

# Méthodes Statistiques et le Higgs à 115 GeV au LEP

Cours de GIF2001

Pierre Lutz  
DAPNIA/SPP  
Rédaction : Nathalie Besson (DAPNIA/SPP)

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Description des analyses au LEP</b>	<b>2</b>
2.1	Phénoménologie . . . . .	2
2.1.1	Production et désintégration du boson de Higgs au LEP . . . . .	2
2.1.2	Les canaux analysés . . . . .	3
2.1.3	Les sections efficaces . . . . .	4
2.1.4	Ordres de grandeur et luminosité . . . . .	5
2.2	Description des analyses . . . . .	6
2.2.1	Les outils d'analyse . . . . .	6
2.2.2	Canal deux jets, deux leptons . . . . .	9
2.2.3	Canal avec énergie manquante . . . . .	11
2.2.4	Canal quatre jets . . . . .	13
2.3	Quelques beaux événements . . . . .	17
2.4	Les résultats bruts : la distribution de masse . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Un peu de statistique</b>	<b>22</b>
3.1	Les tests d'hypothèse . . . . .	22
3.1.1	Un exemple historique . . . . .	22
3.1.2	Un exemple simple de physique, introduction à la loi de Poisson . . . . .	23
3.2	Les niveaux de confiance . . . . .	24
3.2.1	Définition dans les deux hypothèses . . . . .	24
3.2.2	Résumé . . . . .	25
3.2.3	Quelques remarques de statistique . . . . .	26
3.3	Notion de test optimal . . . . .	26
3.3.1	Le théorème de Neyman-Pearson, rapport de vraisemblances . . . . .	26
3.3.2	Application à notre exemple . . . . .	27
3.4	Quelques remarques de physique . . . . .	27
3.4.1	Une définition de physiciens : $CL_s$ . . . . .	27
3.4.2	Prise en compte des erreurs . . . . .	28
3.5	Vers le test complet . . . . .	28
3.5.1	Un canal . . . . .	28
3.5.2	Combinaison des différents canaux . . . . .	30
3.5.3	Observé <i>vs</i> attendu . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Les résultats</b>	<b>35</b>
4.1	Résultats pour un Higgs standard . . . . .	36
4.1.1	Historique des résultats du LEP en 2000 . . . . .	36
4.1.2	Les résultats en juillet 2001 . . . . .	38
4.1.3	Tests de cohérence des résultats . . . . .	44
4.1.4	Limites sur la section efficace de Higgsstrahlung . . . . .	49
4.2	Résultats pour un Higgs au-delà du modèle standard . . . . .	49
4.2.1	Recherche de Higgs neutres dans le cadre du MSSM . . . . .	49
4.2.2	Recherche de Higgs chargés dans les modèles 2HDM . . . . .	51
4.2.3	Higgs invisible . . . . .	55
4.2.4	Higgs fermiophobe . . . . .	56

4.2.5	Recherche indépendante de la saveur . . . . .	57
4.2.6	Scenario à grand $\mu$ dans le cadre du MSSM . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>58</b>
	<b>Pour en savoir plus...</b>	<b>59</b>

# 1 Introduction

Le but de ce cours est de donner les moyens de comprendre les résultats et les histogrammes fournis par le Higgs Working Group du LEP (HWG), qui combine les résultats des quatre expériences installées auprès du LEP, en ce qui concerne les recherches d'un ou de boson(s) de Higgs.

En guise de pré-introduction, il faut d'abord noter qu'au démarrage du LEP en 1989, il existait peu de données expérimentales sur le boson de Higgs dont les recherches étaient alors sensibles à des masses inférieures à quelques  $\text{GeV}/c^2$ . En 1994, lors de l'atelier LEP200, on espérait une exclusion à 95 % de niveau de confiance pour un boson de Higgs standard d'une masse de  $112 \text{ GeV}/c^2$  et une découverte dite « à  $5 \sigma$  » pour un boson de Higgs ayant une masse jusqu'à  $106 \text{ GeV}/c^2$ . Comme on le voit sur la table 1, le LEP et les quatre expériences hôtes ont permis de faire bien mieux. En effet, on a « gagné »  $3.5 \text{ GeV}/c^2$  sur la limite d'exclusion et  $7 \text{ GeV}/c^2$  sur la limite de découverte. Pourquoi ?

Limites	Prévu	Réalisé
95 % C.L. exclusion	$\sim 112 \text{ GeV}/c^2$	$115.4 \text{ GeV}/c^2$
$5 \sigma$ discovery	$\sim 106 \text{ GeV}/c^2$	$113.0 \text{ GeV}/c^2$

TAB. 1 – Limites que l'on prévoyait d'atteindre en 1994 lors du workshop LEP200, en regard des limites effectivement atteintes.

D'abord, parce que les performances du LEP ont été bien au-delà de ce qui était attendu. En effet, en 2000, chaque expérience a accumulé environ  $200 \text{ pb}^{-1}$  à une énergie dans le centre de masse,  $E_{cm}$ , supérieure à  $205 \text{ GeV}$ .

Ensuite, grâce au travail sur les analyses. Leur description occupera la première partie de ce cours. La deuxième partie introduira les méthodes et les outils statistiques utilisés pour traiter les résultats et les interpréter. En particulier, on verra comment on combine les différentes analyses pour gagner en sensibilité. Dans la troisième partie, on fera le point sur la situation à la fin du LEP. On essaiera d'interpréter les résultats, en se posant la question « y a-t'il un signal autour de  $115 \text{ GeV}/c^2$  ? »

On verra tout au long de cet exposé combien les outils statistiques sont nécessaires pour mener à bien ces recherches fines. Or, ces outils sont loin d'être maîtrisés par tous, comme le montre cet extrait du bulletin hebdomadaire du CERN (16-17/2001-16.4.2001-23.4.2001) : « Si après 100 lancers, vous obteniez 55 fois face et 45 fois pile le résultat serait à un sigma de la moyenne. La probabilité d'être aussi éloigné de la moyenne avec une pièce normale est de 32%. En d'autres termes, la probabilité que la pièce soit truquée est de 68% » !

## 2 Description des analyses au LEP

### 2.1 Phénoménologie

#### 2.1.1 Production et désintégration du boson de Higgs au LEP

Aux énergies qui nous intéressent, le boson de Higgs est principalement produit par « Higgsstrahlung », processus dont le diagramme est représenté sur la figure 1 à gauche. Un autre processus permet la production du boson de Higgs, c'est le diagramme de fusion, représenté sur la figure 1 à droite.

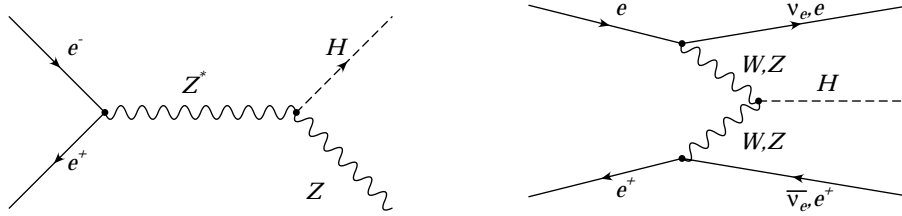


FIG. 1 – Diagrammes de production du boson de Higgs standard au LEP, à gauche le Higgsstrahlung, à droite les fusions de W et Z.

Les importances respectives des deux diagrammes et la section efficace totale de production du boson de Higgs au LEP sont données sur la figure 2 en fonction de  $m_H$ . On voit bien que le processus de Higgsstrahlung est largement dominant, mais il est limité par la cinématique. En effet si  $m_H$  est la masse du boson de Higgs considérée,  $\sqrt{s}$  l'énergie disponible dans le centre de masse et  $m_Z$  la masse du boson Z, on peut tester des masses de Higgs telles que  $m_H \leq \sqrt{s} - m_Z$ . En revanche, si la section efficace du processus de fusion est très petite, il ne souffre pas de la limite cinématique. Au-delà de celle-ci, il représente donc un gain. Il est à noter qu'aux énergies fournies par le LEP, l'interférence entre les deux diagrammes est positive pour la fusion de W et négative pour la fusion de Z.

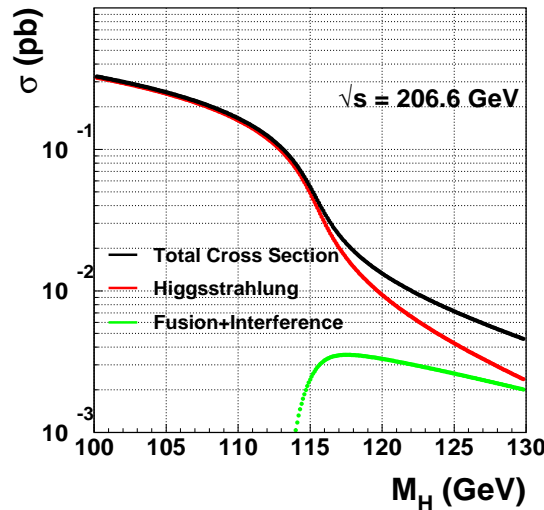


FIG. 2 – Sections efficaces de production du boson de Higgs standard au LEP.

### 2.1.2 Les canaux analysés

Un canal est caractérisé par un état final particulier. Pour un boson de Higgs produit par Higgsstrahlung, l'état final dépend à la fois de la désintégration du boson de Higgs et de la désintégration du boson Z.

#### Modèle standard

Sur la figure 3 sont représentés les rapports de branchement des diverses désintégrations d'un Higgs standard en fonction de sa masse. À  $115 \text{ GeV}/c^2$ , la désintégration en  $b\bar{b}$  domine largement ( $\text{Br}(\text{H} \rightarrow b\bar{b}) \simeq 73 \%$ ), mais on peut noter la montée du canal en deux bosons W pour des masses plus élevées.

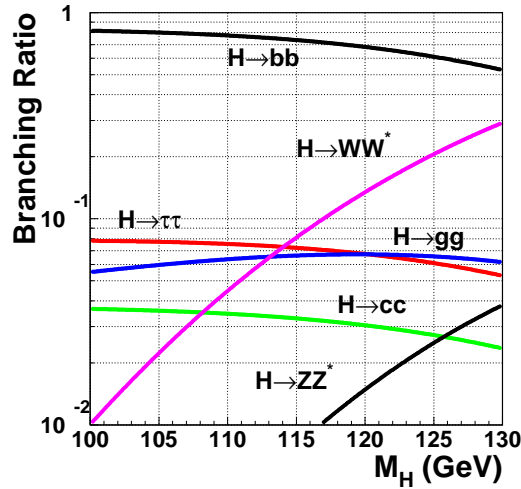


FIG. 3 – Rapports de branchement des désintégrations d'un boson de Higgs standard en fonction de sa masse.

Quant au boson Z, il se désintègre dans 70 % des cas en deux quarks, dans 20 % des cas en neutrinos, dans 7 % des cas en leptons légers (électrons ou muons) et dans 3 % des cas en taus, ce qui correspond en rapports de branchement HZ aux chiffres portés sur la figure 4.

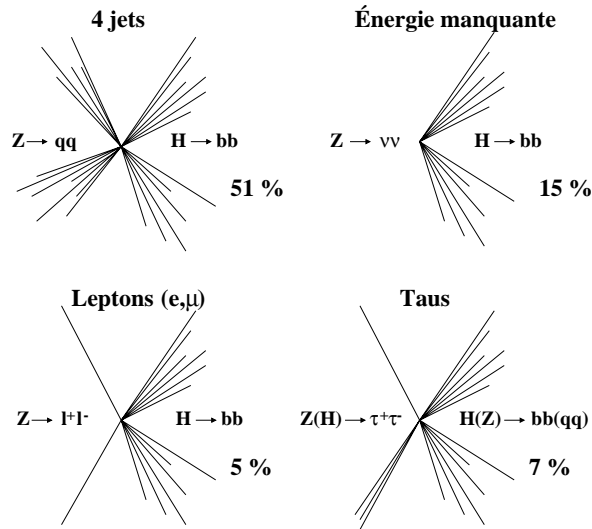


FIG. 4 – Rapports de branchement de l'état final HZ, quand le boson H se désintègre en deux quarks b.

Jusqu'à présent on a utilisé surtout l'état final en deux quarks beaux pour le boson de Higgs et une partie de l'état final en deux taus, on commence seulement à utiliser les 20 % de rapports de branchement encore disponibles (lorsque le boson de Higgs se désintègre en WW, gg, cc, etc).

### Au-delà du modèle standard

D'autres canaux sont analysés dans les expériences LEP, qui concernent un ou plusieurs bosons de Higgs non standards :

MSSM	$e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow 4b$
	$e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow 2b2\tau$
2HDM	$e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow cssc$
	$e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow cs\tau\nu$
	$e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow \tau\nu\tau\nu$
invisible	$e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow 2q \text{ ou } 2l$
fermiophobique	$e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \gamma\gamma Z$
	$e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow 2\gamma 2b$
indépendamment de la saveur	$e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow \text{hadrons} + Z$

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) est le modèle supersymétrique qui implique le moins de particules supplémentaires par rapport au modèle standard. Il contient deux doublets de Higgs donc trois bosons de Higgs neutres (h, H et A) et deux Higgs chargés ( $H^+$  et  $H^-$ ). En cela, il fait partie des modèles à deux doublets de Higgs (2HDM). Mais ces derniers peuvent être supersymétriques ou non. Dans la plupart des cas, dans le MSSM, les Higgs chargés sont trop lourds pour qu'on puisse les chercher, c'est pourquoi on les cherche dans le cadre plus large des 2HDM. C'est dans ce cadre aussi que sont faites les analyses dites invisible, fermiophobique et indépendamment de la saveur. Le Higgs invisible est un boson de Higgs qui se désintégrerait en une particule indétectable, interagissant faiblement. Les Higgs fermiophobiques appartiennent à une catégorie de modèles dont les paramètres sont ajustés de telle sorte que les couplages des Higgs aux fermions sont supprimés. Les analyses indépendantes de la saveur peuvent être faites dans toutes sortes de modèles y compris le modèle standard. Il s'agit alors de chercher un boson de Higgs qui se désintègre en hadrons, sans chercher à connaître la saveur du quark mis en jeu.

### 2.1.3 Les sections efficaces

Avant d'aborder les analyses, il est important d'avoir en tête quelques chiffres concernant les sections efficaces des bruits de fond.

Le bruit de fond dominant est le bruit de fond à 2 fermions ( $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}, ll$ ), la section efficace de ce processus est d'environ 100 pb à LEP200. Le retour radiatif au Z (état final  $Z\gamma$ ) a une section efficace de l'ordre de 10 pb. À haute énergie dans le centre de masse, le fond WW prend de l'importance, avec une section efficace de l'ordre de 20 pb. Le dernier fond important concerne les états finaux ZZ qui comptent pour 1 pb. Or, les sections efficaces des signaux ZH sont très inférieures au pb.

La connaissance des fonds et la manière de les éliminer ou de les maîtriser sont donc cruciales. Les fonds  $q\bar{q}$  et  $Z\gamma$  sont dominants mais faciles sinon à éliminer, du moins à identifier en très

grande partie. Pour le canal avec énergie manquante, les fonds gênants sont  $e\nu W$  et  $eeZ$  et une grande herméticité des détecteurs est fondamentale. Pour les Higgs chargés, le fond irréductible est celui des  $WW$ . Enfin, pour  $m_H$  comparable à  $m_Z$ , les fonds  $ZZ$  sont irréductibles.

#### 2.1.4 Ordres de grandeur et luminosité

La luminosité amassée en 2000, que l'on peut observer en fonction de l'énergie  $E_{cm}$  sur la figure 5 pour l'expérience DELPHI seule, a une structure étrange due au fonctionnement du LEP cette année-là. Le spectre est plus difficile à manipuler mais cet effet est le désavantage obligé si on veut monter en énergie et on voit (après septembre en gris clair) que la luminosité accumulée à  $E_{cm} > 205$  GeV est très importante.

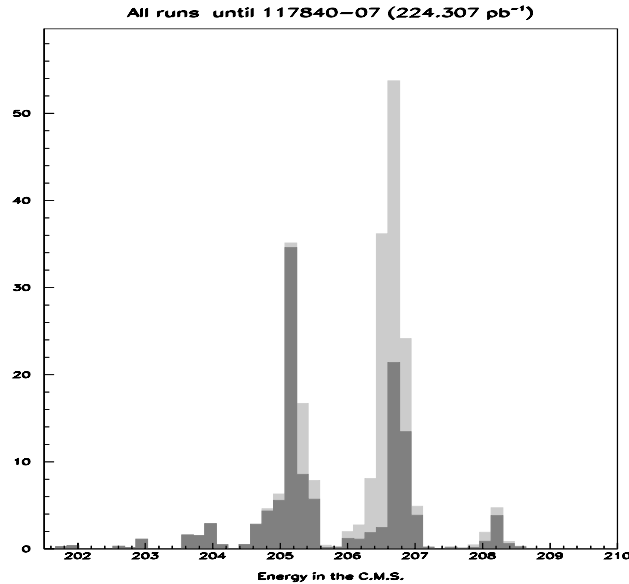


FIG. 5 – Luminosité acquise par l'expérience DELPHI en 2000, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. En gris foncée, la luminosité correspond aux données prises jusqu'en septembre, en gris clair à la période suivante.

Pour les quatre expériences hôtes du LEP, la table 2 donne les luminosités accumulées à haute énergie (supérieure à 189 GeV). On remarquera les exceptionnelles performances à des énergies supérieures à 206 GeV.

pb <sup>-1</sup>	≥ 189 GeV	total 2000	≥ 206 GeV
ALEPH	629	216	130
DELPHI	610	224	142
L3	627	217	139
OPAL	599	210	130
LEP	2465	867	542

TAB. 2 – Luminosités recueillies par les quatre expériences LEP et le total, à toutes les énergies supérieures à 189 GeV, en 2000 et aux énergies supérieures à 206 GeV.

Dans la table 3 est donnée une estimation des nombres d'événements de type bruit de fond qu'on attendait en 2000 par expérience et les nombres d'événements de signal attendus



correspondant pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs standard. Les différences de plusieurs ordres de grandeur donnent une idée du défi que représentent de telles analyses.

canal	nombre d'événements
« 2 fermions »	250000
« 4 fermions »	50000
ZH (105)	320
ZH (110)	170
ZH (115)	52

TAB. 3 – Nombres d'événements attendus en 2000 par expérience dans les deux bruits de fond principaux et en supposant un signal selon trois hypothèses de masse différentes (105, 110 et 115 GeV/ $c^2$ ).

## 2.2 Description des analyses

De prime abord, ce sont des analyses qui ont l'air simples, malgré le fait qu'il s'agit de dénicher une minuscule aiguille dans une énorme botte de foin. Il « suffit » de chercher les événements caractérisés par un Z opposé à un système hadronique beau (ou tauonique).

Pour ce faire, on a besoin de deux outils fondamentaux qui sont :

- les ajustements cinématiques contraints nécessaires pour obtenir une bonne résolution en masse (possibles au LEP, collisionneur  $e^+e^-$ , fournissant une excellente précision sur  $E_{cm}$ ),
- l'étiquetage des quarks b.

Nous allons d'abord nous intéresser à ces deux outils puis nous étudierons les analyses canal par canal, en mettant à jour les difficultés qui leur sont inhérentes.

### 2.2.1 Les outils d'analyse

#### L'ajustement cinématique

Cela consiste à utiliser l'information donnée par la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Différentes méthodes sont utilisées :

- ré-échelonnage de l'énergie des jets mais pas des angles, dans le cas où on estime que les angles sont précisément reconstruits,
- ajustement complet à quatre contraintes, une contrainte sur l'énergie totale, trois contraintes sur l'impulsion totale,
- plus complexe avec une ou plusieurs contraintes supplémentaires (par exemple, exiger que deux masses de recul soient égales, ou bien fixer une des masses), on peut aller jusqu'à huit contraintes.

Un exemple d'ajustement contraint est donné sur la figure 6, dans le cas du canal avec énergie manquante (le boson Z se désintègre en deux neutrinos). Dans ce cas particulier, les contraintes sur l'énergie et l'impulsion ne sont pas utilisables, parce que l'information sur ces valeurs est utilisée pour déterminer le système des neutrinos. La seule contrainte que l'on peut imposer est que la masse invariante de ce système soit égale à  $m_Z$  :  $E^2 - p^2 = m_Z^2$ .

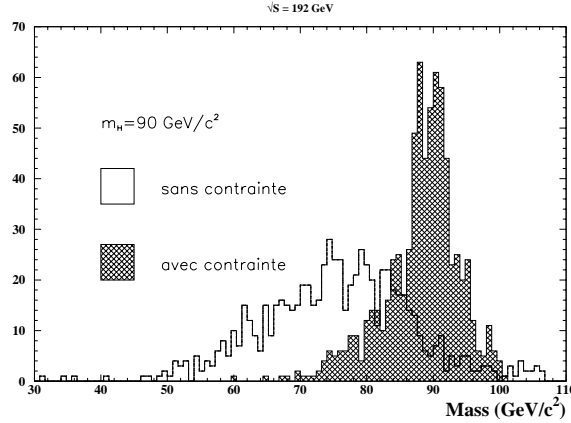


FIG. 6 – Exemple d'ajustement dans le canal  $H\nu\nu$ , *i.e.* avec énergie manquante, le Higgs étant simulé à une masse de  $90 \text{ GeV}/c^2$ . Dans ce cas, une seule contrainte peut être imposée : que la masse du système des neutrinos ( $\sqrt{E^2 - p^2}$ ) soit égale à la masse du boson Z.

Les figures 7 montrent des exemples d'ajustement contraints à quatre (à gauche) et cinq (à droite) contraintes. Il s'agit de signal  $H^+H^-$ , en quatre jets, simulé à  $140 \text{ GeV}$  dans le centre de masse, les masses des bosons  $H^+$  et  $H^-$  valant  $55 \text{ GeV}/c^2$ . L'histogramme de gauche montre la somme des deux masses après ajustement à 4 contraintes et en choisissant la combinaison de deux fois deux jets qui donne la différence de masse entre les deux systèmes de jets la plus petite. C'est sur cette mesure que la précision est la meilleure. Sur la figure de droite, on voit la masse  $M$  donnée par un ajustement à cinq contraintes, la cinquième contrainte étant que les masses des deux bosons reconstruits soient égales (et donc égales à  $M$ ).

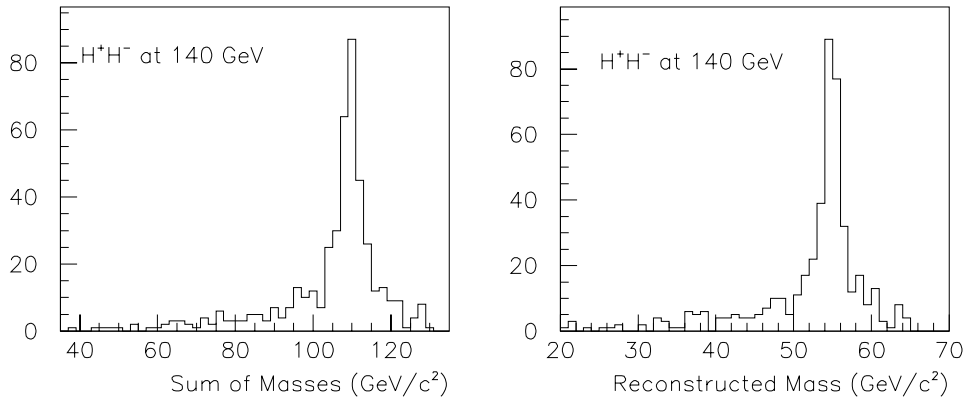


FIG. 7 – Exemples d'ajustements à quatre (à gauche) et cinq (à droite) contraintes dans le canal  $H^+H^-$ . À gauche, la somme des masses des deux bosons de Higgs après ajustement lorsque l'on choisit la combinaison de jets qui donne la différence des masses la plus petite. À droite, masses, imposées égales, des bosons chargés après ajustement.

Comme on le voit sur les figures 6 et 7, ce genre d'outils est absolument indispensable. Mais on constate aussi qu'il n'a rien de miraculeux. Il reste des queues dont on ne peut pas se débarrasser et qu'on doit prendre en compte pour une analyse performante.

### L'étiquetage des b

Le LEP est pionnier dans le domaine de l'étiquetage des b ou « b-tagging », outil absolument incontournable maintenant largement utilisé qui a été rendu possible par les détecteurs de micro-vertex en silicium. Grâce à ces détecteurs de traces très précis proches de la zone d'interaction, on peut reconstruire les vertex secondaires issus des mésons beaux dont la durée de vie implique qu'ils se désintègrent au bout de quelques millimètres aux énergies considérées. Leurs produits de désintégration ont des paramètres d'impact par rapport au point d'interaction caractéristiques et des impulsions transverses grandes. En ajustant et prolongeant les traces reconstruites dans les détecteurs de traces et de vertex, on arrive à reconstruire des vertex secondaires dans le tube à vide, comme on le voit sur un événement  $ee \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  de DELPHI dont la zone d'interaction est montrée sur la figure 8.

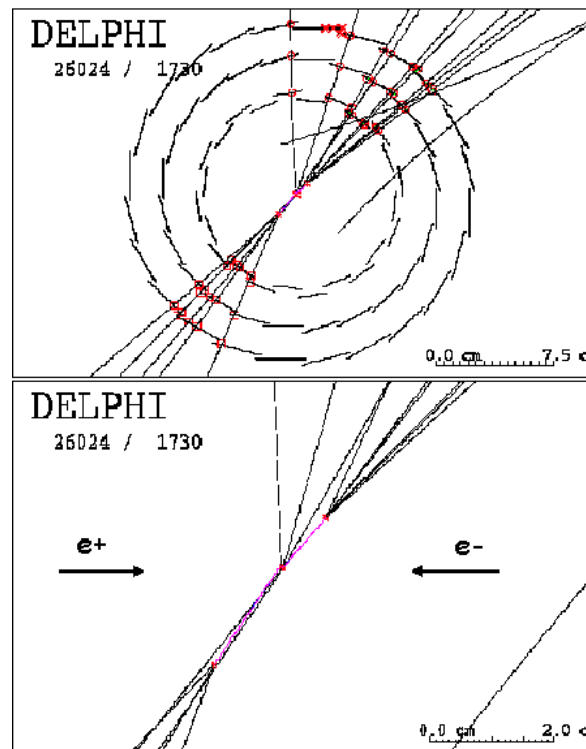


FIG. 8 – Zoom sur la zone d'interaction des faisceaux pour un événement  $ee \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  enregistré par DELPHI. On distingue assez bien les deux vertex secondaires sur la figure du bas. La taille du point d'interaction des faisceaux est de  $120 \times 10 \mu\text{m}$ . Les résolutions sont de  $20 \times 10 \mu\text{m}$  sur le vertex primaire,  $28 \mu\text{m}$  sur le paramètre d'impact en  $R\phi$  et  $35 \mu\text{m}$  sur le paramètre d'impact en  $z$ .

Pour reconnaître un vertex de désintégration de b, on utilise les paramètres d'impact par rapport au vertex primaire, les masses aux vertex secondaires, les distances du vertex primaire aux secondaires, on peut aussi utiliser l'identification des leptons et la rapidité des traces issues des vertex secondaires. On rassemble l'information contenue dans toutes ces variables grâce à

un réseau de neurones (ALEPH) ou un rapport de vraisemblances (DELPHI et OPAL). La variable obtenue est une variable continue (ce qui la rend très agréable à utiliser), qui dit si un jet, un groupe de jets ou tout autre objet est plutôt issu d'un b ou pas. L'exemple du rapport de vraisemblances de « b-tagging » d'OPAL est montré sur la figure 9.

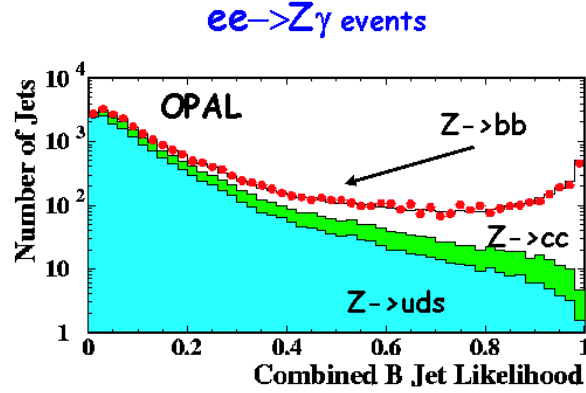


FIG. 9 – Pour OPAL, variable combinée distinguant les jets ou événements venant d'un quark b de ceux venant des autres types de quarks, pour des événements  $ee \rightarrow Z\gamma$ . La distribution est piquée à 1 pour les événements  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et à 0 pour les autres.

Les résultats sont absolument excellents, comme on peut le voir sur la figure 10, qui montre le taux de rejet des différents bruits de fond en fonction de l'efficacité au signal HZ de la variable de « b-tagging » pour les analyses de DELPHI à  $E_{cm} = 204$  GeV et  $m_H = 110$  GeV/c<sup>2</sup>. Par exemple, si on veut garder 80 % du signal, cette variable permet de rejeter plus de 80 % du fond.

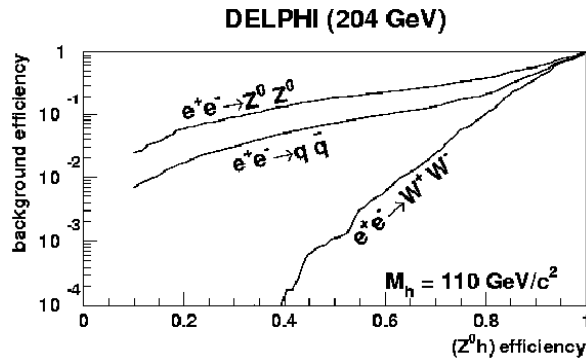


FIG. 10 – Efficacité pour le bruit de fond en fonction de l'efficacité pour un signal à 110 GeV/c<sup>2</sup>, de la variable de « b-tagging » de DELPHI à  $E_{cm} = 204$  GeV.

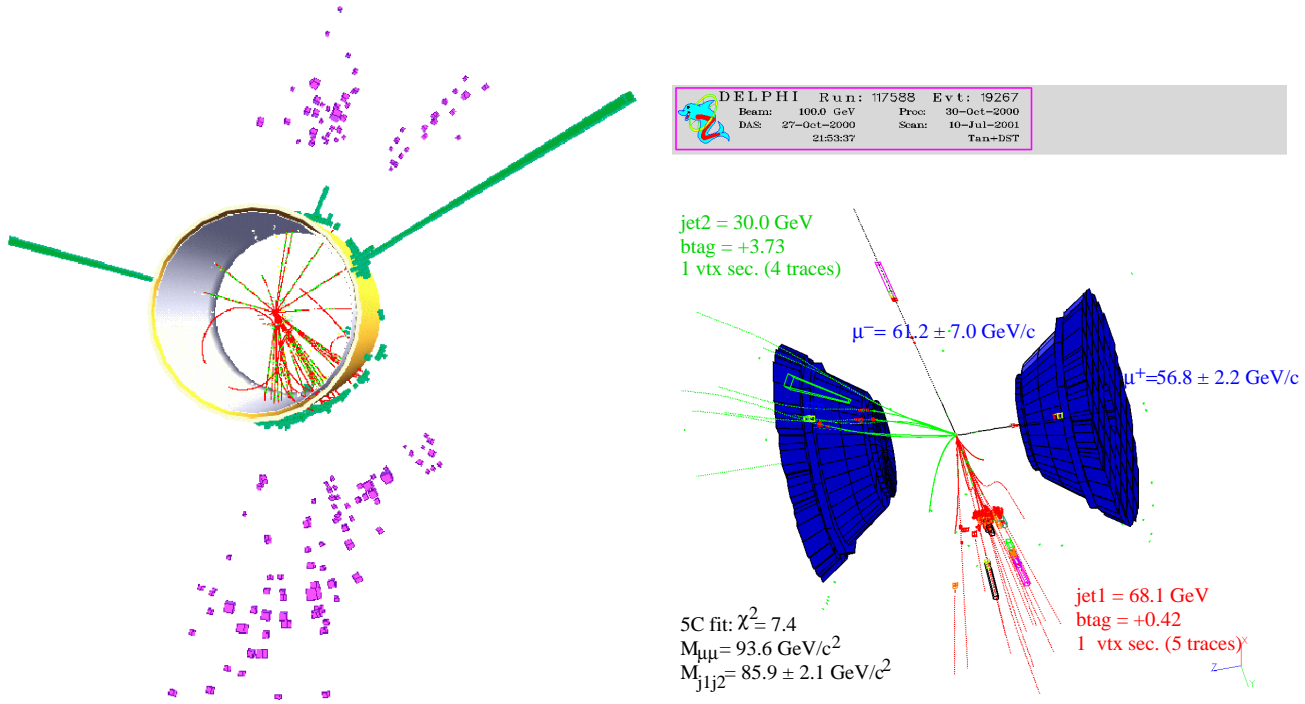
Munis de ces deux indispensables outils, utilisés dans toutes les analyses, nous allons étudier de plus près chaque canal.

## 2.2.2 Canal deux jets, deux leptons

Ces candidats sont « en or » grâce à la paire de leptons à la masse du Z qui les rend facilement identifiables. De plus, le fond dominant est le fond  $ZZ \rightarrow llqq$ , mais il « suffit » de demander que la masse hadronique soit différente de la masse du Z pour réduire considérablement le fond.

Le rapport de branchement de 3 % par saveur est son grand désavantage.

Sur la figure 11(a), on a un exemple d'un candidat de L3 Hee à  $E_{cm} = 205.4$  GeV. On a  $M_{ee} = 89$  GeV/ $c^2$  et  $M_{qq} = 105.5$  GeV/ $c^2$ . On distingue parfaitement les deux électrons et les deux jets. La figure 11(b) montre un candidat de DELPHI dans le canal  $H\mu\mu$ . La masse invariante du système des muons est de 93.6 GeV/ $c^2$  et celle des deux jets est de 85.9 GeV/ $c^2$  et les deux jets ont des valeurs assez élevées de variable de « b-tagging ».



(a) Événement candidat de L3 pour le canal Hee à 205.4 GeV.

(b) Événement candidat de DELPHI pour le canal  $H\mu\mu$ .

FIG. 11 – Événements candidats de L3 (à gauche) et DELPHI (à droite) dans le canal deux jets deux leptons.

Ce sont les événements les plus faciles à voir et pourtant cette analyse n'est pas exempte de problèmes.

Le principal problème est dû aux photons émis dans l'état final. Sur la figure 12, on voit un événement  $q\bar{q}\mu^+\mu^-$  de DELPHI. On distingue deux jets, deux muons et un photon de haute énergie. Si on inclut le photon dans le jet le plus proche, alors la masse de l'ensemble des deux jets est élevée et l'événement correspond parfaitement à un candidat HZ. En revanche, si le photon est considéré comme ayant été émis par le muon dont il est très proche, alors, les masses reconstruites font de cet événement un très beau ZZ. Rien ne permet de dire quelle solution est la bonne. Le seul jugement, et il est subjectif, est que l'on sait que la section efficace ZZ est plus élevée d'environ un ordre de grandeur que la section efficace HZ, mais choisir la solution ZZ représente un biais humain.

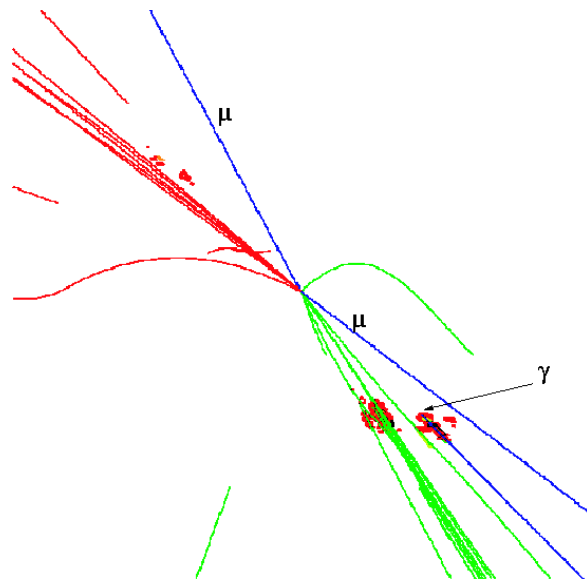


FIG. 12 – Événement deux jets deux muons de DELPHI. On voit bien les deux jets, les deux muons sont indiqués, ainsi qu’un photon, dont l’association avec le jet (respectivement le muon) donne un événement très semblable à du signal (respectivement à un événement ZZ).

### 2.2.3 Canal avec énergie manquante

Les événements candidats sont caractérisés par deux jets étiquetés b et une masse manquante égale à  $m_Z$ . Cette analyse n’est pas aussi facile qu’il y paraît. En effet, l’estimation de la masse manquante est acceptable pour le Higgsstrahlung, mais pour le diagramme de fusion, la résolution est mauvaise. D’autre part, certains fonds sont très dangereux à haute masse comme le double retour radiatif au Z (figure 13). Il est vraiment nécessaire de bien maîtriser les fonds.

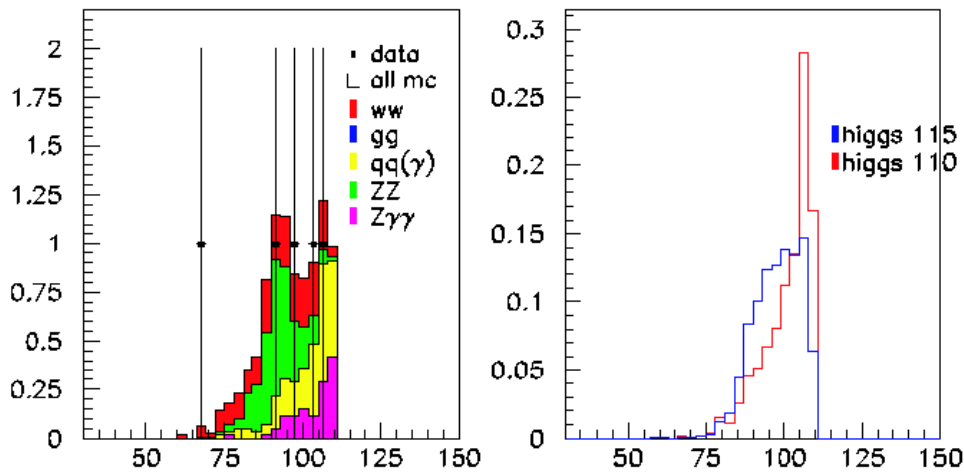
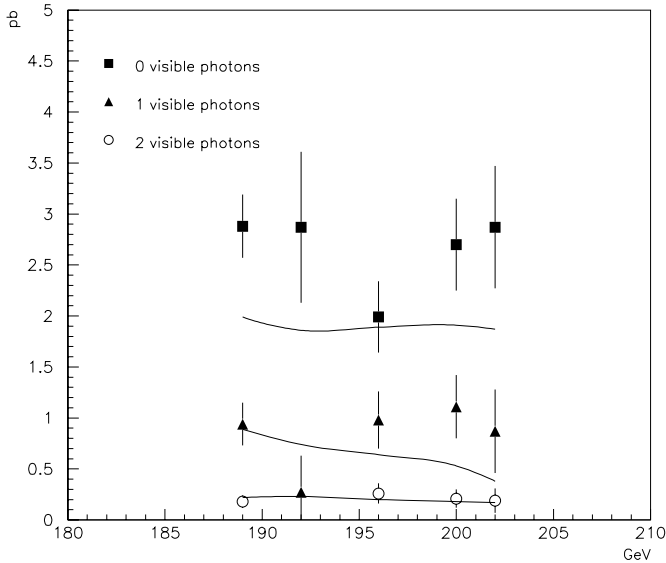


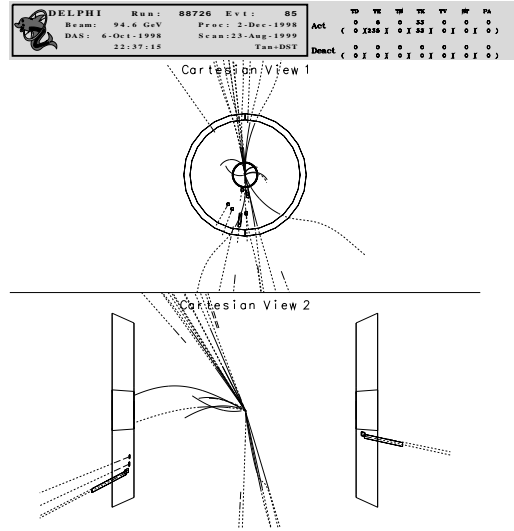
FIG. 13 – Masse du système des deux jets de particules dans le canal  $H\nu\nu$  à  $E_{cm} = 202$  GeV. À gauche les données (les points) sont superposées à l’ensemble des différents fonds simulés. À droite, la même variable pour deux signaux simulés respectivement à  $115$  GeV/ $c^2$  et  $110$  GeV/ $c^2$ .

Le double retour radiatif (symétrique) correspond aux états finals constitués de deux photons émis dos à dos et d’un Z au repos. ALEPH et DELPHI ont étudié cet état final. Sur la

figure 14(a) sont portées les sections efficaces en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse des événements avec double retour radiatif au Z selon (de bas en haut) que deux photons sont détectés, qu'un photon sur les deux est détecté ou qu'aucun des deux photons n'est visible. Ces derniers événements constituent le fond dangereux pour le canal  $H\nu\nu$ . Un de ces événements avec les deux photons détectés, enregistré par DELPHI, est montré sur la figure 14(b).



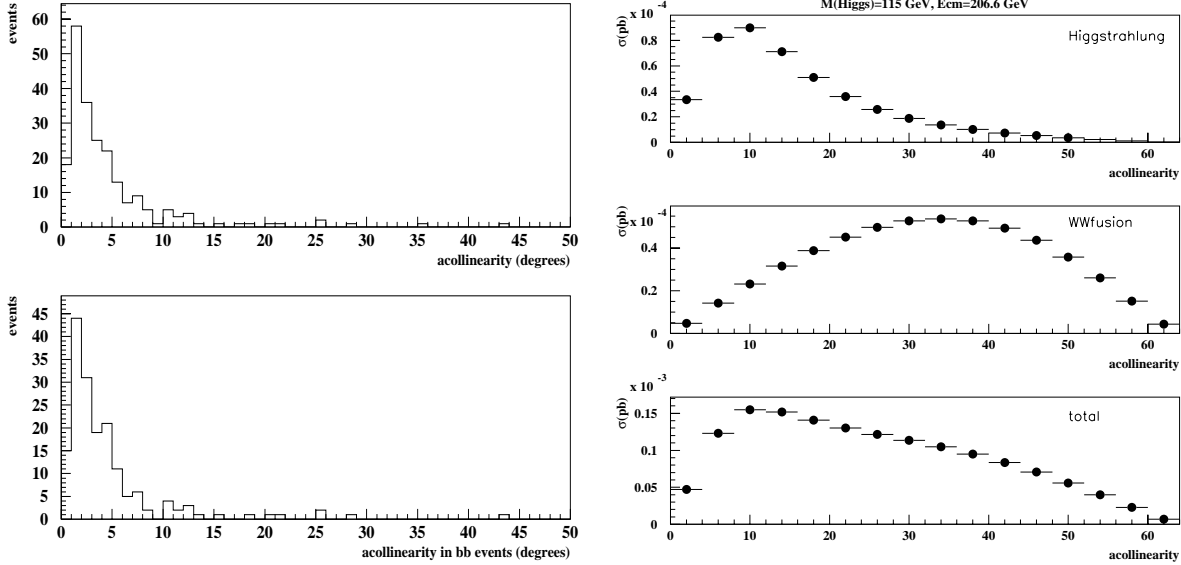
(a) Section efficace (en pb) en fonction de l'énergie dans le centre de masse du double retour radiatif au Z. Comparaison données et simulation avec de haut en bas 0 photon visible, 1 photon visible, 2 photons visibles.



(b) Événement de Delphi à 189 GeV. Les énergie des photons (sur les côtés de l'image du bas, détectés dans le FEMC) sont de 56 et 36.8 GeV, et la masse du di-jet est de  $92.4 \text{ GeV}/c^2$ .

FIG. 14 – Double retour radiatif au Z étudié par DELPHI.

Une autre difficulté inhérente au canal avec énergie manquante vient des événements  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}$  dans lesquels les jets sont colinéaires et avec une grande fraction de l'énergie emportée par des neutrinos. De tels événements peuvent imiter un signal à grande masse. Sur la figure 15(a), on voit, en haut, l'acolinéarité d'événements  $q\bar{q}$  simulés à 206 GeV, pour lesquels des neutrinos emportent plus de 60 GeV. On voit que l'acolinéarité est faible. Bien plus, sur l'histogramme du bas, la même quantité est représentée en exigeant de plus que les quarks soient des quarks beaux. On voit donc que la majorité de ces événements très colinéaires et dans lesquels une grande part de l'énergie est invisible vient de quarks beaux. On a donc des événements de fond colinéaires avec deux jets présentant des valeurs de « b-tagging » élevées qui ressemblent donc fortement à du signal. Preuve en est la figure 15(b) qui montre l'acolinéarité des jets pour le signal. L'histogramme du haut montre la variable dans le processus de Higgsstrahlung, ensuite vient la distribution de l'acolinéarité pour des événements de signal où le Higgs est produit par fusion, en bas on a le total (interférence comprise). On attend avant coupure 10 événements de fond de cette catégorie pour l'année 2000, ce qui n'est pas négligeable, il est nécessaire de bien les comprendre et soit faire une coupure sur l'acolinéarité, soit les garder, en étant sûr de l'estimation de ce fond.



(a) Simulation 2 fermions à 206 GeV : acollinéarité des événements tels que 60 GeV d'énergie au moins est emportée par des neutrinos, en haut pour tous les  $q\bar{q}$ , en bas pour les  $b\bar{b}$ . Dans chaque cas les événements sont générés tels que l'énergie du di-jet est supérieure à 200 GeV.

(b) Simulation d'un signal à 206 GeV et  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$  : acollinéarité des quarks beaux issus du boson de Higgs, en haut pour le processus de Higgsstrahlung, au milieu pour le processus de fusion, en bas pour le total des deux.

FIG. 15 – Acollinéarité des événements simulés de fond deux fermions (à gauche) et de signal avec  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ , à  $E_{cm} = 206 \text{ GeV}$ .

## 2.2.4 Canal quatre jets

Il s'agit de reconstruire quatre jets de particules, deux venant de la désintégration d'un  $Z$ , deux venant de la désintégration d'un boson de Higgs, donc bien caractéristiques de quarks beaux. Ce canal est le plus prometteur compte tenu de son rapport de branchement mais les difficultés sont très nombreuses. En effet, un jet mal reconstruit risque d'entraîner un mauvais « pairing », ou combinaison de jets, donc une mauvaise reconstruction des masses. Cela induit une perte d'efficacité sur le signal, et donc l'augmentation du niveau de bruit de fond à efficacité donnée.

Une première difficulté technique vient de la variable « nombre de jets dans l'événement ». Elle est évidemment indispensable mais n'est pas facile à manipuler car elle est discrète alors que la physique est continue.

La deuxième difficulté tient à la manière de reconstruire les jets. En effet, plusieurs algorithmes de « clustering » des traces sont disponibles et ils peuvent donner des résultats très différents. Prenons comme exemple les algorithmes JADE et DURHAM, et faisons l'exercice de reconstruire les masses des jets dans une analyse à quatre jets  $H^+H^-$  à  $E_{cm} = 133 \text{ GeV}$ . On peut regarder la différence des masses données par les deux algorithmes, après ajustement cinématique à 5 contraintes,  $\Delta m = m_{\text{JADE}} - m_{\text{DURHAM}}$ . La proportion d'événements pour lesquels les différences de masse sont inférieures à  $2 \text{ GeV}/c^2$  n'est pas énorme. On trouve 69 %



(527/767) pour le fond QCD, 69 % (51/74) pour les données et 80 % (681/848) pour le signal  $H^+H^-$ . Or aucune indication ne nous permet de choisir entre l'un ou l'autre des algorithmes. De plus, dans le canal quatre jets, on force souvent les algorithmes à trouver quatre jets. Se pose alors le problème des événements avec gluons « durs », les vrais cinq jets.

L'utilisation des ajustements contraints ne va pas sans poser des problèmes. Un premier point délicat survient dans le cas très précis où la masse du boson de Higgs testée est  $70 \text{ GeV}/c^2$  environ. En effet, le bruit de fond principal étant celui venant des événements WW, on peut essayer de le caractériser par un ajustement à 5 contraintes requérant des masses égales pour les deux di-jets. Or, dans le cas de  $m_H = 70 \text{ GeV}/c^2$ , les résultats des ajustements sont quasiment identiques pour ce fond et le signal HZ, comme on peut le voir sur la figure 16 qui donne à gauche les masses après ajustements, à droite les  $\chi^2$  des ajustements pour (en haut) le fond WW et (en bas) le signal. L'ajustement trouve bien la bonne combinaison HZ mais il force les masses égales vers  $80 \text{ GeV}/c^2$ .

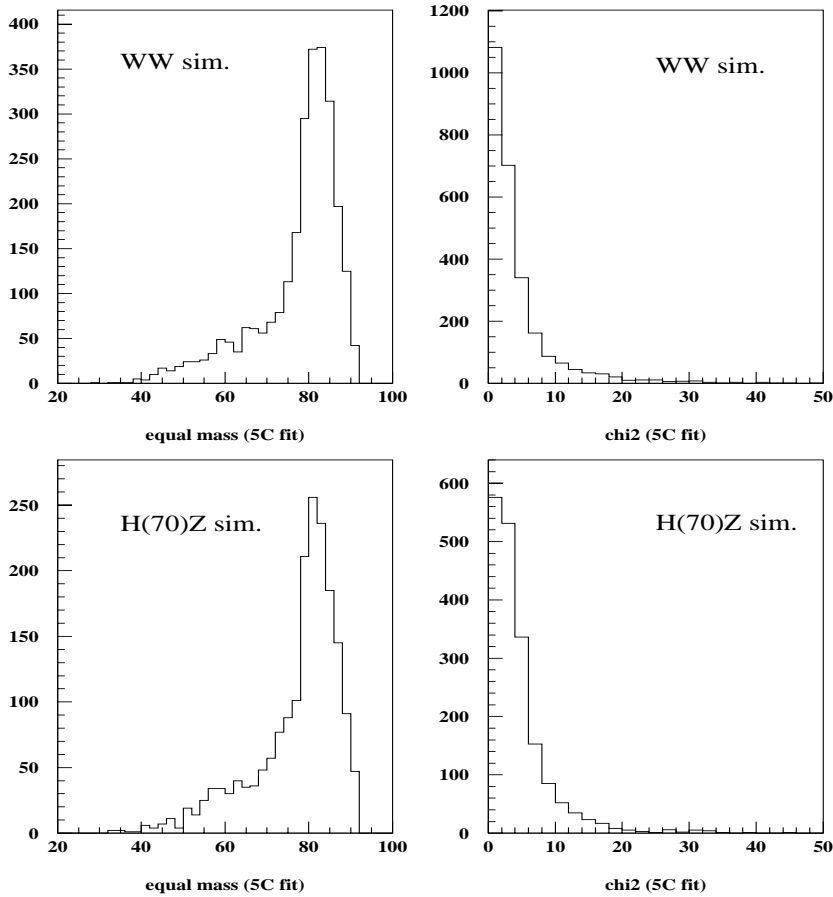


FIG. 16 – Résultat d'un ajustement à 5 contraintes, demandant que les masses des di-jets soient égales dans le cas d'une caractérisation du fond WW. Ici, la simulation est faite à  $E_{cm} = 183 \text{ GeV}$ . En haut pour le fond WW, en bas pour le signal HZ, masses après ajustement à gauche et  $\chi^2$  de l'ajustement à droite. Pour le signal,  $m_H = 70 \text{ GeV}/c^2$ .

Les ajustements cinématiques contraints présentent un autre danger à haute masse : la « surcontrainte ». Prenons par exemple le cas d'une simulation HZ à  $E_{cm} = 200 \text{ GeV}$  avec  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ . L'espace des phases accessible au Z est réduit et correspond à une énergie

de 85 GeV. La simulation n'utilise donc que la moitié de la Breit-Wigner du Z accessible, comme on peut le voir sur la figure 17. Dans ce cas, fixer dans l'ajustement contraint une des deux masses à  $m_Z$  est erroné car on sous-estime alors la masse de recul.

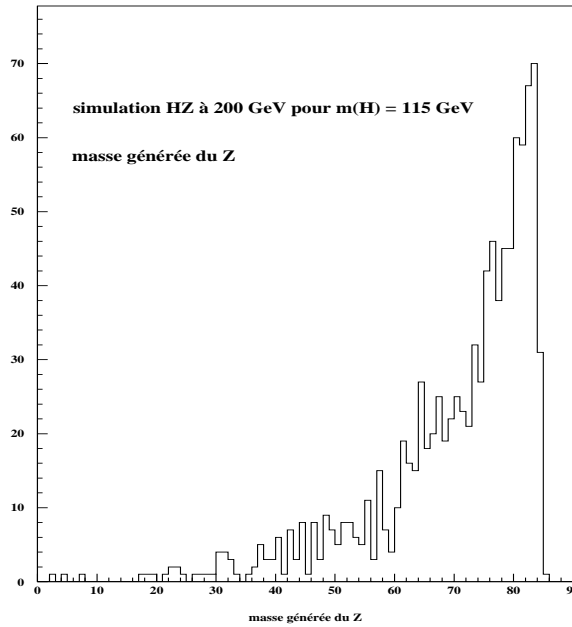


FIG. 17 – Masse générée du Z dans une simulation HZ à  $E_{cm} = 200$  GeV avec  $m_H = 115$  GeV/ $c^2$ .

Mais le problème fondamental reste celui de la combinaison des quatre jets ou « pairing ». Il s'agit de trouver les bonnes combinaisons de deux jets, c'est-à-dire de combiner les quatre jets de façon à trouver le di-jet venant du Z et celui venant du H. Avec quatre jets cela représente six combinaisons possibles (vingt pour cinq jets). Diverses méthodes sont utilisées :

- Les quatre expériences utilisent un ajustement contraint en demandant qu'une masse soit compatible avec  $m_Z$ .
- DELPHI et OPAL demandent en plus que le système qui recule devant le Z soit bien étiqueté comme venant de b.
- Une autre technique utilisée par les quatre expériences est de choisir la combinaison qui donne le meilleur ajustement sous les hypothèses WW, ZZ ou HZ (on a vu le danger à  $m_H = 70$  GeV/ $c^2$ ).
- ALEPH a essayé une méthode plus raffinée qui prend en compte le spin du boson scalaire H, qui est donné par l'angle des deux jets issus du H. Sur la figure 18, on voit la masse reconstruite du boson de Higgs pour un signal simulé à  $E_{cm} = 189$  GeV et  $m_H = 95$  GeV/ $c^2$  sans utiliser l'information en angle (en pointillé) et en l'utilisant (en trait plein). ALEPH gagne 500 MeV/ $c^2$  en masses accessibles grâce à cette méthode. Pour information, DELPHI a essayé cette technique mais ne gagne que 50 MeV/ $c^2$ . Cela est probablement dû au fait que la contrainte du spin du boson est déjà partiellement prise en compte dans la variable de « b-tagging » utilisée.

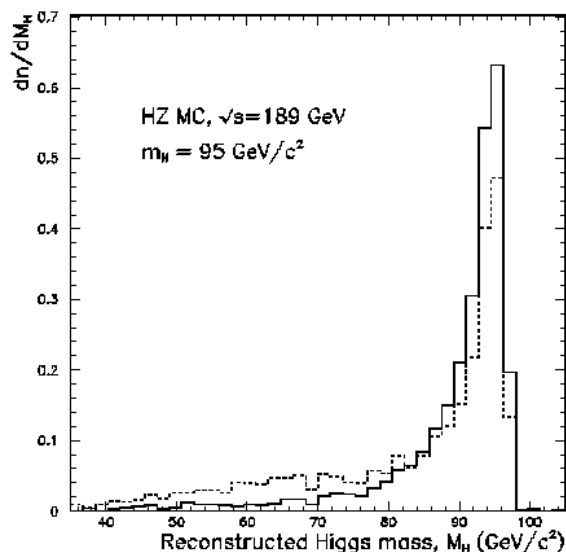


FIG. 18 – Masse reconstruite du boson de Higgs pour un signal simulé à  $E_{cm} = 189$  GeV et  $m_H = 95$  GeV/ $c^2$  sans l'information en spin (en pointillé) et avec (en trait plein), pour l'expérience ALEPH.

Quelque soit la méthode utilisée, le « pairing » comporte une ambiguïté intrinsèque, comme on peut le voir sur l'exemple de l'événement de DELPHI, figure 19. Il y a trois combinaisons possibles des quatre jets deux à deux, qui donnent les paires de masses suivantes : (117,87) GeV/ $c^2$  soit un boson Z et une particule lourde, (72,72) GeV/ $c^2$  soient deux particules de même masse, ou (82,79) GeV/ $c^2$  soit une paire  $W^+W^-$ .

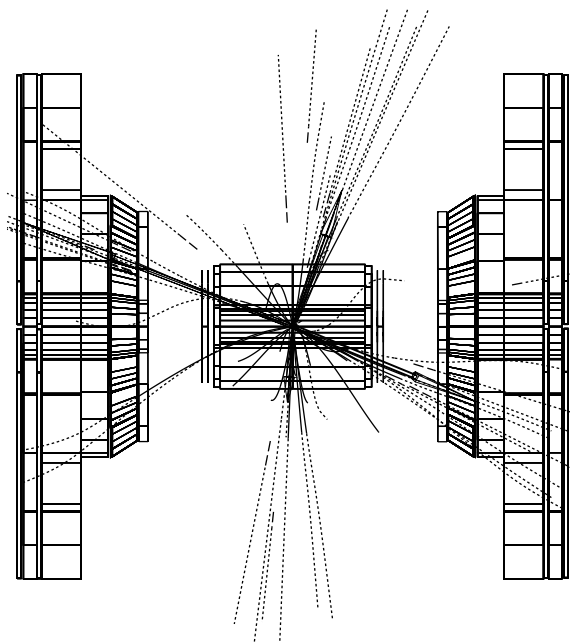


FIG. 19 – Événement à quatre jets de DELPHI. On ne sait pas quelle combinaison choisir parmi les trois possibles donnant les trois groupes de masses suivants : (117,87) GeV/ $c^2$ , (72,72) GeV/ $c^2$ , ou (82,79) GeV/ $c^2$ . Aucun jet n'a les caractéristiques d'un jet issu d'un quark beau.

On ne peut rien dire sur le candidat (on peut inférer la combinaison préférée à partir des sections efficaces, sans réelle justification). Une méthode serait de garder toutes les combinaisons en les affectant d'un poids lié à leur pertinence.

### 2.3 Quelques beaux événements

Afin de visualiser les différents canaux, vont suivre quelques beaux événements candidats HZ.

Nous allons commencer par le meilleur candidat, un événement à quatre jets d'ALEPH, dont une image reconstruite est montrée sur la figure 20. L'étiquetage en b des jets est réparti comme attendu avec un di-jet à 0.996 (la variable d'étiquetage b d'ALEPH est la sortie d'un réseau de neurones comprises entre 0 vers le fond et 1 pour le signal) et un di-jet pas étiqueté b du tout. L'ajustement cinématique donne une masse  $m_H$  de 112  $\text{GeV}/c^2$  sans contrainte sur la masse du Z et une masse  $m_H$  de  $114 \pm 3 \text{ GeV}/c^2$  lorsqu'on force la masse du Z. Si l'on essaye sur cet événement de forcer l'ajustement dans une hypothèse ZZ (ce n'est plus le même « pairing », il y a un jet étiqueté b dans chaque di-jet choisi), le résultat de l'ajustement n'est pas bon du tout (une des masses est trouvée à 102  $\text{GeV}/c^2$  et l'autre à 91.7  $\text{GeV}/c^2$ ).

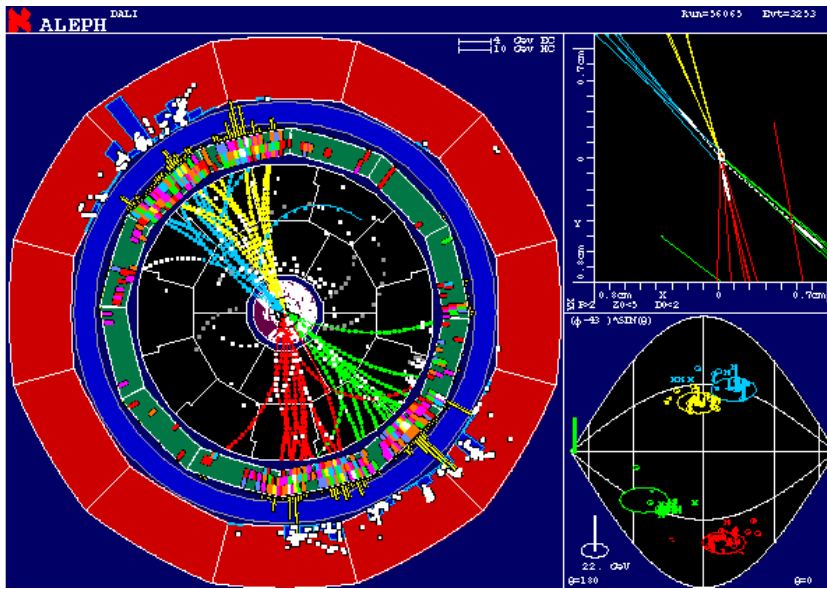


FIG. 20 – Meilleur candidat  $q\bar{q}b\bar{b}$  d'ALEPH. On voit les quatre jets reconstruits dans le plan transverse par rapport à la ligne de faisceau.

Le deuxième événement de plus fort poids est aussi un événement du canal 4 jets enregistré par ALEPH. Il est présenté sur la figure 21. Tous les jets sont étiquetés b, la masse du boson de Higgs reconstruite est de 112.8  $\text{GeV}/c^2$ . Cet événement souffre cependant d'une mauvaise reconstruction du flux d'énergie : l'énergie visible reconstruite est de 252 GeV alors que l'énergie disponible était de 206.7 GeV, et donc l'ajustement cinématique de l'événement est très mauvais. Lorsqu'on regarde ce candidat de plus près, on trouve un dépôt de 22 GeV isolé dans le calorimètre vers l'avant. Il faut calculer les masses avec et sans ce dépôt, en faisant éventuellement l'hypothèse que ce dépôt d'énergie vient du faisceau.

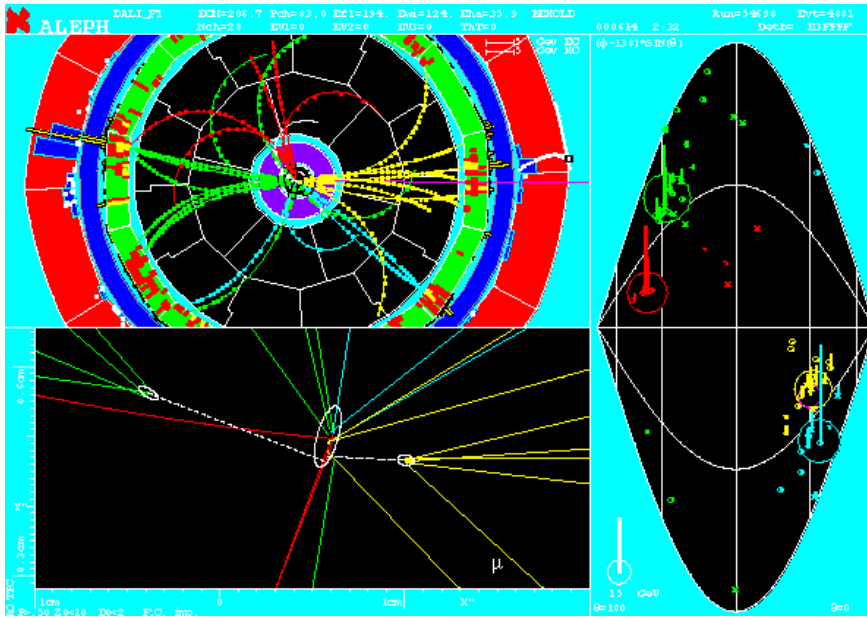


FIG. 21 – Deuxième événement candidat à quatre jets d’ALEPH.

L’événement qui suit est le candidat  $H\nu\nu$  de plus grand poids. Il a été enregistré par L3 et est présenté sur la figure 22. Les deux vertex secondaires sont bien isolés du primaire comme on peut le voir sur l’agrandissement de la zone de vertex à droite. Les deux jets sont très colinéaires (colinéarité d’environ 3 degrés). Avec la nouvelle analyse et le nouveau traitement des données, la masse du boson de Higgs est trouvée à  $115 \text{ GeV}/c^2$  (et non plus  $114.4 \text{ GeV}/c^2$  comme indiqué sur la figure).

### most significant $H\nu\nu$ candidate

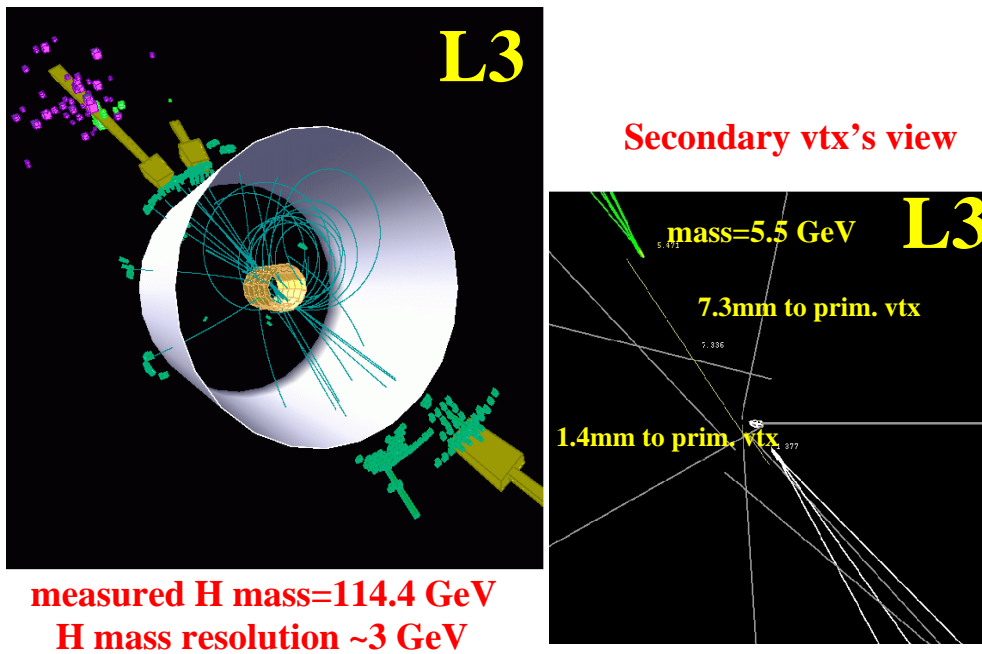


FIG. 22 – Meilleur candidat dans le canal avec énergie manquante enregistré par L3.

Nous allons terminer notre tour d’horizon par deux événements à quatre jets enregistrés par DELPHI. Le premier, présenté sur la figure 23, a été enregistré à une énergie  $E_{cm} = 206.6$  GeV. Il était, jusqu’au 5 septembre 2000, compatible avec un événement WW mais présentait un étiquetage global en b relativement haut. On trouvait alors  $m_H = 114.3$  GeV/ $c^2$ . Cependant, il posait problème dans la mesure où l’hypothèse HZ nécessitait un ré-échelonnage des énergies des jets assez grand et le résultat de l’ajustement cinématique n’était pas très bon. Avec le nouveau traitement des données, le seul argument en sa faveur, à savoir l’étiquetage en b a disparu et cet événement est maintenant considéré comme un événement de bruit de fond WW.

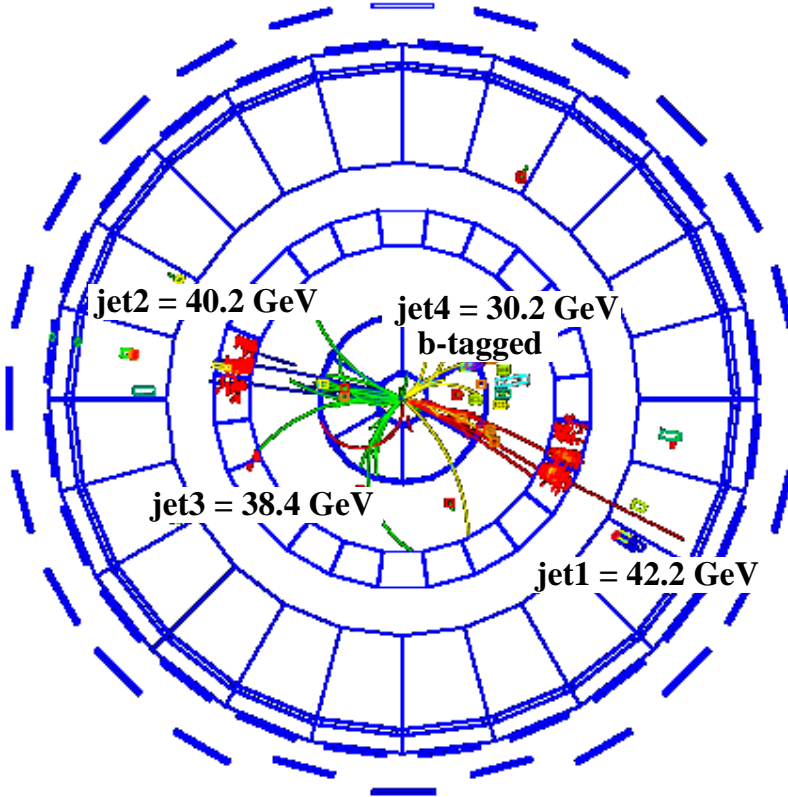


FIG. 23 – Candidat  $q\bar{q}b\bar{b}$  de DELPHI reconstruit dans le plan transverse à la ligne de faisceau. La variable globale d’étiquetage des b est faible et cet événement est compatible avec un événement WW.

L’événement à quatre jets montré sur la figure 24 est un bon exemple de l’ambiguïté du « pairing ». Comme on peut le voir sur la figure, deux combinaisons possibles sont  $(m_{j_1j_2}, m_{j_3j_4}) = (97.4, m_Z)$  GeV/ $c^2$  et  $(m_{j_1j_2}, m_{j_3j_4}) = (m_Z, 113.4)$  GeV/ $c^2$ . La première paire de masses est celle qui est retenue si le critère de choix est le meilleur étiquetage de b, la deuxième solution est celle retenue si le critère de choix est le meilleur ajustement cinématique. L’algorithme de « pairing » choisit la combinaison qui donne le meilleur étiquetage de b, à savoir  $(+7.26, -0.16)$  contre  $(+1.43, +5.67)$ , qui correspond à la plus basse masse pour  $m_H$ . On aurait bien aimé que l’algorithme choisisse l’autre combinaison qui donne un boson de Higgs à haute masse mais la procédure ne garde qu’une seule combinaison.

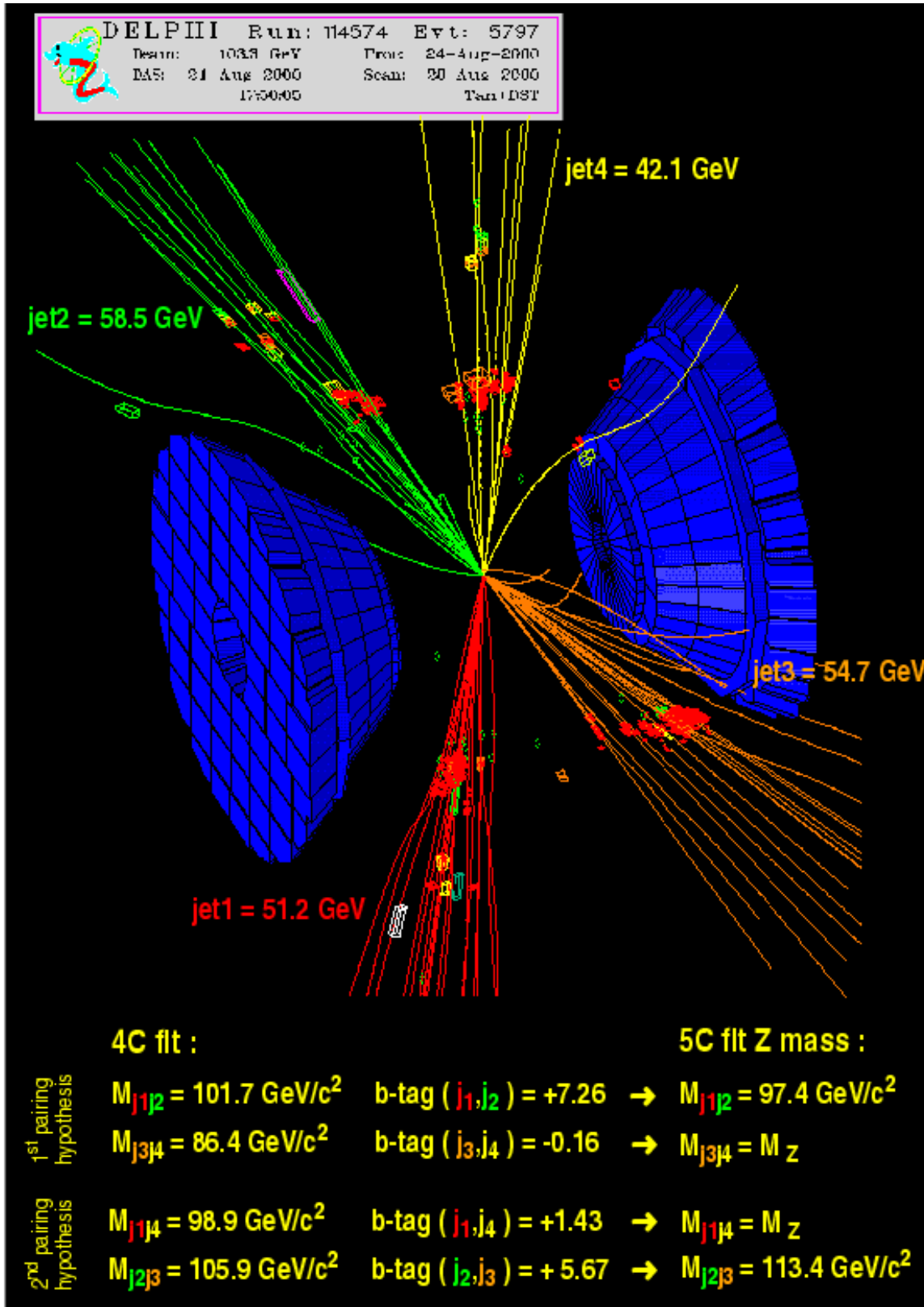


FIG. 24 – Candidat  $q\bar{q}b\bar{b}$  de DELPHI à  $E_{cm} = 206.5 \text{ GeV}$ . Les masses possibles pour  $m_H$  sont  $97.4 \text{ GeV}/c^2$  (si le critère de choix est le meilleur étiquetage de b), ou  $113.4 \text{ GeV}/c^2$  (si le critère de choix est le meilleur ajustement cinématique).

## 2.4 Les résultats bruts : la distribution de masse

À partir des résultats des analyses que nous venons de présenter, on peut combiner les événements venant de tous les canaux et des quatre expériences dans la distribution en masse après la dernière (ou une des dernières) coupure(s). Cette distribution n'est ni facile à obtenir ni facile à interpréter parce que les événements viennent de différents canaux et ont été sélectionnés par des méthodes différentes. Sur la figure 25, la distribution en masse du boson de Higgs reconstruite est montrée après trois niveaux de sélection différents : une coupure peu sévère, dite « LEP loose », une coupure un peu plus stricte, dite « LEP medium », et une coupure sévère, dite « LEP tight ». Les points indiquent les données, l'histogramme en gris clair montre la distribution pour le bruit de fond et l'histogramme en gris foncé montre un signal simulé à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ .

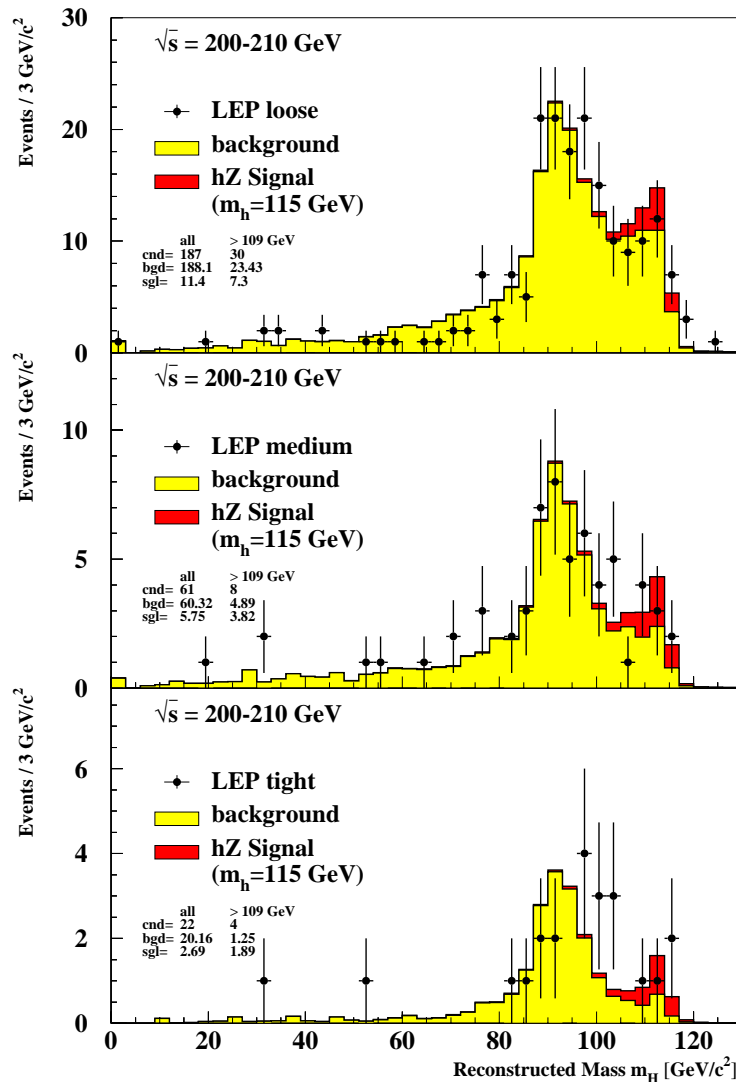


FIG. 25 – Distribution de  $m_H$  pour tous les canaux et des quatre expériences après trois niveaux de coupure différents, du plus tolérant au plus sévère de haut en bas.

Nous allons maintenant nous intéresser aux outils et méthodes statistiques qui vont nous permettre en dernier lieu d'interpréter ces résultats.



## 3 Un peu de statistique

Les outils statistiques sont indispensables pour mener à bien de façon rigoureuse les analyses de physique. En particulier quand il s'agit de chercher un signal infime dans un lot de données énorme. Nous allons procéder de façon pédagogique en commençant par un exemple simple sans lien apparent avec la recherche du ou des bosons de Higgs. Ensuite, nous appliquerons les idées développées dans cet exemple historique à un exemple simple lié à la physique. Nous définirons alors les outils statistiques utilisés par les physiciens avant de passer à l'application à un canal de recherche du Higgs. Nous verrons comment on peut combiner les différentes analyses et gagner ainsi en sensibilité, pour arriver aux résultats fournis par le LEP Higgs Working Group (HWG).

### 3.1 Les tests d'hypothèse

#### 3.1.1 Un exemple historique

Nous allons introduire les tests d'hypothèse avec un exemple que l'on doit à Sir Ronald Fisher (1890-1962) : le goûteur de thé.

*Une personne prétend qu'en goûtant une tasse de thé, elle peut reconnaître si le lait y a été versé en premier. On lui présente huit tasses et on lui demande de désigner les quatre où le lait a été versé d'abord. La personne détecte correctement trois des quatre tasses. Oui ou non, la personne possède-t-elle le don qu'elle proclame ?* Pour pouvoir répondre le mieux possible à cette question il faut construire une procédure de décision, de façon à ce qu'elle conduise à une réponse fautive avec une probabilité faible. Il s'agit de minimiser le risque d'erreur.

Que savons-nous du problème ? Le candidat a les huit tasses devant lui. Il en choisit quatre. Il a donc  $C_8^4 = 70$  façons de choisir quatre tasses. Parmi ces soixante-dix possibilités, une seule correspond aux quatre bonnes tasses. Un individu sans don particulier a :

- 1 chance sur 70 de donner le bon choix,
- 16 chances sur 70 ( $4 \times 4$ ) d'en donner 3 bonnes,
- 36 chances sur 70 ( $6 \times 6$ ) d'en donner 2, etc...

Jusque là il s'agit de dénombrements, la statistique n'est pas encore intervenue. Mais, on a tout en main pour fabriquer une procédure de décision.

#### Choix de l'hypothèse à tester

On doit d'abord choisir l'hypothèse que l'on veut tester ( $H_0$ ), de façon à ce que l'on puisse tout calculer lorsque l'on suppose cette hypothèse vérifiée (on parle d'hypothèse simple). L'hypothèse qu'on nous demande de tester est celle d'une faculté de discrimination particulière au goûteur, or, on ne sait pas quantifier ce don éventuel. La seule hypothèse simple à notre disposition est l'hypothèse contraire : le candidat n'a aucun don, il choisit les tasses complètement au hasard.

Il faut toujours opposer à  $H_0$  une hypothèse alternative  $H_1$  même si on ne sait pas calculer sous  $H_1$ . Cela rend la procédure asymétrique. Ici  $H_1 = \text{non } H_0$ , car on ne sait pas ce que veut dire « avoir le don ». Donc  $H_1$  correspond à tout ce qui présente une déviation à  $H_0$ .

## Région critique

On sépare en deux catégories tous les résultats possibles de l'expérience : C et nonC. On définit la région critique C dans laquelle on met le résultat observé (ici trois tasses correctement choisies) et tous les résultats qui pourraient montrer encore plus un don, c'est-à-dire tous les résultats plus extrêmes que le résultat observé qui suggèrent que  $H_1$  peut être vraie.  $\mathcal{P}(C|H_0)$  est la probabilité d'avoir un résultat dans C sous l'hypothèse  $H_0$  (probabilité conditionnée par  $H_0$ ). C'est-à-dire la probabilité d'observer ce résultat (trois tasses bonnes) ou mieux (les quatre tasses correctes) lorsque l'on suppose que le goûteur n'a aucun don. Si la probabilité obtenue est faible, cela infirme l'hypothèse  $H_0$ .  $\mathcal{P}(C|H_0) = p_c = 17/70 = 0.24$  est la probabilité critique (17 = le résultat observé plus les seize possibilités équivalentes ou plus extrêmes). On ne sait pas calculer  $\mathcal{P}(C|H_1)$  mais on sait que  $\mathcal{P}(C|H_1) > \mathcal{P}(C|H_0)$  puisque la région critique contient les résultats observés ou encore plus éloignés de  $H_0$ .

## Décision

On applique ensuite la règle de décision et c'est là qu'intervient le facteur humain. Si  $p_c$  est jugé trop faible, on rejette  $H_0$  et si  $p_c$  est assez grand, on ne peut exclure  $H_0$ . Il s'agit d'un jugement.

On va maintenant appliquer les principes et les définitions que l'on vient de donner à un exemple de physique simple : une expérience de simple comptage avec recherche de signal parmi le bruit de fond. Les hypothèses seront alors du type « on n'observe que du fond » ou bien « on observe du fond et du signal ». On utilisera la notion de probabilité critique pour définir les niveaux de confiance.

### 3.1.2 Un exemple simple de physique, introduction à la loi de Poisson

Soit une expérience de recherche d'un signal en présence de fond. On effectue seulement un comptage et on observe  $N$  événements. On attend en moyenne  $b$  événements de fond, et  $s$  de signal, s'il existe. Les valeurs de  $b$  et  $s$  sont obtenues à partir de simulation par la méthode de Monte Carlo (MC). Le nombre d'événements observés,  $N$ , est la réalisation d'une variable aléatoire sous-jacente,  $n$ , qui suit une loi de Poisson, de paramètre  $b$  ou  $s + b$  selon l'hypothèse que l'on choisit. On peut tester les hypothèses fond seul et fond + signal.

Une loi de Poisson s'écrit :

$$\mathcal{L}(n|\lambda) = \lambda^n \exp(-\lambda)/n!$$

On la note  $\mathcal{L}$  pour likelihood, ou vraisemblance en français. Elle ne dépend que d'un unique paramètre  $\lambda$  qui ne peut pas être nul. Exprimons les densités de probabilité de la variable  $n$  sous les deux hypothèses. On a :

$$\mathcal{L}(n|b) = b^n \exp(-b)/n!$$

et

$$\mathcal{L}(n|s + b) = (s + b)^n \exp(-(s + b))/n!$$

Supposons que  $b = 10$  et  $s + b = 15$ . On peut alors représenter les fonctions de densité de probabilité  $\mathcal{L}(n|b)$  et  $\mathcal{L}(n|s + b)$  comme sur la figure 26. Attention, la loi de Poisson de paramètre 15 est représentée par une ligne continue pour la clarté de la figure mais c'est une fonction

discrète. Les lois sont distribuées en fonction de  $n$  et représentent la probabilité d'observer  $n$  événements sous l'hypothèse  $b$  (points) ou sous l'hypothèse  $s + b$  (ligne).

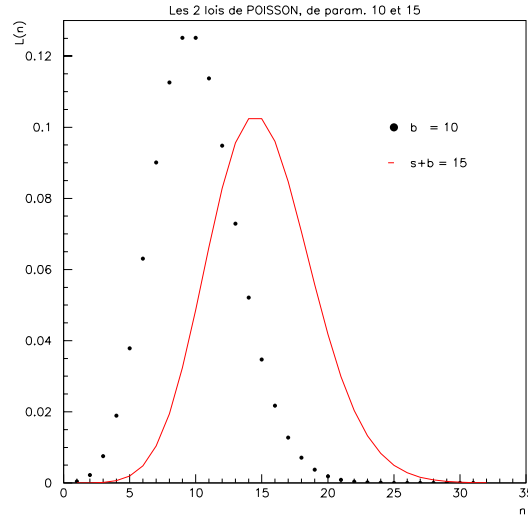


FIG. 26 – Les deux lois de Poisson de paramètres 10 (les points, pour l'hypothèse fond seul) et 15 (la ligne continue, pour l'hypothèse signal plus fond).

À partir de cet exemple simple, nous allons définir le vocabulaire et les outils utilisés pour traiter statistiquement les résultats d'une recherche de signal en présence de fond. Remarquons que si on avait un canal sans bruit de fond attendu, alors on n'aurait pas besoin d'outils statistiques pour la découverte, un événement observé suffirait. Mais pour les analyses Higgs, aucun canal n'est dépourvu de fond. Rappelons que  $b$ , paramètre de la statistique, ne peut pas être nul.

## 3.2 Les niveaux de confiance

### 3.2.1 Définition dans les deux hypothèses

Supposons que l'on observe  $N = 16$  événements. Maintenant seulement il est possible de faire le test d'hypothèse, c'est-à-dire les calculs des valeurs qui pourront éventuellement nous permettre une interprétation. On peut remarquer que dans cet exemple, contrairement au cas du gôuteur de thé, on sait faire les calculs sous les deux hypothèses  $H_0$  et  $H_1$ .

#### Commençons par tester l'hypothèse fond seulement

On a  $H_0 \equiv b$ . La probabilité critique est ici  $p_c = \mathcal{P}(n \geq N|b)$ . C'est la somme des probabilités que le résultat soit égal au résultat observé ou plus grand sous l'hypothèse fond seul. Ici,  $p_c = 4.9\%$ .

Par définition,  $p_c \equiv 1-CL_b$ . C'est le niveau de confiance de l'hypothèse fond. Graphiquement,  $1-CL_b$  est représenté sur la figure 27(a). C'est la probabilité d'observer un résultat plus défavorable sous l'hypothèse  $H_0(b)$  ou égal à celui réellement observé.

Par convention, (convention choisie par les physiciens), on parle de découverte ( $\equiv$  rejet de l'hypothèse  $H_0$ ) si  $p_c < 5.7 \times 10^{-7}$  (découverte à  $5 \sigma$ ). Pour obtenir ce résultat, dans notre exemple, il aurait fallu observer 25 événements ou plus. On remarquera que ces définitions, et donc la découverte éventuelle du signal, ne dépendent que de  $b$  et pas du tout de  $s + b$  qui n'apparaît nulle part.

Dans le cas présent,  $H_0$  ne peut pas être rejetée.

### Nous allons maintenant tester l'hypothèse fond plus signal

Maintenant, on a  $H_0 \equiv s + b$ . On peut, comme précédemment, calculer la probabilité critique. C'est la somme des probabilités que le résultat soit égal au résultat observé ou plus petit sous l'hypothèse fond plus signal. On a  $p_c = \mathcal{P}(n \leq N | s + b)$ . Ici,  $p_c = 66.3\%$ .

Par définition,  $p_c \equiv CL_{s+b}$ . C'est le niveau de confiance dans l'hypothèse fond + signal. Le niveau de confiance  $CL_{s+b}$  est représenté sur la figure 27(b).

Par convention (statistique), on décide qu'il n'y a pas de signal ( $\equiv$  rejet de l'hypothèse  $H_0$ , fond + signal) si  $p_c < 5 \times 10^{-2}$ . Alors on parle de limite à 95% de confiance. C'est aussi une convention, à savoir un choix du seuil.

Dans ce test non plus l'hypothèse  $H_0$  ne peut pas être rejetée.

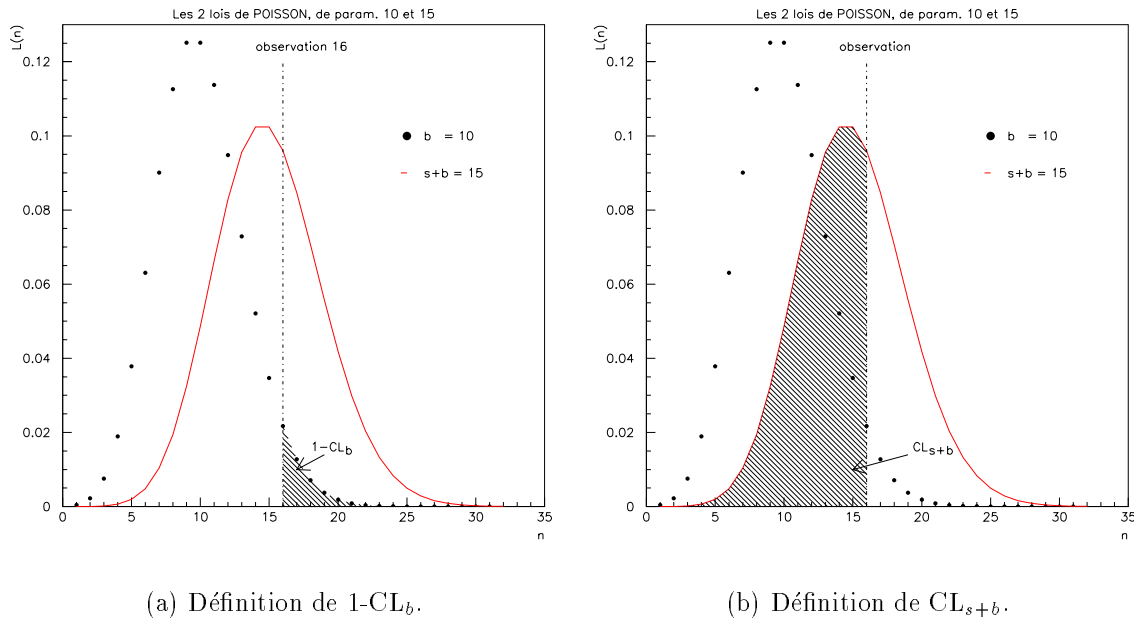


FIG. 27 – Représentation de  $1-CL_b$  et  $CL_{s+b}$  pour notre exemple simple, avec une loi de Poisson de paramètre 10 pour l'hypothèse fond, une loi de Poisson de paramètre 15 pour l'hypothèse fond + signal et une observation de 16.

### 3.2.2 Résumé

On ne peut rejeter ni l'hypothèse fond seul, ni l'hypothèse signal plus fond avec une observation de 16. On ne peut pas dire quelle hypothèse est la plus probable, il n'y a pas de relation

d'ordre entre les deux hypothèses.

$1-CL_b$  mesure la non-compatibilité dans le sens de l'excès du résultat observé avec l'hypothèse  $b$ , c'est-à-dire fond seulement.  $CL_{s+b}$  mesure la non-compatibilité du résultat observé avec l'hypothèse  $s + b$ .

La convention choisie pour la découverte à  $5 \sigma$  vient d'un amalgame avec les lois normales. Pour une loi normale, on peut calculer l'intégrale sous cette loi de tout ce qui s'écarte de la valeur la plus probable à plus de tant de sigmas de façon symétrique des deux côtés de la distribution. On obtient les valeurs de la table 4. La correspondance arbitraire entre un nombre d'écart standards et  $1-CL_b$  est un langage de physiciens.

$1 - CL_b$	0.3174	0.0456	0.0027	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$5.7 \cdot 10^{-7}$
$\# \sigma$	$1 \sigma$	$2 \sigma$	$3 \sigma$	$4 \sigma$	$5 \sigma$

TAB. 4 – Pour information, correspondance entre le nombre d'écart standards considéré et la valeur de seuil pour  $1-CL_b$ .

### 3.2.3 Quelques remarques de statistique

Un test d'hypothèse consiste donc à définir l'hypothèse testée (par exemple  $H_0 =$  fond seul) et l'hypothèse qu'on lui oppose, à choisir une statistique pour le test (aussi discriminante que possible), par exemple  $n$  comme ici, et à choisir un seuil  $\alpha$  que l'on fixe pour rejeter  $H_0$ . Par exemple,  $\alpha = (1 - CL_b)_{seuil} = 5.7 \cdot 10^{-7}$ .

On intègre toujours à partir des situations les plus « background-like » (plus semblables au fond) pour calculer les CL, mais il faut savoir le sens du signal, en fait il faudrait plutôt dire les moins « signal-like » (moins semblables au signal).

Une large plage d'observations possibles conduit à une situation où ni l'hypothèse  $b$ , ni l'hypothèse  $s + b$  ne peuvent être rejetées ! À statistique de test donnée et analyses identiques, la situation ne peut s'améliorer que si on augmente la luminosité, c'est à dire  $b$  et  $s + b$ . Cela vient du fait que l'écart standard d'une loi de Poisson de paramètre  $\lambda$  est  $\sqrt{\lambda}$ . Les courbes de densité de probabilité pour  $s$  et  $s + b$  se resserrent autour de leur valeur moyenne, quand  $b$  et  $s + b$  augmentent.

## 3.3 Notion de test optimal

### 3.3.1 Le théorème de Neyman-Pearson, rapport de vraisemblances

Lorsque les hypothèses et le seuil  $\alpha$  sont fixés, on peut calculer la valeur de la statistique du test qui donnerait  $1-CL_b = \alpha$  (ici  $N = 25$  pour  $\alpha = 5.7 \cdot 10^{-7}$ ). Le test sera d'autant plus performant que la valeur de  $CL_{s+b}$  correspondante est faible. Ceci permet de définir une relation d'ordre entre les tests. On parle de la puissance d'un test pour indiquer son pouvoir de discrimination. La zone d'ambiguïté (ici de 8 à 25) est d'autant plus petite que le test est plus puissant.

Le théorème de Neyman-Pearson dit que dans le cas d'un test d'une hypothèse simple (complètement spécifiée) contre une autre hypothèse simple, et à condition que les densités de probabilité sous les deux hypothèses aient la même forme analytique (deux lois de Poisson par exemple), il existe un test plus puissant que tous les autres, pour toute valeur du seuil : le rapport des vraisemblances correspondant aux deux hypothèses.

Ce théorème est très fort mais implique des hypothèses simples, ce qui signifie dans le cas de la recherche de bosons de Higgs, que la masse du Higgs ne peut pas être un paramètre libre (on parlerait alors d'hypothèse composée). Donc, on est obligé de tester chaque masse de Higgs envisagée.

### 3.3.2 Application à notre exemple

Reprenons notre exemple. Nous avons les vraisemblances suivantes :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(n|b) &= b^n \exp(-b)/n! \\ \mathcal{L}(n|s+b) &= (s+b)^n \exp(-(s+b))/n!\end{aligned}$$

Par convention, l'hypothèse testée est toujours au numérateur, ici on se place donc dans le cas où  $H_0$  est l'hypothèse  $s+b$ . On pose

$$\begin{aligned}Q &= \mathcal{L}(n|s+b)/\mathcal{L}(n|b) = (1+s/b)^n \times e^{-s} \\ -2 \ln Q &= 2s - 2n \ln(1+s/b)\end{aligned}$$

On utilisait  $n$  comme statistique, on utilisera  $Q$ . Cela revient à effectuer un changement de variable dans les densités de probabilité. On remarque que  $Q$  ou  $-2 \ln Q$  ont la même monotonie que  $n$ , ils véhiculent la même information. Ils ont donc les mêmes propriétés en tant que statistiques et  $n$  est bien la statistique optimale du test pour cet exemple de simple comptage.

Pour des hypothèses simples, et sous certaines conditions de régularité des densités de probabilités,  $-2 \ln Q$  se comporte asymptotiquement comme un  $\chi^2$  à un degré de liberté sous l'hypothèse  $s+b$ . C'est ce comportement asymptotique qui distingue  $Q$  et  $n$ .

## 3.4 Quelques remarques de physique

### 3.4.1 Une définition de physiciens : $CL_s$

Observer un très petit  $CL_{s+b}$  ne prouve pas que le signal est petit ou absent, car le fond lui-même peut avoir fluctué vers le bas, auquel cas  $CL_b$  est petit. C'est pour gérer de tels cas que nous dérivons  $CL_s$  en renormalisant  $CL_{s+b}$ , ce qui se traduit par la prescription :

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b$$

Ce n'est pas un niveau de confiance au sens strict. C'est une approximation raisonnable de ce que serait  $CL_s$  si on avait pu signer avec certitude les événements dus au(x) fond(s) parmi les candidats sélectionnés.

ALEPH a choisi une autre définition :  $CL_s = CL_{s+b} + (1-CL_b) \times e^{-s}$  plus « agressive », et qui peut mener à des exagérations.

### 3.4.2 Prise en compte des erreurs

Jusqu'à présent, nous avons considéré  $b$  et  $s$  comme des constantes. En fait, à travers nos Monte-Carlo, nous estimons ces quantités avec une certaine incertitude (plus ou moins bien connue) autour de leur valeur centrale. On peut relativement aisément tenir compte des erreurs sur  $b$  et  $s$  en convoluant les distributions d'erreurs avec les lois de Poisson. Celles-ci se trouvent élargies et on perd de la discrimination. Si les erreurs sur  $b$  et  $s$  sont petites, les modifications sur les résultats finals seront mineures (légère dégradation). Ce n'est plus le cas si ces erreurs sont grandes et/ou s'il y a des erreurs systématiques mal contrôlées (rappelons que pour le statisticien, une erreur systématique est en fait un biais dont on ne connaît ni la valeur, ni le signe). D'où l'absolue nécessité d'estimer aussi précisément que possible  $b$  et  $s$ . C'est un des points les plus délicats de ce genre d'analyses : elles reposent beaucoup sur la simulation.

## 3.5 Vers le test complet

### 3.5.1 Un canal

Le simple comptage n'est pas optimal en lui-même car tous les événements gardés sont finalement affectés du même poids. Faire une expérience de simple comptage exige de choisir astucieusement la dernière coupure, celle qui décide si un événement est candidat ou non. En fait, on a beaucoup plus d'information que le simple comptage. Dans la plupart des cas, on dispose d'une distribution à 2 dimensions, à savoir :

- la masse reconstruite du système assimilé au Higgs,  $m_H$ ,
- une variable globale résumant l'information concernant cet événement (sortie d'un réseau de neurones, ou vraisemblance),  $var$ .

On peut donc estimer en tout point indicé  $i$  du plan  $(m_H, var)$  le fond  $b_i$  et le signal  $s_i$  attendus (correctement normalisés). Ceci est illustré sur la figure 28.

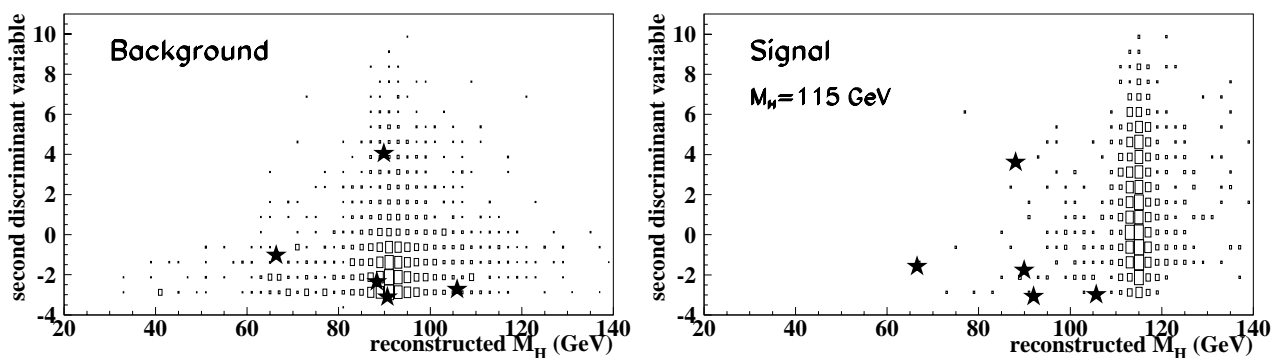


FIG. 28 – Exemple de l'analyse  $H\mu\mu$  de DELPHI. Les deux dernières variables qui permettent de distinguer le signal du fond sont une variable caractérisant l'étiquetage des  $b$  et la masse invariante reconstruite du système des deux jets. Les étoiles marquent la position dans ce plan des événements candidats des données. À gauche, on a la distribution pour le fond, à droite pour le signal. Les simulations ont été faites à  $E_{cm} = 208$  GeV.

On peut alors réécrire les vraisemblances en tenant compte de cette information. Analytiquement, on a :

$$-2 \ln Q = 2S_{tot} - 2 \sum_{i=1}^N \ln(1 + s_i/b_i)$$

où  $N$  est le nombre d'événements observés. Ceci peut également être fait par un pavage du plan, auquel cas, avec  $N_i$ , le nombre d'événements observés dans le bin  $i$  :

$$-2 \ln Q = 2S_{tot} - 2 \sum_{i=1}^{N_{bins}} N_i \ln(1 + s_i/b_i)$$

Chaque événement est ainsi affecté d'un poids  $\ln(1 + s_i/b_i)$ . On voit alors que l'estimation précise de  $b_i$  et de  $s_i$  devient cruciale. Il faut éviter  $b_i = 0$ . Il faut donc une statistique simulée importante. Un premier test pour vérifier (après coup) que la taille de la simulation est suffisante est de comparer le poids maximum atteint par les événements de fond simulés au poids maximum possible pour le canal considéré. Un exemple est donné dans la table 5 pour DELPHI, dans laquelle on voit que le canal pour lequel la statistique est la moins adaptée est le canal  $H\mu\mu$ .

canal	$w_{max}(B)$	$w_{max}$
Hee	2.13	2.17
$H\mu\mu$	2.18	2.56
Hqq	1.92	1.94

TAB. 5 – Exemple dans le cas de DELPHI, pour une énergie dans le centre de masse de 206.7 GeV et une masse de Higgs testée de 114 GeV/c<sup>2</sup>.

Pour atténuer les fluctuations statistiques des simulations et éviter d'avoir  $b_i$  nul, on procède par lissage. Cette procédure n'est pas statistique et peut détériorer l'information contenue dans les distributions. D'autre part, cette technique est délicate car des algorithmes différents peuvent donner des résultats très différents en  $s/b$ , et il faut trouver des lissages raisonnables. L'avantage est que les fluctuations de bin à bin ou les bins vides disparaissent.

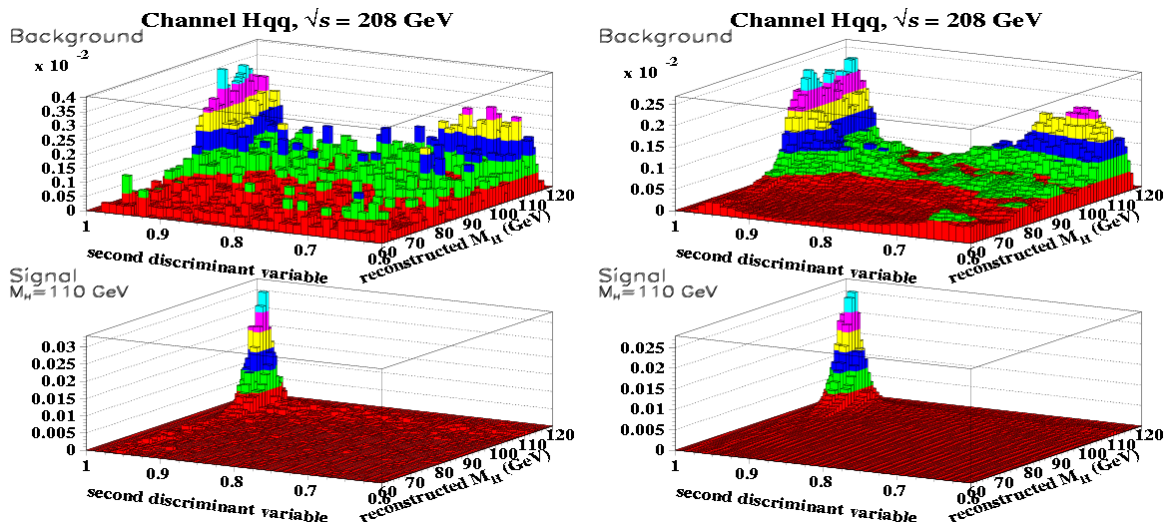


FIG. 29 – Densités de probabilité avant (à gauche) et après (à droite) lissage pour le fond (en haut) et pour le signal (en bas), pour l'analyse Hqq de DELPHI avec un signal de Higgs à  $m_H = 110$  GeV/c<sup>2</sup> et pour une énergie dans le centre de masse de 208 GeV.



Un exemple de lissage est donné sur la figure 29. On peut voir, dans le cadre de l'analyse quatre jets de DELPHI à  $E_{cm} = 208$  GeV, les densités de probabilités à deux dimensions des deux dernières variables de l'analyse pour le fond (en haut) et pour un signal à 110 GeV/ $c^2$  (en bas), avant lissage (à gauche) et après lissage (à droite).

### 3.5.2 Combinaison des différents canaux

Jusqu'ici on est passé de l'exemple simple du comptage à une analyse exploitant deux informations (une masse et une variable complémentaire). On va maintenant combiner entre eux les différents canaux d'analyse. Reprenons la statistique du test pour un canal :

$$-2 \ln Q = 2S_{tot} - 2 \sum_{i=1}^N \ln(1 + s_i/b_i)$$

Avec des rapports de vraisemblances, il est facile de combiner plusieurs canaux. On a, pour des canaux **indépendants** :

$$-2 \ln Q = 2S_{tot} - 2 \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^{N_j} \ln(1 + s_i/b_i)$$

où  $k$  est le nombre de canaux et  $N_j$  le nombre d'événements observés dans le canal  $j$ . Bien évidemment,  $S_{tot}$  est le signal attendu en sommant tous les canaux.

Ceci est la formule finale pour un signal donné, donc (dans le cas du modèle standard) pour une masse de Higgs donnée. Il faut faire un test pour chacune des masses que nous voulons tester. Or, la sensibilité du test varie avec la masse étudiée, comme on peut le voir sur la figure 30.

Supposons que l'on observe une valeur de  $-2 \ln Q$  compatible avec l'hypothèse fond :

- Si  $m_H$  testée vaut 110 GeV/ $c^2$ , on a  $-2 \ln Q_{obs}$  positif et grand (autour de 8 par exemple), alors  $CL_b$  vaut à peu près 0.5 et  $CL_{s+b}$  est très petit ( $\epsilon$ ). On peut exclure l'hypothèse  $s + b$ .
- Si  $m_H$  testée vaut 115 GeV/ $c^2$ , on a  $|-2 \ln Q_{obs}|$  petit.  $CL_b$  vaut à peu près 0.5 et  $CL_{s+b}$  0.1, on ne peut plus exclure l'hypothèse  $s + b$  mais l'observation est compatible avec du fond.
- Si  $m_H$  testée vaut 120 GeV/ $c^2$ , on a  $-2 \ln Q_{obs}$  autour de 0,  $CL_b$  vaut à peu près 0.5 et  $CL_{s+b}$  0.4, on ne peut rien conclure du tout.

Supposons maintenant que l'observation soit à la valeur moyenne des distributions pour  $s + b$  :

- Si  $m_H$  testée vaut 110 GeV/ $c^2$ , on a  $-2 \ln Q_{obs}$  négatif (autour de -10), alors  $CL_b$  tend vers 1 et  $CL_{s+b}$  vers 0.5, dans ce cas il y a découverte.
- Si  $m_H$  testée vaut 115 GeV/ $c^2$ , on a  $|-2 \ln Q_{obs}|$  petit.  $CL_b$  vaut à peu près 0.8 et  $CL_{s+b}$  0.5, il y a ambiguïté.
- Si  $m_H$  testée vaut 120 GeV/ $c^2$ , on a  $-2 \ln Q_{obs}$  à peu près 0,  $CL_b$  vaut à peu près 0.6 et  $CL_{s+b}$  0.5, on ne peut rien dire du tout.

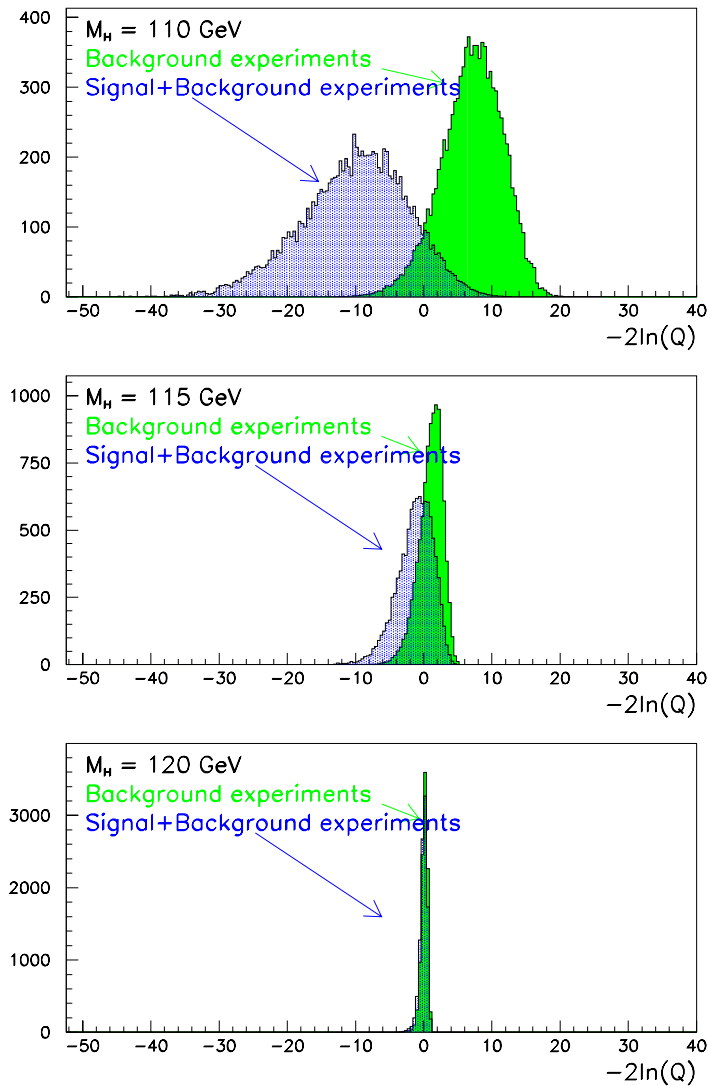


FIG. 30 – Statistique du test dans les deux hypothèses  $b$  et  $s + b$  pour différentes masses de boson de Higgs testées, tous les canaux une fois combinés. La puissance du test est illustrée par la séparation des deux courbes.

### 3.5.3 Observé vs attendu

Lorsqu'on utilise les observations (données réelles), les quantités que l'on calcule ( $-2\ln Q$  et les CL) sont dites « observées ».

On peut effectuer les mêmes opérations sur des échantillons tirés au hasard selon la distribution d'une des hypothèses. Les quantités sont alors dites « attendues » et dépendent de l'hypothèse ( $b$  ou  $s + b$ ), on parle alors de médiane attendue, de limite attendue, etc...

On peut calculer les probabilités d'atteindre telle valeur pour la limite à 95 % de confiance, ou d'observer un signal avec une signification donnée. On parle alors de potentiel.

On va passer en revue les observables utilisées par la communauté physicienne pour caractériser les résultats de la recherche du ou des bosons de Higgs.

## La statistique du test

La figure 31 donne, dans le cas de l'expérience DELPHI, la statistique du test en fonction de  $m_H$ . Cette dépendance apparaît comme suit dans la formule :

$$-2 \ln Q(m_H) = 2S_{tot}(m_H) - 2 \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^{N_j} \ln\left(1 + \frac{s_i(m_H)}{b_i}\right)$$

La dépendance en  $m_H$  vient de ce que le nombre d'événements de signal attendu dépend de l'efficacité et de la section efficace par canal et par masse (au total et dans chaque bin au sens large). Sur cette figure, les bandes grises autour de la courbe attendue délimitent les zones à 1 et 2 écarts standards. Les masses sont testées par pas de  $100 \text{ MeV}/c^2$ . La ligne en pointillé notée « expected signal + background » donne en fait l'ensemble des minima de toutes les courbes pour chaque masse testée. On voit que la courbe observée par DELPHI s'écarte vers le haut de la courbe attendue dans le cas du fond seul : DELPHI présente plutôt un déficit.

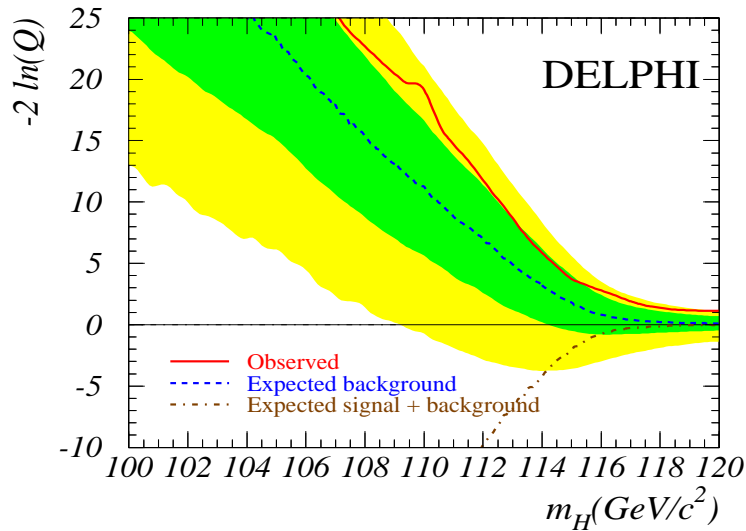


FIG. 31 – Statistique du test en fonction de la masse testée pour DELPHI. Les bandes grises autour de la courbe attendue délimitent les zones à 1 et 2 écarts standards. La ligne en pointillée notée « expected signal + background » donne l'ensemble des minima de toutes les courbes s+b attendues pour chaque masse testée.

## L'(in)compatibilité avec l'hypothèse fond

Un autre critère classique est l'(in)compatibilité avec l'hypothèse fond, c'est-à-dire  $1-CL_b$  en fonction de la masse testée. L'exemple de DELPHI est donné sur la figure 32. Comme dans le cas de la figure précédente, la courbe « expected for signal + background » donne l'ensemble des minima de toutes les courbes attendues en présence de signal pour toutes les masses testées alors que la courbe « expected for test signal + background » donne la courbe attendue dans le cas d'un boson de Higgs standard à  $115 \text{ GeV}/c^2$ . On voit que cette dernière est fort proche de la valeur attendue dans le cas du fond seul. Cela donne une idée de la difficulté de trouver un tel signal.

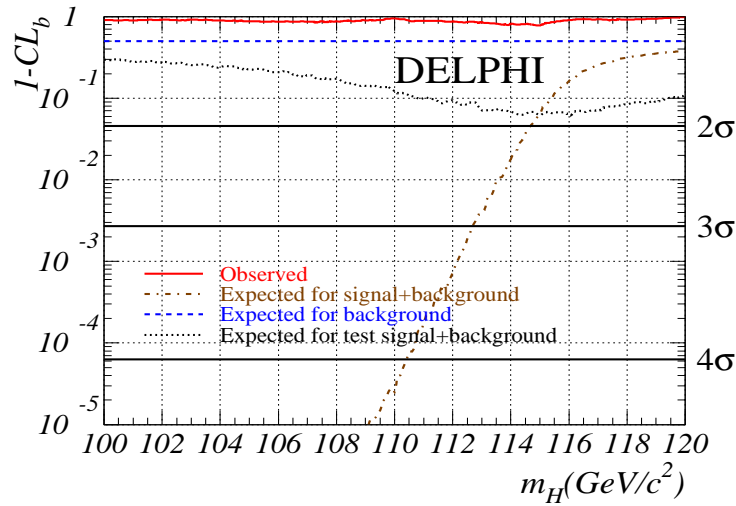


FIG. 32 –  $1-CL_b$  en fonction de la masse testée dans le cas de DELPHI. La valeur attendue dans le cas du fond seul est de 0.5. Les lignes notées  $2\sigma$  etc... donnent les écarts par rapport à cette valeur. La courbe « expected for signal + background » donne l'ensemble des minima de toutes les courbes pour toutes les masses testées alors que la courbe « expected for test signal + background » donne la courbe attendue dans le cas d'un Higgs standard à  $115 \text{ GeV}/c^2$ .

### La limite à 95 % de confiance

La dernière des courbes classiques est celle donnant la limite à 95 % de confiance c'est-à-dire le  $CL_s$  en fonction de la masse testée. Elle est importante lorsqu'il n'y a pas découverte. Elle est montrée sur la figure 33, dans le cas de DELPHI. L'intersection entre la courbe observée (respectivement attendue) et la ligne horizontale à  $CL_s = 5 \%$  donne l'exclusion à 95 % de niveau de confiance observée (respectivement attendue). Le fait que la limite attendue ( $113.5 \text{ GeV}/c^2$ ) soit inférieure à la limite observée ( $114.3 \text{ GeV}/c^2$ ) reflète le fait que DELPHI observe un déficit.

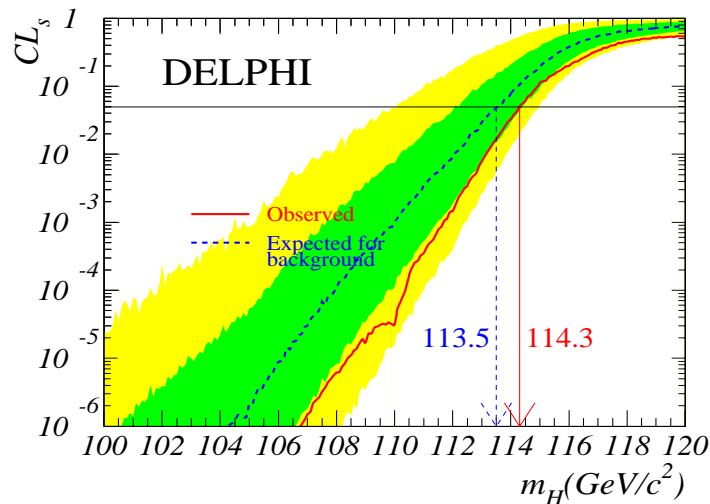


FIG. 33 –  $CL_s$  en fonction de la masse testée dans le cas de DELPHI. L'intersection entre la courbe observée et la ligne horizontale à  $CL_s = 5 \%$  donne l'exclusion à 95 % de niveau de confiance observée. L'intersection avec la courbe attendue donne la limite attendue.

### Les poids des événements

La figure 34 montre les poids (c'est-à-dire  $\log(1 + s/b)$ ) des événements en fonction de la masse du boson de Higgs testée. À gauche les niveaux de gris distinguent les différentes expériences (ALEPH est en noir), à droite ils différencient les événements canal par canal (Hqq (en noir),  $H\nu\nu$ , Hll et  $H\tau\tau + \tau\tau Z$ ). On voit bien que ce sont les événements d'ALEPH qui comptent le plus et que ce sont essentiellement des événements à quatre jets, favorisant des masses comprises entre 108 et 116  $\text{GeV}/c^2$ .

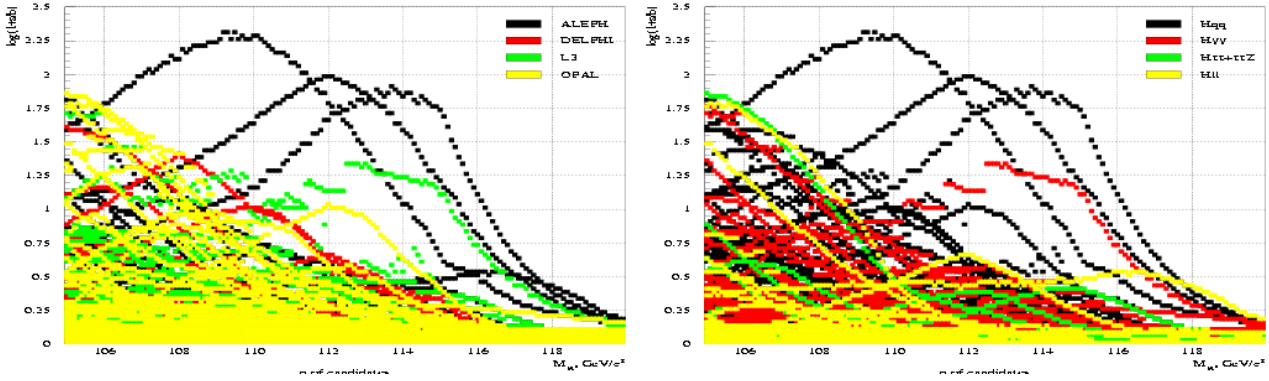


FIG. 34 – Poids des événements,  $\log(1 + s/b)$ , par expérience (à gauche) et par canal (à droite) en fonction de la masse testée.

### Les potentiels

La probabilité d'exclure à 95 % de confiance un Higgs d'une masse  $m_H$  en fonction de cette masse est donnée sur la figure 35. La limite médiane attendue est donnée par l'intersection d'une ligne horizontale à potentiel d'exclusion de 0.5 et des courbes de potentiel. Pour le LEP, *i.e.* la combinaison des quatre expériences, elle est de 115.4  $\text{GeV}/c^2$ . On remarque que les expériences se groupent par deux, le groupe ALEPH/DELPHI ayant un potentiel d'exclusion, donc une sensibilité, meilleur que le groupe OPAL/L3. On note aussi l'intérêt qu'il y a à combiner les quatre expériences : en effet, la limite médiane attendue est pour la combinaison des quatre expériences presque 2  $\text{GeV}/c^2$  au dessus de la limite de l'expérience la plus sensible prise seule.

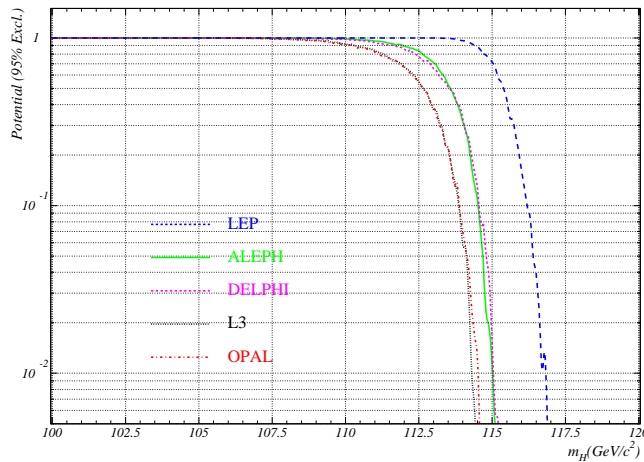


FIG. 35 – Probabilité d'exclusion à 95% de niveau de confiance en fonction de la masse testée, pour les quatre expériences et pour la combinaison.

Sur la figure 36, on voit le potentiel d'observation à 3 sigmas, c'est-à-dire la probabilité d'observer un  $1-CL_b$  à  $3\sigma$ , en fonction de la masse du boson de Higgs testée, pour les quatre expériences prises séparément et pour leur combinaison. Cette fois-ci, la valeur médiane potentielle est de  $114.9 \text{ GeV}/c^2$  pour le LEP.

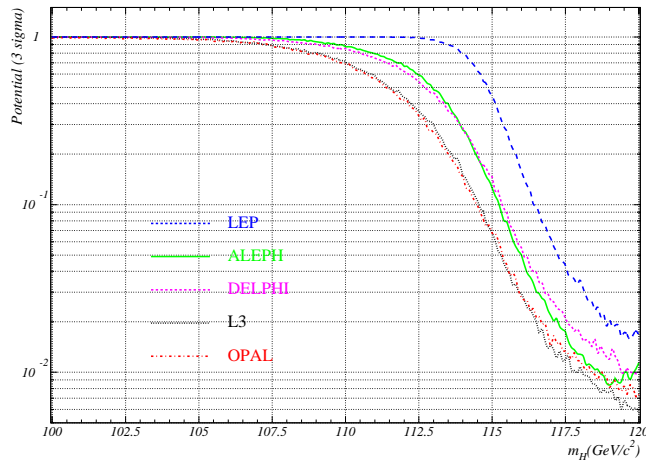


FIG. 36 – Probabilité d'observation à  $3\sigma$  en fonction de la masse testée, pour les quatre expériences et pour la combinaison.

C'est sur le potentiel d'observation à  $5\sigma$ , montré sur la figure 37, que la combinaison des expériences fait gagner le plus de sensibilité. La valeur médiane vaut dans ce cas  $113.0 \text{ GeV}/c^2$ .

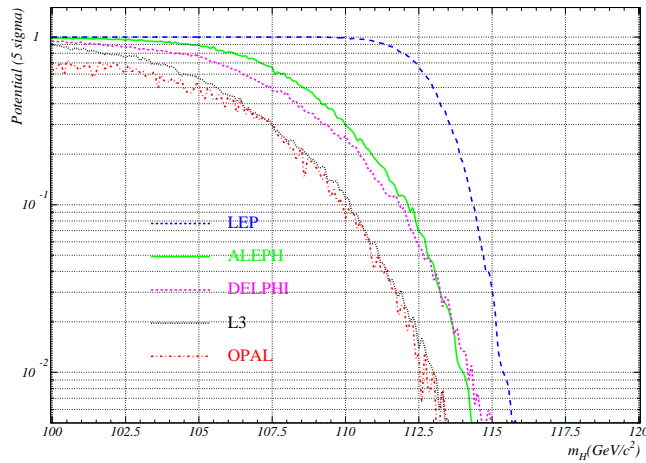


FIG. 37 – Probabilité d'observation à  $5\sigma$  en fonction de la masse testée, pour les quatre expériences et pour la combinaison.

## 4 Les résultats

Nous avons tous les outils en main pour analyser les résultats. Ceux que nous allons examiner sont ceux présentés en juillet 2001. Nous allons voir comment ils ont évolué depuis la première annonce d'un indice de boson de Higgs. La plupart des résultats concernent un Higgs standard, parce que ce sont les plus simples à appréhender et donc ceux qui sont le plus souvent montrés,

mais dans une deuxième partie nous verrons les résultats concernant le secteur de Higgs au-delà du modèle standard.

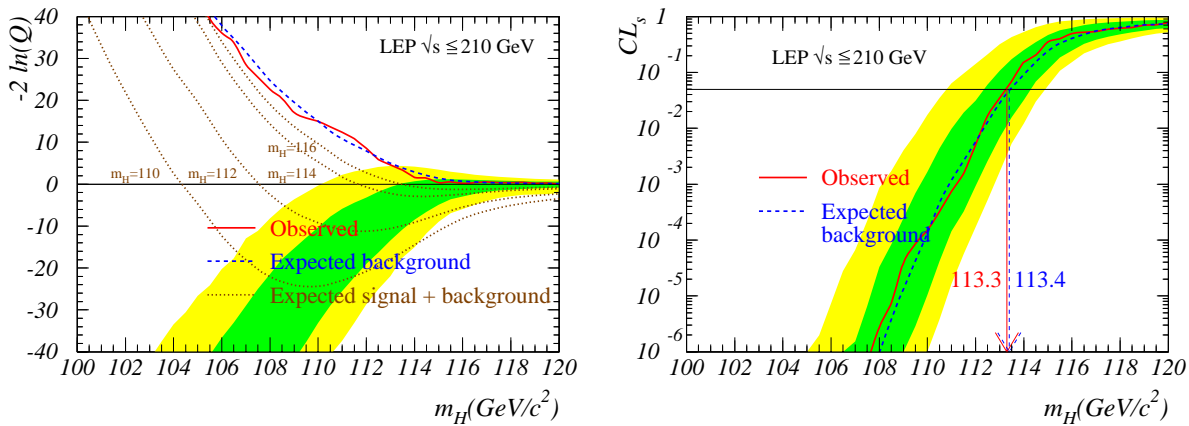
## 4.1 Résultats pour un Higgs standard

### 4.1.1 Historique des résultats du LEP en 2000

À la conférence ICHEP'2000 (à Osaka, en juillet 2000), la combinaison des résultats des quatre expériences LEP ne donnait aucun signe de boson de Higgs, en prenant en compte les données des années précédentes et de 2000 (soient  $350 \text{ pb}^{-1}$ , dont  $120 \text{ pb}^{-1}$  à  $E_{cm}$  de l'ordre de 206 GeV). Sur la figure 38(a), on peut voir que la courbe observée donnant  $-2 \log Q$  combinée est très compatible avec celle attendue dans le cas du fond seul. La limite sur  $m_H$  était alors de  $113.3 \text{ GeV}/c^2$  à 95 % de niveau de confiance, comme on peut le voir sur la figure 38(b).

L'arrêt du LEP est alors prévu pour le début du mois d'octobre. La décision est prise de faire fonctionner le LEP à la plus haute énergie possible, sans klystron de réserve. C'est un mode de fonctionnement entièrement concentré sur la découverte du Higgs ou de SUSY.

À la fin du mois d'août, ALEPH montre un excès à  $3.9\sigma$ , compatible avec une masse de Higgs autour de  $114 \text{ GeV}/c^2$ , principalement dû à trois candidats de type quatre jets, tous à une énergie dans le centre de masse supérieure à 206 GeV. Le HWG entreprend alors de combiner les résultats le plus vite possible.



(a) Pour la combinaison des quatre expériences LEP,  $-2 \log Q$  en fonction de  $m_H$ .

(b) Pour la combinaison des quatre expériences LEP,  $CL_s$  en fonction de  $m_H$ .

FIG. 38 – Résultats sur la recherche d'un boson de Higgs standard montrés à la conférence ICHEP en juillet 2000. Il n'y a aucun signe de découverte.

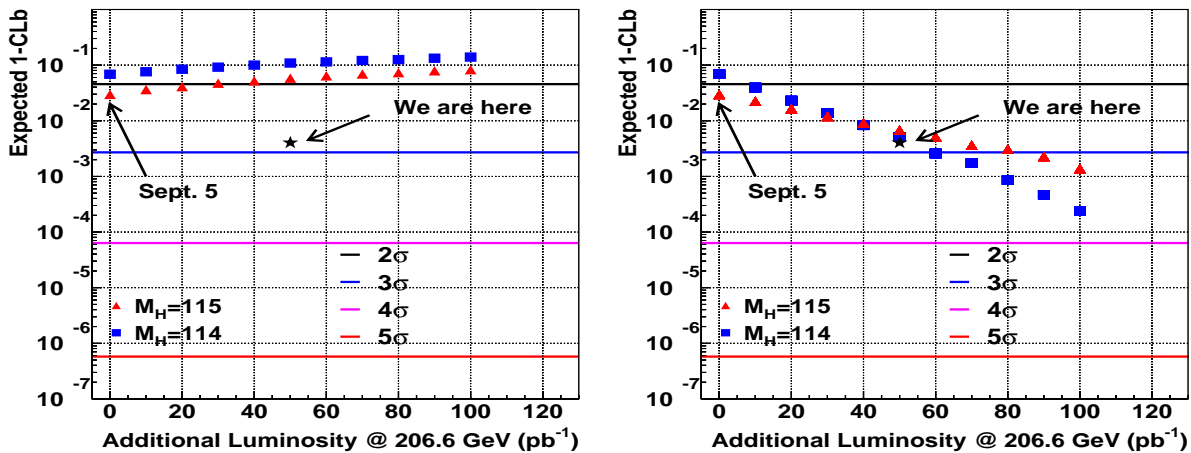
Le 5 septembre, le HWG donne ses résultats au LEPC, on a alors  $304 \text{ pb}^{-1}$  à une énergie dans le centre de masse supérieure à 206 GeV. ALEPH a toujours son signal à  $3.9\sigma$ , la combinaison des trois autres expériences ne montre pas de tendance au signal, mais, la combinaison des quatre expériences donne un résultat favorisant l'existence d'un signal ( $1-CL_b$  est à  $2.6\sigma$ ). La direction du CERN prend alors la décision d'accumuler encore un mois de données « pour voir la tendance ».

Le 3 novembre (l'arrêt du LEP a eu lieu le 2), le HWG fait un rapport au LEPC. On a alors  $488 \text{ pb}^{-1}$  à une énergie dans le centre de masse supérieure à  $206 \text{ GeV}$ . L'excès d'ALEPH n'est plus qu'à  $3.4\sigma$  (le changement est dû à un nouveau traitement des données et à des corrections dans la simulation), DELPHI est toujours proche de l'hypothèse « fond », L3 est à  $1.8\sigma$  avec un candidat de fort poids dans le canal énergie manquante, OPAL a plusieurs candidats de moindres poids dans les canaux 4 jets et énergie manquante. La combinaison ADLO passe à  $2.9\sigma$ . La tendance est donc positive. La seule solution pour en savoir plus est de continuer à prendre des données à haute énergie. On réclame une année supplémentaire de LEP, la perspective étant une découverte si le signal est vraiment à  $114 \text{ GeV}/c^2$ , et à condition d'augmenter l'énergie du LEP.

Le comité du conseil du 17 novembre rejette la requête. Donc on ne peut que raffiner les analyses ce qui ne représente que des variations assez faibles autour des  $2.9\sigma$ .

La phrase prononcée à cette occasion par le directeur du CERN, Luciano Maiani, est assez contradictoire : « LEP [...] has lead to many exceptional achievements, notably the recent evidence for a Higgs particle at a mass of  $115 \text{ GeV}/c^2$ . I would like to ask everybody to concentrate on the future of CERN. »

Il est instructif de voir comment évolue  $1-CL_b$  en fonction de la luminosité. Sur les figures 39 on voit cette évolution depuis le 5 septembre 2000, dans les cas où la masse testée est de  $115 \text{ GeV}/c^2$  ou de  $114 \text{ GeV}/c^2$ , s'il n'y a que du fond à gauche et en présence de signal à droite. On remarque d'abord, bien-sûr, que le résultat observé est compatible avec un signal, et ensuite que seul un accroissement important de la luminosité aurait pu permettre d'atteindre les  $5\sigma$  de la découverte.



(a) Évolution de  $1-CL_b$  (combiné) en fonction de la luminosité à plus de  $206 \text{ GeV}$  si on accumule que du bruit de fond. L'étoile montre le résultat observé.

(b) Évolution de  $1-CL_b$  (combiné) en fonction de la luminosité à plus de  $206 \text{ GeV}$  en présence de signal. L'étoile montre le résultat observé, compatible avec un signal.

FIG. 39 – Évolution de  $1-CL_b$  (combiné) en fonction de la luminosité à plus de  $206 \text{ GeV}$ .

Après les publications individuelles des quatre expériences sur leurs résultats finals, il restera à faire une nouvelle combinaison. Pour cela, on ne peut que raffiner les analyses, chercher dans



d'autres modèles ou donner des résultats indépendants des modèles. Puis, le problème passera entre les mains des expériences auprès du LHC et du Tevatron.

Les résultats qui vont être présentés maintenant datent de juillet 2001 et tiennent compte des premières publications des quatre expériences de la fin de l'année 2000 et des résultats définitifs de L3, publiés en juin 2001.

#### 4.1.2 Les résultats en juillet 2001

##### Le rapport de vraisemblances

On a vu précédemment combien la combinaison des quatre expériences permet d'accroître la sensibilité des résultats. Sur la figure 40, on voit le rapport de vraisemblances combiné en fonction de la masse testée. La courbe observée se trouve entre la médiane attendue dans le cas de fond seul et la médiane attendue en présence d'un signal à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ . Le maximum de rapport de vraisemblances est atteint pour une masse de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$ . Il faut noter que la probabilité pour que la déviation de la courbe observée vers le signal soit due à une fluctuation du fond est de l'ordre de 2 écarts standards.

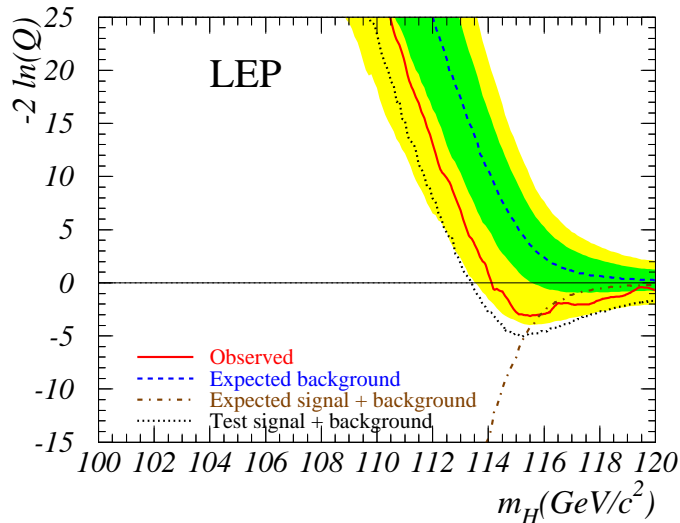


FIG. 40 – Le rapport de vraisemblances combiné pour le LEP (07/2001).

On peut maintenant s'attarder sur les résultats expérience par expérience. Les rapports de vraisemblances en fonction de la masse  $m_H$  pour chacune des expériences LEP sont donnés sur les figures 41. Sur chaque histogramme on peut voir la courbe observée en trait plein, la médiane attendue en cas de fond seul avec les bandes à 1 et  $2\sigma$ , l'enveloppe des minima des médianes attendues avec signal et la médiane attendue en présence d'un signal test pris à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ . On voit que l'expérience ALEPH est celle qui donne le résultat qui s'écarte le plus de l'hypothèse fond seul. À l'opposé DELPHI montre un déficit en événements réels et sa courbe est dans la bande entre 1 et  $2\sigma$  au dessus de la médiane attendue pour le fond. Il est plus difficile de trancher pour L3 et OPAL qui sont néanmoins plus proches du signal que DELPHI.

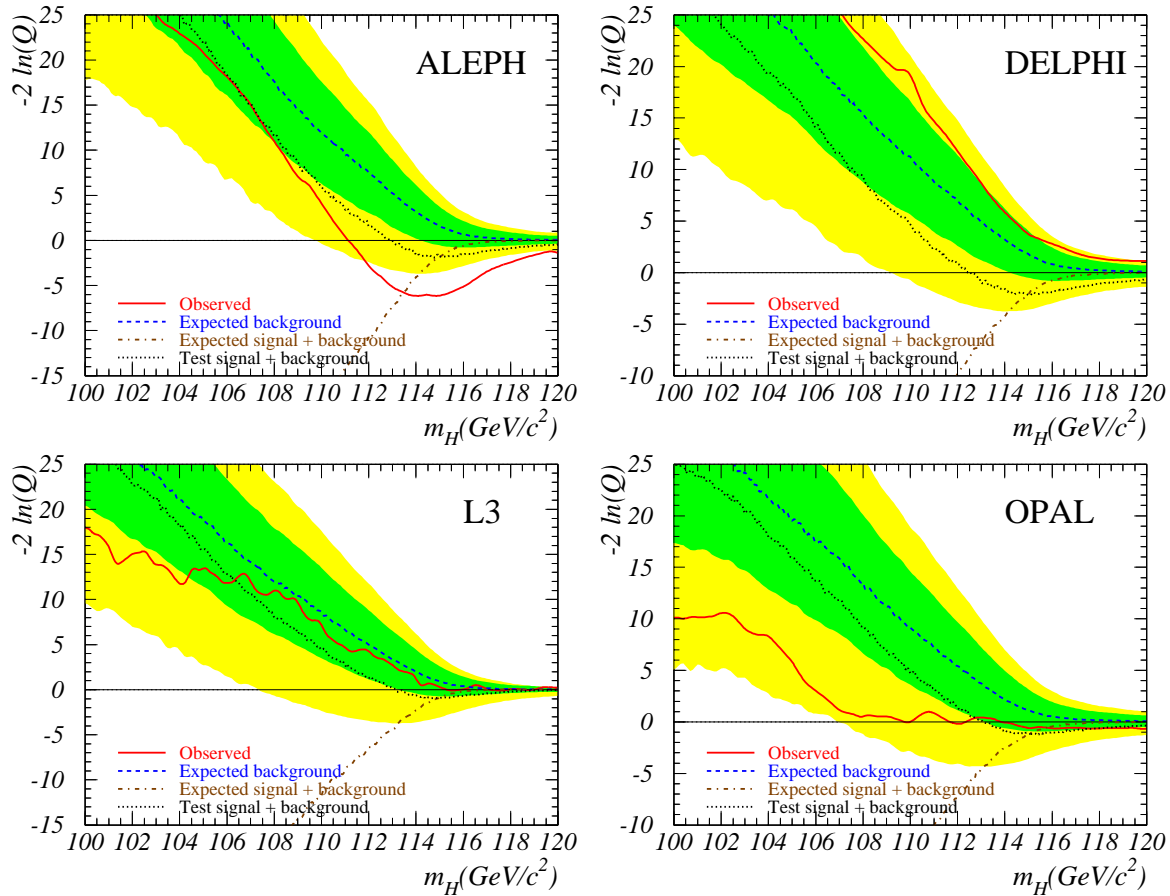


FIG. 41 – Rapports de vraisemblances en fonction de  $m_H$  pour les expériences LEP (07/2001).

Il est intéressant de voir quelles sont les différences que présentent ces résultats avec ceux de septembre 2000 et de comprendre à quel travail sur les analyses ou quelles modifications elles sont dues. La table 6 donne les variations de  $-2 \log Q$  observé à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ , par expérience, entre novembre 2000 et juillet 2001.

	3 nov. 2000	10 juil. 2001	$\Delta$	commentaires
ALEPH	-7.61	-6.13	+1.5	+10.2 pb <sup>-1</sup> et ■
DELPHI	+3.01	+3.64	+0.6	+12.5 pb <sup>-1</sup> et $\Delta$
L3	-1.71	+0.36	+2.1	+16.5 pb <sup>-1</sup> et $\square$ o ●
OPAL	-0.59	-0.74	-0.25	+16.0 pb <sup>-1</sup> et ■ ● ▲ ◆
Total	-6.90	-2.87	+4.0	+55.2 pb <sup>-1</sup>

TAB. 6 – Variations de  $-2 \log Q$  (à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ ) entre septembre 2000 et juillet 2001. Dernière colonne : les formes géométriques correspondent à un canal donné ( $\square$  : 4 jets, o :  $\cancel{E}$ ,  $\Delta$  :  $ee + \mu\mu$ ,  $\diamond$  : taus). Les formes vides désignent un accroissement de sensibilité, les formes pleines une meilleure compréhension du canal.

Les expériences ont analysé les dernières données prises (accroissement de la luminosité

analysée) et amélioré les analyses proprement dites : ALEPH a amélioré son analyse du canal à 4 jets, en prenant en compte les corrélations entre la masse reconstruite et la sortie du réseau de neurones (les deux variables finales de cette analyse) afin d'évaluer de façon plus fine les  $b_i$  dans la zone à haute masse, DELPHI a légèrement changé son analyse des canaux leptoniques et OPAL a amélioré sa compréhension des bruits de fond. Nous reviendrons sur L3 plus loin.

Ces changements influent sur le résultat combiné. La table 7 montre, canal par canal, comment a varié l'excès observé. Les changements les plus grands viennent du canal avec énergie manquante.

canal	3 nov. 2000	2000	10 juil. 2001	2000
	$-2 \log Q$	$\sigma$	$-2 \log Q$	$\sigma$
Hq $\bar{q}$	-5.15	2.58	-4.70	2.45
H $\nu\bar{\nu}$	-2.27	1.93	+0.81	0.86
H $e^+e^-$ , H $\mu^+\mu^-$	+0.55	0.39	+1.04	0.15
HZ $\rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$ , bb $\tau^+\tau^-$	-0.03	0.77	-0.03	0.77

TAB. 7 – Comparaison à  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ , canal par canal, des  $-2 \log Q$  combinés donnés le 3 novembre 2000 et le 10 juillet 2001.

Ces chiffres vont probablement changer encore sauf pour L3 qui donne ses résultats définitifs. Ceux-ci prennent en compte la luminosité finale *i.e.*  $217.3 \text{ pb}^{-1}$  (en novembre L3 avait analysé  $200.8 \text{ pb}^{-1}$ , le surplus concerne essentiellement des énergies supérieures à 206 GeV), le fait que l'énergie donnée par le LEP a baissé de 200 MeV, les calibrations finales de tous les sous-détecteurs et la production finale de la simulation (carte finale du détecteur, statistique simulée multipliée par plus de 4, simulation sur une grille plus fine en  $\sqrt{s}$ ).

Le candidat de poids le plus fort pour L3 est un événement avec énergie manquante. La figure 42 montre quelques variables discriminantes prises en compte par le réseau de neurones qui calcule une des deux variables finales de l'analyse H $\nu\bar{\nu}$  et la sortie du réseau de neurones. En pointillé, le signal est multiplié par 30 pour plus de clarté. Les bruits de fonds sont séparés en deux catégories : ZZ et WW en blanc ajoutés aux autres fonds en gris. Les données sont représentées par les points.

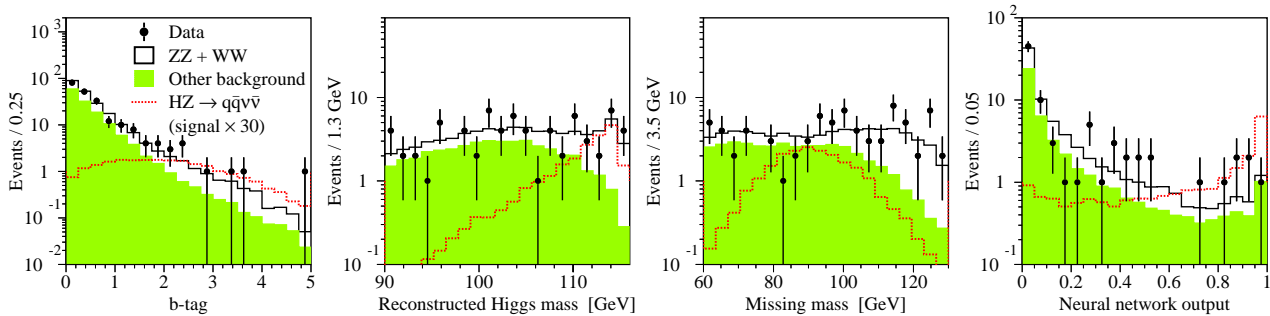


FIG. 42 – Analyse finale du canal H $\nu\bar{\nu}$  par l'expérience L3 : variables discriminantes utilisées par le réseau de neurones (de gauche à droite : variable d'étiquetage des b,  $m_H$  et la masse manquante), et sortie du réseau de neurones.

## Les poids des candidats

Si on regarde l'ensemble des données toutes expériences et tous canaux confondus, on a, avant coupures ultimes, environ 600 événements réels à traiter. À ce stade, la simulation prévoit un  $S_{tot}$  attendu d'une vingtaine d'événements de signal, dans le cas de la présence d'un boson de Higgs standard. C'est pourquoi les vingt événements de poids les plus forts sont présentés dans la table 8, avec leur poids. Ils sont donnés dans l'ordre du 10 juillet 2001 mais depuis, la calibration en énergie du LEP et les calculs à la masse préférée de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$  ont apporté des variations dans l'ordre des événements (dernière colonne de la table).

	exp.	$E_{cm}$	canal	$m_H^{rec}$ (GeV)	$w = \log(1 + s/b)$	$w = \log(1 + s/b)$
1	A	206.7	4-jet	114.3	1.73	1.33
2	A	206.7	4-jet	112.9	1.21	0.97
3	A	206.5	4-jet	110.0	0.64	0.55
4	L	206.4	E-miss	115.0	0.53	0.40
5	O	206.6	4-jet	110.7	0.53	0.37
6	D	206.7	4-jet	114.3	0.49	0.28
7	A	205.0	lept	118.1	0.47	0.50
8	A	208.1	tau	115.4	0.41	0.36
9	A	206.5	4-jet	114.5	0.40	0.28
10	O	205.4	4-jet	112.6	0.40	0.26
11	D	206.7	4-jet	97.2	0.36	0.23
12	L	206.4	4-jet	108.3	0.31	0.22
13	A	206.5	4-jet	114.4	0.27	0.20
14	A	207.6	4-jet	103.0	0.26	0.16
15	O	205.4	E-miss	104.0	0.25	0.23
16	A	206.5	4-jet	110.2	0.22	0.19
17	L	206.4	E-miss	110.1	0.21	0.17
18	O	206.4	E-miss	112.1	0.20	0.17
19	D	206.7	4-jet	110.1	0.20	0.17
20	L	206.4	E-miss	110.1	0.18	0.16

TAB. 8 – Higgs parade : les vingt événements de plus fort poids avec l'expérience qui les a enregistrés, l'énergie dans le centre de masse, le canal d'analyse correspondant, la masse du candidat reconstruite et le poids pour  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ . Dans la dernière colonne est donné le poids après calibration en énergie et en prenant pour  $m_H$  la masse préférée de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$ .

## Compatibilité avec du fond

C'est la probabilité  $1-CL_b$  qui donne la compatibilité avec une hypothèse de fond seul, et donc la probabilité que le résultat provienne d'une fluctuation statistique du fond. La figure 43 donne  $1-CL_b$  pour la combinaison des quatre expériences. La ligne pointillée horizontale est la médiane attendue (à 0.5) en l'absence de signal et la courbe en pointillé plus claire l'ensemble des minima attendus en présence de signal pour toutes les masses testées. On voit que l'observation est assez loin de la médiane à 0.5 pour toutes les masses, ce qui est compatible avec une hypothèse de signal. D'autre part, à  $m_H = 115.6 \text{ GeV}/c^2$ , la probabilité pour que les expériences LEP n'aient vu que du fond et que le fond ait fluctué jusqu'au résultat observé,  $1-CL_b$ , vaut 3.5 %.

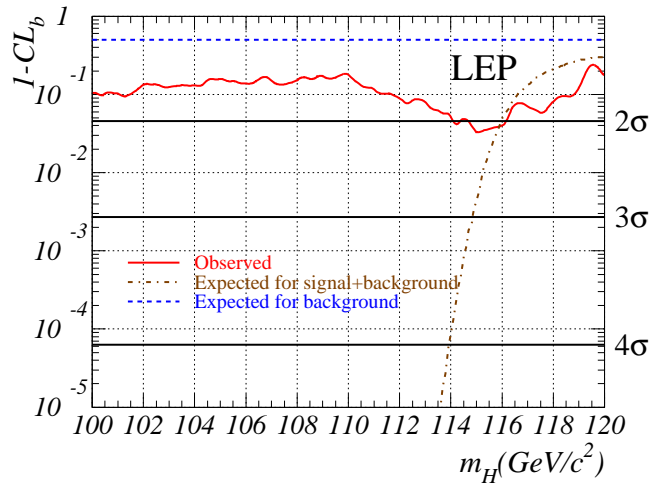


FIG. 43 –  $1-CL_b$  combiné pour le LEP en juillet 2001.

La même observable est montrée expérience par expérience sur la figure 44, où sont dessinées les courbes attendues en présence de fond seul, de fond et de signal pour toutes les masses (ensemble des minima), de fond + signal à la masse test de  $115 \text{ GeV}/c^2$ . Les courbes observées pour OPAL et L3 sont compatibles à la fois avec les deux hypothèses. En revanche, on voit nettement l'excès d'ALEPH et le déficit de DELPHI.

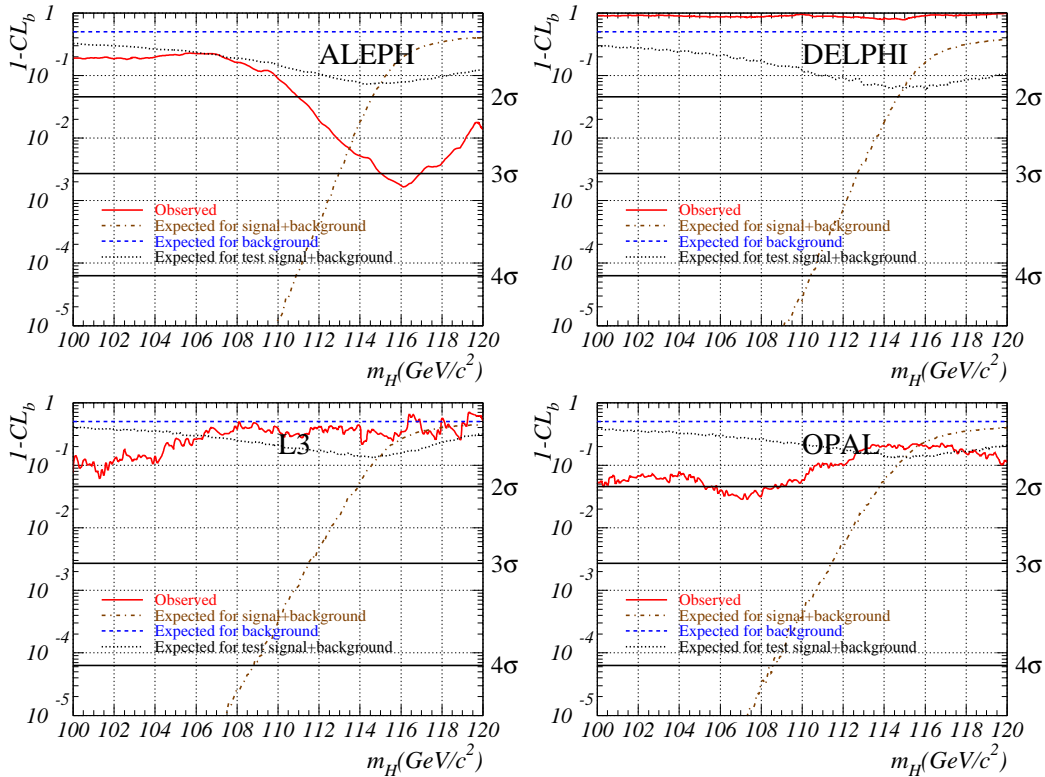


FIG. 44 –  $1-CL_b$  en fonction de la masse  $m_H$  pour chacune des expériences LEP (07/2001).

### Les densités de probabilités

Enfin, on peut présenter les résultats plus simplement avec les densités de probabilités simulées, comme dans le cas du simple comptage qui nous a servi d'exemple. Pour ce faire, il

faut choisir une masse test, que l'on prend à la valeur préférée de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$ . On peut alors regarder comment se situe la valeur de  $-2 \log Q$  calculée à cette masse par rapport aux densités de probabilités simulées sous les hypothèses fond seul et fond plus signal. Pour la combinaison des quatre expériences LEP au 10 juillet 2001, ceci est représenté sur la figure 45. Les courbes ont été lissées pour rendre le diagramme plus lisible.

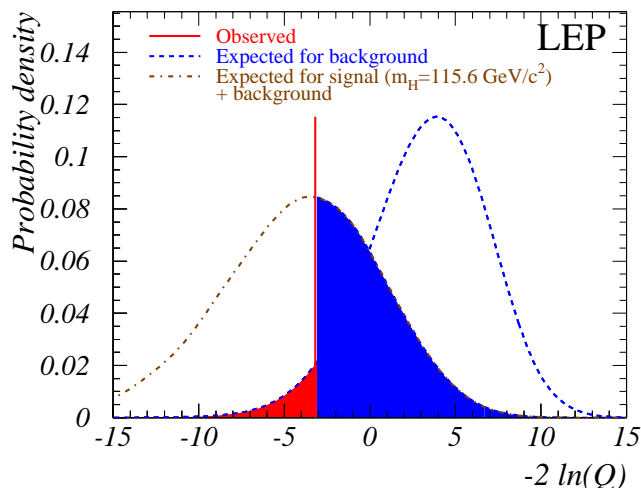


FIG. 45 – Densités de probabilité simulées pour le LEP en juillet 2001 et valeur observée à la masse test.

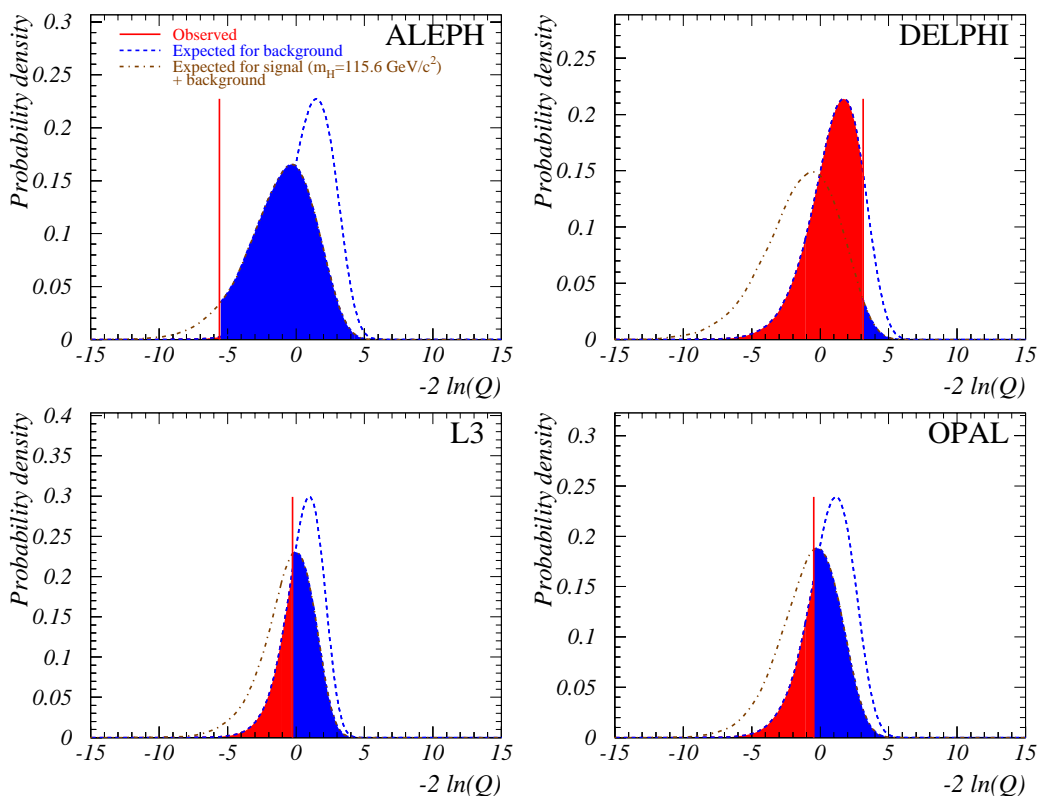


FIG. 46 – Comparaison observation *vs* simulation : densités de probabilité sous les hypothèses fond seul et fond plus signal à  $115.6 \text{ GeV}/c^2$  pour les quatre expériences LEP, sur lesquelles se superpose la valeur observée.

On retrouve  $1-CL_b = 3.5 \%$  et  $CL_{s+b} = 43.5 \%$ . Comme dans l'exemple du simple comptage, on ne peut rejeter ni l'une ni l'autre des hypothèses. On peut remarquer que  $CL_{s+b} \simeq 10 \times 1-CL_b$ , mais cela n'est pas suffisant pour conclure. La même figure mais expérience par expérience, figure 46, nous montre d'une nouvelle manière que si OPAL et L3 donnent des résultats très mitigés, ALEPH montre une grande affinité pour le signal alors que DELPHI préfère l'hypothèse fond seul. Les courbes de densités de probabilité montrent aussi que les expériences LEP sont à la limite de ce qu'elles peuvent observer si le boson de Higgs a une masse autour de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$ . En effet, la séparation des deux courbes est proportionnelle à la sensibilité des expériences à cette hypothèse.

On a présenté les résultats de juillet 2001. À cette époque, trois expériences sur quatre doivent encore finaliser leurs résultats, sans que les changements attendus soient énormes. Le résumé de ces résultats le 10 juillet 2001 est : un excès global de  $2.1\sigma$ , une masse au maximum de vraisemblance de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$ , une exclusion des masses inférieures à  $114.1 \text{ GeV}/c^2$  ( $115.4$  attendu) à  $95 \%$  CL.

### 4.1.3 Tests de cohérence des résultats

**Est-ce un excès global ou dû à une fluctuation dans un canal, une expérience ?**

La figure 47 montre les densités de probabilité sous les hypothèses fond seul et fond plus signal (de masse  $115 \text{ GeV}/c^2$ ) et les valeurs observées de  $-2 \log Q$  pour les quatre expériences et les quatre canaux. Ces diagrammes nous permettent de répondre aux deux questions suivantes : Est-ce un excès d'ALEPH seul ? Est-ce un excès du canal Hqq seul ?

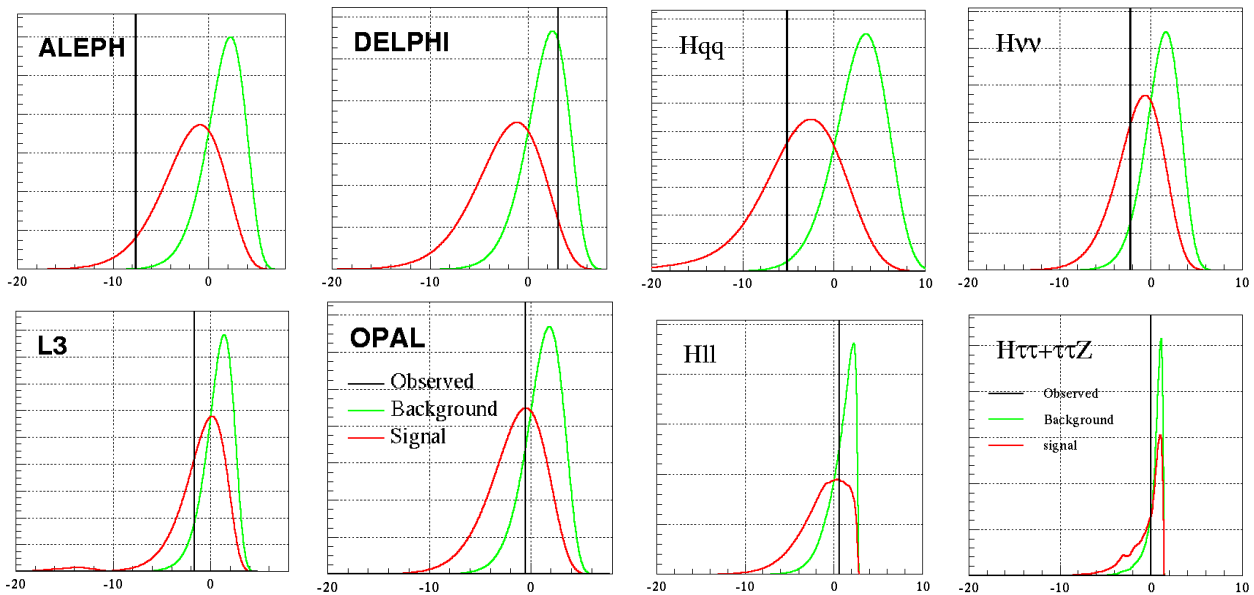


FIG. 47 – Densités de probabilité simulées sous les hypothèses fond seul et fond plus signal à la masse test, à gauche pour les quatre expériences, à droite pour les quatre canaux d'analyse.

D'une part, la combinaison ALEPH+OPAL+L3 favorise plutôt l'hypothèse  $s + b$ , donc l'excès observé est bien un excès du LEP, plutôt qu'un excès d'ALEPH. D'autre part, les quatre expériences se répartissent bien les rôles : une expérience « background-like » (DELPHI), une expérience « signal-like » (ALEPH), deux expériences plus neutres. Il en va de même pour les

canaux d'analyse. Les canaux leptoniques hors neutrinos montrent une séparation des deux hypothèses très faible, il est donc difficile de tirer des conclusions de ces canaux à faible statistique, même en combinant les quatre expériences. En revanche, les canaux  $Hq\bar{q}$  et  $H\nu\nu$  montrent une tendance vers le signal, l'excès concerne donc tous les canaux.

### Est-ce un effet de la dernière coupure ?

Une autre question importante est de savoir si l'effet observé est dû à des coupures *ad hoc*. Pour répondre à cette question, il suffit de regarder les poids des événements sur tout le lot de données. La figure 48 montre, en haut la distribution des poids des événements comparée à celle d'événements de signal dans deux cas,  $m_H = 100 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_H = 115.6 \text{ GeV}/c^2$ , en bas, les mêmes distributions intégrées en commençant par les poids les plus forts.

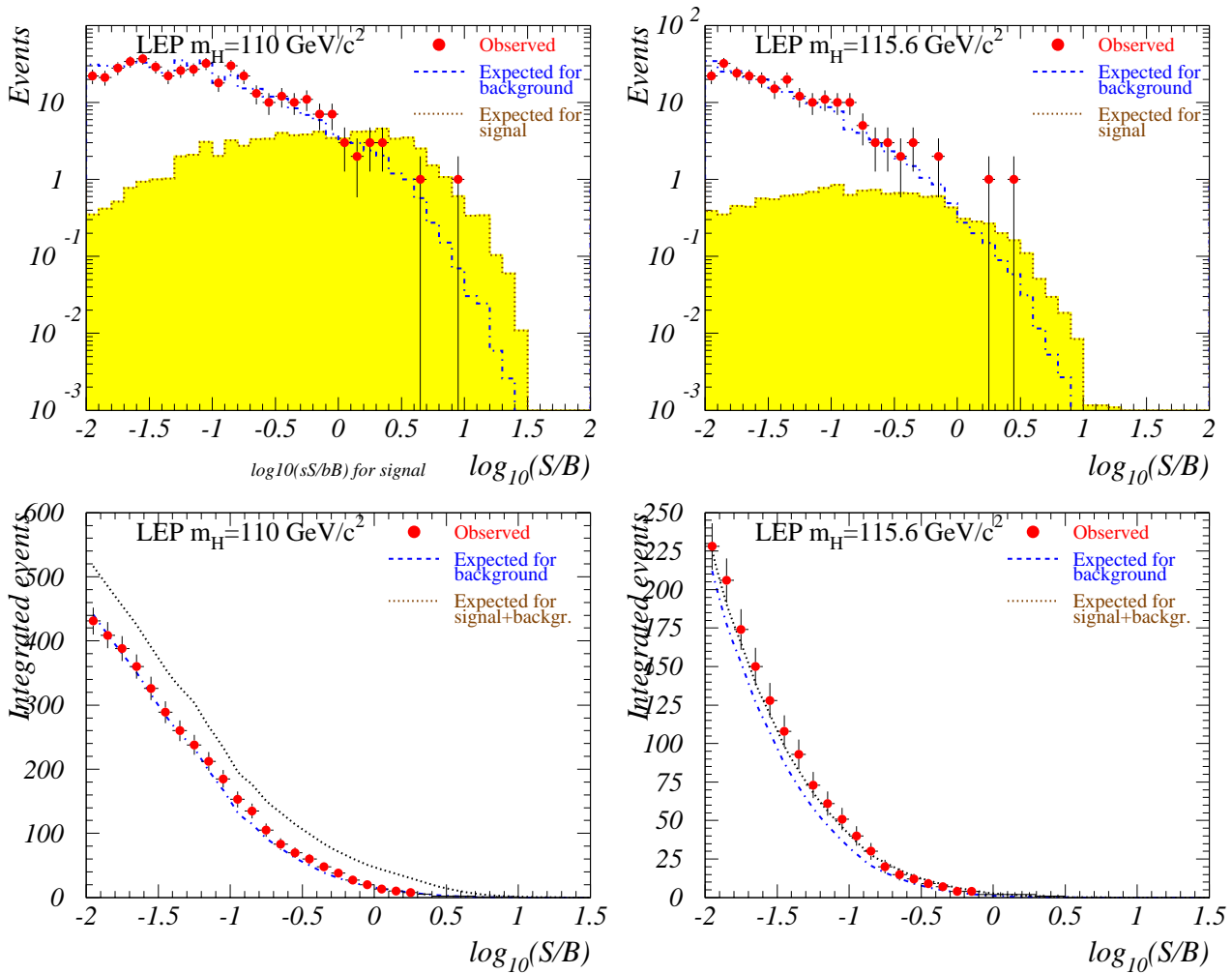


FIG. 48 – Distributions de  $\log_{10}(s/b)$  des événements LEP participant à l'analyse Higgs, pour deux masses tests  $m_H = 100 \text{ GeV}/c^2$  (à gauche) et  $m_H = 115.6 \text{ GeV}/c^2$  (à droite). Les deux distributions du bas sont intégrées en partant des événements de poids les plus forts.

On voit bien sur les distributions intégrées qu'à  $m_H = 110 \text{ GeV}/c^2$  les données se superposent à la courbe pour le fond seul alors qu'à  $m_H = 115.6 \text{ GeV}/c^2$  l'excès est présent à tous les poids. Il est donc indépendant de la coupure choisie, tous les événements contribuent.



### Variation avec l'accumulation des données

Une autre façon de tester la validité de l'hypothèse signal est de regarder la variation avec le temps de l'excès observé, autrement dit comment varie la tendance. Sur la figure 49, on voit, en ligne quasi continue ce qu'on observerait en présence d'un signal à 115 GeV/c<sup>2</sup>. Les points observés par le LEP à différentes dates sont tout à fait compatibles avec cette courbe, et on constate une augmentation régulière de l'excès avec le temps.

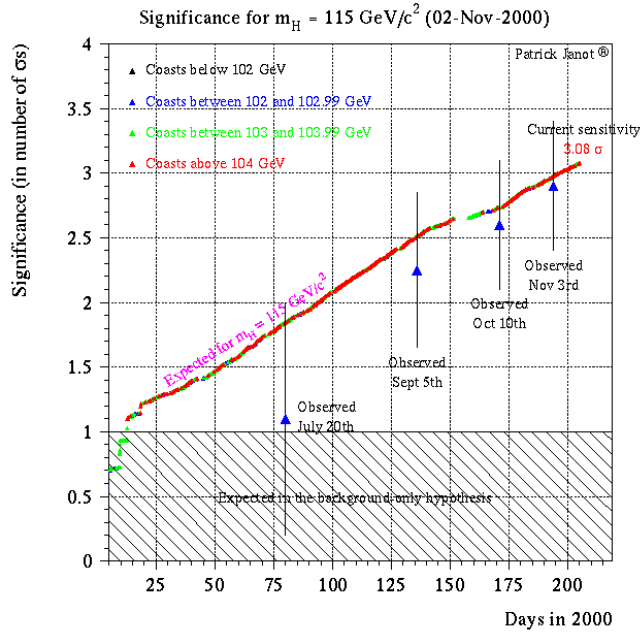


FIG. 49 – Variation de l'écart à l'hypothèse fond seul des résultats des expériences LEP en fonction du temps durant l'année 2000.

### L'allure de la statistique du test

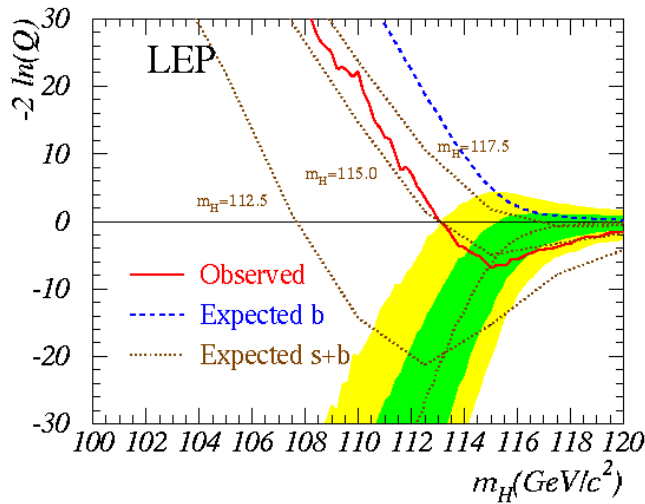


FIG. 50 – Médianes observée et attendues pour différentes valeurs de  $m_H$ . On remarque que la courbe observée est proche de la courbe attendue pour  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ , avec un écart sur tout l'éventail en masse compatible avec la résolution en masse.

La figure 50 montre les médianes observée et attendues de  $-2\ln(Q)$  pour différentes valeurs de  $m_H$ . Il y a un excès sur tout l'intervalle en masse entre 105 et 120  $\text{GeV}/c^2$ , ce qui est attendu compte tenu de la résolution sur la masse. Le puits est aussi profond qu'on peut l'attendre et le résultat sur la masse est  $m_H = 115.0_{-0.3}^{+0.7} \text{GeV}/c^2$  (juin 2001).

### L'excès est-il dû à un effet de bord (limite cinématique) ?

Le maximum de rapport de vraisemblances a lieu pour  $m_H = 115.6 \text{GeV}/c^2$  c'est-à-dire, pour des énergies dans le centre de masse autour de 206  $\text{GeV}/c^2$ , juste à la limite cinématique donc dans une zone où le bruit de fond est particulièrement difficile à maîtriser. On peut se demander alors si cet excès n'est pas dû à un effet systématique dans cette zone extrême.

Si c'était le cas, cet effet devrait être perceptible à toutes les énergies, donc on regarde les données prises à des énergies inférieures à 205 GeV et  $-2\log Q$  non pas en fonction de  $m_H$  mais en fonction de  $m_H + m_Z - \sqrt{s}$ , la zone critique est alors autour de 0 en abscisse. Sur la figure 51, la courbe dite « historically observed » donne  $-2\log Q$  pour les données prises à des énergies entre 183 et 205 GeV. Si on affecte artificiellement à ces données le même genre de déviations que celles considérées comme du signal à  $E_{cm} > 206 \text{GeV}$ , on obtient la courbe notée « observed at 206.6 GeV », autrement dit ce qu'on aurait dû observer si l'excès dans la haute énergie était dû à un effet systématique. Ce n'est pas du tout le cas.

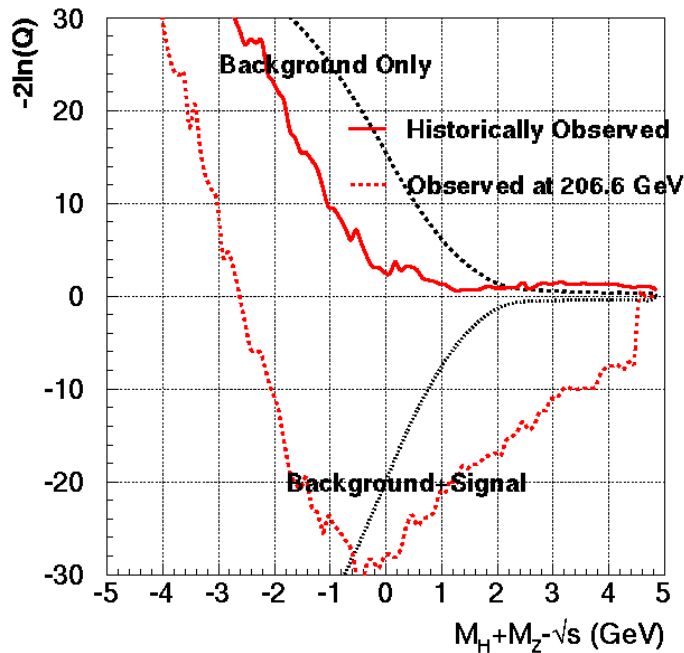


FIG. 51 –  $-2\log Q$  en fonction de  $m_H + m_Z - \sqrt{s}$  (c'est-à-dire de la distance à la limite cinématique) pour les données prises par les expériences LEP entre 183 et 205 GeV (donc non affectées par la limite cinématique). En trait plein gras, courbe observée, en pointillés gras, ce qu'on aurait observé si l'excès à haute énergie était dû à un effet systématique (et donc visible à toutes les énergies).

On voit aussi qu'on peut « espérer » discriminer jusqu'à +1 GeV en  $m_H + m_Z - \sqrt{s}$  avec la luminosité accumulée par les quatre expériences.

## Prise en compte des mesures indirectes

Les mesures de précision sur le modèle standard contraignent la masse du Higgs indépendamment des recherches directes. Il s'agit d'une approche Bayésienne qui prend en compte le paramètre de mélange  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ , la masse du boson W et la largeur partielle leptonique du Z qui dépendent de la masse du boson de Higgs et du quark top, du couplage fort  $\alpha_s$  et de la contribution hadronique à la polarisation QED dans le vide à la masse du Z  $(\Delta\alpha)_h$ . La figure<sup>1</sup> 52 donne les densités de probabilité d'expériences de pensées en fonction de la masse du Higgs, contenant les informations indirectes seulement, pour deux valeurs de  $(\Delta\alpha)_h$ . Les courbes en trait plein sont obtenues en prenant comme *a priori* une distribution plate en masse alors que les courbes en pointillés considèrent une distribution plate en  $\log(m_H)$  (*a priori* justifié par le fait que la masse du Higgs intervient logarithmiquement dans les corrections radiatives). On peut constater que les courbes ne sont pas drastiquement différentes.

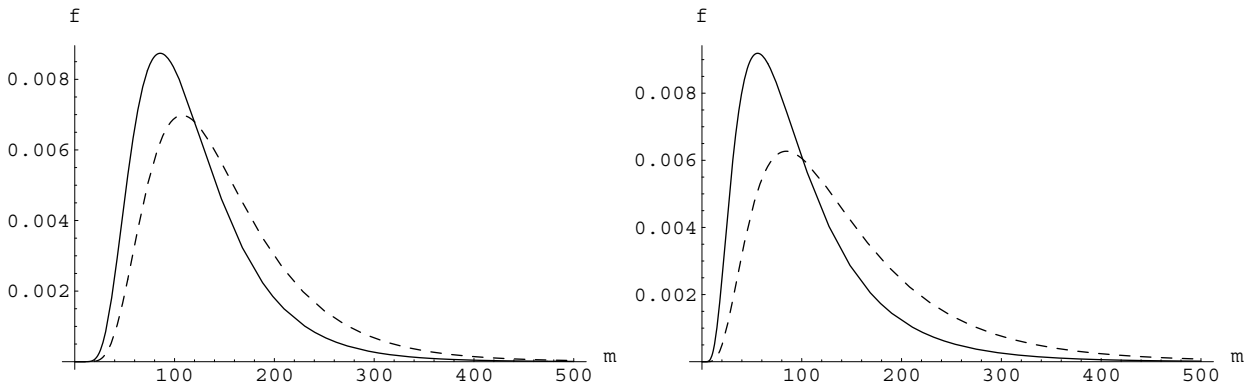


FIG. 52 – Densités de probabilité indirectes d'expériences de pensées en fonction de  $m_H$ , pour deux valeurs de  $(\Delta\alpha)_h$  (0.02804 à gauche et 0.02770 à droite). Les courbes en trait plein sont obtenues en prenant comme *a priori* une distribution plate en  $m_H$ , les courbes en pointillés considère une distribution plate en  $\log(m_H)$ .

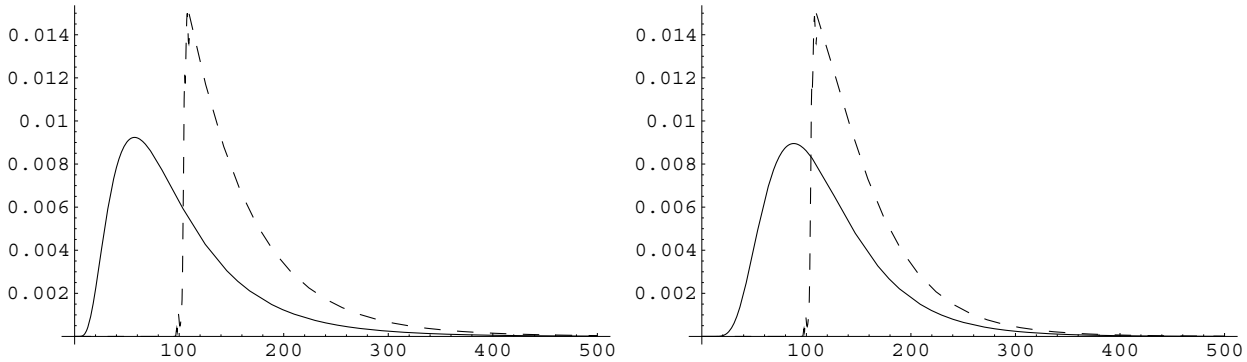


FIG. 53 – Densités de probabilité venant des informations indirectes seulement (trait plein) et en rajoutant les limites du LEP (pointillés) pour des valeurs de  $(\Delta\alpha)_h$  de 0.02804 à gauche et 0.02770 à droite.

On peut combiner ces densités de probabilité dérivées des mesures indirectes sur la masse du boson de Higgs avec les densités de probabilité données par les mesures directes des expériences

<sup>1</sup>Figure de D'Agostini et Degrassi, proceedings du workshop on "Confidence Limit", CERN, 17-18 janvier 2000, CERN 2000-005, page 17.

LEP. On obtient les courbes en pointillés de la figure<sup>2</sup> 53 (avec les limites données par le LEP à l'automne 1999). On voit alors que l'on peut avoir un pic de probabilité impressionnant juste au-dessus de la limite directe.

#### 4.1.4 Limites sur la section efficace de Higgsstrahlung

Pour conclure sur le modèle standard, on peut regarder s'il est exclu ou non par les résultats. Imaginons que pour chaque masse testée du boson de Higgs standard, on considère que les rapports de branchement sont correctement évalués mais qu'on ne connaît pas les sections efficaces. On peut alors chercher quelles sections efficaces sont exclues en fonction de  $m_H$ . Ça n'est pas une véritable recherche indépendante du modèle (et donc susceptible d'exclure un modèle donné) mais cette démarche s'en approche. La figure 54 donne, en fonction de  $m_H$ , la limite à 95 % de niveau de confiance sur  $\xi$  le rapport du couplage  $g_{HZZ}$  sans présupposer la section efficace au couplage  $g_{HZZ}^{SM}$  donné par le modèle standard. On voit que pour toutes les masses inférieures à  $110 \text{ GeV}/c^2$ , on exclut des couplages non standards inférieurs à 20 % du couplage standard.

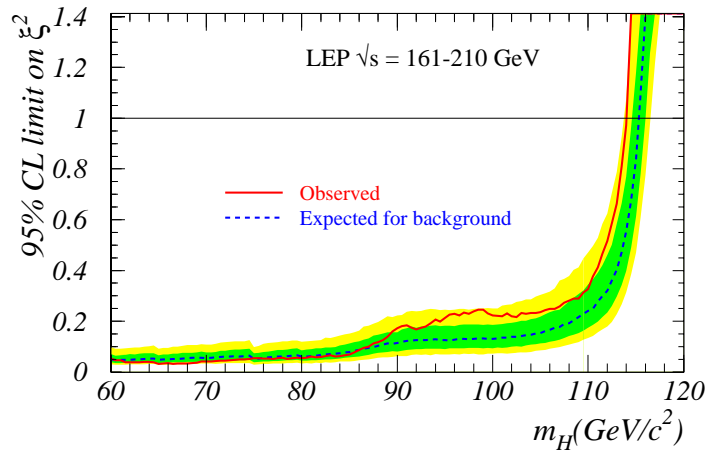


FIG. 54 – Limite à 95 % de niveau de confiance sur  $\xi = g_{HZZ}/g_{HZZ}^{SM}$  pour le Higgsstrahlung seul.

## 4.2 Résultats pour un Higgs au-delà du modèle standard

### 4.2.1 Recherche de Higgs neutres dans le cadre du MSSM

Dans la partie méthode statistique de ce cours, on a vu que la plupart des outils utilisés nécessitent des hypothèses simples. Cela signifie que nous sommes obligés de fixer le seul paramètre inconnu,  $m_H$ , pour mener les calculs et de les faire pour chaque masse testée. Dans le cas du modèle standard supersymétrique minimal, le nombre de paramètres libres est élevé et il n'est pas envisageable de tester chaque point de l'espace des paramètres du MSSM. On définit des « benchmarks » qui sont des points de cet espace des phases que l'on va tester, pour lesquels il reste alors seulement deux paramètres libres à choisir parmi  $m_h$ ,  $m_A$  et  $\tan \beta$ . Deux tels scénarii sont décrits dans la table 9. Le scénario dit « no mixing » se réfère à un modèle

<sup>2</sup>Figure de D'Agostini et Degrassi, Constraining the Higgs boson mass through the combination of direct search and precision measurement results, contributed paper to the workshop on "Confidence Limit", CERN, 17-18 janvier 2000, hep-ph/0001269 v1.

sans mélange entre les squarks stop, alors que dans le scénario dit « maximum  $m_h$  », le mélange entre stops est choisi de telle sorte que la limite supérieure sur  $m_h$  soit la plus grande possible.

« no mixing » / « maximum $m_h$ » scenario		
$m_{\text{top}}$	$= 174.3 \text{ GeV}/c^2$	masse du quark top
$M_{\text{SUSY}}$	$= 1 \text{ TeV}/c^2$	masse des sfermions à l'échelle électrofaible
$\mu$	$= -200 \text{ GeV}/c^2$	paramètre de mélange du secteur des Higgs
$M_2$	$= 200 \text{ GeV}/c^2$	masse des jauginos mass à l'échelle électrofaible
$m_{\tilde{g}}$	$= 0.8 M_{\text{SUSY}}$	masse des gluinos
$A_b = A_t$		couplage trilineaire Higgs-stop
$X = A - \mu \cot \beta$	$= 0 / 2 \times M_{\text{SUSY}}$	paramètre de mélange des stops

TAB. 9 – Deux scenarii MSSM testés : « no mixing » sans mélange entre les squarks stop et « maximum  $m_h$  » avec un mélange entre stops tel que la limite supérieure sur  $m_h$  soit la plus grande possible.

Les limites obtenues par le LEP sont présentées sur les figures 55 qui montrent 1- $\text{CL}_b$  dans le plan  $(m_A, m_h)$ .

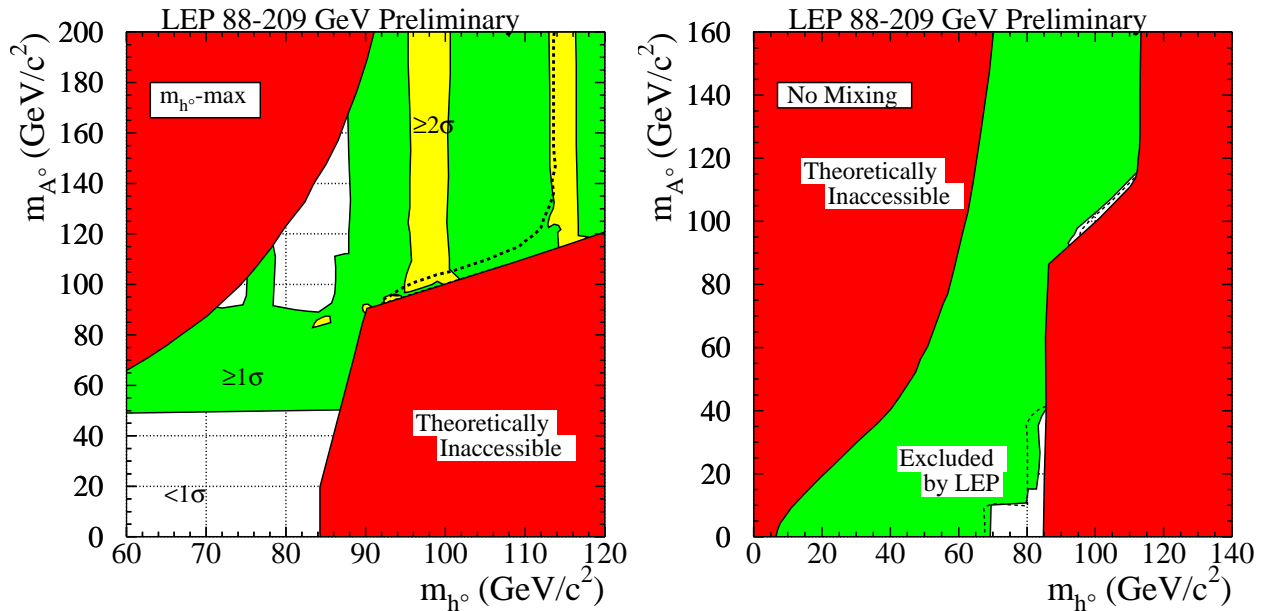


FIG. 55 – Exclusion et écart de 1- $\text{CL}_b$  observé par rapport aux valeurs attendues, dans le plan  $(m_A, m_h)$  dans le cas du scénario avec  $m_h$  maximum à gauche et pour le scénario dit « no mixing » à droite.

Dans le cas du scénario avec  $m_h$  maximum (figure 55 à gauche), les zones les gris clair représentent un excès à plus de  $2\sigma$  et se répartissent en deux îlots à  $(m_A, m_h) = (83, 83)$  et  $(93, 93) \text{ GeV}/c^2$  qui viennent de l'analyse  $e^+e^- \rightarrow hA$  et deux bandes à  $m_h = 97$  et  $115 \text{ GeV}/c^2$  qui viennent de l'analyse modèle standard, pas sensible à  $m_A$ . On pourrait imaginer un jeu de paramètres du MSSM qui permettrait  $m_h \simeq 90 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_H \simeq 115 \text{ GeV}/c^2$  pour des valeurs

de  $\tan \beta$  autour de 7. Les zones blanches quadrillées représentent un écart au résultat attendu de moins de  $1\sigma$  et les zones plus foncées un écart entre 1 et  $2\sigma$ . La courbe en pointillés délimite la zone exclue par les résultats du LEP de juillet 2001, qui couvre tout ce qui est à gauche de cette ligne. Cela se traduit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} m_h &< 91.0 \text{ (95.0 attendu) GeV}/c^2 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \\ m_A &< 91.90 \text{ (94.6 attendu) GeV}/c^2 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \\ 0.5 &< \tan \beta < 2.4 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \end{aligned}$$

Dans le cas du scenario sans mélange, tout le plan  $(m_A, m_h)$  pour des masses allant jusqu'à 160 et 140  $\text{GeV}/c^2$  respectivement est quasiment exclu à 95 % de niveau de confiance comme on peut le voir sur la figure 55 à droite. Il reste deux zones non exclues : celle située le long de la diagonale aurait été accessible au LEP avec une année de données à haute énergie supplémentaire. Les lignes en pointillés donnent les limites observées qui se traduisent comme suit :

$$\begin{aligned} m_h &< 91.5 \text{ (95.0 attendu) GeV}/c^2 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \\ m_A &< 92.20 \text{ (95.3 attendu) GeV}/c^2 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \\ 0.7 &< \tan \beta < 10.5 \text{ à } 95 \text{ \% C.L.} \end{aligned}$$

#### 4.2.2 Recherche de Higgs chargés dans les modèles 2HDM

Comme on l'a déjà souligné, les Higgs chargés au LEP sont étudiés dans un cadre plus large que le MSSM à savoir les modèles à deux doublets de Higgs ou 2HDM. Sur la figure 56 sont représentés le mode de production des bosons de Higgs chargés puis leur désintégration en trois canaux distincts. On attend une trentaine d'événements pour  $m_{H^\pm} = 70 \text{ GeV}/c^2$ .

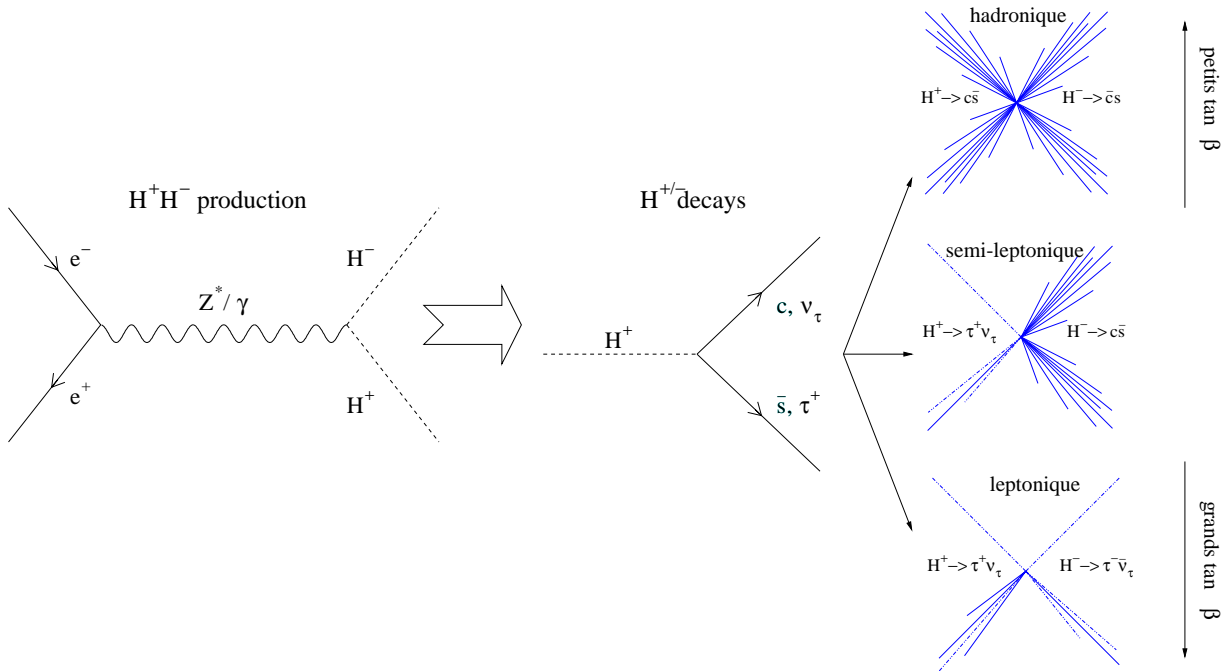


FIG. 56 – Diagrammes de production et décroissance des Higgs chargés et les trois canaux d'analyse.

On a à nouveau deux paramètres libres, à savoir la masse des bosons de Higgs chargés et un des deux rapports de branchement lorsqu'on suppose  $Br(H^+ \rightarrow c\bar{s}) + Br(H^+ \rightarrow \tau^+\nu) = 1$ , donc les résultats sont présentés dans un plan  $(Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu), m_{H^\pm})$ . La combinaison des quatre expériences est présentée sur la figure 57 et se traduit par une limite à 95 % de niveau de confiance indépendante du rapport de branchement  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)$  de  $m_H < 78.6 \text{ GeV}/c^2$  (pour 78.8 attendu).

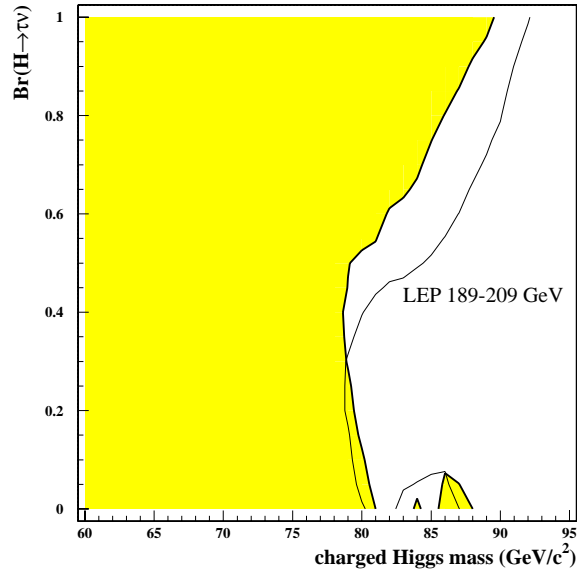


FIG. 57 – Zone du plan  $(Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu), m_H)$  exclue par le LEP à 95 % de niveau de confiance.

Cette combinaison cache en réalité de profondes différences entre les expériences. L3 observe un large excès dans le canal purement hadronique, s'étendant pour tous les  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)$  inférieurs à 0.5, non confirmé par les trois autres expériences.

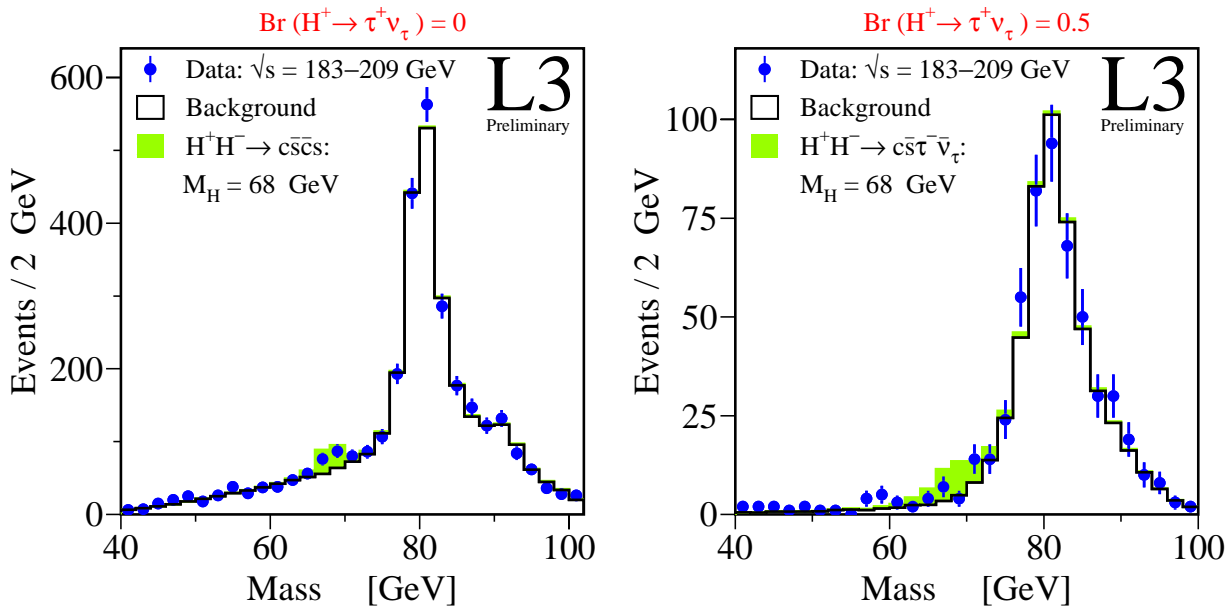


FIG. 58 – Pour l'expérience L3, distribution en masse des candidats  $H^\pm$  dans le canal purement hadronique à gauche et semi-leptonique à droite.

Les figures 58 montrent, pour L3 seule, les distributions en masse à  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)=0$  (canal purement hadronique) et à  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)=0.5$  (canal semi-leptonique). On voit que l'excès à  $68 \text{ GeV}/c^2$  vient principalement du canal hadronique, les données se superposant à la distribution en masse du fond plus signal (figure de gauche). La déviation maximale par rapport à l'hypothèse fond seul est obtenue pour  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)=0.1$ .

Une autre façon de représenter ces diagrammes est de soustraire le fond. On obtient alors la distribution de la figure 59 sur laquelle on voit parfaitement un excès de données vers  $68 \text{ GeV}/c^2$ .

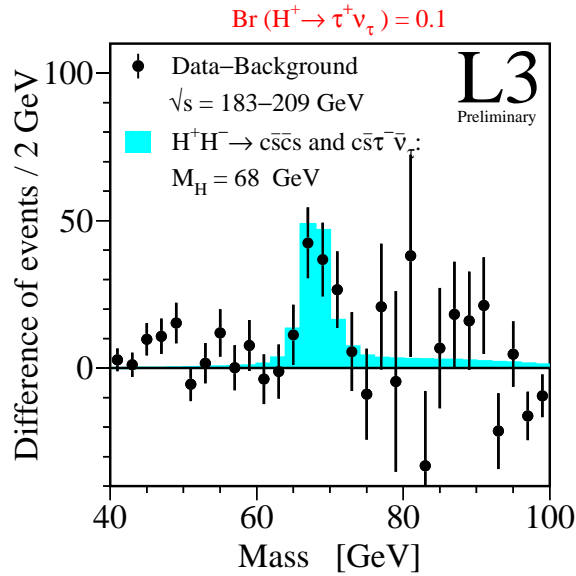


FIG. 59 – Recherche de Higgs chargés : différence entre la distribution en masse pour le fond et les données, à  $Br(H^\pm \rightarrow \tau\nu)=0.1$  pour L3.

Cela se traduit en  $1-CL_b$  par un écart impressionnant de  $4.2\sigma$  comme montré sur la figure 60.

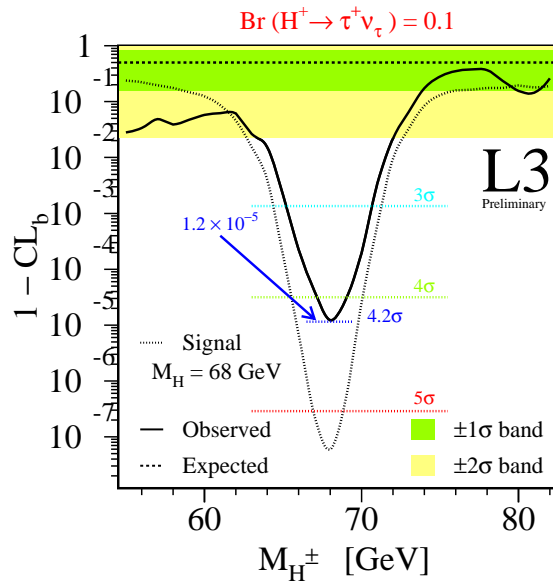


FIG. 60 – Recherche de Higgs chargés :  $1-CL_b$  en fonction de  $m_{H^\pm}$  pour L3.



Cet excès est à l'étude car non seulement il n'est pas confirmé par les trois autres expériences mais il est en fait contrebalancé par un déficit de ALEPH, ce qui explique qu'il n'est pas visible sur la combinaison. Sur les diagrammes à deux dimensions de la figure 61, on voit les écarts en nombre de  $\sigma$  par rapport au  $1-CL_b$  attendu dans le plan  $(Br(H \rightarrow \tau\nu), m_{H^\pm})$  pour la combinaison LEP en haut. Les deux diagrammes du bas montrent les résultats de L3 (à gauche) et ALEPH (à droite). La zone très sombre pour L3 montre un excès à plus de  $4\sigma$ , qui correspond à la zone claire d'ALEPH pour un déficit qui frôle les  $3\sigma$ .

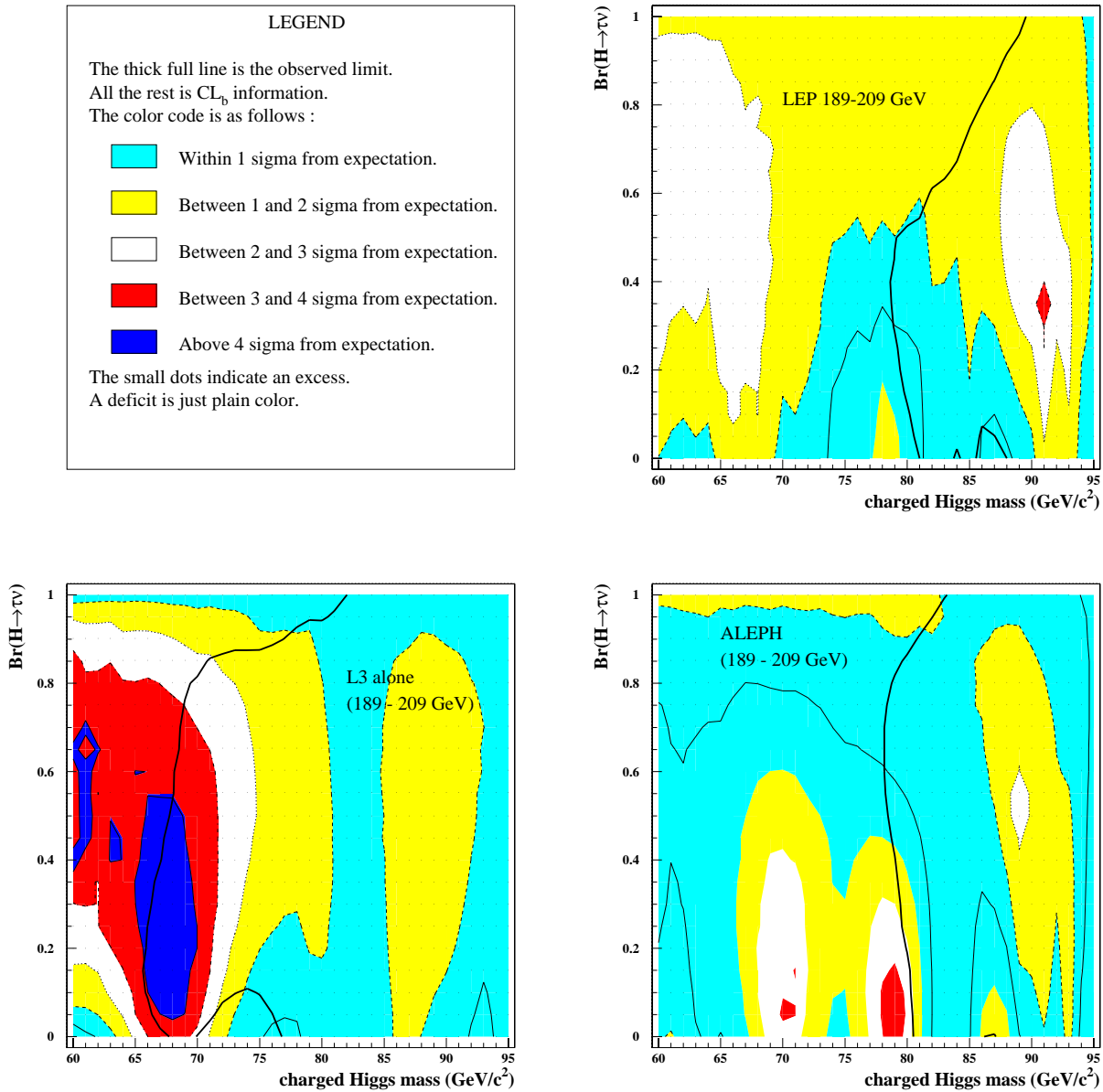


FIG. 61 –  $1-CL_b$  attendu dans le plan  $(Br(H \rightarrow \tau\nu), m_{H^\pm})$  pour la combinaison LEP (en haut), L3 (en bas à gauche) et ALEPH (en bas à droite). La ligne pleine montre la limite observée. On voit que l'excès de L3 à  $68 GeV/c^2$  (en foncé) est compensé par un déficit d'ALEPH (en très clair).

Le LEP donne aussi un résultat en terme de limite supérieure sur la section efficace. Sur

la figure 62, les pointillés donnent la section efficace prédite à  $E_{cm} = 206 \text{ GeV}/c^2$ , à comparer avec la courbe attendue en fond et l'observée, pour le canal purement hadronique.

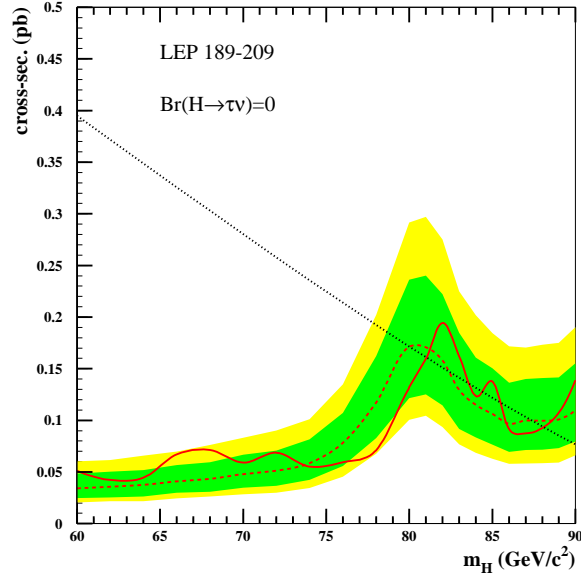


FIG. 62 – Limite sur la section efficace en Higgs chargés, pour  $Br(H \rightarrow \tau\nu) = 0$ . En pointillés section efficace prédite à  $E_{cm} = 206 \text{ GeV}/c^2$ .

### 4.2.3 Higgs invisible

Le boson de Higgs est dit invisible lorsqu'il se désintègre en particules non détectables par exemple en deux  $\chi$ , avec  $\chi$  la particule supersymétrique la plus légère. La signature de ce canal est de l'énergie manquante et un  $Z$  décroissant en deux jets ou deux leptons acoplanaires. La limite obtenue par LEP en juillet 2001 est  $m_H > 114 \text{ GeV}/c^2$  pour 113.5 attendue à 95 % de niveau de confiance.

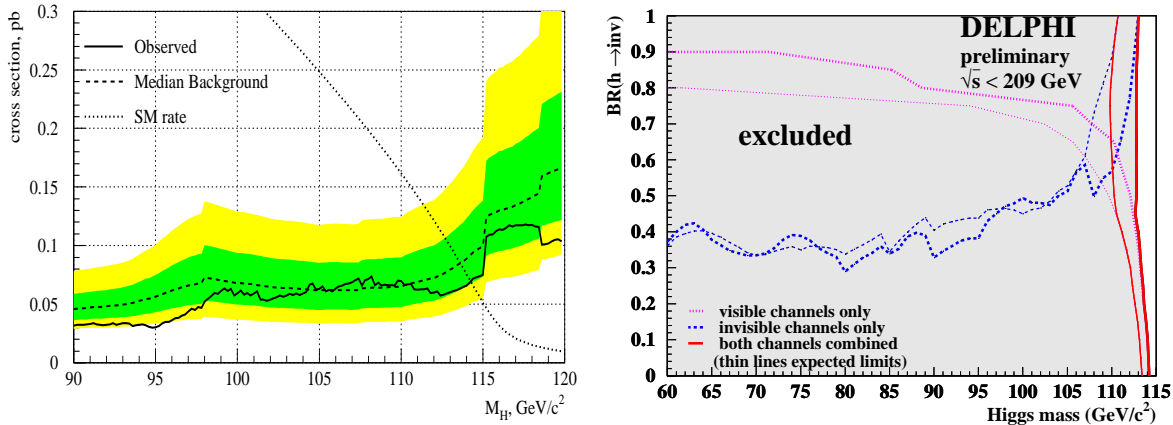


FIG. 63 – Recherche de bosons de Higgs invisibles. À gauche, limite supérieure sur la section efficace pour le LEP. À droite, exclusion de DELPHI dans le plan rapport de branchement vs  $m_H$ , en combinant avec les analyses « modèle standard ».

Sur la section efficace, dans l'hypothèse où le Higgs est entièrement invisible (rapport de branchement en invisible de 100 %) la limite supérieure en fonction de la masse est donnée sur

la figure 63 de gauche. En terme de rapport de branchement, la figure 63 de droite donne, dans l'exemple de DELPHI, la zone exclue du plan  $(Br, m_H)$ , en prenant comme section efficace la section efficace standard. Cette zone se traduit par les limites suivantes :

Scenario	limites (Delphi seul)	
	(attendue)	observée ( $\text{GeV}/c^2$ )
Modèle standard ( $Br(H \rightarrow \text{inv}) = 0$ )	(113.5)	114.3
pur invisible ( $Br(H \rightarrow \text{inv}) = 1$ )	(110.7)	113.0
tous $Br$	(109.8)	112.6

#### 4.2.4 Higgs fermiophobique

Le boson de Higgs est dit fermiophobique lorsqu'il est supposé ne se désintégrer qu'en bosons ( $h \rightarrow \gamma\gamma, W^+W^-, ZZ$ ). On peut par exemple imaginer un modèle type 2HDM avec des couplages aux fermions égaux et proportionnels à  $\cos \alpha$ , avec  $\alpha = \pi/2$ . Pour ces recherches, on suppose comme section efficace de production de Higgs, la section efficace du modèle standard. On peut alors calculer les rapports de branchement des désintégrations possibles du Higgs, ils sont représentés sur la figure 64. Dans les résultats présentés ici, seul le canal  $\gamma\gamma$  est pris en compte. La combinaison des quatre expériences ne voit aucun excès comme on peut le constater sur la figure 65 qui donne la distribution de  $m_{\gamma\gamma}$  pour les données comparée à la distribution pour le fond sur laquelle on a superposée un signal à  $100 \text{ GeV}/c^2$ .

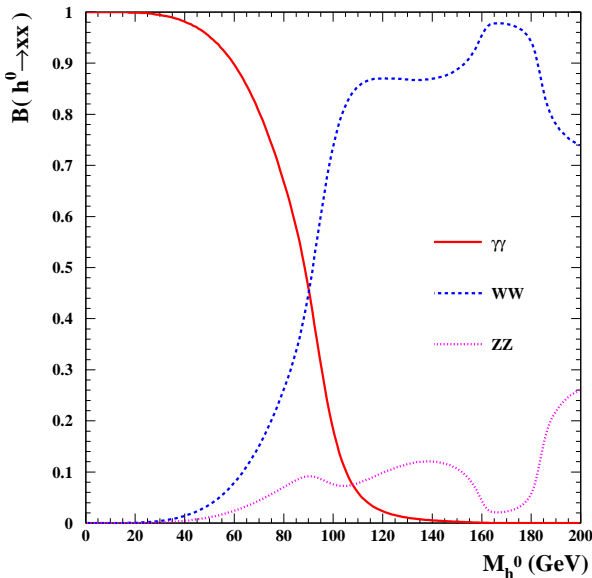


FIG. 64 – Rapports de branchement pour un Higgs fermiophobique.

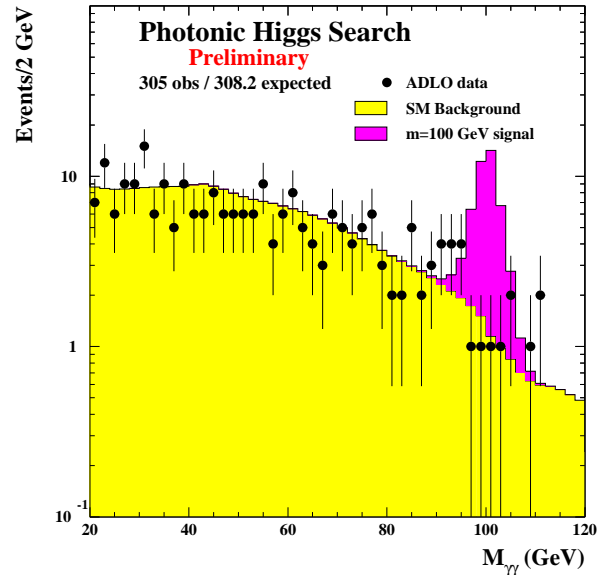


FIG. 65 – Distribution en masse observée pour un Higgs fermiophobique, données du LEP juillet 2001.

Sur la figure 66, on voit la limite supérieure sur le rapport de branchement  $Br(h \rightarrow \gamma\gamma)$  observée par l'ensemble des expériences LEP. La courbe observée est compatible avec l'absence de signal puisqu'elle est entièrement contenue dans les bandes à  $\pm 2\sigma$  autour de la médiane attendue dans ce cas.

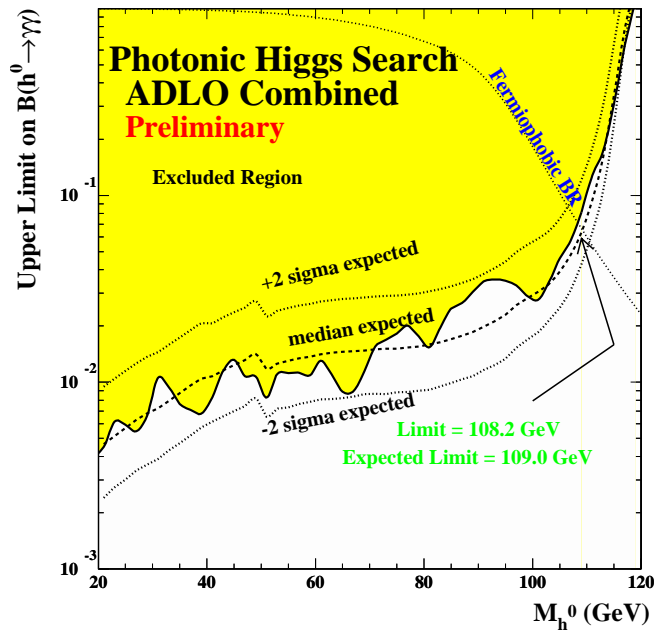


FIG. 66 – Limite supérieure sur  $Br(h \rightarrow \gamma\gamma)$  observée par le LEP.

À 95 % de niveau de confiance, le LEP exclut des masses inférieures à  $108.2 \text{ GeV}/c^2$  (pour  $109.0$  attendu) pour le rapport de branchement  $Br(h \rightarrow \gamma\gamma)$  égal à 6 %, attendu dans le modèle fermiophobic considéré.

#### 4.2.5 Recherche indépendante de la saveur

Cette analyse consiste à rechercher un boson de Higgs qui ne se couple pas aux leptons, et de le chercher quelque soit l'état final  $q\bar{q}$  ou  $gg$  indépendamment de la saveur des quarks produits de désintégration. Cette recherche présente la particularité de ne pas s'appuyer du tout sur l'identification de quarks beaux.

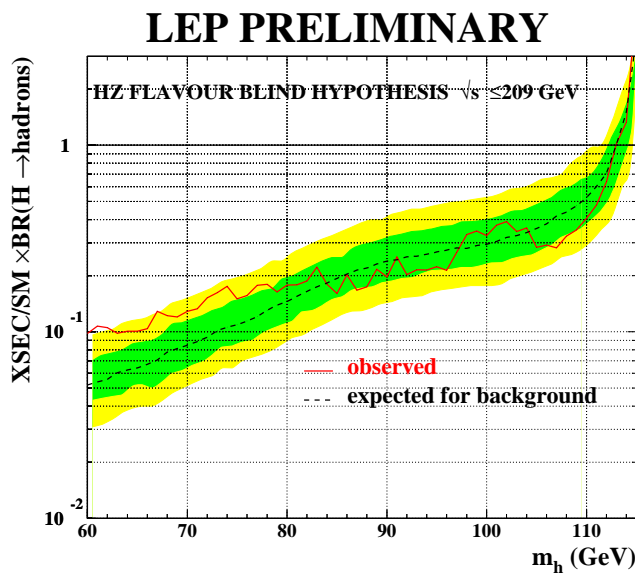


FIG. 67 – Limite sur la section efficace dans les recherches indépendantes de saveur.

Pour une section efficace de production de Higgs standard et un rapport de branchement  $Br(h \rightarrow \text{hadrons}) = 100\%$  le LEP donne la limite suivante :  $m_h > 112.9 \text{ GeV}/c^2$  (pour 113.0 attendu), toujours à 95 % de niveau de confiance.

#### 4.2.6 Scenario à grand $\mu$ dans le cadre du MSSM

Nous avons déjà introduit deux scénarii MSSM (les benchmarks). Un troisième scénario, dit « à grand  $\mu$  », est un exemple typique où, pour certaines valeurs des paramètres, le processus  $h \rightarrow b\bar{b}$  est très supprimé. Il se trouve que c'est le cas pour les grandes valeurs de  $\mu$  (ici, 1 TeV).

Avant les analyses indépendantes de la saveur, le LEP ne pouvait exclure la totalité du plan  $(m_A, \tan\beta)$  : la région grisée de la figure 68 résistait. Grâce aux analyses indépendantes de saveur (introduction des possibles désintégrations  $h \rightarrow c\bar{c}$  et  $h \rightarrow gg$ ), tous les points du plan sont maintenant exclus à 95 % de niveau de confiance.

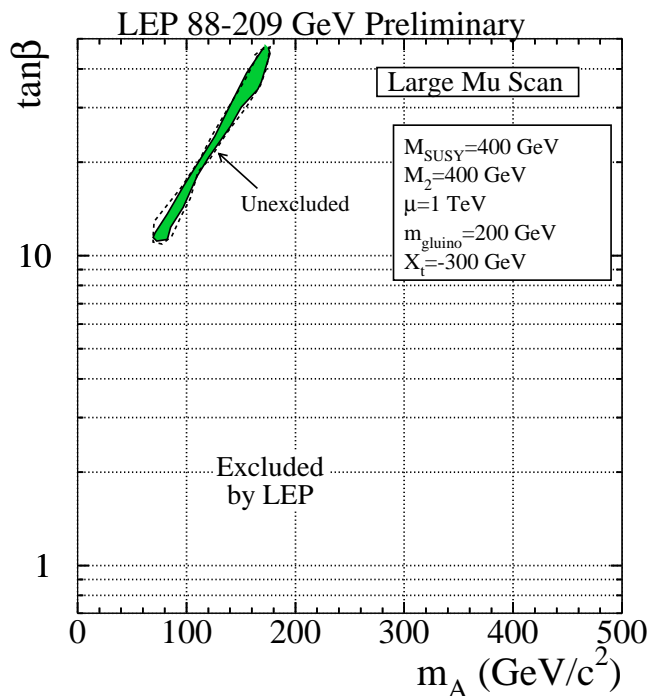


FIG. 68 – Dans le scénario à grand  $\mu$ , exclusion dans le plan  $(\tan\beta, m_A)$ . Cette figure a été mise à jour, tout le plan est maintenant exclu à 95 % de niveau de confiance.

## 5 Conclusion

Nous avons vu durant ce cours que malgré un travail acharné sur les analyses et leur combinaison, il est difficile de trancher entre les deux solutions avec et sans signal. La seule façon d'accroître la sensibilité des analyses LEP pour la recherche d'un ou de boson(s) de Higgs aurait été un accroissement de la luminosité. En revanche, il est toujours possible de donner des limites, qui sont résumées dans la table 10.

Modèle	limite à 95% CL	
	observée	attendue
Modèle Standard Minimal	114.1 GeV	115.4
2HDM Type I fermophobic	108.2 GeV	109.0
2HDM Type II $H^\pm$	78.6 GeV	78.8
MSSM benchmark	h	91.0 GeV
	A	91.9 GeV
Higgs invisible	h	114.4 GeV
Indépendant de saveur		112.9 GeV
tan $\beta$ excluded		0.7 - 2.4

TAB. 10 – Limites sur les recherches de Higgs en juillet 2001.

Les données sont compatibles (sans qu'il soit possible de l'affirmer) avec soit un Higgs standard vers 115.6 GeV, soit un scénario MSSM. Pour quelques GeV manquants, LEP n'a pas pu ni couvrir la totalité du plan MSSM, ni conclure sur les excès observés. Nous restons sur un goût d'inachevé.

Les résultats finals sont attendus pour le printemps 2002. Les codes et les données nécessaires pour reproduire ces résultats, ou les combiner avec les futures données, (FNAL, LHC, collisionneur linéaire) seront disponibles sous la forme d'un CDrom.

## Pour en savoir plus...

Pour en savoir plus sur les méthodes statistiques :

Proceedings du "Workshop on confidence limits", p. 81 sqq  
CERN Yellow Book CERN 2000-005

A. L. Read, Delphi note 97-158 PHYS 737 (1997)

Pour en savoir plus sur la chasse au boson de Higgs au LEP :

ALEPH <http://alephwww.cern.ch/WWW/>

DELPHI <http://delinfo.cern.ch/DELPHI/>

L3 <http://l3www.cern.ch/>

OPAL <http://www.cern.ch/Opal/PPwelcome.html>

HWG <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/www/Welcome.html>