

Université de Paris VI  
Spécialité : Sciences Physiques

# Mémoire présenté en vue d'obtenir l'habilitation à diriger des recherches

Vanina Ruhlmann-Kleider  
DSM/DAPNIA/SPP

Soutenu le 21 juin 2004 devant le jury composé de :

R. Aleksan	Rapporteur
P. Billoir	Président
P. Igo-Kemenes	
J. Lefrançois	Rapporteur
B. Mansoulié	
F. Richard	Rapporteur



# 1 Introduction

Ce dossier de titres et travaux, présenté en vue d'obtenir l'habilitation à diriger les recherches auprès de l'université de Paris VI, est organisé comme suit : après un bref curriculum vitae (section 2), vient la partie principale (section 3) consacrée aux activités de recherche que j'ai menées depuis le début de ma thèse de doctorat. Suivent l'énoncé des enseignements que j'ai donnés (section 4) puis le récapitulatif des responsabilités exercées, encadrements, présentations en conférence ou séminaires effectués sur la même période (section 5). La liste des publications et notes auxquelles j'ai apporté une contribution directe, qui sont discutées dans la section 3, est présentée à la fin du mémoire. Cinq de ces publications sont jointes à ce document.

Pour la partie dossier de travaux, j'ai pris le parti de décrire mes contributions sans chercher à les replacer dans un contexte plus général, que ce soit pour les contributions techniques, pour les résultats de physique ou pour la phénoménologie des sujets de physique abordés. On ne trouvera donc pas ici d'exposé de référence sur tel ou tel plan, mais on y trouvera des détails, généralement absents des publications, qui permettent de mieux comprendre le cheminement qui permet d'aboutir aux résultats publiés.

## 2 Curriculum vitae

Nom : RUHLMANN-KLEIDER  
Prénom : Vanina  
Date et lieu de naissance : 16/03/1961 à Mulhouse (Haut-Rhin)  
Situation de famille : mariée, 2 enfants  
Laboratoire : DAPNIA/SPP, CE-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex

### Curriculum vitae :

1979 Baccalauréat série C, mention B.  
1980/82 Classes préparatoires (Math. Sup. et Math. Spé. P') au lycée Kléber à Strasbourg.  
1982 Entrée à l'Ecole Normale Supérieure de Jeunes Filles (Sèvres), section : Physique, rang d'admission : 3.  
1983 Licence et Maîtrise de Physique Fondamentale à l'Université Paris 6, mention B.  
1984 mars : stage de DEA effectué au DPhPE/SEPh dans l'expérience CELLO.  
Sujet : mise en évidence d'un éventuel quark  $b'$ .  
Juin : DEA de Physique Nucléaire et des Particules (responsable : Luc Valentin), mention TB, rang de sortie : 1.  
1985 Début de thèse au DPhPE/SEPh dans l'expérience UA2 (directeur de thèse : M. Banner puis A. Roussarie).  
1986 Agrégation de Sciences Physiques, option Physique, rang d'admission : 2.  
1988 mars : Thèse de doctorat de l'Université Paris 6.  
Sujet : Mesure de la constante de couplage effective de l'interaction forte déduite de l'étude des processus de production des bosons W et Z (expérience UA2), mention : très honorable.  
juillet : début de ma participation à l'expérience DELPHI.  
septembre : Embauche au DPhPE/SEPh qui deviendra plus tard le Dapnia/SPP.  
1997 Accès au grade C3 (équivalent de directeur de recherche au CNRS).  
2003 septembre : médaille d'argent du CNRS.

### 3 Exposé de travaux de recherche

Ce chapitre présente mes travaux de recherche depuis septembre 1984. Ma thèse de doctorat, effectuée dans l'expérience UA2, au  $S p\bar{p} S$ , sera brièvement évoquée, puis je passerai en revue les différents thèmes que j'ai abordés dans l'expérience DELPHI au LEP : étalonnage de l'électronique de la chambre à échantillonnage temporel (TPC), recherche de bosons de Higgs à LEP1, amélioration de la reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique, recherche de bosons de Higgs à LEP2, participation au groupe de travail du LEP sur les recherches de bosons de Higgs et interprétation dans le cadre du MSSM des résultats des recherches de bosons de Higgs neutres de DELPHI.

#### 3.1 Thèse de doctorat (expérience UA2)

Ma thèse [1] s'est déroulée dans l'expérience UA2 auprès de l'anneau de collisions proton antiproton du CERN. Elle a porté sur la mesure de la constante de couplage de l'interaction forte,  $\alpha_s^{\text{MS}}(M_W)$  à partir du nombre de W produits en association avec un jet, normalisé au nombre de W produits sans jet, les W étant reconstruits dans leur canal de désintégration en paire électron neutrino.

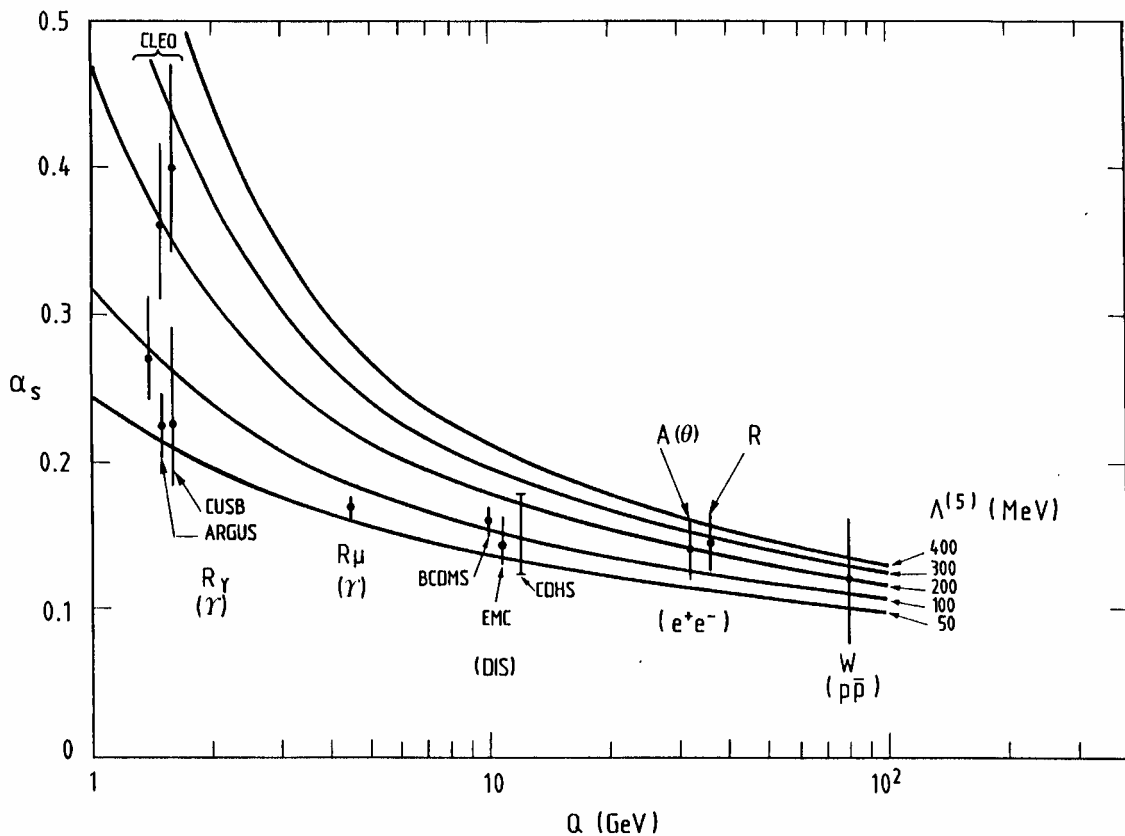
Ceci a nécessité tout d'abord la mise au point de critères de sélection des événements correspondant à la désintégration d'un W en paire  $e\nu$  et la reconnaissance des jets associés au W. Si les critères d'identification des électrons utilisés par la collaboration étaient adaptés à mon étude, la sélection standard des événements ne l'était pas car elle privilégiait les W produits sans jet pour une mesure plus aisée des propriétés du W. Sur le conseil de M. Banner, j'ai introduit une nouvelle méthode de sélection basée sur la masse transverse de la paire  $e\nu$  construite à partir de l'impulsion transverse d'un électron identifié et de l'impulsion transverse manquante de l'événement. Par ailleurs, les jets étaient reconstruits dans les calorimètres comme amas d'énergie dans un ensemble de cellules jointives et contenant une énergie supérieure à un seuil donné (400 MeV). Avec cet algorithme, les fragments d'un jet émis à grand angle de l'axe du jet étaient perdus et l'énergie du jet sous-estimée par rapport à celle du parton parent (de 40% en moyenne pour un parton de 10 GeV par exemple). Or, une bonne reconstruction de l'échelle d'énergie des jets était nécessaire pour identifier, parmi les jets d'un événement, ceux produits en association avec un W, qui se caractérisaient par une énergie transverse élevée. L'énergie des jets définis par les amas calorimétriques a donc été corrigée grâce à un algorithme de cône, de taille ajustée sur simulation de façon à reproduire l'énergie des partons parents.

Mon travail de thèse a également demandé le calcul, à l'ordre  $\alpha_s$  des facteurs K relatifs à la production d'un W accompagné d'un seul jet ou produit sans jet. Les facteurs K étaient indispensables pour relier les sections efficaces théoriques de production de W avec un ou plusieurs partons aux nombres de W reconstruits avec un ou plusieurs jets. Le calcul effectué dans ma thèse a utilisé tous les calculs théoriques alors disponibles et conclu à une détermination au premier ordre des facteurs  $\overline{K}$  avec une précision se traduisant par une incertitude systématique de 17% sur la mesure de  $\alpha_s^{\text{MS}}(M_W)$ .

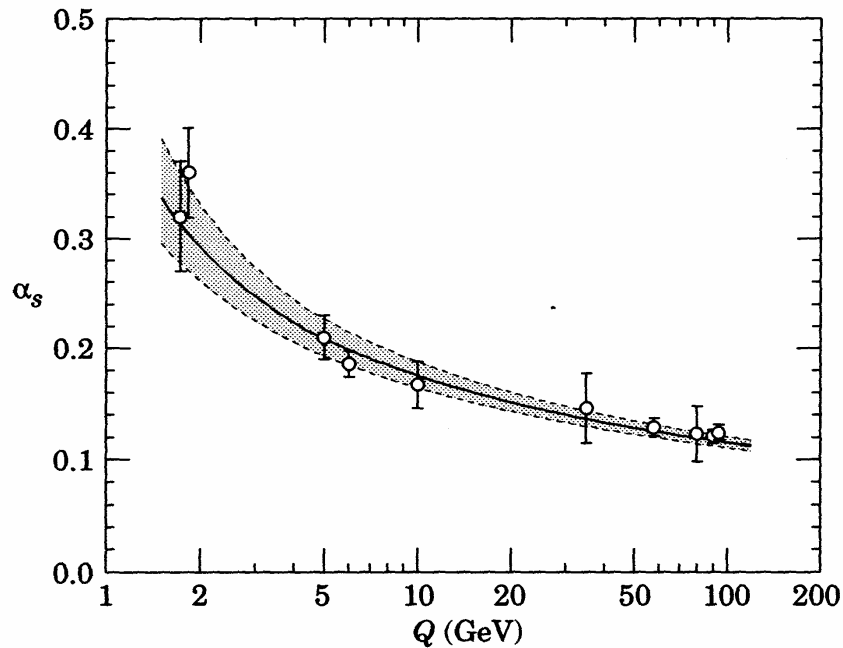
De 1982 à 1985, l'expérience UA2 a collecté un échantillon de 230 événements correspondant à la désintégration d'un W en paire  $e\nu$ , dont 201 événements sans jet et 28 avec un seul jet de plus de 10 GeV d'énergie transverse. A partir de cet échantillon, le résultat suivant a été obtenu :

$$\alpha_s^{MS}(M_W) = 0.13 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.)}$$

Ce résultat est illustré sur la Figure 1, tirée de ma thèse [1]. Cette mesure m'a permis de rédiger une publication [2] pour la collaboration UA2 et de faire deux présentations en conférence [3,4]. La même mesure a été poursuivie par la suite dans l'expérience UA2', avec un gain d'un facteur environ 2 sur les incertitudes statistique et systématique, ainsi que le montre la Figure 2, extraite de l'édition de 1994 de la revue des propriétés des particules. La précision n'est cependant pas compétitive avec celle des expériences du LEP/SLC qui ont mesuré  $\alpha_s$  à la même échelle d'énergie, par plusieurs méthodes indépendantes, avec une incertitude totale typique de 0.01 par mesure individuelle. La mesure faite à partir de la production de W ou Z en collisions hadroniques de haute énergie n'a donc plus été utilisée pour calculer la moyenne mondiale de  $\alpha_s$  depuis 1995.



**Figure 1 : Valeurs expérimentales de  $\alpha_s(Q)$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$  du processus utilisé pour les mesures. Situation en 1988. Aux plus hautes échelles d'énergie, seule la mesure faite dans UA2 est présente.**



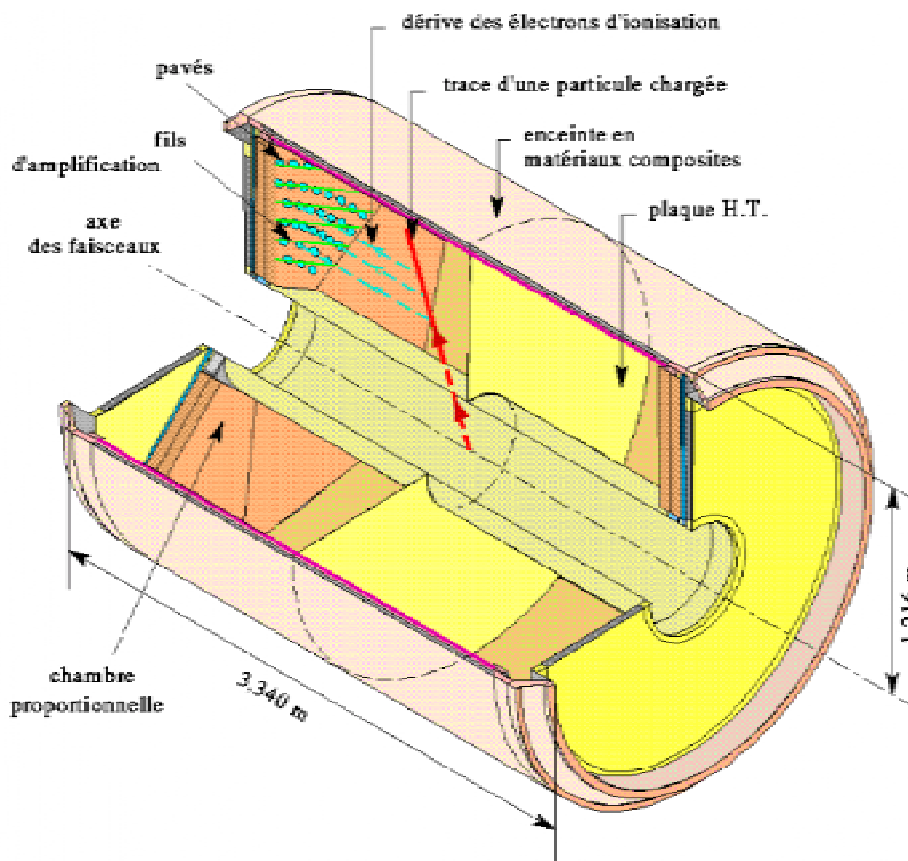
**Figure 2 : Valeurs expérimentales de  $\alpha_s(Q)$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$  du processus utilisé pour les mesures. Situation en 1994. Aux plus hautes échelles d'énergie, plusieurs mesures sont présentes ; les plus précises proviennent des collisionneurs  $e^+e^-$  LEP et SLC et la mesure effectuée par UA2' n'est plus compétitive.**

### 3.2 L'expérience DELPHI au LEP

A l'issue de ma thèse, j'ai rejoint l'expérience DELPHI alors en pleine phase de montage, un an avant le démarrage du LEP. Rappelons que DELPHI a été l'un des quatre détecteurs installés auprès du LEP, anneau de collisions entre électrons et positrons, qui a fonctionné de juillet 1989 à novembre 2000 dans le but de tester le modèle standard au niveau des corrections quantiques dues à l'interaction faible, ce qui n'avait jamais été fait, et d'ouvrir les recherches de nouvelles particules. Deux phases successives ont eu lieu, l'une de 1989 à 1995 (LEP1 ou LEP100) à une énergie proche de la masse du Z pour en étudier les propriétés avec une précision sans précédent, et l'autre à plus haute énergie, de 130 à 208 GeV entre 1995 et 2000 (LEP2 ou LEP200), pour étudier précisément le boson W et rechercher des signaux éventuels de nouvelles particules, bosons de Higgs en particulier. Le groupe du DAPNIA participant à DELPHI s'est engagé sur la TPC de l'expérience et, pour l'analyse de physique, sur les mesures de précision et la recherche de nouvelles particules, bosons de Higgs et particules supersymétriques.

### 3.3 Etalonnage de l'électronique de la TPC de DELPHI

Le groupe du DAPNIA a été l'un des concepteurs de la TPC [5] de l'expérience. Détecteur pivot pour la reconstruction des trajectoires des particules chargées, la TPC, schématisée sur la Figure 3, a également fourni la mesure de la perte d'énergie de ces particules par ionisation lors de leur traversée de la chambre, mesure qui a été l'un des éléments de l'identification des particules dans DELPHI.



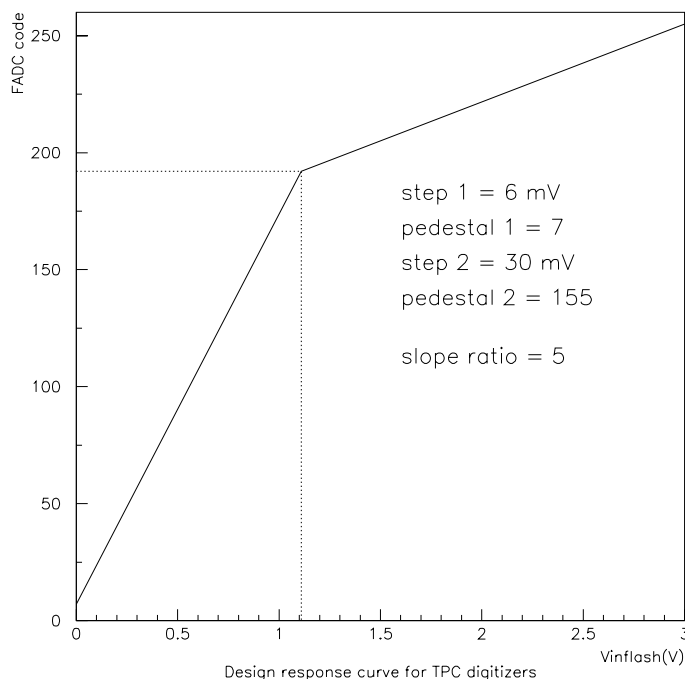
**Figure 3 : Vue en perspective de la chambre à échantillonnage temporel de DELPHI. Une particule chargée traversant la chambre y ionise le gaz, mélange d'argon et de méthane. Sous l'effet du champ électrique régnant dans la chambre, les électrons d'ionisation dérivent de part et d'autre de la plaque centrale portée à haute tension, vers les deux extrémités de la TPC équipées chacune de 12 chambres proportionnelles. Un fort gradient de potentiel y génère un phénomène d'avalanche qui permet une amplification d'un facteur 20.000 du signal qui est alors collecté sur les fils sensibles des chambres. Ce signal en induit un autre, par couplage capacitif, sur les pavés cathodiques des chambres. Les signaux des pavés donnent des informations tridimensionnelles sur la trajectoire de la particule incidente, tandis que les signaux des fils sont exploités essentiellement pour la mesure de la perte d'énergie de la particule par ionisation.**

Les responsabilités du DAPNIA pour la TPC couvraient la cage électrostatique et l'électronique de numérisation des 22464 voies de la chambre. A mon arrivée dans le groupe en juillet 1988, la chambre était prête à être envoyée au CERN pour une phase de tests en rayons cosmiques. L'électronique était définie mais il restait à l'étalonner. Ayant fait une thèse d'analyse de données, j'ai souhaité effectuer un travail plus proche du détecteur et ai pris en charge cet étalonnage. Ceci comportait la mise au point de deux programmes, l'un, autonome, d'étalonnage absolu des numériseurs sur banc de test, l'autre, intégré à la chaîne d'acquisition générale, de suivi in situ de la réponse de l'électronique.

### Etalonnage absolu des numériseurs sur banc de test :

La caractéristique des numériseurs de la TPC, représentée sur la Figure 4, possédait une double pente afin d'accroître leur gamme dynamique. Des tensions entre 0 et 3 V pouvaient être traitées, avec un échantillonnage plus fin pour les faibles tensions (en dessous de 1.1 V) pour assurer une reconstruction précise des signaux des particules au minimum ionisant. Par construction, la

caractéristique des voies d'un module était déjà à double pente, mais un ajustement fin était possible, pour l'ensemble des 96 voies d'un module, afin d'obtenir une caractéristique la plus proche de la courbe de réponse nominale. La latitude pour choisir la valeur du piédestal (réponse à un signal d'entrée nul) était assez grande, typiquement entre 0 et 20 coups de DAC ; à chaque valeur du piédestal correspondait une courbe de réponse nominale minimisant les non linéarités. Une fois la courbe de réponse nominale établie, la caractéristique de chaque module était ajustable en jouant sur la réponse moyenne de ses 96 voies à quatre tensions de référence qui déterminaient quatre points sur la caractéristique (le piédestal, un point proche d'une réponse de 100, un point proche de la cassure à 192, un point proche du maximum de saturation).



**Figure 4 : Caractéristique nominale des numériseurs de la TPC de DELPHI correspondant à un piédestal de 7.**

La première partie de mon travail (juillet 1988 - mars 1989) a consisté à écrire un logiciel<sup>1</sup> d'étalonnage absolu [6] des numériseurs de la TPC, qui a été utilisé lors de la vérification des modules sur banc de test à la SAGEM, chargée de la production en série. Pour ce premier étalonnage, un piédestal nominal de 3 avait été choisi, car le bruit interne des numériseurs était, par conception, très faible (inférieur à un demi coup de DAC, en moyenne). Par la suite, un réétalonnage s'est avéré nécessaire (voir ci-dessous) et un piédestal de 7 a finalement été choisi, comme indiqué sur la Figure 4.

### Suivi en ligne de la réponse des voies d'électronique

La seconde étape (novembre 1988 - novembre 1992), a porté sur le logiciel de suivi en ligne des piédestaux, gains et temps de réponse des voies de la TPC, intégré dans la chaîne d'acquisition générale des données du détecteur. Le suivi était réalisé en étudiant la réponse des voies à un signal d'entrée nul (contrôle des piédestaux) ou à des signaux étalonnés délivrés par un générateur d'impulsions (contrôle des caractéristiques). Le principe des programmes de contrôle en ligne était de traiter les données brutes en temps réel au niveau des processeurs de châssis et de ne transmettre en aval que les paramètres de calibration. Les résultats étaient ainsi connus dès la fin de l'étalonnage et la réduction de la taille des données transmises permettait de traiter toutes les voies

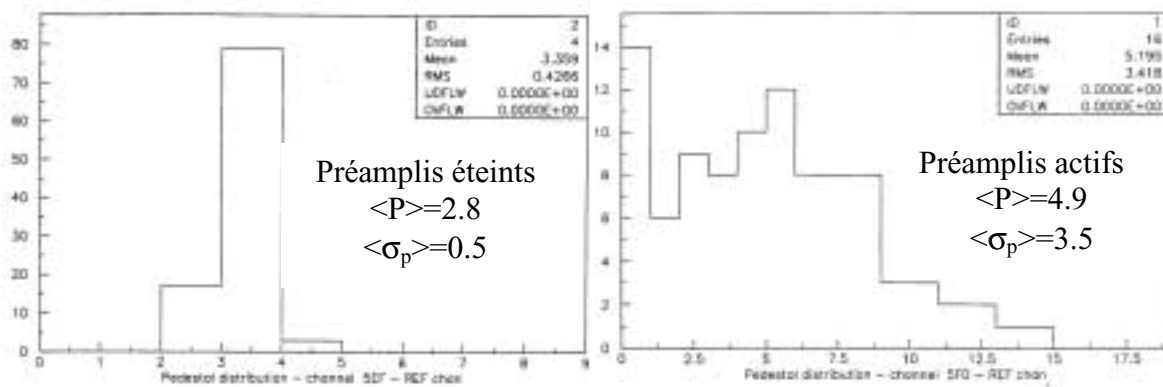
<sup>1</sup> Ce travail a été mené en collaboration avec Jean-Claude Raoul et Michel Gros du DAPNIA/SEI.



de la TPC simultanément. Pratiquement, il a fallu écrire deux programmes <sup>2</sup>, l'un en C, qui traitait les données brutes et a été intégré au logiciel d'acquisition présent dans les processeurs de châssis, et l'autre en Fortran, qui décodait et analysait les résultats de la calibration en aval. Une première version de ces programmes a été mise au point sur banc de test à Saclay et testée sur un sous-ensemble de voies lors de la première prise de données de DELPHI en 1989. Après diverses corrections et améliorations, une seconde version a été produite pour les piédestaux et intégrée au logiciel d'acquisition à compter de la prise de données de 1990.

### Piédestaux :

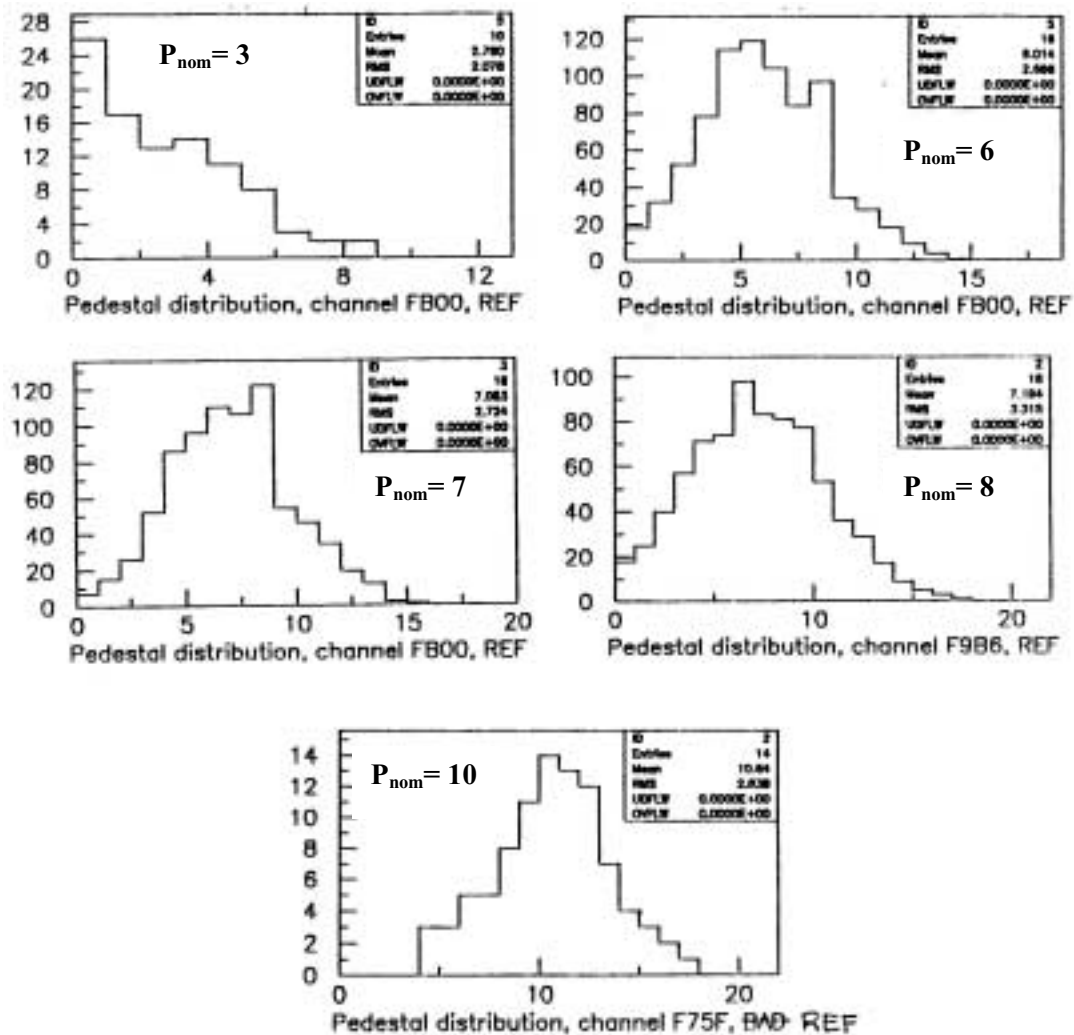
A l'analyse, les mesures de piédestaux faites alors ont révélé que le bruit de la chaîne électronique complète de la TPC (mesuré par la largeur du piédestal) était environ six fois plus élevé que ce que l'on attendait des numériseurs seuls, comme l'illustre la Figure 5.



**Figure 5 : Distributions typiques de la valeur des piédestaux des voies de la TPC étalonnées en moyenne à 3, mesurés préamplificateurs éteints (à gauche) et actifs (à droite) lors de la prise de données de 1990.**

Ceci s'est expliqué par le fait que la capacité des cartes de préamplification en sortie de la chambre avait été sous-estimée. L'intervention sur les préamplificateurs étant impossible, il a été décidé d'augmenter les piédestaux des numériseurs de la TPC de 3 à 7 (voir Figure 4), ce qui a nécessité de refaire un étalonnage absolu des 234 modules sur banc de test au CERN lors du mois de février 1991. L'augmentation du piédestal des numériseurs assurant une mesure plus fiable du bruit intrinsèque des voies (voir Figure 6), il a été également décidé de calculer le seuil de suppression de zéros de chaque voie individuellement, à partir de la valeur de son piédestal et de la largeur de celui-ci, en remplacement du seuil global imposé jusqu'alors. Ceci allait permettre de supprimer les voies bruyantes lors des prises de données. Le programme de suivi en ligne des piédestaux a donc été modifié pour intégrer le calcul des seuils par les processeurs de châssis et leur sauvegarde dans des fichiers, chargés dans les numériseurs au moment du démarrage des prises de données. Le programme d'analyse aval a également été retouché pour inclure le contrôle des seuils produits.

<sup>2</sup> Ce travail a été fait en collaboration avec Philippe Charpentier et Michel Jonker, du CERN



**Figure 6 : Evolution de la distribution des piédestaux des voies de la TPC en fonction de la valeur du piédestal moyen imposé à l'étalonnage, pour des valeurs successives de 3, 6, 7, 8 et 10 (de gauche à droite et de haut en bas). Les piédestaux sont mesurés avec préamplificateurs actifs.**

Par ailleurs, jusqu'en 1990, la reconstruction des données brutes de la TPC utilisait comme piédestal la valeur obtenue par extrapolation des caractéristiques des voies mesurées à l'aide du générateur d'impulsions. Celui-ci se révélant non linéaire à basse impulsion, les piédestaux extrapolés étaient peu fiables. L'utilisation des piédestaux mesurés directement ayant conduit à une meilleure résolution, il a été décidé d'utiliser ces derniers à partir de la prise de données de 1991. Cela a nécessité une modification supplémentaire du programme de suivi pour produire et sauver les fichiers de piédestaux dans les processeurs de châssis, fichiers qui étaient relus lors des prises de données et sauvegardés avec elles, permettant ainsi une récupération aisée de l'information lors de la reconstruction hors ligne. Le programme de suivi des piédestaux n'a plus subi de modification notable par la suite. Des mesures ont été effectuées une fois par mois en période de prises de données pour rafraîchir les seuils de suppression de zéros et après chaque intervention de câblage pour dépister d'éventuels problèmes tels que câbles intervertis ou mauvaises reconnections.

#### Caractéristiques :

La dernière partie de ce travail sur l'étalonnage a porté sur le programme de suivi en ligne des caractéristiques des voies de la TPC. Celles-ci étaient déterminées à l'aide d'un générateur d'impulsions d'amplitude ajustable transmises à tous les fils ou à tous les pavés de la chambre.

L'enregistrement des réponses des voies à une succession de signaux d'amplitude croissante permettait de reconstituer la courbe de réponse de chaque voie et donc de déterminer les paramètres nécessaires au décodage des données de la TPC comme les gains dans les deux parties linéaires de la caractéristique (voir Figure 4) et les décalages temporels entre les voies. Une première version de ce programme a été testée en novembre 1991. Les résultats s'étant avérés compatibles avec ceux de la procédure hors ligne utilisée jusqu'alors et le programme en ligne faisant gagner un facteur six dans le temps de prise des données d'étalonnage, il a été décidé de n'utiliser que cette méthode à compter de la prise de données de 1992. Divers ajustements des programmes ont été introduits par la suite pour exploiter au mieux l'information délivrée par le suivi (par exemple critères d'étiquetage des voies pathologiques et enregistrement de cette information dans la base de données utilisée par la reconstruction) et pour tenter de corriger certains biais résiduels de la procédure. Les résultats issus de cet étalonnage se sont en effet révélés moins exploitables que ce que l'on pouvait attendre : outre les non linéarités du générateur à basse impulsion qui ont interdit l'usage des piédestaux extrapolés pour la reconstruction (voir paragraphe précédent), il n'a jamais été possible de corriger efficacement les biais induits, sur la mesure des décalages temporels, par le fait que les signaux délivrés aux fils n'étaient pas synchrones (car transmis à chaque chambre proportionnelle via trois bus reliés à un répartiteur par trois câbles de longueurs différentes et non connues). Les prises de données pour le suivi des gains et temps de réponse ont donc été restreintes à une ou deux par an, dont j'ai assuré l'analyse pour contrôler les voies pathologiques de la chambre (très peu nombreuses, environ 4%, et stables dans le temps) et produire une fois par an les paramètres utilisés pour la reconstruction des données brutes de la TPC. Malgré l'imperfection du système d'étalonnage, la prise en compte des paramètres individuels des voies a permis d'améliorer la résolution par point d'environ  $15\ \mu\text{m}$  en  $R\phi$  et  $5\ \mu\text{m}$  en  $z$ , pour des résolutions moyennes respectives de  $215$  et  $900\ \mu\text{m}$ , par rapport à une reconstruction effectuée à partir des caractéristiques nominales des numériseurs. La prise en compte des variations des paramètres d'une année sur l'autre a procuré un gain en résolution variant de quelques  $\mu\text{m}$  à  $10\ \mu\text{m}$  sur l'une ou l'autre résolution.

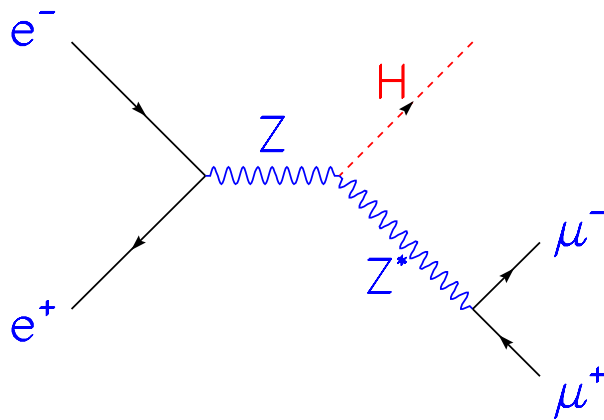
### 3.4 Recherche de bosons de Higgs à LEP1

Le LEP a offert l'environnement expérimental idéal pour rechercher des bosons de Higgs depuis les plus basses masses. Avant son démarrage, peu de résultats existaient : ainsi, dans le cadre du modèle standard, les limites inférieures les plus contraignantes sur la masse du boson de Higgs d'alors, provenant d'expériences de basse énergie, étaient au mieux de l'ordre de quelques  $\text{GeV}/c^2$  et entachées pour la plupart d'incertitudes systématiques dues à des éléments de matrice nucléaires connus avec peu de précision. Le LEP allait permettre de reprendre ces investigations et de les poursuivre à plus haute masse.

#### Du modèle standard ...

Ma participation à l'analyse des données de DELPHI a débuté en janvier 1990 dans le cadre de la recherche du boson de Higgs du modèle standard,  $H$ . Le processus de production dominant était l'émission d'une paire  $H$ ,  $Z$  virtuel (voir Figure 7), chacune des deux particules se désintégrant en une paire fermion antifermion. Le canal de désintégration du boson de Higgs dépendant de sa masse et celle-ci n'étant pas contrainte dans le modèle standard, tous les canaux de désintégration possibles de la particule ont été pris en compte dans les analyses. De plus, plusieurs analyses étaient également envisageables selon le canal de désintégration du  $Z$  virtuel, en électrons, muons, taus ou neutrinos, la désintégration en hadrons étant inexploitable à LEP1 par suite d'un bruit de fond trop important. Lors d'études préparatoires sur les potentiels de physique de LEP1, le groupe de Saclay avait pour sa part choisi d'étudier le canal  $H\mu^+\mu^-$ , de section efficace de production faible (3% de rapport de branchement du  $Z$  en muons contre 20% en neutrinos) mais qui aurait donné la meilleure

résolution ( $1 \text{ à } 2 \text{ GeV}/c^2$ ) sur la masse reconstruite du boson de Higgs en cas de découverte. En effet, dans ce canal, une estimation de la masse du H très précise et indépendante de son mode de désintégration s'obtient à partir des impulsions des deux muons, en appliquant la conservation de l'énergie impulsion totale de l'événement. D'où le nom de « masse de recul à la paire de muons » donné à cet estimateur de la masse du boson de Higgs.



**Figure 7 : Diagramme de production dominant du boson de Higgs standard à LEP1.**

Lors du démarrage de l'expérience, G. Hamel de Monchenault, alors en thèse dans le groupe DELPHI, et moi-même avons assuré l'analyse de ce canal. L'essentiel de l'analyse a été assurée par Gautier, dans le cadre de sa thèse. Ma contribution aura été l'estimation du fond, le contrôle des systématiques et la rédaction des sections des publications relatives à nos analyses. Les résultats que nous avons obtenus à partir des données de 1989 (correspondant à 10.000 désintégrations hadroniques de Z, soit  $0,5 \text{ pb}^{-1}$ ) ont été intégrés dans la première publication de DELPHI sur la recherche du boson de Higgs standard [7], qui explorait la région en masse du H entre le seuil de désintégration  $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , soit  $210 \text{ MeV}/c^2$ , et  $25 \text{ GeV}/c^2$  et parvenait à une limite d'exclusion inférieure de  $14 \text{ GeV}/c^2$  à 95% de degré de confiance<sup>3</sup>. Les données de 1990 ( $100.000 \text{ Z}$  ou  $4,5 \text{ pb}^{-1}$ ) ont permis d'aborder la recherche d'un H léger, de masse inférieure à  $210 \text{ MeV}/c^2$ , qui nécessitait une analyse particulière du fait qu'un H de cette masse aurait un temps de vie long et donc se matérialiserait en paire  $e^+ e^-$  décalée par rapport au vertex primaire, voire se désintégrerait (en paire de photons) en dehors du détecteur. Notre analyse, correspondant au premier cas de figure, a été publiée dans l'article de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs légers [8] qui concluait à l'exclusion d'un boson de Higgs standard pour toute hypothèse de masse inférieure à  $210 \text{ MeV}/c^2$ . Dans ces mêmes données, nous avons également poursuivi à plus haute masse et en l'améliorant, la recherche dans le canal  $H \mu^+ \mu^-$  entreprise sur les premières données. Nos résultats ont été inclus dans la publication de DELPHI qui étendait la recherche du H au-delà de la première limite publiée et aboutissait à une limite inférieure de  $38 \text{ GeV}/c^2$  [9].

### ... à la supersymétrie ...

En juillet 1991, j'ai présenté les résultats de DELPHI sur la recherche de bosons de Higgs supersymétriques [10] à la conférence LP-HEP 91. Ceci m'ayant familiarisée avec la phénoménologie des bosons de Higgs supersymétriques, j'ai d'entamé par la suite une recherche dans ce domaine. En effet, au-delà de la version minimale du modèle standard, d'autres théories prévoient également l'existence de bosons de Higgs. La supersymétrie, considérée comme l'alternative la plus convaincante au modèle standard, prévoit, dans sa version minimale, le MSSM, au moins cinq bosons de Higgs : deux chargés et trois neutres ; en l'absence de violation de CP

<sup>3</sup> Toutes les limites d'exclusion rapportées dans la suite de ce document devront s'entendre à 95% de degré de confiance.

dans le secteur de Higgs, on distingue pour ces derniers deux scalaires (notés  $h$  et  $H$ , où  $h$  est la particule la plus légère) et un pseudo scalaire (noté  $A$ ). Dès le démarrage du LEP, ces particules avaient été activement recherchées, en faisant l'hypothèse d'un  $h$  plus léger que le  $A$ , comme le prévoit la théorie à l'ordre le plus bas. Or, en 1991, des calculs théoriques plus poussés, prenant en compte les corrections à l'ordre d'une boucle aux relations existant entre masses des bosons de Higgs, montraient que cette prédiction pouvait être fautive si le top était suffisamment lourd, ce qu'indiquaient à la fois les limites inférieures sur la masse du top dérivées des recherches directes au TeVatron, soit  $m_{\text{top}} > 77 \text{ GeV}/c^2$  (publié en 1990 par CDF), et les contraintes indirectes dérivées d'un ajustement global des prédictions du modèle standard aux mesures de précision effectuées au LEP, à SLD et dans les collisions hadroniques de haute énergie, soit  $m_{\text{top}} = 132^{+27+18}_{-31-19} \text{ GeV}/c^2$  (publié en 1991 par ce qui allait devenir le groupe de travail du LEP sur les mesures électrofaibles). Il convenait donc de compléter les premières analyses de bosons de Higgs supersymétriques, en recherchant les manifestations d'un éventuel signal dans l'hypothèse d'un  $h$  plus lourd que le  $A$ , auquel cas les masses prévues par la théorie peuvent être telles que la désintégration du boson  $h$  en deux  $A$  s'ouvre.

Le cas de la désintégration  $h \rightarrow AA$  demandait une analyse entièrement nouvelle pour explorer les signatures nombreuses selon la masse du  $A$ . J'ai participé à cette nouvelle analyse en recherchant plus particulièrement le signal dû à la production d'un  $h$  accompagné d'un  $Z$  virtuel, le  $h$  se désintégrant en deux  $A$  de basse masse, qui à leur tour se désintègrent en deux électrons, au bout d'une distance de vol non nulle. En se restreignant de plus aux cas où le  $Z$  virtuel se désintègre en neutrinos, électrons ou muons, les états finals recherchés ont une topologie caractéristique permettant une discrimination aisée par rapport au fond : une ou deux paires  $e^+e^-$  collimées, seules ou accompagnées de deux particules chargées, énergiques et bien séparées. Les outils de reconstruction des paires  $e^+e^-$  collimées, mis au point par Gautier pour la recherche du boson de Higgs standard léger trouvaient ici un nouvel emploi. Les différentes topologies possibles ont ainsi été recherchées sur l'ensemble de la statistique accumulée par DELPHI en 1990 et 1991, soit 350.000  $Z$  ou  $15 \text{ pb}^{-1}$ . Aucun signal n'a été révélé, permettant d'exclure une large gamme de valeurs de masses du  $h$  et du  $A$ , pratiquement jusqu'à la limite cinématique, dans le modèle supersymétrique minimal, très contraint, comme dans le cadre beaucoup plus général des modèles à deux doublets de champs de Higgs [11]<sup>4</sup>. Ceci représentait l'une des premières approches indépendantes de modèles théoriques pour présenter les limites d'exclusion sur les bosons de Higgs, qui allaient devenir plus courantes lors de la seconde phase de LEP (voir par exemple section 3.6).

### ... et retour au modèle standard !

En septembre 1992, j'ai été nommée responsable du groupe d'analyse de DELPHI sur la recherche du boson de Higgs du modèle standard. Cette recherche portait alors sur des hypothèses de masse de plus de  $30 \text{ GeV}/c^2$ , donc supérieures au seuil de désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$ , et s'effectuait dans trois voies d'analyse :  $H\mu^+\mu^-$ ,  $He^+e^-$ , et  $H\nu\bar{\nu}$ , pour lequel deux analyses indépendantes étaient menées en raison du fort potentiel de ce canal. Il faut noter qu'à l'époque des études préparatoires à LEP1, ce canal, bien que bénéficiant d'une section efficace élevée du fait du fort taux d'embranchement du  $Z$  en neutrinos, n'était pas considéré comme forcément prometteur, en raison du fort niveau de fond instrumental, dû principalement aux désintégrations hadroniques du  $Z$  dans lesquelles une mauvaise reconstruction du bilan énergétique pouvait aisément créer de la fausse énergie manquante. A l'usage, ce canal se révéla parfaitement exploitable grâce notamment à un étiquetage performant des hadrons beaux issus des quarks  $b$  de désintégration du  $H$  et à l'usage de méthodes d'analyse multidimensionnelles permettant d'optimiser la discrimination entre signal et fond après une

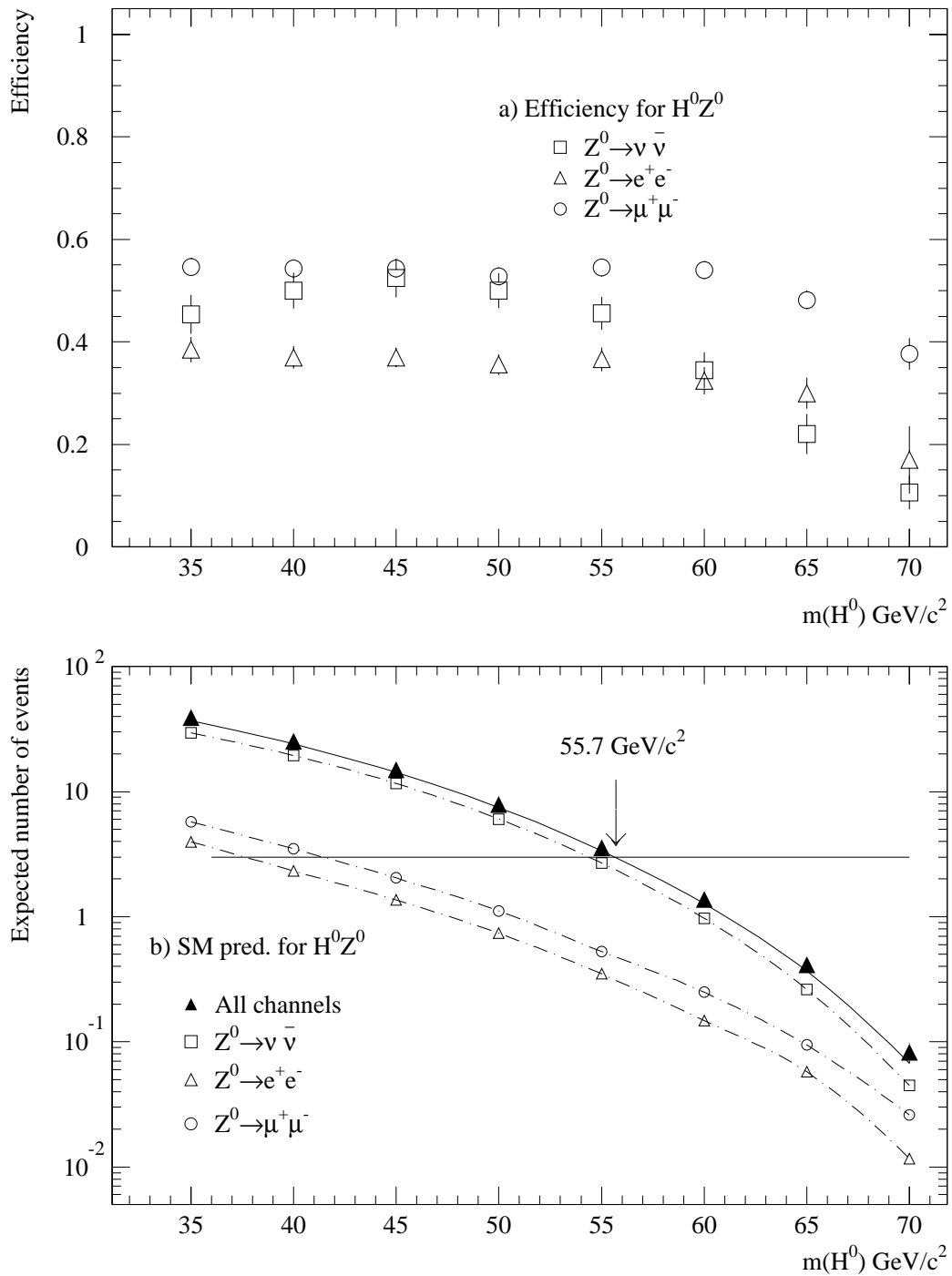
<sup>4</sup>Ce résultat a été réutilisé par ailleurs dans le cadre des recherches d'un neutrino lourd excité [12] car la signature d'un tel objet aurait été proche de certaines des topologies étudiées dans la recherche des particules  $h$  et  $A$ .

première étape de coupures dures destinées à réduire le fond instrumental. Des rapports signal sur fond très supérieur à l'unité ont ainsi été atteints à haute masse (par exemple, dans DELPHI, à  $50 \text{ GeV}/c^2$ , le rapport signal sur bruit était de 3 pour le canal  $H\nu\bar{\nu}$ , 1 pour le canal  $H\mu^+\mu^-$  et 0.3 pour le canal  $H\tau^+\tau^-$  [14]).

Au titre de co-responsable du groupe d'analyse, j'ai coordonné la rédaction de quatre publications, dont trois mises à jour des analyses pour les conférences d'été. Ces publications présentaient les résultats obtenus dans la recherche d'un boson de Higgs standard de masse entre 30 et  $70 \text{ GeV}/c^2$ , à partir des données accumulées jusqu'en 1992 [13,14], en 1993 [15] et 1994 [16], qui représentaient respectivement 0,8, 0,7 et 1,3 millions de Z. La publication [14], avec 4 événements sélectionnés, tous à basse masse (et donc exclus des calculs de limites), pour 8 de fond attendu concluait à l'absence d'un signal dû au boson de Higgs standard jusqu'à une masse de  $55,7 \text{ GeV}/c^2$ , comme l'illustre la Figure 8. Les deux rapports de conférence [15] et [16] décrivaient les résultats obtenus sur les données ultérieures. Sur une statistique double de la précédente, 7 événements étaient sélectionnés, dont certains à haute masse, pour un fond attendu de 10,3. La limite extraite, sans soustraction de fond, restait identique à celle déjà publiée et n'a donc pas donné lieu à nouvelle publication.

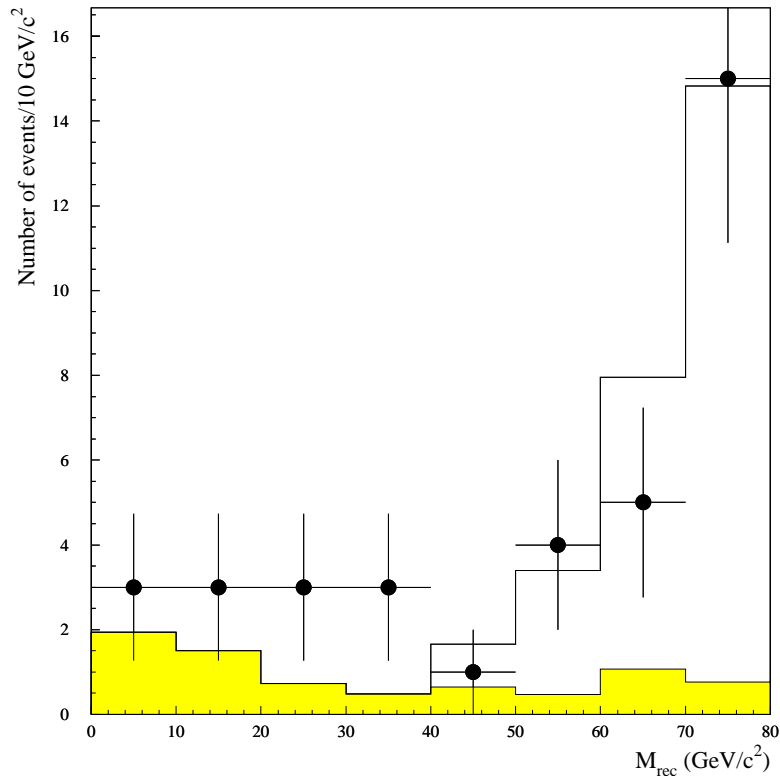
Pour les quatre articles ci-dessus, j'ai également effectué un travail d'analyse dans le canal  $H\mu^+\mu^-$  suite au départ de Gautier après sa thèse : optimisation des critères de sélection pour les masses au-delà de  $50 \text{ GeV}/c^2$ , analyse des données (faite en collaboration avec Didier Vilanova qui rejoignait le groupe d'analyse en 1994), calcul des systématiques, vérification des fonds, en particulier le fond irréductible dit fond à quatre fermions, rédaction des chapitres des articles correspondant au canal  $H\mu^+\mu^-$ . La Figure 9 illustre le travail de contrôle des fonds : au-dessus du seuil de désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$ , un signal dans les canaux  $Hl^+\Gamma^-$  ( $l=\mu,e$ ) se caractérise par une paire de jets et une paire de leptons de haute impulsion isolés par rapport aux jets. Une analyse en coupures suffit à réduire notablement le fond provenant, d'une part, des désintégrations hadroniques d'un Z en paire de quarks b se désintégrant en leptons et jets, et, d'autre part, des processus à quatre fermions,  $l^+\Gamma^- q\bar{q}$ , procédant via la production d'une paire Z, photon virtuel. Ce dernier processus constitue un fond irréductible pour les canaux leptoniques comme l'explique la Figure 9. Sur cette figure, l'accord entre simulation et données est raisonnable. La même comparaison effectuée ultérieurement en incluant les données de 1993 et de 1994 devait révéler un désaccord à basse masse de recul (voir Figure 7 de [16]). Ceci constituait une seconde raison empêchant de publier immédiatement des résultats définitifs de DELPHI sur la totalité de la statistique de LEP1. Par la suite, une étude plus poussée de la simulation des processus à quatre fermions faite dans notre groupe de travail (par S. Simonetti alors en thèse dans le groupe de Gênes) conduisait à réviser la génération de ces processus et aurait pu déboucher sur un accord rétabli entre données et simulation. Mais, devant l'imminence de la montée en énergie de LEP, le groupe d'analyse de LEP1 avait décidé de basculer sur l'analyse à LEP2, jugée plus prioritaire que la maîtrise de ce fond à LEP1.

# DELPHI



**Figure 8 :** a) Efficacité des recherches du boson de Higgs standard H appliquées aux données de DELPHI de 1991 et 1992 en fonction de  $m_H$ . Le canal avec neutrinos a fait l'objet de deux analyses complémentaires dont les résultats sont combinés. b) Nombre d'événements dus à un boson de Higgs standard H, attendus dans les données de DELPHI de 1990 à 1992 (soit 1 million de Z) en fonction de  $m_H$ . Les signaux attendus dans les trois canaux d'analyse sont détaillés. Sans candidat observé à haute masse, la limite d'exclusion s'établit à trois événements de signal, ce qui se traduit par une limite supérieure sur  $m_H$  de  $55,7 \text{ GeV}/c^2$  [14].

## DELPHI



**Figure 9 : Distribution en masse de recul à la paire de leptons chargés, dans les événements sélectionnés par DELPHI dans les canaux  $H\mu^+\mu^-$  et  $H\tau^+\tau^-$  avec une sélection sur l'angle d'ouverture des deux leptons plus lâche que dans les recherches de bosons de Higgs. Le fond total attendu (histogramme) est comparé aux données de 1991 et 1992 [14]. La région en grisé correspond à la contribution du fond à quatre fermions. Lorsqu'on renforce la coupure sur l'angle d'ouverture des deux leptons, le fond à haute masse dû aux désintégrations en  $b\bar{b}$  est réduit mais le fond à quatre fermions persiste.**

Par ailleurs, vu l'importance du canal  $H\nu\bar{\nu}$  démontrée à LEP1, l'une des deux analyses de ce canal (analyse dite probabiliste, permettant une estimation chiffrée du fond) a été reprise à Saclay à compter de la prise de données de 1994 en vue du démarrage de la seconde phase du LEP l'année suivante. Les travaux entrepris à ce sujet, analyse des données de 1994 [16], amélioration de la reconstruction des gerbes du calorimètre hadronique (voir section 3.5), analyse préparatoire à LEP2 (voir section 3.6), ont fait l'objet de la thèse de Cyrille de Saint Jean, que j'ai encadrée.

Avant d'aborder ces différents sujets, je voudrais tirer ici un bilan, sur cette période, de mon rôle en tant que co-responsable de groupe d'analyse et, plus généralement, des progrès faits et restant à faire à la fin de LEP1 dans les recherches de bosons de Higgs dans DELPHI. Les premières analyses faites à LEP1 reposaient sur une statistique peu élevée et aboutissaient donc le plus souvent à ne sélectionner aucun événement candidat dans les données. Les publications correspondantes ([7], [8], [9], [11]) ne comportaient pas d'estimation des fonds attendus et ne donnaient que peu d'information relative à l'accord entre données et simulation. Au titre des suggestions que j'ai apportées au groupe, je voudrais citer le contrôle poussé de l'accord entre données et simulation en amont des analyses (voir par exemple les figures 1, 3, 4, 6 et 7 de la référence [14]), afin de valider les procédures de sélection et de dériver les incertitudes systématiques d'origine instrumentale, et l'obtention d'estimations chiffrées des fonds attendus en

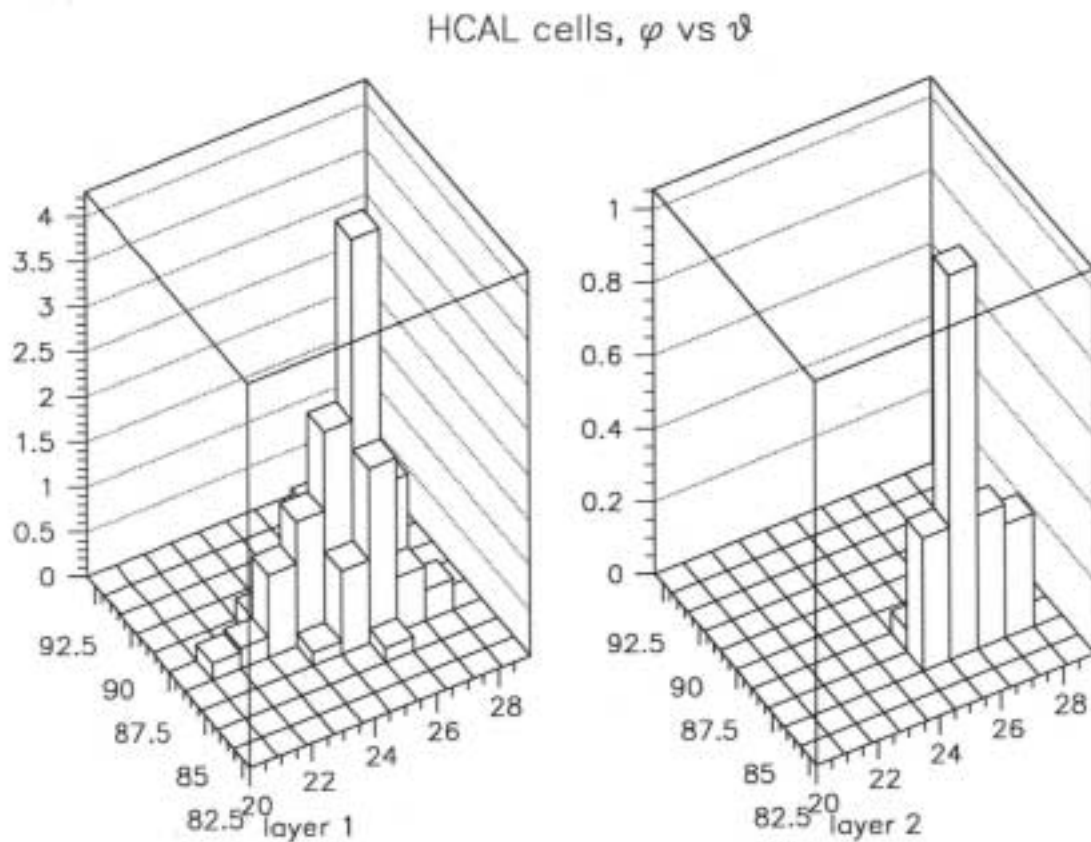


fin d'analyse, ce qui n'était pas toujours aisé pour le fond dû aux désintégrations hadroniques du Z pour lequel les échantillons d'événements simulés à LEP1 n'ont jamais excédé le double de la statistique réelle. A la fin de la période LEP1, des événements étaient sélectionnés à haute masse, en accord d'ailleurs avec les distributions en masse attendues pour le fond ; toutefois, la procédure d'extraction des limites d'exclusion ne comportait pas de soustraction de fond, et se contentait de ne pas considérer les événements à basse masse, ce qui n'était probablement pas trop faux mais certainement pas rigoureux. Il devenait impératif d'améliorer cette méthode, ce qui allait être fait pour les recherches menées à LEP2 (voir section 3.6).

Enfin, l'absence de publication de la limite sur le boson de Higgs standard obtenue avec la totalité des données de LEP1 aura eu un impact limité : en effet, la limite publiée par DELPHI en 1994 [14] n'aurait probablement pas varié de façon significative avec la totalité de la statistique et la méthode de limite en vigueur à la fin de LEP1, comme le montrait la mise à jour pour les conférences de 1995 [16]. Une méthode de soustraction de fond aurait permis de gagner environ de 5 à 10  $\text{GeV}/c^2$  sur cette limite, repoussant d'autant les hypothèses de masse à explorer à LEP2, ce qui n'offrait pas vraiment d'intérêt puisque nous avons décidé de démarrer ces recherches à partir de 45  $\text{GeV}/c^2$  afin d'avoir un recouvrement suffisant entre les deux périodes. Une analyse de la totalité des données à cette époque aurait cependant permis de pousser plus avant le contrôle des fonds, notamment la simulation du fond à quatre fermions comme il a déjà été évoqué précédemment. Ceci dit, le véritable intérêt d'une réanalyse de la totalité de la statistique accumulée à LEP1 aurait résidé ailleurs : faite ultérieurement, elle aurait pu bénéficier d'une meilleure reconstruction des données de LEP1 (dont la reconstruction finale, après amélioration notamment des programmes de reconstruction des traces, était achevée à l'été 1997) et donner lieu à l'extraction de limites supérieures sur la section efficace de production d'un boson de Higgs dans la voie HZ, en fonction de la masse du H. Ces limites, plus générales que celle dérivée dans le cadre strict du modèle standard, permettent de tester des extensions théoriques dudit modèle et ont donc une portée plus vaste. A une masse donnée, la limite sur la section efficace de production est d'autant plus contraignante que la statistique analysée est plus élevée, d'où l'intérêt d'inclure la statistique totale (4 millions de désintégrations hadroniques de Z) de LEP1. Par manque de forces dans le groupe de travail, cela n'aura pu se faire (voir cependant section 3.6, figure 35).

### 3.5 Correction des gerbes du calorimètre hadronique

La recherche du boson de Higgs dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$ , sujet de la thèse de Cyrille de Saint Jean, nécessitait la maîtrise de la reconstruction du bilan énergétique des collisions. En effet, des événements hadroniques dans lesquels certains produits de désintégration étaient perdus dans des zones de faible détection ou mal mesurés pouvaient simuler un tel signal. Dans une étude entreprise en 1993, j'avais abouti à la conclusion que l'algorithme d'association des traces de particules chargées aux dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique de DELPHI était l'une des causes principales<sup>5</sup> des problèmes de reconstruction de l'énergie, et donc du fond instrumental dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$  de DELPHI, ainsi que l'illustre la Figure 10. Rappelons que le calorimètre hadronique de DELPHI était un sandwich composé de plaques de fer et de tubes à décharge, de 6 longueurs d'absorption. A la lecture, le calorimètre était segmenté en quatre couches longitudinales et en cellules de  $3^\circ \times 4^\circ$  en  $\theta \times \phi$ . L'étalonnage absolu des cellules du calorimètre était réalisé à chaque prise de données à l'aide de gerbes de pions totalement contenues, tandis que les désintégrations de Z en paires  $\mu^+\mu^-$  permettaient d'uniformiser la réponse des cellules.



**Figure 10 : Exemple, tiré de la simulation, montrant la gerbe d'un pion chargé de 3 GeV et celle d'un neutron de 26 GeV superposées dans le calorimètre hadronique de DELPHI et non résolues par la reconstruction de l'époque (1992) bien que les maxima des deux gerbes soient à des positions angulaires et dans des couches différentes du calorimètre. Les cas d'association injustifiée d'une gerbe d'énergie élevée et d'un chargé de faible impulsion représentaient la moitié environ des problèmes de mauvaise reconstruction de l'énergie et étaient dus pour plus de 80% au calorimètre hadronique.**

<sup>5</sup> L'autre cause était due aux problèmes d'herméticité du détecteur, présents dans 86% des événements du fond instrumental ; les mauvaises associations se rencontraient dans 56% du fond, les deux effets coexistant dans 44% des événements.

La première partie de la thèse de C. de Saint Jean, démarrée en septembre 1993, consistait à mettre au point un algorithme de correction des associations entre traces et gerbes du calorimètre, dans le but de fournir un algorithme d'utilité générale, à inclure lors de la lecture des données compressées (niveau dit «DST», soit une étape après la reconstruction des données brutes) afin de corriger les informations utilisées lors des analyses de physique. Avant de détailler le principe de cet algorithme ainsi que ses performances, je voudrais résumer les principales étapes de ce travail ainsi que ses retombées au sein de la collaboration. Afin de produire un logiciel fiable et testé, le travail s'est réparti au sein d'un groupe de trois personnes : C. de Saint Jean a élaboré l'algorithme de correction, Simona Simonetti, physicienne italienne pour laquelle j'avais obtenu un contrat post doctoral dans notre groupe à Saclay de janvier 1994 à mars 1996, en a contrôlé les performances sur des états finals de faible multiplicité (désintégrations de Z en paires de leptons  $\tau$ ) tandis que j'effectuais des tests complémentaires sur les états finals à haute multiplicité (désintégrations hadroniques de Z). Après une phase de tests concluants de plusieurs mois, une première version de cet algorithme a été intégrée au programme de production des DST de DELPHI en décembre 1994. Des développements ultérieurs, effectués par S. Simonetti puis par moi-même après son départ, ont conduit à une troisième et dernière version en septembre 1996. Cette version a été utilisée lors de la reconstruction finale des données accumulées à LEP1 (de septembre 1996 à juin 1997), ainsi que dans la reconstruction des premières données à haute énergie. En parallèle, notre étude suscitait une réécriture de la reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique par les experts de ce sous détecteur. Fin 1998, un nouvel algorithme de reconstruction des gerbes corrigeant les biais mis à jour par notre étude était prêt et intégré au programme de reconstruction générale des données brutes de DELPHI (étape en amont des DST). Notre algorithme de correction était donc désactivé et ce à compter de la reconstruction des données de 1999.

Le principe de l'algorithme que nous avons mis au point était le suivant. Les dépôts d'énergie appartenant aux gerbes reconstruites dans le calorimètre et associées à une trace de particule chargée étaient projetés sur une grille en  $\theta \times \phi$  correspondant à la granularité angulaire du calorimètre, soit 3.75 degrés en  $\phi$  et, respectivement, 2.96 ou 2.61 degrés en  $\theta$  dans la région centrale et dans les bouchons. La segmentation longitudinale en quatre couches du calorimètre était ignorée dans cette partie de telle sorte qu'un dépôt projeté pouvait résulter de la somme de plusieurs dépôts originels collectés par des cellules aux mêmes positions angulaires mais à des profondeurs différentes. Une recherche de maxima locaux était alors menée sur la grille de dépôts projetés et des critères de validation appliqués pour éviter de considérer comme maxima des queues de gerbes ou deux gerbes trop proches. Dans ce dernier cas par exemple, deux maxima dont les centres de gravité étaient séparés par moins de 5 cellules étaient regroupés si l'énergie comptée dans la vallée les séparant était inférieure à la moitié de l'énergie du maximum le plus bas. Après cette étape de redécoupage, les positions des maxima étaient comparées à l'extrapolation des traces à la surface d'entrée des calorimètres. Tous les maxima distants de moins de 5 cellules du point d'extrapolation d'une trace et dont l'énergie - compte tenu de l'énergie électromagnétique éventuellement associée à la trace - était inférieure d'un écart standard à l'impulsion du chargé se retrouvaient étiquetés comme probables gerbes de particule chargée, les maxima restants étant considérés comme potentiels nouveaux neutres. Tous les dépôts d'énergie projetés étaient alors redistribués entre les différentes traces et maxima locaux non étiquetés. La fraction d'énergie de chaque dépôt attribuée à chaque élément, trace ou maximum local, était définie par une probabilité gaussienne fonction de la distance du dépôt au point d'extrapolation de la trace ou au centre de gravité du maximum, selon le cas. Afin d'éviter d'associer un dépôt à un élément trop lointain, sans rapport avec lui, une valeur de 5% minimum était requise pour cette probabilité afin de valider l'association. L'énergie totale ainsi affectée à une trace de particule chargée définissait la nouvelle énergie de la particule dans le calorimètre hadronique. Un maximum local non étiqueté devenait un nouveau neutre si l'énergie totale qui lui était associée par la procédure précédente était supérieure à 10 MeV, ceci afin d'éviter de créer des faux neutres à partir de queues de distributions. Le profil longitudinal des nouvelles gerbes était dérivé en appliquant les mêmes poids gaussiens au contenu

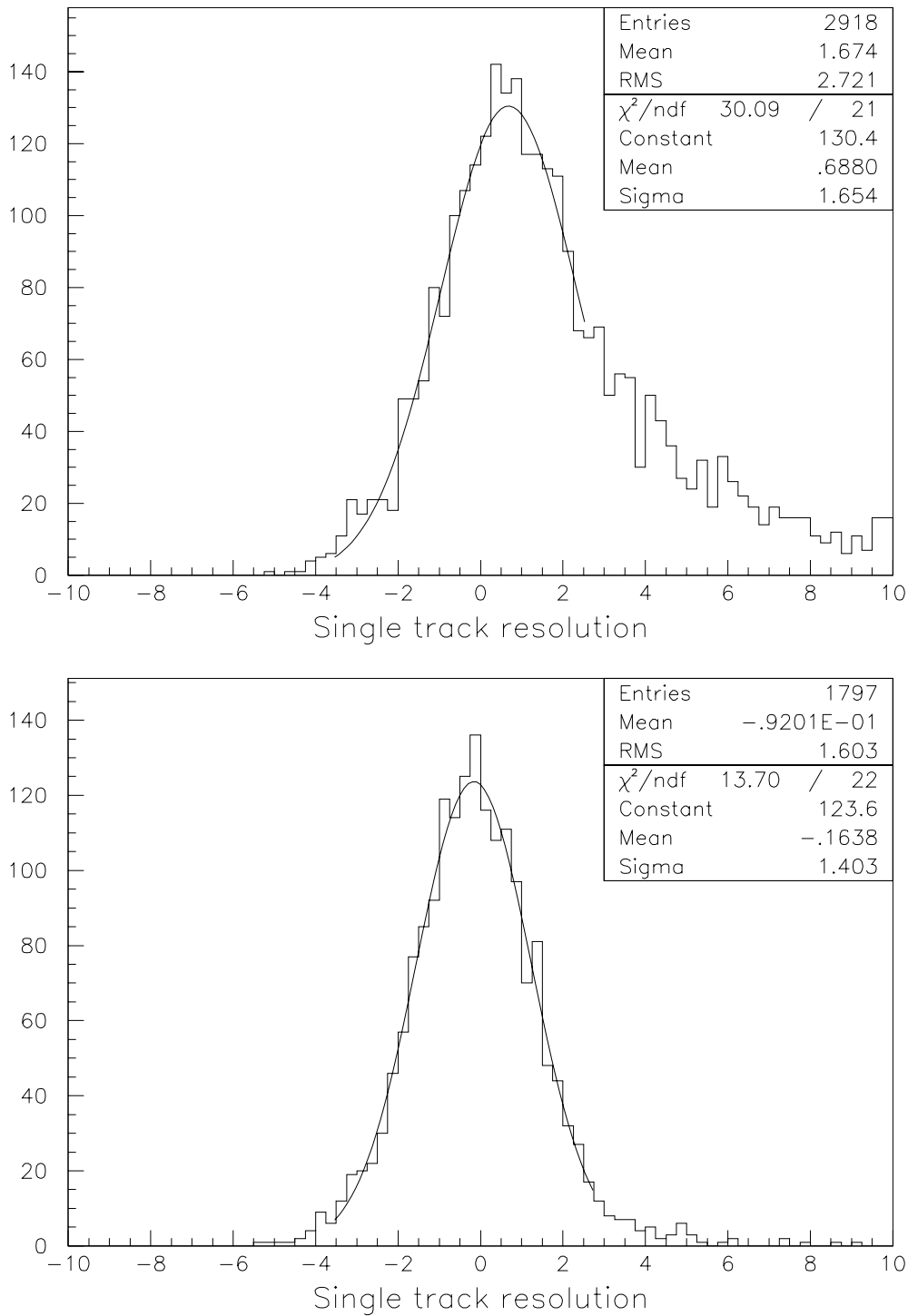
originel des quatre couches du calorimètre. Tous les paramètres de cet algorithme ont été ajustés sur les caractéristiques des gerbes reconstruites dans le calorimètre comme les profils latéraux de gerbes et sur l'amélioration des performances après correction, résolution en énergie, efficacité et contamination de la reconstruction des neutres.

Les performances de cet algorithme évaluées sur des événements correspondant à des désintégrations hadroniques de  $Z$  sont illustrées sur la Figure 11, qui donne la résolution sur la mesure de l'énergie des gerbes associées à des chargés, et sur la Figure 12, qui présente le spectre en énergie totale des événements. Avant application de l'algorithme de correction, la résolution sur l'énergie des gerbes avait, outre une composante gaussienne de  $165\%/\sqrt{E}$ , une queue non gaussienne due à l'association de gerbes d'énergie plus élevée que l'impulsion du chargé associé. Après application de l'algorithme de correction, la résolution est raisonnablement gaussienne et vaut  $140\%/\sqrt{E}$ . Sur l'énergie totale des événements, le gain est en moyenne de 2.5 GeV pour une résolution pratiquement inchangée. On notera le déficit de 15 GeV environ entre l'énergie moyenne mesurée et la valeur de la masse du  $Z$ , attendue dans ces événements pris à la résonance du  $Z$ . Mis à part l'effet dû à d'éventuels neutrinos, la différence vient d'une part des critères de sélection des particules dans les événements retenus (pour environ 4 GeV) et, surtout, de l'étalonnage incomplet des calorimètres : en effet, à ce stade de la reconstruction des données, les calorimètres électromagnétiques n'étaient que partiellement étalonnés, ce qui explique une large part (environ 7 GeV) de l'effet, le reste pouvant être attribué à l'absence de calorimétrie combinée dans DELPHI. Il faut noter que pour les recherches de nouvelles particules dans un canal à énergie manquante au LEP, une échelle absolue en énergie correcte importait moins qu'un contrôle des queues de distribution. En effet, il était possible de récupérer en partie un étalonnage absolu imparfait soit en déterminant le biais par la simulation (à LEP1) soit grâce à un ajustement cinématique (à LEP2), afin d'avoir une estimation fiable de la masse de la particule recherchée ; par contre, les problèmes de mauvaise reconstruction en énergie dégradaient beaucoup la discrimination entre signal et fond et se reflétaient donc directement sur la sensibilité de l'expérience.

La Figure 13 présente les performances de l'algorithme de correction évaluées sur des données simulées correspondant à des désintégrations du  $Z$  en paires  $\tau^+\tau^-$ , chaque lepton se désintégrant en pion chargé, kaon neutre long et neutrino. Le  $K_L^0$  permet de tester l'efficacité de récupération des neutres par le nouvel algorithme. La Figure 13 montre, en fonction de l'énergie du kaon, la fraction de  $K_L^0$  reconstruits par le programme standard de DELPHI (globalement 15%), la fraction des  $K_L^0$  restants, trouvés par l'algorithme de correction (globalement 43%) et enfin l'efficacité de reconstruction obtenue par combinaison des deux programmes, soit 52% globalement. La Figure 14 permet de juger de la pertinence de la reconstruction de l'énergie et de la direction des  $K_L^0$  retrouvés par l'algorithme de correction, globalement et en fonction de l'énergie véritable du kaon. La différence entre caractéristiques reconstruite et simulée s'explique en grande partie par le fait que l'éventuel dépôt d'énergie du  $K_L^0$  dans le calorimètre électromagnétique n'a pas été pris en compte dans l'énergie et l'angle reconstruits. Enfin, le taux de faux neutres créés par le nouvel algorithme a également été évalué à l'aide de paires  $\tau^+\tau^-$  simulées, en utilisant cette fois les désintégrations du tau en pion chargé et neutrino. La fraction de telles désintégrations pour lesquelles la reconstruction standard de DELPHI trouve un neutre est de 7% ; le chiffre équivalent pour l'algorithme de correction est identique, 6%, conduisant à une contamination totale de 12%.

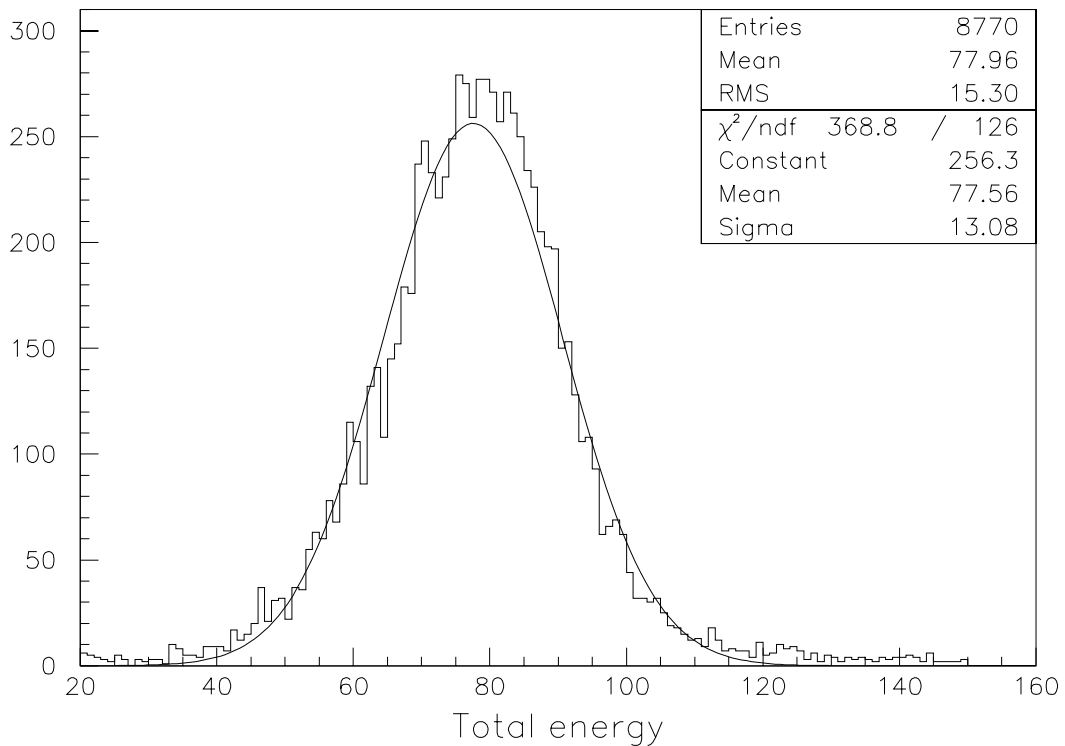
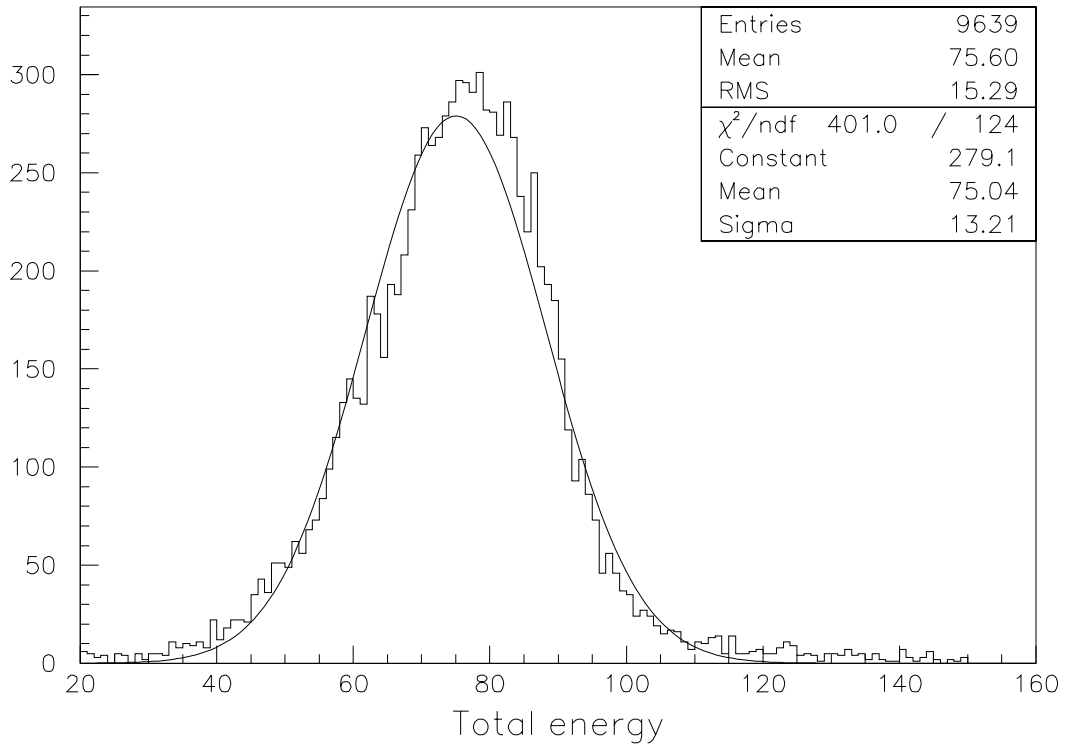
Enfin, l'impact de l'algorithme de correction sur l'analyse du canal  $H\nu\bar{\nu}$  a été illustré dans la thèse de C. de Saint Jean. Il y a été montré notamment que la discrimination entre fond et signal était renforcée suite à une meilleure reconstruction du bilan énergétique. Par exemple, à LEP1 le fond restant à la suite d'une simple coupure sur la masse invariante des événements était réduit de 20% après correction des gerbes du calorimètre hadronique.

## Hadronic events, comparison before/after fixing



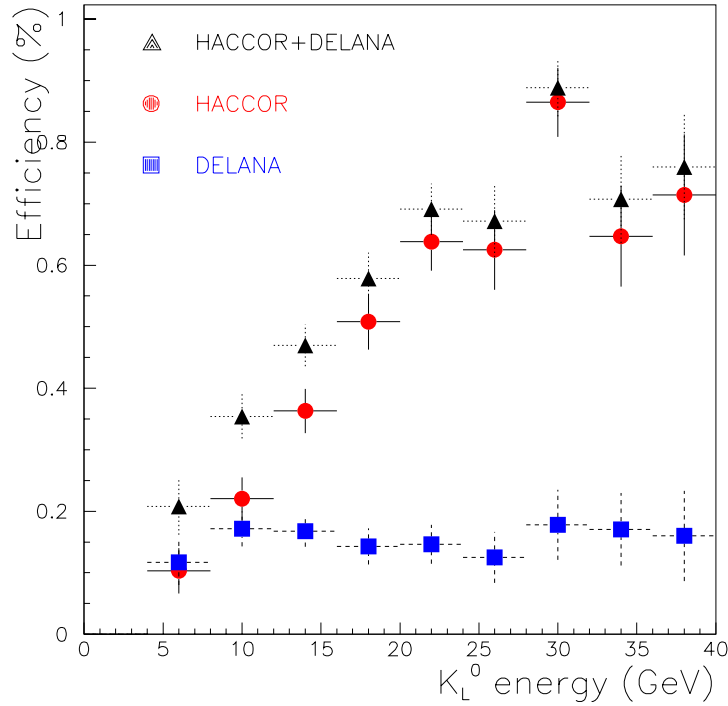
**Figure 11 : Résolution de la mesure en énergie des gerbes du calorimètre hadronique de plus de 3 GeV, associées à des traces de particules chargées sans dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. L'énergie d'une gerbe,  $E$ , est comparée à l'impulsion du chargé associé,  $P$ , pour définir la résolution par  $(E-P)/\sqrt{E}$ . La figure du haut a été obtenue avec la reconstruction standard de DELPHI, celle du bas après application de l'algorithme de correction des gerbes du calorimètre hadronique. Les événements correspondent à des désintégrations hadroniques de  $Z$  sélectionnées dans les données prises à la résonance du  $Z$  en 1997.**

### Hadronic events, comparison before/after fixing

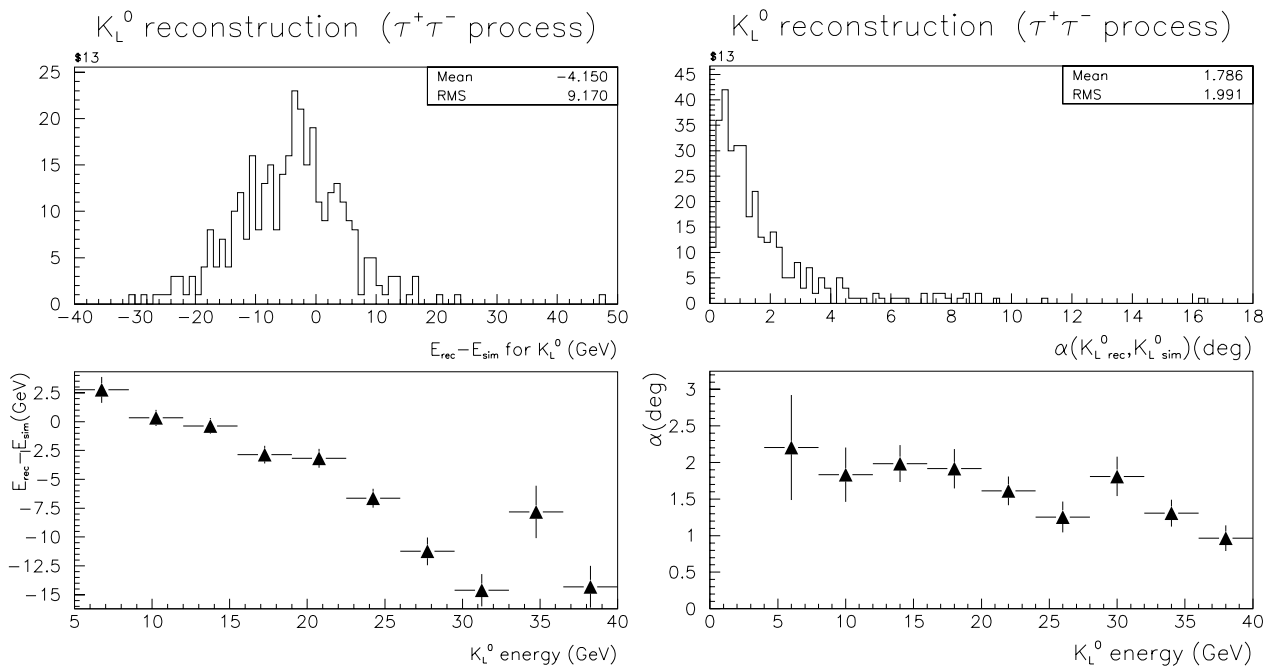


**Figure 12 : Distribution en énergie totale d'événements correspondant à la désintégration hadronique d'un Z. Les données sont de 1997, reconstruites avec le programme standard de DELPHI (en haut) et après application de l'algorithme de correction des gerbes du calorimètre hadronique (en bas).**

### $K_L^0$ reconstruction ( $\tau^+\tau^-$ process)



**Figure 13 :** Efficacité de reconstruction des  $K_L^0$  issus de désintégrations de leptons  $\tau$  : reconstruction standard de DELPHI (carrés) ; algorithme de correction des gerbes du calorimètre hadronique (points, l'efficacité est ici mesurée sur les  $K_L^0$  non trouvés par la reconstruction standard) ; combinaison des deux algorithmes (triangles). Les données, de 1994, sont issues de la simulation à la résonance du Z.



**Figure 14 :** Figures de gauche : différence entre énergies reconstruite et simulée pour des  $K_L^0$  issus de désintégrations de  $\tau$ , après application de l'algorithme de correction des gerbes du calorimètre hadronique : distribution totale et valeur moyenne en fonction de l'énergie du kaon. Figures de droite : même chose pour les angles. Les données, de 1994, sont simulées.

### 3.6 Recherche de bosons de Higgs à LEP2

A partir de la fin 1995, la montée en énergie du LEP allait permettre de pousser les recherches de nouvelles particules au-delà de la limite de sensibilité de LEP1 dans des conditions plus favorables du fait de la chute de plus de 2 ordres de grandeur de la production de Z hors résonance ; les fonds émergeant à plus haute énergie, production de paires de W ou de Z, devenaient les fonds principaux, parfois irréductibles, mais leur sections efficaces de production restaient très en deçà des valeurs observées à LEP1 pour les fonds principaux, conduisant à des rapports signal sur fond plus favorables à section efficace de signal identique. Cette comparaison est illustrée dans le cas du boson de Higgs standard sur la Figure 15 portant les sections efficaces des fonds et signaux en fonction de l'énergie dans le centre de masse. On notera la remontée de la section efficace du processus HZ une fois franchi le seuil cinématique de production d'un H accompagné d'un Z sur couche de masse. Typiquement, en limite de sensibilité, soit  $60 \text{ GeV}/c^2$  à LEP1 et  $115 \text{ GeV}/c^2$  à LEP2, les rapports signal sur fond avant toute coupure étaient respectivement de  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$ . Ceci allait permettre d'exploiter des canaux de recherche délaissés à LEP1 pour cause de fond trop important, comme les canaux purement hadroniques.

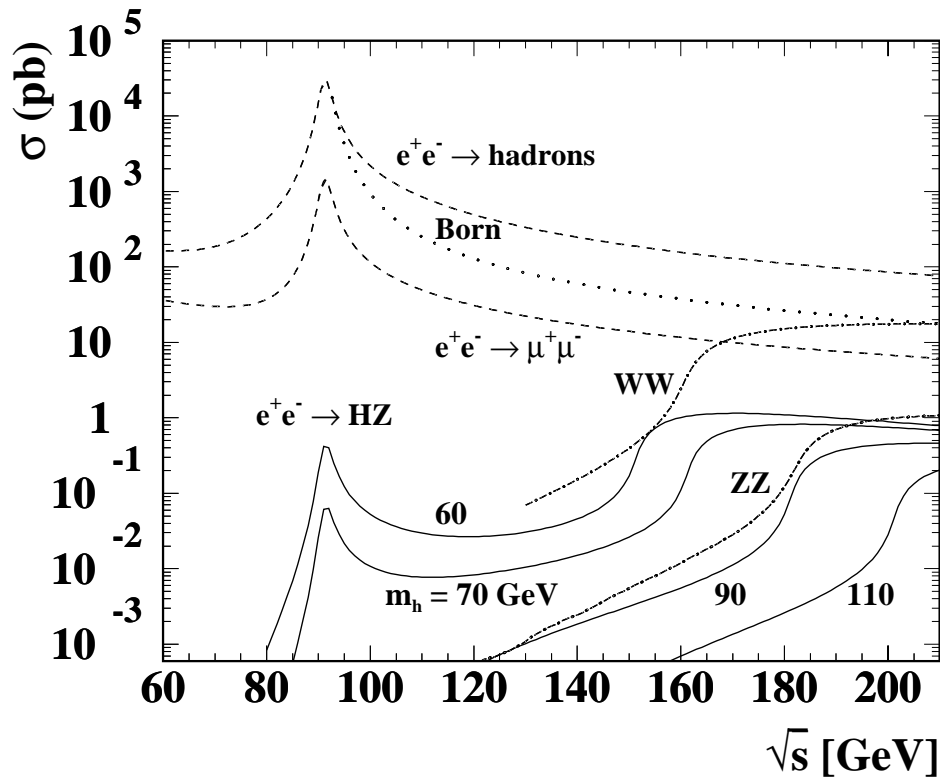


Figure 15 : Section efficace de production des processus pertinents pour la recherche du boson de Higgs du modèle standard, en fonction de l'énergie dans le centre de masse au LEP : en pointillés, les processus de fond, production de deux ou quatre fermions, en traits pleins, la production d'un boson de Higgs en association avec un Z pour différentes valeurs de sa masse.

Au cours de la période LEP2, mes activités de recherche ont couvert différents thèmes associés à la recherche de bosons de Higgs, parfois interconnectés, et dont l'importance a varié au cours du temps. Il est donc difficile d'en donner un aperçu linéaire. J'ai préféré diviser cet exposé en quelques grands chapitres et donner un déroulé historique pour chacun d'eux en précisant les relations entre chapitres différents. Cette section regroupe ainsi tout ce qui concerne l'analyse de données proprement dite, et les tâches effectuées en tant que coordinatrice de groupe d'analyse. Les sections suivantes concernent ma participation au groupe de travail du LEP sur les mêmes recherches de bosons de Higgs (section 3.7), la mise au point de la base de données de DELPHI



regroupant les résultats de ces recherches (section 3.8) et la dérivation des limites d'exclusion de DELPHI sur les bosons de Higgs supersymétriques (section 3.9).

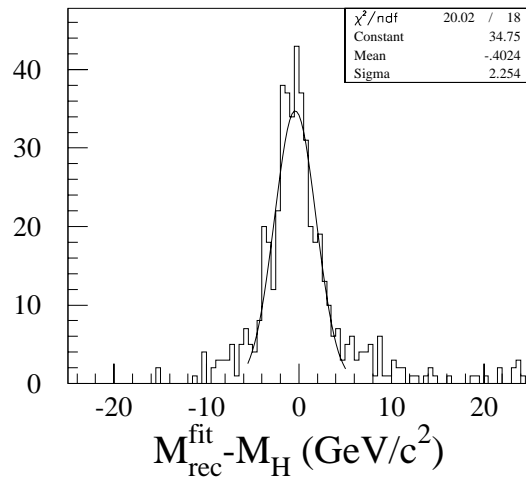
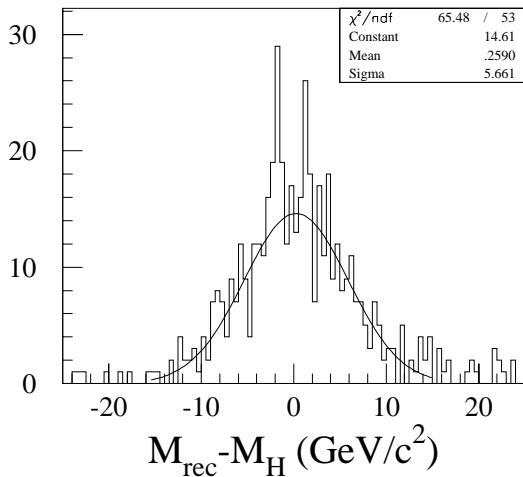
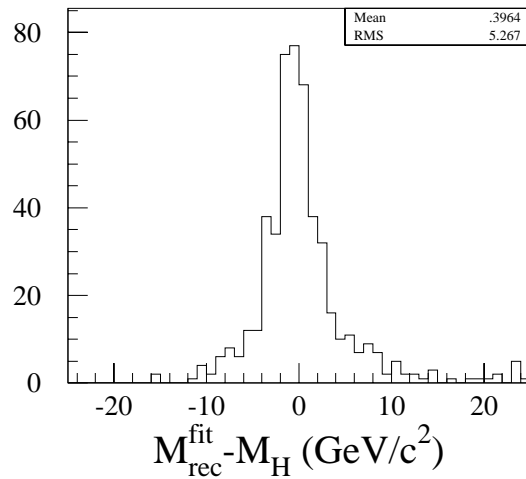
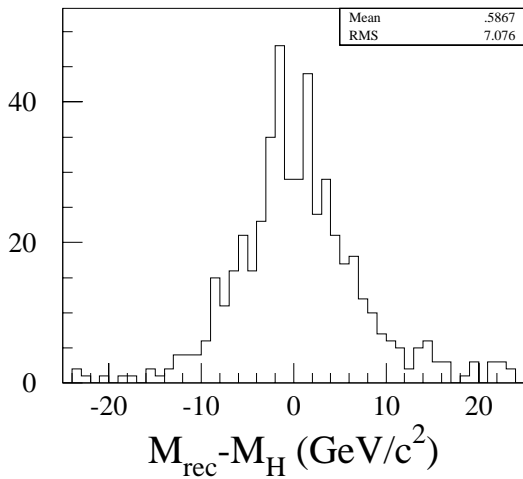
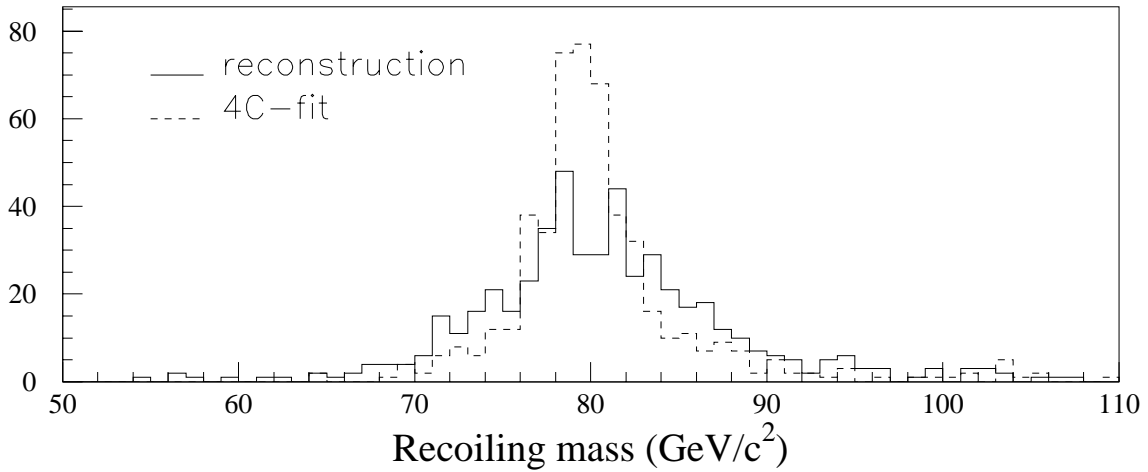
### Travail préparatoire pour le canal $H\mu^+\mu^-$

En vue du démarrage de la phase 2 du LEP, un atelier de travail sur les perspectives de physique à LEP2 s'est déroulé au cours de l'année 1995 au CERN. Dans ce cadre, j'ai effectué une analyse préparatoire du canal  $H\mu^+\mu^-$ . Si la cinématique de production du boson de Higgs changeait peu par rapport à LEP1, la seule différence notable étant que le Z accompagnant le H était à LEP2 produit majoritairement sur couche de masse, les fonds étaient différents. Ainsi, le fond dominant à LEP1 était la production d'une paire Z, photon virtuel, tandis qu'à LEP2 il s'agissait de la production de paires de Z, d'où une nécessaire révision des critères de sélection. Par ailleurs, les leçons de LEP1 avaient été tirées : en fin d'analyse, le fond devait être soustrait pour établir la découverte d'un signal ou une limite d'exclusion. Dans le cadre de l'atelier de travail, il était donc proposé, à titre de première ébauche d'une telle procédure, de rechercher un signal dû à un boson de Higgs d'une masse donnée,  $m_H$ , en sélectionnant les événements dans une fenêtre en masse reconstruite correspondant à  $m_H$ , et en y comparant le nombre de données au nombre attendu pour le fond seul. Après avoir mis au point des critères de sélection adaptés aux nouvelles conditions cinématiques, j'ai étudié l'évolution du rapport signal sur fond pour plusieurs valeurs de masse du boson de Higgs et pour les trois valeurs d'énergie dans le centre de masse envisagées à l'époque, 175, 192 et 205 GeV [17]. Suite à ce travail préparatoire, une étude plus poussée a été menée sur l'importance de la reconstruction en masse des bosons Z et H dans ce canal. Il a été montré qu'un ajustement cinématique contraint utilisant la conservation de l'énergie et impulsion (ajustement à 4 contraintes) permettait d'améliorer la résolution d'un facteur 2 sur la masse du boson de Higgs. La note concluait également à la nécessaire prise en compte, dans la procédure d'ajustement, du fait que la paire de muons provienne de la résonance du Z et des effets de la radiation dans l'état initial, afin d'améliorer encore les résolutions dans le but d'étendre la sensibilité expérimentale à des masses de boson de Higgs égale ou supérieures à celle du Z. Les résultats de cette étude, menée en collaboration avec Didier Vilanova, ont fait l'objet d'une note interne à la collaboration [18] d'où est extraite la Figure 16 démontrant l'amélioration de la résolution en masse du boson de Higgs après ajustement cinématique à 4 contraintes. Enfin, pour la montée en énergie de LEP, DELPHI avait décidé d'inclure un étiquetage en ligne des signaux de nouvelles particules, afin d'avoir une alerte rapide en cas de découverte. J'y contribuai pour les canaux  $H\mu^+\mu^-$  et  $H\mu^+e^-$ , puis passai à l'analyse hors ligne des données dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$ , tandis que D. Vilanova assurait dorénavant celle du canal  $H\mu^+\mu^-$ .

### Analyse des données dans le canal $H\nu\bar{\nu}$

A l'issue de LEP1 (voir section 3.4), DELPHI avait deux analyses du canal  $H\nu\bar{\nu}$ , toutes deux basées sur des méthodes multidimensionnelles. L'une utilisait une méthode discriminante du second ordre, de performance équivalente à celle d'un réseau de neurones mais de plus grande simplicité d'utilisation, et l'autre une méthode probabiliste, également simple à mettre en œuvre, et consistant à accumuler le pouvoir discriminant de plusieurs variables d'analyse en une seule, résultat d'une combinaison appropriée de leurs probabilités cumulatives. Cette méthode, utilisée tout d'abord pour l'étiquetage des quarks b dans ALEPH et DELPHI, était ensuite adaptée, dans DELPHI, à la recherche du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante [14]. Comme cette méthode a servi de base de départ à l'analyse que j'ai effectuée par la suite, j'en rappellerai tout d'abord le principe.

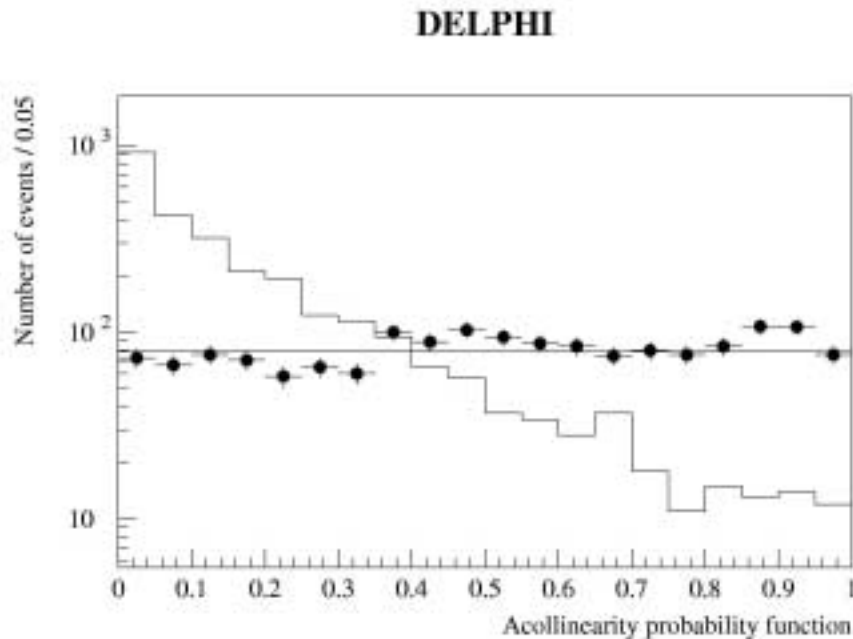
$$\sqrt{S} = 205 \text{ GeV}, M_H = 80 \text{ GeV}/c^2$$



**Figure 16 : Haut : distribution en masse de recul à la paire de muons, estimateur de la masse du boson de Higgs dans le canal  $H\mu^+\mu^-$ , avant et après ajustement contraint requérant la conservation de l'énergie et impulsion totales à LEP2. Milieu et bas : distributions des résidus en masse de recul entre reconstruction et génération, avant (à gauche) et après (à droite) ajustement contraint. Figures tirées de [18].**

## Principe de l'analyse probabiliste à LEP1

Le principe en était le suivant : après une présélection en coupures séquentielles destinée à réduire les fonds les plus distincts du signal, un choix de variables discriminantes était effectué et leurs probabilités cumulatives calculées sur un lot d'événements simulés correspondant au fond dominant, soit à LEP1 les désintégrations hadroniques du Z. Le sens d'intégration des probabilités cumulatives était tel que, sur le signal simulé, l'intégrale diminue pour des valeurs croissantes de la variable initiale. Par construction, la distribution des valeurs des probabilités cumulatives était uniforme pour le processus de référence (les désintégrations hadroniques du Z) et piquée à petites valeurs pour le signal, ainsi que le montre la Figure 17 tirée de [14].



**Figure 17 : Distribution des valeurs de la probabilité cumulative pour la variable d'acolinéarité, qui mesure le complémentaire de l'écart angulaire entre les jets reconstruits dans les deux hémisphères (définies par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de la poussée de l'événement) des événements présélectionnés dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$ . Les points sont les données de 1991 et 1992, et l'histogramme provient de la simulation d'un signal de  $55 \text{ GeV}/c^2$  [14]. On remarque que les données ont une distribution uniforme, en accord avec ce que l'attend des processus de fond.**

La variable discriminante finale,  $W$ , était ensuite définie comme la somme des probabilités cumulées. Le recours à la somme, plutôt qu'au produit utilisé dans l'étiquetage des  $b$ , s'explique par l'existence de corrélations entre les variables initiales qui auraient par trop dégradé la discrimination entre signal et fond dans le cas du produit. Ces corrélations étaient cependant suffisamment faibles pour conserver à la somme une distribution gaussienne sur les événements du fond, de paramètres prédictibles simplement en fonction du nombre de variables initiales, d'où la possibilité de donner une estimation chiffrée du fond en fin d'analyse après coupure sur  $W$ , et ce même en cas de statistique en événements simulés insuffisante pour reproduire correctement les queues de distribution. C'est l'une des raisons de notre choix de reprendre cette méthode d'analyse à Saclay plutôt qu'un réseau de neurones, beaucoup plus gourmand en statistique d'événements simulés. Les analyses de DELPHI à LEP1 (voir [14], [15], [16]), après avoir vérifié qu'il y avait accord entre les paramètres de la gaussienne calculés et ceux déduits d'un ajustement sur les distributions de fond simulées, ont utilisé les paramètres de la gaussienne ajustée, pour déterminer la valeur de la coupure sur  $W$  conduisant à 1 événement de fond attendu ; cette valeur de 1 était choisi relativement loin des queues de distribution sous peuplées dans la simulation afin de pouvoir comparer les fonds attendus par calcul et par application de la coupure sur la simulation. Enfin,

cette méthode donnait également un moyen élégant de dériver les incertitudes systématiques ; celles sur les efficacités étaient obtenues en faisant varier les paramètres de la gaussienne dans les limites des différences entre paramètres ajustés sur la simulation du fond et sur les données, et en propageant les changements correspondants sur la coupure finale sur  $W$  ; les incertitudes sur le fond étaient obtenues en faisant varier les paramètres de la gaussienne ajustée sur la simulation, dans les limites des erreurs données par l'ajustement, et en répercutant les changements sur la valeur de la coupure sur  $W$  et donc sur les événements de fond simulés sélectionnés par la coupure. C'est l'initiateur de cette méthode, Guennadi Borisov, également responsable de l'étiquetage des  $b$  dans DELPHI, qui a effectué l'analyse des données de LEP1 de 1991 à 1993 (voir [14] et [15]). Pour sa thèse, C. de Saint Jean a repris et développé cette méthode pour l'appliquer aux données de 1994 [16] puis pour effectuer, sur simulation, une étude préparatoire de ce canal à LEP2 [17].

### Premières modifications de l'analyse probabiliste pour LEP2

A l'issue de la thèse de Cyrille en juin 1996, j'ai repris l'analyse probabiliste du canal  $H\nu\bar{\nu}$  à LEP2 sur les données collectées cette année-là à 161 puis 172 GeV d'énergie dans le centre de masse, pour une luminosité intégrée totale d'environ  $20 \text{ pb}^{-1}$ . Par rapport à l'analyse préparatoire des modifications se sont avérées nécessaires sur plusieurs points : choix des variables d'analyse revu pour avoir un bon accord entre données et simulation à la présélection, étalonnage de la méthode probabiliste sur le fond total au lieu du fond dominant, analyse du canal miroir où le boson de Higgs se désintègre en produits indétectables et est produit en association avec des hadrons (mode hadronique du canal dit « Higgs invisible »). Ces analyses ont été décrites dans deux notes internes ([19], [20]) et intégrées à la publication de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs dans les données de 1996 [21].

Afin de replacer ces modifications dans un contexte plus général, il est important de revenir quelque peu sur le tournant représenté par la montée en énergie du LEP pour l'analyse des données. Des révisions profondes se sont en effet avérées nécessaires pour plusieurs raisons :

- les poids relatifs des fonds changeaient (voir Figure 15) rendant certains fonds plus présents qu'à LEP1 dans les premières étapes des sélections (par exemple, le fond dû aux interactions à deux photons) et modifiant la composition des fonds en fin d'analyse ;
- la répartition spatiale des particules émises dans l'état final se modifiait également, devenant moins centrale qu'à LEP1, vu l'émergence de nouveaux processus de production à quatre fermions ayant une forte composante de diagrammes en voie  $t$  ou encore, par la présence de photons émis vers l'avant dans les événements de retour radiatif à la résonance du  $Z$  ;
- les générateurs d'événements de fond à LEP2 n'étaient pas au même niveau de complétude que ceux de LEP1 : par exemple, les différents fonds à quatre fermions étaient générés dans Pythia sans effet d'interférence à état final identique, le spectre en énergie du retour radiatif à la résonance du  $Z$  présent dans la production de deux fermions n'était pas encore maîtrisé ;
- les procédures d'alignement étaient à réviser du fait de la statistique réduite prise à la résonance du  $Z$  avant les prises de données à haute énergie et de changements dans l'appareillage comme l'extension à l'avant des trois couches du détecteur de vertex puis l'installation de détecteurs de traces très à l'avant ;
- le programme de reconstruction des données subissait des changements, pour suivre les modifications de l'appareillage d'une part, mais surtout pour renforcer l'efficacité de la reconstruction des traces, d'abord dans la région centrale, en s'appuyant plus sur le détecteur de vertex, puis dans la région avant, en utilisant l'extension de ce dernier et enfin en incluant les nouveaux détecteurs de traces avant.

DELPHI -  $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$

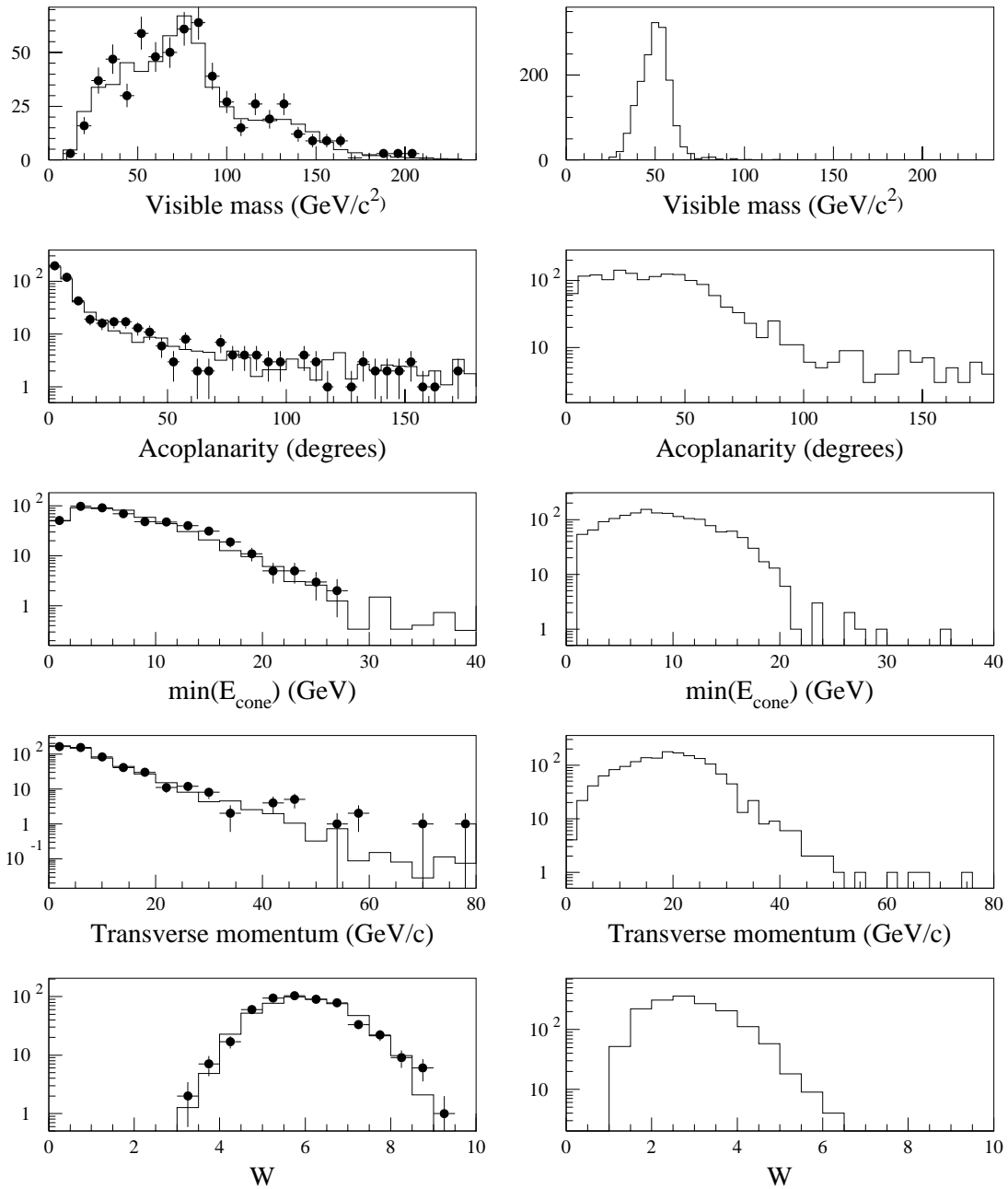


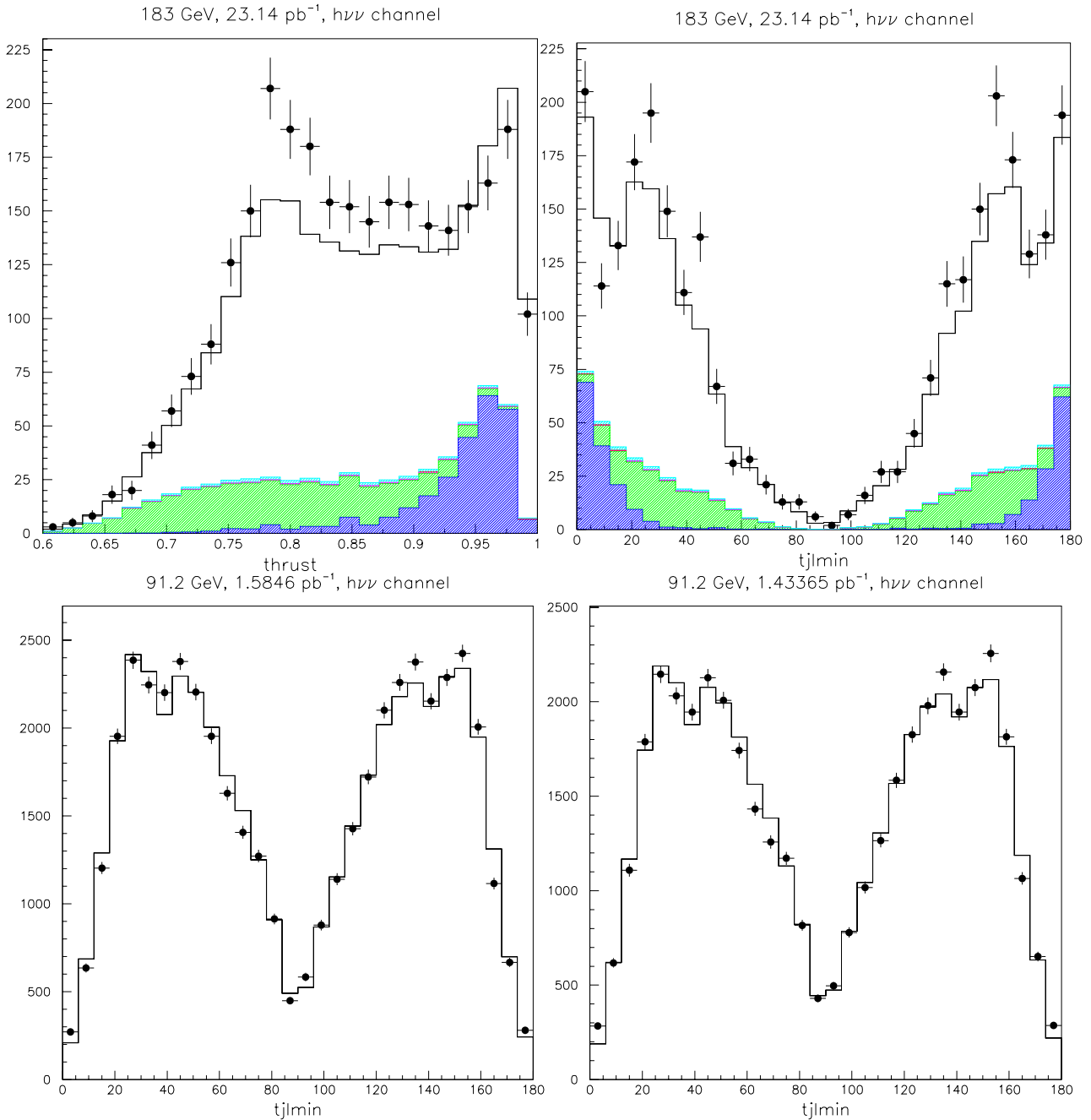
Figure 18 : Comparaison entre données et simulation à  $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$  dans le canal  $H v \bar{v}$  à la présélection [21]. Les figures de gauche montrent les distributions des données (points) et de la simulation des fonds standard (histogramme). Les figures de droite sont issues de la simulation d'un boson de Higgs de  $60 \text{ GeV}/c^2$  (normalisation arbitraire). Les variables sont, de haut en bas, la masse invariante totale de l'événement, l'acoplanarité (i.e. le supplémentaire de l'écart angulaire dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux) entre les jets hémisphériques, l'énergie minimale observée au voisinage de toute particule de plus de  $2 \text{ GeV}$  d'impulsion, l'impulsion totale de l'événement projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux et la variable discriminante finale,  $W$ .

Au cours des cinq années de LEP2, de très grands progrès ont été faits sur les générateurs, l'alignement du détecteur et la reconstruction, mais dans des temps plus longs que ceux que requérait la publication des recherches de nouvelles particules. Pratiquement, les analyses étaient passées hors ligne sur les données reconstruites avec des constantes d'alignement et d'étalonnage préliminaires, c'est-à-dire avec un décalage faible par rapport à la prise de données pour assurer un suivi quasiment en ligne des résultats ; les résultats présentés aux conférences de l'été et à la réunion d'automne du comité scientifique du LEP étaient généralement basés sur ce premier jet. En fin de prise de données, les données étaient reconstruites à nouveau pour bénéficier d'étalonnages et alignements mis à jour et d'améliorations dans les logiciels de reconstruction. Typiquement, deux reconstructions étaient faites au cours de la prise de données et deux dans l'année suivant une prise de données pour incorporer les améliorations successives. Les publications sur les recherches de bosons de Higgs étaient généralement basées sur l'avant-dernière reconstruction, afin d'assurer une diffusion rapide des résultats et de dégager les forces nécessaires à l'analyse des données suivantes, le prix à payer étant un décalage dans le temps de la prise en compte de certaines améliorations, comme celle de la reconstruction des traces dans les deux premières années de LEP2. Il va sans dire également que les comparaisons entre données et simulation au niveau amont des analyses révélaient le plus souvent des désaccords qu'il fallait sinon comprendre précisément, du moins corriger en modifiant les critères de présélection.

Pour illustrer quelques-unes des remarques précédentes, la Figure 18 montre une comparaison (tirée de [21]) entre données à 161 GeV et simulation au niveau de la présélection, pour quelques variables d'analyse du canal  $H\nu\bar{\nu}$ . L'accord numérique à ce niveau est d'environ 1 écart standard et peut être qualifié de raisonnable. A ce niveau, 90% d'un signal de 60 GeV/c<sup>2</sup> était conservé et environ 2400 événements de fond étaient attendus, dont 57% pour le fond à deux fermions, 15% de fond à deux photons se matérialisant en hadrons, 2,5% de quatre fermions et 26% d'autres fonds comme des Bhabhas mal reconstruits ou du fond à deux photons se matérialisant en leptons comme des taus. A LEP1, la composition du fond pour une présélection équivalente était de 95% en deux fermions, 4,5% de deux photons et de 1% de quatre fermions. Ceci justifie a posteriori la nécessité, évoqué au paragraphe précédent d'étalonner la méthode probabiliste à LEP2 sur le fond total et non plus sur le fond dominant comme à LEP1, ce qui permettait de conserver les avantages de cette méthode comme une distribution gaussienne pour le fond total et une dérivation élégante des systématiques.

### Modifications ultérieures de l'analyse à LEP2

Au cours des deux années suivantes, la prise de données se déroulait à 183 GeV en 1997 puis à 189 GeV en 1998, et permettait d'accumuler respectivement 54 et 158 pb<sup>-1</sup>. Suite à l'augmentation de la statistique et à la recomposition du fond due à la montée en énergie (i.e. importance croissante des retours radiatifs et des fonds à quatre fermions), des modifications de l'analyse s'avéraient nécessaires pour conserver une discrimination optimale entre signal et fond. Cela allait être l'objet d'un travail fait en commun avec Rosy Nikolaïdou, pour laquelle j'avais obtenu un contrat post-doctoral européen dans notre groupe à Saclay à compter de l'automne 1998. En attendant, l'analyse faite en 1996 me servait, sur les données de 1997, comme analyse de contrôle pour le canal  $H\nu\bar{\nu}$  et, plus généralement, pour tester l'accord entre simulation et données dans une période où les programmes de reconstruction de traces avaient changé par rapport à 1996 pour la partie centrale et étaient en train d'évoluer dans la partie avant. Quelques éléments de cette étude sont illustrés sur la Figure 19. La comparaison à haute énergie (figures du haut) révélait un excès dans les données par rapport à la simulation, concentré dans la région des retours radiatifs au Z (événements à deux jets non dos à dos et non centraux, donc correspondant à une poussée plus petite que 1 - aux environs de 0.8 - et donnant des jets émis à l'avant) ; en effectuant cette comparaison sur les données prises à la résonance du Z (figure du bas à gauche), on constatait un meilleur accord, permettant de suspecter une modélisation incorrecte des événements de retour radiatif par le générateur Pythia utilisé pour la production de deux quarks à haute énergie. Cette différence allait générer des

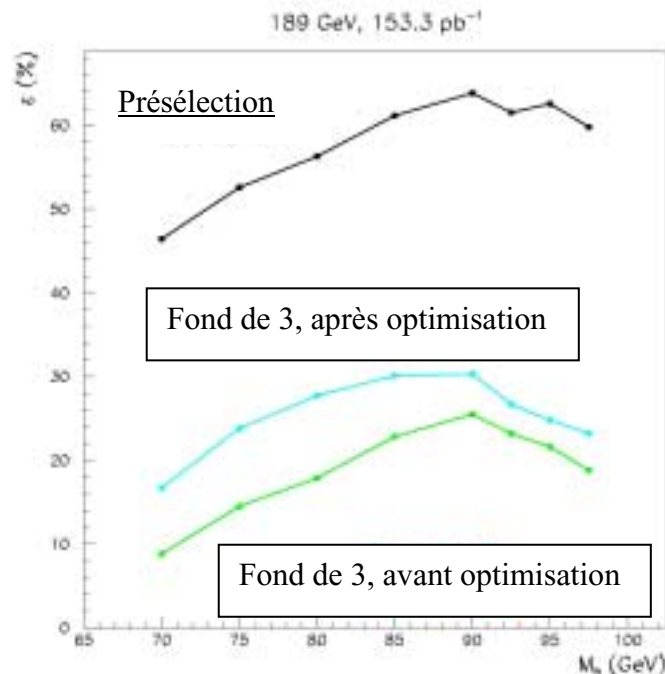


**Figure 19 : Comparaison entre données et simulation effectuée sur un lot d'événements hadroniques sélectionnés dans les données de 1997 à haute énergie (haut) et à la résonance du Z (bas). Les variables sont la poussée (« thrust ») de l'événement et l'angle polaire (en degrés) du jet émis le plus proche de l'axe des faisceaux. Les points correspondent aux données et l'histogramme à la simulation des processus standard. A haute énergie, la contribution des processus autres que la production de deux fermions est hachurée (en gris foncé pour les interactions à deux photons, en gris clair pour les différents processus à quatre fermions, dominés par la production de paires de W). La version de la reconstruction des événements est la troisième, sauf pour la figure du bas à droite produite avec la quatrième version, qui sera utilisée pour publier les résultats des recherches de bosons de Higgs à haute énergie dans les données de 1997.**

amendements successifs à la simulation de ces états finals par Pythia, pour aboutir à l'abandon de ce générateur (au profit du générateur KK2F, plus fiable) lors de la reconstruction finale de l'ensemble des données de DELPHI à LEP2 en 2001. L'accord entre données et simulation à la résonance du Z en 1997 n'était cependant pas parfait, comme le montrent les deux figures du bas,

obtenues avec un alignement préliminaire (à gauche) puis plus adéquat (à droite) des détecteurs de traces notamment dans la région avant. Les différences restantes illustrent les systématiques réelles affectant la modélisation du détecteur. Ceci est un exemple, parmi d'autres, d'étude faite au niveau des groupes d'analyse pour contrôler en aval la qualité de la reconstruction des données. Sans prétendre aller jusqu'à un diagnostic précis, elles permettaient de mettre en lumière d'éventuels problèmes dans la reconstruction liés aux mises à jour dans les étalonnages et alignements et de valider les changements dans les programmes de reconstruction, par exemple la refonte complète de la reconstruction des traces à l'avant. Enfin, à haute énergie elles permettaient également de mettre en évidence les insuffisances des générateurs comme on l'a vu sur l'exemple des retours radiatifs dans Pythia.

A l'issue de l'étude précédente, le travail d'amélioration de l'analyse probabiliste du canal  $H\nu\bar{\nu}$  reprenait sur les données à 183 GeV, puis à 189 GeV à compter de l'arrivée de R. Nikolaïdou. Toutes les étapes de l'analyse ont été reprises dans un effort d'optimisation des performances et de contrôle de l'accord entre données et simulation : jets hémisphériques abandonnés au profit des jets reconstruits par un algorithme spécifique (algorithme de durham), coupures de présélection revues pour aboutir à une présélection plus stricte avant l'étape probabiliste (fond réduit d'un facteur 7 pour une perte d'efficacité limitée – de 78 à 60% pour une masse de 80 GeV/c<sup>2</sup>), choix des variables discriminantes pour cette dernière étape remodelé pour une performance accrue. Pour ne citer qu'un chiffre, à 183 GeV, pour un fond attendu de 0,65±0,09 événement, on passait d'une efficacité de 18% à 31% pour un signal de masse 85 GeV/c<sup>2</sup>, choisie comme référence pour cette prise de données, car proche du seuil cinématique de production. A titre de comparaison, l'analyse publiée par DELPHI à cette énergie ([22], [23]), analyse discriminante non linéaire itérative, atteignait une efficacité de 32% pour un fond résiduel de 0,50±0,08 événement. Après une nouvelle phase d'optimisation, nous conduisant notamment à remplacer l'ancienne étape probabiliste par une fonction de vraisemblance, les performances ont été encore améliorées, ainsi que le montre l'évolution des efficacités à 189 GeV représentée sur la Figure 20.



**Figure 20 : Efficacité, en fonction de la masse du boson de Higgs standard, de l'analyse en fonction de vraisemblance du canal  $H\nu\bar{\nu}$  proposée par notre groupe pour les données prises à 189 GeV : en haut, efficacité à la présélection, en bas, efficacité pour un fond de 3 événements avant optimisation, au milieu, efficacité pour un fond équivalent après optimisation.**



A la suite de ce travail, deux des trois analyses concurrentes dans ce canal, initialement basées sur une série de coupures successives, adoptaient une fonction de vraisemblance. Les performances finales de notre analyse à 189 GeV s'établissaient, pour un fond résiduel de  $5,9 \pm 0.2$  événement, à une efficacité de 33% à la masse de référence de 95 GeV/c<sup>2</sup>, pour un accord entre données et simulation à mieux que 1 écart standard en fin de présélection, ce qui était équivalent aux performances de l'analyse finalement publiée par DELPHI sur ces données ([24], [25], [26]).

### Analyse en fonction de vraisemblance à LEP2

Les deux dernières années de la prise de données au LEP allaient voir l'énergie dans le centre de masse graduellement augmenter de 192 à 208 GeV, pour une luminosité intégrée de 228 pb<sup>-1</sup> en 1999 et de 224 pb<sup>-1</sup> en 2000. L'analyse proposée par Saclay était retenue pour les résultats préliminaires de DELPHI présentés aux conférences de l'été sur les premières données de 1999. A l'automne, un effort de mise en commun des quatre analyses existantes était entrepris pour parvenir à une analyse commune du canal  $H v\bar{v}$ . Un code d'analyse était écrit à partir des contributions des différentes personnes travaillant sur le sujet et les coupures de sélection étaient revues. Ma contribution aura été le code correspondant aux variables spécifiques de notre ancienne analyse et la mise au point des nouvelles coupures destinées à réduire les fonds des interactions à deux photons et des Bhabhas, fonds peu importants en fin d'analyse mais de modélisation délicate ce qui se traduisait généralement par une dégradation de l'accord entre données et simulation au niveau de la présélection, et donc par des incertitudes systématiques. De son côté, Rosy Nikolaïdou se chargeait de la collecte et mise en cohérence des différentes parties du programme et de la définition de l'étape de sélection basée sur une fonction de vraisemblance. Ce travail s'est concrétisé par des résultats préliminaires présentés à la réunion du comité scientifique du LEP en novembre 1999, puis par des résultats affinés pour les conférences de l'hiver 2000 [27]. Enfin, nous avons ultérieurement repris cette analyse pour intégrer certains aspects de l'optimisation pour un signal de haute masse, effectuée par un autre groupe à partir des mêmes outils communs en vue de l'analyse des données de la dernière année de LEP ; lors de cette prise en compte, nous avons particulièrement veillé à conserver le bon accord entre données et simulation à la présélection, ce qui n'a pas été chose aisée. Mes contributions à cette étude ont été le renforcement des critères de rejet du bruit de fond dû à des particules du faisceau d'impulsions non nominales, la méthode d'estimation des incertitudes systématiques et la correction de la normalisation des fonds de retour radiatif négligée jusqu'alors. Les résultats de cette analyse modifiée ont été présentés à plusieurs conférences ([28], [29]) puis intégrés à la publication finale sur les données de 1999 [30]. Une note interne décrivant les résultats dans le canal  $H v\bar{v}$  seul a été également rédigée [31]. Extraite de [30], la Figure 21 illustre la discrimination entre fond et signal donnée par la fonction de vraisemblance, ainsi que l'accord entre données et simulation des fonds standard.

A compter de l'été 2000, les mises à jour des résultats de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs devenant plus fréquentes (voir section 3.8) j'ai cessé de participer de près à l'analyse des données et les développements ultérieurs de l'analyse du canal  $H v\bar{v}$  ont été assurés par R. Nikolaïdou. Il est cependant intéressant de mentionner brièvement le devenir de cette analyse lors de la dernière année de prise de données qui allait permettre d'explorer des hypothèses de masse jusqu'à environ 120 GeV/c<sup>2</sup> pour un boson de Higgs standard. Afin de renforcer la sensibilité expérimentale aux plus hautes masses accessibles cinématiquement, un effort d'optimisation des analyses avait été entrepris dans DELPHI avant le redémarrage de la prise de données dans les canaux dominants, dont  $H v\bar{v}$  ([32], [33]). L'analyse proposée par Saclay, de performances moindres pour les masses proches de la limite de sensibilité servait donc d'analyse de contrôle à haute masse, mais était publiée comme analyse de référence aux plus basses masses ([34], [35], [36]), comme l'illustre la Figure 22 extraite de la note interne [36] décrivant les résultats obtenus dans le canal  $H v\bar{v}$  seul.

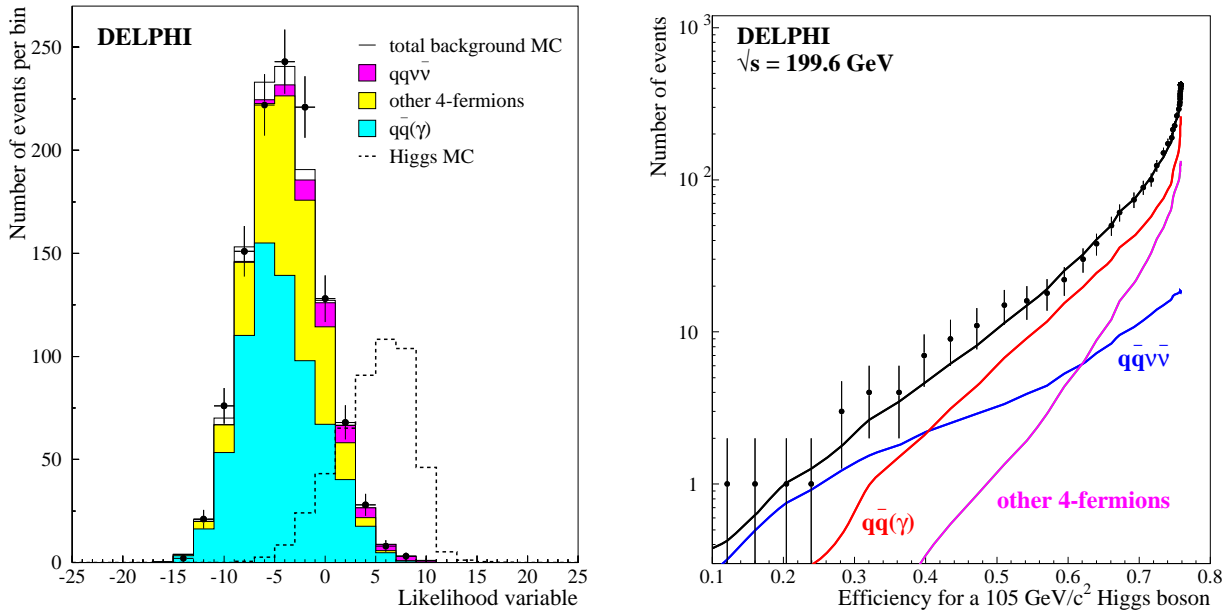


Figure 21 : Résultat de l'analyse par une méthode de fonction de vraisemblance du canal  $H\nu\bar{\nu}$  de DELPHI dans les données prises entre 192 et 202 GeV en 1999 [30]: la figure de gauche montre la distribution de la fonction de vraisemblance pour l'ensemble des données et pour la simulation des fonds et d'un signal (non normalisé) à  $105 \text{ GeV}/c^2$  ; la figure de droite montre l'évolution du taux d'événements sélectionnés, dans le sous lot des données à 200 GeV et dans la simulation du fond à cette énergie, par une coupure sur la fonction de vraisemblance, en fonction de la valeur de cette coupure traduite en efficacité à un signal de  $105 \text{ GeV}/c^2$ . Les différentes composantes du fond sont détaillées.

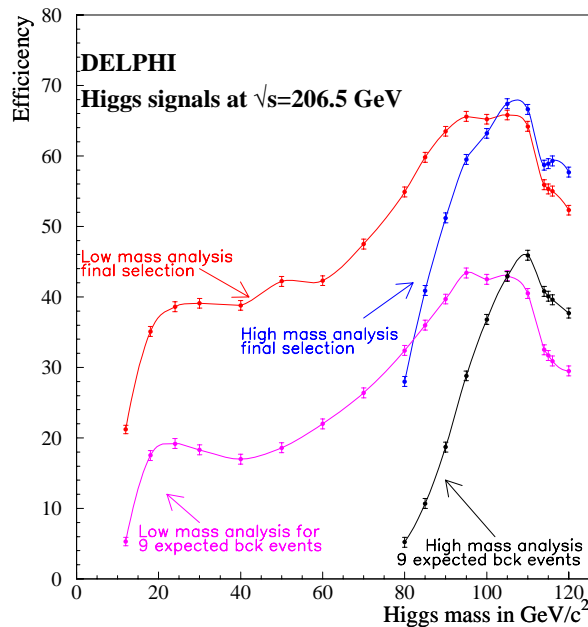


Figure 22 : Comparaison des efficacités, à l'issue de la sélection (courbes du haut) et pour un même fond résiduel de 9 événements (courbes du bas), des deux analyses en fonction de vraisemblance du canal  $H\nu\bar{\nu}$  publiées par DELPHI sur les données prises entre 200 et 208 GeV en 2000 [36]: les deux analyses permettent de couvrir toutes les hypothèses de masse au-delà du seuil de la désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$ .

## coordination de groupes d'analyse

A l'issue de la période LEP1, j'ai été nommée responsable, avec W. Adam de Vienne, du groupe d'analyse de DELPHI sur les recherches de particules dans les états finals à deux jets et énergie manquante ou leptons ou photons (1996-1999) ; puis, l'organisation de DELPHI évoluant encore, j'ai partagé avec W. Murray du RAL et J. Marco (remplacé depuis par J. Cuevas) de Santander la responsabilité du groupe d'analyse sur la recherche de bosons de Higgs, à partir de janvier 2000. Chaque responsable de groupe ou sous-groupe prenait en charge à tour de rôle la coordination des notes de conférence et publications sur un sujet donné. J'ai ainsi coordonné l'écriture des notes et de la publication sur les recherches de bosons de Higgs dans les données à 161 et 172 GeV ([19], [20], [21]), puis celle des notes et de la publication sur les recherches de bosons de Higgs neutres (du modèle standard ou de son extension supersymétrique minimale, le MSSM) dans les données de 1999 prises entre 192 et 202 GeV ([27], [28], [29], [30]). Pour mémoire et à titre d'exemple, le Tableau 1 rappelle les différents résultats publiés par DELPHI sur la recherche du boson de Higgs standard durant la période de LEP2.

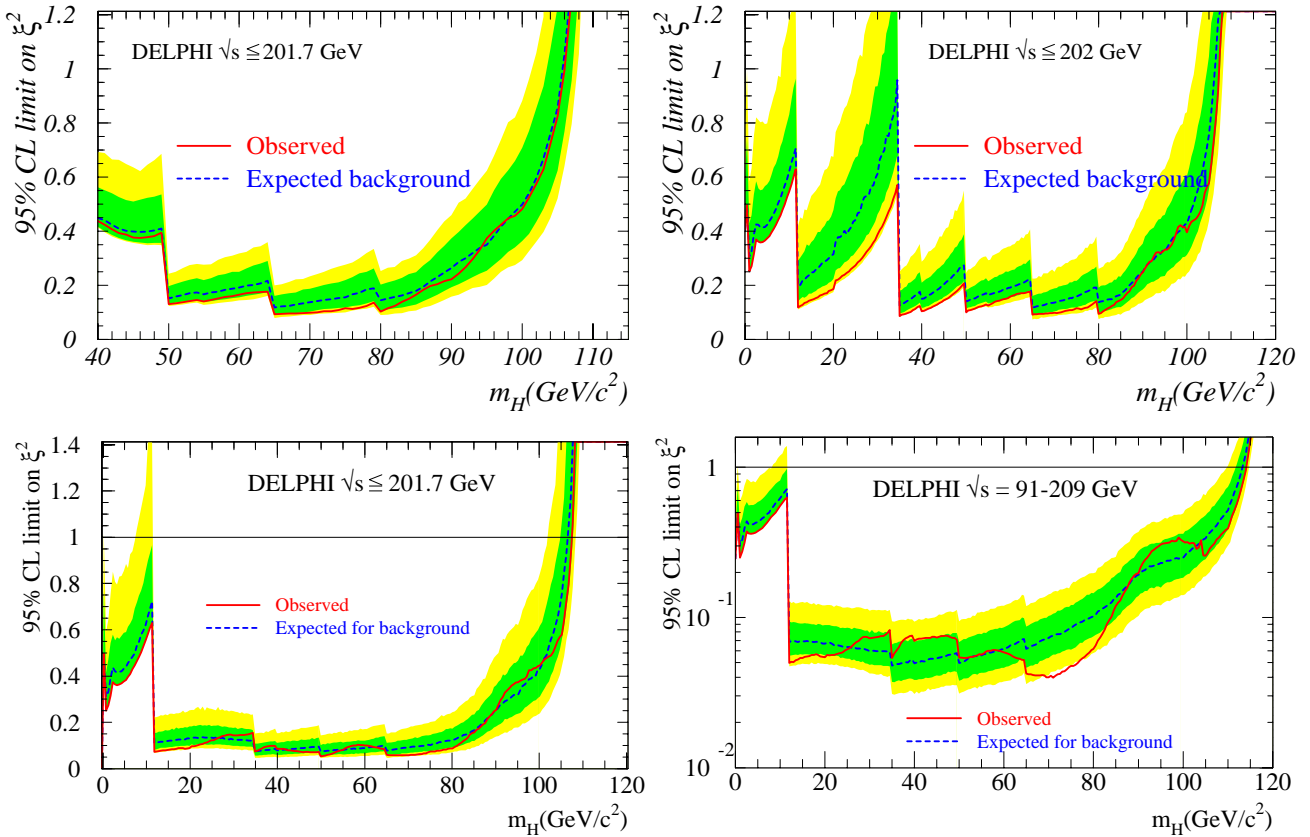
$\sqrt{s}$ (GeV)	$L$ (pb <sup>-1</sup> )	références	$m_{H>}(\text{GeV}/c^2)$ obs. (med.)	limite en $\sigma_{hZ}$	information discriminante
161-172	20	[19][20][21]	66,2 (-)	oui	aucune puis 1 d
183	54	[22][23]	85,7 (86,5)	non	1 d sans lissage
189	158	[24][25][26]	94,6 (95,3)	non	2 d sans lissage
192-202	228	[27][28][29][30]	107,3 (106,4)	oui	2 d avec lissage
200-208	224	[32][33][34][35]	114,1 (113,3)	oui	2 d avec lissage

**Tableau 1: Récapitulatif des publications et notes de conférences préalables, publiées par DELPHI sur les recherches du boson de Higgs standard au cours de la période LEP2. Sont indiquées : les limites inférieures en masse, observées et attendues en l'absence de signal, la publication ou non de limite en section efficace, l'utilisation d'information discriminante dans l'extraction des limites (voir plus loin). Sur les premières données de LEP2, la méthode utilisée, de simple comptage, ne permettait pas de calculer la limite d'exclusion attendue. Une information discriminante pour ces données a été incluse par la suite.**

### Extension des analyses à basse masse dans la voie hZ

Sur les données de 1999, la publication finale a requis plus de temps que pour les données antérieures, en partie du fait d'une interruption de plusieurs mois due aux résultats exceptionnels obtenus dans les données prises durant l'été et l'automne 2000. La seconde raison tient aux améliorations successives apportées notamment à l'étape d'analyse statistique des résultats des recherches, dont il sera plus largement question dans la section 3.8. Je voudrais citer ici la troisième amélioration apportée à ces résultats : au début de l'année 2001, j'ai proposé au groupe de recherche de DELPHI d'étendre la portée de la publication, destinée initialement au seul examen d'hypothèses de signaux de Higgs de haute masse (supérieures à 80 GeV/c<sup>2</sup> tant pour le modèle standard que pour le MSSM), en appliquant les analyses décrites dans l'article à des simulations de signaux de basse masse ; le but de cette extension était d'améliorer notre sensibilité à des signaux non standard ayant une section efficace de production plus faible que dans les deux modèles étudiés. Ce type de résultat, plus général qu'une limite en masse valable dans le cadre strict d'un modèle, sert à tester les extensions théoriques du modèle standard. Rappelons que DELPHI n'avait pas publié de tels résultats à LEP1, ni dans les premières années à LEP2 sauf lors de la toute première publication à LEP2. La proposition ayant été acceptée, des simulations ont été faites pour couvrir les hypothèses de masse de 12 à 80 GeV/c<sup>2</sup>, 12 GeV/c<sup>2</sup> étant le seuil de la désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$ , désintégration dominante du boson de Higgs standard et donc supposée par la majeure partie des analyses de la publication. La plupart des analyses, pourtant optimisées à haute masse,

ont démontré une efficacité notable dès  $40 \text{ GeV}/c^2$ , et même dès  $12 \text{ GeV}/c^2$  pour l'analyse dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$  développée à Saclay. Ces résultats à basse masse ont été inclus dans la publication [30]. La Figure 23 qui compare les limites en section efficace présentées dans les notes de conférence [28] et [29] et dans la publication [30] permet de juger de l'amélioration apportée par l'extension à basse masse des analyses déployées pour LEP2. La même stratégie d'extension des recherches à basse masse a été poursuivie pour les données de 2000 [35], ce qui a nécessité cette fois deux analyses complémentaires dans les canaux dominants, pour couvrir la totalité de la gamme des hypothèses de masse au-delà du seuil  $H\rightarrow b\bar{b}$  (voir le paragraphe précédent pour le cas du canal  $H\nu\bar{\nu}$ ). Le résultat final de DELPHI est porté également sur la Figure 23.

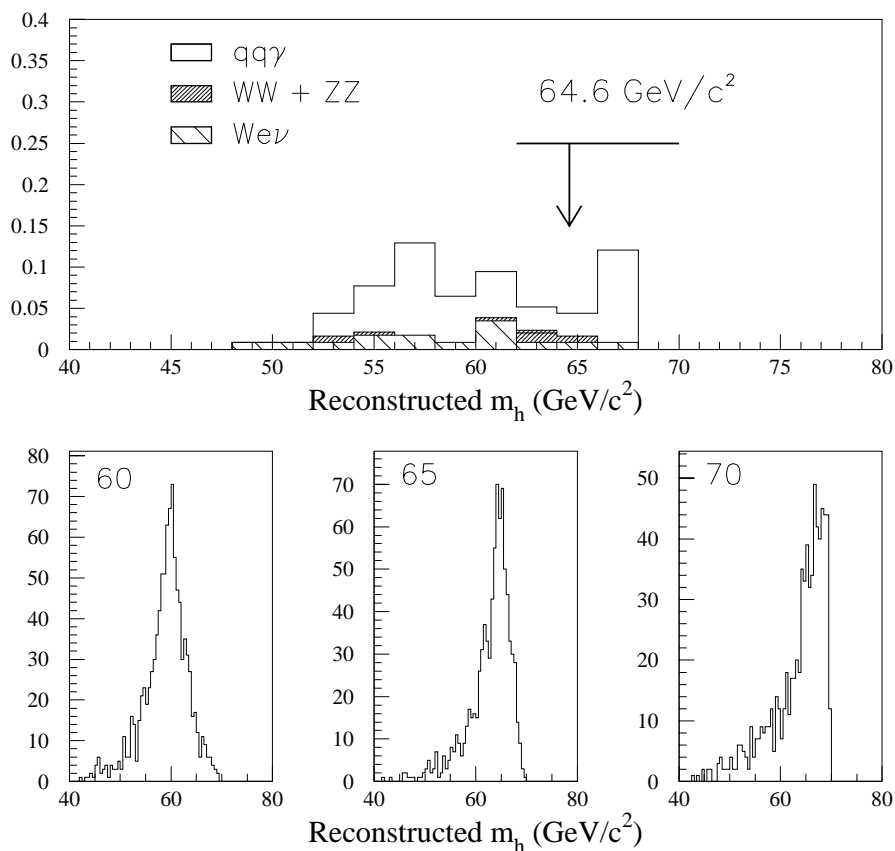


**Figure 23 : Limite supérieure d'exclusion sur la section efficace d'un boson de Higgs produit dans le canal  $HZ$ , normalisée à sa valeur dans le modèle standard. Les limites observées sont en trait plein, les limites attendues en l'absence de signal en pointillés et les bandes correspondent aux fluctuations à 1 et 2 écarts standard de ces dernières. De gauche à droite et de haut en bas : résultat dérivé des analyses faites à LEP2 jusqu'à 202 GeV en traitant des intervalles de masse décalés à chaque prise de données (d'où les différents décrochements dans les courbes) [28]; résultat obtenu en incluant les analyses faites à LEP1 qui procédaient également par test de gammes de masses successives au fur et à mesure de l'augmentation de la statistique (d'où les nombreux décrochements) [29]; résultat obtenu en étendant, à plus basse masse, les analyses effectuées sur les données de 1999 [30]; même chose en incluant les analyses appliquées sur les données de 2000 en suivant la même stratégie[35]. Les hypothèses de masse inférieures à  $12 \text{ GeV}/c^2$  n'ont été testées qu'à l'aide d'une faible fraction des données de LEP1, ce qui explique la détérioration de la sensibilité dans cette région.**

## Méthode d'analyse statistique des résultats des recherches de bosons de Higgs de DELPHI

Avant de clore ce chapitre, je voudrais évoquer un dernier point relié à la méthode d'extraction des limites d'exclusion. A l'issue de LEP1, DELPHI pratiquait encore une simple méthode de comptage, comparant le taux d'événements observés en fin de sélection à celui attendu du fond seul, déduit de la simulation. La nécessité de prendre en compte les caractéristiques des événements sélectionnés, telle la masse reconstruite du boson de Higgs, s'était cependant fait sentir, dès LEP1 (voir section 3.2). On aurait pu penser à simplement amender la méthode de comptage de LEP1, en ne prenant en compte chaque événement candidat que dans une fenêtre en hypothèses de masse centrée sur la masse reconstruite du boson de Higgs et de répartition supposée gaussienne. Or, les spectres en masse reconstruite pour le signal n'étaient pas simplement gaussiens, comme le montre la Figure 24 extraite de la publication [21] de DELPHI. Une autre méthode s'avérait nécessaire.

### DELPHI - $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$



**Figure 24 : Spectres en masse du boson de Higgs reconstruite dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$  à 161 GeV [21]. Figure du haut : spectre attendu pour le fond ; la flèche indique la masse de l'événement sélectionné en fin d'analyse. Figures du bas : spectres en masse attendus pour des signaux de masse 60, 65 et 70 GeV/c<sup>2</sup> ; la partie centrale des spectres est reproductible par une gaussienne mais les spectres présentent des queues non gaussiennes. Au-delà de problèmes de reconstruction, l'utilisation d'un ajustement cinématique supposant que le système visible recule devant un Z sur couche de masse génère également de tels effets, notamment pour des signaux de masse proche du seuil cinématique, ici 70 GeV/c<sup>2</sup>. Le même effet se retrouve, à des degrés divers, dans tous les canaux de recherche de bosons de Higgs.**

La méthode d'analyse statistique mise au point dans DELPHI pour LEP2 répondait à plusieurs critères : soustraction réaliste et optimale du fond, combinaison aisée des résultats dans plusieurs

canaux de recherche indépendants, dérivation de limites d'exclusion mais aussi caractérisation d'un signal en cas de découverte (i.e. estimation de la masse et de la signification statistique). Cette méthode repose sur l'utilisation, comme statistique de test, du rapport des vraisemblances des résultats des recherches calculées dans l'hypothèse où un signal de masse donnée, par exemple  $m_H$  pour un boson de Higgs standard, s'ajoute au fond (« hypothèse signal+fond ») et dans l'hypothèse où seul le fond est présent (« hypothèse fond seul »), soit :

$$Q(m_H) = \frac{L_{s+b}}{L_b}$$

Ceci se traduit par :

$$-2 \text{Ln}Q(m_H) = 2S(m_H) + \sum_{j=1}^n \text{Ln}\left(1 + \frac{s_j(m_H)}{b_j}\right)$$

où  $S(m_H)$  est le signal total attendu dans l'hypothèse d'un signal de masse  $m_H$  et où la somme court sur tous les événements sélectionnés, chacun caractérisé par un poids différent pour les hypothèses de signal ( $s_j(m_H)$ ) et de fond ( $b_j$ ). Ces poids correspondent à la probabilité d'obtenir chaque événement dans le signal et le fond et peuvent être calculés en prenant en compte un niveau variable d'information : taux globaux d'événements attendus, seuls, ou multipliés par la probabilité d'observer une ou plusieurs caractéristiques cinématiques identiques à celles de l'événement. L'intégration de plusieurs canaux de recherches indépendants (par exemple, voies d'analyse différentes ou voies identiques mais à des énergies différentes) se fait simplement par extension de la somme sur les événements sélectionnés dans chaque canal et il est possible de combiner des canaux avec des degrés différents d'information discriminante. Le Tableau 1 en donne le détail pour les différentes prises de données dans le cas du boson de Higgs standard. Les poids  $s_j(m_H)$  et  $b_j$  sont déterminés à partir de distributions simulées traduites sous forme d'histogrammes à 1 ou 2 dimensions. La statistique du test  $-2 \text{Ln}Q$  prend des valeurs entre  $-\infty$ , pour des expériences compatibles avec l'hypothèse signal+fond, à 0, pour des expériences compatibles avec l'hypothèse du fond seul.

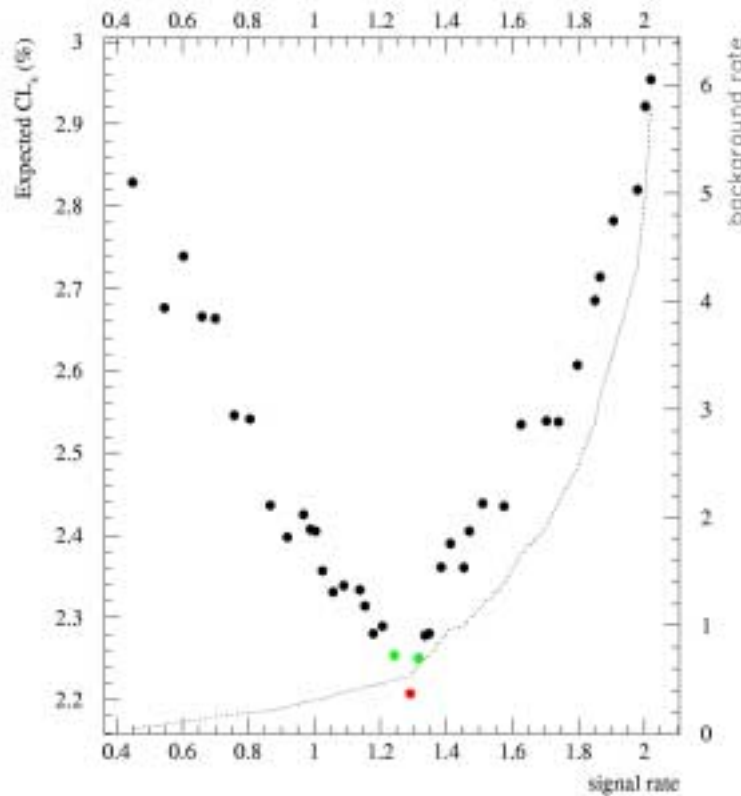
A partir de la statistique de test, divers niveaux de confiance sont calculés pour quantifier la compatibilité entre les observations et les deux hypothèses envisagées. Le niveau de confiance dans l'hypothèse du fond seul,  $CL_b$ , s'obtient en intégrant la distribution des valeurs de  $-2\text{Ln}Q$  dans le cas où seul le fond est présent, de la valeur obtenue dans les données à  $+\infty$ . Une valeur de 0.5 est attendue, en moyenne, pour  $CL_b$  si l'hypothèse du fond seul est correcte. Un excès par rapport au fond résulterait en une valeur proche de 1, d'où l'utilisation préférentielle de  $1-CL_b$  pour tester la présence d'un signal se superposant à un fond. Ainsi, un excès à 3 ou 5 déviations standard correspond à des valeurs de  $1-CL_b$  respectives de  $2,7 \cdot 10^{-3}$  et  $5,7 \cdot 10^{-7}$ . On définit de même le degré de confiance dans l'hypothèse signal+fond,  $CL_{s+b}$ , comme l'intégrale de la distribution de  $-2\text{Ln}Q$  dans le cas où signal et fond sont présents, entre la valeur observée et  $+\infty$ . En principe, ce degré de confiance devrait servir à dériver des limites d'exclusion sur le signal ; mais, pour éviter de conclure à une limite d'exclusion trop forte en cas de fluctuation du fond en dessous du niveau attendu, on préfère utiliser le pseudo degré de confiance dans le signal,  $CL_s$  défini par le rapport  $CL_{s+b}/CL_b$  ; on définit alors une exclusion à 95% de degré de confiance par une valeur de  $CL_s$  de 5%. Les niveaux de confiance sont calculés à partir des distributions des valeurs de  $-2\text{Ln}Q$ , obtenues, par tirage d'un grand nombre d'expériences de pensée, à partir des caractéristiques du signal et du fond connus par simulation (taux globaux et distribution des poids  $s_j(m_H)$  et  $b_j$ ). Il est également possible avec cette méthode d'évaluer les performances attendues comme les limites d'exclusion attendues en l'absence de signal ou les pouvoirs de découverte à un quelconque degré de signification.

Cette méthode, inspirée par W. Murray, a été concrétisée et mise en œuvre par A. Read, qui l'a appliquée à l'analyse statistique des résultats de DELPHI sur le boson de Higgs standard à LEP2, dès la prise de données à 183 GeV (voir Tableau 1). Pour ma part, j'en ai propagé l'utilisation pour

les autres recherches de bosons de Higgs, comme on le verra dans la section 3.9. Je l'ai également utilisé, en collaboration avec W. Adam pour mettre au point un logiciel général pour déterminer automatiquement le point de fonctionnement optimal d'une analyse de recherche de bosons de Higgs.

### Application à la dérivation du point de fonctionnement optimal des analyses

L'idée sous-jacente était à la fois d'éviter le biais humain dans la définition des dernières coupures de l'analyse et d'obtenir des performances optimisées. Partant de différents points de fonctionnement possibles dans chaque canal, déterminés par exemple en faisant varier la dernière coupure de l'analyse, le logiciel déterminait celui qui donnait la meilleure performance d'exclusion a priori, i.e. sans regarder les données. A chaque point de fonctionnement, taux globaux et information discriminante à 1 dimension étaient dérivés de la simulation des fonds et d'un signal de référence, puis le degré de confiance dans le signal attendu était calculé dans l'hypothèse de l'absence du signal, afin d'optimiser les points de fonctionnement pour l'exclusion. Le point donnant la valeur minimale de  $CL_s$  était donc le point recherché. Enfin, comme plusieurs canaux physiques indépendants étant combinés dans les recherches, l'optimisation du point de fonctionnement de chaque canal était déterminé de manière itérative en cherchant à minimiser le degré de confiance dans le signal obtenu en combinant tous les canaux. Ce logiciel a été utilisé pour dériver les résultats des recherches de bosons de Higgs neutres à 183 GeV [23], comme l'illustre la Figure 25.



**Figure 25 : Valeur de,  $CL_s$ , degré de confiance dans l'hypothèse signal attendu, en l'absence de signal, pour différents points de fonctionnement de l'analyse du canal  $H\nu\bar{\nu}$  de DELPHI à 183 GeV [23]. Tous les canaux ont été combinés pour calculer le  $CL_s$  et le signal de référence correspond à  $m_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ , proche de la limite cinématique du mode HZ. Les points de fonctionnement ont été traduits en taux de signal attendu et la courbe pointillée représente le fond attendu. Le point de fonctionnement optimal au regard d'une exclusion correspond à la valeur minimale du  $CL_s$  attendu.**

Par la suite, le degré d'information discriminante de la plupart des recherches de bosons de Higgs a été porté à deux et le niveau de coupure finale a été choisi très lâche, afin d'utiliser le maximum d'information discriminante dans l'analyse statistique des résultats. Une optimisation de ce niveau de coupures ne s'avérait plus nécessaire et le logiciel précédent a été utilisé uniquement dans les analyses délivrant une information à 1 dimension, comme les recherches de bosons de Higgs invisible.

### 3.7 Participation au groupe de travail du LEP sur les bosons de Higgs

En octobre 1996, le comité scientifique du LEP mettait en place trois groupes de travail pour combiner les résultats des recherches de nouvelles particules des quatre expériences à LEP2 ; l'un d'eux portait sur les recherches de bosons de Higgs et allait être piloté par Peter Igo-Kemenes d'OPAL. J'ai été nommée contact pour l'expérience DELPHI dans ce groupe et y ai fait venir W. Murray - qui y a entraîné A Read -, P Lutz et C. Martinez-Rivero. A une ou deux autres personnes près qui nous rejoignaient par la suite, ces personnes forment encore à l'heure actuelle le noyau du groupe DELPHI participant à ce groupe de travail du LEP.

Le premier travail du groupe a été de combiner les résultats des recherches du boson de Higgs standard dans les données de 1996 et de comparer les méthodes d'analyse statistique utilisées par chacune des expériences. Les résultats ont fait l'objet de trois rapports ([37], [38], [39]). La combinaison des résultats des quatre expériences permettait un gain significatif en sensibilité, comme on peut s'en convaincre en mettant en regard les Tableaux 1 et 2 ; de plus, la comparaison des quatre méthodes concluait à des performances similaires pour la dérivation de limites d'exclusion à 95% de degré de confiance : taux d'exclusion incorrectes de 5% au pire et différences entre  $CL_s$  moyens se traduisant par des différences sur les limites en masse de  $\pm 150 \text{ MeV}/c^2$ , un effet du même ordre de grandeur que celui dû à la prise en compte des incertitudes sur les résultats des recherches en terme de fonds attendus et d'efficacités au signal.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$L$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	Références	Limites sur $m_H$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	limite en $\sigma$
161-172	83	[37][38][39]	77,5 (75,8)	non
183	220	[40][41]	89,7 (90,0)	oui
189	683	[42]	95,2 (97,2)	oui
192-202	900	[43][44]	107,9 (109,1)	oui
200_208	878	[45][46][47][48][49]	114,4 (115,3)	oui

**Tableau 2 : Récapitulatif des résultats du groupe de travail du LEP sur les bosons de Higgs, publiés dans le cas du modèle standard. Sont indiqués : les limites supérieures en masse, observées et attendues en l'absence de signal (entre parenthèses) et la présence ou non de limite en section efficace.**

L'année suivante, le travail de combinaison a porté sur les résultats des recherches à 183 GeV et s'est étendu au cas des bosons de Higgs neutres du MSSM et à celui des bosons de Higgs chargés tels que prévus dans le cadre général des modèles à deux doublets de champs de Higgs. Comme les mises à jour des résultats des recherches de bosons de Higgs allaient se répéter tant en interne dans DELPHI que pour le groupe de travail (au moins 3 fois par an pour les conférences de l'été, de l'hiver et pour la session d'automne du comité du LEP), il m'est apparu nécessaire de mettre en place une procédure de collecte de l'information et une transcription dans un format (que j'appellerai base de données par la suite) permettant une mise à jour aisée des résultats des canaux existants, l'addition éventuelle de nouveaux canaux de recherche et une interface adéquate avec la procédure d'analyse statistique basée sur le rapport de vraisemblance choisie par DELPHI (voir section précédente). Je détaillerai plus avant ce que recouvrait cette activité dans la section 3.8, mais il est important de noter que la même base de données a été utilisée de manière interne dans



DELPHI pour en établir les résultats individuels, et au sein du groupe de travail pour combiner les résultats de DELPHI avec ceux des autres expériences. C'est à l'occasion de la prise de données à 183 GeV que la première mouture de la base de données de DELPHI a été mise au point pour les canaux relatifs aux bosons de Higgs neutres (du modèle standard ou du MSSM) ainsi que pour ceux du Higgs chargé. Les résultats inclus couvraient les prises de données à 161, 172 et 183 GeV. Cette base de données a permis une interface aisée entre nos résultats et les programmes de dérivation de limites des autres expériences et a donc été utilisée à partir des combinaisons faites à 183 GeV ([40], [41]).

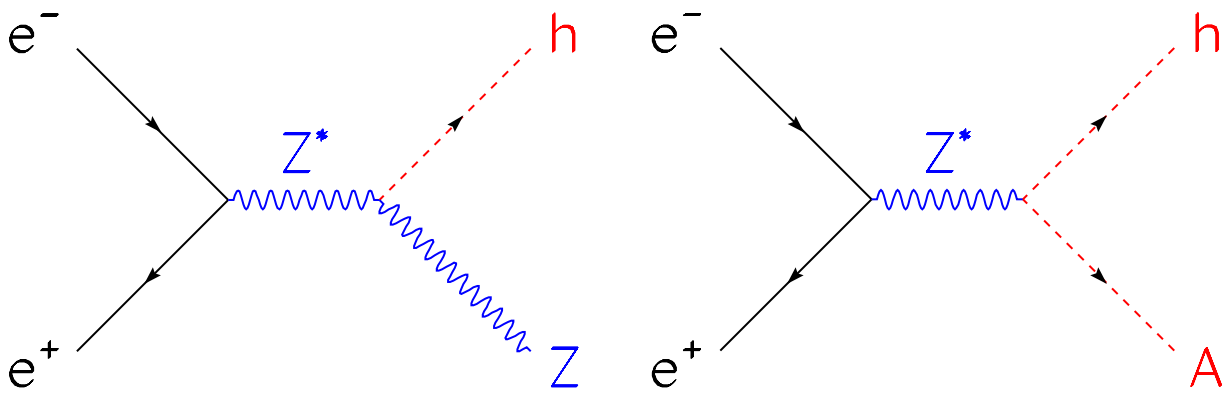
Lors de cette prise de données, j'ai également interfacé mon programme d'extraction de limites sur les bosons de Higgs du MSSM (voir section 3.9) aux résultats des autres expériences, pour dériver les limites combinées dans ce modèle avec la méthode statistique de DELPHI. Les résultats préliminaires ont été montrés au comité scientifique du LEP en Septembre 1998 puis inclus après finalisation dans la publication du groupe de travail sur les données à 183 GeV[41]. Par la suite, je n'ai plus effectué (avec l'aide de C. Martinez-Rivero) que des contrôles ponctuels des résultats combinés dans le cadre du MSSM, car ma contribution essentielle au groupe de travail a été la mise à jour de la base de données des résultats de DELPHI sur les bosons de Higgs neutres incluant les données ultérieures, i.e. pour des énergies allant jusqu'à 189 GeV ([42]), 202 GeV ([43], [44]) et enfin 208 GeV ([45], [46], [47], [48], [49]). Cette activité fait l'objet de la section suivante.

### **3.8 Base de données des résultats des recherches de bosons de Higgs**

Les résultats expérimentaux de DELPHI dans chaque canal de recherche de bosons de Higgs comportent au minimum les nombres d'événements sélectionnés dans les données et dans la simulation des fonds, ainsi que l'efficacité de la sélection pour le signal, évaluée par simulation à différentes masses du ou des bosons de Higgs présents dans l'état final. Les incertitudes statistiques et systématiques sur les fonds résiduels et les efficacités sont aussi fournies. Dans les canaux à information discriminante (voir section 3.7), les distributions de la ou des variable(s) discriminante(s) sont également produites à partir des simulations du fond et des différents signaux. Pour chaque canal, la production des résultats était du ressort du sous-groupe d'analyse responsable du canal, tandis que la collecte et la mise en forme définitive des résultats étaient centralisées pour chaque grand ensemble de canaux, comme par exemple celui des canaux relatifs aux bosons de Higgs neutres se désintégrant en produits détectables, ou celui des recherches de Higgs chargés, ou bien encore celui des recherches de bosons de Higgs se désintégrant en produits invisibles.

#### Collecte centralisée et format de départ

Une telle procédure centrale a été mise en place pour la première fois lors de la prise de données à 183 GeV, pour les canaux de recherche des bosons de Higgs neutres se désintégrant en particules détectables, tels que ceux prévus pour le modèle standard ou pour le MSSM. Deux voies de production sont alors envisageables, à savoir le mode  $hZ$ , seul présent dans le modèle standard, et la production de paires  $hA$ , qui coexiste avec le processus précédent dans le MSSM (voir Figure 26). Le poids relatif des deux processus dépend des paramètres du modèle, notamment de  $tg\beta$ , rapport des valeurs moyennes sur le vide des deux doublets de champ de Higgs du MSSM ; schématiquement l'on peut dire que le processus  $hZ$  domine à bas  $tg\beta$  ou à très grand  $m_A$  et le processus  $hA$  à grand  $tg\beta$  et  $m_A$  modéré tandis que les deux processus cohabitent aux valeurs intermédiaires de  $tg\beta$  et de  $m_A$ . Dans la plus grande partie de l'espace des paramètres du MSSM, les voies de désintégration des bosons  $h$  et  $A$  sont très similaires à celles du boson de Higgs du modèle standard. Les analyses expérimentales faites pour ce modèle étaient donc intégralement réutilisées pour la voie  $hZ$  du MSSM. S'y ajoutaient des analyses spécifiques pour la voie  $hA$  du MSSM.



**Figure 26 : Diagrammes principaux de production des bosons de Higgs du MSSM à LEP2. La production d'une paire  $hZ$  est également le processus dominant pour un boson de Higgs standard. A LEP2, le boson  $Z$  final est sur couche de masse.**

Les désintégrations recherchées à LEP2 postulaient des masses de bosons de Higgs supérieures à  $12 \text{ GeV}/c^2$ , ce qui, vu les couplages dominants des bosons de Higgs, revenait à n'envisager que des désintégrations en paires  $b\bar{b}$  et  $\tau^+\tau^-$  tant pour le  $h$  dans les deux modèles que pour le  $A$  dans le MSSM, et éventuellement des désintégrations du  $h$  en paires  $AA$  dans le MSSM. Même avec ces restrictions, le nombre de canaux physiques à considérer était de 8 dans les voies  $hZ$  et  $hA$ , et ce pour chaque valeur de l'énergie dans le centre de masse, soit au total 24 canaux indépendants à l'issue de la prise de données à 183 GeV. On comprend l'intérêt d'une procédure centralisée pour regrouper l'information et la traiter de manière cohérente. Cette nécessité était renforcée par la fréquence des mises à jour des résultats pour chaque prise de données, qui était typiquement de 3 ou 4, soit une première mise à jour partielle sur les premières données de l'année à l'occasion des conférences de l'été, une mise à jour sur la totalité de la statistique accumulée pour la session d'automne du comité scientifique du LEP, puis une à deux mises à jour ultérieures pour prendre en compte l'effet de la reconstruction des données de l'année après alignement et étalonnage définitifs, ainsi que les progrès éventuels des analyses. Rappelons qu'à partir de l'été 2000, le rythme de mise à jour pour les recherches de bosons de Higgs neutres s'est même intensifié de par la nécessité d'un suivi des résultats quasi en ligne afin de fixer le calendrier des derniers mois de vie du LEP. Des indices d'un possible signal dû à un boson de Higgs de  $115 \text{ GeV}/c^2$  ayant été observés à partir du mois d'août, le calendrier du LEP a été prolongé jusqu'à début novembre. Ainsi, de juillet à décembre 2000, ce sont huit mises à jour de la base de données qui ont eu lieu, le plus souvent assez aisées, comme pour suivre l'augmentation de la luminosité analysée ou pour introduire des résultats venant d'une simulation à un point d'énergie supplémentaire. Certaines ont par contre été très lourdes, comme on le verra par la suite. Pour simplifier la procédure dans le cas des bosons de Higgs neutres du modèle standard et du MSSM, un format général a été défini pour que chaque groupe d'analyse transmette ses résultats de la même manière, sous forme de n-tuples aisément manipulables par la suite. Les outils pour ce faire ont été mis au point par W. Adam qui a partagé avec moi le travail de collecte et de contrôle des résultats fournis dans ce format.

### Mise en forme des résultats

Une fois validés les résultats délivrés par les sous-groupes d'analyse, commençait l'étape de conversion des résultats au format de la base de données, constituée de trois parties : un fichier d'efficacité, un fichier de distributions relatif à l'information discriminante et un ensemble de logiciels de lecture des résultats et d'interface à la méthode de calcul des niveaux de confiance de DELPHI (voir section 3.6). Les efficacités étaient traduites en fonctions, issues d'un ajustement de polynômes sur la dépendance des efficacités dans la masse du boson de Higgs pour les canaux de la

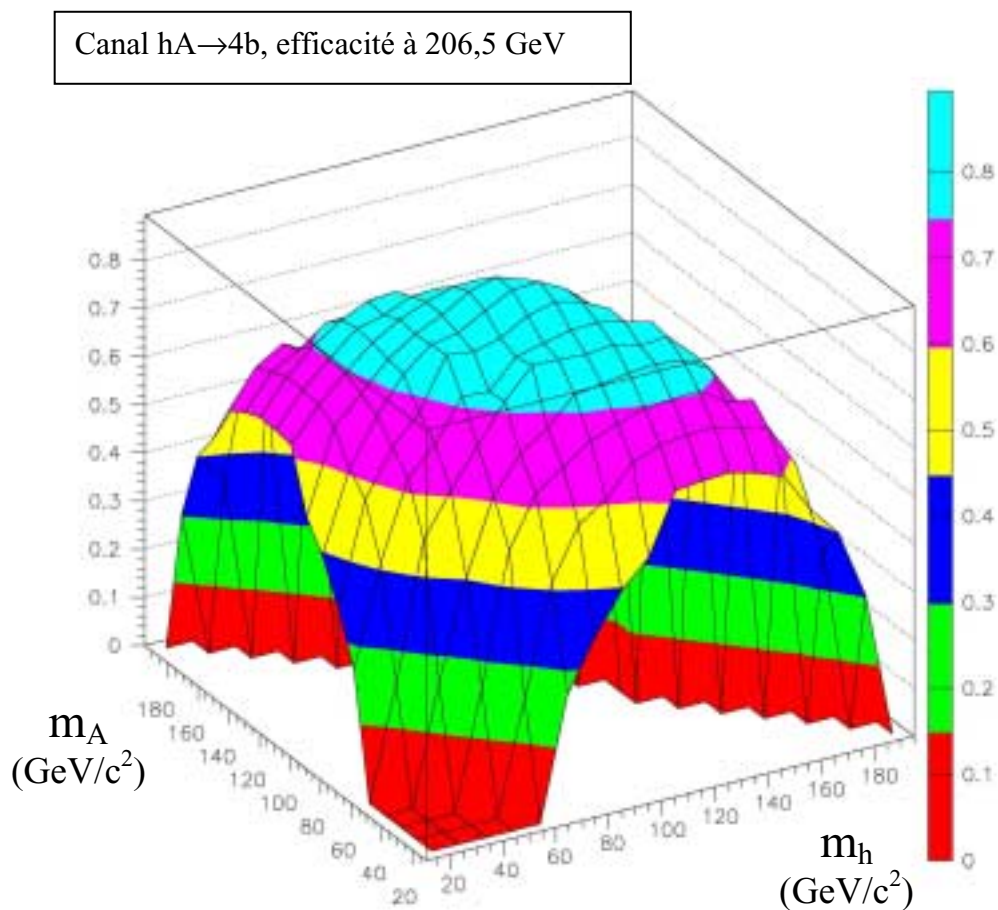
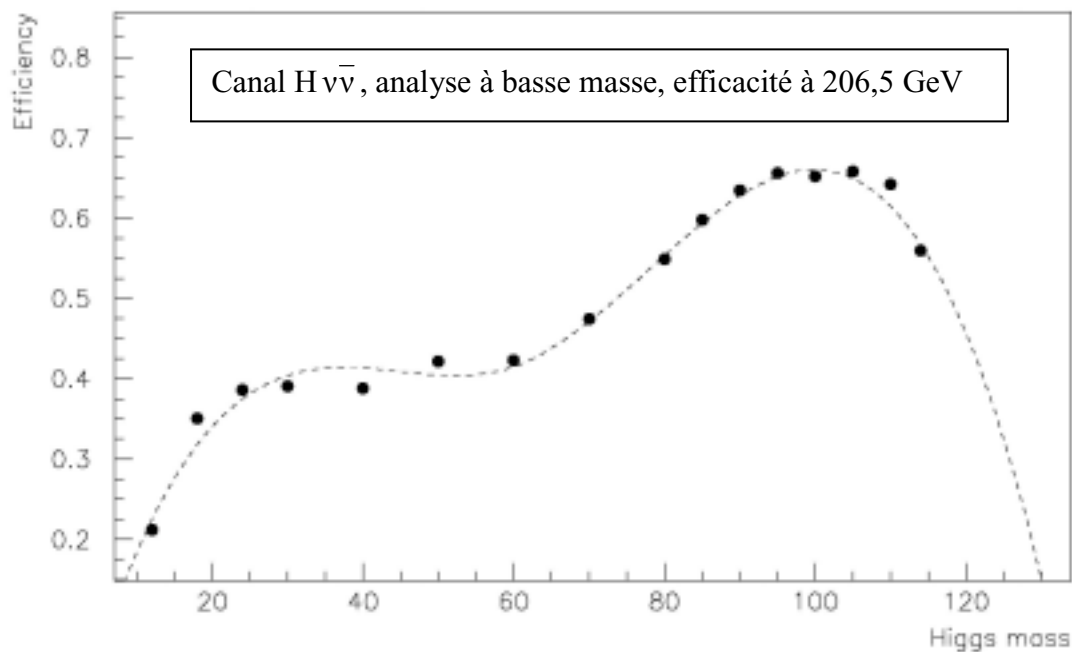


Figure 27 : Exemples de fonctions d'efficacité : en haut, pour le canal  $H v \bar{v}$ , où seul un boson de Higgs est produit ; la dépendance de l'efficacité en  $m_H$  est ajustée par deux polynômes différents pour les zones en masses inférieures et supérieures à  $60 \text{ GeV}/c^2$ . En bas, fonction d'efficacité pour le canal  $h A \rightarrow 4b$ , dans lequel deux bosons sont présents dans l'état final : la dépendance en  $m_h$  et  $m_A$  est paramétrée géométriquement.

voie hZ et d'une paramétrisation à 2 dimensions pour les efficacités dans les canaux de la voie hA. Des exemples de telles fonctions sont donnés sur la Figure 27. Les distributions des variables discriminantes pour le fond et les signaux, deuxième ingrédient des résultats transmis par les groupes d'analyse, ont subi un traitement de complexité croissante au fil des ans lors du passage d'une à deux variables discriminantes (voir Tableau 1). Les distributions à une dimension, distributions de la masse reconstruite du boson de Higgs dans les canaux hZ ou de la somme des masses reconstruites des bosons de Higgs dans les canaux hA, étaient simplement normalisées à 1 et traduites en fichiers ASCII binés. Les distributions à deux dimensions, l'une pour cette même variable de masse, l'autre pour le résultat d'un réseau de neurones, d'une fonction de vraisemblance ou d'une variable d'étiquetage des b selon les canaux, étaient également binées et traduites en fichiers ASCII après lissage et normalisation à 1. Des exemples de distributions normalisées sont présentés sur la Figure 28.

A 189 GeV, aucun lissage n'était appliqué et un maillage très grossier dans le plan des distributions avait été utilisé, réduisant l'intérêt du recours à deux dimensions. Pour la prise de données suivante, il était décidé d'exploiter à fond la discrimination offerte par les deux dimensions : un algorithme de lissage s'avérait alors nécessaire pour s'affranchir des fluctuations statistiques dans les queues de distribution, qui auraient pu conduire notamment à fausser l'estimation du fond dans les régions favorisées par le signal. Après étude de plusieurs algorithmes par W. Murray [50], une procédure a été adoptée et appliquée aux résultats expérimentaux parus aux conférences de l'été 2000 ([28], [32]). Cette procédure utilisait une fonction de répartition gaussienne pour attribuer le contenu d'une cellule du plan des distributions aux cellules voisines, la répartition s'arrêtant dès que l'erreur statistique relative après lissage atteignait une valeur donnée. Pour fixer la valeur de ce paramètre d'erreur dans chaque canal, la simulation des fonds a été divisée en deux lots pour générer une fonction de densité de probabilité sur l'une des moitiés et utiliser l'autre moitié pour produire un histogramme lissé censé la reproduire. Pour tester la compatibilité entre les deux distributions, la valeur du niveau de confiance  $CL_b$  était calculée en supposant le fond seul présent. Une valeur proche de 0,5 était attendue pour deux distributions compatibles, ce qui s'est avéré le cas pour des valeurs de 20 à 30% du paramètre d'erreur, quel que soit le canal envisagé. De plus, une fois le lissage appliqué au fond dans un canal donné, la même grille de domaines de lissage (i.e. la même grille de cellules entrant dans le lissage du contenu d'une cellule donnée) était appliquée aux différents signaux du canal, ceci pour éviter de générer des valeurs de rapport  $s_j/b_j$  trop élevées, reflétant plus les différences de statistiques entre les simulations de signal et de fond que le pouvoir de discrimination des analyses.

Cet algorithme initial devait subir deux révisions ultérieures. Durant l'été 2000, nous nous sommes rendus compte que le lissage ne respectait pas assez les structures piquées du fait d'une extension trop grande du domaine de lissage dans les régions pauvres en fond, et que la statistique de simulation des fonds était trop faible d'un facteur 4, les deux raisons entraînant une perte significative de discrimination entre signal et fond. L'algorithme a alors été revu : au noyau gaussien a été ajoutée une faible composante exponentielle décroissante pour diminuer l'extension des domaines de lissage ; de plus, les deux projections à 1 dimension des distributions initiales ont été également lissées et le résultat du lissage à 2 dimensions corrigé pour retrouver les mêmes distributions lissées après projection. Cette étape de correction a permis de mieux respecter les structures piquées dans le signal. Par ailleurs, quatre millions d'événements ont été simulés en quelques jours et analysés dans la foulée, conduisant en septembre à une remise à jour (lourde) de la base de données pour les résultats de l'année en cours. La même version de lissage a également été utilisée dans les publications du début de 2001 sur les données de 1999 et de 2000 ([29], [33], [51]). Mais, lors de l'extension des analyses de 1999 à basse masse, le contrôle des distributions lissées des signaux de basse masse révélait que le lissage dégradait la résolution en masse pour ces signaux. En permettant des lissages indépendants des distributions de fond et de signal, ce biais a été définitivement écarté, sans introduire de valeurs exagérées pour les rapports  $s_j/b_j$ . Cette procédure a donc été utilisée pour la publication des résultats sur les données de 1999 ([30], [31]) et

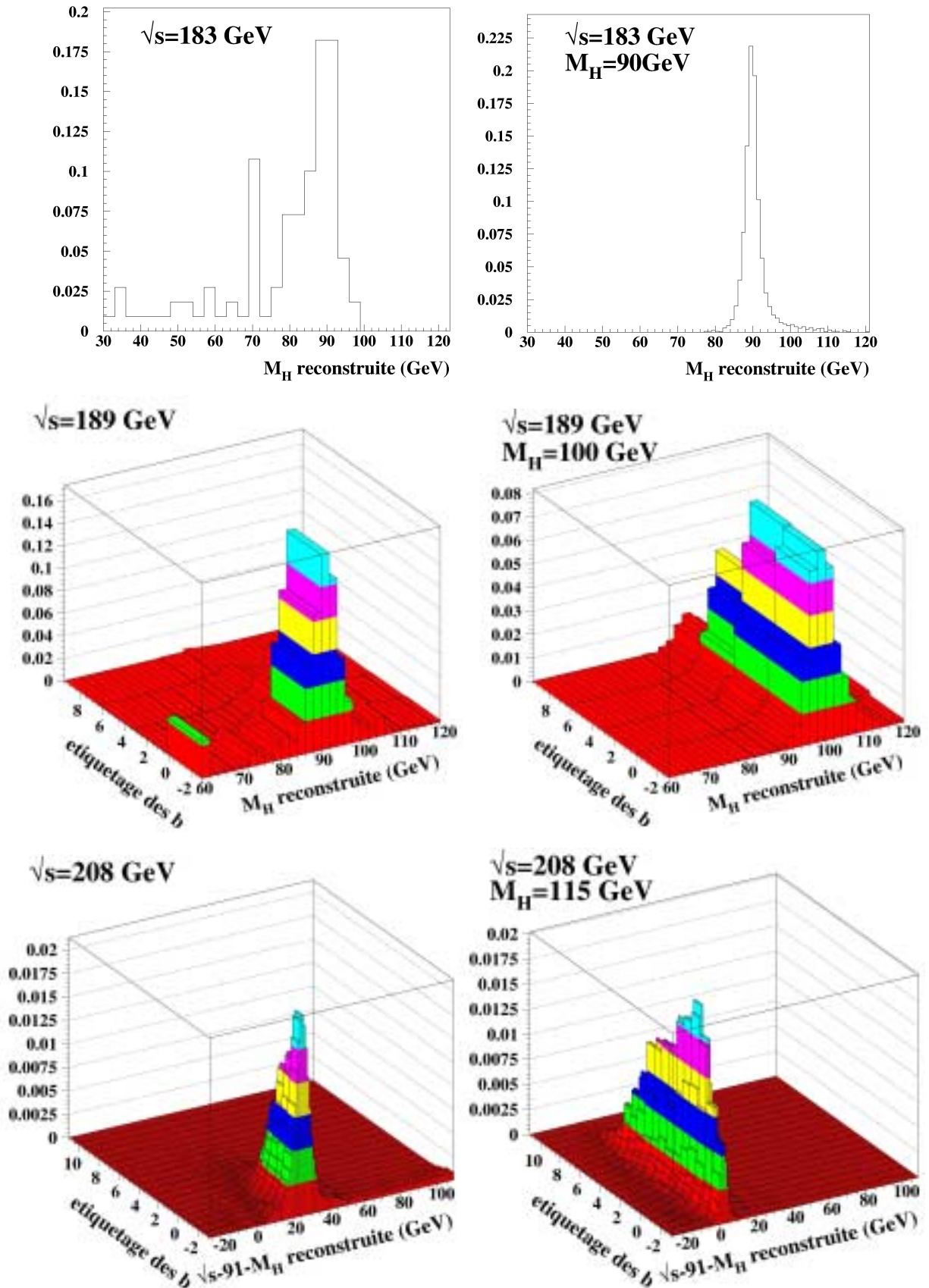


Figure 28 : Exemples de fonctions de densité de probabilité utilisées dans l'analyse statistique des résultats des recherches de bosons de Higgs dans DELPHI. Les distributions de gauche sont relatives au fond, celles de gauche à un exemple de signal, et toutes sont relatives au canal  $H\mu^+\mu^-$ . De haut en bas : distributions à 1 dimension à 183 GeV, distributions à 2 dimensions sans lissage à 189 GeV, distributions à 2 dimensions avec lissage à 208 GeV.

pour les résultats finals sur les données de 2000 ([34], [35], [36], [52], [53]) où, raffinement ultime, les différences de densité selon les deux directions du plan des distributions ont été prises en compte dans la définition du pourtour des domaines de lissage.

Les divers développements de l'algorithme de lissage ont été menés pour la plupart par W. Murray, la production des distributions à deux dimensions (lissées ou non) à partir des résultats de base fournis par les sous-groupes d'analyse a été assurée par W. Adam, et nous nous sommes partagés le contrôle des distributions finales. La production des fonctions d'efficacités était de mon ressort ainsi que la mise au point et le développement des logiciels de lecture et d'interface, troisième partie de la base de données.

## Logiciels de lecture et d'interface

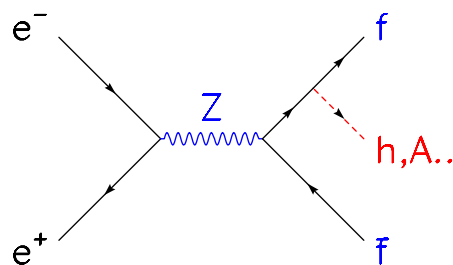
Le logiciel de lecture des résultats s'organise en trois étapes. La première définit l'ensemble des canaux physiques à combiner, par exemple l'ensemble des canaux de recherche du boson de Higgs standard aux énergies de LEP2. Pour chaque canal, un certain nombre d'informations sont définies dès cette étape, à chaque énergie dans le centre de masse analysée, comme la luminosité collectée, le fond attendu, les incertitudes globales sur les fonds et efficacités, le nombre d'événements sélectionnés et leurs caractéristiques (valeurs de la masse et éventuellement valeur d'une seconde variable discriminante). La seconde étape consiste à lire la totalité des distributions des densités de probabilité (appelées « PDFs » par la suite) pour les fonds et signaux simulés relatives aux canaux choisis et à les stocker dans des tableaux : très consommatrice de mémoire, cette procédure a au moins l'intérêt d'éviter ultérieurement les lectures multiples des fichiers. La lecture est indépendante du type de canaux choisis, elle ne dépend que de la dimension des distributions à lire, qui est la première information décodée dans les fichiers de distributions. Les deux premières étapes constituent la phase d'initialisation, la troisième étape se répète à chaque point d'un modèle théorique que l'on veut tester.

A partir des sections efficaces et rapports d'embranchement correspondant au point de masse à tester dans le modèle théorique, sont calculés les taux de signaux attendus et les distributions des variables discriminantes pour le signal testé, normalisées au taux attendu. Un point important de cette étape consiste à interpoler, au point désiré, les distributions issues de simulations de signaux faites à un ensemble de points restreints et stockées en mémoire lors de l'étape d'initialisation. La procédure utilisée par DELPHI, mise au point par A. Read sur l'exemple du modèle standard, utilise les 2 distributions aux points de masse les plus proches encadrant le point de test ; c'est une interpolation linéaire à un paramètre (la masse du boson de Higgs), appliquée aux fonctions cumulatives des deux distributions à interpoler s'il s'agit de distributions à 1 dimension. Dans le cas à 2 dimensions, l'interpolation s'applique aux fonctions cumulatives calculées dans chaque intervalle de la seconde variable discriminante (réseau de neurones, etc...). On verra par la suite comment cette procédure a été adaptée au cas de distributions dépendant de deux paramètres, comme les canaux hA. A l'issue de ces trois étapes, les résultats sont stockés sous la forme de tableaux permettant une interface aisée au programme de calcul des niveaux de confiance de DELPHI dû à A. Read. Ce format de sortie n'a posé aucun problème majeur d'adaptation aux programmes équivalents des autres expériences.

Mise en place sur l'exemple des canaux de recherche à LEP2 du boson de Higgs standard lors de la prise de données à 183 GeV, cette base de données a été généralisée dans la foulée aux canaux du type hA ([22], [40], [41]), aux canaux hZ avec Higgs invisible [54] et aux canaux de recherche des Higgs chargés ([55], [41]). Comme une grande partie de la programmation est indépendante du type de canaux, l'introduction de nouveaux canaux physiques ou de résultats à une énergie ultérieure ne nécessitait des modifications majeures qu'à un seul niveau de programmation et des retouches ailleurs. A l'issue de la campagne de prise de données à 183 GeV, les mises à jour

spécifiques pour les canaux dits invisibles ou chargés ont été reprises par les responsables de l'analyse sur ces sujets et je ne me suis plus occupée que de celles concernant les analyses des modes  $hZ$  et  $hA$  développées dans le contexte du modèle standard et du MSSM. D'autres canaux ont été introduits par la suite dans la base de données, en suivant pour la plupart le même schéma : les responsables des groupes d'analyse produisaient les résultats pour leurs canaux sous forme de fonctions d'efficacité, de fichiers de distributions et de logiciels spécifiques (initialisation des canaux et calcul des taux de signal attendu) tandis que je me chargeais d'inclure les interfaces nécessaires. Le Tableau 3 récapitule la liste des canaux inclus dans la base de données de DELPHI. Les résultats sur les canaux relatifs aux bosons de Higgs se désintégrant en hadrons, bien que délivrés dans un format différent de celui des autres canaux, ont également été intégrés à la base de données pour en faciliter l'accès aux utilisateurs habitués à son format, notamment les physiciens du groupe de travail du LEP.

Pour ce qui est des bosons de Higgs neutres, on notera dans le Tableau 3 les modes de production  $hZ$  et  $hA$ , déjà évoqués dans le cas du MSSM (voir Figure 26), ainsi qu'un troisième mode de production, dénoté  $f\bar{f}(h/A)$ , qui n'est autre que la radiation d'un boson de Higgs  $h$  ou  $A$  par un fermion de désintégration d'un boson  $Z$ , comme le représente la Figure 29.



**Figure 29 : Production d'un boson de Higgs à LEP1 par le processus dit de Yukawa.**

Ce processus, dit de Yukawa, est négligeable dans le modèle standard mais peut être dominant dans d'autres modèles, comme les modèles généraux à deux doublets de champs de Higgs (communément dénotés 2HDM pour « 2 Higgs Doublet Models ») dont on aura à reparler par la suite. On notera aussi la présence de résultats obtenus à LEP1 : à l'exception des résultats appartenant au groupe dénoté 2HDM, qui proviennent d'une analyse tardive des données des deux dernières années de LEP1 (1994 et 1995), il s'agit des résultats publiés lors de la première phase et traduites ultérieurement dans le format de la base de données. M. Boonekamp s'est chargé de cette conversion pour les résultats obtenus dans le mode  $hZ$  et les canaux du modèle standard (c'est ainsi que les résultats de la Figure 23 ont pu être obtenus) tandis que j'ai assuré l'équivalent pour les résultats dans les modes  $hZ$  et  $hA$  et les canaux spécifiques au MSSM, notamment ceux avec désintégration du  $h$  en paire  $AA$  (dernières lignes du Tableau 3).

groupe	voie	états finals	énergie (GeV)	sensibilité en masse
MS	hZ	$h \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \text{hadrons}, 1 \text{ jet}, \text{jets}$ $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \nu\bar{\nu}$ au moins	91	$m_h > 0 \text{ GeV}/c^2$
		$h \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q}$	161/208	$m_h > 12 \text{ GeV}/c^2$
		$h \rightarrow \tau^+\tau^-, Z \rightarrow q\bar{q}$		$m_h > 50 \text{ GeV}/c^2$
MSSM	hZ	canaux de MS à LEP2	161/208	$m_h > 12 \text{ GeV}/c^2$
		$h \rightarrow AA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b}, b\bar{b} c\bar{c}, c\bar{c} c\bar{c}$ et $Z \rightarrow q\bar{q}$	192/208	$m_A > 4 \text{ GeV}/c^2$
	hA	$hA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b}$ et $hA \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^-$	130/208	$m_A > 40 \text{ GeV}/c^2$
Higgs invisible	hZ	$Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, q\bar{q}$	161/208	$m_h > 40 \text{ GeV}/c^2$
	hZ	les mêmes + ceux de MS à LEP2	161/208	voir plus haut
	hZ et hA	les mêmes + ceux de MSSM	130/208	voir plus haut
Higgs en photons	hZ	$h \rightarrow \gamma\gamma, Z \rightarrow l^+l^-, q\bar{q}, \nu\bar{\nu}$	183/208	$m_h > 0 \text{ GeV}/c^2$
Higgs en hadrons	hZ	$(h \rightarrow \text{hadrons})(Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q})$	189/208	$m_h > 4 \text{ GeV}/c^2$
	hA	$hA \rightarrow \text{hadrons}$	189/208	$m_{h,A} > 4 \text{ GeV}/c^2$
Higgs chargés	$H^+H^-$	$H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu\tau^-\bar{\nu}, \tau\nu c s, c\bar{s} \bar{c}s$	161/208	$m_{H^\pm} > 40 \text{ GeV}/c^2$
		$H^+H^- \rightarrow WAWA, WA\tau\nu$	189/208	$m_A > 12 \text{ GeV}/c^2$
2HDM	hZ et hA	les mêmes que pour MSSM	130/208	voir plus haut
	hZ et hA	$hA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b}$ et $hA \rightarrow \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	189/208	$m_A > 4 \text{ GeV}/c^2$
		$hZ \rightarrow (AA)Z \rightarrow b\bar{b} b\bar{b} q\bar{q},$ $hA \rightarrow (AA)A \rightarrow b\bar{b} b\bar{b} b\bar{b},$ $hA \rightarrow h(hZ) \rightarrow b\bar{b} b\bar{b} q\bar{q}$		$m_A > 12 \text{ GeV}/c^2$
	$f\bar{f} (h/A)$ et hA	$b\bar{b} (h/A)$ ou $hA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b},$ $b\bar{b} (h/A)$ ou $hA \rightarrow b\bar{b} \tau^+\tau^-,$ $\tau^+\tau^- (h/A) \rightarrow \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$	91	$m_{h,A} > 12 \text{ GeV}/c^2$
		$m_{h,A} > 4 \text{ GeV}/c^2$		



MSSM étendu	hZ	ceux de MS + (h→AA) de MSSM	91/208	voir plus haut
	hA	ceux de MSSM et 4b, 4τ, 2b2τ de 2HDM	91, 189/208	$m_A > 4 \text{ GeV}/c^2$
	hZ et hA	hA→4chargés, $\tau^+\tau^-$ hadrons, $\tau^+\tau^-$ jets, $\tau^+\tau^- b\bar{b}$ , $b\bar{b} b\bar{b}$ , $b\bar{b} c\bar{c}$	91	$m_A > 0,4 \text{ GeV}/c^2$
		(h→AA)(Z ou A) et A→ $\gamma\gamma$ , $e^+e^-$ , $\mu^+\mu^-$ , hadrons, $\tau^+\tau^-$		$m_A > 0 \text{ GeV}/c^2$

**Tableau 3 : Liste des groupes de canaux inclus dans la base de données des résultats de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs. Sont précisés les voies de production analysées, les états finals recherchés et la sensibilité en masse du groupe de résultats. Aucune section efficace de production ni rapport de branchement des bosons de Higgs n'est postulé en interne, ce qui permet à l'utilisateur de tester différents modèles à partir d'un même ensemble de résultats expérimentaux : par exemple, les résultats de la première ligne permettent de tester le modèle standard mais aussi toute extension de ce modèle ayant les mêmes rapports de branchement mais des sections efficaces de production différentes. La base de données fournit également des outils pour sélectionner, au sein d'un groupe, un sous-ensemble correspondant à une gamme réduite d'énergies ou à une partie des canaux physiques : en reprenant l'exemple de la première ligne, il est ainsi possible de déterminer les limites d'exclusion en section efficace hZ pour un boson de Higgs se désintégrant dans l'état final  $b\bar{b}$ .**

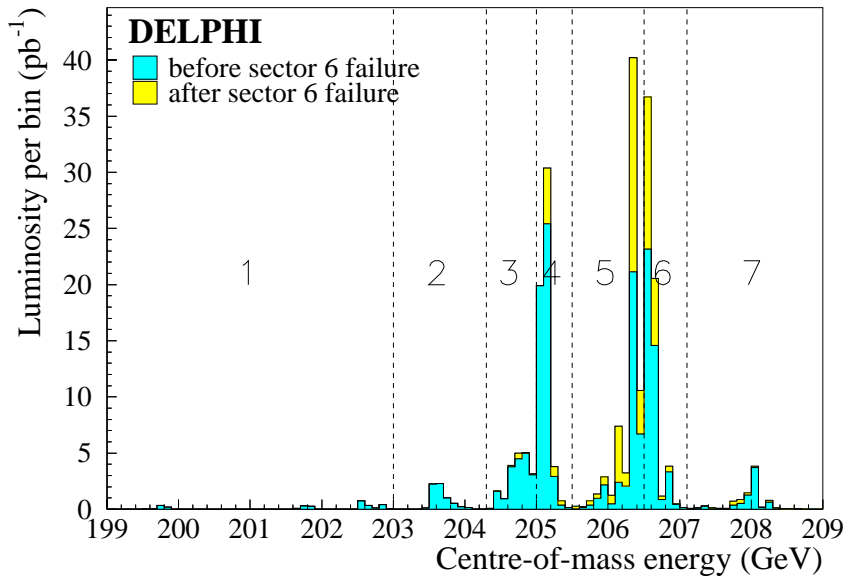
### Les ajouts ultérieurs

Les logiciels attachés à la base de données, bien que de structure modulaire et permettant d'intégrer assez facilement de nouveaux canaux ou résultats, ont néanmoins été retouchés pour prendre en compte des effets non prévus à l'origine. Loin d'être purement techniques, ces effets relèvent plutôt d'une optimisation de l'interprétation des résultats. Les intégrer à la base de données a permis une utilisation cohérente des résultats de DELPHI par tous les utilisateurs.

### Spectre en énergie du LEP pour l'année 2000

Ainsi, l'introduction des résultats issus des données de 2000 a nécessité une modification majeure du logiciel de lecture, pour prendre en compte le profil en énergie particulier de cette année, profil continu allant de 202 à 208 GeV et balayé de manière non séquentielle au cours du temps (voir Figure 30), contrairement aux années précédentes. La section efficace de production du processus hZ variant très rapidement dès le seuil cinématique franchi (voir Figure 15), il était indispensable de suivre au mieux le profil en énergie si l'on voulait une estimation correcte des signaux attendus. Pour ce faire, les résultats pour les données réelles ont été divisés en douze fenêtres, et comparés, dans chacune d'elles, aux résultats attendus à l'énergie moyenne de la fenêtre, résultats attendus que l'on approche en interpolant les résultats issus de simulations faites à cinq énergies fixes, en choisissant les simulations aux deux énergies les plus proches des bornes de la fenêtre. Chaque canal physique a donc été décliné à 12 énergies dans la première étape des logiciels de lecture et, lors de la deuxième étape, les efficacités et distributions en fond et signal issus des simulations faites à 5 énergies, une fois lus, sont aussitôt interpolés linéairement aux énergies des 12 fenêtres.

Dans le cas particulier des distributions, les outils d'interpolation en énergie dans le centre de masse sont les mêmes que ceux utilisés dans la troisième étape pour interpoler en masse les distributions de signal. Cette procédure a été suivie pour tous les canaux hZ et hA des groupes ou sous-groupes dénotés MS et MSSM dans le Tableau 3 et s'applique donc aux résultats des références [32] à [36] et [51] à [53].



**Figure 30 : Profil en énergie pour l'année 2000 au LEP mesuré par DELPHI [35]: l'énergie était graduellement modifiée au cours de chaque période de collisions pour atteindre des valeurs maximales compatibles avec la stabilité des faisceaux. Ces valeurs maximales ont elles-mêmes augmenté au cours de la prise de données, atteignant 208 GeV à la fin de l'année. En septembre 2000, l'un des 12 secteurs de la TPC subissait un court-circuit irrémédiable : les deux histogrammes représentent les profils en énergie pour les périodes antérieure et postérieure à cet incident. Suite à cela, la reconstruction des trajectoires des particules chargées a été modifiée pour minimiser l'impact de la perte d'un secteur et des lots de simulation avec géométrie et reconstruction modifiées ont été produits. Les traits verticaux et numéros indiquent les fenêtres en énergie retenues pour diviser les données de chacune des deux périodes en sous lots, analysables à l'énergie moyenne de chaque fenêtre, soit 12 sous lots au total.**

#### Interpolation des distributions dépendant de deux paramètres

Un deuxième volet des améliorations concerne l'interpolation des distributions de signal dans la troisième étape des logiciels de lecture. La procédure utilisée postulant une dépendance linéaire dans un seul paramètre peut être utilisée aisément dans les canaux qui ne font intervenir qu'un seul boson de Higgs, soit la majorité d'entre eux, mais pas pour les canaux de type hA. Pour se ramener simplement au cas d'une dépendance en un seul paramètre de masse, les simulations dans ces canaux ont été effectuées dans un premier temps ([19]-[28], [32]) à deux valeurs de  $\tan\beta$  données, 20 et 2, afin de couvrir des valeurs représentatives des différences de masse entre bosons h et A dans le domaine du MSSM accessible au LEP, à savoir négligeable dès que  $\tan\beta$  dépasse environ 5 et de l'ordre de 20 GeV/c<sup>2</sup> au maximum à plus petit  $\tan\beta$ . Par la suite ([29], [51]), une troisième valeur de  $\tan\beta$ , 50, a même été rajoutée pour tenir compte de l'augmentation des largeurs des bosons de Higgs à grand  $\tan\beta$  (dans certains modèles, les largeurs naturelles peuvent être de l'ordre de 10 GeV/c<sup>2</sup> et donc dépasser les largeurs expérimentales). L'interpolation des distributions des signaux hA se faisait alors linéairement en  $m_h$  à  $\tan\beta$  fixée et le choix des simulations à l'une ou l'autre des valeurs

de  $\tan\beta$  était déterminé automatiquement dans la troisième étape de la lecture en fonction de la différence de masse  $|m_A - m_h|$  au point théorique testé. Cette solution était relativement appropriée dans le cas du MSSM où le processus  $hA$  n'a de contribution importante qu'à grand  $\tan\beta$ , c'est à dire, dans la gamme des masses accessibles cinématiquement au LEP, que quand les masses du  $h$  et du  $A$  sont dégénérées. Par contre, dans le cadre d'un modèle étendu, les différences de masse ne sont plus contraintes et le processus  $hA$  peut avoir une contribution importante alors que les différences de masse sont significatives. Or, les analyses faites dans le cadre du MSSM, bien qu'optimisées pour les faibles différences de masse avaient une sensibilité plus large, qu'il était nécessaire de pouvoir exploiter dans un cadre plus général comme celui des modèles à deux doublets. Pour les signaux dépendant de deux paramètres de masse, la procédure d'interpolation a donc été revue : à partir des distributions issues de simulations aux trois points de masse les plus proches du point de test, deux interpolations successives à un seul paramètre permettent de créer la distribution attendue au point de test. Mise au point au cours de l'année 2001, cette procédure a été appliquée aux canaux  $hA$  et  $(h \rightarrow AA)Z$  pour les recherches appliquées aux données de 1999 ([29], [30]) et de 2000 ([52], [34], [35], [53]). La définition des échantillons de simulations des canaux  $hA$  du groupe MSSM a également été revue dans la foulée : les simulations à  $\tan\beta$  fixée à 2 ou 20 ont été remplacées par des simulations sur une grille en  $m_A, m_h$ , les simulations à  $\tan\beta=50$  étant elles conservées pour modéliser des signaux de largeur naturelle significative ([30], [35]). Cette procédure d'interpolation à deux paramètres a été étendue par la suite au secteur des recherches de bosons de Higgs chargés dans les canaux supposant la désintégration d'un ou des deux bosons en paire  $WA$ , canaux qui dépendent là aussi de deux paramètres de masse. Ceci a permis au groupe responsable de ces recherches de généraliser leurs résultats en plaçant des limites d'exclusion dans le plan  $m_{H^\pm}, m_A$  [56].

Relié indirectement à la procédure d'interpolation, un autre effet a été introduit dans la troisième étape des logiciels de lecture, une fois encore dans le domaine des canaux  $hA$ . Pour ces canaux, le passage entre les régimes de largeur des bosons de Higgs négligeable ou non vis à vis de la résolution expérimentale a tout d'abord été traité sans transition ([29], [30], [34], [51], [52]), en passant des distributions des signaux simulés avec largeur négligeable, à celles des signaux simulés à  $\tan\beta=50$ , dès que le point théorique de test correspondait à une valeur de  $\tan\beta$  supérieure à 30, valeur à laquelle les largeurs deviennent significatives dans la plupart des modèles MSSM. Pour une transition plus réaliste, une interpolation en  $\tan\beta$  a été introduite dans la troisième étape et appliquée aux distributions avec et sans largeur, préalablement interpolées en masse au point de test ([35], [53]). La Figure 31 en illustre le résultat. Cette interpolation supplémentaire s'entend pour tous les canaux  $hA$  du groupe MSSM pour lesquels des simulations à largeur non négligeable sont disponibles, c'est à dire pour toutes les recherches appliquées aux énergies de 192 à 208 GeV. L'utilitaire d'interpolation est à nouveau le même que celui invoqué pour l'interpolation en masse à un paramètre, le paramètre étant ici  $\tan\beta$ . L'hypothèse d'une dépendance linéaire de la forme des distributions avec le paramètre utilisé dans l'interpolation a été validée en vérifiant que les largeurs des bosons de Higgs avaient une telle dépendance pour les valeurs de  $\tan\beta$  supérieures à 30 (voir Figure 34, section 3.9).

### Traitement des canaux d'analyse non indépendants

La procédure d'analyse statistique de DELPHI (voir section 3.6) requiert l'indépendance des canaux à combiner. Or, certaines analyses ont un recouvrement dans les événements sélectionnés, ou sont mêmes identiques pour couvrir différents signaux aboutissant au même état final. Les résultats expérimentaux non indépendants ne peuvent être combinés a priori, en dehors de tout contexte fixant les poids relatifs des différents signaux physiques. Ils sont donc entrés séparément dans la base de données et un traitement spécifique leur est appliqué lors de la troisième étape des logiciels de lecture pour transmettre en aval des canaux indépendants. Dans le cas de signaux physiques différents couverts par une seule et même analyse, les canaux correspondants sont

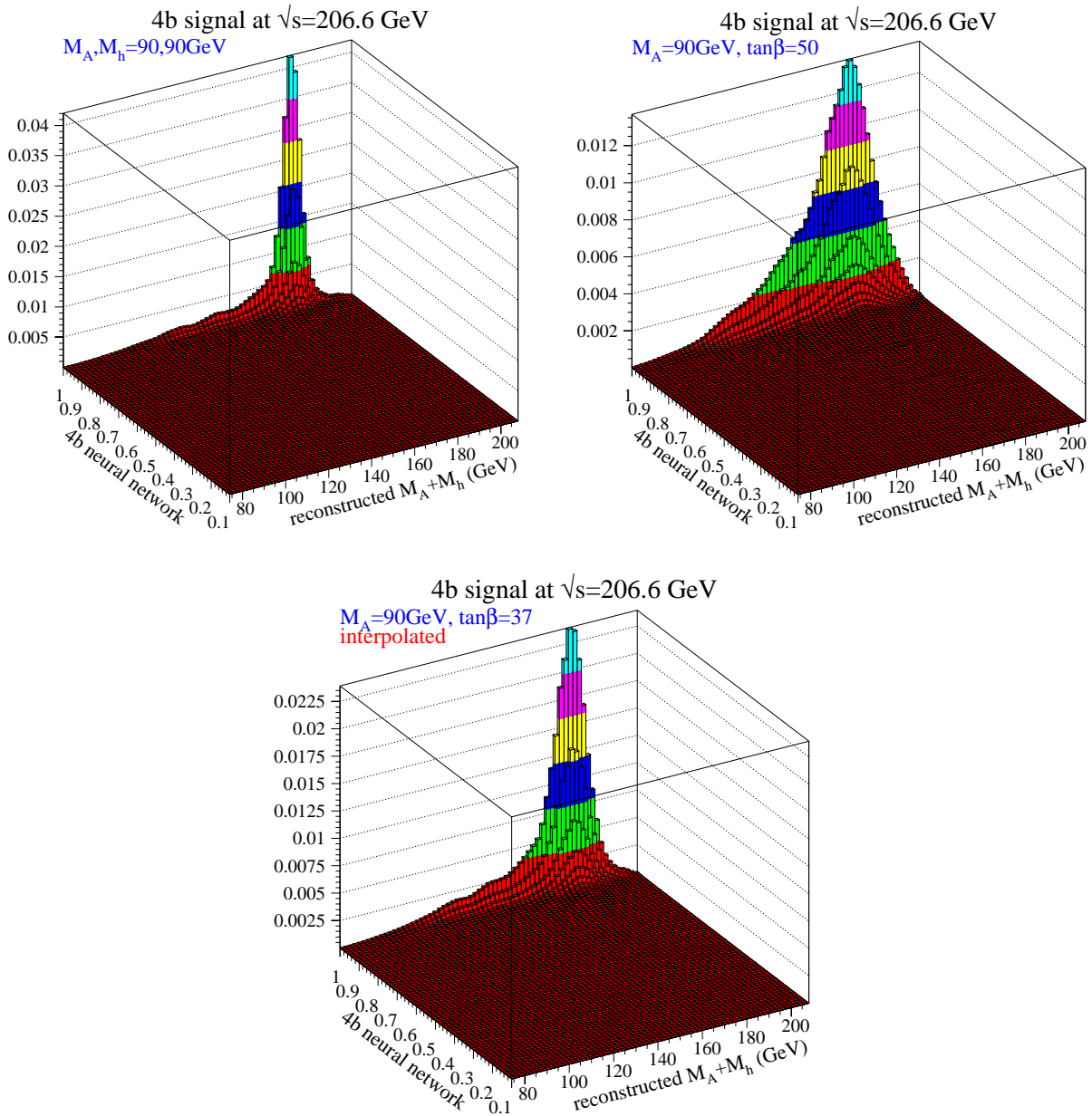


Figure 31 : Résultat de l'interpolation en  $\text{tg}\beta$  réalisée sur les distributions à deux dimensions du canal  $hA \rightarrow b\bar{b} b\bar{b}$  à 206.6 GeV [53]. Les deux variables discriminantes qui sous-tendent ces distributions sont la somme des masses reconstruites des bosons  $h$  et  $A$  et la sortie d'un réseau de neurones. Le point de test correspond à une masse de 90 GeV/ $c^2$  pour les bosons  $h$  et  $A$  et à une valeur de  $\text{tg}\beta$  de 37. Le lot de simulations de DELPHI dans ce canal comprend deux signaux à ces mêmes masses, l'un pour une valeur de  $\text{tg}\beta$  de 50 (en haut à droite) et l'autre valide pour toute valeur de  $\text{tg}\beta$  compatible avec l'hypothèse de bosons de Higgs de largeur négligeable vis à vis de la résolution expérimentale en masse, soit pour  $\text{tg}\beta$  inférieur à 30 (en haut à gauche) ; on notera la différence des résolutions en masse entre les deux cas. La distribution au point de test est obtenue en interpolant ces deux distributions linéairement en  $\text{tg}\beta$ .

regroupés à chaque énergie dans le centre de masse en un seul canal global : les taux de signal attendus dans les différents canaux sont ajoutés et les distributions correspondantes sont sommées avec, pour poids relatifs, les taux attendus pour les signaux individuels ; la distribution résultante est normalisée à 1 pour fournir une densité de probabilité comme pour tout autre canal. La liste des canaux de ce type (signaux physiques différents couverts par une même analyse) est donnée dans la partie supérieure du Tableau 4.

Comme j'aurai à revenir dans la prochaine section sur l'interprétation des résultats de DELPHI dans le cadre du MSSM, il est opportun de commenter la liste des canaux relatifs à ce modèle dans le Tableau 4. La seule analyse conçue véritablement pour couvrir plusieurs voies aboutissant à un même état final est celle de la topologie  $\tau^+\tau^-\bar{q}q$  mise en place à compter de la prise de données à 189 GeV. Une telle topologie est attendue pour quatre signaux dans le MSSM (deux dans le modèle standard) ; avec l'augmentation de la statistique accumulée à partir de cette prise de données, il devenait difficile de mettre en place des analyses pour chaque signal qui aient peu de recouvrement. La majorité des autres canaux traités par la même analyse concerne le cas de la désintégration  $h \rightarrow AA$ . Dans le cadre du MSSM, les régions où cette désintégration s'ouvrent sont relativement marginales ; de plus, en se restreignant à des masses de A supérieures à  $12 \text{ GeV}/c^2$  ces désintégrations en paires ne sont présentes que dans la voie hZ et conduiraient à des états finals à forte présence de hadrons beaux, comme les états finals plus communs dans le MSSM. Les analyses standard développées dans ce cadre devaient donc être suffisantes pour couvrir également le cas des désintégrations en paires AA. C'est ce qui explique la stratégie de DELPHI de traiter ces signaux, pour le MSSM, non par des analyses spécifiques, mais par application des analyses standard (voir section 3.9) en se restreignant de plus au cas du mode dominant, soit hZ avec désintégration hadronique du Z. Dans un cadre élargi par rapport au MSSM, des analyses spécifiques de ces désintégrations se sont révélées indispensables et ont été menées (voir groupe 2HDM des Tableaux 3 et 4).

Pour les deux dernières prises de données, les plus importantes pour la statistique accumulée et la limite cinématique élevée, le Tableau 4 fait également apparaître la combinaison des signaux en 4 jets, produits dans les voies hA et hZ, et sélectionnés par chacune des deux analyses spécifiques menées pour cet état final. En effet, les conditions favorables de LEP2, rappelées au début de la section 3.6, permettaient l'analyse de l'état final purement hadronique de la voie hZ, i.e.  $b\bar{b}q\bar{q}$ , en plus de celle de la voie hA, i.e.  $b\bar{b}b\bar{b}$ , déjà entreprise à LEP1 du fait d'une plus forte présence de hadrons beaux. Or, les deux états finals, trop proches, conduisaient à un recouvrement significatif des événements sélectionnés par chacune des analyses spécifiques. Pour parvenir à des canaux rigoureusement indépendants, nous étions donc amenés à ne retenir qu'une seule des analyses à chaque point de test, comme on le verra par la suite. C'était se priver d'une partie non négligeable de la sensibilité expérimentale. D'où mon idée, pour se rétablir en partie, d'incorporer aux résultats de chaque analyse le signal qu'elle sélectionnait dans l'autre voie, et ce, avant de procéder au choix d'une seule analyse. Testée d'abord partiellement pour vérifier que chacune des deux analyses à quatre jets était bien sensible à l'autre signal, cette idée s'est finalement concrétisée sur l'ensemble des résultats des deux dernières années de DELPHI et a été incluse dans les publications [35] et [53]. Le gain attendu en sensibilité s'est avéré de  $1 \text{ GeV}/c^2$  sur les masses des A et h dans la zone intermédiaire en  $\tan\beta$  (voir Figure 34, section 3.9).

différents signaux couverts par une seule analyse				
groupe	analyse	signaux à ajouter	énergies	
MSSM	hZ 4 jets	<b>(h→qq)(Z→qq)</b> , (h→AA)(Z→qq), (hA→bb bb)	192/208	
	hZ 4 jets	<b>(h→qq)(Z→qq)</b> , (h→AA)(Z→qq)	161/172,189	
	hA 4 jets	<b>(hA→bb bb)</b> , (h→qq)(Z→qq)	192/208	
	hA 4 jets	<b>(hA→bb bb)</b> , (h→AA) A	161/172	
	v $\bar{v}$ qq	<b>(h→qq)(Z→vv)</b> , (h→AA)(Z→vv)	161/172	
	$\tau^+\tau^-$ qq	(h→ $\tau^+\tau^-$ )(Z→qq), (h→qq)(Z→ $\tau^+\tau^-$ ), (hA→ $\tau^+\tau^-$ qq)	189/208	
2HDM	multi b	<b>(AA)Z→bb bb qq</b> , <b>(AA)A→bb bb bb</b> , <b>h(hZ)→bb bb qq</b> , (hA→bb bb)	189/208	
	yukawa 4b	<b>bb h→bb bb</b> , <b>bb A→bb bb</b> , hA→bb bb	91	
	yukawa b $\tau$	<b>bb h→bb <math>\tau^+\tau^-</math></b> , <b>bb A→bb <math>\tau^+\tau^-</math></b> , hA→bb $\tau^+\tau^-$	91	
	yukawa 4 $\tau$	<b><math>\tau^+\tau^-</math> h→<math>\tau^+\tau^-</math> <math>\tau^+\tau^-</math></b> , <b><math>\tau^+\tau^-</math> A→<math>\tau^+\tau^-</math> <math>\tau^+\tau^-</math></b>	91	
différentes analyses pour un même état final				
groupe(s)	état final	analyses en compétition	énergies	
MSSM étendu	MSSM	v $\bar{v}$ qq	analyses à basse et haute masse	200/208
		hZ 4 jets	analyses à basse et haute masse	200/208
	4 jets	analyses dans les voies hZ et hA	189/208	
2HDM	MSSM	4 jets	analyses bb bb et bb cc	91
		v $\bar{v}$ qq	même chose que pour le MSSM	200/208
	hZ 4 jets	même chose que pour le MSSM	200/208	
	multi jets	analyses dans les voies hZ et hA avec désintégrations directes ou en cascade h→AA	189/208	
multi jets	analyses 3 jets ou 4 jets pour yukawa 4b	91		
Higgs invisible	qq	analyses à basse et haute masse	189/208	
Higgs invisible +MS ou MSSM	qq	même chose que pour le cas Higgs invisible seul	189/208	
	v $\bar{v}$ qq	analyses h(Z→v $\bar{v}$ ) et h(Z→qq)	189/208	
	4 jets	même chose que pour le MSSM	189/208	
H <sup>+</sup> H <sup>-</sup>	$\tau\nu$ jj	analyses dans les voies cstv et WA $\tau\nu$	189/208	
	multi jets	analyses dans les voies cscs et WAWA	189/208	

Tableau 4 : En haut : liste des signaux physiques différents couverts par la même analyse ; lorsqu'il s'agit d'une analyse, mise au point pour couvrir un signal donné, qui s'est révélée efficace pour d'autres signaux, le signal de référence apparaît en caractères gras. Les différents signaux couverts ont pu varier au cours des années, comme l'indique la dernière colonne. En bas : liste des analyses différentes ayant un recouvrement significatif dans les événements sélectionnés.

## Prise en compte du signal du scalaire lourd H

Se rattache également à l'addition de signaux différents traités par la même analyse la possibilité de prendre en compte la production simultanée de plus de deux bosons de Higgs. En effet, dans la plus grande partie de l'espace des paramètres du MSSM accessible à LEP2, seuls les bosons  $h$  et  $A$  sont accessibles. Mais il existe certaines régions où le troisième boson de Higgs neutre du modèle,  $H$ , devient également accessible aux plus hautes énergies. Aux mécanismes de production de la Figure 26 s'ajoutent alors les mécanismes équivalents où le scalaire le plus léger est remplacé par le scalaire lourd,  $H$ . Les analyses de DELPHI pour la plupart des canaux (i.e. tous à l'exception des recherches de bosons de Higgs se désintégrant en hadrons, sans distinction de saveur) étant indépendantes de l'hypothèse de masse testée pour le ou les bosons de Higgs, il était possible de prendre en compte la possibilité d'un signal multiple par la même procédure d'addition des taux et de moyenne pondérée des distributions. La troisième étape des logiciels de lecture a donc été modifiée pour permettre, à la demande de l'utilisateur, de préparer les signaux attendus (taux et distributions) dans le cas d'une production simultanée dans les voies  $hZ$ ,  $hA$ ,  $HZ$  et  $HA$ . Cette préparation se fait simplement en trois temps au lieu d'un habituellement : le premier pour préparer ce qu'on attend dans les voies  $hZ$  et  $hA$ , le deuxième pour ce qu'on attend dans les voies  $HZ$  et  $HA$ , le troisième pour ajouter les signaux dus aux  $h$  et  $H$  dans chaque canal physique. Un exemple de combinaison des distributions est donné sur la Figure 32 tirée de la note de conférence [53], première publication de DELPHI à inclure la contribution du scalaire lourd  $H$  dans l'interprétation des résultats pour le MSSM.

## Procédure de choix entre canaux à fort recouvrement

Le dernier volet des modifications introduites dans le troisième étage des logiciels de lecture porte sur la procédure de choix entre analyses ayant un recouvrement dans leurs sélections. La liste de ces analyses est donnée dans la partie inférieure du Tableau 4. Le choix est fait lors de la troisième étape, à chaque point de test, une fois préparés les signaux attendus (taux et distributions) dans chaque canal. Les analyses à fort recouvrement sont alors comparées et une seule est retenue sur la base de la meilleure performance d'exclusion attendue. La sensibilité en exclusion n'est pas calculée en utilisant la procédure d'analyse statistique de DELPHI, trop gourmande en temps et qu'il n'était de toute façon pas question d'incorporer à l'intérieur de la base de données ! Un estimateur analytique était indispensable. Cet estimateur a varié au cours du temps : la première procédure, introduite lors de la prise de données à 189 GeV pour les deux analyses à quatre jets du MSSM déjà évoquées plus haut [26], utilisait simplement les taux de signal attendus. Par la suite, la procédure a été raffinée, pour finalement [35] utiliser le calcul du  $CL_s$  attendu en l'absence de signal par une méthode bayésienne analytique ; l'information discriminante  $y$  est utilisée pour les canaux qui en disposent, sinon seuls les taux attendus pour les fonds et signaux interviennent. Pour détailler une fois encore le cas du MSSM : le Tableau 4 montre des cas simples de choix entre deux analyses, notamment les analyses développées à basse et à haute masse dans les canaux  $hZ$  dominants pour la dernière prise de données. Le cas des analyses recherchant des états finals à 4 jets est plus complexe puisqu'il fait intervenir jusqu'à 4 analyses possibles, dont 3 couvrant plusieurs signaux physiques à la fois. Dans ce cas, l'addition des signaux est tout d'abord effectuée pour chaque analyse concernée, puis le choix d'une seule analyse s'effectue par itération successives ; pour poursuivre avec l'exemple précédent, cette opération s'effectue tout d'abord entre les analyses basse et haute masse du canal à 4 jets dans la voie  $hZ$ , puis entre l'analyse sélectionnée précédemment et l'analyse MSSM du canal 4 jets dans la voie  $hA$ , et enfin entre l'analyse issue de l'étape précédente et l'analyse du canal 2HDM de ce même canal ! C'est sur le même principe qu'ont été construits les autres cas de sélection d'analyse présentés dans le Tableau 4 et pris en compte dans les publications [35], [53], [56], [57] et [58]. Notons également qu'en cas d'addition des contributions des bosons  $h$  et  $H$ , toute sélection d'analyse est reportée après la fin des opérations d'addition des signaux [53].

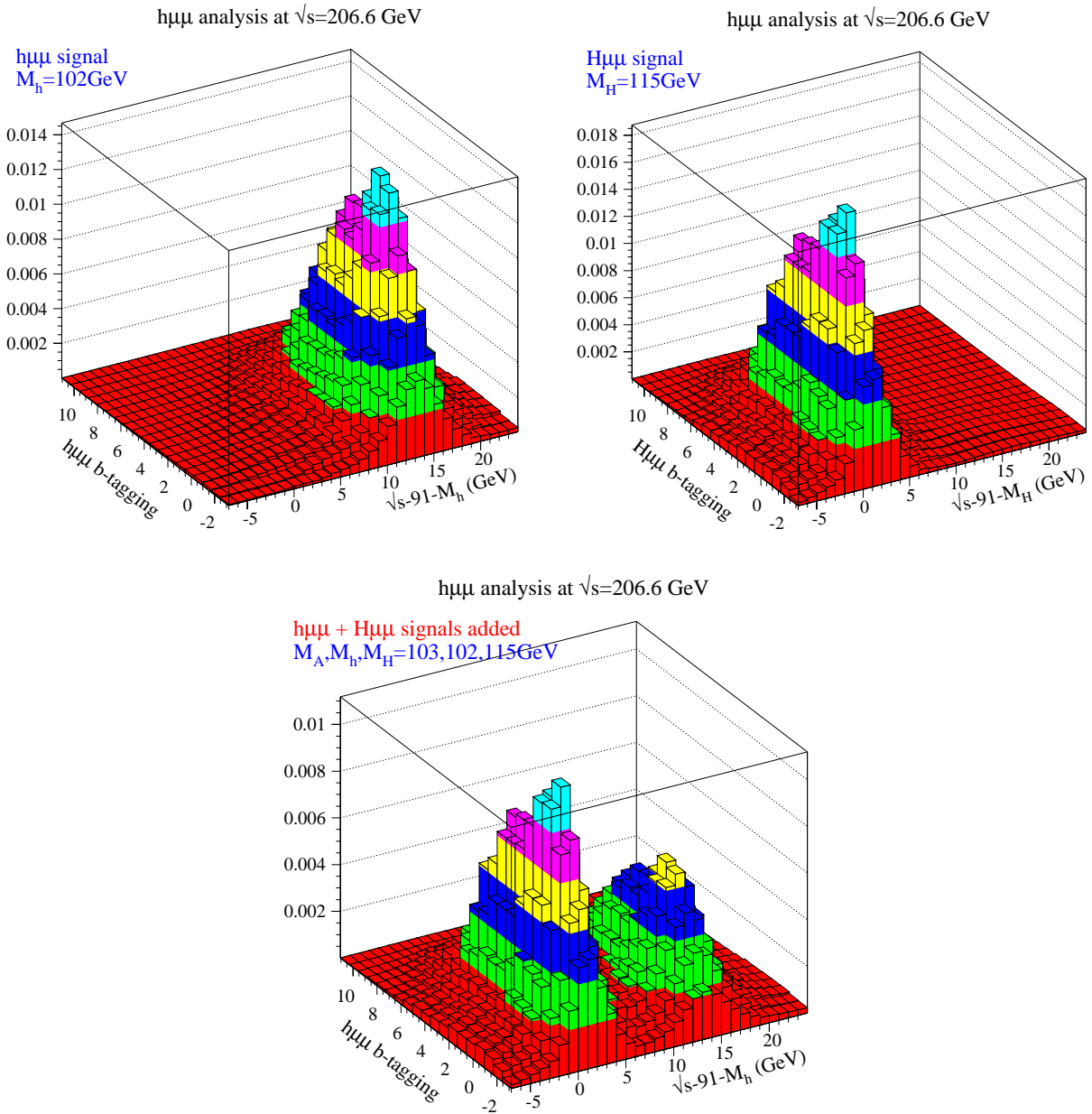


Figure 32 : Combinaison des distributions à deux dimensions dans le canal  $hZ \rightarrow q\bar{q}\mu^+\mu^-$  à 206.6 GeV pour tenir compte de la production simultanée des bosons h et H du MSSM [53]. Les deux variables discriminantes sont l'une, déduite de la masse reconstruite du boson de Higgs et l'autre, une variable d'étiquetage du contenu en b des événements. En haut à gauche : signal hZ de masse 102 GeV/c<sup>2</sup>. En haut à droite : signal HZ de masse 115 GeV/c<sup>2</sup>. En bas : distribution attendue pour un point de test dans le MSSM où deux tels bosons peuvent être produits avec des taux comparables, soit respectivement pour les voies hZ et HZ : sections efficaces 32 et 42 fb, rapports de branchement en  $b\bar{b}$  de 92 et 91%, efficacités de sélection de 69 et 66%. Un double pic est clairement visible permettant une discrimination accrue par rapport au fond.



### 3.9 Analyse statistique des recherches de bosons de Higgs du MSSM

Ce chapitre est consacré à l'interprétation statistique des résultats de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs neutres du MSSM. En reprenant ce que l'on a déjà évoqué à plusieurs reprises, on rappelle que le MSSM prévoit trois bosons de Higgs neutres, qui en l'absence de violation de CP dans le secteur de Higgs se déclinent en deux scalaires,  $h$  et  $H$  et un pseudo scalaire  $A$ . Les deux processus de production principaux de ces bosons au LEP (voir Figure 26) sont la production associée  $hZ$  ou  $HZ$ , et la production de paires  $hA$  ou  $HA$ . La production du boson scalaire le plus lourd,  $H$  n'est envisageable que dans de rares scénarios du MSSM et aux énergies les plus élevées de LEP2. Les recherches effectuées à LEP1 dans DELPHI avaient conclu à l'exclusion de bosons de Higgs  $h$  de masse  $m_h$  inférieure à  $44 \text{ GeV}/c^2$ , pour toute valeur de  $\tan\beta$ . Pour  $m_A$ , la limitation en énergie dans le centre de masse de LEP1 conduisait à une limite partielle, soit  $m_A > 39 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_h > 55 \text{ GeV}/c^2$  [53]. Les recherches conduites à LEP2 allaient permettre de tester des hypothèses en masse plus élevées.

#### Historique

Une fois la méthode de calcul des niveaux de confiance mise au point par A. Read appliquée au cas du boson de Higgs standard (voir section 3.6), j'en ai étendu l'utilisation au cas des bosons neutres du MSSM. Ceci a nécessité l'écriture d'un logiciel d'extraction de limites interfacé avec la procédure de calcul des niveaux de confiance, la base de données des résultats expérimentaux de DELPHI et les bases de données théoriques du MSSM. La prise en compte d'une information discriminante en masse, permise par la nouvelle méthode statistique de DELPHI, entraînait une augmentation significative de la sensibilité aux bosons de Higgs : un gain de  $7 \text{ GeV}/c^2$  sur la limite attendue sur  $m_A$  était en effet obtenu avec les données de LEP2 jusqu'à  $172 \text{ GeV}$ . Dès lors, la méthode était définitivement adoptée pour le MSSM à compter de la prise de données à  $183 \text{ GeV}$ . De plus, je l'ai également propagée au cas des bosons de Higgs chargés et du boson de Higgs invisible en fournissant aux groupes responsables des analyses sur ces sujets les logiciels d'extraction de limites adaptés à leurs cas. Les premiers résultats obtenus à l'aide de ces logiciels portent sur les données à  $183 \text{ GeV}$  et ont été soumis aux conférences de l'été 1998 ([22], [54], [55]). Par la suite, j'ai poursuivi l'analyse statistique des résultats des recherches de bosons de Higgs neutres du MSSM au rythme de quatre mises à jour par période de prise de données (résultats préliminaires pour la session d'automne du comité scientifique du LEP, pour les conférences de l'hiver et celles de l'été suivant la prise de données puis résultats finalisés pour publication). Le Tableau 5 résume l'évolution des résultats de DELPHI au cours de la phase LEP2. Aucun excès significatif n'étant apparu dans les données, les résultats principaux sont des limites d'exclusion inférieures sur les masses des bosons les plus légers,  $h$  et  $A$ , et des limites d'exclusion en intervalle de valeurs de  $\tan\beta$ .

#### Les améliorations successives

Au delà de la mise à jour régulière des résultats de DELPHI lors de chaque prise de données et la rédaction des sections correspondantes dans les publications ou rapports de conférence, j'ai apporté diverses améliorations à l'analyse statistique de ces résultats :

a) amélioration de la sensibilité aux différents scénarios du MSSM par la prise en compte de canaux dus à la désintégration  $h \rightarrow AA$ . Dans les scénarios étudiés, ce mode ne devient dominant que pour la voie de production  $hZ$  et les désintégrations dominantes du  $A$  ressemblent à celles du  $h$ . Il était donc légitime de penser que les analyses faites dans la voie  $hZ$  en supposant une désintégration en  $b\bar{b}$  auraient une sensibilité suffisante dans le cas de la désintégration  $h \rightarrow AA$ .

$\sqrt{s}$ (GeV)	$L$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	références	$m_h > (\text{GeV}/c^2)$ obs. (med.)	$m_A > (\text{GeV}/c^2)$ obs. (med.)	$\text{tg}\beta$ exclu obs.(med.)	info. discr.
161-172	20	[19][20][21]	59,5 (-)	51,0 (-)	aucun	aucune puis 1 d
183	54	[22][23]	74,4 (70,2)	75,3 (70,8)	aucun	1 d sans lissage
189	158	[24][25][26]	82,6 (81,3)	84,1 (82,3)	aucun	2 d sans lissage
192-202	228	[27][28][29][30]	85,9 (86,4)	86,5 (87,0)	0,6-1,7 (0,7-1,7)	2 d avec lissage
200-208	224	[32][51][52][34][35]	89,7 (90,6)	90,4 (90,5)	0,5-2,4 (0,5-2,1)	2 d avec lissage
200-208	224	[53]	89,7 (90,6)	90,5 (90,8)	0,5-2,4 (0,5-2,1)	2 d avec lissage

**Tableau 5 : Récapitulatif des publications et notes de conférences préalables, publiées par DELPHI sur les recherches du boson de Higgs neutres du MSSM. Sont indiquées : les limites en masse et en  $\text{tg}\beta$  publiées (observées et attendues en l'absence de signal), la présence ou non de limite en section efficace du processus  $hA$ , l'utilisation d'information discriminante dans l'extraction des limites. Sur les premières données de LEP2, la méthode utilisée, de simple comptage, ne permettait pas de calculer la limite d'exclusion attendue. Une information discriminante pour ces données a été incluse par la suite.**

Partant de cette idée, j'ai suggéré lors de la prise de données à 161-172 GeV [21] d'appliquer les analyses existantes du canal  $hZ$  à des simulations du canal  $(h \rightarrow AA)Z$  afin de couvrir à peu de frais ces états finals supplémentaires. La même stratégie a été suivie au cours de la plupart des prises de données ultérieures ([23], [30], [35], [53]). On en verra l'impact lors de la discussion des résultats.

b) prise en compte des progrès théoriques sur les prédictions des propriétés des bosons de Higgs du MSSM. Contrairement au cas du modèle standard, le spectre en masse des bosons de Higgs neutres du MSSM est fortement contraint, puisque leurs masses se déduisent toutes de l'une d'entre elles et de  $\text{tg}\beta$ . Au début de LEP1, les relations à l'ordre 0 étaient utilisées dans la dérivation des résultats puis les ordres supérieurs ont progressivement été introduits. Les résultats publiés par DELPHI à l'issue de la phase LEP1 et ceux des premières années de LEP2 reposaient sur une première ébauche de prédictions à l'ordre 2 (pour LEP1, il s'agit des calculs du groupe de J.R. Espinosa<sup>6</sup>; pour LEP2, il s'agit des calculs du groupe de M. Carena et C.E.M. Wagner<sup>7</sup>). A l'automne 2000, les théoriciens spécialistes du secteur de Higgs du MSSM révisaient leurs prédictions et parvenaient à une prise en compte plus complète des corrections d'ordre 2, validé par deux approches complémentaires (celle du groupe de renormalisation de M. Carena et C.E.M. Wagner<sup>8</sup>, et l'approche diagrammatique du groupe de W. Hollik<sup>9</sup>). De nouveaux scénarios-types pour le MSSM étaient également suggérés (voir référence 31 dans [30]). Le groupe de travail du LEP produisait alors des bases de données théoriques correspondant à ces nouveaux calculs et à ces nouveaux scénarios. J'abandonnais donc les anciennes bases de données de DELPHI pour celles du groupe de travail ([30], [35], [53]).

<sup>6</sup> J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quiros et A. Riotto, Nucl. Phys. B436 (1995) 3, et B439 (1995) 466.

<sup>7</sup> M. Carena, M. Quiros et C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B461 (1996) 407.

<sup>8</sup> M. Carena, M. Quiros et C.E.M. Wagner, Phys. Rev. D62 (2000) 055008, cité comme référence 33 dans [30].

<sup>9</sup> S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, Eur. Phys. J. C9 (1999) 343, cité comme référence 32 dans [30].

c) extension de la sensibilité expérimentale aux différents scénarios du MSSM par la prise en compte d'effets négligés jusqu'alors (2002-2003) : description plus réaliste de l'évolution des largeurs des bosons de Higgs à grand  $\tan\beta$ , introduction des réponses croisées des deux analyses à 4 jets dans les voies  $hZ$  et  $hA$ , prise en compte du signal dû au scalaire lourd  $H$  ([35], [53]). La traduction technique de ces raffinements a été décrite dans la section 3.8. Leur impact sur les résultats est illustré sur la Figure 33.

d) extension de la sensibilité à basse masse par l'introduction des résultats de recherches complémentaires. Les analyses menées à LEP2 dans les voies  $hZ$  et  $hA$  ont tout d'abord été focalisées sur les régions de haute masse, correspondant à des valeurs de  $m_h$  et  $m_A$  supérieures aux limites d'exclusion établies à LEP1, puis ont été étendues à plus basse masse dans la voie  $hZ$  (voir section 3.6). Au total, la sensibilité des analyses dédiées au MSSM couvre les masses  $m_{h,A}$  supérieures à  $40 \text{ GeV}/c^2$  dans la voie  $hA$ , les masses  $m_h$  supérieures à  $12 \text{ GeV}/c^2$  dans la voie  $hZ$  et les masses  $m_A$  supérieures à  $4 \text{ GeV}/c^2$  dans la voie  $(h \rightarrow AA)Z$  (voir groupe MSSM dans le Tableau 3 de la section 3.8). Jusqu'en 2003, étaient donc écartés de la procédure de test les scénarios MSSM conduisant à des bosons de Higgs de masse exclue à LEP1. Une telle procédure était peu satisfaisante car les limites en masse publiées à LEP1 l'avaient été dans un cadre théorique dont le niveau de corrections avait été dépassé depuis : il n'était pas certain que dans le nouveau cadre, ces limites en masse aient été reproduites. La prise en compte des analyses développées dans le cadre élargi des modèles à deux doublets et de celles de la phase LEP1, via la base de données des résultats de DELPHI (voir groupe MSSM étendu dans le Tableau 3 de la section 3.8), a permis de tester tous les scénarios MSSM depuis les plus petites masses, comme l'illustre la Figure 33 et la référence [53]. Dans cette même référence, on vérifiait également que les limites en masse publiées à LEP1 variaient peu dans le nouveau cadre théorique.

e) dérivation de résultats autres que limites d'exclusion en masse et valeurs de  $\tan\beta$  : les résultats pour le MSSM ont été complétés par la dérivation de limites d'exclusion sur la section efficace du processus  $hA$  dans l'hypothèse de masses dégénérées pour les boson  $h$  et  $A$  ([21], [35], [58]) afin de faire pendant aux limites d'exclusion sur la section efficace du processus  $hZ$  (voir Figure 23 de la section 3.6). De la même manière que pour le modèle standard, les tests de compatibilité des données avec l'hypothèse de la présence ou non d'un signal supersymétrique ont été illustrés par des courbes donnant l'évolution de la statistique du test  $-2\ln Q$  et de celle des niveaux de confiance  $CL_s$  et  $CL_b$  en fonction de la valeur de  $m_h+m_A$ , dans le cas de masses dégénérées pour les boson  $h$  et  $A$  ([30], [35]).

Finalement, le Tableau 6 résume l'évolution du contenu des publications DELPHI dans le secteur des bosons de Higgs neutres du MSSM au regard de ces améliorations successives.

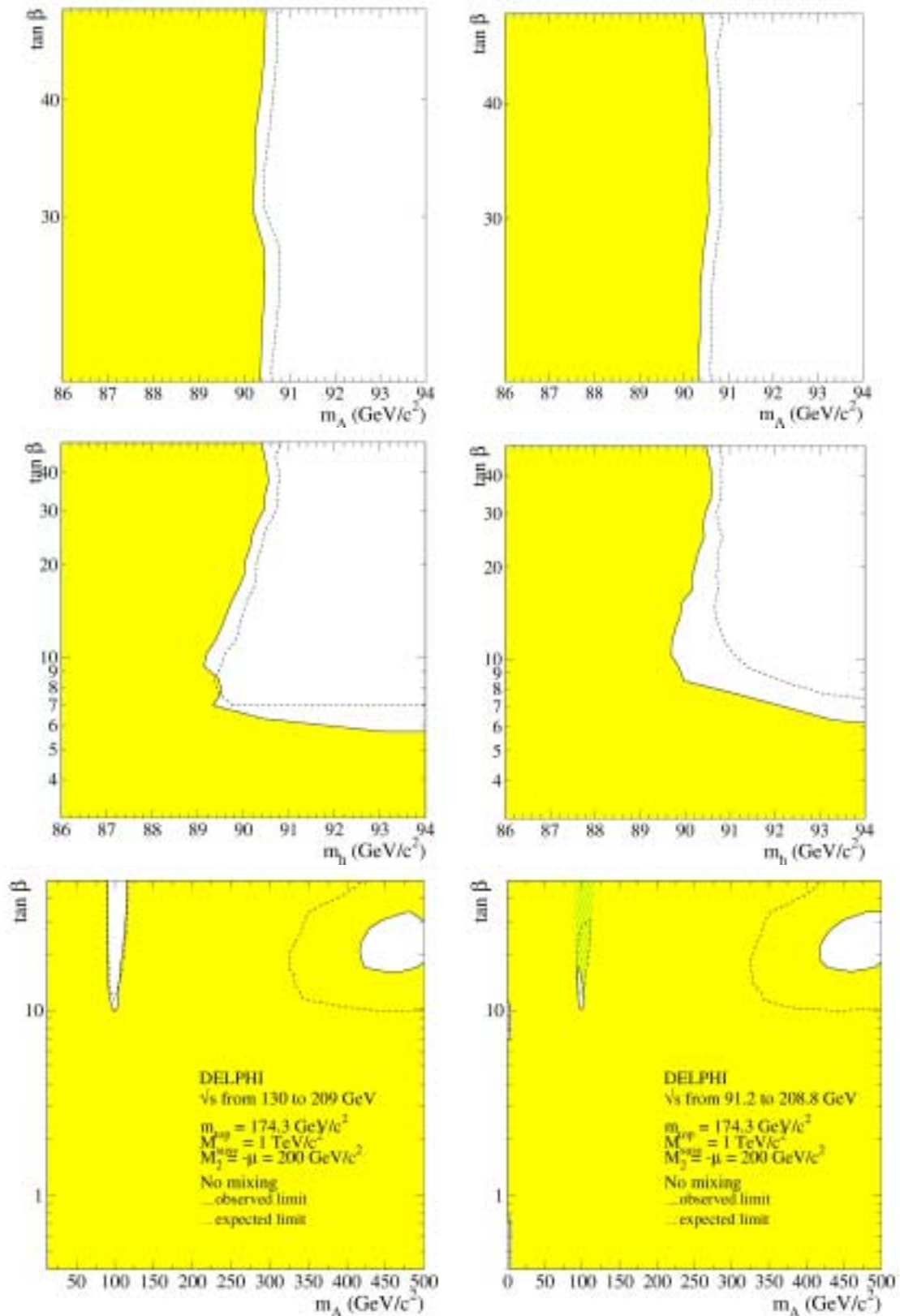


Figure 33 : Impact de trois modifications introduites dans le traitement des résultats de DELPHI sur les bosons de Higgs neutres du MSSM : interpolation en  $\tan\beta$  (haut), prise en compte des réponses croisées des analyses à 4 jets (milieu), inclusion du signal dû au H et des analyses à basses masses (bas). Les résultats sont présentés dans le plan  $(\tan\beta, m_A)$  pour un scénario représentatif du MSSM. Pour chaque modification, les figures de gauche (droite) sont sans (avec) correction. De haut en bas, les corrections se cumulent. La figure du bas à gauche [35] comprend donc les deux premières corrections et celle du bas à droite [53] les incorpore toutes.

$\sqrt{s}$ (GeV)	ref.	base de données théorique	intervalle en $m_A(\text{GeV}/c^2)$	intervalle en $\text{tg}\beta$	limite en $\sigma_{hA}$	courbes de $CL_s \dots$
161-172	[21]	DELPHI 1	$20 < m_A < 400$	$1 < \text{tg}\beta < 50$	oui	non
183	[23]	DELPHI 2	$20 < m_A < 10.000$	$0,5 < \text{tg}\beta < 50$	non	non
189	[26]	DELPHI 3	$20 < m_A < 1000$	$0,5 < \text{tg}\beta < 50$	non	non
192-202	[30]	HWG	$12 < m_A < 1000$	$0,4 < \text{tg}\beta < 50$	non	oui
200-208	[35]	HWG	$12 < m_A < 1000$	$0,4 < \text{tg}\beta < 50$	oui	oui
200-208	[53]	HWG	$m_A < 1000$	$0,4 < \text{tg}\beta < 50$	non	non

**Tableau 6 : Evolution des publications de DELPHI sur les recherches du boson de Higgs neutres du MSSM en terme de base de données théorique, extension en  $m_A$  et  $\text{tg}\beta$  des scénarios testés, production de résultats sur la section efficace  $hA$  et sur les tests d'hypothèses. Les trois bases de données théoriques produites dans DELPHI ont toutes utilisé des calculs de corrections radiatives dans l'approche dite du groupe de renormalisation (voir plus bas). Les différences viennent de l'introduction de termes correctifs supplémentaires à l'ordre de deux boucles et/ou de modifications de la valeur de  $m_{\text{top}}$  pour suivre les progrès de la mesure expérimentale de cette masse. Enfin, l'extension en  $m_A$  des scénarios testés n'est devenu maximale que pour la dernière publication grâce à l'utilisation du groupe MSSM étendu de la base de données expérimentale de DELPHI.**

### Les scénarios représentatifs du MSSM

Avant de décrire les résultats obtenus le plus récemment par DELPHI sur les bosons de Higgs neutres du MSSM, il est nécessaire d'introduire plus avant le contexte théorique du MSSM.

Au niveau des diagrammes en arbre, les masses et sections efficaces de production des bosons de Higgs neutres (voir Figure 26) dépendent de deux paramètres indépendants, pris parmi  $\text{tg}\beta$ ,  $m_A$  et  $m_h$ . Les corrections quantiques d'ordre supérieur (corrections dites radiatives) introduisent une dépendance en un certain nombre de paramètres supplémentaires reliés pour la plupart à la brisure de la supersymétrie. Il est d'usage, et c'est la simplification faite pour tous les résultats publiés par DELPHI comme par la majorité des expériences du LEP, de faire l'hypothèse selon laquelle certains de ces paramètres ont la même valeur à une certaine échelle d'énergie : ainsi, les termes de masse des jauginos pour les groupes SU(2) et U(1) sont supposés prendre la même valeur à l'énergie de grande unification, tandis que les termes de masse des sfermions d'une part, et les couplages trilineaires pour les squarks d'autre part, sont supposés unifiés à l'échelle de brisure électrofaible. Dans le cadre de ces hypothèses, les paramètres à considérer au-delà des deux paramètres présents à l'ordre 0 sont : la masse du top, le paramètre de mélange de Higgs,  $\mu$ , le terme de masse pour les sfermions à l'échelle électrofaible,  $M_{\text{susy}}$ , le terme de masse pour les jauginos de SU(2) évolué à l'échelle électrofaible,  $M_2$ , la masse du gluino,  $m$  et le terme de couplage trilineaire pour les squarks à l'échelle électrofaible,  $A$ . Le terme de masse des jauginos pour le groupe U(1) évalué à l'échelle électrofaible,  $M_1$ , est relié à  $M_2$  par la relation  $M_1 = (5/3) \text{tg}^2\theta_W M_2$  qui découle de l'hypothèse d'unification de ces termes à l'échelle de grande unification. Les corrections radiatives affectent les relations entre les masses des bosons de Higgs, les contributions dominantes venant des boucles de top et de stop. L'effet des corrections radiatives peut être grand : par exemple, la masse du boson  $h$ , qui en l'absence de corrections radiatives est inférieure à  $M_Z$ , augmente de plusieurs dizaines de  $\text{GeV}/c^2$  dans certaines régions de l'espace des paramètres du MSSM.

scénario	$m_{\text{top}} (\text{GeV}/c^2)$	$M_{\text{susy}} (\text{GeV}/c^2)$	$M_2 (\text{GeV}/c^2)$	$m (\text{GeV}/c^2)$	$\mu (\text{GeV}/c^2)$	$X_t (\text{GeV}/c^2)$
$m_{\text{max}}^h$	174,3	1000	200	800	-200	$2 M_{\text{susy}}$
no mixing	174,3	1000	200	800	-200	0
large $\mu$	174,3	400	400	200	1000	-300

**Tableau 7 : Valeurs des paramètres sous-jacents dans les trois scénarios représentatifs du MSSM étudiés par DELPHI ([30], [35], [53]).  $X_t$  est égal à  $A-\mu \cot\beta$ .**

Il existe autant de scénarios MSSM que d'ensemble de valeurs prises par les paramètres sous-jacents fixant les corrections radiatives du modèle. Parmi tous les scénarios possibles, il en est trois sélectionnés par la communauté des théoriciens pour leur large représentativité (voir référence 35 dans [35]). Les deux premiers, appelés scénario «  $m_{\text{h}}^{\text{max}}$  » et scénario à mélange nul (« no mixing »), reposent sur l'évaluation des corrections radiatives calculées partiellement à l'ordre de deux boucles dans l'approche dite diagrammatique (voir référence 36 dans [35]). Les valeurs des paramètres sous-jacents de ces deux scénarios sont données dans le Tableau 7. Les deux scénarios diffèrent uniquement par la valeur de  $X_t = A-\mu \cot\beta$ , paramètre contrôlant le mélange dans le secteur des partenaires supersymétriques du top. La valeur de ce paramètre a un impact majeur sur la valeur maximale admise pour le h. Le scénario  $m_{\text{h}}^{\text{max}}$  conduit à la valeur maximale de  $m_{\text{h}}$  en fonction de  $\text{tg}\beta$ . Le scénario à mélange nul s'en déduit en annulant la valeur du paramètre de mélange, ce qui conduit à des valeurs maximales pour  $m_{\text{h}}$  inférieures d'au moins  $15 \text{ GeV}/c^2$  à celles obtenues dans le scénario  $m_{\text{h}}^{\text{max}}$ . La Figure 34 illustre quelques propriétés des bosons de Higgs dans ces deux scénarios, permettant de juger de la pertinence des modifications introduites dans le traitement des résultats de DELPHI précédemment évoqués (prise en compte du H, effets de largeur, importance de la désintégration  $h \rightarrow AA$ ). En effet, les figures du haut montrent qu'au delà des processus de production dominants  $hZ$  et  $hA$ , le LEP pouvait être sensible à la production du H à travers le processus  $HZ$  à grand  $\text{tg}\beta$  et valeurs modérées de  $m_A$  dans le scénario à mélange nul. Les figures du milieu montrent que le h peut avoir une largeur significative (par rapport à la résolution expérimentale en masse) à grand  $\text{tg}\beta$  et valeurs modérées de  $m_A$  dans ce même scénario; il en est de même pour le A, d'où la nécessité de prendre en compte les effets de largeur des h et A pour le processus  $hA$  (dominant) dans cette zone de paramètres. Par contre, dans cette même zone, le H est de largeur négligeable et aucun effet de largeur n'est à considérer pour le processus  $HZ$ . Ces considérations de largeur sont aussi valables pour le second scénario. Enfin, les figures du bas comparent les rapports de branchement du h en paires  $AA$  et  $b\bar{b}$  dans les deux scénarios : dans le scénario  $m_{\text{h}}^{\text{max}}$ , le rapport de branchement en  $b\bar{b}$  reste toujours important alors que dans le scénario à mélange nul il peut devenir négligeable vis à vis du rapport de branchement en  $AA$  à très bas  $\text{tg}\beta$ , d'où la nécessité d'inclure la désintégration  $h \rightarrow AA$  dans les résultats.

Le troisième scénario, appelé scénario grand  $\mu$  (« large  $\mu$  »), prédit au moins un boson de Higgs scalaire de masse accessible à LEP2 en chaque point de l'espace des paramètres du MSSM. Mais, il existe des régions de cet espace dans lesquelles les rapports de branchement des bosons de Higgs en paires  $b\bar{b}$  (voire ceux en paires  $\tau^+\tau^-$ ) deviennent négligeables du fait de corrections importantes dues aux boucles comportant des particules supersymétriques. Dans ces régions, les désintégrations principales sont en paires  $c\bar{c}$ ,  $gg$  et  $W^+W^-$ . C'est un exemple de scénario proposé par la communauté des théoriciens pour tester la sensibilité de LEP2 à des bosons de Higgs ne se désintégrant pas dans les états finals recherchés de manière dominante. Dans ce scénario, le calcul des corrections radiatives est effectué dans l'approche du groupe de renormalisation, jugée à l'automne 2000 comme plus fiable pour ce type de scénario (voir référence 33 de [30]). Les valeurs des paramètres sous-jacents sont données dans le Tableau 7. La différence la plus notable par rapport aux scénarios précédents est la valeur élevée et positive de  $\mu$  et la valeur relativement faible

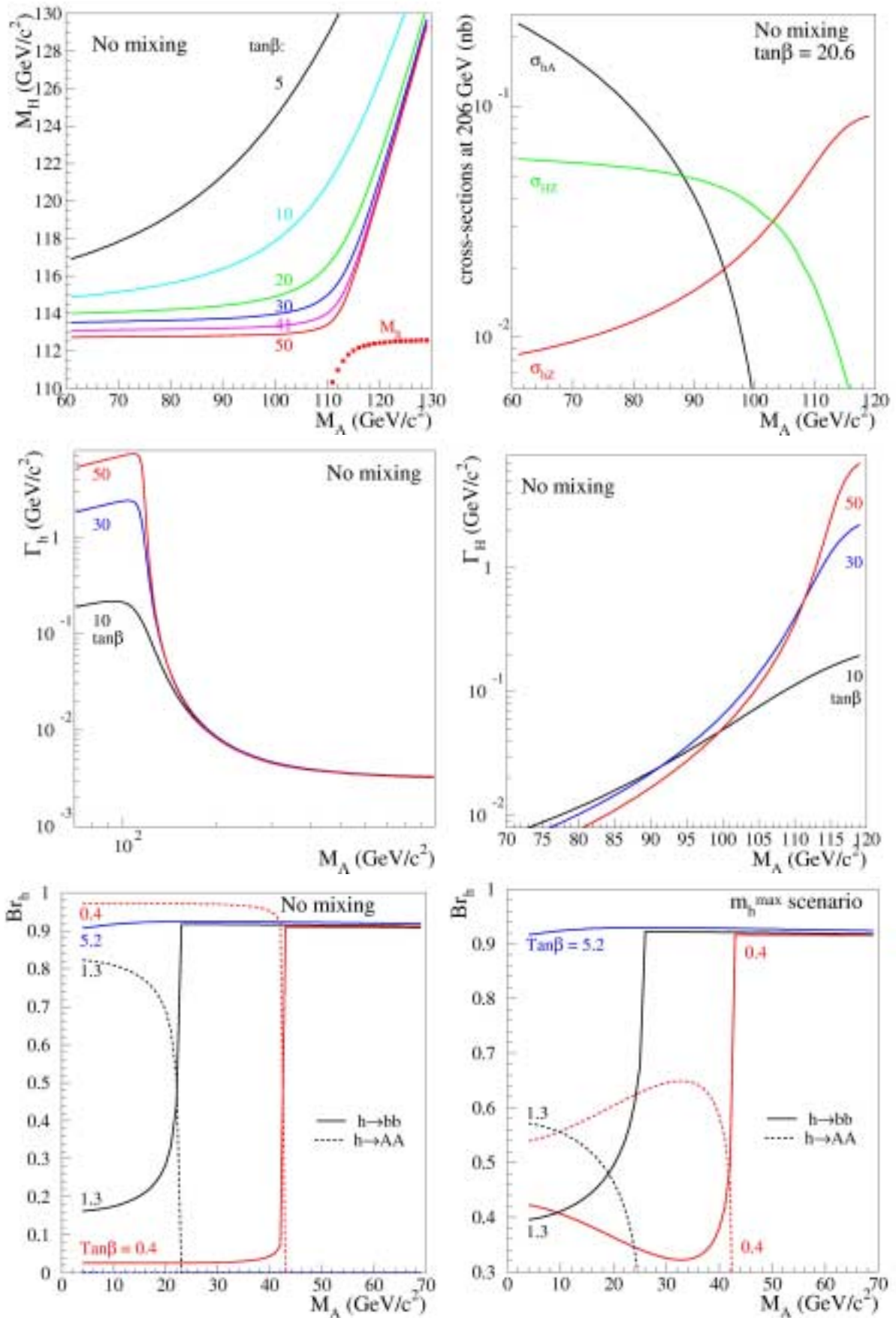


Figure 34 : Quelques figures illustrant sections efficaces de production, masses, largeurs et rapports de branchement des bosons de Higgs neutres du MSSM,  $h$ ,  $A$  et  $H$  dans les scénarios à mélange nul et  $m_h^{\max}$ . Figures tirées de [53].

de  $m$ . Du point de vue phénoménologique, ce scénario possède de large fractions de l'espace des paramètres dans lesquelles le signal du H est accessible à LEP et les effets de largeurs des  $h$  et  $A$  sont également présents quoique moins prononcés que dans les deux autres scénarios. Dans ce scénario comme dans celui à mélange nul, la désintégration  $h \rightarrow AA$  peut également devenir importante et dominer la désintégration  $h \rightarrow b\bar{b}$  à très bas  $\tan\beta$ , d'où la nécessité d'inclure cette désintégration dans les résultats. Notons qu'en tous les points où la désintégration  $h \rightarrow AA$  l'emporte, les désintégrations dominantes du  $A$  restent celles qui sont couvertes par les analyses faites dans le cadre du groupe MSSM (voir Tableau 3).

### La procédure de test

Dans chacun des trois scénarios représentatifs, toutes les valeurs possibles de  $\tan\beta$  et de  $m_A$  ont été passées en revue. L'intervalle en  $m_A$  court de  $0,02 \text{ GeV}/c^2$  à  $M_{\text{susy}}$ , celui pour  $\tan\beta$  va de la valeur minimale admise dans chaque scénario (0,4 dans les deux premiers scénarios, 0,7 pour le scénario grand  $\mu$ ) jusqu'à 50, valeur choisie proche du rapport des masses des quarks top et beau, qui est un exemple d'hypothèse de scénario à grand  $\tan\beta$  favorisé dans certains modèles MSSM contraints (voir référence 39 dans [35]). Les granularités les plus fines sont de  $1 \text{ GeV}/c^2$  en  $m_A$  et de 0,1 en  $\tan\beta$  dans les régions où  $m_h$  varie rapidement avec ces paramètres.

En chaque point de l'espace des paramètres défini par les valeurs de  $m_A$  et  $\tan\beta$ , les sections efficaces de production des bosons de Higgs  $h$ ,  $A$  et  $H$ , ainsi que leurs rapports d'embranchement sont lues dans les bases de données théoriques du groupe de travail du LEP. Les signaux attendus dans chaque canal en sont déduits en utilisant les luminosités et les efficacités simulées extraites de la base de données expérimentale, et interpolées (voir section 3.8) en masse et éventuellement en  $\tan\beta$  au point de test. Enfin, l'information discriminante pour le signal attendu dans chaque canal est également lue dans cette base de données et interpolée en masse et éventuellement en  $\tan\beta$  au point de test. Les fonds attendus pour chaque canal et l'information discriminante correspondante sont extraits directement de la base de données. Toutes ces informations sont ensuite utilisées pour calculer les niveaux de confiance permettant de tester les hypothèses de fond et de signal+fond. Un point de l'espace des paramètres est déclaré exclu à 95% de degré de confiance si le niveau de confiance dans l'hypothèse du signal,  $CL_s$ , est inférieur ou égal à 5% (voir section 3.6 pour la définition du  $CL_s$ ).

### Les résultats les plus récents

A partir de la base de données expérimentale complète de DELPHI (groupe MSSM étendu dans le Tableau 3 de la section 3.8) et des bases de données théoriques émises par le groupe de travail du LEP à l'automne 2000, des régions d'exclusion ont été obtenues dans l'espace des paramètres du MSSM pour les trois scénarios représentatifs précédemment évoqués. Ces résultats sont extraits de la référence [53].



Scénario  $m_h^{\max}$  :

Les régions exclues à 95% de degré de confiance dans les plans  $(m_h, \text{tg}\beta)$ ,  $(m_A, \text{tg}\beta)$  et  $(m_h, m_A)$  sont représentées sur la Figure 35. La prise en compte du signal du scalaire lourd, H n'apporte aucune exclusion supplémentaire dans ce scénario du fait que le H est bien au-delà de la sensibilité expérimentale de LEP sur la totalité de l'espace des paramètres. Il existe une région à bas  $m_A$  non exclue par les résultats des recherches directes de bosons de Higgs, mais qui se retrouve exclue lorsqu'on prend en compte la limite établie par DELPHI sur la largeur du Z en canaux autres que ceux prévus pas le modèle standard, soit  $\Gamma_{\text{new}} < 6.6 \text{MeV}/c^2$  (voir référence 27 de [53]). Ces résultats conduisent donc aux limites (à 95% de degré de confiance) suivantes sur les masses des bosons h et A :

$$m_h > 89,7 \text{ GeV}/c^2 \quad m_A > 90,5 \text{ GeV}/c^2$$

qui sont valides pour toute valeur de  $\text{tg}\beta$  entre 0,4 et 50. Les limites médianes attendues sont de  $90,6 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_h$  et de  $90,8 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_A$ . La limite sur  $m_A$  est atteinte à  $\text{tg}\beta$  proche de 15, celle sur  $m_h$  à  $\text{tg}\beta$  proche de 10, soit dans une région où les deux processus de production  $hZ$  et  $hA$  contribuent. De plus, les valeurs de  $\text{tg}\beta$  inférieures à 0,54 et supérieures à 2,36 se trouvent exclues à 95% de degré de confiance, en bon accord avec l'exclusion médiane attendue ([0,54-2,14]).

La dépendance des limites en masse et en  $\text{tg}\beta$  vis à vis de la valeur de  $m_{\text{top}}$  a été également étudiée (voir Tableau 8). Les limites en masse restent stables lorsqu'on impose une variation d'un écart standard à la valeur de  $m_{\text{top}}$ , car les masses des bosons h et A sont pratiquement insensibles à la valeur de  $m_{\text{top}}$  dans la région où les limites sont atteintes ( $\text{tg}\beta$  intermédiaire et  $m_A \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ ). Par contre, l'intervalle exclu en  $\text{tg}\beta$  est gouverné par la valeur maximale de  $m_h$ , qui est atteinte à très grand  $m_A$ , donc dans une région où  $m_h$  est très sensible à la valeur de  $m_{\text{top}}$ , ce qui explique les fortes variations de l'intervalle de valeurs exclues en  $\text{tg}\beta$ .

scénario	limites	$m_{\text{top}} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$		
		169,2	174,3	179,4
$m_h^{\max}$	$m_h > \text{(GeV}/c^2\text{)}$	89,7	89,7	89,7
	$m_A > \text{(GeV}/c^2\text{)}$	90,5	90,5	90,5
	intervalle en $\text{tg}\beta$	0,4 – 2,87	0,54 – 2,36	0,65 – 1,94
mélange nul	$m_h > \text{(GeV}/c^2\text{)}$	111,7	92,0	90,2
	$m_A > \text{(GeV}/c^2\text{)}$	1000	93,0	90,9
	intervalle en $\text{tg}\beta$	0,8 - 50	0,8 – 9,36	0,8 – 5,72

**Tableau 8 : Limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sur  $m_h$  et  $m_A$ , et intervalle de valeurs de  $\text{tg}\beta$  exclues dans les scénarios  $m_h^{\max}$  et à mélange nul du MSSM pour trois valeurs de la masse du top couvrant la valeur publiée par les expériences du TeVatron ainsi que les bornes extrêmes de l'intervalle d'erreur :  $m_{\text{top}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs maximum de  $m_h$  permises pour les trois valeurs de  $m_{\text{top}}$  prises en sens croissant sont 111,7, 114,3 et 116,9  $\text{GeV}/c^2$  dans le scénario à mélange nul et 125,0, 129,0 et 133,8  $\text{GeV}/c^2$  dans le scénario  $m_h^{\max}$ .**

### Scénario à mélange nul :

Les régions exclues à 95% de degré de confiance dans les plans  $(m_h, \tan\beta)$ ,  $(m_A, \tan\beta)$  et  $(m_h, m_A)$  sont représentées sur la Figure 36. Dans ce scénario, le scalaire lourd H est cinématiquement accessible à grand  $\tan\beta$  et  $m_A$  modéré, c'est-à-dire dans la région qui gouverne les limites en  $m_h$  et  $m_A$ . La prise en compte du signal du H apporte un gain notable en sensibilité, comme le montrent les deux figures du haut de la Figure 36. Il existe deux régions à bas  $m_A$  non exclues par les résultats des recherches directes de bosons de Higgs. L'une d'entre elles, à bas  $m_h$ , se retrouve exclue lorsqu'on prend en compte la limite établie par DELPHI sur la largeur du Z en canaux autres que ceux du modèle standard. La seconde région non exclue correspond à  $m_A$  inférieur à  $4 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\tan\beta$  inférieur à 0.8 et  $m_h$  compris entre 69 et  $85 \text{ GeV}/c^2$ , soit très au-delà de la limite de sensibilité de LEP1. Dans cette région,  $m_h$  est supérieur à  $2 m_A$ , la désintégration  $h \rightarrow AA$  s'ouvre et supplante celle en paires de b. Du fait de l'absence dans DELPHI de toute recherche à LEP2 dans le mode  $hZ$  avec  $h \rightarrow AA$  et  $m_A$  inférieur à  $4 \text{ GeV}/c^2$ , cette région reste non exclue. Ces résultats conduisent donc aux limites à 95% de degré de confiance suivantes sur les masses des h et A :

$$m_h > 92,0 \text{ GeV}/c^2 \quad m_A > 93,0 \text{ GeV}/c^2$$

qui sont valables pour toute valeur de  $\tan\beta$  entre 0,8 et 50. Les limites médianes attendues sont de  $92,3 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_h$  et de  $93,0 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_A$ . La limite sur  $m_A$  est atteinte à  $\tan\beta$  proche de 17, celle sur  $m_h$  à  $\tan\beta$  proche de 15, soit là encore dans une région où les trois processus de production  $hZ$ ,  $HZ$  et  $hA$  contribuent. De plus, les valeurs de  $\tan\beta$  inférieures à 0,8 et supérieures à 9,36 se trouvent exclues à 95% de degré de confiance, en bon accord avec l'exclusion médiane attendue ([0,88-9,36]). Il faut noter que les limites attendues et observées en  $\tan\beta$ , quoique proches, sont réalisées en des points  $(m_h, m_A)$  différents (voir Figure 36).

La dépendance des limites en masse et en  $\tan\beta$  vis à vis de la valeur de  $m_{\text{top}}$  a été également étudiée, ainsi que l'indique le Tableau 8. Dans ce scénario, les limites en  $\tan\beta$  et en masse changent lorsqu'on impose une variation d'un écart standard à la valeur de  $m_{\text{top}}$ . En effet, les limites en masse reposent pour beaucoup sur les recherches du scalaire lourd dont la masse est sensible à la valeur de  $m_{\text{top}}$  dans la région qui gouverne les limites ( $\tan\beta$  intermédiaire et  $m_A \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ ). Comme pour le scénario précédent, l'intervalle exclu en  $\tan\beta$  est gouverné par la valeur maximale de  $m_h$ , qui est atteinte à très grand  $m_A$  donc dans une région où  $m_h$  est très sensible à la valeur de  $m_{\text{top}}$ . On peut noter que lorsque la masse du top est abaissée d'un écart standard ( $5 \text{ GeV}/c^2$ ), les valeurs minimale de  $m_H$  et maximale de  $m_h$  décroissent d'environ  $3 \text{ GeV}/c^2$  rendant la totalité de l'espace des paramètres accessible à LEP : ce scénario se retrouve alors totalement exclu, à part la région à  $\tan\beta$  inférieur à 0,8 et  $m_A$  inférieur à  $4 \text{ GeV}/c^2$  non couverte par les analyses et déjà évoquée précédemment.

### Scénario grand $\mu$ :

Les régions exclues à 95% de degré de confiance dans les plans  $(m_h, \tan\beta)$ ,  $(m_A, \tan\beta)$  et  $(m_h, m_A)$  sont représentées sur la Figure 37. Une large fraction de l'espace des paramètres de ce scénario est exclue par les recherches des bosons de Higgs  $h$ ,  $A$  et  $H$ . En particulier, comme la valeur maximale admise pour  $m_h$  dans ce scénario est  $107,5 \text{ GeV}/c^2$ , la sensibilité des canaux de recherche dans la voie  $hZ$  est forte même à grand  $\tan\beta$ , ce qui explique que la région expérimentalement exclue rejoint la région permise théoriquement aux grandes valeurs de  $\tan\beta$ . De plus, la valeur maximale admise pour  $m_h$  est également la valeur minimale admise pour  $m_H$  : la prise en compte du signal du  $H$  apporte un gain notable en sensibilité, comme le montre la Figure 37.

Il existe cependant plusieurs régions ou îlots non exclus par les résultats des recherches directes de bosons de Higgs. A bas  $m_A$ , ils sont dus à l'absence de recherche d'états finals composés de deux jets et d'un système hadronique non résolu en jets, attendus pour le processus  $hA$  lorsque l'un des bosons de Higgs a une masse au-dessus du seuil en  $b\bar{b}$  et l'autre a une masse entre 1 et  $4 \text{ GeV}/c^2$ . Ces points sont tous exclus lorsqu'on prend en compte la limite établie par DELPHI sur la largeur du  $Z$  en canaux autres que ceux du modèle standard.

Les deux autres régions non exclues correspondent à des masses plus élevées et des valeurs de  $\tan\beta$  soit proches de 15, soit supérieures à 17,5. A  $\tan\beta$  proche de 15, les sections efficaces de production des modes  $hZ$  et  $hA$  sont faibles du fait d'un couplage  $hZZ$  faible pour  $hZ$  et du fait de la cinématique pour  $hA$ . La section efficace de production du mode  $HZ$  est par contre importante mais la désintégration du  $H$  en  $b\bar{b}$  est négligeable. A  $\tan\beta$  supérieur à 17,5, les productions dans les voies  $hA$  et  $HZ$  sont cinématiquement interdites, la section efficace de production dans la voie  $hZ$  est importante, mais la désintégration du  $h$  en  $b\bar{b}$  est négligeable. Dans les deux cas, les modes de désintégration du  $h$  ou du  $H$  en hadrons de saveur autre que le  $b$  sont importantes. Un premier essai de test de ces points avec des résultats préliminaires de DELPHI pour les recherches de bosons de Higgs produits dans les voies  $hZ$  et  $HZ$  et se désintégrant en états finals hadroniques sans distinction de saveur, n'a pas permis de les exclure. Il conviendrait de refaire ce test lorsque les résultats de ces recherches seront finalisés, en les combinant éventuellement avec ceux du groupe MSSM étendu du Tableau 3 pour gagner (peut-être) en sensibilité.

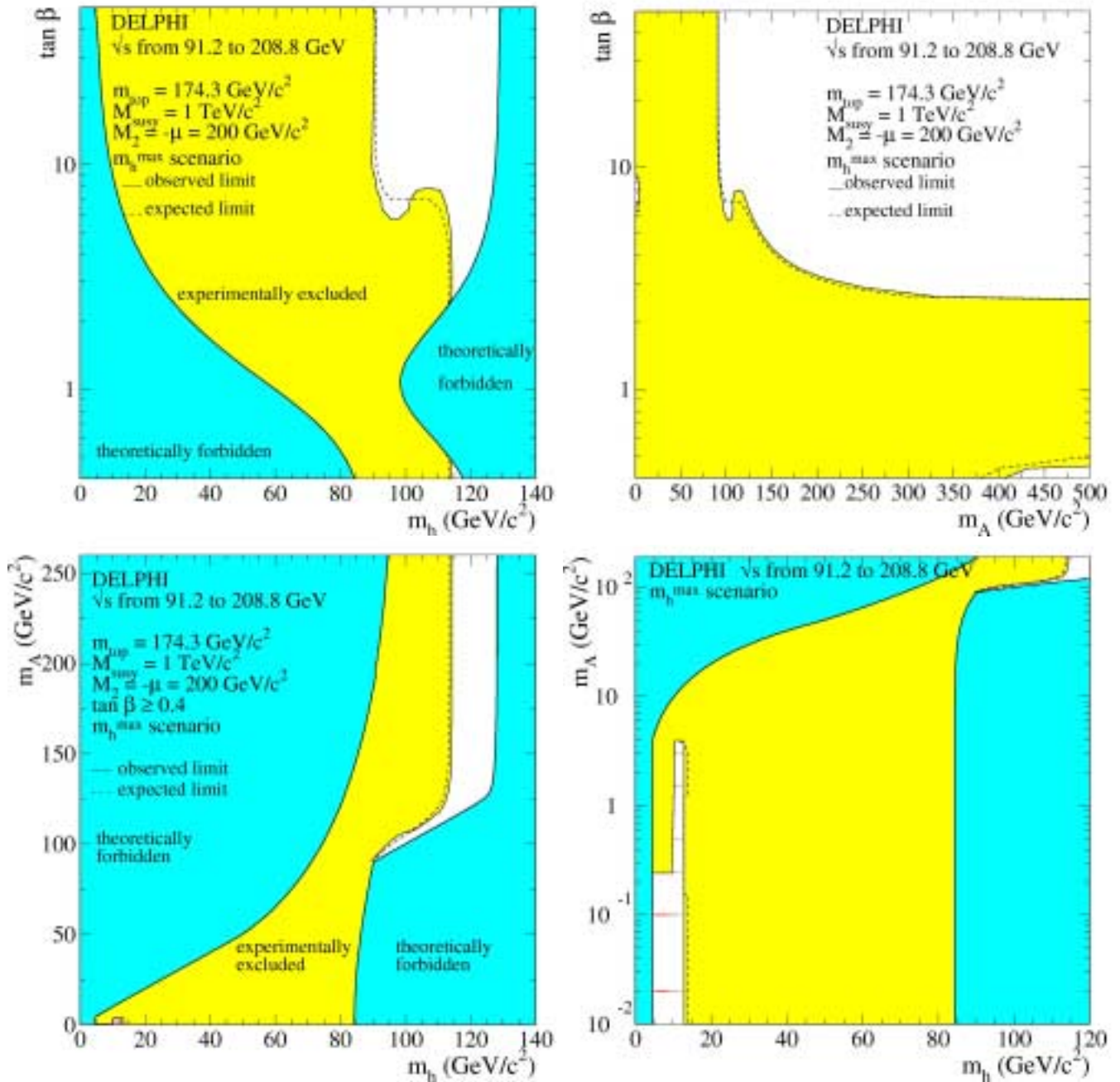


Figure 35 : Scénario  $m_h^{\max}$  du MSSM : régions exclues à 95% de degré de confiance en combinant les résultats des recherches dans les canaux  $hZ$  et  $hA$  de DELPHI sur la totalité des données de l'expérience (région gris clair). La région non exclue à bas  $m_A$  et  $\tan\beta$  intermédiaire est trop petite pour être visible dans le plan  $(\tan\beta, m_h)$ . Les points indiquent l'exclusion supplémentaire imposée par la limite de DELPHI sur la largeur partielle du Z due à des désintégrations non prévues par le modèle standard : la région non exclue précédemment évoquée est alors totalement exclue. Les régions en gris sombre sont interdites par le modèle. Les courbes pointillées correspondent aux limites médianes attendues.

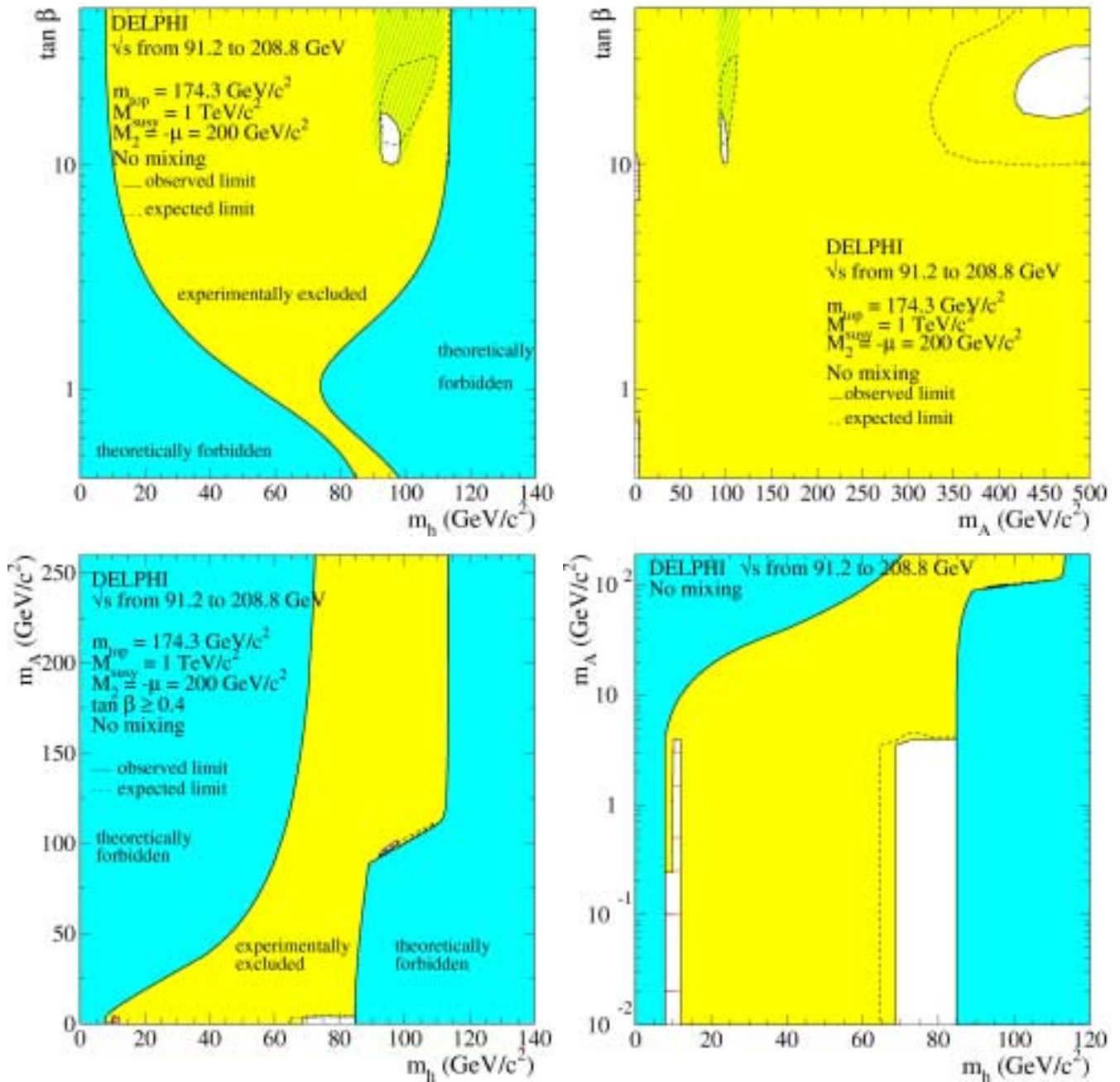


Figure 36 : Scénario à mélange nul du MSSM : régions exclues à 95% de degré de confiance en combinant les résultats des recherches des bosons de Higgs  $h$ ,  $A$  et  $H$  de DELPHI sur la totalité des données de l'expérience (régions en gris clair et hachurée). La région hachurée dans les figures du haut est la région exclue lorsque le signal dû au scalaire lourd  $H$  est également pris en compte. Les deux régions non exclues à bas  $m_A$  sont trop petites pour être visibles dans le plan  $(\tan \beta, m_h)$ . Les points indiquent l'exclusion supplémentaire imposée par la limite de DELPHI sur la largeur partielle du  $Z$  due à des désintégrations non prévues par le modèle standard : la région non exclue à bas  $m_A$  et  $m_h$  est alors totalement exclue. Les régions en gris sombre sont interdites par le modèle. Les courbes pointillées correspondent aux limites médianes attendues.

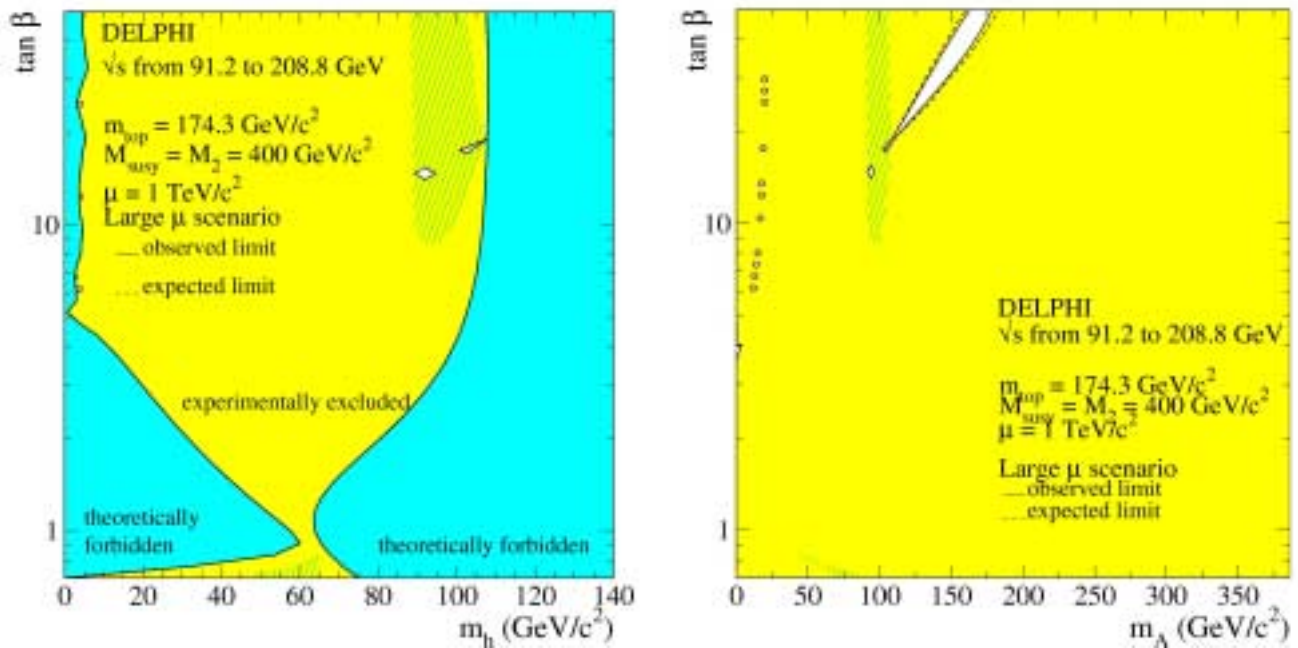


Figure 37 : Scénario grand  $\mu$  du MSSM : régions exclues à 95% de degré de confiance en combinant les résultats des recherches des bosons de Higgs  $h$ ,  $A$  et  $H$  de DELPHI sur la totalité des données de l'expérience (régions en gris clair et hachurées). Les deux régions hachurées sont exclues lorsque le signal dû au scalaire lourd  $H$  est également pris en compte. Les régions non exclues à bas  $m_A$  sont trop petites pour être visibles dans le plan  $(\tan \beta, m_h)$ . Elles sont toutes exclues par la limite de DELPHI sur la largeur partielle du  $Z$  due à des désintégrations non prévues par le modèle. Les régions en gris sombre sont interdites par le modèle. Les courbes pointillées correspondent aux limites médianes attendues.

### Vers la finalisation des résultats

A la fin de l'année 2002, des progrès théoriques ont permis de compléter les calculs de corrections radiatives à l'ordre de deux boucles dans le secteur des bosons de Higgs neutres du MSSM. De nouveaux scénarios représentatifs ont également été proposés tant dans le cas d'un secteur de Higgs avec conservation de CP qu'avec violation de CP. Des bases de données s'appuyant sur ces calculs et ces scénarios ont été produites et testées par la collaboration OPAL durant l'année 2003, puis elles ont été mises à la disposition du groupe de travail du LEP sur les bosons de Higgs à la fin 2003. Il reste donc à utiliser ces bases de données pour produire les résultats définitifs de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs neutres du MSSM. Ce travail est en cours.

### 3.11 Présentations en conférences

Sur la période de LEP2, j'ai donné 5 présentations en conférence de physique des hautes énergies (voir section 5.3) dont 3 avec acte écrit ([59], [60], [61]). Je citerais en particulier la revue sur les recherches de nouvelles particules à la conférence Lepton-Photon en juillet 1999. Je voudrais également mentionner le bilan de la campagne de données de DELPHI de 1998 qu'il m'a été donné de présenter devant le comité scientifique du LEP de novembre 1998.

### 3.12 Diffusion de l'information scientifique

Au titre de la diffusion de l'information scientifique, je voudrais mentionner ma participation à l'élaboration du rapport d'activité du DPhPE sur la période 1986-1990 [62], ainsi que la rédaction d'un article pour le Courrier du CERN retraçant les 40 années de coopération entre Saclay et le CERN [63]. Se rattachent également à ce thème les quatre interventions suivantes :

- Participation à une conférence de presse de la DSM en octobre 1993 ;
- Tenue d'un atelier sur la physique des particules aux 5<sup>èmes</sup> entretiens de la Villette en mars 1994 ;
- Séminaire sur les acquis de LEP1 pour les rencontres de la DSM en novembre 1995 ;
- Revue plénière des résultats de LEP au congrès 2001 de la SFP en juillet 2001 [64].

## 4 Enseignement

De 1992 à 1995, j'ai assuré les travaux dirigés sur le cours « Particules et Symétries » du DEA « Champs, Particules, Matières » (CPM) des Universités Paris VI, VII et XII, cours assuré par J. Haïssinski de 1992 à 1994, puis A. Blondel en 1995 (responsable du DEA : L. Valentin). Ce cours avait pour but de faire ressortir l'importance des propriétés de symétrie des interactions fondamentales, qui sont à la base de la description théorique de la physique des particules. Dans les travaux dirigés, j'ai sélectionné quelques-unes des symétries évoquées dans le cours (par exemple : symétrie par rotation ou par échange des saveurs des quarks) et j'ai cherché, à la fois, à familiariser les étudiants avec les outils permettant de traduire les propriétés de symétrie dans les calculs et, une fois les calculs faits, à interpréter les résultats obtenus pour dégager l'impact des symétries (par exemple : la symétrie par rotation simplifie grandement les distributions angulaires des produits d'une désintégration, que l'on peut dès lors prédire avec un minimum de calculs une fois connues les polarisations des particules mère et filles).

A la rentrée de septembre 1997, le DEA CPM a changé de responsable, Y. Charon succédant à L. Valentin. Le DEA s'est doté d'un directoire de cinq membres, comprenant, outre le responsable du DEA, Y. Charon, un directeur des études, P. Binétruy, et trois représentants des matières enseignées au DEA et des établissements co-habilités : Y. Blumenfeld (physique nucléaire, Paris XI), R. Perzynski (matière condensée, Paris VI) et moi-même (physique des particules, INSTN). A la rentrée de septembre 2003, le DEA CPM est passé sous la responsabilité de J. Bartlett assisté de P. Leboeuf et prépare son évolution dans le cadre plus général de la réforme des études universitaires (mise en place des masters). Je reste pour un temps encore associée aux discussions en cours à ce sujet puis céderai ma place, dans le futur directoire du master à venir, à B. Saghaï, responsable des relations du Dapnia avec les universités.

Depuis la rentrée de septembre 2000, j'ai également réintégré l'équipe enseignante du DEA CPM et suis en charge du cours sur les aspects expérimentaux de l'interaction faible, les cours théoriques

étant assurés par U. Ellwanger du LPT d'Orsay. J'ai choisi de faire porter ces cours sur trois des résultats marquants de la décennie écoulée, à savoir les mesures de précision dans le secteur électrofaible du modèle standard, la physique des saveurs lourdes et les recherches du boson de Higgs du modèle standard.

## 5 Annexes

Cette section présente de manière synthétique la liste des responsabilités, encadrements, présentations en conférence, séminaires qui sont pour la plupart discutés dans la section 3.

### 5.1 Responsabilités

#### Au DAPNIA/SPP :

- secrétaire du conseil d'unité du DPhPE/SEPh de 1990 à 1992;
- membre du conseil d'unité du DAPNIA/SPP de 1994 à 1996 et de 1999 à 2003 ;
- membre du conseil scientifique et technique du DAPNIA/SPP de 1993 à 1999, et depuis juillet 2003 (secrétaire) ;
- membre du groupe de conseil pour le calcul scientifique du SPP depuis avril 2003.

#### Dans DELPHI :

- responsable du groupe d'analyse de DELPHI sur la recherche du boson de Higgs standard à LEP1 (avec G. Crosetti du groupe de Gênes) de septembre 1992 à décembre 1995;
- responsable du groupe d'analyse de DELPHI sur les recherches de particules nouvelles dans les états finals à deux jets et énergie manquante ou leptons ou photons à LEP200 (avec W. Adam du groupe de Vienne) de janvier 1996 à décembre 1999;
- responsable du groupe d'analyse de DELPHI sur les recherches de bosons de Higgs à LEP200 (avec J. Marco puis J. Cuevas du groupe de Santander et W. Murray du groupe de Rutherford) depuis janvier 2000;
- membre du groupe de travail sur la combinaison des résultats des expériences LEP sur la recherche de bosons de Higgs depuis octobre 1996 (contact de l'expérience DELPHI d'octobre 1996 à décembre 1999).

### 5.2 Encadrements

J'ai encadré un étudiant en stage de DEA :

- Franck Adami (1989), qui a travaillé sur le programme d'étalonnage des échantillonneurs de la TPC de DELPHI

deux étudiants en thèse de doctorat, tous deux issus du DEA CPM :

- Cyrille de Saint Jean sur le sujet : « Recherche du boson de Higgs standard dans le canal neutrino à LEP100 et LEP200 dans l'expérience DELPHI » (thèse de l'Université de Paris VII, soutenue le 4 juin 1996) ;



- Maarten Boonekamp sur le sujet : « Recherche de bosons de Higgs neutres h et A dans les états finals à quatre jets avec le détecteur DELPHI à LEP200 » (thèse de l'Université de Paris VII, soutenue le 7 mai 1999).

et deux physiciennes en contrat post doctoral à Saclay sur bourse européenne :

- Simona Simonetti (1994-1996), qui a travaillé à la mise au point de l'algorithme de correction de l'association des gerbes du calorimètre hadronique aux traces chargées ;
- Rosy Nikolaidou (1998-2000), qui a travaillé sur l'optimisation de l'analyse des données de LEP2 pour la recherche du boson de Higgs dans le canal avec neutrinos.

### 5.3 Conférences

- « Measurement of the strong coupling constant  $\alpha_s$  from a study of W bosons produced in association with jets », 7<sup>e</sup> conférence sur la physique des collisionneurs protons antiprotons (Fermilab, 20-24 juin 1988) ;
- « Search for new particles with the DELPHI detector at LEP », séance parallèle, conférence internationale LP-HEP 91 de physique des hautes énergies (Genève, 25 juillet-1<sup>er</sup> août 1991) ;
- « Search for Higgs bosons at LEP200 », rencontres de Moriond sur QCD et interactions hadroniques (Les Arcs, 22-28 mars 1998) ;
- « New particle Searches » revue présentée à la conférence Lepton-Photon'99 (Université de Stanford, 9-14 août 1999) ;
- « Le LEP : des acquis historiques », revue présentée en séance plénière au congrès de la SFP 2001 (Strasbourg, 9-13 juillet 2001) ;
- « Status of electroweak symmetry breaking », revue présentée à la 3<sup>e</sup> conférence des quatre mers (Thessalonique, 16-21 avril 2002) ;
- « Review of Higgs boson searches at LEP », revue présentée à la conférence « 2002 LHC days in SPLIT », (Split, 8-12 octobre 2002) ;
- « Review of Higgs boson searches at LEP », revue présentée à la conférence « Physics at LHC », (Prague, 6-12 juillet 2003).

### 5.4 Présentations et séminaires

- Séminaire de présentation de la physique des collisions pp au LHC durant les journées DAPNIA consacrées au LHC (9 et 10 octobre 1991) ;
- Séminaire sur la recherche du boson de Higgs dans l'expérience DELPHI, présenté au Collège de France (20 janvier 1993) ;
- Présentation des activités du SPP portant sur les tests du Modèle Standard et la violation de CP au Conseil Scientifique du DAPNIA (3 mars 1993) ;
- Séminaire sur la recherche du boson de Higgs au LEP, présenté au LNS (6 mai 1993) ;
- Participation à la table ronde organisée lors d'une conférence de presse de la DSM (20 octobre 1993) ;
- Séminaire de présentation de la physique des particules aux « 5èmes Entretiens de la Villette » (atelier : « La chasse aux quarks », 19 mars 1994) ;
- « Le LEP : acquis et perspectives », séminaire pour les Rencontres de la DSM (23 novembre 1995) ;
- Séminaire sur les recherches de bosons de Higgs au LEP, présenté à l'IPN d'Orsay (18 mars 1996) ;

- « DELPHI status report on 1998 data taking », présentation des résultats de DELPHI à l'issue de la campagne de prise de données de 1998 devant le comité scientifique du LEP (12 novembre 1998) ;
- « Bosons de Higgs au LEP : passé, présent, futur », séminaire sur les recherches de bosons de Higgs au LEP au SPP dans le cadre des journées de préparation au LHC (4 décembre 1998) ;
- Cours du jeudi du SPP sur l'observation d'un possible signal dû à un boson de Higgs dans les données enregistrées par le LEP (avec P. Lutz et B. Tuchming, 15 septembre 2000) ;
- Séminaire sur les recherches de bosons de Higgs au LEP, présenté à l'IPN d'Orsay (18 juin 2001) ;
- « Le LEP : des acquis historiques », séminaire présenté à l'ENS de Cachan (13 décembre 2001) ;
- Série de cours du jeudi du SPP sur les corrections radiatives dans le modèle standard (du 13 au 17 octobre 2003) ;
- « Les particules élémentaires au banc d'essai du LEP », colloque de l'Orme (22 janvier 2004).

## 5.5 Organisation de colloques

- membre du comité d'organisation du colloque « Le LEP et l'après LEP » au congrès 1991 de la SFP (Caen, 2-6 septembre 1991) ;
- coordinatrice de la session « Modèle Standard et au-delà » des 5<sup>èmes</sup> Journées des Jeunes Chercheurs organisées par la division « Champs et Particules » de la SFP, avec G. Bélanger du LAPPTH d'Annecy, (Autrans, 15-19 décembre 1996) ;
- membre du comité d'organisation du colloque « LEP, SUSY et nouvelles dimensions de l'espace » au congrès 2001 de la SFP (Strasbourg, 9-13 juillet 2001).

---

## Références

Ne suivent ci-après que les publications ou rapports sur lesquels j'ai eu une contribution directe au niveau de la rédaction et/ou des résultats.

[1] V. Ruhlmann, « Mesure de la constante de couplage effective de l'interaction forte déduite de l'étude des processus de production des bosons W et Z (expérience UA2) », thèse de doctorat de l'université Paris 6, mars 1988, Note CEA-N-2562.

[2] UA2 Collaboration, R. Ansari et al., « Measurement of the strong coupling constant  $\alpha_s$  from a study of W bosons produced in association with jets », **Phys. Lett. B215 (1988) 175**.

[3] UA2 Collaboration, V. Ruhlmann, « W,Z and QCD in UA2 », proc. des XXIIes rencontres de Moriond, session « Hadrons, quarks and gluons » (Les Arcs, mars 1987).

[4] UA2 Collaboration, V. Ruhlmann, « Measurement of the strong coupling constant  $\alpha_s$  from a study of W bosons produced in association with jets », proc. de la 7e conférence sur la physique des collisionneurs protons-antiprotons (Fermilab, juin 1988).

[5] DELPHI Collaboration, C.Brand et al., « The Delphi Time Projection Chamber », **Nucl. Instrum. Methods A283 (1989) 567**.

- 
- [6] V. Ruhlmann, Note interne au groupe TPC, «Calibration of the TPC digitizers », mars 1989.
- [7] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., « Search for Light Neutral Higgs particles produced in  $Z^0$  Decays », CERN-PPE/90-44 et **Nucl. Phys. B342 (1990) 1**.
- [8] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., « Search for low mass Higgs Bosons produced in  $Z^0$  Decays », CERN-PPE/90-193 et **Zeit. Phys. C51 (1991) 25**.
- [9] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., « A Search for Neutral Higgs Particles in  $Z^0$  Decays », CERN-PPE/91-132 et **Nucl. Phys. B373 (1992) 3**.
- [10] DELPHI Collaboration, G. Crosetti and V. Ruhlmann, « Search for new particles with the DELPHI detector at LEP », proc. de la conférence internationale LP-HEP'91 de physique des hautes énergies ( Genève, juillet 1991).
- [11] Note DELPHI 92-80 PHYS 191 : « Neutral Higgs bosons in a two doublet model », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1992 (ICHEP'92, Dallas, août 1992).
- [12] Note DELPHI 92-111 PHYS 217 : « Search for an excited neutrino using the DELPHI detector », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1992 (ICHEP'92, Dallas, août 1992).
- [13] Note DELPHI 93-70 PHYS-297 : « Search for the Standard Model Higgs boson in  $Z^0$  decays », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1993 (EPS-HEP'93, Marseille, juillet 1993).
- [14] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., « Search for the Standard Model Higgs boson in  $Z^0$  decays », CERN-PPE/94-46/Rev. et **Nucl. Phys. B421 (1994) 3**.
- [15] Note DELPHI 94-85 PHYS-402 : « Update of the search for the Standard Model Higgs boson », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1994 (ICHEP'94, Glasgow, juillet 1994).
- [16] Note DELPHI 95-69 PHYS 504 : « Update of the Standard Model Higgs boson search », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1995 (EPS-HEP'95, Bruxelles, juillet 1995).
- [17] Note DELPHI 95-161 PHYS 579 : « Delphi Higgs boson studies in the LEP2 Physics workshop ».
- [18] Note DELPHI 96-4 PHYS 588, V. Ruhlmann-Kleider, D. Vilanova, « Search for Higgs bosons in the  $H\mu^+\mu^-$  channel at LEP200 ».
- [19] Note DELPHI 97-22 PHYS 678, « Search for Higgs bosons in DELPHI at  $\sqrt{s} = 161$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 1997.
- [20] Note DELPHI 97-23 PHYS 679, « Update of the neutral Higgs boson searches in DELPHI at  $\sqrt{s} = 172$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 1997.

- 
- [21] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., « Search for neutral and charged Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 161$  GeV and 172 GeV », CERN-PPE/97-085 et **Eur. Phys. J. C2 (1998) 1**.
- [22] Note DELPHI 98-95 CONF 163, « Search for neutral Higgs bosons in DELPHI at  $\sqrt{s} = 183$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1998 (ICHEP'98, Vancouver, juillet 1998).
- [23] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., « Search for neutral Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 183$  GeV », CERN-EP/99-06 et **Eur. Phys. J. C 10 (1999) 563-604**.
- [24] Note DELPHI 99-8 CONF 208, « Search for neutral Higgs bosons in the SM and the MSSM at  $\sqrt{s} = 189$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 1999.
- [25] Note DELPHI 99-86 CONF 273, « Search for neutral Higgs bosons in the SM and the MSSM at  $\sqrt{s} = 188.7$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1999 (EPS-HEP'99, Tampere, juillet 1999 et LP'99, Stanford, août 1999).
- [26] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., « Searches for Neutral Higgs Bosons in  $e^+e^-$  Collisions around  $\sqrt{s} = 189$  GeV », CERN-EP 2000-038 et **Eur. Phys. J. C17 (2000) 187**.
- [27] Note DELPHI 2000-024 MORIO CONF 345, « Search for neutral Higgs bosons in  $e^+e^-$  Collisions up to  $\sqrt{s} = 202$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 2000.
- [28] Note DELPHI 2000-092 OSAKA CONF 391, « Search for neutral Higgs bosons in  $e^+e^-$  Collisions from  $\sqrt{s} = 191.6$  to 201.7 GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2000 (ICHEP 2000, Osaka, juillet 2000).
- [29] Note DELPHI 2001-076 CONF 504, « Search for neutral Higgs bosons in  $e^+e^-$  Collisions from  $\sqrt{s} = 191.6$  to 201.7 GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2001 (EPS-HEP 2001, Budapest, juillet 2001 et LP 2001, Rome, août 2001).
- [30] DELPHI collaboration, J. Abdallah et al., « Searches for neutral Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions from 191.6 to 201.7 GeV », CERN-EP 2001-087 et **Eur. Phys. J. C 23 (2002) 409**.
- [31] Note DELPHI 2001-123 PHYS 900, « Search for the neutral Higgs boson in the neutrino channel at 192-202 GeV ».
- [32] Note DELPHI 2000-077 OSAKA CONF 376, « Search for Higgs bosons at LEP in the year 2000 », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2000 (ICHEP 2000, Osaka, juillet 2000).
- [33] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., « Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000 », CERN-EP 2001-004 et **Phys. Lett. B499 (2001) 23**.
- [34] Note DELPHI 2002-041 CONF 575, « Final results on SM and MSSM Neutral Higgs bosons », contribution aux conférences de physique de haute énergie de l'été 2002 (ICHEP 2002, Amsterdam, juillet 2002).

---

[35] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., « Final results from DELPHI on the searches for SM and MSSM Neutral Higgs bosons », CERN-EP/2003-008 et **Eur. Phys. J. C32 (2004) 145**.

[36] Note DELPHI 2003-009 PHYS 931, « Search for the neutral Higgs boson in the neutrino channel at  $\sqrt{s} = 202\text{-}208$  GeV ».

[37] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Lower bound for the SM Higgs boson mass : combined result from the four LEP experiments », note DELPHI 97-150 PHYS 729.

[38] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Lower bound for the SM Higgs boson mass : combined result from the four LEP experiments », note CERN/LEPC 97-11 et DELPHI 97-167 PHYS 743.

[39] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Lower bound for the Standard Model Higgs boson mass from combining the results of the four LEP experiments », **CERN-EP/98-46**.

[40] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Bounds on SM and neutral MSSM Higgs boson masses using combined data of the four LEP experiments collected at  $\sqrt{s}$  up to 183 GeV », note DELPHI 98-144 PHYS 790, contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1998 (ICHEP'98, Vancouver, juillet 1998).

[41] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Limits on Higgs bosons masses from combining the data of the four LEP experiments at  $\sqrt{s} \leq 183$  GeV », **CERN-EP/99-60**.

[42] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for Higgs bosons: Preliminary combined results from the four LEP experiments at  $\sqrt{s}$  around 189 GeV », note DELPHI 99-142 CONF 327, contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 1999 (EPS-HEP'99, Tampere, juillet 1999 et LP'99, Stanford, août 1999).

[43] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data Collected at energies up to 202 GeV », note DELPHI 2000-050 MORIO CONF 365, contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 2000.

[44] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data Collected at energies up to 202 GeV », **CERN-EP 2000-055**.

[45] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data Collected at energies up to 209 GeV », note DELPHI 2000-148 OSAKA CONF 447 contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2000 (ICHEP 2000, Osaka, juillet 2000).

[46] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for neutral Higgs bosons of the MSSM: Preliminary combined results using LEP

---

data Collected at energies up to 209 GeV », note DELPHI 2001-032 CONF 473, contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 2001.

[47] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for the Standard Model Higgs boson at LEP », **CERN-EP/2001-055**;

ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for neutral Higgs bosons of the MSSM: Preliminary combined results using LEP data Collected at energies up to 209 GeV », note DELPHI 2001-114 CONF 537; contributions aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2001 (EPS-HEP 2001, Budapest, juillet 2001 et LP 2001, Rome, août 2001).

[48] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for the Standard Model Higgs boson at LEP », note DELPHI 2002-088 CONF 621, contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2002 (ICHEP 2002, Amsterdam, juillet 2002).

[49] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, « Search for the Standard Model Higgs boson at LEP », CERN-EP 2003-011 et **Phys. Lett. B565 (2003) 61**.

[50] W. Murray, V. Ruhlmann-Kleider, « Estimation of Probability Density Functions for the Higgs search », note DELPHI 2000-067 PROG 240.

[51] Note DELPHI 2001-017 CONF 458, « Search for neutral supersymmetric Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions up to  $\sqrt{s} = 209$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'hiver 2001.

[52] Note DELPHI 2001-078 CONF 506, « Search for neutral supersymmetric Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions up to  $\sqrt{s} = 209$  GeV », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2001 (EPS-HEP 2001, Budapest, juillet 2001 et LP 2001, Rome, août 2001).

[53] Note DELPHI 2003-045 CONF 665, V. Ruhlmann-Kleider, « DELPHI results on neutral Higgs bosons in MSSM benchmark scenarios », contribution aux conférences de physique des hautes énergies de l'été 2003 (EPS-HEP 2003, Aachen, juillet 2003 et LP-2003, Fermilab, août 2003).

[54] Note DELPHI 98-126 CONF 187, « Search for invisible Higgs bosons in  $e^+e^-$  interactions at LEP2 energies », contribution aux conférences de physique des particules de l'été 1998 (ICHEP'98, Vancouver, juillet 1998).

[55] Note DELPHI 98-96 CONF 164, « Search for charged Higgs bosons at LEP2 », contribution aux conférences de physique des particules de l'été 1998 (ICHEP'98, Vancouver, juillet 1998).

[56] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., « Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models », CERN-EP/2003-064 et **Eur. Phys. J. C34 (2004) 399**.

[57] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., « Searches for invisibly decaying Higgs bosons with the DELPHI detector at LEP », CERN-EP/2003-046 et **Eur. Phys. J. C32 (2004) 475**.

[58] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., «Searches for neutral Higgs bosons in extended models », CERN-EP/2003-061, à paraître dans **Eur. Phys. J. C**.

---

[59] V. Ruhlmann-Kleider, « Search for Higgs bosons at LEP200 », proc. des rencontres de Moriond 1998, session sur QCD et interactions hadroniques (Les Arcs, 22-28 Mars 1998) et note DELPHI 98-62 PHYS 783.

[60] V. Ruhlmann-Kleider, « New particle Searches », proc. de la conférence Lepton-Photon'99 (août 1999, Stanford), hep-ex/0001061 et note DELPHI 2000-007 TALK 13.

[61] V. Ruhlmann-Kleider, « Review of Higgs boson searches at LEP », proc. de la conférence « Physics at LHC », (Prague, 6-12 juillet 2003), à paraître dans Czechoslovak Journal of Physics.

[62] Rapport d'activité du DPhPE, 1986-1990, comité de rédaction : A. Borg (direction), V. Ruhlmann et A. Zylberstejn, paru en septembre 1991.

[63] V. Ruhlmann-Kleider, M. Neveu et S. Palanque, « 40 ans de coopération Saclay-CERN », paru dans le courrier du CERN de mai 2003.

[64] V. Ruhlmann-Kleider, « Le LEP : des acquis historiques », rapport DAPNIA-02-02.

Les cinq publications jointes à ce mémoire sont les références [14], [30], [53], [61] et [64].