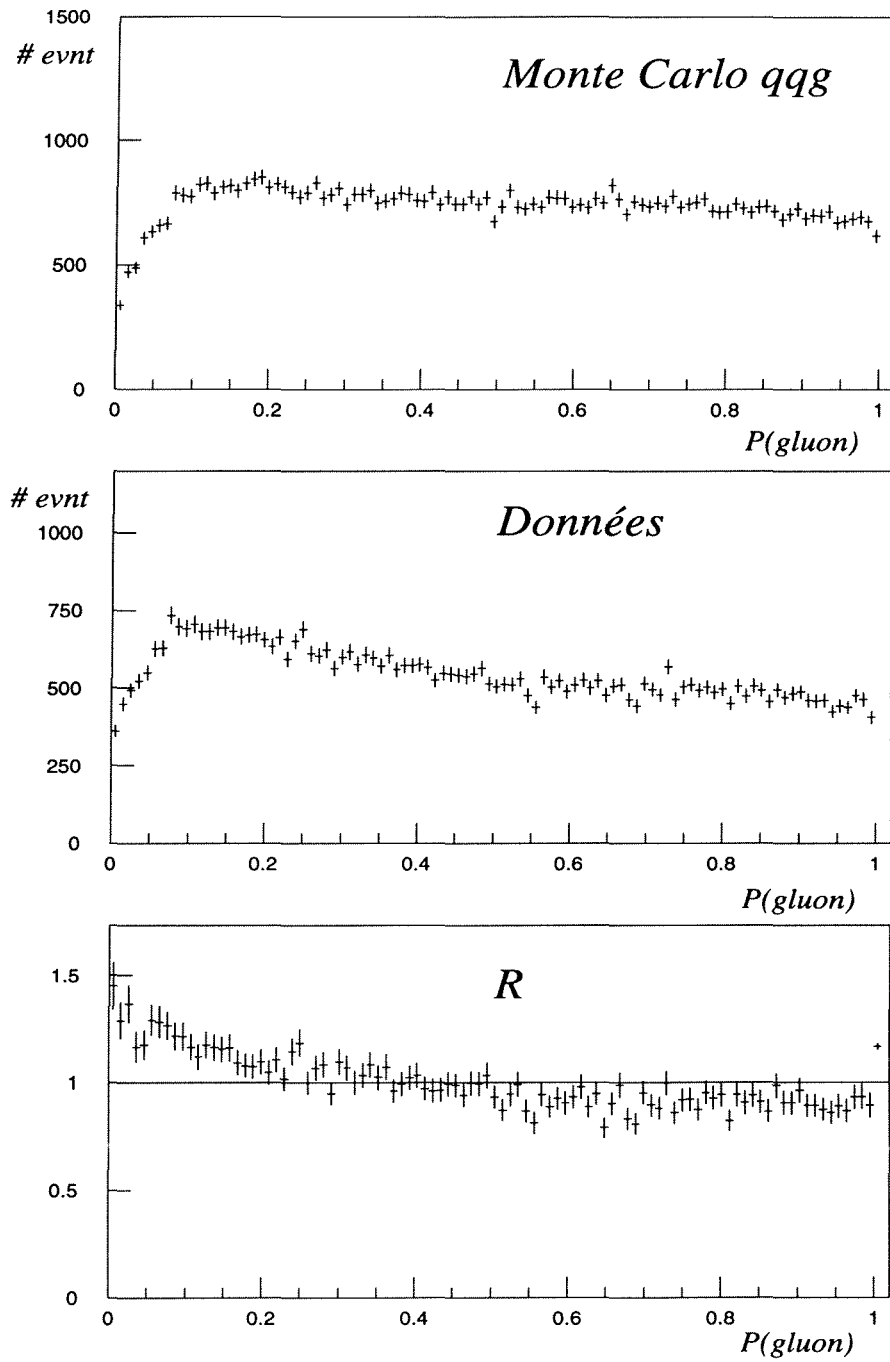


Figure 4.9: Distributions de la probabilité du jet de gluon, mesurées sur l'échantillon $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. Elles servent à corriger l'effet systématique dans l'analyse avec 4 jets. \mathcal{R} est le rapport données/Monte Carlo, les deux distributions ayant été normalisées au même nombre d'événements.

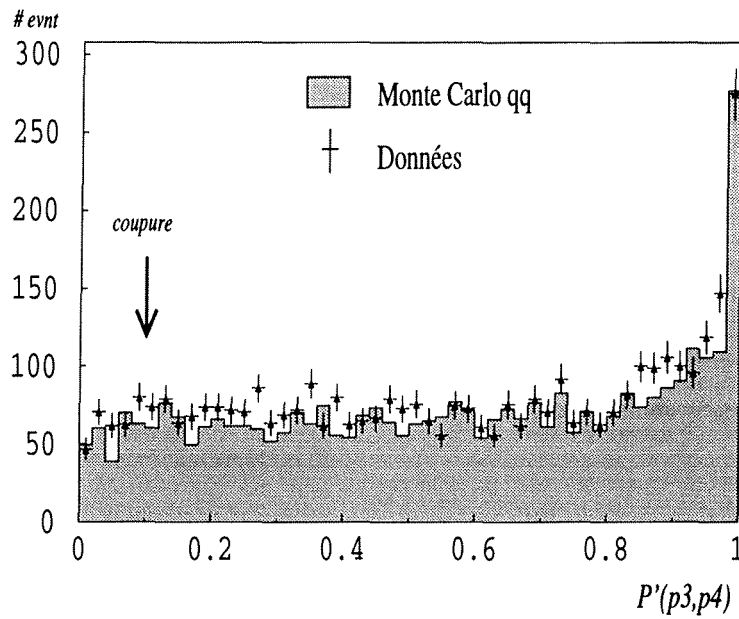
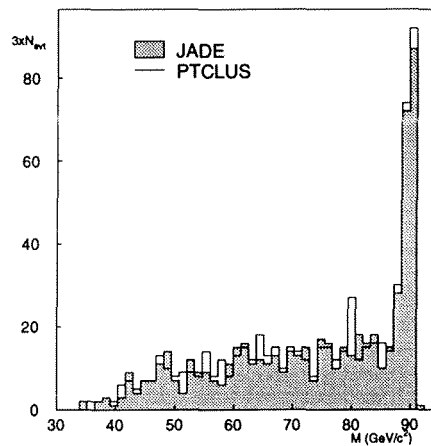


Figure 4.10: Distribution de la probabilité combinée des jets de gluon. Le Monte Carlo est affecté par le facteur de correction $\mathcal{R}^{(2)}(p_3, p_4)$.

Figure 4.11: Distribution de la somme des masses recalculées $m_h + m_A$, pour le signal simulé.



compte toutes les trois combinaisons possibles pour chaque événement. Les distributions ainsi obtenues ont été présentées dans la figure 4.6. Une comparaison de deux algorithmes (JADE et PTCLUS) se trouve dans la fig.4.11. Pour le signal, le bruit de fond combinatoire, représenté par le choix des mauvaises paires, se superpose avec la résonance recherchée.

Une manière équivalente d'aborder le problème, dans le domaine de masses $m_h + m_A \gtrsim 80 \text{ GeV}/c^2$, est de choisir parmi les trois combinaisons, celle qui conduit à la somme $m_h + m_A$ la plus grande. En faisant cela, le bruit de fond combinatoire est éliminé et on travaille avec une seule valeur par événement.

L'information en masse peut à présent être utilisée pour améliorer la sélectivité de l'analyse, dans le domaine de masse considéré. Pour chaque événement, la somme $m_h + m_A$ doit être supérieure à $89 \text{ GeV}/c^2$.

La valeur de la coupure sur la probabilité combinée ($z < 0.1$) est justifiée *a posteriori*, dans ce cas. Dans la fig.4.12 sont représentées l'efficacité de sélection et le rapport $\varepsilon/\sqrt{N_b}$, en fonction de la probabilité z . Le nombre d'événements de bruit de fond attendus N_b est corrigé de l'effet systématique pour chaque valeur de la coupure, comme indiqué dans le paragraphe précédent.

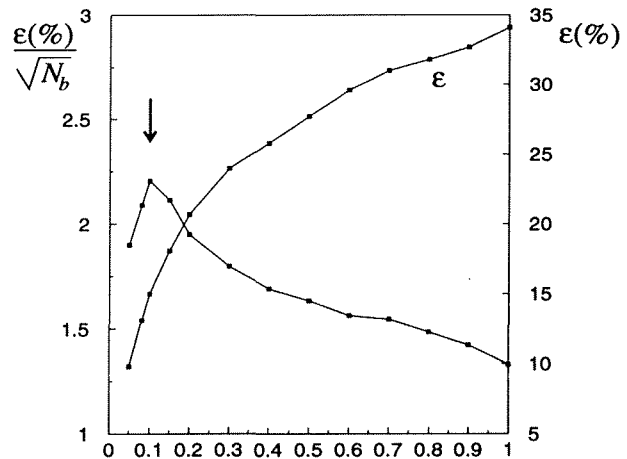


Figure 4.12: Optimisation de la coupure z . L'échelle de gauche représente le rapport $\varepsilon/\sqrt{N_b}$, l'échelle de droite l'efficacité.

Finalement, 52 événements sont observés, 36.8 ± 6.3 sont attendus et l'efficacité est de 15%. Les données sont en accord avec la simulation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à 1.6σ près.

Jusqu'ici, on a considéré que les largeurs $\Gamma_{h,A}$ des bosons de Higgs sont négligeables par rapport à la résolution expérimentale disponible pour mesurer leurs masses. En particulier on s'est permis de couper sur la somme M des masses mesurées, en vue d'augmenter la sélectivité de l'analyse dans un domaine situé près de la limite cinématique $M \lesssim \sqrt{s}$. En réalité, l'effet des largeurs non-nulles est potentiellement dangereux près du seuil de production d'une paire hA , lorsque la section efficace du signal varie rapidement en fonction des masses m_h et m_A .

La distribution de $M \equiv m_h + m_A$, quantité sur laquelle on a la meilleure résolution, est représentée dans la figure 4.13 pour deux valeurs extrêmes des largeurs $\Gamma_h \sim \Gamma_A$. Dans le premier cas, les résonances peuvent être considérées étroites et l'efficacité de la coupure $M > 89 \text{ GeV}/c^2$ est d'environ 60%. Dans le deuxième cas, les largeurs des bosons de Higgs sont $\Gamma_h \sim \Gamma_A = 3.3 \text{ GeV}$ (pour $\tan\beta = 50$) et l'efficacité de cette coupure n'est plus que 14%.

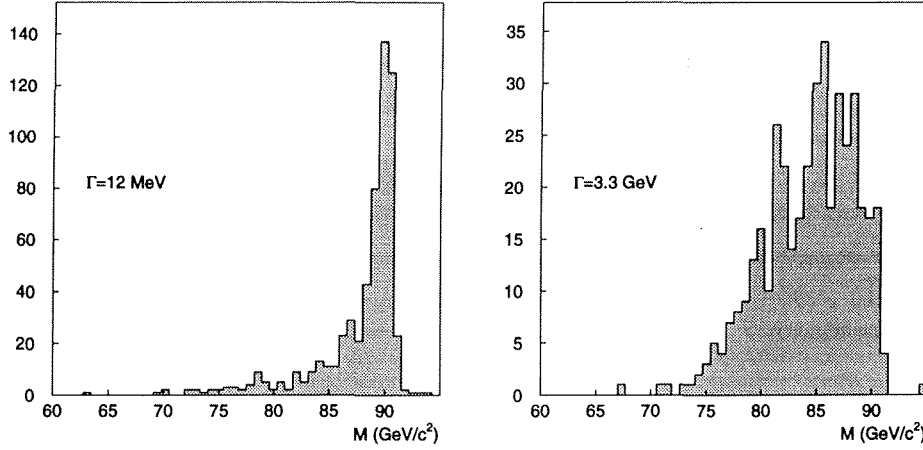


Figure 4.13: Distribution de $M \equiv (m_h + m_A)^{mes}$ pour $\Gamma_h = \Gamma_A = 12 \text{ MeV}$ ($\tan\beta = 3$), à gauche, et pour $\Gamma_h = \Gamma_A = 3.3 \text{ GeV}$ ($\tan\beta = 50$), à droite. Les masses des bosons de Higgs sont $m_h = 44.647 \text{ GeV}/c^2$, $m_A = 45.4 \text{ GeV}/c^2$ dans le premier cas, et $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$ dans le second.

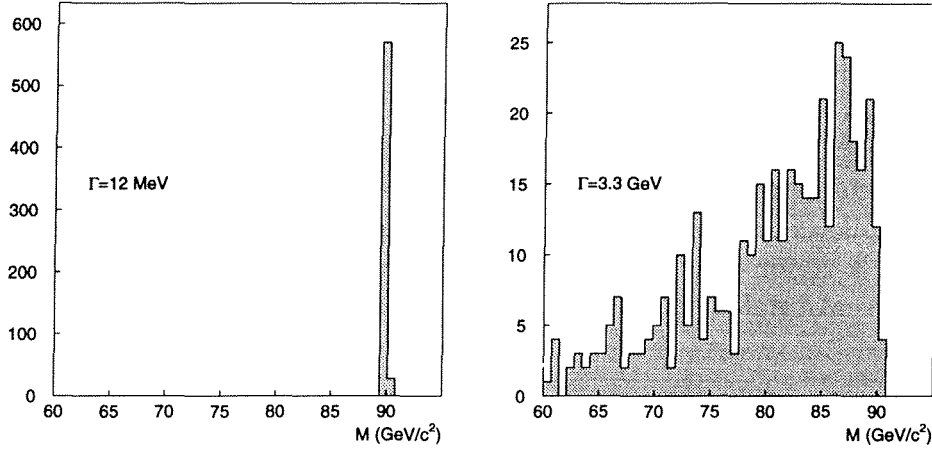
L'inefficacité de la coupure est un effet combiné des largeurs non-nulles et de l'espace de phase disponible pour la désintégration du Z. Lorsque l'espace de phase diminue rapidement avec les masses m_h et m_A , ce qui est le cas près de la limite cinématique, il devient de plus en plus probable de produire des bosons de Higgs hors de la couche de masse. Dans la figure 4.14 on a représenté la quantité $m_h + m_A$ en absence de effets de détecteur, telle qu'elle est simulée par le Monte Carlo.

Heureusement, la section efficace du processus $Z \rightarrow hA$ augmente avec les deux largeurs Γ_h et Γ_A . Les deux effets sont reliés : la détérioration du pic de la distribution de $m_h + m_A$, et l'augmentation de l'espace de phase avec les largeurs, près de la limite cinématique. L'espace de phase effectif est donné par la convolution

$$\lambda_{\text{eff}}^{3/2}(m_h, m_A, s; \Gamma_h, \Gamma_A) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{s}} \frac{m_h \Gamma_h dx^2}{(x^2 - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} \int_0^{\sqrt{s-x}} \frac{m_A \Gamma_A dy^2}{(y^2 - m_A^2)^2 + m_A^2 \Gamma_A^2} \lambda^{3/2}(x, y, s)$$

où

$$\lambda(x, y, s) = 1 + \left(\frac{x^2}{s}\right)^2 + \left(\frac{y^2}{s}\right)^2 - 2\frac{x^2 y^2}{s s} - 2\frac{x^2}{s} - 2\frac{y^2}{s}$$

Figure 4.14: Distribution de $M \equiv (m_h + m_A)^{vraie}$.

et la section efficace par

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hA) = \frac{1}{2} \cos^2(\beta - \alpha) \cdot \lambda_{\text{eff}}^{3/2}(m_h, m_A, s; \Gamma_h, \Gamma_A) \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}).$$

La section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow hA)$ est représentée dans la figure 4.15 en fonction de $m_h (= m_A)$, pour différentes valeurs de $\Gamma_h (= \Gamma_A)$ et en supposant $\cos^2(\beta - \alpha) = 1$.

Le tableau 4.2 montre que la perte d'efficacité, lorsque la coupure sur $m_h + m_A$ est appliquée et lorsque Γ_h, Γ_A augmentent, est compensée par l'augmentation de l'espace de phase. On remarque qu'en l'absence des effets de détecteur, le nombre d'événements de signal attendus au-delà de $m_h + m_A = 89 \text{ GeV}/c^2$ diminuerait. Le fait de choisir la combinaison de jets avec la somme M la plus grande, contribue donc à adoucir cette diminution de l'efficacité.

$\tan \beta$	$\Gamma_h(\text{GeV})$	$\Gamma_A(\text{GeV})$	$\varepsilon(\%)$	σ/σ_0	$\varepsilon_{\text{eff}}(\%)$
3	0.012	0.012	60	1.0	60
10	0.129	0.132	58	1.23	71
15	0.289	0.298	49	1.53	75
20	0.513	0.529	37	1.93	71
30	1.16	1.19	22.6	3.01	68
40	2.05	2.11	14.7	4.28	63
50	3.2	3.3	13.8	5.58	77

Tableau 4.2: Efficacités de la coupure sur M en fonction des largeurs des bosons de Higgs.

Le rapport σ/σ_0 représente l'augmentation relative de l'espace de phase, et $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon \cdot \sigma/\sigma_0$. L'estimation suppose $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$. Pour des largeurs Γ_h et Γ_A quelconques,

le nombre d'événements attendus au-delà de $m_h + m_A = 89 \text{ GeV}/c^2$ est au moins égal à l'estimation faite avec des largeurs nulles.

En conclusion, le fait d'utiliser l'information en masse alors que les bosons de Higgs ont des largeurs élevées n'est pas incorrect, si on tient compte de l'augmentation conséquente de la section efficace. En fait, des largeurs élevées permettent d'explorer un domaine de masses plus étendu, mais dans ce cas il est préférable de renoncer à la coupure sur M pour obtenir une meilleure sensibilité. Pour terminer, on souligne que cette discussion concerne exclusivement la région proche de la limite cinématique ou au-delà de cette limite, et les effets signalés sont totalement supprimés dès que $M \lesssim 85 \text{ GeV}/c^2$.

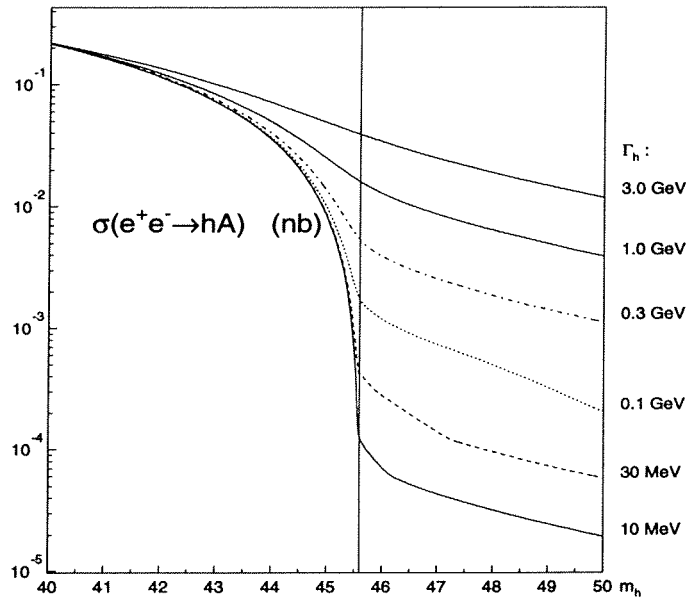


Figure 4.15: La section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow hA)$ est représentée en fonction de $m_h(=m_A)$, pour différentes valeurs de $\Gamma_h(= \Gamma_A)$ et pour $\cos^2(\beta - \alpha) = 1$. Pour une raison de simplicité, l'énergie disponible dans le centre de masse est ici considérée égale à $91.2 \text{ GeV}/c^2$.

Chapitre 5

Considérations statistiques

On se propose de faire le point sur les méthodes statistiques qui permettent d'interpréter les observations des analyses effectuées. Le but est d'expliquer la procédure pour combiner plusieurs analyses et d'appliquer cette procédure au canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$, à la fin de ce chapitre. Un autre aspect qui sera discuté concerne l'évolution de la sensibilité d'une analyse en fonction de la luminosité accumulée, et la stratégie à suivre pour profiter au maximum de l'augmentation de la statistique. On commence par formuler le problème et par rappeler la situation, la plus simple, d'une seule analyse où on compte les événements observés.

5.1 Introduction

Le problème qui se pose est de confirmer ou exclure une théorie capable de prédire la valeur de la section efficace d'un processus donné. Si le processus en question n'est pas observé, cela se traduit par une *valeur limite* de la section efficace au-delà de laquelle une théorie est "probablement" fautive.

En pratique on dispose d'un modèle défini entre autres par plusieurs paramètres. Dans le MSSM, ces paramètres peuvent être considérés comme étant m_A et $\tan\beta$. Un certain choix des paramètres précise de façon unique la section efficace du processus recherché. Il s'agit alors de définir des relations entre ces paramètres pour lesquelles le modèle est en accord avec l'expérience.

Enfin, par observation d'un processus rare on entend l'observation d'un certain nombre d'événements compatibles avec ce processus et peu compatibles avec d'autres phénomènes connus et bien répertoriés (bruit de fond). De tels événements sont sélectionnés parmi un grand nombre, par une ou plusieurs procédures dont les efficacités sont connues. Le nombre d'événements attendus en moyenne, pour un signal dont la section efficace de production est σ , dans une expérience disposant d'une luminosité \mathcal{L} et d'une efficacité de sélection ε s'écrit

$$s = \varepsilon \cdot \sigma \cdot \mathcal{L} .$$

Un *critère* est nécessaire pour décider, à partir de s et de n_{obs} , le nombre d'événements

observés si la théorie est exclue ou non. Le critère se caractérise par son *niveau de confiance*.

5.2 Le cas d'une seule analyse

Dans le cas le plus simple, une seule analyse est effectuée et les événements attendus, respectivement observés, sont simplement comptés indépendamment de leurs autres caractéristiques. Le critère dont il est question a affaire aux seuls s et n_{obs} et pour un $CL = 95\%$, en supposant que tous les événements observés viennent du signal, ce critère est *unique*. Il consiste à déclarer fautive toute théorie prédisant une valeur s supérieure à $\bar{N}_{95}(n_{obs})$ où

$$\bar{N}_{95}(n_{obs}) = 3.00, 4.74, 6.30, 7.75 \dots \quad \text{pour } n_{obs} = 0, 1, 2, 3 \dots \quad \text{respectivement.}$$

Il est utile d'introduire, d'un point de vue formel, la définition du critère \bar{N}_{95} dans ce cas simple. Le niveau de confiance est la fraction des expériences dont la prédiction est juste :

$$\sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \mathcal{P}_s(n_{obs}) \cdot \Theta(\bar{N}_{95} - s) \geq 0.95 \quad \forall s \quad (5.1)$$

Dans cette formule, $\mathcal{P}_s(n_{obs})$ est la probabilité d'observer n_{obs} événements de signal, s étant fixé (donc pour une théorie donnée). Une expérience qui déclare la théorie comme étant exclue, c'est-à-dire que $\bar{N}_{95} < s$, est une expérience qui se trompe et cela doit arriver dans moins de 5% des cas.

On a noté la fonction de Heaviside par $\Theta(x)$, et $\mathcal{P}_s(n_{obs})$ est une distribution de Poisson avec la valeur moyenne s .

On remarquera que $\bar{N}_{95}(n)$ est une fonction aux valeurs discrètes et que l'égalité intervient dans 5.1 lorsque s prend l'une de ces valeurs. On peut alors montrer que \bar{N}_{95} satisfait l'égalité suivante :

$$\sum_{i=0}^{n_{obs}} \exp(-\bar{N}_{95}(n_{obs})) \frac{\bar{N}_{95}^i(n_{obs})}{i!} = 0.05, \quad (5.2)$$

qui sert à calculer les valeurs de \bar{N}_{95} pour chaque n_{obs} .

5.3 Influence du bruit de fond et de la luminosité

On se propose maintenant de répondre aux questions suivantes :

- Comment le bruit de fond influence-t-il la sensibilité d'une analyse?

- Comment évolue cette sensibilité avec la luminosité accumulée?

Ce que suit est valable dans l'hypothèse où aucun signal n'est découvert auquel cas la recherche conduit à une limite supérieure $\bar{\sigma}_{95}$ sur sa section efficace de production,

$$\bar{\sigma}_{95} = \bar{N}_{95} \mathcal{L}^{-1} \varepsilon^{-1}. \quad (5.3)$$

On se réfère ici à une *recherche directe*, qui utilise différentes variables discriminantes pour séparer le signal du bruit de fond. Des coupures sur ces variables peuvent être utilisées pour augmenter le rapport signal/bruit; au fur et à mesure que les coupures sont renforcées, l'efficacité de sélection diminue et le bruit de fond diminue aussi, à un rythme encore plus élevé. Dans certains cas on se retrouve dans un régime où le bruit de fond b dépend exponentiellement de l'efficacité, par exemple b se voit réduit d'un facteur 2 pour chaque perte d'efficacité de 20%. L'ensemble de coupures optimal est tel que, en moyenne, la limite supérieure sur la section efficace du signal qu'on peut déduire à un certain niveau de confiance (95%) soit la plus contraignante (la plus petite) possible. La moyenne est effectuée sur un grand nombre d'expériences imaginaires, effectuées dans les mêmes conditions, c'est-à-dire la même luminosité, même efficacité de sélection et même niveau du bruit de fond attendu. Dans le calcul de cette limite aucune soustraction de bruit de fond n'est effectuée:

$$\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle = \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \mathcal{P}_b(n_{obs}) \cdot \bar{\sigma}_{95}(n_{obs}). \quad (5.4)$$

Si la luminosité augmente et la même analyse est utilisée avec les mêmes coupures, la limite supérieure va diminuer (en moyenne). Par exemple, avec 0.2 événement de bruit de fond attendu, une efficacité de 50% et avec une luminosité de 40 pb⁻¹, en moyenne $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle = 0.167$ pb; avec deux fois plus de luminosité et $b=0.4$, en moyenne la limite vaut $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle = 0.092$ pb. Mais, si dans le premier cas le choix des coupures était celui optimal, ceci n'est plus vrai dans le second cas. On peut montrer que, avec une luminosité plus grande, le meilleur résultat s'obtient avec des coupures *plus strictes*, donc avec moins d'efficacité. A la limite, lorsque plusieurs analyses complémentaires sont envisagées, il faut abandonner celles qui apportent trop de bruit de fond.

Un exemple plus détaillé est présenté dans les figures qui suivent. D'abord pour $\mathcal{L} = 40$ pb⁻¹, le nombre d'événements de bruit de fond attendus varie en fonction des coupures et donc en fonction de l'efficacité comme il est montré dans la fig.5.1.a (en haut); la limite supérieure moyenne $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle$ sur la section efficace du signal est représentée en bas sur la même figure. Dans cet exemple les coupures optimales correspondent à une efficacité de 67%. Quand la luminosité augmente, le résultat peut être encore amélioré en renforçant les coupures, donc au prix d'une perte d'efficacité, ce qui est montré dans la fig.5.1.b pour $\mathcal{L} = 40$ pb⁻¹ et $\mathcal{L} = 80$ pb⁻¹. Enfin, l'efficacité correspondante aux coupures optimales et

la limite supérieure ainsi obtenue, sont représentées dans la fig.5.2 en fonction de \mathcal{L} . En conclusion, une analyse qui a été optimisée pour une luminosité donnée n'est pas la plus appropriée avec 2, 5 voire 10 fois plus de statistique. Pour obtenir une meilleure rejection du bruit de fond, ou bien les anciennes coupures doivent être renforcées (comme on vient de le voir), ou bien il faut utiliser des variables discriminantes qui n'avaient pas été prises en compte avant à cause de leur faible efficacité.

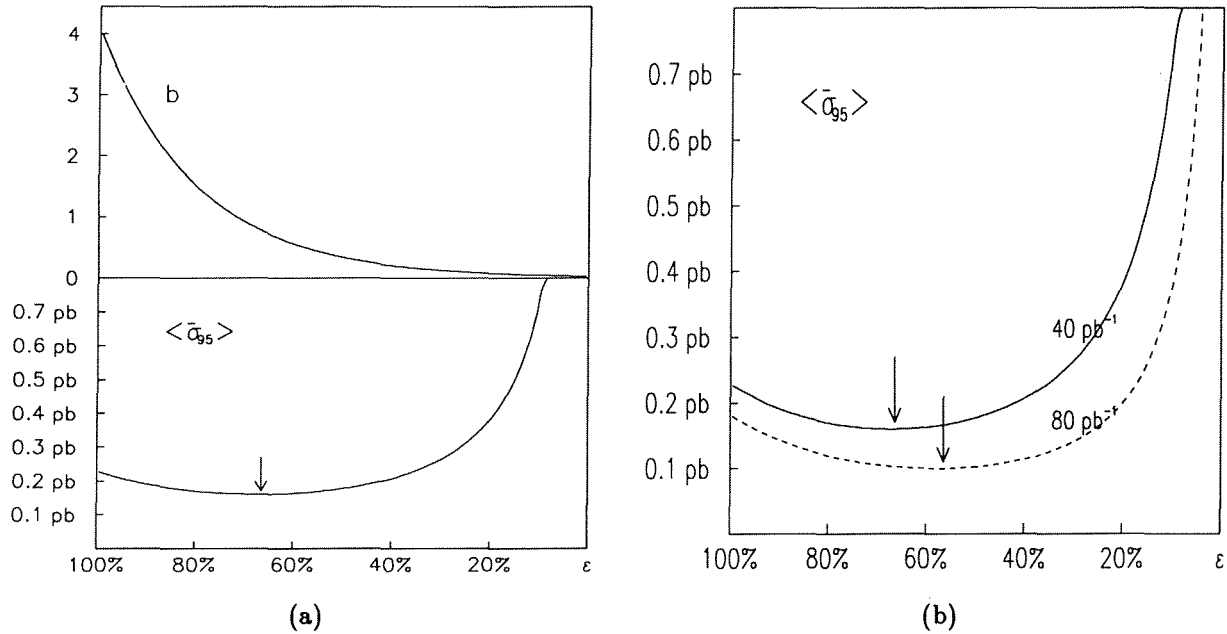


Figure 5.1: Variation de la limite supérieure à 95% C.L. sur la section efficace du processus recherché en fonction du bruit de fond attendu (a) pour deux luminosités (b).

5.4 Plusieurs analyses

On suppose maintenant que plusieurs analyses sont disponibles, chacune avec une efficacité ϵ_k et avec n_k événements observés. En plus, on fait l'hypothèse que les A analyses ne se recouvrent pas, c'est-à-dire, elles n'ont pas des événements communs.

Le cas où les analyses ont des événements communs se réduit à celui considéré ci-dessus. Il suffit de définir $2^A - 1$ canaux disjoints, chaque événement étant caractérisé par A bits. Le bit correspondant à l'analyse k vaut 1 si l'événement est sélectionné par cette analyse et 0 dans le cas contraire.

Le nombre d'événements de signal attendus est $s_k = \epsilon_k \cdot \sigma \cdot \mathcal{L}$.

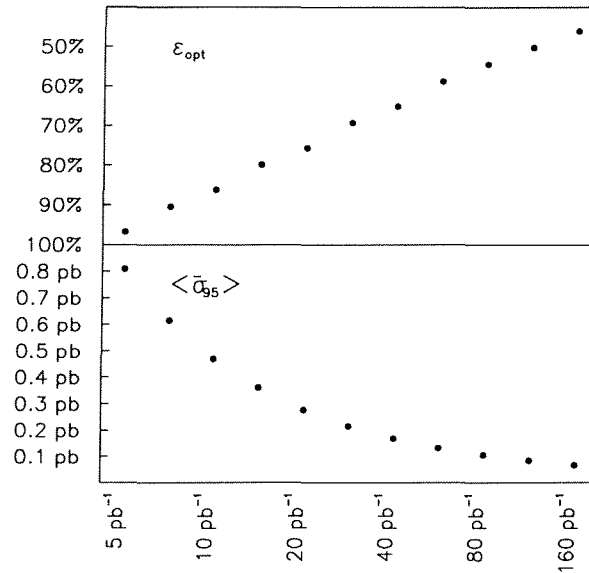


Figure 5.2: Evolution de la meilleure limite et de l'efficacité correspondante en fonction de la luminosité.

5.4.1 Définition d'un critère d'exclusion

De façon analogue au cas d'une seule analyse, on a besoin d'un critère permettant d'établir la validité de la théorie à partir des n_k et des s_k . Dans la suite, on définit ce critère comme étant un tableau H à A dimensions, avec des indices n_k , dépendant également des s_k . Pour une théorie donnée et dans des conditions expérimentales précisées, les nombres d'événements attendus s_k sont fixés. Les éléments du tableau H sont 0 ou 1 : la valeur 0 signifie que la théorie est exclue pour les n_k observés. Le niveau de confiance du critère H s'écrit alors

$$\sum_{n_1 \geq 0} \dots \sum_{n_A \geq 0} \mathcal{P}_{s_1}(n_1) \cdot \dots \cdot \mathcal{P}_{s_A}(n_A) \cdot H(n_1, s_1, \dots, n_A, s_A) > 0.95 \quad \forall \sigma. \quad (5.5)$$

La formule 5.5 est la généralisation de 5.1.

Le plus souvent on préfère se réduire au cas d'une seule analyse, en rajoutant simplement les nombres d'événements observés et respectivement attendus dans chaque analyse :

$$n_{tot} = \sum_{k=1}^A n_k, \quad s_{tot} = \sum_{k=1}^A s_k, \quad (5.6)$$

$$H(\{n, s\}) = \Theta(\bar{N}_{95}(n_{tot}) - s_{tot}). \quad (5.7)$$

Le désavantage de cette approche est que, une analyse qui apporte trop de bruit de fond

par rapport à son efficacité ne peut pas être prise en compte sans détériorer la limite $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle$. Un exemple sera discuté plus loin dans ce paragraphe.

Il existe au moins une méthode qui prend en compte l'ensemble de l'information disponible, c'est-à-dire les nombres observés n_k séparément, en association avec leurs valeurs moyennes prévues par la théorie et par les études d'efficacité. Cette méthode [54] explique comment on peut construire le tableau à A dimensions $H(n_1, \dots, n_A)$.

5.4.2 Construction du critère d'exclusion H

L'idée est la suivante : on commence par accepter la théorie, quels que soient les nombres d'événements observés. Autrement dit, on initialise H avec des "1" dans toutes les positions. Si on teste H selon 5.5, on s'aperçoit bien sûr que le CL est égal à 100% pour une limite supérieure infinie sur la section efficace : la théorie n'est jamais exclue.

Il faut à présent remplir H avec des "0", en commençant par l'endroit le plus défavorable pour la théorie qu'on veut tester, à savoir lorsque aucun événement n'est observé :

$$H(0, \dots, 0) = 0,$$

et on teste à nouveau le niveau de confiance de H .

On continue ainsi à mettre des "0" aux endroits de moins en moins défavorables jusqu'à ce que le niveau de confiance est juste au-dessus de la valeur choisie, par exemple 95%. On a ainsi fabriqué le critère pour prédire si la théorie est vraie ou fausse, en fonction des nombres d'événements observés.

Le problème est comment définir les configurations "de moins en moins défavorables", c'est-à-dire d'établir un parcours parmi les éléments de H . Dans le problème à une dimension (une seule analyse) il n'y a aucun choix à faire : plus le nombre d'événements observés est grand, plus la théorie a des chances d'être vraie.

Avec plusieurs analyses, un *estimateur*, autre que le nombre total d'événements observés n_{tot} , a été proposé pour établir une relation d'ordre parmi les éléments de H . L'estimateur est le produit des probabilités associées aux observations dans chaque analyse :

$$\mathcal{O}(n_1, \dots, n_A) = \left(\sum_{i=0}^{n_1} \mathcal{P}_{s_1}(i) \right) \cdot \dots \cdot \left(\sum_{i=0}^{n_A} \mathcal{P}_{s_A}(i) \right). \quad (5.8)$$

On dispose maintenant de tous les ingrédients nécessaires pour combiner de manière optimale les A analyses. Outre la complication inhérente à ce type d'approche, aucun problème technique majeur n'empêche de l'utiliser si l'amélioration obtenue le justifie. Il faut ajouter que le choix de l'estimateur \mathcal{O} n'est probablement pas unique.

5.4.3 Un exemple

Examinons à présent l'exemple suivant : deux analyses sont envisagées, la première avec une efficacité de 50% et avec 0.2 événements de bruit de fond attendus pour $\mathcal{L} = 40 \text{ pb}^{-1}$, et la seconde qui apporte 12.5% d'efficacité et 0.4 événements de bruit de fond supplémentaires, pour la même luminosité. Nous avons vu précédemment que l'analyse principale seule conduit à une limite supérieure de 0.167 pb. Lorsque les deux analyses sont utilisées en rajoutant leurs efficacités, 0.6 événements de bruit de fond sont également attendus et la limite supérieure sur la section efficace est $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle = 0.161 \text{ pb}$. Le fait d'ajouter ainsi la deuxième analyse a donc permis d'améliorer la sensibilité de la recherche.

Néanmoins, avec deux fois plus de statistique, *i.e.* $\mathcal{L} = 80 \text{ pb}^{-1}$, la limite combinée est de 0.100 pb, à comparer avec celle de l'analyse principale seule, à savoir 0.092 pb. Lorsque la luminosité augmente, le niveau élevé du bruit de fond de l'analyse complémentaire n'est plus tolérable.

Si maintenant le critère fabriqué à l'aide de l'estimateur 5.8 est utilisé au lieu du simple comptage des événements, les limites supérieures combinées sont les suivantes : 0.143 pb pour $\mathcal{L} = 40 \text{ pb}^{-1}$, et 0.082 pb pour $\mathcal{L} = 80 \text{ pb}^{-1}$. Dans chaque cas, l'utilisation de l'estimateur a permis de déduire une limite plus contraignante.

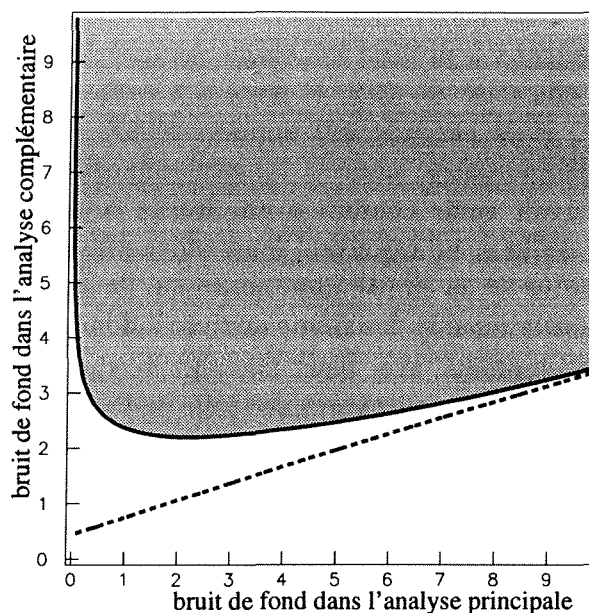
Enfin, comparons les deux méthodes (simple comptage/combinaison *via* l'estimateur \mathcal{O}) appliquées au cas de deux analyses ayant un rapport des efficacités de 4:1 et pour une gamme de bruit de fond compris entre 0.0 et 10.0 événements, pour chacune d'entre elles. Le résultat est représenté dans la figure 5.3. Dans la zone hachurée, le niveau de bruit de fond dans l'analyse la moins efficace est trop important pour qu'elle mérite d'être utilisée, même *via* l'estimateur \mathcal{O} . Dans la zone située entre les deux courbes, *il faut* utiliser \mathcal{O} si on veut prendre en compte l'analyse complémentaire sans détériorer la limite. Enfin, en-dessous du niveau de bruit indiqué par la courbe en pointillé, l'analyse complémentaire contribue à l'amélioration de la limite quelle que soit la procédure utilisée. Cependant, la limite la plus basse s'obtient toujours avec l'estimateur \mathcal{O} .

Observation [54] : si on n'attend pas de bruit de fond dans l'analyse principale, l'analyse complémentaire permet *toujours* d'améliorer la limite, quel que soit son niveau de bruit de fond. On s'attend cependant à ce que l'amélioration par rapport à l'analyse principale seule soit de moins en moins significative, si le bruit de fond de l'analyse complémentaire est grand. Ceci est valable pour un rapport des efficacités de 4:1.

5.5 Application aux recherches dans le canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$

Dans les chapitres précédents, quatre analyses susceptibles d'être utilisées dans ce canal ont été décrites ou leur existence a été signalée. Les méthodes statistiques permettant de les combiner ont également été discutées d'un point de vue formel. Rappelons les caractéristiques des quatre analyses :

Figure 5.3: Comparaison entre la procédure "classique" de combiner deux analyses, et celle basée sur l'utilisation de l'estimateur 5.8, pour différents niveaux de bruit de fond dans chacune des analyses. Dans cet exemple, la deuxième analyse apporte 25% d'efficacité supplémentaire par rapport à l'analyse principale.



- La recherche de paires de particules chargées isolées, notée A0, avec une efficacité de 9.1% et $b = 0.56$ événement de bruit de fond attendu;
- La recherche de paires de jets acoplanaires, notée A1, apporte 2.9% d'efficacité supplémentaire et 1.0 événement de bruit de fond attendu;
- La recherche de particules chargées isolées, notée A2, apporte 1.4% d'efficacité supplémentaire et 0.26 événement de bruit de fond attendu (dont 0.18 $Z \rightarrow q\bar{q}$ et 0.08 $l^+l^-q\bar{q}$);
- La recherche de paires de leptons, notée A3, apporte 1.2% d'efficacité supplémentaire et 0.29 événements de bruit de fond $e^+e^- \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$.

L'information en masse est utilisée partout où elle est disponible, c'est-à-dire sauf pour la recherche de paires de jets acoplanaires. Seulement les événements situés à $\pm 2\sigma$ des masses générées sont pris en compte.

Dans le tableau 5.1 sont représentés les sensibilités de ces analyses en termes de la limite supérieure moyenne sur la section efficace de production de l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. Quand plusieurs analyses sont combinées, la première colonne indique la valeur $\langle \bar{\sigma}_{95} \rangle$ obtenue en rajoutant les efficacités et les nombres d'événements observés dans chaque analyse. La deuxième colonne indique la limite obtenue en combinant les analyses *via* l'estimateur \mathcal{O} en considérant à chaque fois l'efficacité additionnelle d'une analyse par rapport aux analyses qui la précèdent dans la liste.

On remarquera que la meilleure sensibilité s'obtient en combinant toutes les analyses *via* l'estimateur; que l'analyse A3 ne contribuera plus de façon significative, avec deux fois

	Statistique actuelle $\mathcal{L} = 63.35 \text{ pb}^{-1}$		Fin 1994 $\mathcal{L} = 126.7 \text{ pb}^{-1}$	
A0	0.685		0.421	
A0+A1	0.519	0.528	0.319	0.322
A0+A1+A2	0.515	0.490	0.333	0.307
A0+A1+A2+A3	0.523	0.473	0.353	0.305

Tableau 5.1: Limite supérieure moyenne, en pb, sur la section efficace de production de l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$.

plus de luminosité, à l'augmentation de la sensibilité; enfin, si on avait choisi de rajouter toutes les efficacités et le bruit de fond, qu'il aurait fallu se limiter aux analyses A0 et A1 (et éventuellement A2, mais seulement avec la statistique de 1993). Il faut aussi noter que la sensibilité obtenue avec A0 et A1 combinées selon la procédure la plus simple, est très proche de la meilleure sensibilité qui s'obtient en combinant toutes les analyses. Tout ceci est valable uniquement pour $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$. En ce point, avec zéro événement observé, la limite supérieure à 95% C.L. est $\bar{\sigma}_{95} = 0.324 \text{ pb}$.

Les quatre analyses sont combinées de la même façon pour fournir la valeur de la limite supérieure en chaque point du plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$. Il faut préciser l'attitude qui est adoptée *en principe*, bien que dans notre cas ceci n'ait pas beaucoup d'importance. Les A canaux de sélection ne sont pas complètement indépendants et il arrive que le même événement (de signal) soit sélectionné simultanément par deux analyses. La voie la plus compliquée consiste à redéfinir $2^A - 1$ canaux disjoints, et les combiner selon [54]. Pour simplifier, en chaque point $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$ on définit une analyse principale A0 et trois analyses complémentaires A1, A2, A3. L'analyse principale est celle qui a la plus grande efficacité; l'analyse A1 est celle qui rapporte la plus grande efficacité supplémentaire par rapport à A0 et ainsi de suite. Les efficacités prises en compte pour chaque analyse sont les efficacités supplémentaires par rapport à l'ensemble des analyses "plus hautes" dans cette hiérarchie. De même, si un événement était observé simultanément dans plusieurs analyses, la stratégie consiste à l'associer à l'analyse la plus efficace.

Dans le cas présent, l'analyse déclarée "analyse principale" à $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$ garde son statut partout dans le plan $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$ sauf pour $m_{q\bar{q}} > 65 \text{ GeV}/c^2$ quand la "recherche de paires de jets acoplanaires" devient plus sensible, mais avec une efficacité inférieure à 2.5%. Les analyses classifiées A2 et A3 se disputent la troisième place, la recherche de paires de leptons étant plus sensible pour des grandes masses $m_{\tau\tau}$ (plus de $50 \text{ GeV}/c^2$). Toutes les quatre analyses sont prises en compte, en principe sans la garantie d'obtenir la meilleure sensibilité en un point $(m_{q\bar{q}}, m_{\tau\tau})$ quelconque, autre que $m_{q\bar{q}} = m_{\tau\tau} = 45 \text{ GeV}/c^2$ pour lequel l'étude systématique du bruit de fond est faite.

La limite supérieure à 95% sur la section efficace du processus $Z \rightarrow hA \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$ ainsi déduite est représentée dans la figure 5.4.

En considérant uniquement les modes de désintégration $h \rightarrow \text{hadrons}$ et $A \rightarrow \tau^+\tau^-$, une limite supérieure sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ indépendante du modèle peut être déduite en fonction de m_h et de m_A . Cela est possible grâce au :

- rapport d'embranchement hadronique du boson de Higgs h , supérieur à 91.7%. La valeur de 91.7% est utilisée dans le calcul. Cette valeur correspond aux couplages aux quarks "up" supprimés, donc le rapport d'embranchement en $\tau^+\tau^-$ est maximal et le rapport d'embranchement en $c\bar{c}$ est zéro.
- rapport d'embranchement du A en une paire $\tau^+\tau^-$, supérieur à 7% (valeur qui est utilisée). L'hypothèse $\tan\beta > 1$ est nécessaire. Pour des grandes valeurs de $\tan\beta$, les rapports d'embranchement du A en $b\bar{b}$ et en $\tau^+\tau^-$ augmentent au détriment du canal $A \rightarrow c\bar{c}$. Comme on l'avait souligné, le rapport des largeurs en $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ ne dépend que de m_A et non de $\tan\beta$.

Remarque : l'argument peut être inversé en ne considérant que $A \rightarrow \text{hadrons}$ et $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, avec l'hypothèse supplémentaire $(\sin\alpha / \cos\beta) > 1$, au lieu de $\tan\beta > 1$.

Autrement dit, des rapports d'embranchement hadroniques minimaux des bosons de Higgs h et A existent indépendamment du modèle, et une hypothèse supplémentaire ($\tan\beta > 1$ est plausible) est nécessaire pour assurer que l'un des bosons de Higgs se désintègre aussi en $\tau^+\tau^-$.

La limite supérieure sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ ainsi déduite est présentée dans la figure 5.5.

Figure 5.4: Limite supérieure à 95% C.L. sur la section efficace de production de l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ en fonction de $m_{\tau^+\tau^-}$ et $m_{q\bar{q}}$, obtenue à partir des données ALEPH jusqu'en 1993. Les quatre candidats (un événement sélectionné par A3 et trois par A0) représentés par des étoiles induisent la distorsion des contours, *i.e.* une détérioration de la limite dans leur voisinage.

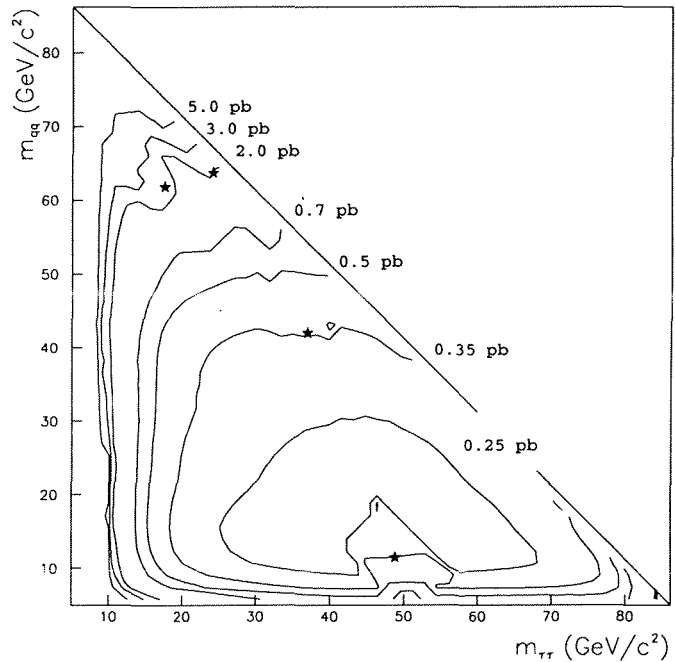
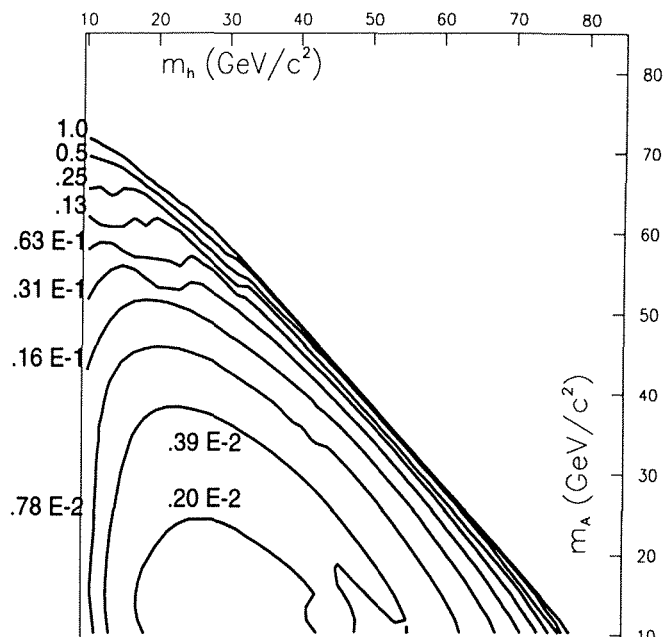


Figure 5.5: Limite supérieure à 95% C.L. sur $\cos^2(\beta - \alpha)$, valable pour $\tan\beta > 1$ (ou $\sin\alpha/\cos\beta > 1$).



Le cas $Z \rightarrow hA$ et $h \rightarrow AA$

On montre que le cas spécial $h \rightarrow AA$ ne modifie pas les conclusions établies plus haut dans un scénario avec $\tan\beta > 1$.

La sélection des événements est basée sur la présence des taus. Or, $h \rightarrow AA$ ne fait qu'augmenter les chances de produire au moins une paire $\tau^+\tau^-$ pour chaque événement. Il est rappelé que le rapport d'embranchement du A en $\tau^+\tau^-$ est d'au moins 7%, alors qu'aucune valeur minimale du rapport d'embranchement en $\tau^+\tau^-$ n'est garantie pour le boson de Higgs h. De plus, une étude montre que l'efficacité de sélection moyenne augmente même pour les événements avec exactement une paire $\tau^+\tau^-$, comme on peut le constater sur les tableaux 5.2 et 5.3. On a supposé $m_h = 60 \text{ GeV}/c^2$.

Tableau 5.2: Efficacités des analyses A0 et A2 en fonction de m_A , pour $m_h = 60 \text{ GeV}/c^2$, $h \rightarrow \text{hadrons}$, $A \rightarrow \tau^+\tau^-$.

$m_A(\text{GeV}/c^2)$	A0	A2	A0+A2
10	1.1	0.4	1.5
15	3.0	1.1	3.8
20	3.4	1.8	4.7
25	1.9	1.3	3.0
30	2.1	1.3	3.4

Tableau 5.3: Efficacités des analyses A0 et A2 en fonction de m_A , pour $m_h = 60 \text{ GeV}/c^2$, $h \rightarrow AA$, un seul des A se désintègre en $\tau^+\tau^-$.

$m_A(\text{GeV}/c^2)$	A0	A2	A0+A2
10	2.2	0.5	2.6
15	4.4	1.3	5.6
20	3.7	3.0	5.9
25	2.3	1.8	3.9
30	1.2	0.7	1.9

Chapitre 6

Tous les résultats

Jusqu'à maintenant nous avons analysé les canaux $Z \rightarrow hA \rightarrow \tau^+ \tau^- q\bar{q}$ et $Z \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Les procédures de sélection ont été décrites; aucun signal n'a été trouvé.

Les conséquences en seront déduites, d'un part dans le cadre général d'un modèle avec deux doublets, et d'autre part pour le Modèle Standard Supersymétrique. Toutefois, quelques ingrédients manquent: on n'a pas examiné le canal $Z \rightarrow hZ^*$, et on n'a pas discuté le cas spécial de la désintégration $h \rightarrow AA$. On le fera dans les paragraphes suivants.

6.1 Recherches dans le canal $Z \rightarrow hZ^*$

Les deux topologies intéressantes sont $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ et $Z \rightarrow l^+l^-$ ($l=e$ ou μ). Le boson de Higgs se désintègre hadroniquement. Des analyses spécifiques ont été développées [55, 56] pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard, dans chacun de ces deux canaux. Elles ont permis d'exclure un boson de Higgs Standard plus léger que $60.3 \text{ GeV}/c^2$ [57].

Ces deux analyses seront dénotées par "H $\nu\nu$ " et respectivement "Hll"; les observations (d'événements) en seront interprétées dans le cadre d'un modèle avec deux doublets. Pour cela, il faut préciser les différences par rapport au Modèle Standard:

- la section efficace de production est diminuée d'un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$;
- les rapports d'embranchement du h peuvent être modifiés, et en particulier
- le canal $h \rightarrow AA$ est cinématiquement ouvert dès que $m_A < \frac{1}{2}m_h$.

6.1.1 Le cas du Modèle Supersymétrique Minimal

$$m_A > \frac{1}{2}m_h$$

L'état final hZ^* est topologiquement le même que dans le Modèle Standard, pour une masse m_h donnée. Le mode $h \rightarrow b\bar{b}$ domine ($\gtrsim 90\%$) les autres modes de désintégration, ce qui est important car l'identification des b est utilisée dans "Hll". Les analyses "standard"

“ $H\nu\nu$ ” et “ Hll ” peuvent être utilisées sans aucune modification, avec les efficacités reportées dans [55, 56]. Le domaine du plan (m_h, m_A) ainsi exclu est détaillé dans la figure 6.1.

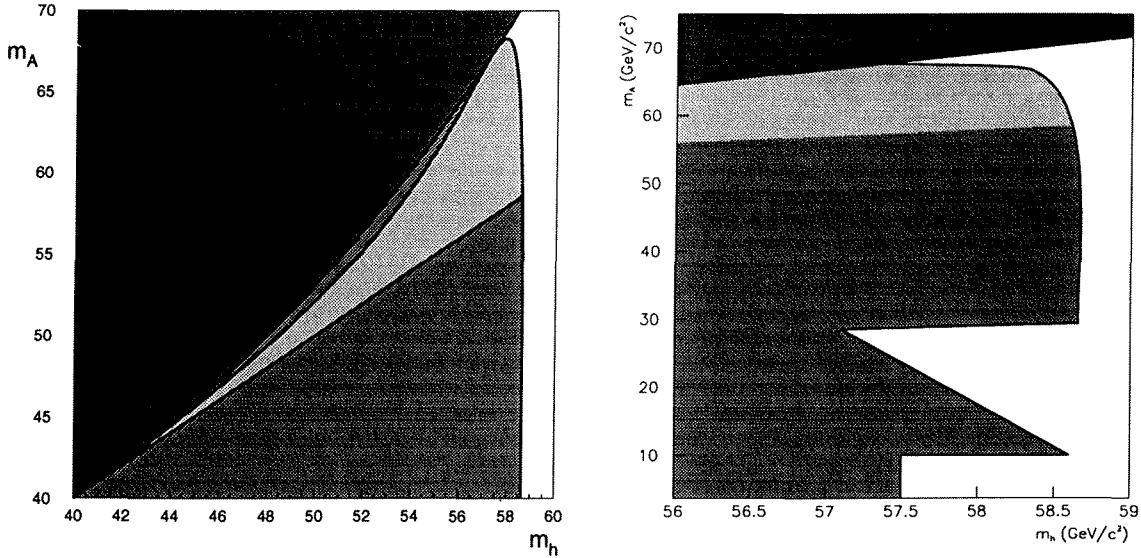


Figure 6.1: Domaine exclu par les recherches dans le canal $Z \rightarrow hZ^*$.

A gauche, un agrandissement de la région $m_h < m_A$. La région gris foncé (la moitié supérieure de la figure) n'est pas permise dans le MSSM. Pour $m_h > m_A > \frac{1}{2}m_h$ (une seule valeur possible de $\tan\beta$) $m_h < 58.3$ GeV/c² est exclu dans le MSSM (région gris moyen). La différence par rapport à la limite sur le boson de Higgs du MS est due au facteur $\sin^2(\beta - \alpha) \sim 0.75$. Pour $m_h < m_A$, deux valeurs de $\tan\beta$ sont possibles. La valeur la plus petite est continue quand on traverse la diagonale $m_h = m_A$; pour cette valeur de $\tan\beta$, la région en gris clair est exclue. La valeur la plus grande est toujours autorisée dans cette région, parce qu'elle correspond à un couplage hZZ fortement supprimé, $\sin(\beta - \alpha) \sim 0$. Il faut aller à des masses m_h plus basses pour que l'augmentation de l'espace de phase compense des couplages très petits. Cette région, qui est exclue pour les deux valeurs possibles de $\tan\beta$, est représentée en gris moyen (la “poche” qu'on distingue juste en-dessous du domaine interdit). Elle devient de plus en plus mince au fur et à mesure qu'on se rapproche de la diagonale, *i.e.* $m_h \sim m_A \Leftrightarrow \tan\beta \rightarrow \infty \Leftrightarrow \sin(\beta - \alpha) \rightarrow 0$.

A droite, un détail montrant la région $m_h \in (57, 59)$ GeV/c². La région $m_A < \frac{1}{2}m_h$ est discutée dans le paragraphe suivant.

$$m_A < \frac{1}{2}m_h \text{ et } m_A > 2m_b \sim 10 \text{ GeV}/c^2$$

Le mode $h \rightarrow AA$ est dominant ($\sim 75\%$), alors que A se désintègre en une paire $b\bar{b}$ avec un rapport d'embranchement d'au moins 80%. Pour un boson de Higgs A léger, la topologie de l'état final AAZ^* est identique avec $(hZ^*, h \rightarrow b\bar{b})$ et, une fois de plus, les efficacités des analyses “standard” restent inchangées.

Si, par contre, m_A se trouve près du seuil $h \rightarrow AA$, c'est-à-dire pour $m_A \lesssim \frac{1}{2}m_h$, des différences peuvent apparaître par rapport à $h \rightarrow b\bar{b}$. Quand $h \rightarrow b\bar{b}$, on a deux jets collimés, chacun avec une énergie $\frac{1}{2}m_h$ (dans le référentiel du h); tandis que pour $h \rightarrow AA$, on a 4 jets faisant chacun $\frac{1}{4}m_h \lesssim 15 \text{ GeV}/c^2$. Les analyses standard reposent sur une topologie "Higgs \rightarrow 2 jets"; leurs efficacités se voient réduites comme il est montré dans le tableau 6.1.

m_h (GeV/c^2)	"H $\nu\nu$ "		"Hll"	
50	47.8	0.90	39.4	0.76
55	42.1	0.86	35.6	0.72
60	33.2	0.79	30.7	0.68
65	23.4	0.72	27.4	0.72

Tableau 6.1: Efficacités des analyses standard "Hll" et "H $\nu\nu$ ", dans la topologie particulière $h \rightarrow AA$, $A \rightarrow b\bar{b}$, $m_A \sim \frac{1}{2}m_h$. Le boson Z se désintègre en une paire de neutrinos, dans le cas de "H $\nu\nu$ ", et en une paire de leptons dans le cas de "Hll". Les petits chiffres montrent la baisse d'efficacité par rapport à $h \rightarrow b\bar{b}$.

La région exclue a été représentée dans la fig.6.1. A la limite $m_A \sim 10 \text{ GeV}/c^2$, les événements ont la topologie habituelle "h \rightarrow 2-jets"; pour $m_A \sim \frac{1}{2}m_h$ la topologie est "h \rightarrow 4-jets" et les efficacités de sélection sont réduites. A noter que la limite obtenue, même moins bonne que dans le MS, reste suffisamment élevée pour ne pas être affectée par l'unique candidat "Hll", avec une masse de $51.4 \pm 0.5 \text{ GeV}/c^2$.

$$m_A < \frac{1}{2}m_h \text{ et } m_A < 2m_b \sim 10 \text{ GeV}/c^2$$

Le boson de Higgs A se désintègre en une paire $c\bar{c}$ ($\sim 70\%$) ou $\tau^+\tau^-$ ($\sim 30\%$). Lorsque $A \rightarrow$ hadrons, la topologie de l'état final AAZ^* est inchangée par rapport à hZ^* , $h \rightarrow$ hadrons. Il faudra seulement abandonner l'identification des b dans "Hll", et donc prendre en compte les deux autres candidats avec des masses $60.0 \text{ GeV}/c^2$ et respectivement $66.0 \text{ GeV}/c^2$.

Dans le mode $A \rightarrow \tau^+\tau^-$, la multiplicité en nombre de traces chargées de l'événement risque d'être trop petite pour satisfaire aux critères de sélection des deux analyses standard "H $\nu\nu$ " et "Hll". Des recherches spécifiques [59] ont été développées pour des événements à faible multiplicité, lesquelles seront désignées par "AA $\nu\nu$ " et "AAll". Leurs efficacités sont représentées dans la fig.6.2 en fonction de $\text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$.

Supposant que le rapport d'embranchement du boson de Higgs A en un état final de faible multiplicité ne soit pas connu avec précision, l'approche conservative consiste à prendre la valeur de 80%. Dans ce cas, l'efficacité totale est réduite d'un facteur 0.76 par rapport à $Z \rightarrow hZ^*$, $h \rightarrow q\bar{q}$. Les efficacités dans chaque canal sont réduites par 0.74 pour $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ et par 0.86 pour $Z \rightarrow l^+l^-$.

Dans le MSSM, le rapport d'embranchement $\text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$ est de 30% pour $m_A > 2m_\tau$ et par conséquent l'efficacité totale n'est diminuée que de 0.86.

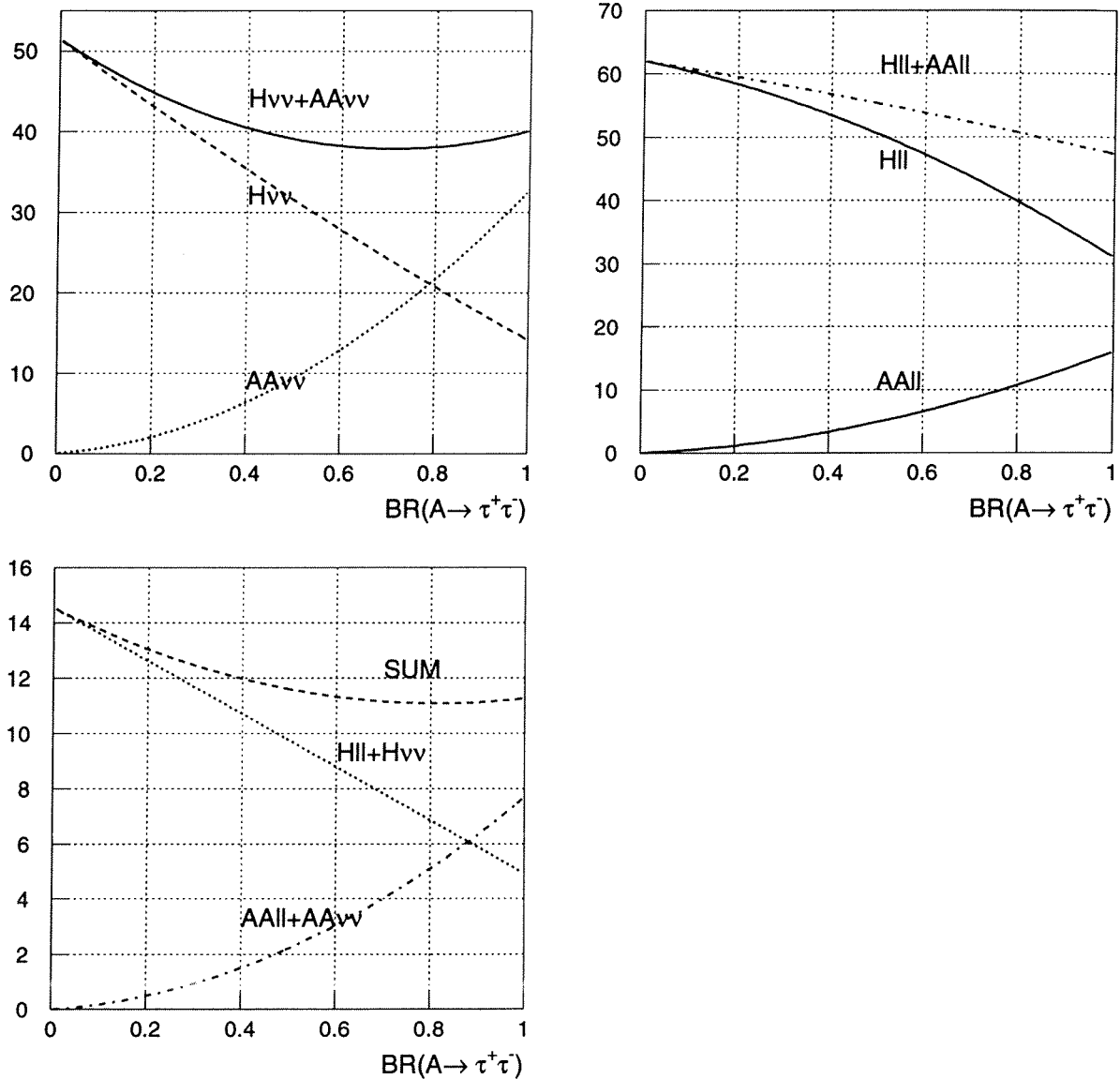
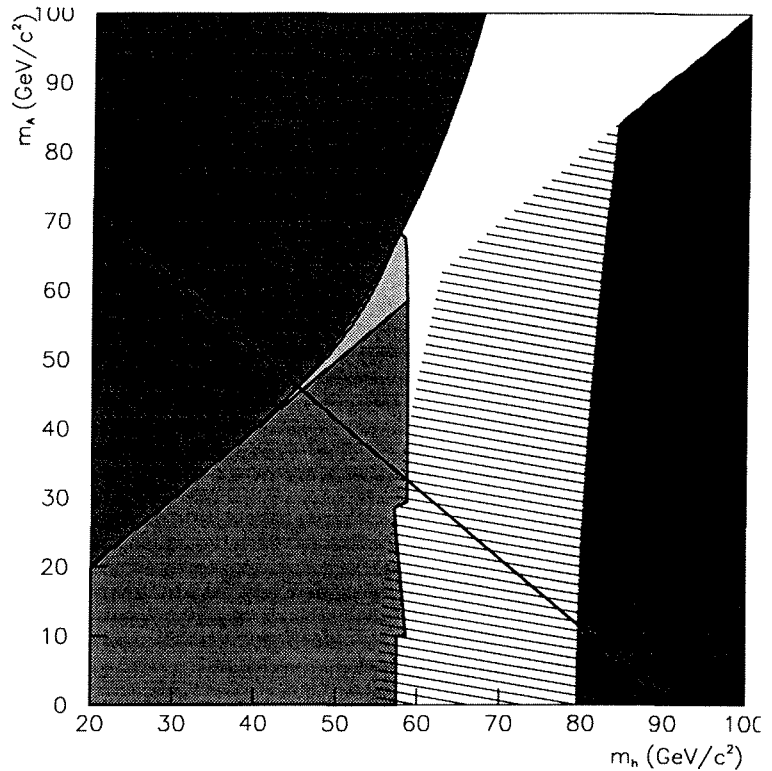


Figure 6.2: Efficacités des analyses “ $H\nu\nu$ ” et “ $AA\nu\nu$ ” (a), “ Hll ” et “ $AAll$ ” (b), par rapport aux désintégrations $Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$, respectivement $Z^* \rightarrow l^+l^-$ avec $l = e$ ou μ . En (c), l’efficacité cumulée de ces quatre analyses par rapport au nombre total d’événements $Z \rightarrow hZ^*$. Ces résultats sont obtenus avec $m_h = 60 \text{ GeV}/c^2$ et $m_A = 6 \text{ GeV}/c^2$.

Quatre candidats sont observés, dont 3 sélectionnés par "Hll" et un par "AAll" (avec une masse de $40.9 \text{ GeV}/c^2$). Aucun de ces candidats n'influence la limite inférieure sur m_h , établie à $57.5 \text{ GeV}/c^2$.

Figure 6.3: Résultat des recherches dans le canal $Z \rightarrow hZ^*$. Le domaine gris foncé est interdit dans le MSSM pour $\tan\beta > 0.5$, et la zone hachurée pour $\tan\beta > 1$. Gris moyen: domaine exclu pour les deux valeurs de $\tan\beta$ correspondant à chaque paire (m_h, m_A) ; gris clair: seulement la valeur la plus petite de $\tan\beta$ est exclue. Les paramètres pris en compte sont: $m_Q = m_U = m_D = 1000 \text{ GeV}/c^2$, $A_t = A_b = 0$ et $\mu = 0$; $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$.



6.1.2 Et $\mu \neq 0$?

On a commencé par s'enthousiasmer du fait que deux paramètres ($\tan\beta$ et m_A , ou m_A et m_h) suffisent, au niveau arbre, pour décrire le secteur de Higgs dans le MSSM. Le terme $\mu H_1 H_2$ du superpotentiel était déjà présent, mais les 4 paramètres libres ont le bon goût d'apparaître dans des combinaisons m_{12}^2 , $(m_1^2 + \mu^2)$ et $(m_2^2 + \mu^2)$. Le paramètre μ n'affecte aucunement les relations entre les masses des bosons de Higgs, à l'ordre le plus bas en perturbations.

Nous avons ensuite pris en compte les corrections radiatives. L'effet principal est dû au quark top et à ses partenaires supersymétriques. Deux paramètres supplémentaires vont alors intervenir: m_{top} et la masse universelle des quarks scalaires, m_Q . Néanmoins, le modèle reste assez prédictif si l'on admet que m_{top} est connu avec une bonne précision [60], alors que m_Q contribue logarithmiquement. C'est dans ce cadre restreint que les résultats ont été interprétés jusqu'à maintenant.

Malheureusement, le calcul détaillé des corrections radiatives tenant compte du mélange ($\tilde{t}_L - \tilde{t}_R$), révèle que le secteur de Higgs dépend aussi de la constante de couplage trilineaire A_t . Intervient également une dépendance explicite du paramètre μ du superpotentiel. Lorsque $A_t = A_b = 0$, $\mu = 0$ et pour des masses supersymétriques universelles et pas trop petites $m_Q = m_U$, le calcul le plus simple (sans mixing) reste malgré tout une excellente approximation. Les masses de brisure douce n'ont pourtant aucune raison d'être de l'ordre de M_W , pas plus, *a priori*, que le paramètre supersymétrique μ .

A l'heure actuelle, on peut étudier l'effet des différents paramètres inconnus du modèle, en les faisant varier simultanément et indépendamment les uns des autres, sur des intervalles jugés "raisonnables". Dans le cas présent, les domaines explorés sont indiqués dans le tableau 6.2.

Paramètre	$m_Q = m_U = m_D$ (GeV)	μ (GeV)	A_t/m_Q	$\tan \beta$
Intervalle	200 ÷ 1000	-500 ÷ 500	-1 ÷ 1	0.5 ÷ 50

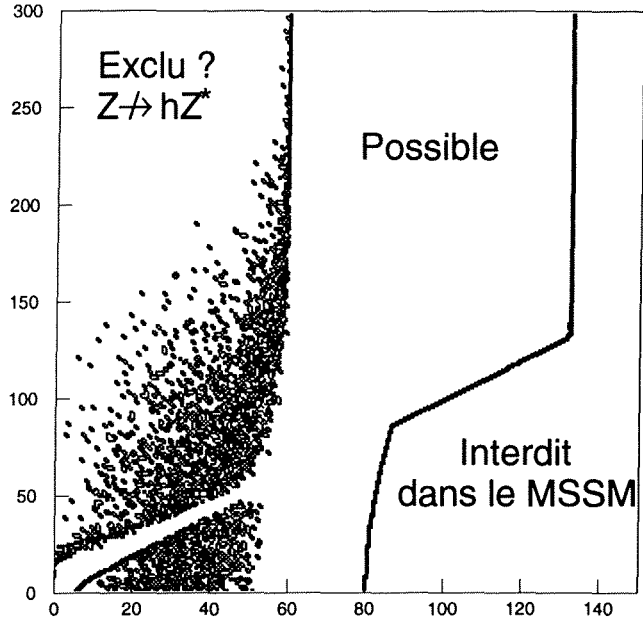
Tableau 6.2: Domaines de variation pris en compte pour les termes de brisure m_Q et A_t , pour le terme supersymétrique μ et pour $\tan \beta$.

La masse du quark top est considérée égale à $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$. La masse du boson de Higgs h reste toujours inférieure à $140 \text{ GeV}/c^2$; pour $m_h > m_A$, la limite supérieure sur m_h est donnée par la valeur minimale de $\tan \beta (= 0.5)$. Au long de la diagonale $m_h = m_A$ il y a toujours une région qui n'est pas exclue par les recherches de $Z \rightarrow hZ^*$ à cause d'un couplage $\sin^2(\beta - \alpha)$ fortement supprimé. Pour $m_h \lesssim 60 \text{ GeV}/c^2$ et loin de la diagonale, il arrive également que $\sin^2(\beta - \alpha) \ll 1$ pour certaines combinaisons de paramètres. Toutefois, le canal $Z \rightarrow hZ^*$ est "en général" sensible à des masses $m_h \lesssim 60 \text{ GeV}/c^2$. A remarquer qu'à la limite supersymétrique $m_A \rightarrow \infty$, il est de plus en plus "rare" de trouver des combinaisons de paramètres tels que le couplage hZZ soit supprimé. Les termes "en général" et "rare" ont un sens à condition que l'on spécifie les distributions des paramètres libres dans chaque intervalle. Dans cet exemple, μ , m_Q , A_t/m_Q et $\log(\tan \beta)$ sont uniformes. Ainsi, seulement 2% des combinaisons pour lesquelles $m_h \in (20, 40) \text{ GeV}/c^2$ et $m_A \in (50, 100) \text{ GeV}/c^2$ ne sont pas exclues à cause d'un couplage $\sin^2(\beta - \alpha)$ trop petit. Elles s'obtiennent *toujours* pour $|\mu| > 200 \text{ GeV}$.

6.1.3 Le cas général d'un modèle avec deux doublets

La section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow hZ^*$ dépend de m_h et du couplage hZZ , proportionnel à $\sin(\beta - \alpha)$. Il est alors intéressant de déduire une limite supérieure sur $\sin^2(\beta - \alpha)$ en fonction de m_h , indépendante du modèle. Quand (i) le canal $h \rightarrow AA$ est cinématiquement interdit, la seule différence par rapport au Modèle Standard est que h peut se désintégrer principalement en une paire $c\bar{c}$ si les couplages aux quarks "down" sont supprimés. Les analyses "standard" (" $H\nu\nu$ ", " Hll ") sont alors utilisées sans aucune mod-

Figure 6.4: Les masses m_h supérieures à $134 \text{ GeV}/c^2$ sont interdites par la théorie. La sensibilité des recherches dans le canal $Z \rightarrow hZ^*$ est limitée à la région $m_h \lesssim 60 \text{ GeV}/c^2$, pourvu que le couplage $\sin^2(\beta - \alpha)$ ne soit fortement supprimé. Une telle suppression intervient près de la diagonale, mais aussi loin de la diagonale pour certaines valeurs des paramètres du modèle. Ces résultats sont obtenus en faisant varier μ , m_Q , A_t et $\tan \beta$ comme il est montré dans le tableau 6.2.



ification autre que de renoncer dès le départ à l'identification des b dans "H11". La limite supérieure sur $\sin^2(\beta - \alpha)$ dans le domaine de masse $50 \text{ GeV}/c^2 < m_h < 65 \text{ GeV}/c^2$ est représentée dans la fig.6.5. Elle est obtenue en prenant en compte les rapports d'embranchement du boson de Higgs h correspondant aux couplages aux quarks "up" supprimés, qui est la situation la plus défavorable. En effet, les efficacités des analyses standard pour $(h \rightarrow \tau^+\tau^-, Z \rightarrow \text{hadrons})$ sont marginales par rapport à $(h \rightarrow \text{hadrons}, Z \rightarrow l^+l^-)$ et la valeur maximale de $\text{BR}(h \rightarrow \tau^+\tau^-)$ est choisie.

Les deux autres limites représentées concernent (ii) la situation $h \rightarrow AA$, $A \rightarrow b\bar{b}$ (pour $m_A \lesssim \frac{1}{2}m_h$) et (iii) $m_A < 2m_b \sim 10 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la section 5.5, une limite supérieure sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ indépendante du modèle est déduite en fonction de m_h et m_A . Lorsque la somme des limites supérieures sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ et sur $\sin^2(\beta - \alpha)$ est inférieure à l'unité, cela conduit à un domaine exclu dans le plan (m_h, m_A) , représenté dans la figure 6.6.

Nous avons également représenté le domaine exclu en supposant que l'efficacité de l'une des analyses, soit $Z \rightarrow hZ^*$ soit $Z \rightarrow hA$, est largement inférieure à l'efficacité réelle. Cela donne une indication des régions de masse où les efficacités doivent être connues avec précision. A l'intérieur du domaine exclu, la section efficace du signal est suffisamment grande et on se contente de savoir que les efficacités de sélection ne s'annulent pas.

Figure 6.5: Limite supérieure sur $\sin^2(\beta - \alpha)$ dans le cas général, en fonction de m_h . Les courbes correspondent (i) au domaine $m_A > \frac{1}{2}m_h$, (ii) $m_A \lesssim \frac{1}{2}m_h$ et (iii) $m_A < 2m_b$.

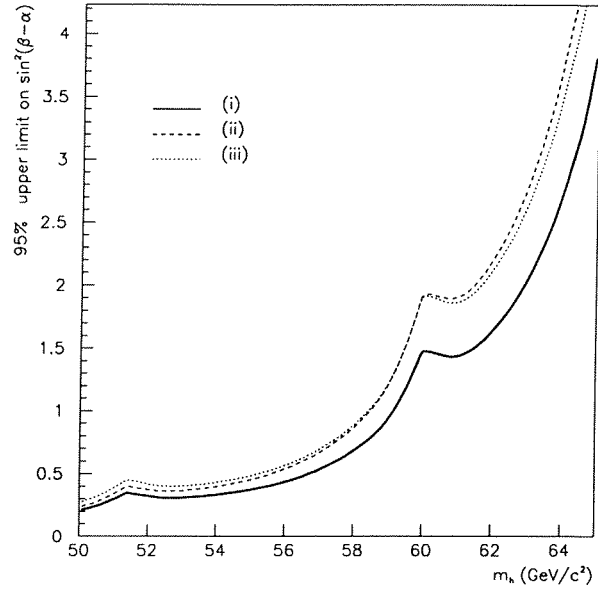
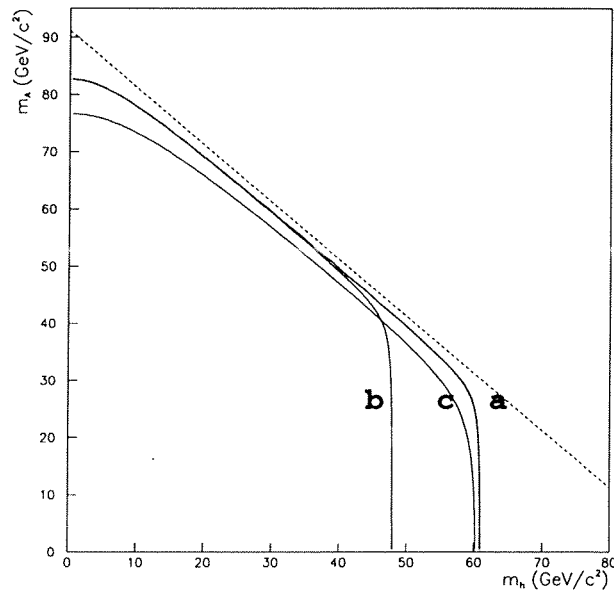


Figure 6.6: Le contour (a) représente la région exclue par les analyses $Z \rightarrow hZ^*$ et $Z \rightarrow hA$. Le contour (b) est obtenu avec $\varepsilon_{hZ^*} = 2\%$ (au lieu de la valeur actuelle de 12%) et (c) avec $\varepsilon_{hA} = 2\%$ au lieu de la vraie valeur d'environ 9%.



6.2 Recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$

Deux topologies principales ont été étudiées: $hA \rightarrow \tau^+ \tau^- b\bar{b}$ et $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Pour le canal $hA \rightarrow \tau^+ \tau^- b\bar{b}$, l'ensemble des données accumulées par ALEPH depuis 1990 sont analysées, totalisant 1,93 million d'événements $Z \rightarrow \text{hadrons}$. Pour $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, seuls les événements hadroniques enregistrés après 1991 sont utilisés dans l'analyse, à condition que le VDET soit dans le bon état de fonctionnement (1.53 million d'événements). Les nombres d'événements correspondant aux différentes énergies de fonctionnement du LEP sont indiqués dans le tableau 6.3.

\sqrt{s} (GeV)	$Z \rightarrow q\bar{q}$	dont VD
88.5	6577	3612
89.5	99853	93744
90.25	26042	13425
91.25	1608626	1268931
92.0	34223	15428
93.0	146717	130008
93.75	13878	7735
total	1935910	1532883

Tableau 6.3: Les nombres d'événements hadroniques analysés pour chaque valeur de énergie dans le centre de masse.

Les nombres d'événements de signal attendus dans chaque canal sont représentés dans la figure 6.7 en fonction de $m_h + m_A$ pour $m_h = m_A$. Les rapports d'embranchement pris en compte sont 13% ($hA \rightarrow \tau^+ \tau^- b\bar{b}$) et respectivement 80% ($hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$). Aucun signal n'est observé et les limites supérieures sont établies à 20.5 ($\tau^+ \tau^- b\bar{b}$) et 300 événements ($b\bar{b}b\bar{b}$, pas de coupure sur $m_h + m_A$) ou bien 180.2 événements ($b\bar{b}b\bar{b}$, avec $m_h + m_A > 89 \text{ GeV}/c^2$).

Dans le Modèle Supersymétrique Minimal, la région $m_h = m_A < 45 \text{ GeV}/c^2$ est exclue à 95% degré de confiance. Dans la figure 6.8, la région gris clair est interdite dans le MSSM. Le domaine gris moyen est exclu par les recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$. En gris foncé, le domaine exclu seulement pour la valeur de $\tan\beta$ la plus grande, grâce aux largeurs importantes des bosons de Higgs h et A .

Les corrections radiatives en présence du mélange ($\tilde{t}_L - \tilde{t}_R$) sont prises en compte dans la figure 6.9, en faisant varier les paramètres inconnus μ , m_Q , A_t et $\tan\beta$ comme on le montre dans le tableau 6.2. Dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ et pour $\mu = 0$, $A_t = 0$ et $m_Q = 1000 \text{ GeV}/c^2$, les domaines exclus sont présentés dans la figure 6.10.

Pour $\tan\beta > 1$ on obtient le résultat suivant à 95% C.L.:

$$m_A > 45.5 \text{ GeV}/c^2 .$$

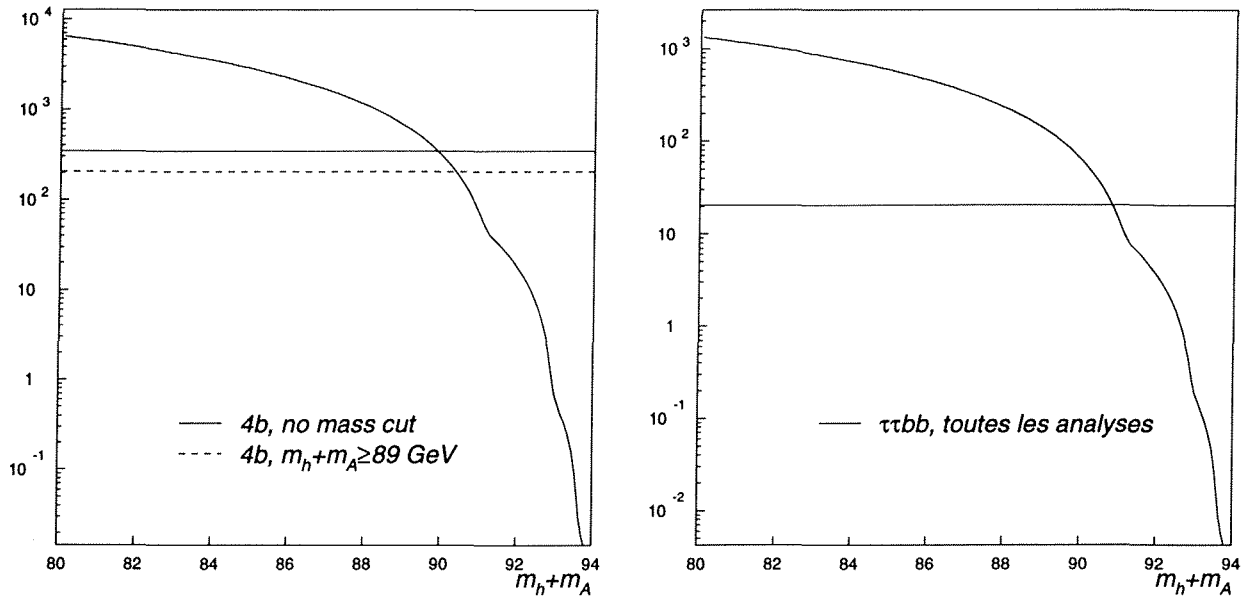


Figure 6.7: Nombres d'événements de signal attendus dans le canal $b\bar{b}b\bar{b}$ (à gauche) et $\tau^+\tau^-\bar{q}q$ (à droite) en fonction de m_h , ainsi que les limites supérieures sur ces deux nombres établies expérimentalement.

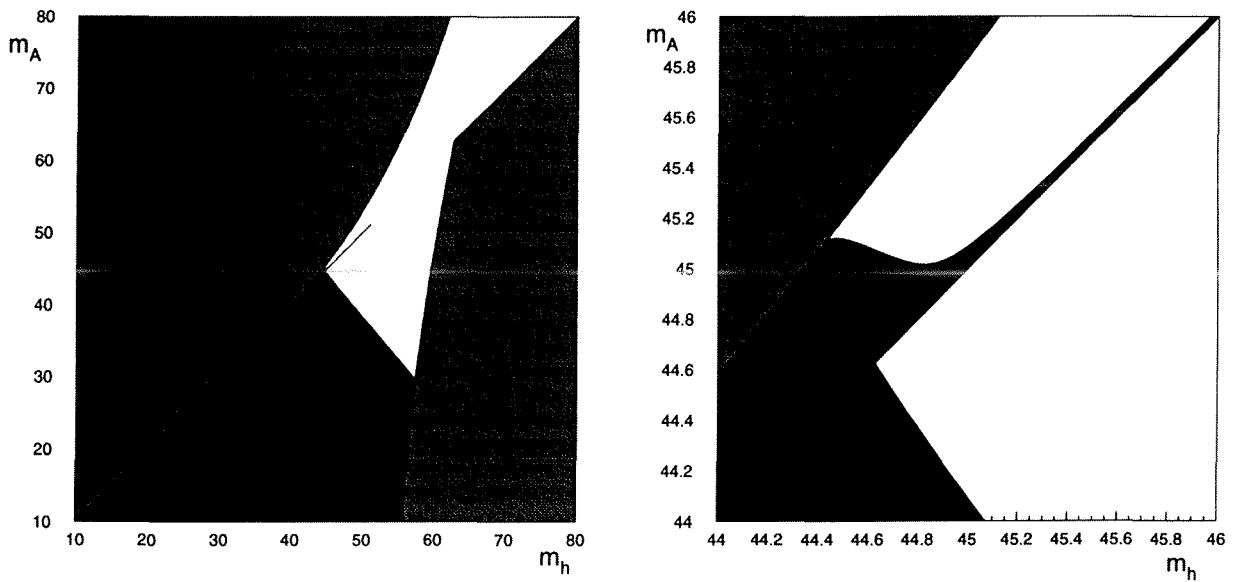


Figure 6.8: Domaine exclu par les recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$.

Figure 6.9: Domaine exclu dans le plan (m_h, m_A) . Les deux canaux complémentaires $Z \rightarrow hA$ et $Z \rightarrow hZ^*$ sont utilisés simultanément pour exclure toute la région accessible cinématiquement à LEP I, i.e. $m_h < 60 \text{ GeV}/c^2$ et $m_h + m_A \lesssim E_{CM}$.

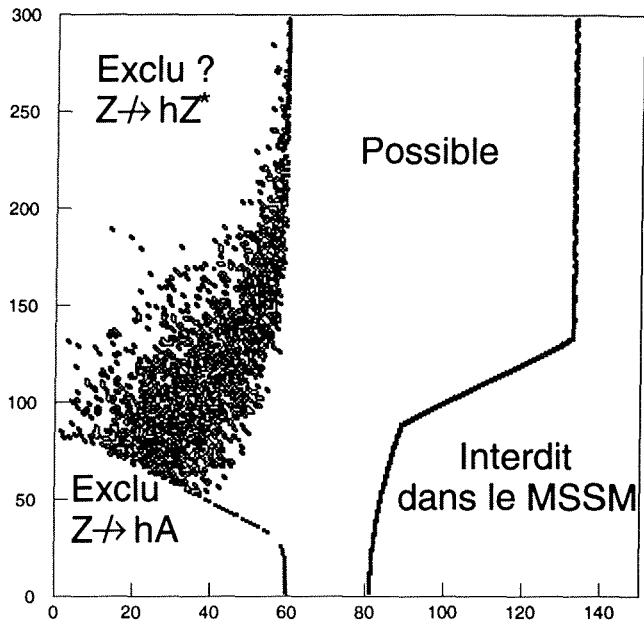
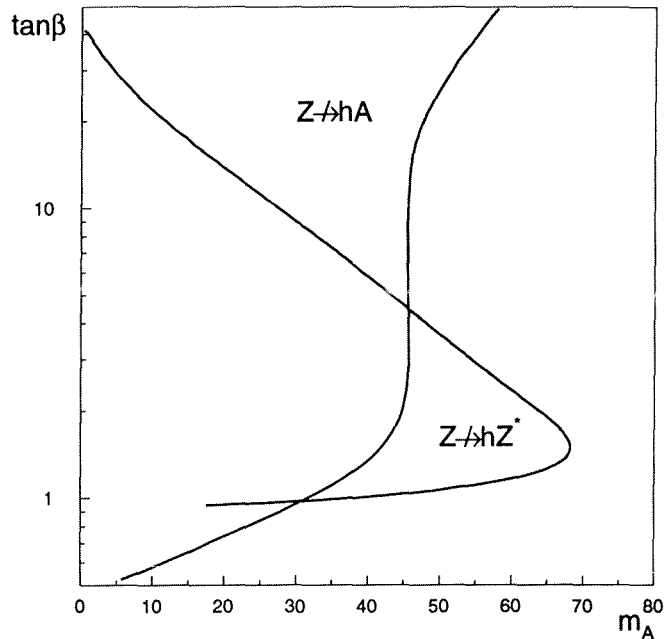


Figure 6.10: Dans le plan $(m_A, \tan \beta)$, les corrections radiatives sont prises en compte sans mélange ($\tilde{t}_L - \tilde{t}_R$), avec les paramètres suivants: $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$, $m_Q = m_U = m_D = 1 \text{ TeV}$. Dans cette représentation l'effet des largeurs non-négligeables Γ_h et Γ_A est très visible: dès $\tan \beta = 10$, la limite inférieure sur m_A (obtenue par des recherches dans le canal $Z \rightarrow hA$) augmente proportionnellement à $(\tan \beta)^2$.



Bibliographie

- [1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Proceedings of the 8th Nobel Symposium* (Stockolm),
by N. Svartholm, p.367;
S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev* **D2** (1970) 1285.
- [2] M. Sher, *Phys. Rep.* **179** (1989) 273.
- [3] Aoki, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **73** (1982) 1.
- [4] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1304.
- [5] Howard Georgi, *Hadronic Journal* **1** (1978) 155.
- [6] P. Fayet, *Nucl. Phys.* **B90** (1975) 104.
- [7] S. Glashow, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 1958.
- [8] K.G. Wilson, *Phys. Rev.* **D3** (1971) 1818.
- [9] J. Wess, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B78** (1974) 1;
S. Ferrara, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B79** (1974) 413.
- [10] H.P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 11.
- [11] Supersymmetry versus Experiment, Workshop, Apr. 21-23, 1982 (CERN).
- [12] J. Iliopoulos, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B76** (1974) 310;
S. Ferrara, J. Iliopoulos, B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B77** (1974) 413.
- [13] R. Haag, J.T. Lopuszanski, M.F. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 257.
- [14] S. Mandelstam, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 149.
- [15] S. Ferrara, E. Remiddi, *Phys. Lett.* **B53** (1974) 347;
P. Fayet, *Phys. Lett.* **B64** (1976) 159, **B69** (1977) 489, **B70** (1977) 461;
R. Barbieri, L. Maiani, Pisa PPE. SNS 6/1982.

- [16] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B58** (1975) 67.
- [17] C.H. Llewellyn Smith, G.G. Ross, *Phys. Lett.* **B105** (1981) 38.
- [18] E. Witten, *Nucl. Phys.* **B231** (1984) 419, *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 513;
S. Dimopoulos et H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150.
- [19] D.J. Gross et R. Jackiw, *Phys. Rev.* **D6** (1972) 477;
C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, *Phys. Lett.* **38B** (1972) 519;
H. Georgi et S. Glashow, *Phys. Rev.* **D6** (1972) 429;
L. Alvarez et E. Witten, *Nucl. Phys.* **B234** (1983) 269.
- [20] Supersymmetry and Supergravity, by Julius Wess and Jonathan Bagger, Princeton, ISBN 0-691-08326.
- [21] J.E. Kim, H.P. Nilles, *Phys. Lett.* **B138** (1984) 150;
L. Hall, J. Lykken, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2359;
G. Giudice, A. Masiero, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 480.
- [22] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 223;
F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 229.
- [23] ALEPH Collaboration, *Phys. Rep.* **216** (1992) 253.
- [24] T. Elliott, S.F. King, P.L. White, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 2435;
U. Ellwanger, M.R. de Trautenberg, C.A. Savoy, LPTHE-ORSAY-95-04;
ibid., *Phys. Lett.* **B315** (1993) 331.
- [25] R. Barbieri, N. Frigeni, *Phys. Lett.* **B258** (1991) 395.
- [26] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 477, **B271** (1991) 123.
- [27] R. Barbieri, M. Frigeni, F. Caravaglios, *Phys. Lett.* **B258** (1991) 167;
K. Sasaki, *Nucl. Phys.* **B381** (1992) 66.
- [28] A. Brignole, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 313, **B281** (1992) 284;
A. Brignole, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B299** (1993) 72.
- [29] H.E. Haber, R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66**(1991) 1815;
J.F. Gunion, A. Turski, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 2701, **D40** (1989) 2325, 2333;
M. Berger, *Phys. Rev.* **D41** (1990) 225.
- [30] J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quiros, A. Riotto, *Nucl. Phys* **B436** (1995) 3.
- [31] The Higgs Hunter's Guide,
by J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, Addison-Wesley (1990).

- [32] J. Kalinowski, H.P. Nilles, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 134;
J. Kalinowski, S. Pokorski, *Phys. Lett.* **B219** (1989) 116.
- [33] R. Arnowitt and Pran Nath, CTP-TAMU-52-93, Jan 1993
Supersymmetry and Supergravity: Phenomenology and Grand Unification
Lecture at Swieca School, Campos do Jordao, Brazil, Jan 1993.
- [34] V. Barger, R.J.N. Phillips, MAD-PH-765, Jun 1993
Supersymmetry Phenomenology. Presented at International Workshop
on Recent Advances in the Superworld, Woodlands, TX, 13-16 Apr 1993.
- [35] T. Moroi, Y. Okada, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 73;
G.L. Kane, C. Kolda, J.D. Wells, *Phys. Rev. Lett.* **70**(1993) 2686;
U. Ellwagner, *Phys. Lett.* **B303**, (1993) 271.
- [36] P. Janot, LAL 92-27.
- [37] B.A. Kniehl, *Phys. Rep.* **243** (1994) 211.
- [38] ALEPH Collaboration, *Nucl. Inst.***A294** (1990) 121.
- [39] ALEPH Collaboration, CERN-PPE-94-170.
- [40] Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* **D10** (1994) 1173.
- [41] D. Brown, ALEPH 92-47;
D. Brown, T. Mattison, H.-G. Moser, ALEPH 92-171.
- [42] D. Brown, ALEPH 92-135.
- [43] T. Sjöstrand, *Computer Physics Commun.* **39** (1986) 347.
- [44] S. Jadach, J. H. Kuhn, and Z. Was, CERN-TH-5856-90 (1990).
- [45] J. Hilgart, R. Kleiss, F. Le Diberder, *Computer Physics Commun.* **75** (1993) 191;
see also: ALEPH Collaboration, CERN-PPE-94-169.
- [46] R. Brun et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1 (1987).
- [47] J. Knobloch, JULIA Users and Programmers Guide, ALEPH 90-115.
- [48] J.E. Campagne, R. Zitoun, *Z. Phys.* **C43** (1989) 469.
- [49] Aleph collaboration, CERN-PPE 94-30
- [50] S.Bethke et. al. (JADE Collaboration), *Phys. Lett.* **B213** (1988) 238.
- [51] N. Brown, W. Stirling, *Z. Phys.* **C53** (1992) 629.

- [52] J. M. Scarr, I. ten Have, ALEPH 89-150, PHYSIC 89-60.
- [53] ALEPH Collaboration, CERN PPE/94-170.
- [54] J.-F. Grivaz and F. Le Diberder, LAL 92-37.
- [55] ALEPH 94-032, PHYSIC 94-028.
- [56] ALEPH 94-033, PHYSIC 94-029.
- [57] ALEPH 94-034, PHYSIC 94-030.
- [58] DELPHI Collaboration, CERN PPE/94-218.
- [59] ALEPH Collaboration, CERN PPE/93-111.
- [60] CDF Collaboration, FERMILAB-PUB-94-097-E, Apr 1994.

Conclusion

Dans cette thèse, la production des bosons de Higgs neutres des modèles à deux doublets a été étudiée à LEP avec le détecteur ALEPH. Trois analyses ont été développées, visant la production associée des bosons de Higgs h et A dans les canaux $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$.

La sélection des événements $hA \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$ a été présentée dans le Chapitre 3. Une méthode permettant de définir une variable discriminante unique, en utilisant l'ensemble de l'information disponible, a été utilisée pour améliorer la sensibilité de l'analyse. La variable unique est obtenue à partir du produit des probabilités associées à chaque variable discriminante (énergie manquante etc...) pour que l'événement soit un événement de signal. La coupure sur cette variable est décidée de façon non-biaisée, en maximisant la signification statistique de l'analyse moyennée sur un grand nombre d'expériences. Le bruit de fond attendu est estimé à partir des données elles-mêmes, en utilisant les événements mauvais-signes. Un facteur de correction, égal au rapport des nombres d'événements bons-signes/mauvais-signes attendus, est extrait du Monte Carlo.

Après la coupure finale sur la variable unique, de l'ordre de 0.56 événement de bruit de fond est attendu, pour 1.9 million d'événements hadroniques analysés. Ceci correspond à un facteur de rejection meilleur que $3 \cdot 10^6$, pour une efficacité d'environ 9%. Vraisemblablement, le succès de la procédure et sa relative simplicité permettront de l'appliquer à d'autres recherches.

On a montré que les masses m_h et m_A peuvent être mesurées avec une résolution de l'ordre de $5 \text{ GeV}/c^2$, même dans le canal $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ (*i.e.* malgré l'énergie emportée par les neutrinos) en utilisant une reconstruction cinématique de l'état final.

L'analyse de l'état final $b\bar{b}b\bar{b}$ a été présentée dans le Chapitre 4. L'identification est basée sur la durée de vie des hadrons b . Un effet systématique important, se chiffrant à 5 déviations standard entre les données réelles et la simulation des événements hadroniques, a été mis en évidence (202 événements attendus, 313 observés). On montre que cet effet n'est pas compatible avec la présence d'un signal. Pour cela, on considère d'abord la mesure des masses des bosons de Higgs h et A et on constate qu'une résonance correspondant à 111 événements de signal est exclue. Dans la suite, un échantillon de contrôle $q\bar{q}g$ est utilisé pour mesurer l'ampleur de l'effet systématique en absence de tout signal. Une procédure permettant de corriger cet effet est mise en place. Après correction, les nombres d'événements observés et attendus sont en accord à 1.6σ près.

L'origine du désaccord n'est pas identifiée. On constate que les particules à grand paramètre d'impact sont moins bien confinées dans deux jets de b dans les données, que dans le Monte Carlo. Dans le cas où le désaccord serait un effet combiné de la simulation du processus de fragmentation, et de la simulation du détecteur, la recherche son origine s'annonce plus laborieuse que prévu.

Quelques commentaires s'imposent alors quant à la procédure de correction. On suppose implicitement que l'effet mis en évidence sur l'échantillon $q\bar{q}g$ est le même que pour le bruit de fond de l'analyse $b\bar{b}b\bar{b}$. Cette supposition paraît naturelle mais elle n'est peut-être pas justifiée. Si on admet cette hypothèse, le problème est de passer d'un seul jet de gluon, sur lequel l'effet est mesuré, à deux jets de gluon, pour lesquels on

doit corriger. Pour rendre les choses encore plus compliquées, la variable sur laquelle on a choisi de couper (en raison de son pouvoir discriminant) est la probabilité combinée $z = p_3 p_4 (1 - \log(p_3 p_4))$. En plus les probabilités p_3 et p_4 ne sont pas décorrélées, sinon la distribution de la probabilité z serait uniforme. On aimerait donc prendre en compte cette corrélation dans la procédure de correction. La méthode du poids $w = r_1 r_2$ est censée prendre en compte les corrélations telles qu'elles sont présentes dans le Monte Carlo, et cela d'une manière "transparente". Néanmoins, l'argument principal reste la simplicité de la méthode et le fait qu'elle soit intuitive. Une procédure de correction plus laborieuse se justifierait si on disposait de plus d'information sur l'origine réelle du désaccord observé.

Comme on peut le remarquer, le canal $b\bar{b}b\bar{b}$ est *de justesse* moins sensible que $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. Ceci est en partie dû au bruit de fond, en partie à une statistique réduite à cause de la nécessité d'utiliser le détecteur de vertex. L'étude est importante surtout en vue de LEP2, et parce que des effets systématiques sont observés.

La signification statistique de l'analyse $b\bar{b}b\bar{b}$, effectuée sur un échantillon de 1.53 million Z hadroniques, est $\varepsilon/\sqrt{N_b} = 24\%/\sqrt{270} = 1.46$. Pour comparaison avec les analyses des autres expériences [58], on se normalise à la même statistique, soit 1.0 million de Z. Dans ce cas la signification statistique est $24\%/\sqrt{177} = 1.8$. DELPHI analyse 950,000 événements avec une efficacité de 8% et 97 événements de bruit de fond attendus, ce qui se traduit par un rapport $\varepsilon/\sqrt{N_b} = 0.81$. Les incertitudes sur N_b sont du même ordre dans les deux expériences et n'ont pas été considérées dans cette comparaison. Les limites inférieures sur les masses des bosons de Higgs sont proches de la limite cinématique, dans les deux cas.

Dans le Chapitre 5, une méthode statistique pour combiner plusieurs analyses a été appliquée aux recherches dans l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. La meilleure sensibilité s'obtient en combinant toutes les quatre analyses présentées dans le Chapitre 3. La limite supérieure à 95% sur la section efficace de production de l'état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ est établie à 0.324 pb (pour $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$). On déduit également une limite supérieure sur $\cos^2(\beta - \alpha)$ en fonction de m_h et de m_A .

Les résultats, en termes de domaines d'exclusion dans le plan des paramètres (m_h, m_A) et $(m_A, \tan \beta)$, font l'objet du dernier chapitre. Les deux canaux complémentaires $Z \rightarrow hZ^*$ et $Z \rightarrow hA$ sont combinés pour déduire le domaine exclu dans le plan (m_h, m_A) , dans un modèle général avec deux doublets. L'hypothèse $\tan \beta > 1$ est nécessaire. Les domaines exclus dans le MSSM sont également présentés. Deux situations sont considérées: (i) absence de mélange $(\tilde{t}_L - \tilde{t}_R)$, et (ii) les paramètres de brisure A_t , m_Q et le paramètre supersymétrique μ sont autorisés à varier indépendamment les uns des autres. Dans le dernier cas, le domaine exclu dans le plan (m_h, m_A) coïncide avec celui déduit dans le cadre du modèle non-supersymétrique. Toutefois, on montre que $m_h \lesssim 60 \text{ GeV}/c^2$ est exclu indépendamment de m_A avec une grande probabilité. Pour que $m_h \lesssim 60 \text{ GeV}/c^2$ ne soit pas exclu, il est nécessaire que $|\mu| > 200 \text{ GeV}$. En absence de mélange $(\tilde{t}_L - \tilde{t}_R)$, en supposant $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$, $m_Q = 1000 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta > 1$, $m_A < 45.5 \text{ GeV}/c^2$ est exclu à 95% C.L. Le domaine exclu est également représenté en fonction de m_A et $\tan \beta$.

Remerciements

Je remercie Michel Davier de m'avoir accueilli au Laboratoire. Je remercie E. Nagy et W.D. Schlatter pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. Je remercie J. Lefrançois et P. Binetruy d'avoir bien voulu faire partie du jury et pour leurs remarques.

Merci à Patrick Janot pour la patience avec laquelle il a dirigé ma thèse. Merci à Jean-François Grivaz d'avoir suivi avec intérêt ce travail. Je pense avoir beaucoup appris de leur expérience.

Je remercie François Le Diberder, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions tout au long de ces trois années. Merci également à Anne-Marie Lutz pour son aide. Merci à Marie-Hélène Schune et Jacques Boucrot pour leurs conseils. Merci à Jean-Jacques Veillet pour ses explications.

Je tiens particulièrement à remercier Ioana Videau et François Le Diberder pour leur soutien permanent.

Merci à Laurent pour son amitié.

Merci à tous les membres du groupe ALEPH-LAL pour l'ambiance incomparable qu'ils ont su créer et pour leur soutien : R. Alemany, J. Boucrot, O. Callot, A. Cordier, M. Davier, F. Le Diberder, L. Duflot, J.F. Grivaz, P. Heusse, A. Höcker, M. Jacquet, P. Janot, D.W. Kim, J. Lefrançois, A.M. Lutz, G. Musolino, I. Nikolic, H.J. Park, I.C. Park, M.H. Schune, J.J. Veillet, I. Videau, D. Zerwas. J'aimerais pouvoir exprimer à chacun toute ma reconnaissance.

Résumé

On présente une recherche des bosons de Higgs h et A des modèles à deux doublets. Les données accumulées par ALEPH jusqu'en 1993, correspondant à une luminosité intégrée de 63.4 pb^{-1} , à une énergie dans le référentiel du centre de masse entre 88.2 et 95 GeV, sont analysées. Les deux principaux états finals considérés sont $\tau^+ \tau^- q \bar{q}$ et $b \bar{b} b \bar{b}$. Les critères de sélection sont exposés. Une variable discriminante unique est définie à partir de l'ensemble de l'information disponible, permettant d'améliorer la sensibilité de l'analyse. Une limite supérieure de 0.324 pb sur la section efficace de production de l'état final $\tau^+ \tau^- q \bar{q}$ est ainsi déduite, en supposant $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$. La sélection de l'état final $b \bar{b} b \bar{b}$ est basée sur la durée de vie des hadrons b , en utilisant l'information en deux dimensions fournie par le détecteur de vertex. On analyse 1.53 millions de Z hadroniques sans observer aucun signal (313 événements observés, 270 ± 17 événements de bruit de fond attendus, avec une efficacité de 24% pour $m_h = m_A = 45 \text{ GeV}/c^2$).

Les recherches du boson de Higgs du Modèle Standard produit via le processus dit "de Bjorken", sont interprétées dans le cadre des modèles à deux doublets. La désintégration du boson de Higgs h en une paire AA est également considérée. Aucun signal n'étant observé, les domaines exclus dans le plan des paramètres $(m_h - m_A)$ et $(m_A - \tan \beta)$ du MSSM sont présentés. On discute l'influence du mélange entre les partenaires supersymétriques du quark top. En absence du mélange, en supposant $m_Q = m_U = m_D = 1 \text{ TeV}$, $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$, et $\tan \beta > 1$, on déduit une limite inférieure sur m_A égale à 45.5 GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance.

mots clés: LEP
ALEPH
boson de Higgs
Supersymétrie