THÈSE de DOCTORAT de l'Université PARIS 7

présentée par

Cyrille DE SAINT JEAN

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'Université Paris 7

Spécialité : CHAMPS, PARTICULES MATIERES

RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS DANS L'EXPERIENCE DELPHI A LEP100 ET LEP200

Soutenue le 4 juin 1996, devant le jury composé de :

MM.	F. Le Diberder	président
	G. Smadja	rapporteur
	F. Richard	rapporteur
	P. Binetruy	
	V. Ruhlmann-Kleider	

Table des matières

Introduction

Le modèle standard des interactions électrofaibles et fortes est la théorie qui pour l'instant décrit le mieux la physique des particules. Elle suppose l'existence d'une particule, le boson de Higgs qui expliquerait la portée non-infinie des interactions faibles. La recherche de cette particule fait l'objet de cette thèse.

Le texte débute par une introduction au modèle standard minimal et par la présention de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs. Ensuite, certains aspects phénomènologiques du boson de Higgs, ses modes de désintégration, son mode de production principal aux énergies du LEP et enfin ses signatures expérimentales seront exposés. Une attention particulière sera portée au canal neutrino (canal avec de l'énergie manquante) dont l'étude a été menée dans cette thèse.

La deuxième partie décrit d'abord le dispositif expérimental, l'anneau de collision du LEP et le détecteur DELPHI. Nous mettrons l'accent sur les parties du détecteur qui sont utiles à notre analyse. La reconstruction du flux d'énergie est très importante pour le canal étudié. C'est pourquoi, un algorithme de reconstruction des dépôts d'énergie dus au passage de particules neutres hadroniques a été développé dans le cadre de cette thèse. De mauvaises reconstructions de l'énergie de certaines de ces particules (principalement K_L^0 et neutrons) dégradant le calcul du flux d'énergie, son écriture s'est avérée indispensable pour améliorer les recherches du boson de Higgs dans le canal avec de l'énergie manquante. Il sera donc utilisé pour les analyses physiques.

La dernière partie traitera des analyses de recherches de boson de Higgs. Une méthode d'analyse multidimensionnelle commune à toutes les recherches présentées dans cette thèse sera expliquée. Le second chapitre de cette partie traitera des recherches effectuées sur les données réelles de l'année 1994, qui correspondent à la période LEP100 où l'énergie de chaque faisceau d'électrons et de positrons est de l'ordre de 45 GeV. La limite cinématique étant atteinte pour la recherche de cette particule avec ces énergies, une deuxième période (LEP200) correspondant à une augmentation de l'énergie des faisceaux jusqu'à des valeurs supérieures ou égales à 80 GeV, commencera pendant l'année 1996. Le chapitre suivant sera donc consacré aux études menées sur des données simulées afin de préparer cette montée en énergie et les futures recherches à LEP200.

Partie I

Le modèle standard et le boson de Higgs

Chapitre 1

Le modèle standard

La physique des particules moderne repose sur le modèle standard qui décrit les constituants de la matière, ainsi que les interactions entre ces différents constituants. Les quatre interactions qui existent entre ces particules, peuvent être décrites par l'échange, entre deux particules de matière, d'une particule dite boson intermédiaire.

Les forces électrofaibles sont décrites de façon unifiée par le modèle standard([2]). La force nucléaire forte qui décrit la physique des hadrons est présente de manière séparée dans ce modèle.

Le principe fondamental qui supporte ce modèle est l'invariance du lagrangien qui décrit les particules de matière par une symétrie locale dite symétrie de jauge. C'est pourquoi, après avoir brièvement défini le principe des symétries de jauge, nous expliquerons les motivations physiques qui ont entrainé le choix du groupe de jauge du modèle standard. Enfin, nous présenterons comment il est possible, par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs, d'expliquer la portée non-infinie des interactions faibles. Ce mécanisme prédit alors l'existence d'au moins une particule, le boson de Higgs, dont la recherche est l'objet de cette thèse.

1.1 Les symétries de jauge

Les symétries jouent un rôle fondamental en physique. L'existence d'une invariance d'un système physique sous une symétrie implique l'existence de quantités conservées au cours du temps.

On peut regrouper les symétries en deux sortes :

- les symétries géométriques
- les symétries internes

Les symétries géométriques correspondent principalement à des changements de coordonées d'espace-temps :

- à l'invariance par des translations spatiales ou temporelles correspond la conservation du tenseur énergie-impulsion
- à l'invariance par rotation correspond la conservation du moment angulaire.

Les symétries internes correspondent principalement à des changements qui font intervenir directement les champs physiques. Les quantités conservées sont des nombres quantiques comme -par exemple- le nombre baryonique et le nombre leptonique.

En théorie des champs, le théorème de Noether montre que l'invariance du lagrangien de la théorie par une symétrie continue correspond à la conservation d'un courant J_μ :

$$\partial^\mu J_\mu = 0$$

et que la charge Q définie par :

$$Q = \int J_0(x) d^3x$$

est conservée au cours du temps.

Les symétries de jauge sont présentes dans la physique des particules, mais aussi en électrodynamique classique. C'est pourquoi, nous allons d'abord expliquer le principe de l'invariance de jauge de la théorie classique de l'électromagnétisme. Ensuite, nous présenterons dans le cadre de l'électrodynamique quantique, la relation entre symétrie locale et invariance de jauge. Ces introductions nous serviront de bases pour expliquer le choix du groupe de jauge du modèle standard.

1.1.1 L'invariance de jauge de l'électromagnétisme classique

Les équations de Maxwell sont les lois de base de l'électromagnétisme classique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_{em}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j}_{em} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

ρ_{em} et $\vec{j}_{em}$ sont respectivement la densité de charge et la densité de courant.

Pour illustrer notre propos, introduisons les notations :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \text{ et } \vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Il est toujours possible d'écrire les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sous ces formes à cause de leurs propriétés de transformation sous les opérateurs $\vec{\nabla}$. Alors, en utilisant :

$$J_{em} = (\rho_{em}, \vec{j}_{em}) \text{ et } A^{\mu} = (V, \vec{A})$$

on peut réécrire les relations de Maxwell de façon manifestement covariante de Lorentz :

$$\partial_{\mu} J^{\mu}_{em} = 0$$

et

$$\partial_{\mu} F^{\mu\nu} = J^{\nu}_{em}$$

où

$$F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu}$$

On remarque tout d'abord qu'une transformation du type :

$$A^{\mu} \longrightarrow A^{\mu} - \partial^{\mu} \chi$$

laisse les équations précédentes invariantes. Ces transformations s'appellent des transformations de jauge. Il faut noter que quel que soit le choix de jauge, c'est-à-dire quelle que soit la fonction χ choisie, les résultats de physique ne sont pas changés car les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne dépendent pas de cette fonction.

De plus, la forme de $F^{\mu\nu}$ et l'équation $\partial_{\mu} F^{\mu\nu} = J^{\nu}_{em}$ impliquent forcément que le courant J_{em} soit conservé. Ceci est une façon de voir le lien entre la symétrie de jauge et la conservation de la charge électrique.

1.1.2 Invariance de jauge du lagrangien de l'électrodynamique quantique

Nous allons expliquer dans ces paragraphes quel est le lien qui unit l'invariance de jauge, qui correspond à une symétrie du photon, et une symétrie sur les champs de matière.

L'électrodynamique quantique

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique décrit les interactions électromagnétiques entre les fermions. Il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{int}$$

$\mathcal{L}_{libre}$ est le lagrangien libre de la théorie :

$$\mathcal{L}_{libre} = i\bar{\psi}^a\gamma^\mu\partial_\mu\psi^a - m_a\bar{\psi}^a\psi^a - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

$\mathcal{L}_{int}$ est le lagrangien d'interaction :

$$\mathcal{L}_{int} = -eA_\mu\bar{\psi}^a\gamma^\mu\psi^a$$

pour un fermion de masse m_a. Les champs ψ sont des champs spinoriels de Dirac qui représentent les champs de matières et A^μ est le champ du photon et $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$.

$\mathcal{L}_{QED}$ est invariant sous des transformations globales :

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha}\psi$$

L'ensemble de ces transformations forment le groupe U(1).

Le courant conservé est alors :

$$J^\mu_{em} = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$

La charge électrique est alors définie par :

$$Q = -e\int\bar{\psi}\gamma^0\psi d^3x$$

De plus, le lagrangien libre $\mathcal{L}_{libre}$ est invariant par des transformations de jauge analogues de l'électrodynamique classique :

$$A^\mu \longrightarrow A^\mu - \frac{1}{e}\partial^\mu\alpha(x)$$

où α est une fonction de x. Cette propriété vient de la forme du terme cinétique $F_{\mu\nu}$. L'invariance de jauge est donc présente dans le lagrangien libre, sans aucune hypothèse supplémentaire. Si l'on souhaite que le lagrangien $\mathcal{L}_{QED}$ total reste aussi invariant par ces mêmes transformations de jauge, il est nécessaire de compenser un terme provenant du lagrangien d'interaction :

$$\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha)\psi$$

On remarque alors, que le seul moyen de conserver cette symétrie de jauge sans introduire de nouveaux champs, est de demander que l'invariance globale U(1) précédente soit locale :

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha(x^\mu)}\psi$$

L'invariance de jauge de l'électrodynamique quantique s'accompagne donc nécessairement d'une invariance locale du lagrangien sous des transformations du groupe U(1).

Invariance locale → interaction et invariance de jauge

Inversement, il est possible d'essayer de raisonner en prenant comme point de départ le lagrangien libre d'un électron :

$$\mathcal{L}_e = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

L'invariance globale U(1) précédente est encore présente. Si l'on veut que ce lagrangien soit aussi invariant par des transformations U(1) locales, il faut compenser des termes :

$$\delta\mathcal{L} = -\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha)\psi$$

Le problème vient de la dérivée ∂_μ qui ne se transforme pas de façon covariante sous les transformations précédentes. Afin de restaurer l'invariance, il faut remplacer cette dérivée par une dérivée D_μ que l'on appellera dérivée covariante qui se transforme comme les champs ψ :

$$D_\mu\psi \longrightarrow e^{i\alpha(x^\mu)}D_\mu\psi$$

On peut remarquer que l'opérateur quantique $\mathbf{D}_\mu$ commute alors avec l'opérateur $e^{i\alpha(x^\mu)}$.

Pour avoir une telle dérivée, le moyen le plus simple dit *prescription de couplage minimal*, consiste à introduire un champ A^μ supplémentaire et de définir D_μ par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$$

Il faut maintenant trouver comment ce champ A^μ doit se transformer lors d'une transformation locale. Il suffit alors de constater que l'opérateur $\mathbf{D}_\mu$ du fait de la propriété précédente de commutation, se transforme de la façon suivante :

$$D_\mu \longrightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu e^{-i\alpha(x)}$$

En posant $A_\mu \longrightarrow A'_\mu$ on obtient :

$$\partial_\mu + ieA'_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu - i\partial_\mu\alpha(x)$$

c'est-à-dire,

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$$

Le champ A^μ se transforme donc par cette symétrie comme le champ de jauge de l'électrodynamique quantique. On dit alors que l'on a *jaugé* la symétrie U(1). Ce nouveau champ a les mêmes propriétés de transformations que le champ du photon.

Il est important de noter que :

- le couplage du photon aux champs de matières n'est déterminé que par ses propriétés de transformation pour le groupe de jauge choisi (en l'occurence ici U(1)). Cette propriété est appelée universalité des couplages.

- si l'on veut avoir une invariance locale de la théorie, il est nécessaire d'introduire un ou plusieurs champs supplémentaires et donc des termes d'interaction : le lagrangien n'est plus libre.

En d'autres termes, la nécessité de conserver une invariance locale sous des transformations d'un groupe de symétrie impose les propriétés de transformations et les couplages des champs additionnels.

Une remarque importante sur ces deux paragraphes : un terme de masse pour le photon brise l'invariance de jauge. Cela aura, comme on le verra pour les interactions faibles, des conséquences importantes. Cela expliquera en partie le temps mis pour obtenir le modèle standard.

1.2 Le choix du groupe de jauge du modèle standard

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le fait de choisir l'invariance d'un lagrangien par une symétrie de jauge implique d'avoir des interactions bien définies par la symétrie. C'est pourquoi, il nous faut essayer de discerner ce qui dans les interactions faibles est caractéristique d'une possible symétrie de jauge.

Nous allons d'abord aborder les interactions faibles pour ensuite expliquer pourquoi l'unification avec l'interaction électromagnétique est non seulement possible, mais indispensable.

Sans interaction et sans masse, le lagrangien libre qui représente les fermions est donné par :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}^a \gamma^\mu \partial_\mu \psi^a \tag{1.1}$$

Avec a = 1...N , N étant le nombre de fermions de la théorie. ψ est un spineur de Dirac.

La violation de la parité par l'interaction faible implique que les fermions d'hélicités différentes ne se comportent pas de la même façon lors d'une interaction.

Il est possible de décomposer le spineur de chaque fermion en deux composantes :

$$\psi_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi \quad \text{et} \quad \psi_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi \tag{1.2}$$

Le lagrangien peut alors se réécrire comme suit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L^a \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L^a + i\bar{\psi}_R^a \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^a \tag{1.3}$$

Dans la limite ultra-relativiste ($m \ll p$), les champs ψ_L et ψ_R représentent respectivement les fermions d'hélicité $\lambda = -1/2$ et $\lambda = 1/2$.

Avec le succès de l'électrodynamique quantique, il était naturel d'essayer d'expliquer les caractéristiques des interactions faibles par l'échange de bosons intermédiaires. On constate alors que si c'est effectivement le cas, il faut au moins deux bosons vecteurs de charges opposées (les bosons $W^{\pm}$) et que contrairement au photon, ils doivent avoir une masse non nulle ce qui pourrait s'avérer gênant pour l'invariance de jauge. Cependant, les similitudes étant toutefois importantes (comme le fait qu'une seule constante de couplage semble jouer le même rôle que la charge électrique), il faut pousser plus loin la tentative. Le groupe de jauge correspondant doit cependant être plus riche que $U(1)_{em}$. Les expériences ont montré que les interactions faibles chargées font interagir les leptons d'hélicité gauche avec les neutrinos correspondants. On postule alors que les fermions gauches doivent être considérés commes les composantes d'un doublet pour un groupe de jauge à définir.

Le groupe de jauge le plus simple faisant intervenir des doublets est le groupe SU(2). La symétrie sera appelée Isospin faible. De plus, les neutrinos ne semblent pas exister dans l'état d'hélicité droite et il ne peut donc pas y avoir de transitions faibles chargées où les leptons droits interviennent. Il est alors possible de considérer que les composantes droites des leptons se transforment comme des singlets pour le groupe de jauge SU(2).

On introduit donc :

$$\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L \quad , \quad \begin{pmatrix} q^1 \\ q^2 \end{pmatrix}_L \tag{1.4}$$

$$l_R \ , \ q^1_R \ , \ q^2_R \tag{1.5}$$

Avec $l = \ e \ , \ \mu \ , \ \tau \ et \ q^1 = u \ , \ c \ , \ t \ et \ q^2 = d \ , \ s \ , \ b$.

Le lagrangien des leptons, par exemple, s'écrit alors :

$$\mathcal{L}^{(l,\nu_l)} \quad = \quad i \left(\ \bar{\nu_l} \quad \bar{l} \ \right)_L \gamma^\mu \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L + i\bar{l_R}\gamma^\mu\partial_\mu l_R \tag{1.6}$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'interaction électromagnétique et la nécessaire existence du photon pouvaient s'expliquer par l'invariance locale sous le groupe de jauge U(1). Dans le cas de l'interaction faible, le groupe SU(2) nécessite l'introduction pour préserver l'invariance locale, de plusieurs champs de jauge. En effet, ces transformations locales sont les suivantes :

$$\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L \longrightarrow exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}(x)\right)\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad l_R \longrightarrow l_R \tag{1.7}$$

Ou $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, avec $\sigma_{i=1,2,3}$ les trois matrices de Pauli et, $\vec{\theta}(x) = (\theta_1(x), \theta_2(x), \theta_3(x))$ trois fonctions réelles. Il y a trois degrés de liberté à compenser si l'on souhaite conserver la symétrie.

La dérivée covariante D_μ s'écrit alors :

pour les composantes gauches (L) des champs :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{W_\mu^a \sigma^a}{2} \tag{1.8}$$

pour les composantes droites (R) des champs :

$$D_\mu = \partial_\mu + \quad 0 \tag{1.9}$$

Les champs W_μ^a sont trois champs de jauge. Le paramètre **g** est la constante de couplage associée à l'interaction faible.

Ces trois bosons de jauge sont-ils exactement les bosons vecteurs des interactions faibles ? Pour cela, on peut regarder les courants conservés. Les courants liés aux matrices de Pauli σ_1 et σ_2 peuvent être recombinés pour donner les courants chargés caractéristiques de l'interaction faible :

$$J_\mu^\pm = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_l & \bar{l} \end{pmatrix}_L \gamma_\mu \frac{\sigma_1 \pm \sigma_2}{2} \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$$

Le courant lié au boson intermédiaire W_μ^3 ne couple que les particules gauches :

$$J_\mu^3 = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_l & \bar{l} \end{pmatrix}_L \gamma_\mu \sigma^3 \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$$

On pourrait croire que l'unification de l'interaction faible et l'interaction électromagnétique est possible en assimilant ce dernier courant au courant électromagnétique. Malheureusement, cela ne marche pas, car il couplerait les neutrinos avec le photon. De plus, il ne fait intervenir que les composantes gauches des champs de matière.

La solution pour unifier les deux interactions a été proposée en premier par S.L. Glashow [2].

Le lagrangien est aussi invariant sous des transformations globales de U(1) quelconque :

$$\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L \longrightarrow exp\left(i\frac{g^{'}}{2}Y_L\omega\right)\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} exp\left(i\frac{g^{'}}{2}Y_L\omega\right)\nu^l \\ \\ exp\left(i\frac{g^{'}}{2}Y_L\omega\right) l \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad l_R \longrightarrow exp\left(\frac{g^{'}}{2}Y_R\omega\right) l_R \tag{1.10}$$

Y_L et Y_R sont les opérateurs générateurs des transformations de ce groupe. ω est une constante et $\mathbf{g}^{'}$ est la constante de couplage associée. La distinction a été faite entre les composantes droites et gauches afin de différencier cette symétrie d'une possible symétrie due au groupe $U(1)_{em}$. L'invariance locale de cette symétrie nécessite donc l'existence d'un nouveau champ B_μ. On voudrait par l'intermédiaire de ce champ retrouver le champ du photon et toutes ses propriétés (couplages avec les leptons et les quarks, pas de couplages avec les neutrinos). Il est clair que le champ B_μ à lui seul ne convient pas, car si l'on ne veut pas de couplage avec les neutrinos, il est nécessaire d'avoir $Y_L = 0$, ce qui impliquerait que l'interaction électromagnétique ne couple que les électrons droits.

On essaye de voir alors si une combinaison linéaire de B_μ et W^3_μ ne remplit pas les conditions précédentes. Suppposons que :

$$W^3_\mu = cZ_\mu + sA_\mu \text{ et } B_\mu = -sZ_\mu + cA_\mu \text{ avec } c = cos\theta_W \text{ et } s = sin\theta_W \tag{1.11}$$

θ_W est un angle de mélange. Le champ A_μ est le champ du photon. Le choix du nombre quantique Y qui est caractéristique de chaque doublet est alors crucial. Y ne peut être la charge électrique car dans le doublet $\begin{pmatrix} \nu^l \\ l \end{pmatrix}_L$ les charges sont différentes.
Le groupe $U(1)_Y$ est choisi de tel sorte que Q soit une combinaison linéaire de Y et T_3 :

$$Q = \alpha T_3 + \beta Y$$

Le choix de α est imposé par l'obligation de retrouver les courants électromagnétiques habituels (en utilisant 1.11) :

- Il n'y a pas de couplage entre le photon et le neutrino, donc :

$$gs + Y_L g' c = 0$$

- les couplages du photon avec l'électron droit et l'électron gauche doit être le même :

$$-gs + Y_L g' c = Y_R g' c$$

On déduit des deux équations précédentes que :

$$Y_R = 2Y_L$$

On reporte cela dans la relation $Q = \alpha T^3 + \beta Y$ pour les électrons :

$$-1 = \beta Y_R \text{ pour } e_R$$

et

$$-1 = -\alpha/2 + \beta Y_L \text{ pour } e_L$$

D'où il résulte que $\alpha = 1$. On choisit alors $\beta = 1/2$ par analogie avec la relation de Gell-Mann-Nishijima.

En conclusion, Y est choisi tel que :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

	ν_l	l_L	l_R	q^1_L	q^1_R	q^2_L	q^2_R
Q	0	-1	-1	2/3	2/3	-1/3	-1/3
T^3	1/2	-1/2	0	1/2	0	-1/2	0
Y	-1	-1	-2	1/3	4/3	1/3	-2/3

Tableau 1.1: *Nombres quantiques associés aux fermions droits et gauches, avec $l = e$, μ, τ et $q^1 = u$, c, t et $q^2 = d$, s, b.*

Y est appelée hypercharge faible. Le tableau 1.1 récapitule les nombres quantiques associés aux fermions droits et gauches. Les quarks ont été introduits avec leurs caractéristiques. Tous les termes du lagrangien sont invariants sous $SU(3)_c$, pour introduire la chromodynamique quantique il faut rajouter dans la dérivée covariante des termes faisant intervenir des champs de jauge pour la couleur :

$$g_s \frac{G^\alpha_\mu \lambda_\alpha}{2} \tag{1.12}$$

Dans le lagrangien total

$$\mathcal{L}^{total} = \mathcal{L}^{(l\nu_l)} + \mathcal{L}^{(q^1 q^2)} + \mathcal{L}(W) + \mathcal{L}(B) + \mathcal{L}(G)$$

il n'y a pas de termes de masse pour les fermions ni pour les bosons de jauge. L'introduction de termes de la forme $m_l \bar{l}_L l_L$ brise explicitement la symétrie $\mathrm{SU}(2)_L$. De même, des termes de la forme $\mathrm{m}^2 \mathrm{Z}^\mu \mathrm{Z}_\mu$ brisent l'invariance $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$, mais aussi rendent la théorie non-renormalisable. Une solution à ce problème est le mécanisme de Higgs qui permettra une brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

1.3 Le champ de Higgs dans le modèle standard

1.3.1 Exemple simple de brisure spontanée de symétrie

Quand un état fondamental de la théorie n'est pas invariant sous une symétrie du lagrangien, on dit qu' il y a brisure spontanée de symétrie. Un exemple très simple d'un tel phénomène est le ferro-magnétisme. Si l'on considère un matériau ferro-magnétique ayant une extension spatiale infinie, alors, le lagrangien qui décrit ce matériau est invariant sous le groupe des rotations. Les états fondamentaux sont en nombre infini, et correspondent aux configurations où tous les spins sont alignés suivant une même direction qui est variable d'un état fondamental à un autre. D'autres exemples, comme la supraconductivité, comportent le même genre d'effet physique.

Nous allons expliquer à l'aide de l'exemple simple d'un champ scalaire réel, le mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Soit Φ un champ scalaire réel, dont le lagrangien est :

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial^\mu \Phi \partial_\mu \Phi - V(\Phi)$$

avec

$$V(\Phi) = -m^2\Phi^2 + \lambda\Phi^4 \ \text{ et } \ \lambda \geq 0$$

Le lagrangien est invariant sous la transformation globale discrète:

$$\mathcal{S} : \Phi \longrightarrow -\Phi$$

Les courbes 1.1 représentent le potentiel V(Φ) en fonction de Φ pour différentes valeurs de m^2 :

- le cas m^2 négatif :
  - le potentiel n'admet qu'un seul minimum défini par

$$\Phi = 0$$

  - l'état fondamental correspondant à cette valeur du champ est encore invariant sous S :

$$\mathcal{S}|0> = |0>$$

- le cas m^2 positif :
  - le potentiel admet 2 minima définis par :

$$\Phi^2 = \frac{m^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$$

  - le vide n'est plus invariant sous la transformation $\mathcal{S}$.

En théorie quantique des champs, le champ Φ est un opérateur quantique. Dans le cas où m^2 est positif, la valeur $\frac{v}{\sqrt{2}}$ correspond en fait à la valeur moyenne sur le vide du champ Φ. En théorie des perturbations, pour extraire le contenu physique et obtenir le spectre de masse, il faut développer le champ Φ autour d'un des états fondamentaux :

$$\Phi = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}}$$

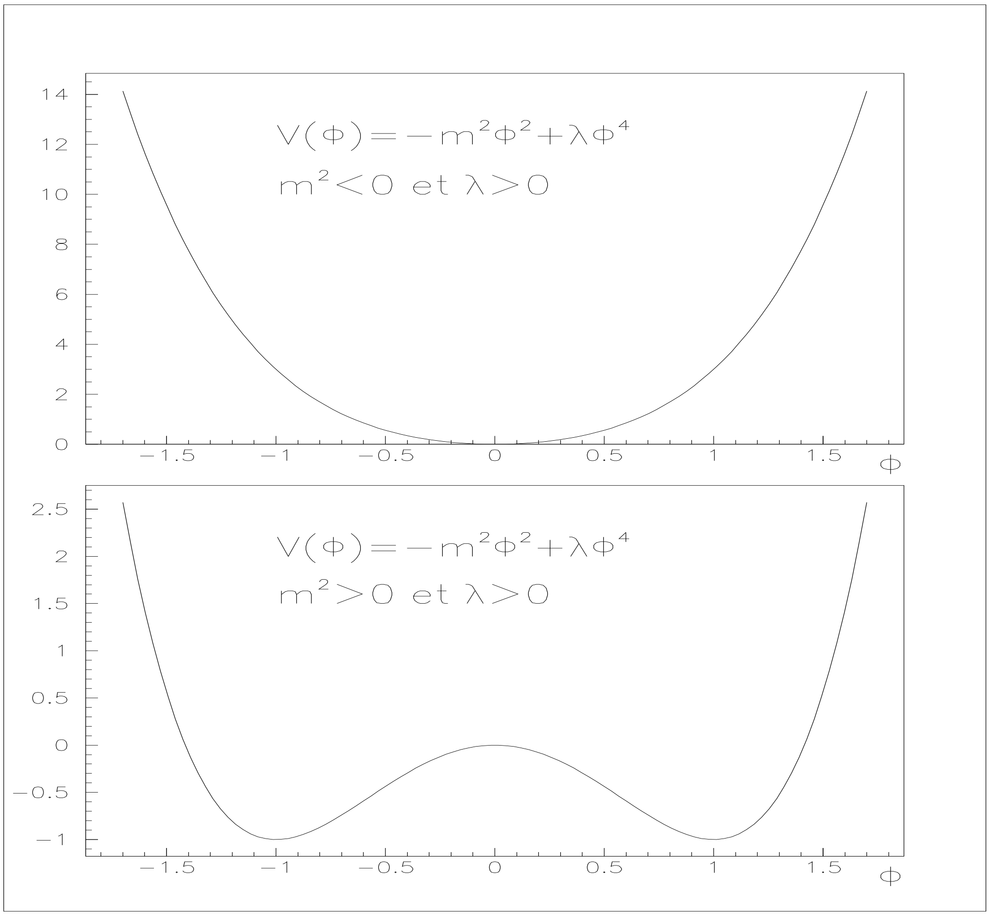


Figure 1.1: *Différents types de potentiel V(Φ).*

Cela correspond aux fluctuations quantiques autour de cet état fondamental. Après développement, il apparait dans le lagrangien un terme du type

$$-\lambda v h^2(x)$$

(avec le bon signe) qui correspond à un terme de masse pour le champ h.

La symétrie qui vient d'être brisée spontanément n'est pas une symétrie locale, nous allons voir dans le chapitre suivant les conséquences de la brisure spontanée d'une symétrie locale. Cependant les principales propriétés de la brisure de symétrie ont été évoquées (fluctuations quantiques autour d'un état fondamental, obtention d'un terme de masse pour le champ h).

1.3.2 Un exemple de brisure spontanée d'une symétrie locale

Nous allons expliquer par quel mécanisme il est possible de procéder à une brisure spontanée d'une symétrie locale afin de donner une masse au boson de jauge vecteur de l'interaction. Nous allons prendre l'exemple le plus simple, celui de la brisure spontanée d'une symétrie U(1).

Considérons le lagrangien :

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial^\mu \Phi^* \partial_\mu \Phi - V(\Phi) \text{ avec } \Phi \text{ un champ scalaire complexe}$$

avec

$$V(\Phi) = -m^2 \Phi^* \Phi + \lambda(\Phi^* \Phi)^2$$

Il est invariant sous des transformations globales U(1) :

$$\Phi \longrightarrow e^{i\alpha}\Phi$$

Si l'on souhaite avoir une invariance locale du lagrangien, il faut introduire le champ de jauge A_μ. Le lagrangien de départ devient donc :

$$\mathcal{L}_\Phi = (\partial^\mu + ieA^\mu)\Phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\Phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\Phi)$$

Pour respecter la symétrie de jauge, le champ de jauge A^μ ne posséde pas de termes de masse.

Dans le cas où m^2 est positif, le potentiel V(Φ) admet une infinité de minima définis par :

$$\Phi^*\Phi = \frac{m^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$$

Les fluctuations autour d'un état fondamental du vide peuvent se paramétriser par :

$$\Phi = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} e^{i\xi(x)/v} \simeq \frac{v + h(x) + i\xi(x)}{\sqrt{2}}$$

où h et ξ sont des champs réels. Le lagrangien $\mathcal{L}_\Phi$ contiendra des termes du type :

$$-\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - v^2\lambda h^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu - evA_\mu\partial^\mu\xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

Il y a donc un terme de masse pour le champ h ($-v^2\lambda h^2$), et plus important, aussi un terme de masse pour le boson de jauge A ($\frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu$). Le champ ξ posséde une masse nulle. L'apparition d'un tel champ a été démontré par Goldstone [?] dans un théorème plus géneral : toute brisure spontanée d'une symétrie continue entraîne l'apparition de champ(s) scalaire(s) de masse(s) nulle(s).

Il faut se poser la question de l'interprétation physique d'un tel champ. On remarque que si l'on pose $W^\mu = A_\mu - \frac{1}{ev}\partial_\mu\xi$ alors les termes quadratiques en les champs A_μ et ξ s'écrivent :

$$\mathcal{L}_{(A_\mu,\xi)} = \frac{1}{2}e^2v^2W_\mu W^\mu$$

Les termes provenant du champ ξ ont disparu. Le fait de choisir la jauge ($A_\mu \to W_\mu$) permet donc d'éliminer ce champ non-physique ξ. On remarque aussi que l'on aurait pu fixer la jauge dès le départ sur le champ Φ :

$$\Phi \longrightarrow \Phi e^{-i\xi/v}$$

Les résultats de physique n'étant pas affectés par le choix de la jauge, le boson de Goldstone n'a donc pas d'existence physique. Il est aussi possible d'expliquer ce mécanisme en comptant les nombres de degrés de liberté avant et après brisure spontanée :

- avant brisure , il y avait deux degrés de liberté correspondant au champ Φ et deux provenant du champ A^μ (champ vectoriel de masse nulle)
- après brisure, en donnant une masse au champ A^μ son nombre de degrés de liberté passe de 2 à 3 : le boson de Goldstone (correspondant à un degré de liberté du champ Φ) est "absorbé" pour donner une polarisation longitudinale au champ de jauge.

Le lagrangien correspond alors au lagrangien d'interaction entre un champ scalaire massif h et un champ vectoriel massif A :

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - v^2\lambda h^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{2}e^2A^2h^2 + ve^2A^2h - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

Le mécanisme qui correspond à l'absorption du boson de Goldstone en fixant la jauge s'appelle le mécanisme de Higgs [4].

1.3.3 La brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Pour briser spontanément la symétrie SU(2), il faut introduire comme champ de Higgs, un champ scalaire complexe Φ doublet pour SU(2):

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial_\mu\Phi^+\partial^\mu\Phi - V(\Phi)$$

avec pour le potentiel :

$$V(\Phi) = -m^2\Phi^+\Phi + \lambda\left(\Phi^+\Phi\right)^2 \text{ avec } m^2 > 0 \text{ et } \lambda > 0$$

Le potentiel V(Φ) admet une infinité de minima définis par $\Phi^+\Phi = \frac{m^2}{2\lambda}$. Après brisure de symétrie et développement du champ autour d'un état fondamental, il est toujours possible (en utilisant l'invariance globale de $\mathcal{L}_\Phi$ sous $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$) d'écrire tout champ Φ de la forme :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} e^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}(x)/v} \tag{1.13}$$

où

$$v^2 = \frac{m^2}{\lambda}$$

Les champs $\theta(x)$ sont trois bosons de Goldstone.

L'invariance locale des interactions faibles pour la symétrie SU(2) impose le remplacement de ∂_μ par la dérivée covariante :

$$\mathrm{D}_\mu = \partial_\mu + ig\frac{W_\mu^a \sigma^a}{2} + i\frac{g^{'}}{2} Y_\Phi B_\mu$$

où Y_Φ est l'hypercharge du doublet Φ.

Le lagrangien total du champ Φ est alors :

$$\mathcal{L}_\Phi = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \tag{1.14}$$

Pour les mêmes raisons que dans le chapitre précédent, en fixant la jauge, il est possible d'absorber le terme $e^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}(x)/v}$ du champ Φ. Le développement pour le lagrangien $\mathcal{L}_\Phi$ donne donc :

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\partial^\mu \mathrm{H}^+ \partial_\mu \mathrm{H}) + (v+H)^2[\frac{g^2}{8}(W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{8}(gW_3 - g^{'} Y_\Phi B)^2] - V(\Phi)$$

C'est-à-dire pour les champ physiques Z, W^-, W^+et A :

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\partial^\mu \mathrm{H}^+ \partial_\mu \mathrm{H}) + (v+H)^2[\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{8cos^2\theta_W}((1+Y_\Phi)Z + (1-Y_\Phi)A)^2] - V(\Phi)$$

On remarque tout d'abord que le choix de l'hypercharge Y_Φ est crucial. Pour laisser le photon sans masse (pas de termes du type $A_\mu A^\mu$), c'est à dire pour que la symétrie $\mathrm{U}(1)_{em}$ ne soit pas brisée, il faut nécessairement que $Y_\Phi = 1$, c'est-à-dire que le boson de Higgs H ait une charge nulle. Le lagrangien devient alors :

$$\mathcal{L}_\Phi = (\partial^\mu \mathrm{H})^+ (\partial_\mu \mathrm{H}) + (v+H)^2 (\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{8cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu + \frac{\lambda}{2}(vH + vH^+ + H^+ H))$$

Les masses des bosons de jauge ne dépendent que des constantes de couplages g et g$'$, ainsi que de la valeur v :

$$\mathrm{m_W} = \sqrt{\frac{g^2 v^2}{4}} \tag{1.15}$$

$$\mathrm{m_Z} = \sqrt{\frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4}} \tag{1.16}$$

Le paramètre

$$\rho = \frac{\mathrm{m}_\mathrm{W}^2}{\mathrm{m}_\mathrm{Z}^2 cos^2\theta_W}$$

est égal à l'unité dans le cadre du modèle standard. La valeur expérimentale est de $\rho = 0.998 \pm 0.007$, ce qui en excellent accord avec la valeur théorique. Cependant, toute théorie qui utilise un ou deux doublets de champs de Higgs donnera de la même façon une valeur de 1 pour ce paramètre.

De plus, la valeur de v *-échelle de brisure spontanée de la symétrie électrofaible-* peut être reliée à la constante de Fermi G_F :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mathrm{G}_F\sqrt{2}}} = 246.22 \ \ \mathrm{GeV}$$

Lors de la brisure de symétrie électrofaible, le boson de Higgs acquiert une masse :

$$\text{termes } \Phi^+\Phi \text{ de } V(\Phi) \ \rightsquigarrow \ m_H^2 \frac{H^+H}{2}$$

avec

$$m_H^2 = 2\lambda v^2$$

Cette masse reste un paramètre libre de la théorie car la valeur du couplage quartique λ est inconnue.

Nous n'avons pas encore décrit le moyen de donner une masse aux fermions de la théorie. Le mécanisme de Higgs permet de le faire par l'intermédiaire d'un lagrangien d'interaction entre le boson de Higgs et les fermions dit lagrangien de Yukawa. Il fait intervenir un nombre minimal de champs.

Pour les leptons, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{lH} = -h_l \begin{pmatrix} \bar{\nu} & \bar{l} \end{pmatrix}_L \Phi l_R \ \ + \ \ \text{conjugué hermitique}$$

Lors de la brisure spontanée de symétrie, on obtient :

$$\mathcal{L}_{lH} = -\frac{v \cdot h_l}{\sqrt{2}}(\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L) - \frac{h_l}{\sqrt{2}}(\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L)H$$

La relation entre le couplage de Yukawa h_l et la masse des leptons est :

$$h_l = \sqrt{2}\,\frac{\mathrm{m}_l}{v}$$

On remarque qu'il n'y pas de terme de masse pour les neutrinos.

Pour donner les masses aux quarks avec le même mécanisme que précédemment on introduit donc des termes de Yukawa du type :

$$\mathcal{L}_{qH} = -h_D \begin{pmatrix} \bar{U} & \bar{D} \end{pmatrix}_L \Phi\, D_R - h_U \begin{pmatrix} \bar{U} & \bar{D} \end{pmatrix}_L (X)\, U_R \ \ + \ \ \text{conjugué hermitique}$$

On remarque qu'il est possible de donner des masses aux quarks de type down. On constate que ce mécanisme ne donnant pas de masses aux particules d'isospin faible $T_3 = 1/2$ (les neutrinos et les quarks de type up), il faut essayer de trouver quel champ doit intervenir à la place de X. On voit rapidement que X ne peut être le champ Φ lui même, car il n'y aurait plus conservation de l'hypercharge :

$$Y_{\bar{U}_L} + Y_\Phi + Y_{U_R} = -\frac{1}{3} + 1 + \frac{4}{3} \neq 0$$

mais qu'un champ d'hypercharge -1 conviendrait. Le choix le plus simple consiste à utiliser le conjugué de charge du champ Φ : $\Phi_c = -i\sigma_2\Phi^*$. Le lagrangien de Yukawa pour les quarks s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{qH} = -h_D \begin{pmatrix} \bar{U} & \bar{D} \end{pmatrix}_L \Phi\, D_R - h_U \begin{pmatrix} \bar{U} & \bar{D} \end{pmatrix}_L \Phi_c\, U_R \; + \; \text{conjugué hermitique}$$

La constante de couplage d'un fermion avec le boson de Higgs est donc proportionelle à la masse du fermion. Nous verrons dans le chapitre sur la phénoménologie du boson de Higgs l'importance de cette propriété.

1.4 Contraintes de masse sur le boson de Higgs du modèle standard

Le modèle standard, ne prédit pas la valeur de la masse du boson de Higgs . C'est donc un paramètre libre de la théorie. Néanmoins, des arguments de stabilité du vide, d'unitarité, de trivialité permettent de donner des limites théoriques à cette masse.

1.4.1 Stabilité du vide

Le potentiel de Higgs est de la forme :

$$V_0(\Phi) = -m^2\Phi^+\Phi + \lambda\left(\Phi^+\Phi\right)^2$$

Si l'on souhaite que le vide de la théorie électrofaible soit stable à toute énergie, il faut que le minimum du potentiel soit un minimum absolu. Par exemple, sur la courbe 1.2 est présenté un potentiel de Higgs comportant une instabilité.

La possible instabilité du potentiel de Higgs est engendrée par les corrections quantiques sur le potentiel $V_0(\Phi)$ [5] [6] :

$$V(\Phi) = V_0(\Phi) + V_{1-loop}$$

A large Φ, à cause de ces corrections, $\frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi}$ peut devenir négatif, ce qui entraîne le type d'instabilité de la figure 1.2 : le potentiel n'a plus de borne inférieure.

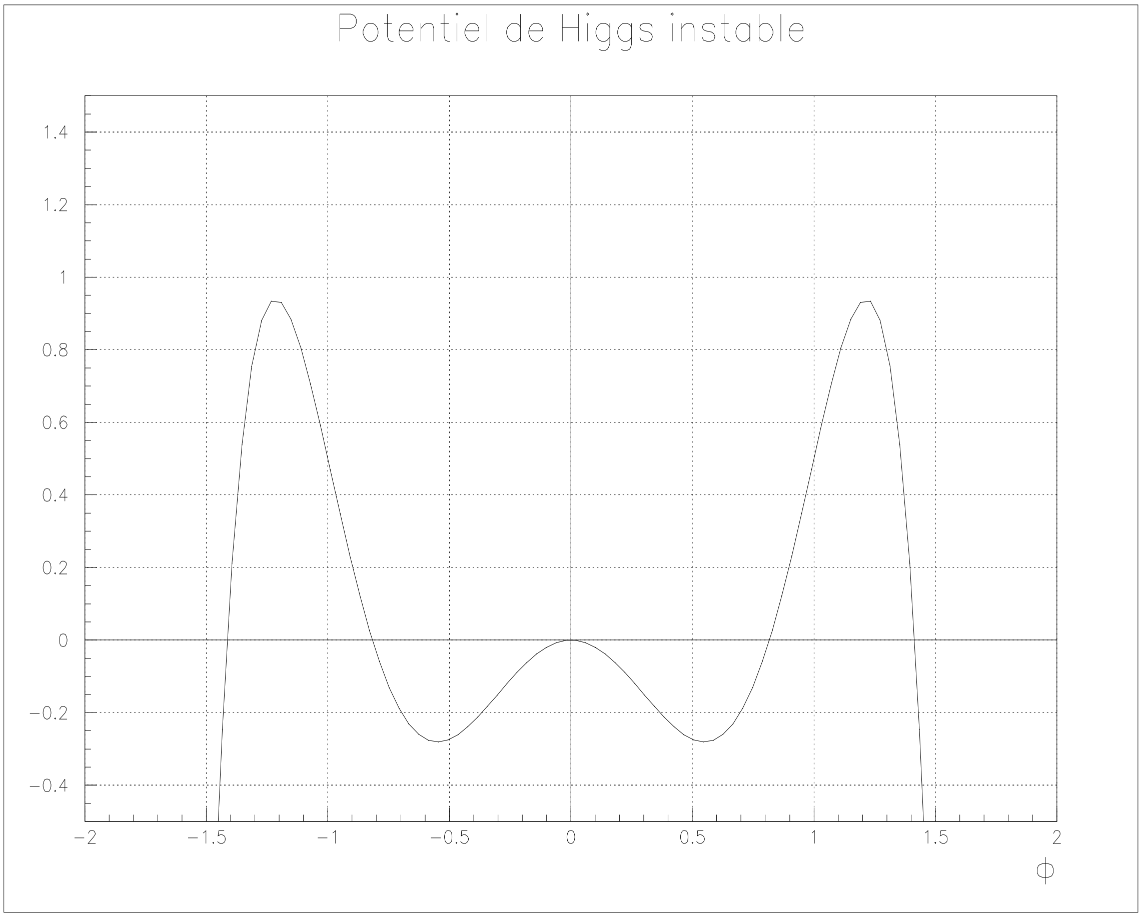


Figure 1.2: *Potentiel de Higgs présentant une instabilité : pas de borne inférieure pour le potentiel.*

Si l'on veut que le minimum reste un minimum absolu, jusqu'à une échelle d'énergie Λ, c'est-à-dire que le modèle standard soit valide jusqu'à cette échelle d'énergie Λ, il faut que le potentiel $\mathrm{V}(\Phi)$, vérifie :

$$\frac{\partial \mathrm{V}(\Phi)}{\partial \Phi} > 0 \text{ pour } 1 \text{ TeV} \leq \, < 0 \mid \Phi \mid 0 > \, \leq \Lambda \;\; (\Lambda \gg \mathrm{m_Z})$$

Cette condition est équivalente [5] à ce que le couplage quartique $\lambda(\mu)$ calculé à l'échelle d'énergie μ vérifie :

$$\lambda(\mu) > 0 \text{ pour } \mu < \Lambda$$

Notons que l'échelle d'énergie Λ correspond à l'échelle d'apparition d'une nouvelle physique.

Les équations du groupe de renormalisation pour le couplage quartique λ donnent à l'ordre d'une boucle :

$$\frac{d\lambda(t)}{dt} = \frac{1}{16\pi^2}\left[12\lambda^2 + 6\lambda h_{top}^2 - 3h_{top}^4 + \frac{3}{2}\lambda(3g^2 + g^{'2}) + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g^{'2})^2)\right]$$

où $h_{top} = \sqrt{2}m_{top}/v$ est le couplage de Yukawa du quark top et $t = log(\frac{\Lambda^2}{v^2})$. Plus le quark top est lourd, plus le terme h_{top} prend de l'importance. En intégrant l'équation précédente entre la valeur v correspondant à l'échelle de brisure spontanée de la symétrie électrofaible et Λ l'échelle supposée de la nouvelle physique, on obtient les courbes de la figure 1.3 qui représentent la valeur du couplage λ en fonction de l'échelle Λ pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs.

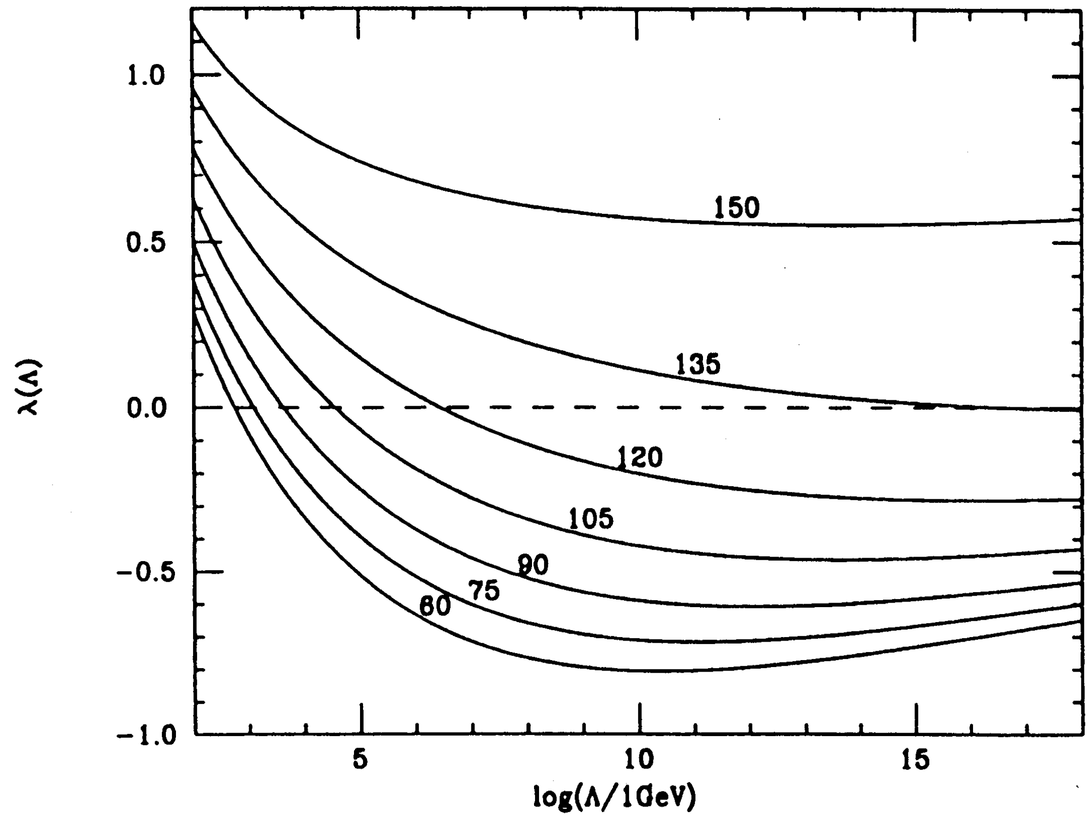


Figure 1.3: *Valeur du couplage quartique en fonction de la valeur de Λ pour différentes hypothèses de masse pour le boson de Higgs. La masse du quark top est prise égale à 174 GeV/c^2 [5].*

On constate sur cette figure qu'une limite inférieure peut alors être déduite de la condition de stabilité. Par exemple, pour Λ de l'ordre de $10^{16} - 10^{19}$ GeV, $m_H \geq 135$ GeV/c^2 [5] [6]. La courbe 1.4 donne la valeur de cette limite en fonction de la masse du quark top, pour différentes valeurs de l'échelle Λ d'apparition de la nouvelle physique.

Il faut remarquer que ces limites dues à la condition de stabilité peuvent être sensiblement réduites si l'on croit que le vide est dans un état métastable (Linde et al.). Dans ce cas, le potentiel de Higgs peut posséder un minimum plus bas que le minimum électrofaible. Alors, des transitions par des fluctuations thermiques ou par effet tunnel ne sont pas exclues. De nouvelles limites apparaissent si l'on demande qu'il n'y ait pas de telles transitions à température finie. Ces limites sont moins restrictives et peuvent même disparaître. Néanmoins, ces conditions de métastabilité dépendent d'hypothèses cosmologiques qui vont au delà du cadre de cette thèse, c'est pourquoi, les limites que nous considérerons sont celles dont nous avons parlé plus précisément.

1.4.2 Trivialité-pôle de Landau

Une autre limite, cette fois-ci une limite supérieure, peut être déduite de propriétés du potentiel de Higgs et plus particulièrement du couplage λ.

En effet, ce couplage croît indéfiniment en fonction de l'énergie. La nécessité de conserver un couplage faible au moins jusqu'à une échelle d'énergie Λ (nouvelle physique) :

$$\frac{\lambda(\Lambda)}{4\pi} \leq 1$$

impose des contraintes sur la masse du boson de Higgs par l'intermédiaire de la relation $\mathrm{m}_H^2 = 2\lambda(v)v^2$ et de l'utilisation des équations du groupe de renormalisation. Il est possible de voir simplement cette croissance du couplage en utilisant l'équation du groupe de renormalisation du couplage λ commentée dans le paragraphe précédent et en négligeant les termes venant du quark top :

$$\frac{d\lambda(t)}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2}$$

Il est alors possible d'obtenir une équation simple qui rend compte du passage de l'échelle d'énergie électrofaible v à une échelle Q :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3\lambda(v)}{4\pi^2} Ln \frac{Q^2}{v^2}}$$

Pour une valeur Q_L dite pôle de Landau, $\lambda(Q)$ est infini.

$$Q_L^2 = v^2 e^{\frac{4\pi^2}{3\lambda(v)}}$$

Cette échelle Q_L correspond, en pratique, assez bien à l'échelle Λ pour laquelle le système commence à interagir fortement ($\frac{\lambda(\Lambda)}{4\pi} > 1$).

Il y a alors deux solutions :

- soit $\lambda(v) = 0$, dans ce cas la théorie est dite triviale (théorie sans couplage)
- si $\lambda(v) \neq 0$, on demande que la théorie ait un sens jusqu'à une échelle Λ inférieure au pôle. La condition $Q_L > \Lambda$ impose une limite supérieure sur $\lambda(v)$ et donc sur la masse du boson de Higgs ($\mathrm{m}_H^2 = 2\lambda(v)v^2$). On note que plus Λ est grand plus cette limite supérieure est petite.

L'approximation qui consiste à négliger les termes en h_{top} n'est plus valide pour des hautes valeurs de m_{top}. La figure 1.4 donne ces limites en fonction de la masse du quark top, pour différentes échelles d'énergie.

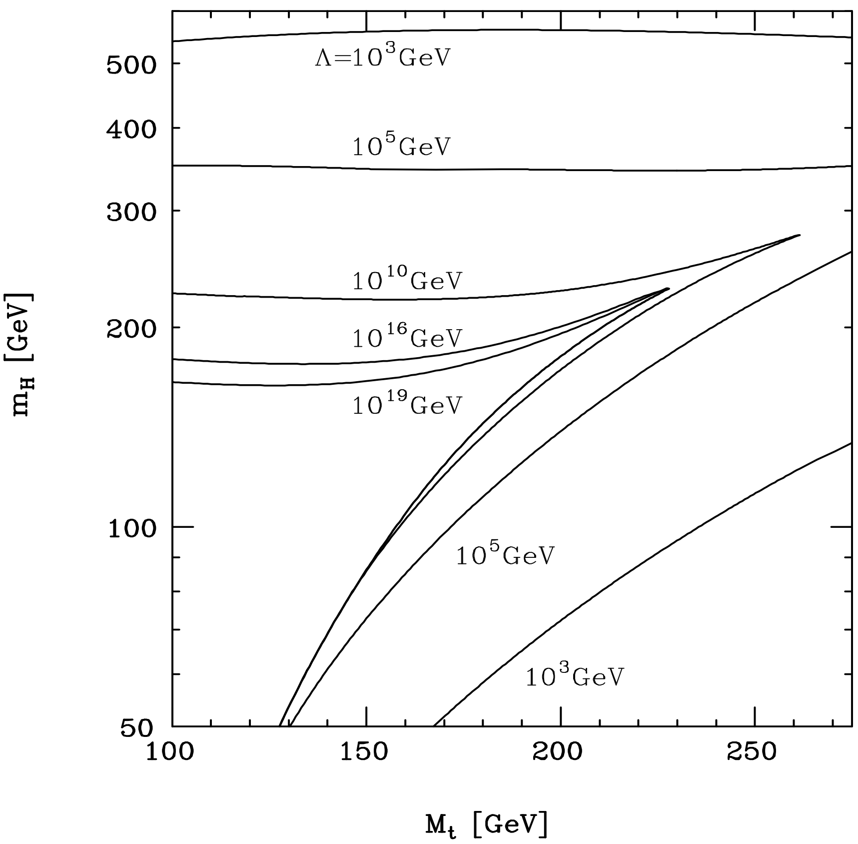


Figure 1.4: *Les régions permises par les contraintes de stabilité et de trivialité pour différentes valeurs de l'échelle d'énergie* Λ.

1.4.3 Conséquences des limites

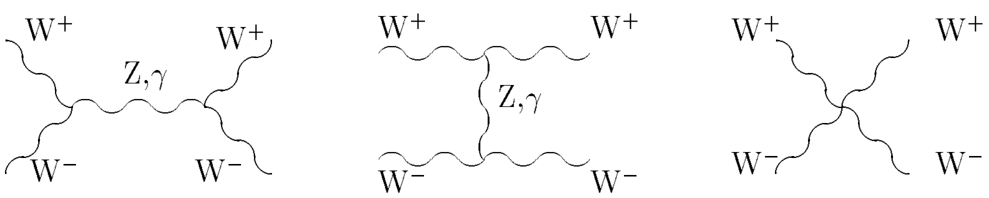
La figure 1.4 implique deux conséquences importantes sur la physique du boson de Higgs . Si l'on tient compte de la masse du quark top de CDF et D0 ($m_{top} = 180 \pm 12$ GeV/c^2 , on peut remarquer alors que :

- si l'on découvre un boson de Higgs léger compatible avec le modèle standard $m_H \leq \sim 80 - 90$ GeV/c^2), cela voudra dire que celui-ci n'est valide que jusqu'à un échelle d'énergie Λ de l'ordre du TeV.

- si le modèle standard est valable jusqu'à un échelle d'énergie Λ de l'ordre de la masse de grande unification ($M_{GUT} \sim 10^{15}$), alors, la fenêtre possible pour la masse du boson de Higgs est très petite. Nous verrons cependant que la validité du modèle standard jusqu'à ces échelles d'énergie semble compromise par certains problèmes théoriques (paragraphe 1.4.5).

1.4.4 Unitarité

La diffusion de bosons W polarisés longitudinalement viole l'unitarité, si l'on n'a pas de boson de Higgs [7]. En effet, sans l'existence du boson de Higgs , cette diffusion est contrôlée par les diagrammes de Feynman suivants :

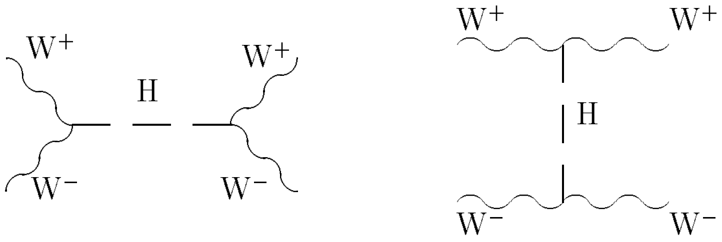


Le calcul de la section efficace de ce processus de diffusion donne :

$$\sigma(WW \rightarrow WW) \propto s$$

ce qui viole l'unitarité.

S'il existe un boson de Higgs d'autres transitions sont possibles faisant intervenir les processus physique suivants :



La limite d'unitarité n'est alors respectée que si le boson de Higgs a une masse inférieure à 1 TeV/c^2 environ. Les diffusions HZ, HH permettent de donner des limites encore plus restrictives ($\sim$ 700 GeV/c^2) [7].

1.4.5 Le problème de la hiérarchie des échelles

Les corrections à l'ordre d'une boucle du propagateur du boson de Higgs sont quadratiquement divergentes :

$$\delta m_H^2 \approx \frac{\lambda}{2} \int \frac{d^4k}{k^2 - m_H^2}$$

Lorsque l'on calcule cette intégrale avec un cut-off Λ, on obtient $\delta m_H^2 \sim \lambda\Lambda^2$. Nous avons évoqué précédemment la possibilité que le modèle standard soit valide jusqu'à une énergie de l'ordre de la masse de grande unification (ou même la masse de Planck). Donc, pour $\Lambda \sim M_{GUT}$ ou $M_{\wp}$, les corrections δm_H^2 sont infiniment supérieures à la masse du boson de Higgs (≤ 1 TeV). Il en résulte que cette masse ne peut être que le résultat d'un ajustement trés fin et peu naturel (de l'ordre de 10^{-31}!) : c'est le problème de naturalité. Plusieurs types de solutions ont été proposés afin de remédier à ce problème :

- au lieu d'utiliser des champs scalaires pour le potentiel de Higgs, on peut introduire un boson de Higgs composé d'un nouveau type de fermions qui interagissent avec une nouvelle force. Ce sont les théories **technicouleurs**.
- on conserve les champs scalaires mais on introduit une nouvelle symétrie entre les fermions et les bosons : chaque fermion a un partenaire bosonique et vice-verca. Ce sont les théories **supersymétriques**. Il n'y a plus de divergences quadratiques dans le propagateur du boson de Higgs car les contributions des boucles responsables de ces divergences s'annulent avec celles des boucles dues aux nouvelles particules.

Néanmoins, la plupart des théories **technicouleurs** rencontrent des problèmes lorsqu'elles sont confrontées au mesure de précision faites au L.E.P [?]. Pour le moment les théories **supersymétriques** conservent les valeurs de ces tests de précisions.

L'annexe B présente le modèle le plus simple faisant intervenir de la supersymétrie, le modèle standard minimal supersymétrique (MSSM) et plus particulièrement le secteur des bosons de Higgs qui est plus riche que dans le modèle standard. On verra alors dans cette annexe que les contraintes éventuelles sur la masse du boson de Higgs le plus léger seront plus restrictives que dans le cadre du modèle standard.

Chapitre 2

Phénoménologie du boson de Higgs

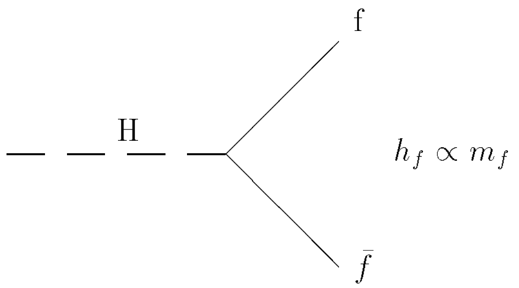
Les analyses de recherche du boson de Higgs reposent sur ses propriétés de désintégration et sur le mode de production de cette particule. C'est pourquoi, nous présenterons d'abord les canaux de désintégration possibles du boson de Higgs du modèle standard pour les régions de masses accessibles à LEP100 ($m_H \leq 60\mathrm{GeV}/c^2$) et LEP200 ($m_H \leq 110\mathrm{GeV}/c^2$).

Ensuite, la principale source de production du boson de Higgs avec une machine e^+e^-, le processus de Bjorken, sera exposée.

Enfin, les signatures expérimentales traduisant les caractéristiques précédentes seront évoquées en mettant l'accent sur la canal qui fait l'objet de cette thèse : le canal neutrino.

2.1 Les modes de désintégration du boson de Higgs

2.1.1 Désintégration $\mathrm{H} \to \mathrm{f\bar{f}}$



Le couplage du boson de Higgs aux fermions est proportionnel à la masse des fermions.

Il en résulte que, dans le cas où le boson de Higgs ne se désintégre qu'en paires de fermions, il le fera préférentiellement en la paire de fermions la plus lourde accessible cinématiquement. La largeur de désintégration en paire de fermions s'écrit :

$$\Gamma^0(H \to f\bar{f}) = m_f^2 \frac{N_c(G_F\sqrt{2})}{8\pi} m_H(1 - 4m_f^2/m_H^2)^{3/2}$$

Donc, toujours dans l'hypothèse de désintégration uniquement en paires de fermions (sauf la paire $t\bar{t}$), les rapports d'embranchement sont les suivants :

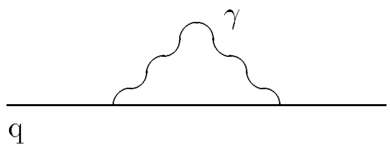
$$Br(H \to b\bar{b}) = 87,3\% \ , \quad Br(H \to c\bar{c}) = 8,5\% \ \text{ et } \ Br(H \to \tau^+\tau^-) = 4,2\%$$

Les masses que l'on a utilisées pour les quarks b,c et le lepton τ sont : m_b = 4,7 GeV/c^2 , m_c = 1,45 GeV/c^2 et m_τ = 1,777 GeV/c^2 . Pour les quarks, les masses utilisées correspondent à un calcul obtenu en utilisant des régles de somme de la chromodynamique quantique [14].

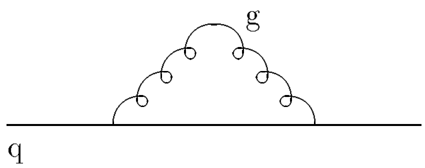
Ces rapports d'embranchement sont sujets à de multiples corrections.

Corrections dues aux *running* masses

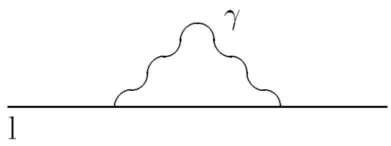
Comme les quarks sont confinés, il n'y a pas de façon naturelle de définir la masse de ces particules. En utilisant la chromodynamique quantique, on peut définir une masse pour les quarks qui dépend (comme les constantes de couplages) de l'énergie caractéristique du processus physique en jeu. Nous avons précisé des masses utilisées pour calculer les rapports de branchement qui ne dépendaient pas de l'énergie. Il serait plus naturel d'évaluer les masses des quarks à une échelle voisine de celle de la masse du boson de Higgs m_H. Cette dépendance provient surtout d'effets de chromodynamique quantique (boucles de gluons) et légèrement d'effets électrofaibles :



et



Pour les leptons, la dépendance de la masse en fonction de m_H ne provient que d'effets électrofaibles :



m$_H$[GeV/c^2]	m$_b(m_H)$[GeV/c^2]	m$_c(m_H)$[GeV/c^2]
50	2.89	0.51
60	2.84	0.50
70	2.80	0.50
80	2.77	0.49
90	2.74	0.48
100	2.71	0.48

Tableau 2.1: *$m_b(m_H)$ et $m_c(m_H)$ évaluées à m_H avec $\alpha_S(m_Z)$ = 0.123.*

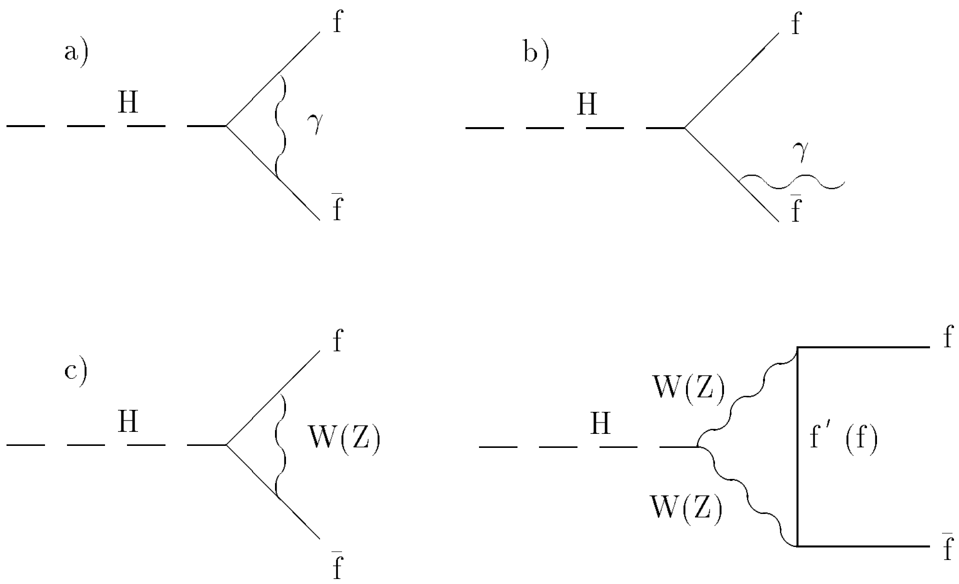


Figure 2.1: *Exemples de diagrammes de Feynman intervenant dans les corrections radiatives électrofaibles : a) échange d'un photon, b) bremsstrahlung d'un photon, c) corrections faibles*

Le tableau 2.1 résume la dépendance en fontion de m$_H$ des masses m$_b(m_H)$ et m$_c(m_H)$ [19]. Pour les leptons l'effet est moins spectaculaire (au niveau du %).

Corrections radiatives sur le vertex Hf$\bar{\text{f}}$

L'influence des corrections radiatives électrofaibles et QCD sur la largeur de désintégration du boson de Higgs en une paire de fermions se paramétrise comme suit [16] :

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \Gamma^0(H \to f\bar{f})_{m_f(m_H)} \times f_{QCD}(m_f, \alpha_S, m_H) \times f_{EW}(m_f, \alpha, m_H)$$

Les corrections radiatives électrofaibles proviennent des diagrammes du type de la figure 2.1. Il est possible de séparer l'effet en une partie électromagnétique et une partie

m_H = 80 GeV

Mode	masse "nue"	$m_f \to m_f(m_H)$	$m_f \to m_f(m_H)$ + QCD + EW
H $\to$ bb	87.3	85.5	87.6
H $\to \tau^+\tau^-$	4.2	11.8	9.6
H $\to$ c$\bar{c}$	8.5	2.7	2.8

Tableau 2.2: *Effet des* running *masses et des corrections radiatives sur les rapports d'embranchement.*

faible :

$$f_{EW} = 1 + \Delta_{Faible} + \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \Delta_{em}$$

où Q_f est la charge électrique du fermion et $\Delta_{em} = \delta_{em} + \delta_{brems}$.

De plus, pour les quarks, il faut tenir compte des corrections QCD. En première approximation, elles sont du type :

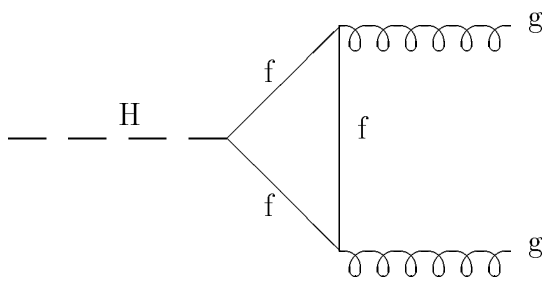
$$f_{QCD} = 1 + \frac{\alpha_S(m_H)}{\pi} C_f \Delta_{em}$$

Il y a donc des échanges de gluon et des gluons de bremsstrahlung. Il est cependant nécessaire pour la partie QCD de pousser les corrections jusqu'à l'ordre de deux boucles afin d'éviter que $\Gamma(H \to q\bar{q})$ ne devienne négative pour certains quarks [16].

Le tableau 2.2 montre l'effet du changement d'échelle pour les masses des fermions et l'effet des corrections radiatives sur les rapports d'embranchement, pour m_H = 80 GeV/c^2 . Le changement principal correspond au canal H $\to \tau^+\tau^-$ qui devient plus important que le canal H $\to$ c$\bar{c}$. On constate de plus que le canal H $\to$ b$\bar{b}$ reste prépondérant.

2.1.2 Désintégration H $\to$ gg

Un autre canal possible pour le boson de Higgs est la désintégration en deux gluons :



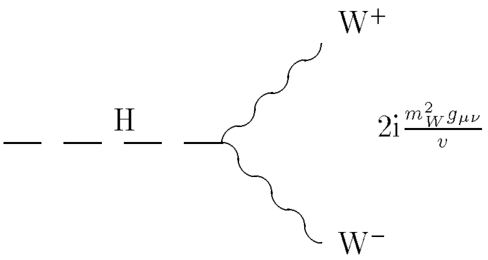
Un calcul de la largeur partielle correspondant à ce processus en se plaçant dans l'hypothèse d'un boson de Higgs plus léger que le quark top ($m_H \leq$ 110-120 GeV/c^2) donne :

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{\alpha_S^2(m_H) G_F m_H^3}{36\pi^2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{7}{60}\frac{m_H^2}{m_{top}^2} + O(\frac{m_H^4}{m_{top}^4})\right)$$

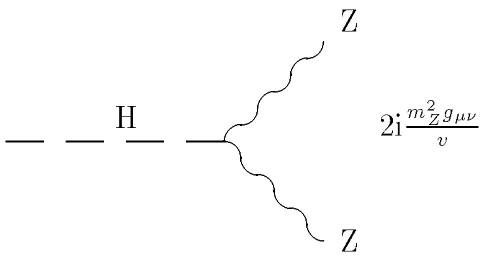
La dépendance en m_H implique que cette désintégration est favorisée quand la masse du boson de Higgs augmente. Cependant, à partir du moment où la masse de cette particule se rapproche sensiblement ou est plus grande que la masse du quark top (recherche du Higgs à L.H.C.), la formule précédente n'est plus valable et un calcul complet s'avère nécessaire. Pour les régions de masse accessibles au LEP, le rapport d'embranchement est toujours inférieur à 10%.

2.1.3 Désintégrations H $\to$ W$^+$W$^-$et H $\to$ ZZ

Pour des bosons de Higgs de masse supérieure à 100 GeV/c^2 , un autre mode de désintégration apparaît : les désintégrations en paires de W et de Z. Les diagrammes à l'ordre le plus bas correspondants sont les suivants :



et



Les processus H $\to$ W*W* et H $\to$ Z*Z* sont presque négligeables pour la zone de masse accessible à LEP100 et LEP200. Il n'en sera pas de même pour les futures recherches au L.H.C. L'influence à LEP200 est visible pour les régions de masse du boson de Higgs supérieures à 100 GeV/c^2 : la largeur de désintégration du boson de Higgs en deux quarks b à tendance à baisser.

2.1.4 Résumé des rapports d'embranchement du boson de Higgs

La figure 2.2 montre les différents rapports d'embranchement du boson de Higgs ([19]) en tenant compte de toutes les corrections et de tous les canaux possibles de désintégration. On constate que pour les régions de masse accessibles à LEP100 et LEP200, le boson de Higgs se désintègrera à 80-90% en une paire de quarks b.

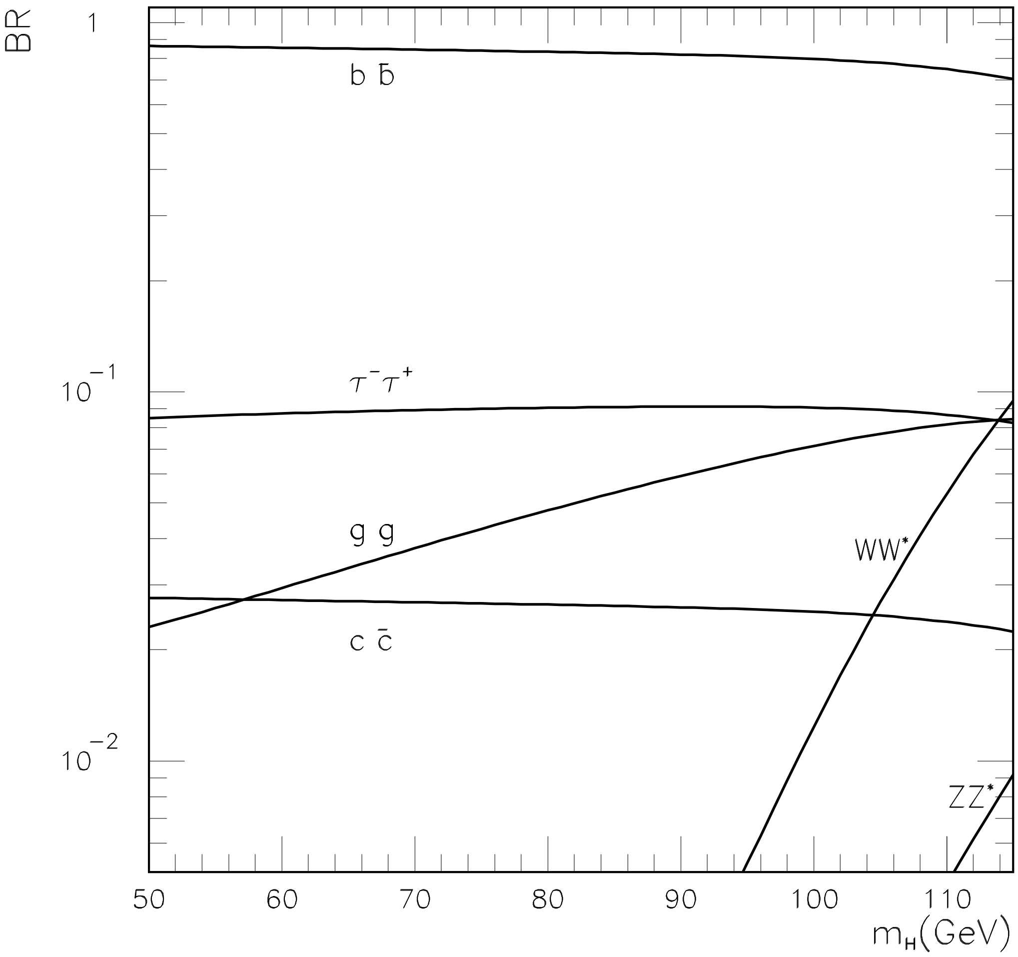


Figure 2.2: *Rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse [19].*

2.2 La production du boson de Higgs au L.E.P.

Les modes de production du boson de Higgs les plus importants aux énergies du LEP et pour les masses considérées dans cette thèse sont les processus où le boson de Higgs est produit en association soit avec un photon (production Hγ), soit avec un boson Z (processus de Bjorken). Cependant, le processus de production Hγ est négligeable à LEP100 par rapport au processus de Bjorken, pour des bosons de Higgs de masse inférieure à 60 GeV/c^2 (des analyses ayant néanmoins été effectuées ([13]) dans DELPHI). A LEP200, le processus Hγ souffre de l'existence d'un bruit de fond particulièrement dangereux : le processus $f\bar{f}n\gamma$ qui aura une section efficace importante (voir chapitre 7). Nous présenterons uniquement dans ce chapitre le processus de Bjorken et ses caractéristiques.

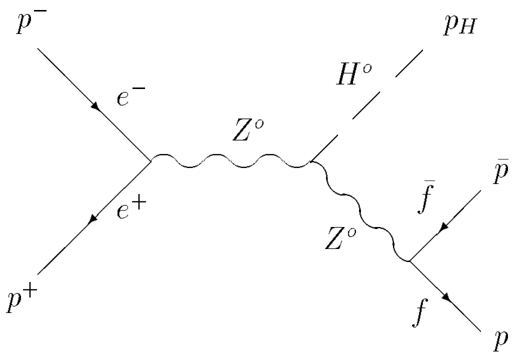
2.2.1 Le processus de Bjorken

Le processus de Bjorken ([12]) est lié à l'apparition dans la construction du modèle standard du vertex $Z^oZ^oH^o$. Dans le cadre du M.S.S.M., ce vertex existe encore mais la constante de couplage associée vérifie la relation :

$$g_{ZZh} = g_{ZZH_{SM}} sin^2(\beta - \alpha)$$

On pourra donc effectuer les recherches du boson de Higgs sans anticiper sur le modèle choisi, en utilisant comme analyse de départ, celle effectuée avec l'hypothèse du modèle standard.

Le processus de Bjorken correspond au diagramme de Feynman suivant :



Le calcul de la section efficace de ce processus est effectué en annexe A. On obtient :

$$\sigma^0_{born}(s) = \mathcal{C}\frac{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)}{3 \times 2^7(2\pi)^3}\left(\frac{4\pi\alpha}{sin^2\theta_W cos^2\theta_W}\right)^3 \frac{\mu^2_{Z^o}}{s((1-\mu_Z^2)^2 + \mu^2_{Z^o}\gamma^2_{Z^o})}\int_{x_0}^{x_1}\mathcal{F}(x)$$

avec

$$x_0 = 2\mu_H \ , \ \ x_1 = 1 + \mu_H^2 - 4\mu_f^2 \ \text{ et } \ \mathcal{F}(x) = \frac{\sqrt{x^2 - 4\mu_H^2}(1 - x + \frac{x^2}{12} + \frac{2}{3}\mu_H^2)}{1 - x + \mu_H^2 - \mu^2_{Z^o} + \mu^2_{Z^o}\gamma^2_{Z^o}}$$

Qualitativement, on constate que cette section efficace de production possèdera deux singularités dues à des effets de propagateurs :

- pour $\sqrt{s} = m_Z$, le premier Z est produit sur sa couche de masse,
- pour une énergie dans le centre de masse supérieure à la masse du boson Z qui dépend cette fois-ci de la massse du boson de Higgs (deuxième propagateur dans $\mathcal{F}$(x)). C'est le deuxième boson Z qui est alors produit préférentiellement sur sa couche de masse.

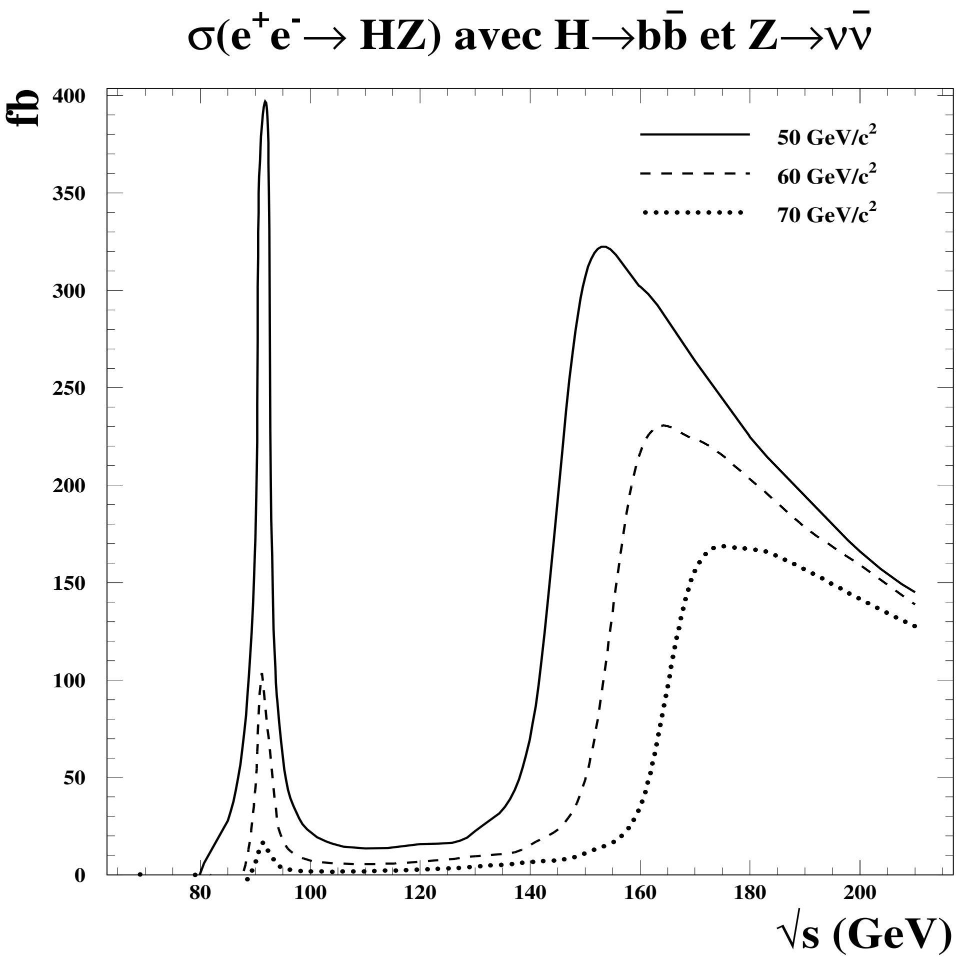


Figure 2.3: *Section efficace de production du boson de Higgs pour le processus de Bjorken dans le canal neutrino pour* m_H *= 50,60,70 GeV/*c^2 *en fonction de* $\sqrt{s}$ *(sans corrections ISR).*

Les résultats de la figure 2.3 ne tiennent pas compte de la possible radiation de photons par les électrons initiaux. On remarque les deux singularités prévues. Ces radiations demandent un traitement particulier qui est l'objet du paragraphe suivant.

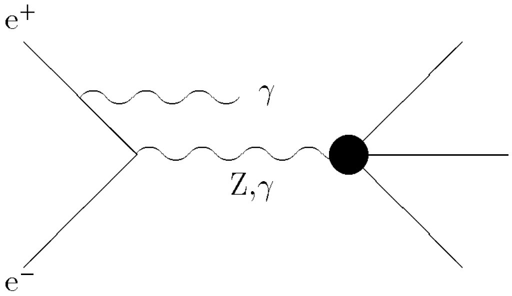
2.2.2 Les radiations de photons dans l'état initial

Les radiations de photons dans l'état initial (ISR) peuvent considérablement changer les sections efficaces de production des processus physiques pour une machine e^+e^-.

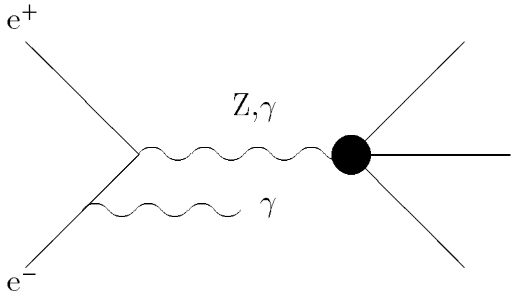
Elles apparaissent pour n'importe quel processus physique produit par la collision des électrons. Il faut absolument les considérer car elles ont un effet direct sur les calculs de sections efficaces et donc sur les nombres d'événements attendus pour une analyse de physique donnée, mais aussi sur certaines distributions de variables cinématiques. Elles sont d'autant plus importantes que le processus physique étudié a une section efficace de production variant brusquement avec l'énergie. Ce dernier point est essentiel pour la recherche du boson de Higgs, puisque la section efficace de production du boson de Higgs par le processus de Bjorken possède une dépendance importante en fonction de l'énergie dans le centre de masse (figure 2.3).

Il est possible de les regrouper en deux types :

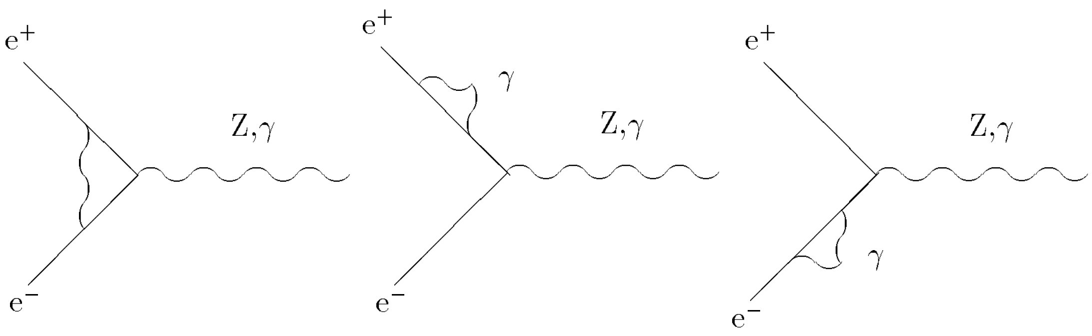
- les radiations de photons "réels" :



et



- les échanges de photons virtuels :



Pour avoir la section efficace d'un processus comme le processus de Bjorken, il faut convoluer la section efficace σ^0_{born} que nous avons calculée avec une fonction de radiation G(x) qui inclut les effets des ISR : cette fonction de radiation tient compte du fait que l'énergie disponible après émission d'un photon de radiation n'est plus la même qu'avant la radiation, elle tient compte aussi du changement de direction des électrons initiaux aprés ISR. Le calcul de cette fonction G(x) a été effectué à l'ordre de deux boucles [15].

La convolution porte sur toutes les énergies accessibles après bremsstrahlung :

$$\sigma_{born} = \int_{z_0}^{1} G(z)\sigma^0_{born}(zs)dz$$

avec $z = s^{'}/s$, $z_0 = m_H^2/s$, s (resp. $s^{'}$ étant l'énergie dans le centre de masse disponible avant (resp. après) ISR et G(z) étant la somme des contributions dues aux radiations de photons réels et virtuels. L'effet est très important comme on peut le constater sur la figure 2.4 qui représente les corrections sur la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse initiale pour une masse de boson de Higgs de 50 GeV/c^2 .

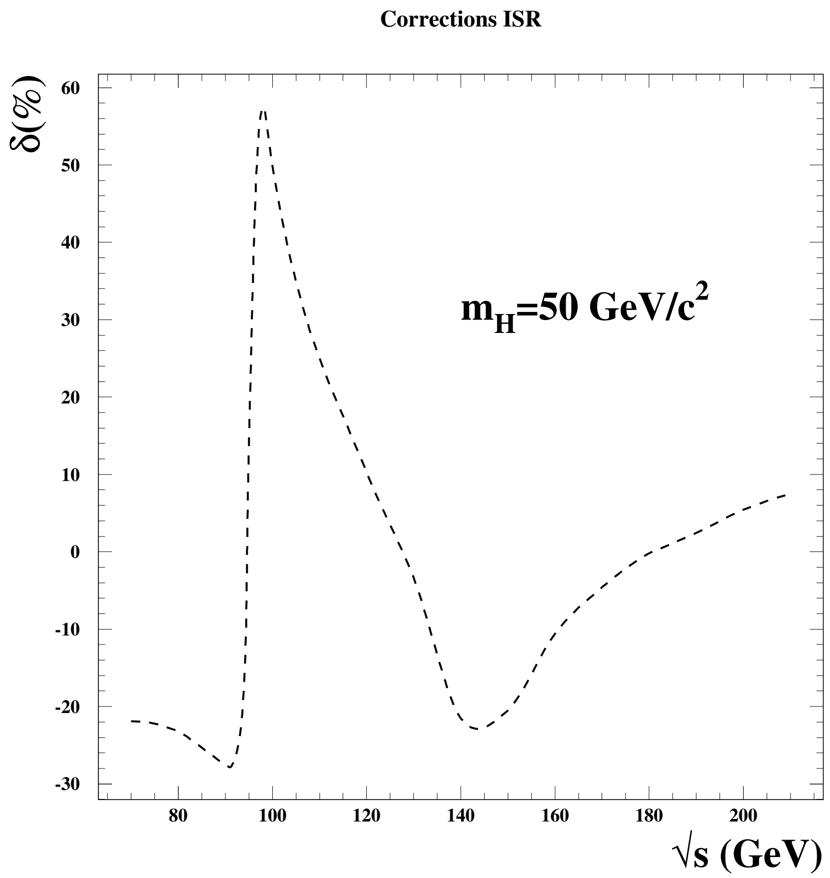


Figure 2.4: *Effets des corrections sur la section efficace de Bjorken pour un boson de Higgs de masse 50 GeV/c^2 en fonction de $\sqrt{s}$.*

Il est possible d'expliquer les principaux effets des corrections ISR visibles sur cette figure :

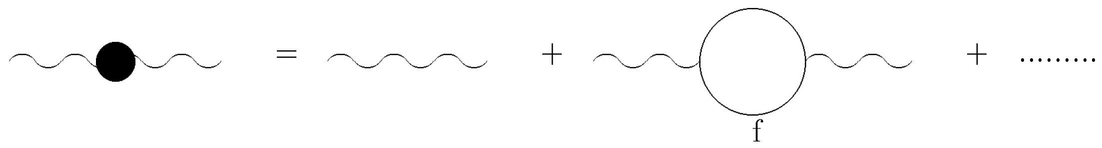
- pour $\sqrt{s} \leq \mathrm{m}_Z$, l'effet est négatif et ne dépend pas de la masse du boson de Higgs . Il est dû au fait que les photons emportant une partie des énergies des électrons primaires, tendent à baisser sensiblement l'énergie dans le centre de masse fournie pour produire la réaction. Alors, l'effet du premier propagateur du boson Z pour le processus de Bjorken va faire baisser la section efficace.
- pour $\sqrt{s} \geq \mathrm{m}_Z + \epsilon$, c'est l'effet inverse qui se produit, les photons ont tendance à ramener l'énergie dans le centre de masse vers la valeur de m_Z et donc l'effet du premier propagateur est cette fois-ci positif et très important.
- pour $\sqrt{s} \geq \mathrm{m}_Z + \sqrt{2}\mathrm{m}_H$ [20], c'est le deuxième propagateur (celui dans $\mathcal{F}(\mathrm{x})$) qui conduit la section efficace. L'effet sera donc négatif et la position du deuxième pic négatif dépendra de la masse du boson de Higgs.
- pour $\sqrt{s} \gg \mathrm{m}_Z$, au delà du deuxième pic, il n'y a plus d'effet de propagateur et les corrections augmentent en fonction de $\sqrt{s}$.

2.2.3 les corrections radiatives électrofaibles

L'effet des corrections électrofaibles étant moins important que celui des ISR (de l'ordre de quelques %), ce paragraphe présente les types de corrections auxquelles il faut s'attendre, sans préciser les effets quantitatifs sur la section efficace.

Il est possible de les regrouper en deux sortes :

- les corrections sur les propagateurs du boson Z ou du photon :



l'inclusion de ces corrections s'appelle I.B.A pour Improved Born approximation. Il est possible de les réabsorber en utilisant des paramètres effectifs pour la constante de couplage α de l'interaction faible et pour l'angle de mélange de Weinberg $sin^2\theta_W$:

$$\alpha \to \bar{\alpha} = \alpha(m_Z)$$

$$sin^2\theta_W \to sin^2\bar{\theta}_W = sin^2\theta_W + cos^2\theta_W \Delta\rho$$

avec

$$\Delta\rho = \frac{3G_F M_{top}^2}{8\pi^2\sqrt{2}}$$

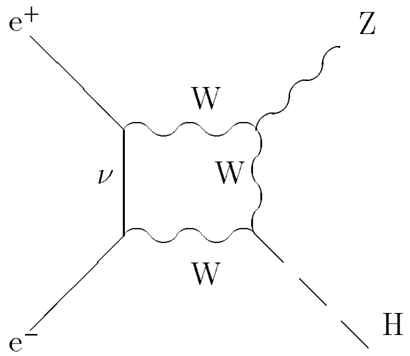
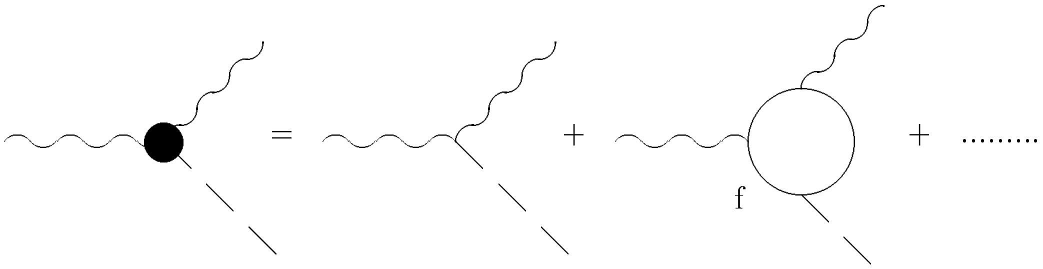


Figure 2.5: *Diagrammes en boîte.*

- les corrections du vertex HZZ dues aux quarks lourds [21] :



Il est possible d'inclure ces corrections dans le calcul de la section efficace en la multipliant par un facteur (1-$\frac{8}{3}\Delta\rho$). Cela correspond à renormaliser le vertex HZZ.

Ces deux corrections se traduisent sur la section efficace par :

$$\sigma^0_{IBA}(s) = \frac{G_F^2(\bar{v}_e^2+1)m_Z^3\Gamma_Z}{96\pi^2 s}\frac{m_Z^2/s}{(1-m_Z^2/s)^2+b^2}(1+2\Delta\rho)(1-\frac{8}{3}\Delta\rho)\int_{x_0}^{x_1} dx\mathcal{F}(x)$$

avec b = $m_z\Gamma_Z/s$ et $\bar{v_e} = 4sin^2\bar{\theta}_W - 1$

La convolution de σ^0_{IBA} avec la fonction de radiation G(x) nous donne la section efficace totale σ_{IBA}.

Il faut noter que les corrections radiatives I.B.A. ne correspondent pas à toutes les corrections radiatives à une boucle [17]. Des diagrammes en boîte du type de la figure 2.5 peuvent interférer avec le processus de Bjorken. Cependant, à LEP100, le processus de Bjorken bénéficie du fait que le premier boson Z est produit sur sa couche de masse (effet de propagateur). Les contributions les plus importantes proviendront alors des corrections sur le propagateur du premier boson Z qui sont inclues dans I.B.A. C'est pourquoi, pour LEP100, l'approximation I.B.A., est en bon accord avec le calcul complet des corrections à une boucle [17].

Le problème est différent à LEP200, où le premier boson Z n'est plus sur sa couche de masse, donc les corrections sur le propagateur sont moins importantes. Les contributions des diagrammes du type de la figure 2.5 au processus $e^+e^- \to HZ$ ne sont par conséquent plus négligeables [18].

2.2.4 Les sections efficaces

La section efficace de production du processus de Bjorken quand le boson de Higgs se désintègre en une paire de quarks b et le boson Z en une paire de neutrinos, pour l'énergie dans le centre de masse correspondant à la période LEP100 est représentée sur la figure 2.6 en fonction de la masse du boson de Higgs. L'effet de la correction ISR est important et ne dépend presque pas de la masse du boson de Higgs .

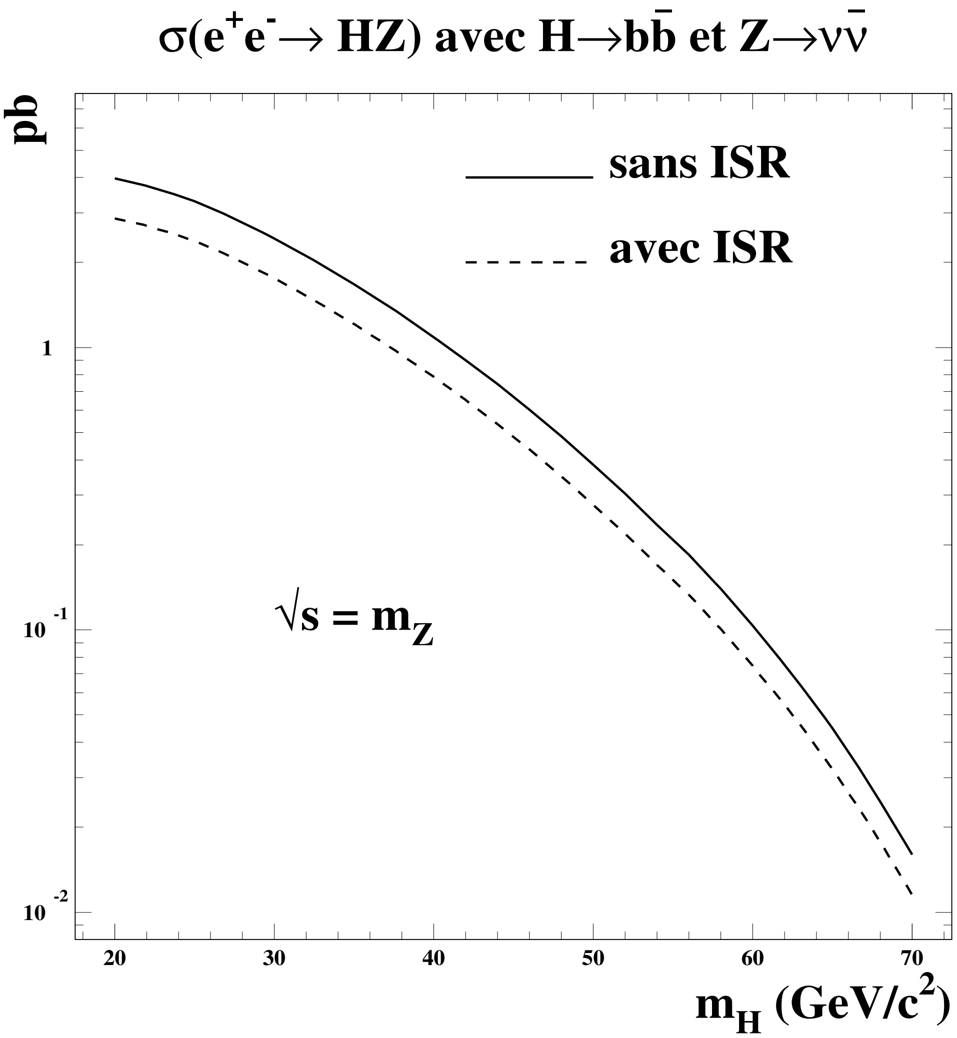


Figure 2.6: *Section efficace totale $e^+e^- \to ZH$ pour $\sqrt{s}$ = 91.2 GeV, en fonction de la masse du boson de Higgs .*

La section efficace totale, comportant toutes les corrections dont nous avons parlé mais pour des énergies dans le centre de masse correspondant à la phase LEP200, est représentée sur la figure 2.2.4 en fonction de la masse du boson de Higgs ([19]).

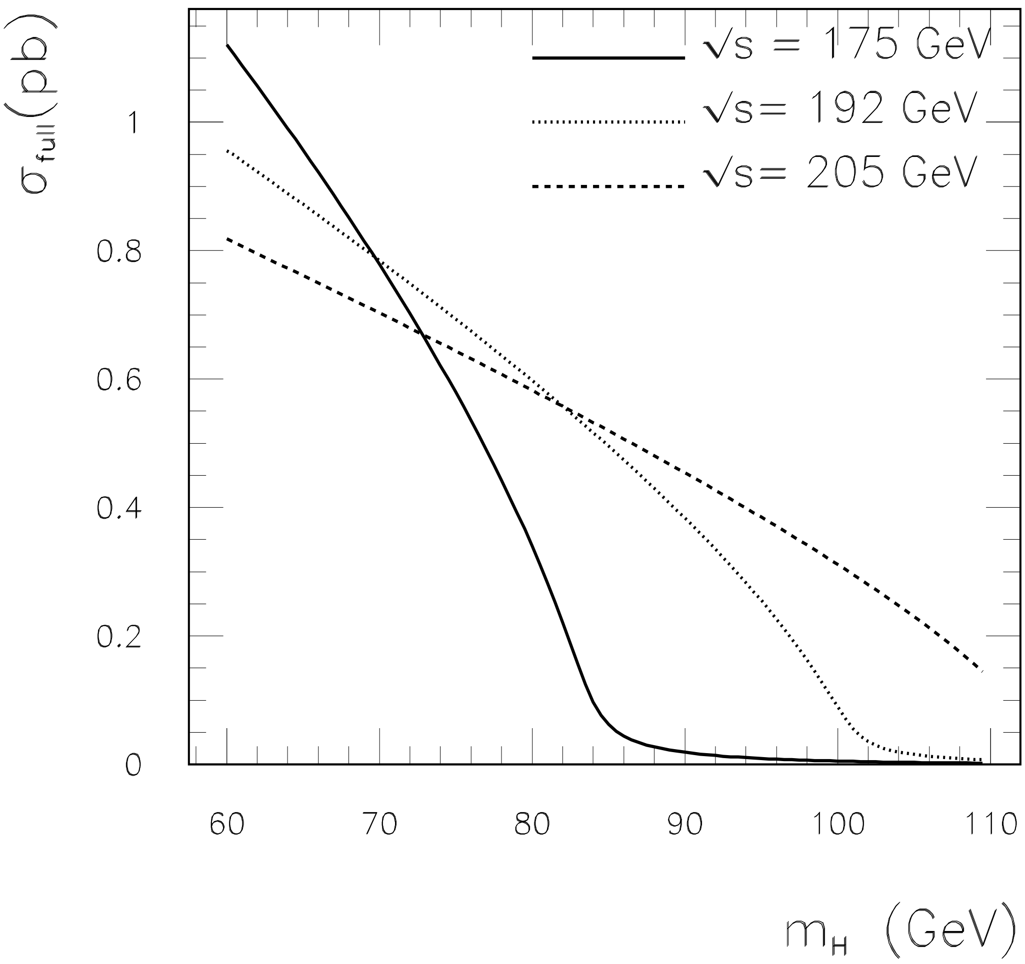


Figure 2.7: *Section efficace totale $e^+e^- \to ZH$ pour $\sqrt{s}$ = 175, 192, 205 GeV [19].*

On remarque que les sections efficaces pour LEP100 et LEP200 sont du même ordre de grandeur, soit environ 1pb.

	$Z^0 \to l^+l^-$ l=e,μ, τ	$Z^0 \to q\bar{q}$ q $\neq$ b	$Z^0 \to b\bar{b}$	$Z^0 \to \nu\bar{\nu}$
Rapport de branchement (%)	10.09	54.45	15.45	20.01

Tableau 2.3: *Rapports d'embranchement du boson Z.*

2.2.5 Les signatures expérimentales pour le processus de Bjorken

Pour le processus de Bjorken, dans la plupart des cas c'est la désintégration du boson Z qui va signer le processus de production d'un boson de Higgs . Le tableau 2.3 donne les rapports d' embranchement des désintégrations du boson Z en paires de fermions.

Il en résulte plusieurs signatures pour la recherche du boson de Higgs :

- le canal Hl^+l^- : production du boson de Higgs en association avec deux leptons isolés : e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$.

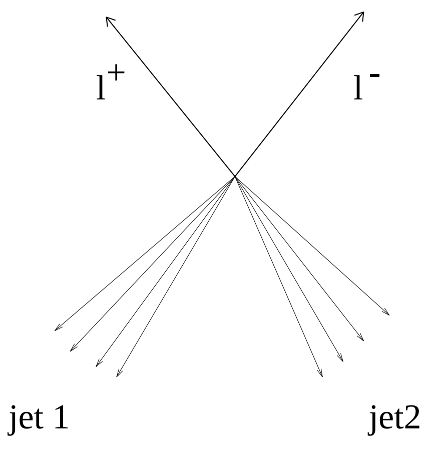


Figure 2.8: *Canal leptons*

- le canal $\tau^+\tau^-$q$\bar{\text{q}}$: la paire de tau provenant soit de la désintégration du boson de Higgs, soit de celle du boson Z^0. C'est un canal avec un peu d'énergie manquante.

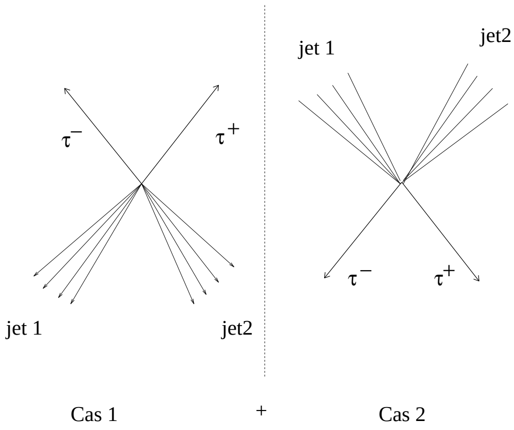


Figure 2.9: *Canal taus : le cas 1 correspond à $H \to q\bar{q}$ ($b\bar{b} \sim 85\%$) et $Z \to \tau^+\tau^-$, le cas 2 correspond à $H \to \tau^+\tau^-$ et $Z \to q\bar{q}$.*

- le canal H$\nu\bar{\nu}$: production du boson de Higgs en association avec deux neutrinos, c'est-à-dire avec beaucoup d'énergie manquante.

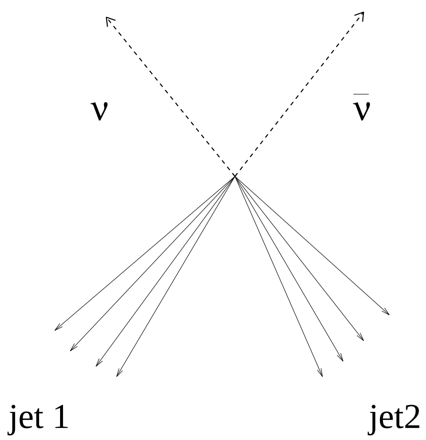


Figure 2.10: *Canal énergie manquante*

- le canal H$q\bar{q}$: canal 4 jets.

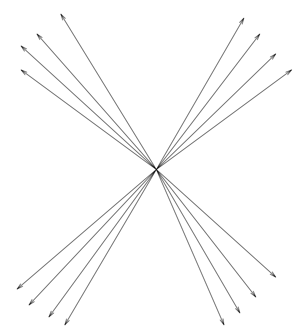


Figure 2.11: *Canal 4 jets*

Les canaux utilisés pour des recherches de bosons de Higgs produits par le processus de Bjorken à LEP100 sont essentiellement les canaux leptoniques He^+e^- et H$\mu^+\mu^-$, ainsi que le canal avec beaucoup d'énergie manquante H$\nu\bar{\nu}$. Le canal purement hadronique n'est pas utilisé car il souffre d'un taux trop important de bruits de fond provenant des désintégrations hadroniques du boson Z. Le canal H$\tau^+\tau^-$ n'est utilisé que depuis récemment : cela est dû au fait que les précédents calculs de la largeur de désintégration du boson de Higgs ne semblait pas favoriser cette production. Les nombres d'événements attendus étaient alors moins importants. Avec les nouveaux calculs qui incluent des *running* masses pour les quarks, le rapport d'embranchement du Higgs en paire de τ a été multiplié par environ 2.5, ce qui a donné un regain d'intérêt pour ce canal.

A LEP200, des études sur tous les canaux cités ont été effectuées. Le canal hadronique pouvant cette fois-çi être utilisé à cause du taux moins important de bruit de fond aux énergies de LEP200.

Dans le prochain paragraphe nous allons nous intéresser plus particulièrement au canal neutrino qui fait l'objet de cette thèse.

2.2.6 Le canal neutrino

La signature expérimentale du canal H$\nu\bar{\nu}$ viendra de plusieurs propriétés :

- la désintégration dans environ 80-90% des cas du boson de Higgs en une paire b$\bar{\text{b}}$,
- la désintégration du boson Z en une paire de neutrinos,
- les caractéristiques cinématiques de la réaction $\text{e}^+\text{e}^- \rightarrow \text{HZ}$.

H→b$\bar{b}$ et Z→ $\nu\bar{\nu}$

Une première propriété vient directement des modes de désintégration. La production de deux neutrinos énergétiques va se traduire par de l'énergie et de l'impulsion manquante pour les futurs bilans énergie-impulsion lors de la reconstruction des particules par le détecteur.

La distribution de la somme des énergies des neutrinos produits lors de cette réaction est présentée sur la figure 2.12. Cette moyenne dépend directement de la cinématique de la réaction.

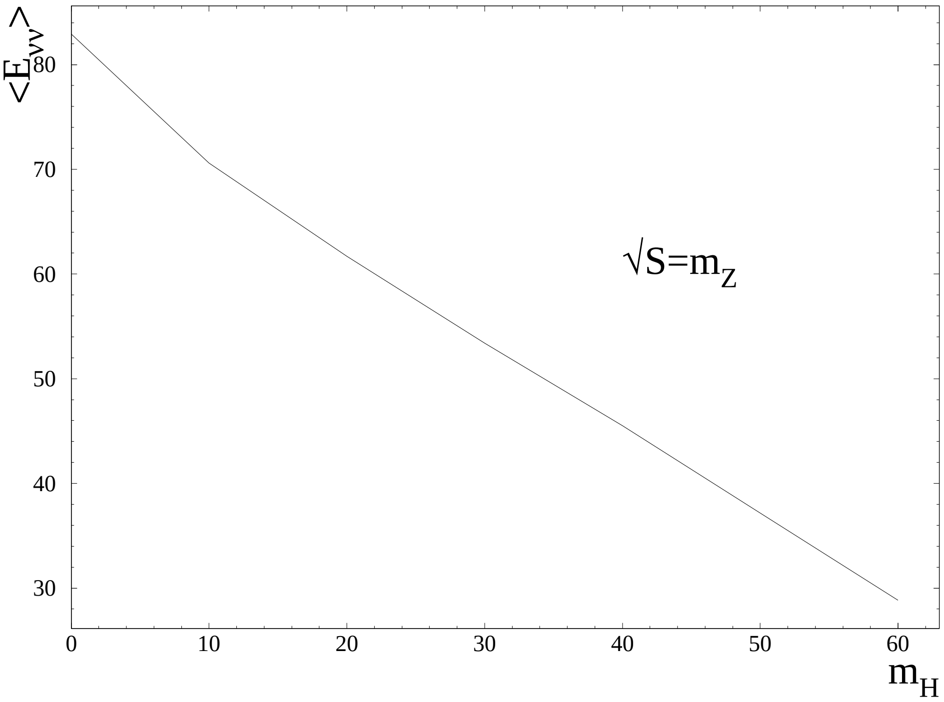


Figure 2.12: *Energie moyenne de la paire de neutrinos en fonction de la masse du boson de Higgs .*

Un peu de cinématique

Le boson de Higgs n'étant pas produit au repos, les jets provenant des deux quarks b ne seront pas dos-à-dos.

Pour LEP100, la valeur moyenne de cette poussée $\beta = \frac{||\vec{P}_H||}{E_H}$ en fonction de la masse du boson de Higgs est présentée sur la figure 2.13 pour une énergie dans le centre de masse égale à la masse du boson Z.

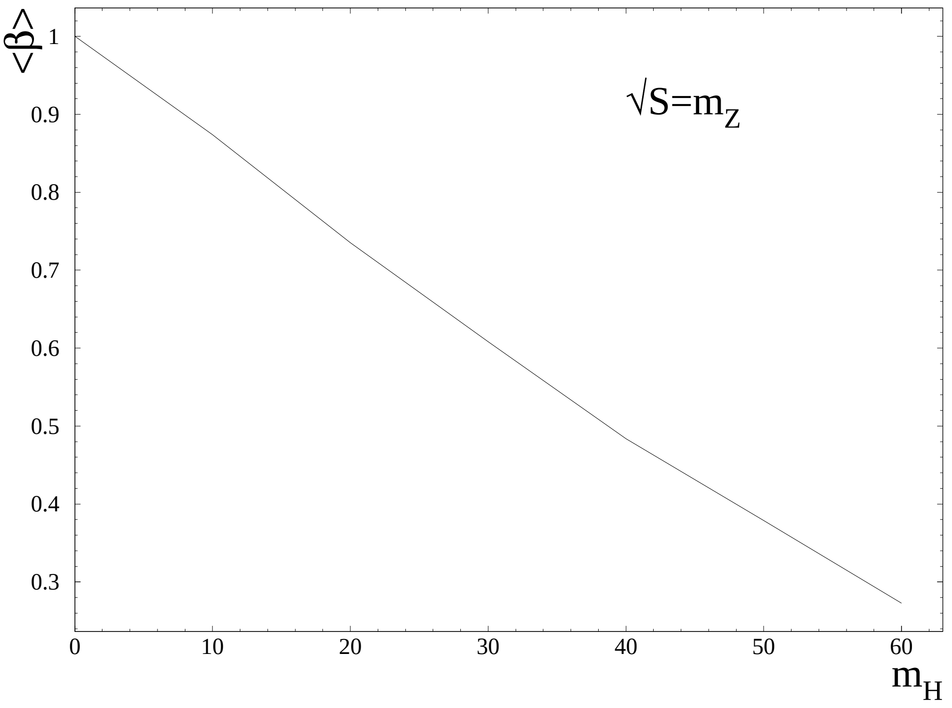


Figure 2.13: *Poussée moyenne en fonction de la masse du boson de Higgs .*

On constate bien que plus la masse du boson de Higgs est grande, moins la poussée sera importante et donc, moins les jets seront acolinéaires. Il faut noter que cette courbe a été obtenue de la façon suivante :

$$< \beta >= < \frac{\| \vec{P}_H \|}{E_H} > = \frac{\int \frac{\|\vec{P}_H\|}{E_H} \cdot \frac{\partial \sigma_{Bjorken}}{\partial \|\vec{P}_H\|}}{\int \frac{\partial \sigma_{Bjorken}}{\partial \|\vec{P}_H\|}}$$

A LEP200, il est possible de calculer plus rapidement une poussée caractéristique, en faisant l'hypothèse que la paire de neutrinos qui recule devant le système hadronique a une masse égale à la masse du boson Z. Cela correspond au fait qu'à LEP200, le boson Z produit par le processus de Bjorken est produit préférentiellement sur sa couche de masse. Alors, la poussée moyenne (pour des masses de bosons de Higgs en dessous de la limite cinématique), s'écrit :

$$\beta = \frac{\sqrt{(s + m_H^2 - m_Z^2)^2 - 4s \cdot m_H^2}}{s + m_H^2 - m_Z^2}$$

La figure 2.14 représente cette poussée en fonction de la masse du boson de Higgs pour trois valeurs typiques de l'énergie dans le centre de masse. On constate sur cette figure que l'acolinérarité sera une variable moins importante à LEP200 (principalement

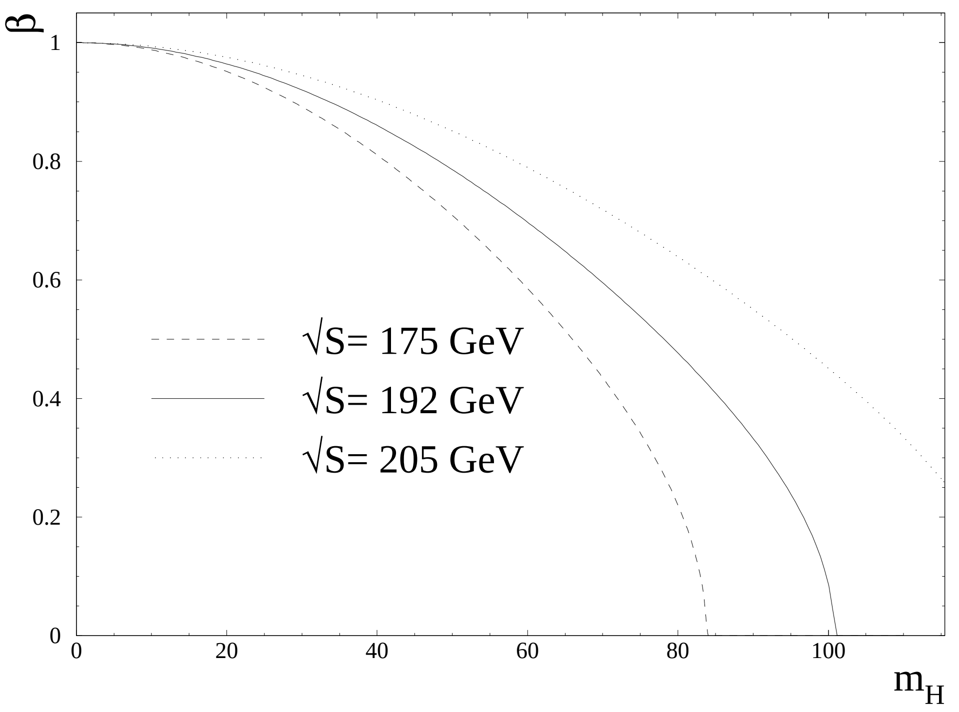


Figure 2.14: *Poussée moyenne en fonction de la masse du boson de Higgs pour $\sqrt{s}$ = 175 192 et 205 GeV.*

pour $\sqrt{s}$ = 175 GeV). La poussée est en effet inférieure à 0.5 pour des valeurs de m_H supérieures à 70 GeV/c^2.

Cette acolinéarité s'accompagne d'une autre propriété qui sera aussi importante : on définit l'acoplanarité comme le complément à 180^o de l'angle entre les deux jets après avoir projeté l'événement sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Si le plan de l'événement contient l'axe du faisceau alors l'acoplanarité est proche de 0^o. Ce n'est pas le cas du boson de Higgs. En effet, on peut calculer la section efficace différentielle du processus de Bjorken en fonction de θ, l'angle polaire de l'axe de vol du boson Z (et donc du boson de Higgs) [22] :

$$\frac{d\sigma}{dcos\theta} \sim \lambda \sin^2\theta + \frac{8m_Z^2}{s}$$

Cet axe de vol correspond à la direction de l'impulsion manquante, puisque les deux neutrinos ne sont pas détectés. On voit que la direction qui pour un boson de Higgs doit donner des acoplanarités petites, c'est-à-dire $\mid cos\theta \mid \sim 1$, n'est pas spécialement privilégiée.

Nous avons affirmé qu'à LEP200, le boson Z serait produit sur sa couche de masse. Il est possible de voir cela en regardant la section efficace différentielle du processus de

Bjorken en fonction de la masse de la paire de neutrinos :

$$\frac{d\sigma_{Bjorken}}{dm^2_{\nu\bar{\nu}}} \propto \frac{p_{\nu\bar{\nu}}(3m^2_{\nu\bar{\nu}} + p^2_{\nu\bar{\nu}})}{[(s-m^2_Z)^2 + m^2_Z\Gamma^2_Z]\,[(m^2_{\nu\bar{\nu}} - m^2_Z)^2 + m^2_Z\Gamma^2_Z]}$$

où $p_{\nu\bar{\nu}} = \sqrt{\lambda(s, m^2_H, m^2_Z)^2)}$ avec $\lambda(a,b,c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + bc + ca)$. $p_{\nu\bar{\nu}}$ est l'impulsion de la paire $\nu\bar{\nu}$ dans le centre de masse de la réaction. La figure 2.15 présente la distribution normalisée de cette section efficace différentielle en fonction de la masse de la paire de neutrinos pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs et pour $\sqrt{s}$=192 GeV.

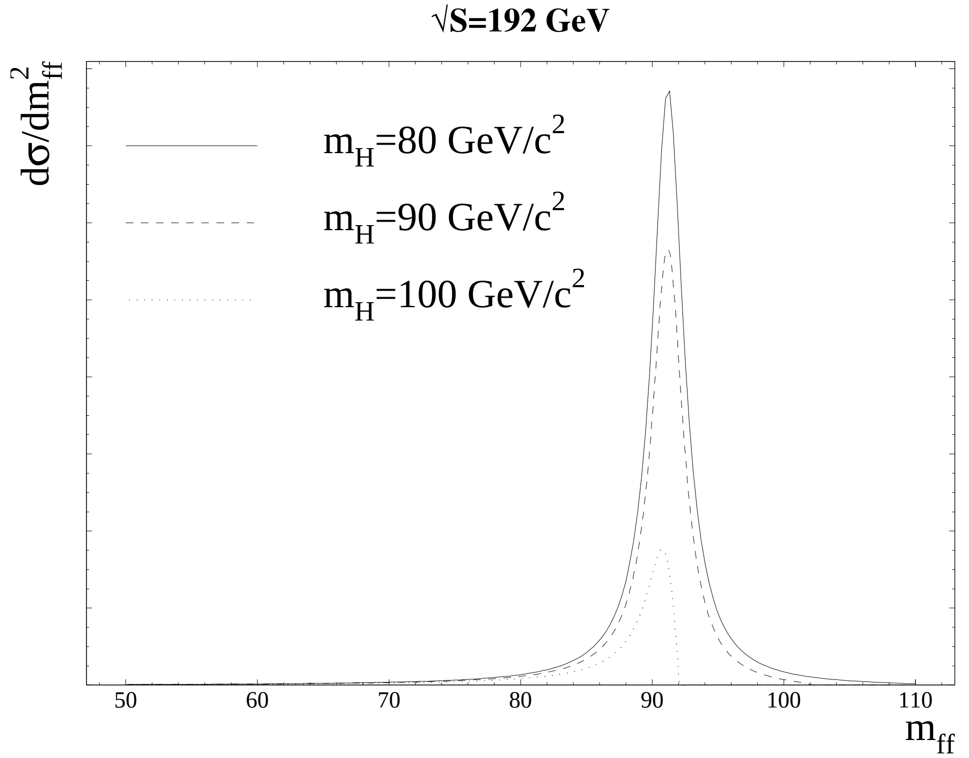


Figure 2.15: *Distributions de la masse de la paire de neutrinos pour différentes masses de boson de Higgs et pour une valeur de $\sqrt{s}$ = 192 GeV*

On constate sur cette figure que plus la masse du boson de Higgs se rapproche de la limite cinématique, plus la probabilité pour que le boson Z soit hors de sa couche de masse augmente.

Partie II

Le dispositif expérimental et la reconstruction du flux d'énergie

Chapitre 3

L'expérience DELPHI

3.1 L'anneau de collisions LEP

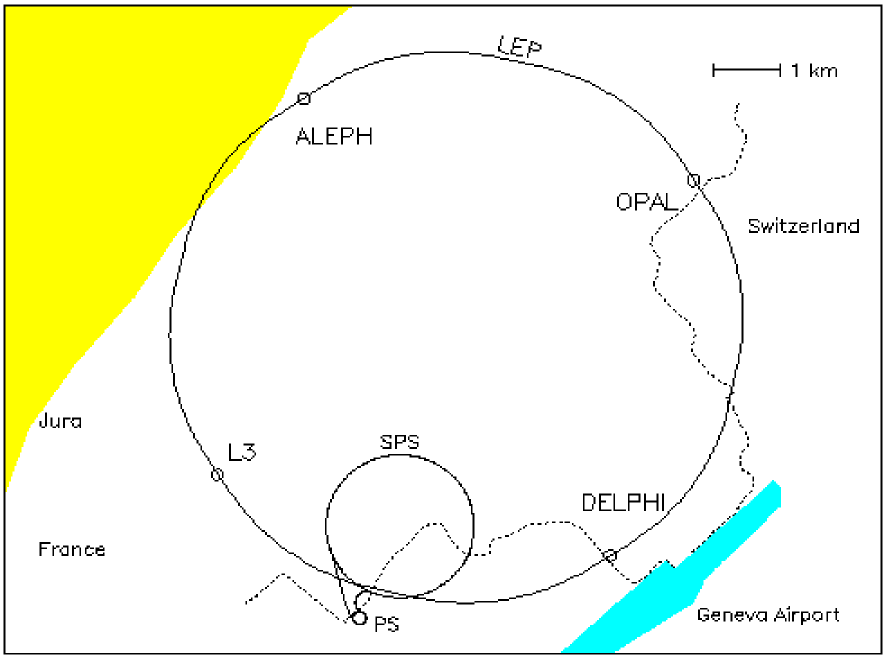


Figure 3.1: *Le site du LEP*

En service depuis 1989, le LEP (*Large Electron Positron collider*) est le plus grand anneau de collision e^+e^- au monde, avec une circonférence de 27 km.

Une série d'accélérateurs précède l'injection des électrons et des positrons dans l'anneau du LEP :

- l'accélérateur linéaire LIL produit les paquets de positrons et accélère les positrons et les électrons juste avant la phase de stokage,
- l'accélérateur circulaire EPA accumule les particules par paquets,
- le système PS accélère les particules jusqu'à 3.5 GeV,
- le système SPS accélère les particules jusqu'à 20 GeV

A la sortie de cette chaîne les positrons et les électrons ont une énergie de 20 GeV et sont injectés dans le LEP. Ils sont alors progressivement accélérés jusqu'à la valeur nominale. Celle-ci est de l'ordre de la moitié de la masse du boson Z (résonance) pour la phase LEP100 qui s'est achevée en 1995 et pour la phase LEP200, elle atteindra des valeurs égales, puis supérieures à la masse du boson W.

Les paquets d'électrons et de positrons se croisent toutes les 11.25 μs (dans la configuration 8 paquets par faisceau) dans des régions où sont placés quatre détecteurs ALEPH, L3, OPAL et DELPHI qui détectent les particules produites lors de la collision des faisceaux.

Le taux d'événements produit lors des collisions dépend directement de la luminosité de la machine et de la section efficace de production :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \mathcal{L}\,\sigma$$

La recherche de processus physique rares nécessite donc d'avoir une haute luminosité instantanée. Celle-ci dépend de la fréquence de rotation, de l'intensité et du nombre de paquets d'électrons et enfin de l'extension transverse des faisceaux :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} P f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

avec N_{e^+}, N_{e^-} le nombre d'électrons et de positrons par paquets ($\simeq 1.7 \times 10^{12}$), P le nombre de paquets (4 ou 8), f la fréquence de rotation ($10.8 kHz$) et σ_x, σ_y les largeurs dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux ($\sigma_x = 100 \mu m$ et $\sigma_y \leq 40 \mu m$).

Les performances du L.E.P. ont été améliorées depuis 1989 (voir la figure 3.2) grâce notamment au doublement du nombre de paquets présents dans l'anneau (passage de 4 à 8), ce qui a fait passer la luminosité de 4×10^{30} cm^{-2} s^{-1} à environ 10^{31} cm^{-2} s^{-1}.

Le résultat sur le nombre de désintégrations hadroniques de boson Z accumulées par DELPHI pour la période de LEP100 est porté dans le tableau 3.1.

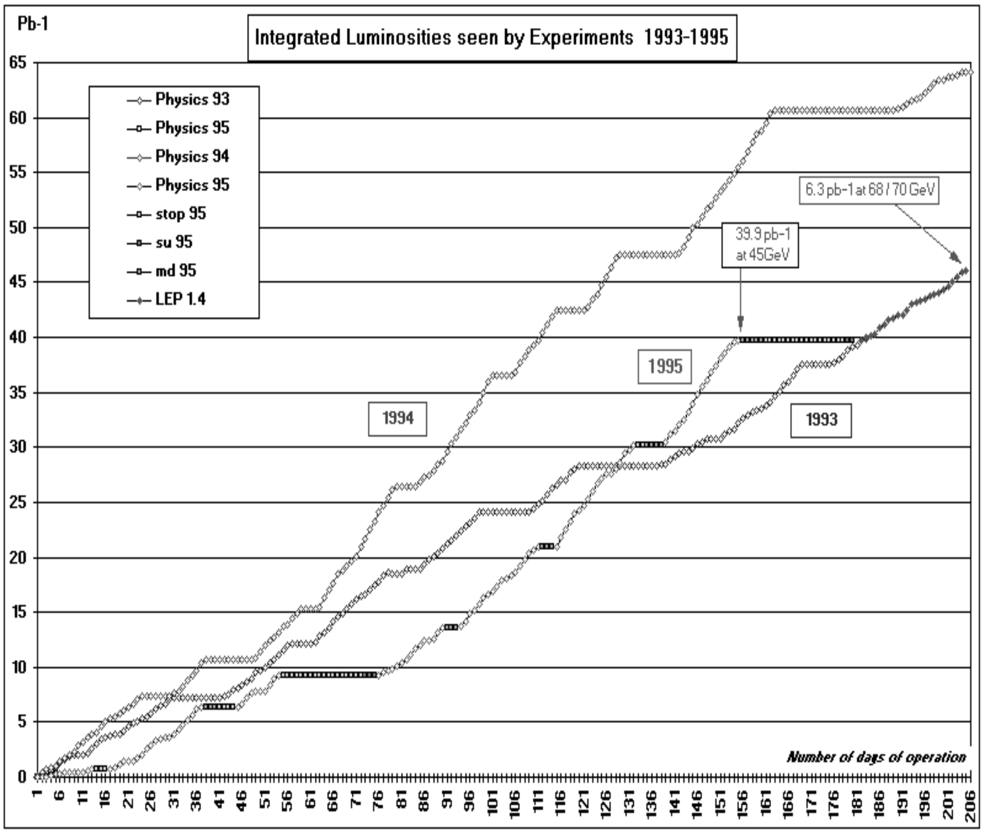


Figure 3.2: *Evolution de la luminosité du LEP.*

année	nombre de Z hadroniques collectés dans l'expérience DELPHI
1989-1991	413 000
1992	751 000
1993	755 000
1994	1 484 000
1995	750 000
total	4 153 000

Tableau 3.1: *Nombre de désintégrations hadroniques de Z collectées par l'expérience DELPHI depuis 1990. Les faibles progressions en 1993 et 1995 sont dues aux collisions* e^+e^- *effectuées à* ± 2 *GeV autour du pic de résonance du Z pour déterminer avec précision la masse et la largeur du Z. De plus, l'année 1995 a comporté moins de temps à ces 'énergies.*

3.2 Le détecteur de particules DELPHI

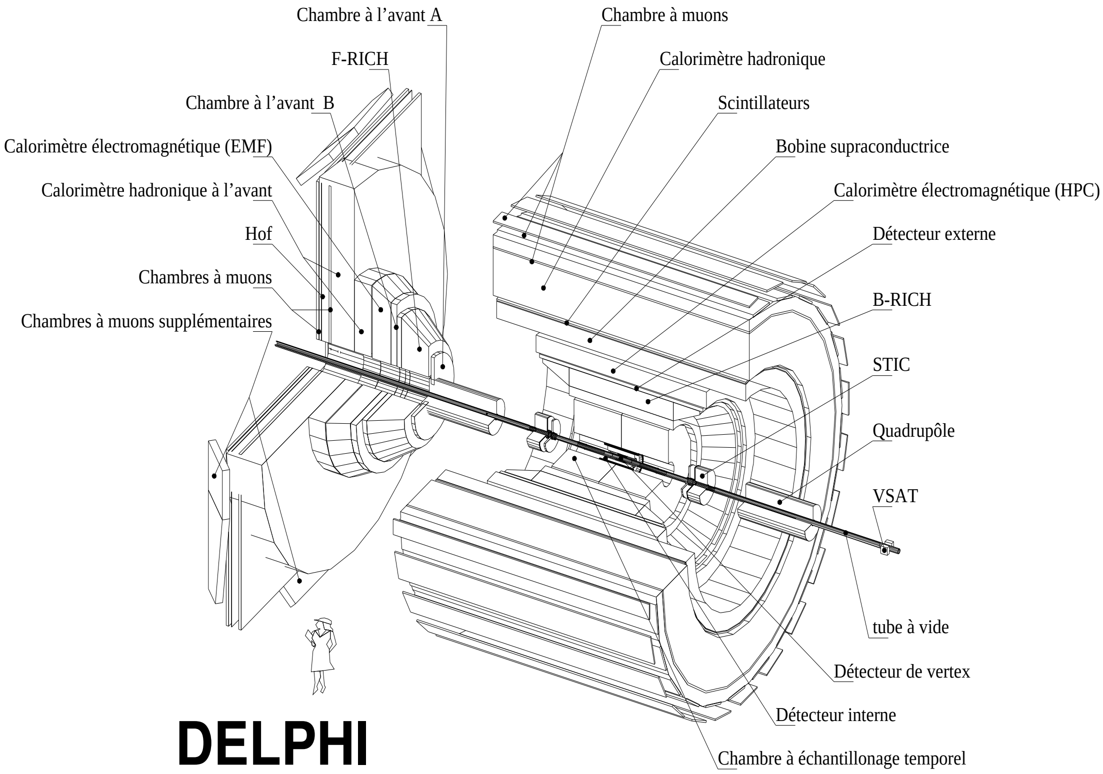


Figure 3.3: *DELPHI*

DELPHI (figure 3.3) est un des quatre détecteurs se trouvant auprès de l'anneau de collisions du L.E.P. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs qui ont pour tâche de mesurer les caractéristiques cinématiques et physiques (charge, impulsion, énergie, masse) des particules produites lors des collisions électron-positron ([24] et [42]). La conception du détecteur est alors directement reliée à l'exigence de reconstruire différentes sortes de particules neutres ou chargées. Il met en oeuvre :

- **les détecteurs de traces** qui reconstruisent la trajectoire des particules chargées. Ils sont plongés dans un champs magnétique intense de 1,2 Tesla dirigé suivant l'axe du faisceau. La courbure de la trajectoire sous l'action de ce champ permet alors de mesurer l'impulsion des particules chargées.
- **les calorimètres** qui servent à l'identification des électrons, des photons et des π^0 dans la calorimétrie électromagnétique et servent à la séparation entre les hadrons

et les muons dans la calorimétrie hadronique. Ils permettent de plus une mesure de l'énergie et de la position des particules.

- **les détecteurs à effet Tcherenkov** permettent l'identification et la séparation entre les électrons, les pions et les kaons.

- **les chambres à μ** qui sont les détecteurs de base pour l'identification des muons.

Dans la suite du chapitre nous présenterons le principe et les performances des détecteurs qui seront utiles à l'analyse de physique de cette thèse. Les détecteurs moins important seront uniquement mentionnés.

3.2.1 Le détecteur de vertex (VD)

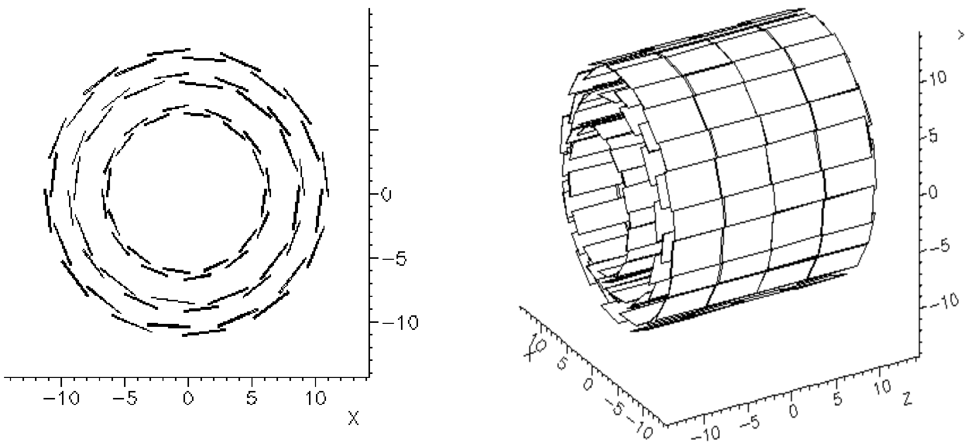


Figure 3.4: *Les couches du détecteur de vertex.*

Il est composé (figure 3.4) de trois couches cylindriques de plaquettes de silicium situées à 6.3 cm, 9 cm et 11.3 cm de l'axe du faisceau [25]. La couverture angulaire va de 25^0 à 155^0 pour la première couche, de 36^0 à 144^0 pour la deuxième couche et de 43^0 à 137^0 pour la troisième couche. Chaque couche est subdivisée en 24 secteurs en ϕ et chaque secteur comporte 4 plaquettes de silicium. Chaque plaquette est une diode p-n montée en opposition, qui permet de détecter le passage d'une particule chargée par la mesure de la charge induite par ionisation (création de paires électrons-trous). Le signal est recueilli par des bandes d'aluminium parallèles à l'axe du faisceau pour les trois couches (on obtient la coordonnée en Rϕ) et de bandes d'aluminium perpendiculaires à l'axe du faisceau pour la première et la dernière couche (coordonnée z). Cette dernière configuration n'est présente que depuis l'année 1994. Avant cette date, le détecteur de vertex ne donnait que des informations en Rϕ. Les secteurs ont un recouvrement d'environ 10% ce qui donne donc au maximum 6 points par trace.

Les précisions sur les coordonnées Rϕ et z sont, respectivement, de 8μm et 14μm /sinθ. Ce détecteur sert pour la reconstruction du vertex primaire et des vertex secondaires, permettant l'étiquetage des désintégrations des quarks b (voir chapitre 6).

Détecteur de vertex	
Position	Rayon des couches : 6.3, 9 et 11.3 cm
Couverture angulaire	$25^o \leq \theta \leq 155^o$, $36^o \leq \theta \leq 144^o$ et $43^o \leq \theta \leq 137^o$
résolution spatiale (point)	8μm en Rφ et 14μm /sinθ en z

Tableau 3.2: *Caractéristiques du détecteur de vertex.*

Pour LEP200, des améliorations sont prévues pour augmenter la couverture angulaire du détecteur de vertex : pour les deux couches supérieures la couverture angulaire s'étendra jusqu'à 25^0 et 155^0 de part et d'autres. Pour la deuxième couche, cette extension des plaquettes est accompagnée d'une lecture de la coordonnée z.

3.2.2 Le détecteur interne (ID)

Il est constitué de deux sous éléments remplissant les fonctions de détecteur de traces et de déclencheur rapide (figure 3.5).

La première partie est un chambre à jets composée de 24 secteurs en ϕ. Chaque secteur est une chambre à dérive traversée de 24 fils anodiques parallèles à l'axe du faisceau qui permettent de reconstruire jusqu'à 24 points en mesurant le temps de dérive des électrons d'ionisation produits par le passage de la particule chargée initiale. La précision sur la mesure de la coordonée Rφ est d'environ 100μm . Après alignement avec les autres détecteurs de traces, cette précision atteint 50μm , et il est possible de séparer des traces distantes de moins d'1 mm.

La deuxième partie est constituée de cinq couches de chambres à fils composées de 192 fils parallèles à l'axe z. Ce dispositif permet une mesure de la coordonnée z grâce à 192 pistes (cathodes) circulaires perpendiculaires aux fils. La précision sur la mesure de la coordonée z varie entre 0.5 et 1 mm suivant l'inclinaison de la trace. La réponse rapide de l'électronique sert également au système de déclenchement (100 ns).

Depuis 1995, la couverture angulaire de ce détecteur a augmenté : le détecteur interne peut maintenant reconstruire des traces avec des angles polaires entre 15^o et 165^o. De plus, les couches externes de déclenchement ont été remplacées par des tubes de type *pailles*.

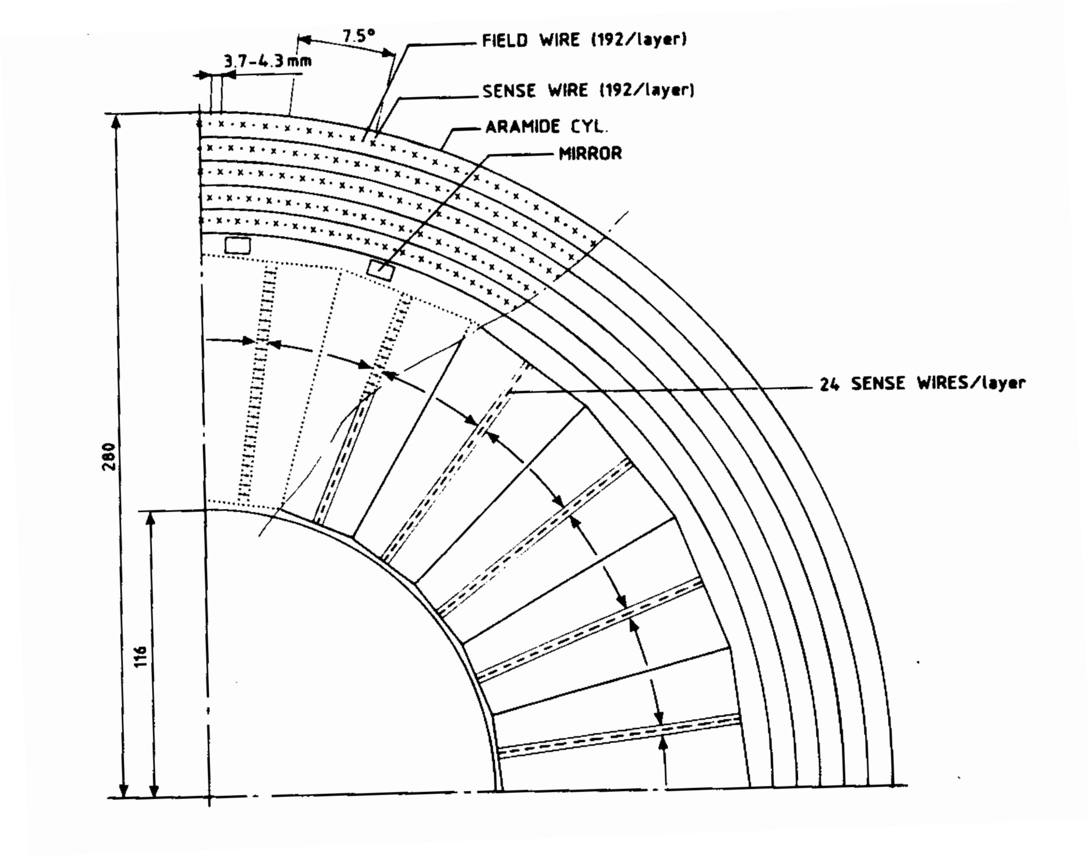


Figure 3.5: *Vue en coupe du détecteur interne.*

Détecteur interne	
Dimension	rayon interne : 11.6 cm et rayon externe : 28 cm
Couverture angulaire	$27^o \leq \theta \leq 153^o$
résolution spatiale	100 μm en Rφ et entre 0.5 et 1mm en z
séparation des traces	1mm en Rφ

Figure 3.6: *Caractéristiques du détecteur interne.*

3.2.3 La chambre à échantillonnage temporel (TPC)

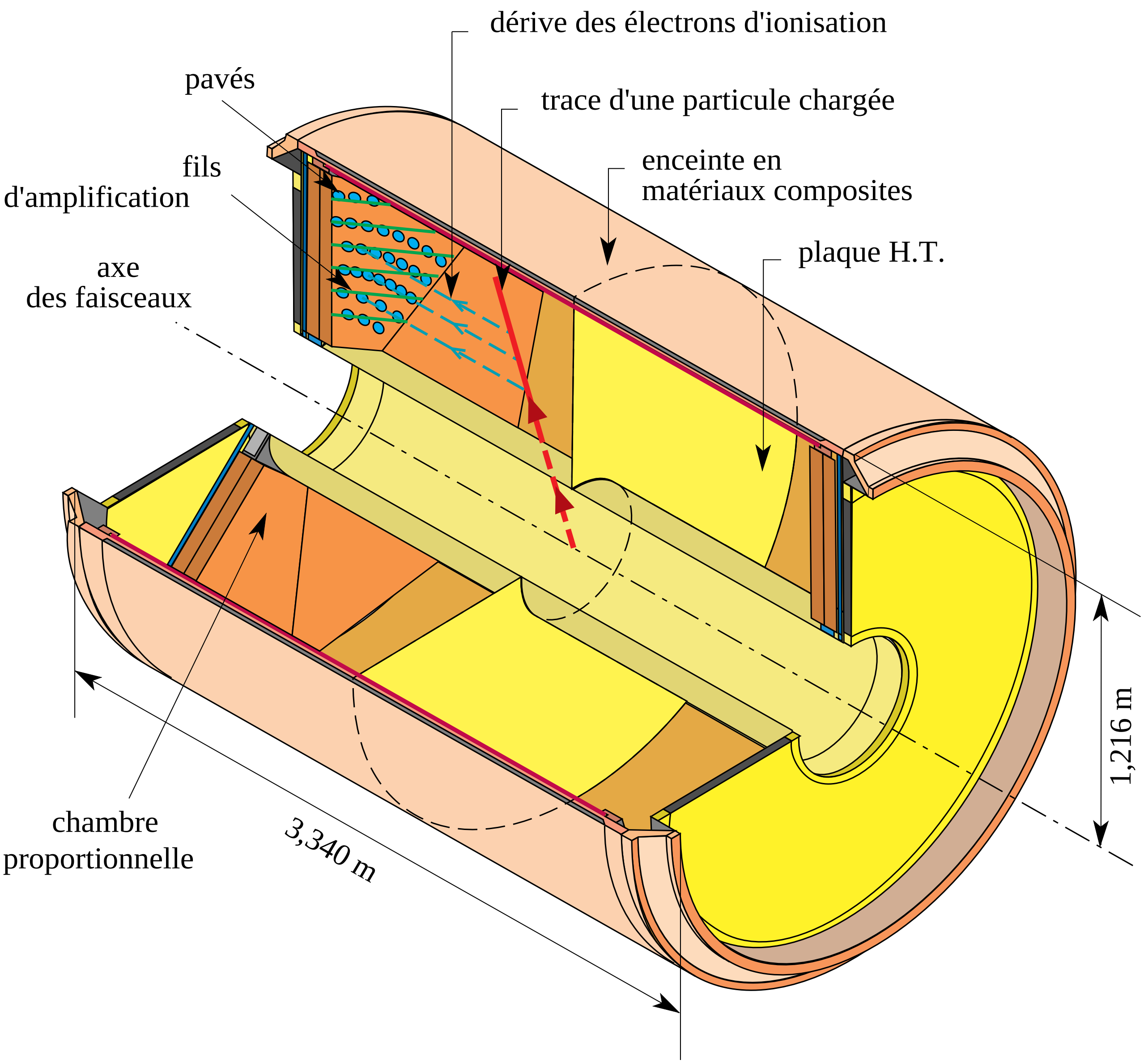


Figure 3.7: *La chambre à échantillonnage temporel.*

C'est le détecteur de traces le plus important pour les particules chargées. Son volume utile se présente sous la forme d'un cylindre long de 2×130 cm pour un rayon allant de 29 à 122 cm (Figure 3.7). Au milieu de ce cylindre (à z=0) se trouve une plaque haute-tension qui est portée à un potentiel de -25kV. Cela permet de créer un champ électrique de 180V/cm, parallèle à l'axe du faisceau. Le volume de la TPC est rempli d'un gaz contenant 80% d'Argon (Ar) et 20% de méthane (CH_4).

A chaque extrêmité de ce cylindre se trouvent six chambres proportionnelles multifils, en forme de secteurs, couvrant chacune un angle azimuthal de 60°. Les secteurs sont séparés par une zone morte de 29mm. Chaque chambre comporte une grille porte, une grille cathodique, un plan de fils sensibles et de fils de champs et une plaque cathode en cuivre sur laquelle sont gravés des damiers (voir la figure 3.8). Les lignes de champ sont représentées sur la figure 3.9

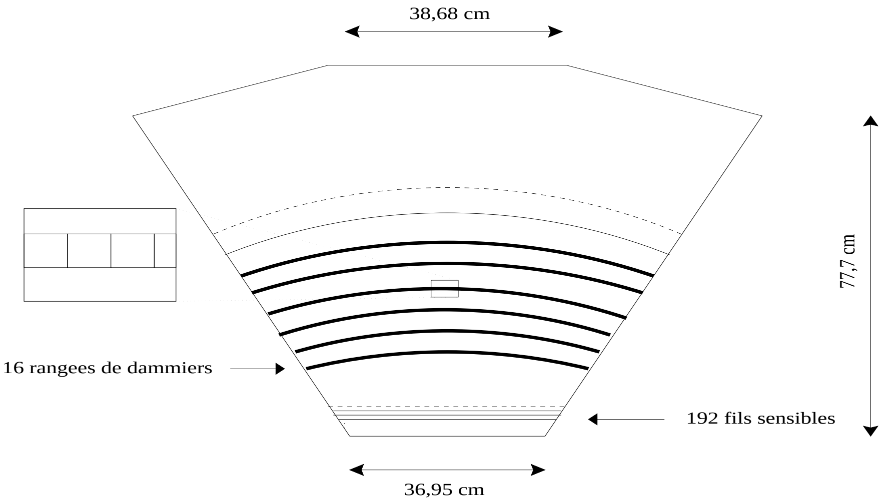


Figure 3.8: *Description d'un secteur de la TPC.*

Le rôle de chaque grille est le suivant :

La grille porte

Elle est située à 14 mm du plan cathodique. Les fils de la grille sont mis à un potentiel de 100 V, auquel est rajouté ou retranché alternativement 30 V, de manière à créer un piège pour les ions positifs venant de la zone des fils sensibles.

La grille cathode

Elle délimite le volume de dérive. Elle est reliée à la terre.

Les fils sensibles et les fils de champs

Les fils sensibles sont espacés de 4 mm. Ils sont portés à un potentiel de 1435 V. Il règne au voisinage de ces fils un champ intense qui est respondable de l'avalanche. Des fils de champs portés à un potentiel de 60 V sont intercalés entre ces fils sensibles afin de ne pas perturber la disposition des lignes de champs (voir la figure 3.9).

Le plan de damiers

Chaque secteur est composé d'un plan (deuxième plan de cathode) où sont gravés 1680 damiers en cuivre. Les damiers sont regroupés en 16 rangées (figure 3.8), ce qui permettra la reconstruction de 16 points maximum pour une particule chargée énergétique.

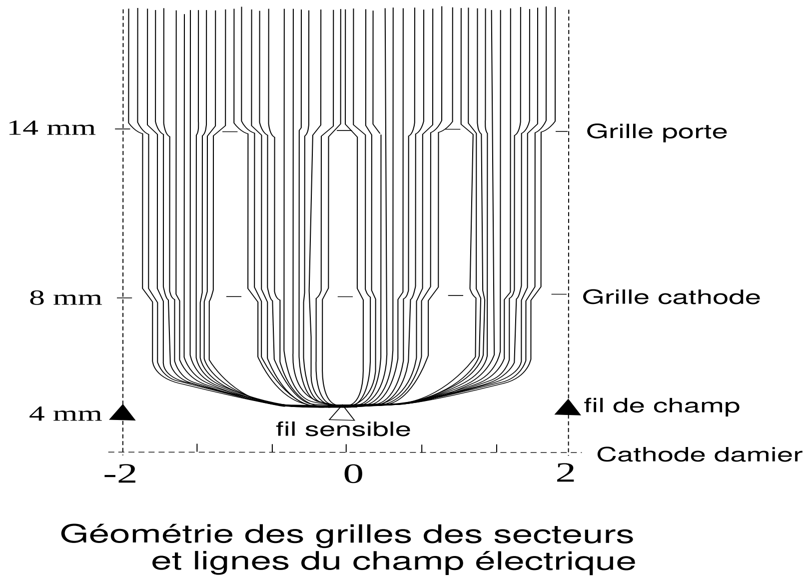


Figure 3.9: *Positionnement des différentes grilles de fils et les lignes de champs dans la TPC*

Principe

Lorsqu'une particule chargée traverse la TPC, elle ionise le gaz sur son passage : sont créées environ 70 paires électrons -ions par cm. Les électrons d'ionisation dérivent alors avec une vitesse de 7cm/μs sous l'action du champ électrique. Le champ magnétique, uniforme et colinéaire au champ électrique permet de diminuer d'un facteur 5 la diffusion transverse de ces électrons d'ionisation (les électrons ont tendance à s'enrouler autour des lignes de champ). Ils atteignent alors les plans de fils en environ 20μs. En raison du champ intense qui règne au voisinage des fils sensibles, il se produit pour ces électrons primaires une avalanche : le nombre d'électrons est multiplié par un facteur 20000. Le signal recueilli est alors la somme d'un signal provenant du déplacement des électrons et d'un signal provenant du déplacement des ions. Cependant, la contribution la plus importante (environ 99 %) provient des ions car leur distance de dérive est plus importante, les électrons d'avalanche étant produits proche des fils sensibles, ils parcourent donc une courte distance avant d'être absorbés par ces mêmes fils [26].

Les damiers fournissent la coordonnée Rϕ d'au maximum 16 points. Pour eviter les effets $\vec{E} \times \vec{B}$ [27], les damiers sont répartis de façon circulaire, de telle sorte qu'une particule énergique induit sur les damiers des signaux indépendants de l'angle entre la trace et les fils sensibles. La précision sur cette coordonnée est de 200μm . Les coordonnées en z des points de passage sont données par la mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation. Une bonne connaissance de la vitesse de dérive est alors nécessaire : l'utilisation de lasers sert au calcul de cette vitesse. Elle est connue avec une précision de l'ordre de quelques dixièmes pour mille. La précision en z d'un point est de 800μm .

Les signaux recueillis sur les 192 fils sensibles sont proportionnels à l'ionisation déposée par la particule initiale. Il est alors possible de donner une mesure du dE/dx, la perte d'énergie par unité de longueur de la particule, et de contribuer ainsi à l'identification de la particule.

Chambre à échantillonnage temporel	
Couverture angulaire	$20^o \leq \theta \leq 160^o$
Nombre de points	16 pour $38^o \leq \theta \leq 142^o$, $\geq$3 pour $20^o \leq \theta \leq 160^o$
résolution spatiale	200 μm en Rφ et entre 800μm en z
séparation des traces	1cm
dE/dx	192 fils

Tableau 3.3: *Performance de la chambre à échantillonnage temporel.*

3.2.4 Le détecteur externe (OD)

Il se compose de 24 modules azimutaux. Chaque module (voir figure 3.10) est constitué de 5 couches de 29 tubes à dérive de 4,7 m de longueur suivant l'axe du faisceau. Trois couches donnent une information en z qui est utilisée pour le déclenchement. La coordonnée Rφ est donnée par la mesure du temps de dérive des électrons d'ionisation créés lors du passage de la particule dans le tube. La coordonnée z est obtenue en comparant les temps d'arrivée du signal électrique aux deux extrêmités du détecteur. La précision est en Rφ (respectivement z) de 100 μm (respectivement 4,4 cm). Ce détecteur étant situé à 2 m de l'axe du faisceau, il permet d'augmenter la précision sur le calcul de l'impulsion. Pour des particules chargées de plus de 15 GeV/c d'impulsion, l'erreur sur cette impulsion est divisée par environ 4.

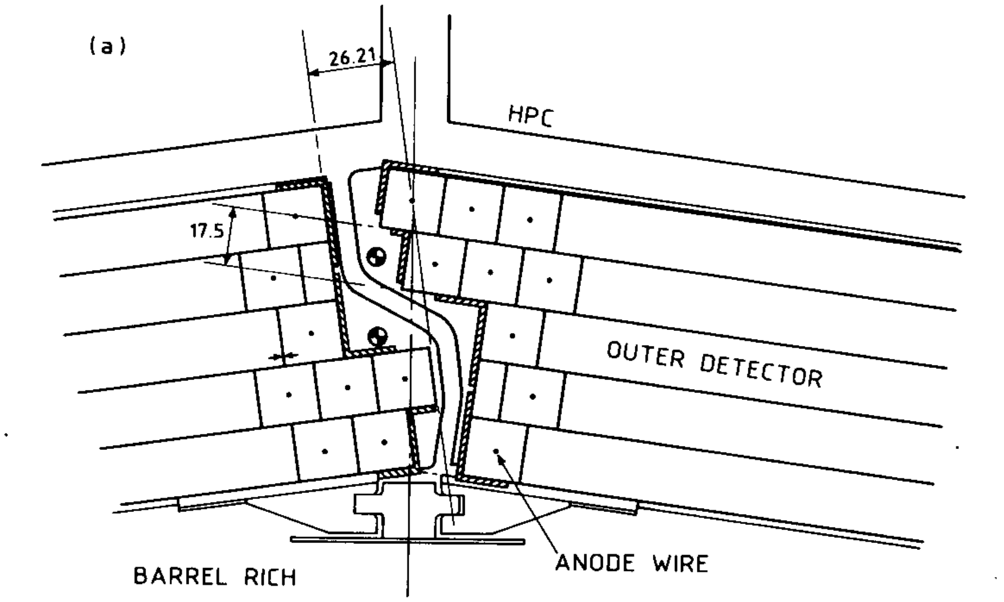


Figure 3.10: *Coupe du détecteur externe.*

Détecteur externe	
Couverture angulaire	$32^o \leq \theta \leq 148^o$
résolution spatiale	100 μm en Rφ et 4.4 cm en z
séparation des traces	1mm en Rφ

Tableau 3.4: *Caractéristiques du détecteur externe.*

3.2.5 Les détecteurs avant (FCA et FCB)

La chambre à échantillonnage temporel ne pouvant reconstruire les traces de faible angle polaire, il est nécessaire d'utiliser d'autres chambres pour aider à la reconstruction de ces traces. Ces chambres seront utilisées pour la mesure des impulsions des particules chargées qui sont émises à petits angles polaires ($\theta \leq 35^o$).

Les chambres FCA sont placées juste après la TPC, à z=$\pm$155 cm. Elles peuvent détecter des particules d'angle polaire compris entre 11^o et 32^o, ainsi que 148^o et 169^o. Elles sont constituées de 6 plans de tubes à dérive utilisés en mode *streamer* limité. Les orientations des deux plans successifs sont décalées de 120^o. Cette configuration est destinée à lever les ambiguités et permet la reconstruction dans l'espace du point de passage d'une particule chargée. La résolution de cette mesure est de 190μm par point. Les précisions sur l'élement de trace reconstruit (3 points) sont alors : $\sigma(\theta) = 8.5$ mrad et $\sigma(\phi) = 24$ mrad.

Les chambres FCB sont situées à z=±266 cm. Elles peuvent détecter des particules d'angle polaire compris entre 10^o et 37^o, ainsi que 143^o et 170^o. Elles sont composées de 12 plans de chambres à fils successifs décalés de 60^o. Le reconstruction d'un point dans l'espace est achevée avec une résolution de 200 μm . Les précisions sur l'élément de trace reconstruit (6 points) sont alors : $\sigma(\theta) = 3.5$ mrad et $\sigma(\phi) = 4/sin\theta$ mrad.

	FCA	**FCB**
Couverture angulaire	$11^o \leq \theta \leq 32^o$	$10^o \leq \theta \leq 37^o$
résolution spatiale par point	190 μm	200 μm
résolution spatiale (trace) : $\sigma(\theta)$	8.5 mrad	3.5 mrad
résolution spatiale (trace) : $\sigma(\phi)$	24 mrad	4/sinθ mrad

Tableau 3.5: *Caractéristiques des chambres à l'avant.*

3.2.6 Résolution sur la mesure des impulsions

L'utilisation combinée de l'information des détecteurs de traces permet de donner une estimation des erreurs de mesure lors du calcul de l'impulsion à partir de la trajectoire d'une particule.

Dans la région centrale, si l'on demande que la trace soit reconstruite à partir des informations du VD, de l'ID,de la TPC et de l'OD, on obtient pour des muons de 45 GeV provenant d'événements Z $\rightarrow$ $\mu^+\mu^-$:

$$\sigma(\frac{1}{P}) = 0.57 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$$

Dans la région avant, si l'on demande que la trace ait été reconstruite à partir du VD et de la chambre FCB, toujours pour les mêmes événements , on obtient :

$$\sigma(\frac{1}{P}) = 1.31 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$$

La résolution de la mesure des traces de plus faible impulsion est estimée en comparant pour des traces hadroniques simulées, les paramètres de la particule générée à ceux donnés par la reconstruction. La figure 3.11 montre la dépendance avec l'angle polaire ou l'impulsion de trois résolutions géométriques : en impulsion, en angle azimutal et en angle polaire.

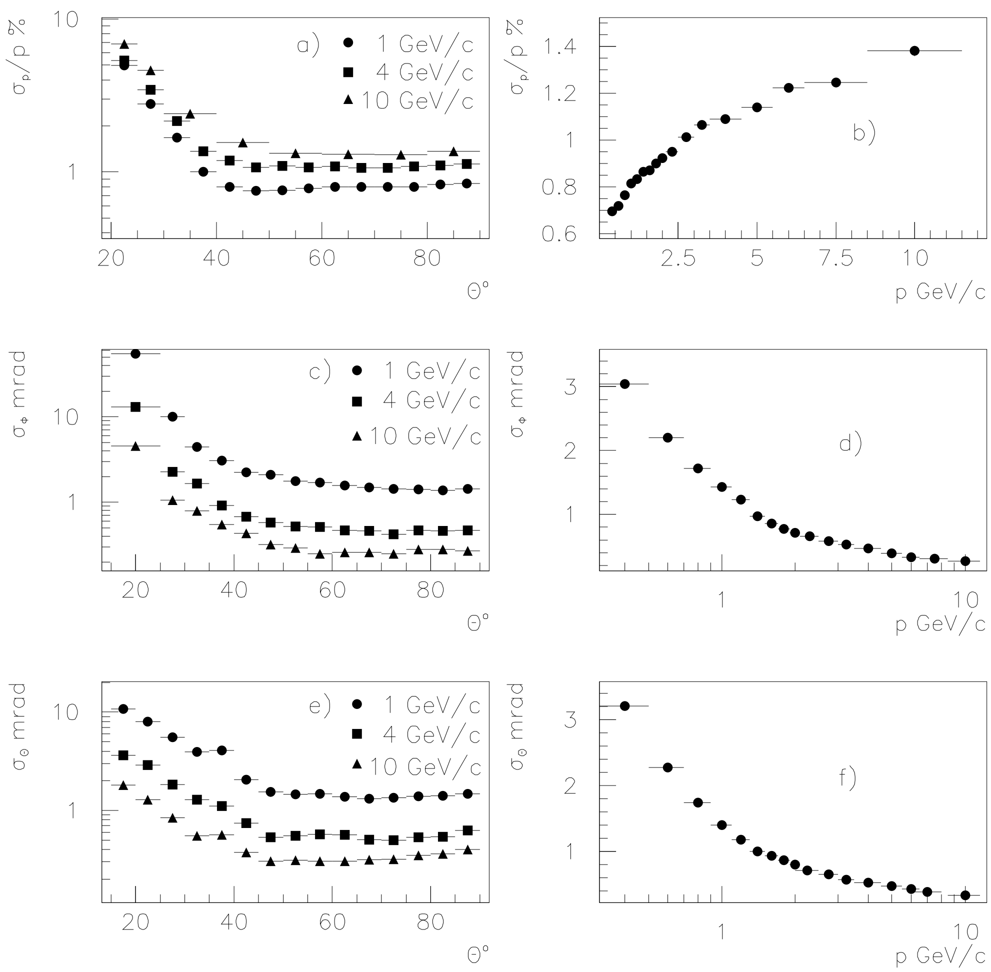


Figure 3.11: *Résolutions en impulsion, en angle polaire et en angle azimutal des traces dans DELPHI en fonction de l'angle polaire (a,c,e) ou de l'impulsion (b,d,f) de ces traces.*

3.2.7 Le futur : le V*ery* F*orward* T*racker* (VFT)

Ce détecteur qui sera mis en service durant l'année 1996 aidera à la reconstruction des particules chargées produites avec un angle polaire entre 10.5^o et 25^o ou entre 155^o 169.5^o [28]. L'importance de ce nouveau détecteur est considérable pour la physique à LEP200. La recherche du boson de Higgs et des particules supersymétriques demande une bonne reconstruction du flux d'énergie (voir chapitres sur HACCOR et LEP100), c'est pourquoi, la reconstruction des particules chargées produites à bas angle polaire est primordiale. La physique $\gamma\gamma$ qui fait appel principalement aux mesures de traces vers l'avant sera aussi améliorée. Il sera utile enfin pour l'identification des particules dans la région avant : les photons dans le FEMC et les hadrons dans le détecteur à imagerie Tcherenkov à l'avant.

Le VFT comprend deux parties :

- deux plaques circulaires concentriques montées sur le tube à vide composées de détecteur à micropixels (chaque pixel ayant une taille de 300$\times$300 μm ^{2}). Des résolutions sur le point de passage d'une particule de l'odre de 50-80 μm sont obtenues sur des prototypes.
- deux autres plaques, (celles-ci plus éloignées du point d'interaction) formée de doubles couches croisées de bandes de silicium. Les bandes seront écartées les unes des autres de environ 200 μm et auront une largeur de environ 20-40 μm , ce qui permettra d'atteindre des résolutions de l'ordre de 30-40 μm .

3.2.8 Le calorimètre électromagnétique H.P.C.

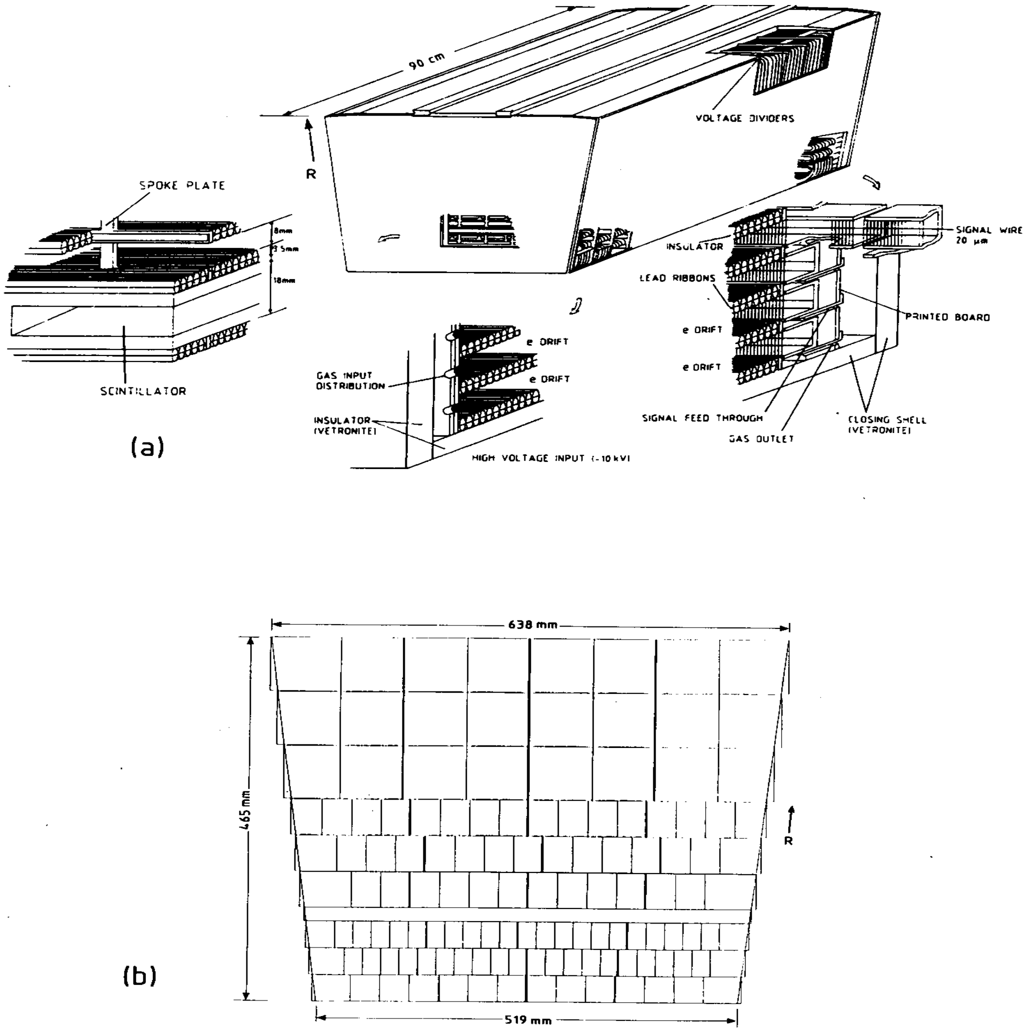


Figure 3.12: *a) Vue technique d'un module de la HPC. b) Vue en coupe d'un module montrant le tracé des damiers cathodes.*

Ce détecteur est une des premières applications du principe de projection temporelle à la calorimétrie. Il est composé de 144 modules agencés en 6 anneaux. Chaque anneau est composé de 24 modules azimutaux et couvre une zone de rayon compris entre 208 cm et 260 cm. Chaque module (voir figure 3.12) est composé d'une succession de rubans de convertisseurs en plomb (qui servent de cage électrostatique). L'espace entre ces rubans est rempli de gaz (80% argon et 20% méthane). Les rubans sont formés de fils de plomb électriquement isolés et portés à des potentiels dégradés, ce qui permet de créer un champ électrique de dérive de 100 V/cm. L'épaisseur totale de convertisseur rencontrée par une particule énergique correspond à 18 $X_0/\sin\theta$. Lors du passage de particules, le gaz est ionisé et les électrons d'ionisation dérivent vers les extremités des modules. A ces extrêmités se trouvent des chambres proportionnelles et des damiers cathodiques. Les damiers sont répartis en 9 rangées. Dans la première rangée (la plus proche de l'axe du faisceau), les damiers ont 2 cm de large. La largeur des damiers augmente avec le numéro de la rangée jusqu'à une valeur de 8 cm. Entre la rangée 3 et 4, soit environ 4.5 longueurs de radiation, est placée une couche de scintillateurs (cette profondeur correspondant à l'endroit où le nombre de particule secondaires est maximum). La réponse rapide des scintillateurs est utilisée par le système de déclenchement. Pendant l'événement , chaque damier est lu avec une fréquence de 15 MHz, ce qui permet d'obtenir une granularité en z de 4 mm.

La résolution spatiale en z est comprise entre 0.13 et 0.31 cm. Cela correspond à un résolution en θ de 0.6 mrad pour des photons de haute énergie. La résolution en ϕ est de 3.1 mrad.

La calibration en énergie est effectuée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. La résolution en énergie pour des électrons de 45 GeV est de 6%. La précision relative sur la mesure de l'énergie, calculée à partir de photons provenant de la désintégration de π^0,est :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = 0.043 \oplus \frac{0.33}{\sqrt{\mathrm{E}}} \quad \text{avec E en GeV}$$

Calorimètre électromagnétique central (HPC)	
Couverture angulaire	$43^o \leq \theta \leq 137^o$
Matériau convertisseur	Plomb ($X_0 = 0.56$ cm)
Partie sensible	chambre à fils (Ar:80% et CH_4 : 20%)
Longueurs de radiation	18 X_0
granularité	2cm en ϕ et 4mm en z
résolution spatiale	0.6 mrad en θ et 3.1 mrad en ϕ
$\sigma(E)/E$	$0.043 \oplus 0.33/\sqrt{E}$

Tableau 3.6: *Caractéristiques du calorimètre électromagnétique central.*

3.2.9 Le calorimètre électromagnétique à l'avant FEMC

Le principe de ce calorimètre est plus classique que celui de la HPC Il est constitué de 2×4532 blocs de verre au plomb. Les blocs de verre au plomb ont une forme de pyramide tronquée de 40 cm de long (voir la figure 3.13). Chaque pyramide correspond à 20 longueurs de radiation. Le FEMC couvre les régions angulaires d'angle polaire entre 8^o et 35^o ou entre 145^o et 172^o. La précision spatiale est de l'ordre de 0.5 cm.

La calibration est effectuée sur des événements Bhabha. On obtient pour ces électrons une résolution de 4.8 % et une précision relative sur la mesure de l'énergie de :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = 0.03 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{\mathrm{E}}} \quad \text{avec E en GeV}$$

Calorimètre électromagnétique à l'avant	
Couverture angulaire	$8^o \leq \theta \leq 37^o$
Matériau convertisseur et sensible	Verre au plomb ($X_0 \simeq 2$ cm)
Longueurs de radiation	20 X_0
granularité	cellule de $\simeq 5 \times 5$ cm^2
résolution spatiale	0.5 cm
$\sigma(E)/E$	$0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E}$

Tableau 3.7: *Caractéristiques du calorimètre électromagnétique central.*

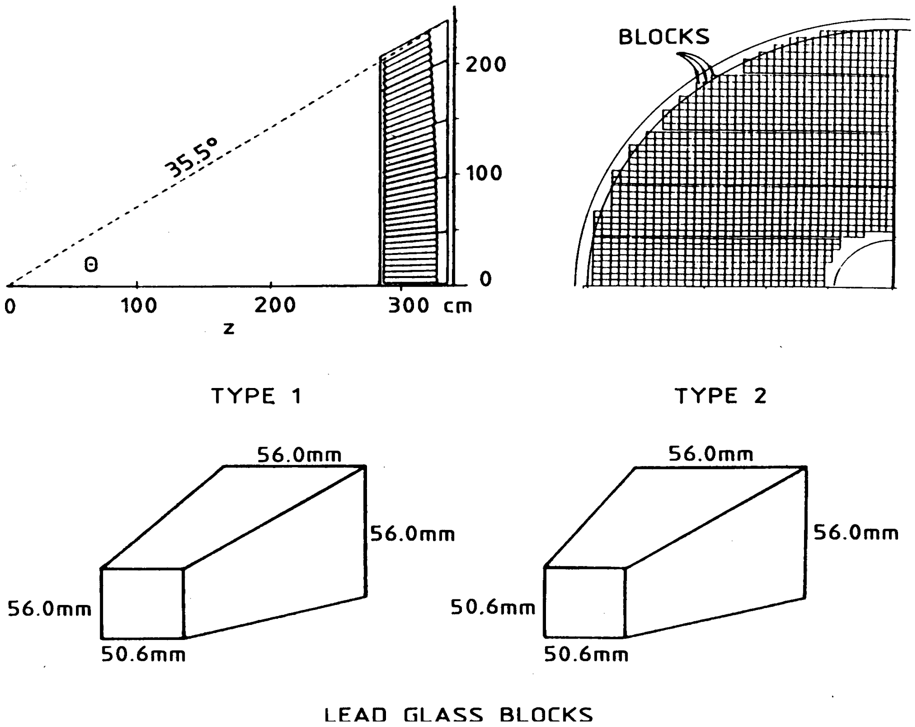


Figure 3.13: *Disposition et géométrie des blocs de verre au plomb du FEMC.*

3.2.10 Le calorimètre à petit angle STIC

C'est un calorimètre à échantillonage composé d'un assemblage de plaques de plomb et de scintillateur (figure 3.14), ayant une épaisseur de 27 longueurs de radiation. Il est traversé par des fibres parallèles à l'axe du faisceau, qui transportent la lumière des

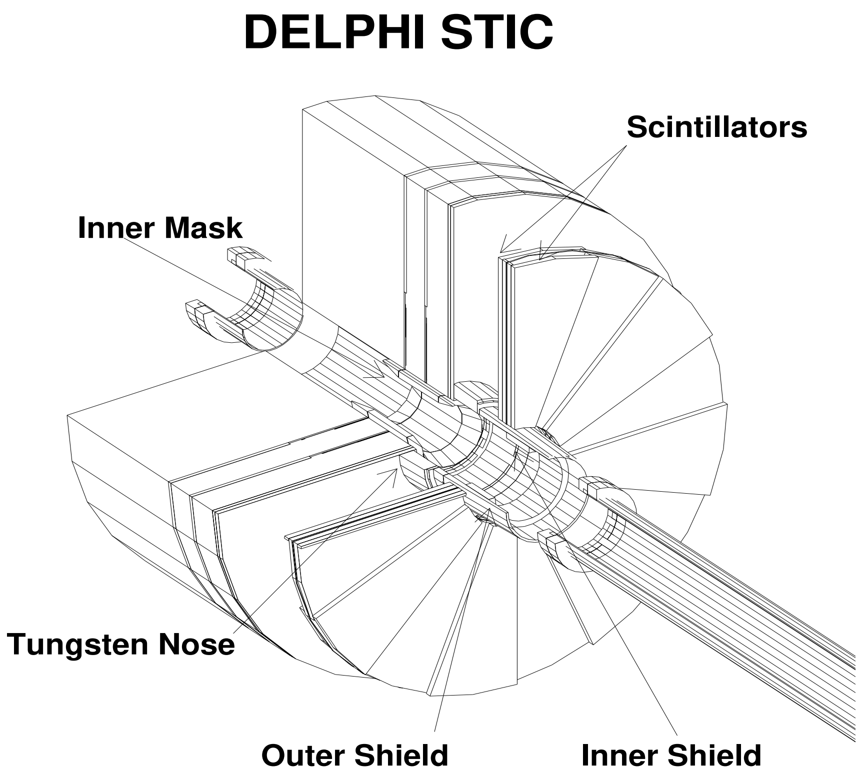


Figure 3.14: *Le Small angle TIle Calorimeter.*

scintillateurs vers des phototétrodes. Il est situé à z=±2.2 m et couvre les régions d'angle polaire entre 2.5 et 10.5^o ou entre 169.5 et 177.5^o. L'énergie d'un électron de 45 GeV est déterminée avec une résolution de 3%. Les spécifications de ce module permettent une mesure de la luminosité avec une précision de 1 pour mille environ. Ce calorimètre a remplacé en 1994 un autre module, appelé SAT, dont la résolution était moins bonne.

De plus, pour LEP200, il est d'une grande importance pour étiqueter les événements du retour radiatif sur le Z. Ces événements sont caractérisés par la production d'un photon très énergétique à très bas angle (pour une valeur dans le centre de masse de 192 GeV, l'énergie de ces photons est piquée à 75 GeV, voir le chapitre 7).

3.2.11 Le VSAT

C'est un calorimètre installé à z=±7.7 m du point d'interaction et qui couvre un angle polaire de 5 à 7 mrad. Il est composé de silicium séparé par des couches de tungstène qui jouent le rôle d'absorbeur. Ce calorimètre, ainsi que le STIC, mesure la luminosité des

Calorimètre électromagnétique à bas angle	
Couverture angulaire	$2.5^o \leq \theta \leq 10.5^o$
Matériau convertisseur	Plomb
Partie sensible	scintillateurs
Longueurs de radiation	27 X_0
résolution spatiale	400 μm (coordonnée radiale)
σ(E)/E	$0.015 \oplus 0.135/\sqrt{\mathrm{E}}$

Tableau 3.8: *Caractéristiques du STIC.*

faisceaux par comptage des événements Bhabha. Il sert de plus à rejeter les événements de bruit de fond dûs au faisceau.

3.2.12 Les calorimètres hadroniques HAB et HAF

Le calorimètre hadronique (figure 3.15) est composé de deux parties, la région centrale (HAB) et les régions avant et arrière (HAF). Une bonne couverture angulaire est atteinte ($11^o \leq \theta \leq 169^o$). Chaque partie est formée par la succession de plaques de fer (Λ_n = 17 cm) et de 2 cm de milieu sensible (tubes de Iarocci).

La région centrale couvre les régions angulaires $42.6^o \leq \theta \leq 137.4^o$. Elle est constituée de 24 modules azimuthaux de 7,60 m de long et couvrant une zone de rayon entre 318,5 cm et 477,5 cm. Chaque secteur comporte 19 couches de 5 cm, 2 de 2,5 cm et une de 10 cm de Fer. Entre les deux couches de 2.5 cm est intercalée une chambre à muons. Une particule traversera une longueur minimale de 110 cm de fer, ce qui correspond à 6,5 longueur d'interaction nucléaire. Entre ces couches de fer, des tubes de Iarocci ont été installés pour mesurer les dépots d'énergie de la particule incidente. Ils renferment un gaz formé de CO_2, butane et d'argon avec les proportions 60%, 30 % et 10 %. L'intérieur des tubes est recouvert d'une peinture au graphite qui sert de cathode. Au centre des tubes est tendu un fil conducteur porté a un potentiel de 4 kV.

Les bouchons couvrent le reste de l'angle solide total. Le principe est le même que pour le calorimètre central : une sucession de couches de fer et de tubes de Iarocci.

La précision relative sur la mesure de l'énergie de particules hadroniques dans la région centrale est :

$$\frac{\sigma(\mathrm{E})}{\mathrm{E}} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{\mathrm{E}}} \quad \text{avec E en GeV}$$

Cette résoluton a été calculée à partir d'événements $\tau^+\tau^-$ et plus particulièrement en utilisant les désintégrations en un seul pion chargé du τ. Le terme fixe vient de la matière qui se trouve entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique (la bobine supraconductrice). Une description plus détaillée du calorimètre hadronique (mode de fonctionnement et d'acquisition des données) est fournie dans le chapitre 4.

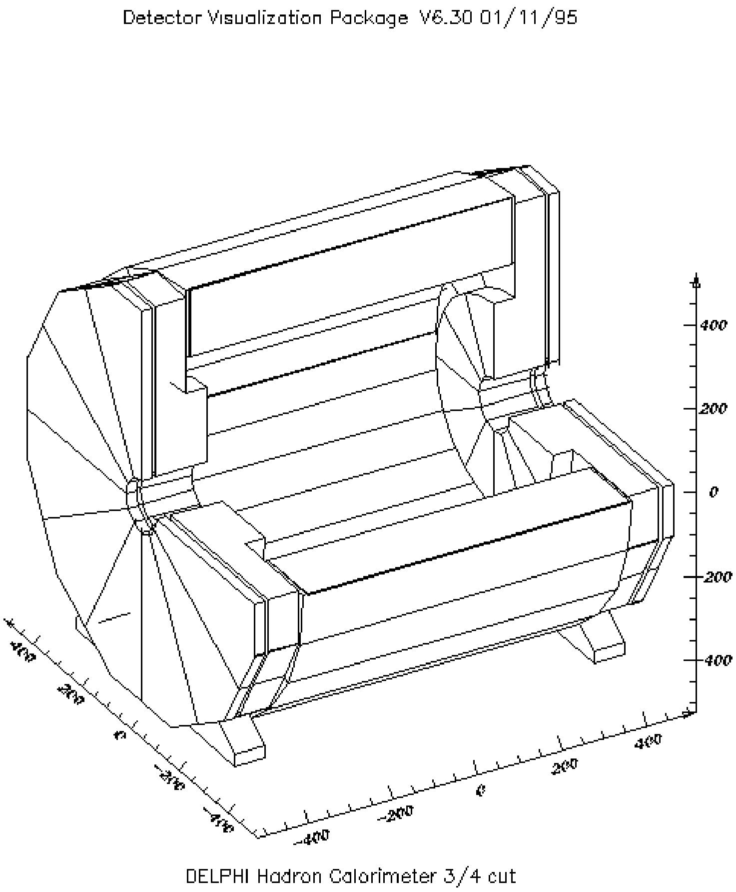


Figure 3.15: *Le calorimètre hadronique.*

3.2.13 Les chambres à muons

Toutes les particules sont absorbées dans les calorimètres, à part les neutrinos et les muons. Pour ces derniers, des chambres à fils sont utilisées pour mesurer leur passage. Elles sont placées autour de tous les autres détecteurs. La couverture angulaire des détecteurs à muons a été améliorée par l'ajout depuis 1994 de chambres dans les régions angulaires situées à 50^o d'angle polaire.

3.2.14 Les détecteurs à effet Cerenkov : BRICH et FRICH

Une particule chargée qui traverse un milieu d'indice n émet, si sa vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, de la lumière suivant un cône dont l'axe est orienté suivant la trajectoire de la particule. L'angle d'ouverture θ_c du cône est défini par :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Calorimètre hadronique	
Couverture angulaire	$11^o \leq \theta \leq 169^o$
Matériau convertisseur	Fer : Λ_n = 17.1 cm
Longueurs d'absorbtion	6.5 Λ_n
granularité	cellule de $\simeq 20 \times 20$ cm^2
σ(E)/E	$0.21 \oplus 1.12/\sqrt{\mathrm{E}}$

Tableau 3.9: *Caractéristiques du calorimètre hadronique.*

La valeur $\beta_{seuil} = \frac{1}{n}$ correspond à la non-émission de photons. Le nombre de photons émis est proportionnel au parcours de la particule dans le milieu radiateur, et est un facteur important de détection pour la mesure de l'angle du cône. Connaissant la valeur de l'impulsion de la particule et la valeur de l'angle du cône de lumière, on calcule la masse de la particule et cela permet donc de l'identifier.

Les détecteurs à imagerie Cerenkov de DELPHI sont un compromis entre la nécessité de couvrir une gamme d'impulsions importante, le désir d'avoir un nombre de photons recueillis importants et la contrainte de ne pas trop prendre de place dans le détecteur DELPHI. Ils sont composés de deux radiateurs renfermant des milieux différents : un liquide, d'indice de réfraction élevé destiné à l'identification des particules de basses impulsions (entre quelques centaines de MeV et quelques GeV), et un gazeux, d'indice plus faible qui sert à l'identification des particules de plus hautes impulsions (entre quelques GeV et quelques dizaines de GeV).

3.2.15 Les compteurs de temps de vol : TOF et HOF

Ils sont utilisés pour le système de déclenchement de DELPHI et pour rejeter les événements cosmiques. Ils sont composés de scintillateurs. La précision en temps est de 1.2 ns pour le TOF et de 5 ns pour le HOF.

3.3 Le déclenchement

Afin de pouvoir faire fonctionner correctement le système d'acquisition avec la haute luminosité fournie par le LEP et pour ne pas tenir compte des événements de bruit de fond, le système de déclenchement de DELPHI est composé de 4 niveaux de sélections. Les deux premiers niveaux (T1 et T2) sont synchronisés avec le signal de croisement des faisceaux (BCO : B*eam* C*ross* O*ver*) qui définit l'acquisition et la numérisation des signaux. Les deux derniers (T3 et T4) sont effectués de façon asynchrone avec le signal BCO et correspondent à une analyse plus fine, mais rapide, des détecteurs.

Le niveau T1 (3 μs après le signal BCO) est une analyse purement électronique des signaux qui fait intervenir les parties rapides des détecteurs : détecteurs de traces avec un court temps de dérive (ID, OD, FCA et FCB), les chambres à muons, les compteurs de temps de vol (pour éliminer les événements cosmiques) et les luminomètres. Le scintillateur de la HPC est aussi utilisé.

Le niveau T2 (jusqu'à 39 μs après le signal BCO) utilise des microprocesseurs pour rechercher sommairement la présence de traces. Il fait intervenir les détecteurs avec long temps de dérive comme -par exemple- la TPC et la HPC, ainsi que les calorimètres électromagnétiques à l'avant et le calorimètre hadronique.

Avec l'augmentation de la luminosité instantanée au cours des années, deux étapes supplémentaires ont été rajoutées afin de laisser le taux de prise de données inférieur à 2 Hz. Le niveau T3 (jusqu'à environ 50 ms) correspond à une analyse plus fine des données de chaque détecteur. Le niveau T4 (environ 400 ms) correspond à filtrer les événements de bruit de fond non éliminés, au cours d'un traitement complet mais simplifié, de la reconstruction de toutes les traces.

La redondance entre les différents niveaux de sélection entraîne que des efficacités proches de 100% sont atteintes pour des événements di-muons ou di-électrons. Pour les événements hadroniques, grâce à la haute multiplicité en nombre de particules, l'efficacité est quasiment égale à 100%.

Parallèlement au système de déclenchement, le système d'acquisition lit les signaux électroniques fournis par les détecteurs, les met en forme et si le déclenchement le lui permet (événement accepté), les stocke de façon permanente pour l'étape suivante : la reconstruction de l'événement pour les analyses de physique.

3.4 Le programme de reconstruction : DELANA

La première étape de la reconstruction des événements consiste pour chaque sous-détecteur de DELPHI à lire les données collectées, à appliquer les calibrations nécessaires et quand cela est possible à reconstruire des éléments de trace. Ces éléments de trace sont soit des points dans l'espace (cas du détecteur de vertex), soit des gerbes dans les calorimètres ou alors des segments entiers de trajectoire (dans la chambre à échantillonage temporel, détecteur interne).

La deuxième étape consiste à associer les divers éléments de traces des détecteurs de trace pour former ce que l'on appellera une trace. Cette trace correspond au passage d'une particule chargée dans les détecteurs. Dans la région centrale, la reconstruction de la trace commence par les élements de trace de la TPC qui sont extrapolés vers les détecteurs de traces les plus proches du point d'interaction (en dehors du VD), mais aussi vers ceux qui en sont le plus éloignés (l'OD). Pour les régions inefficaces de la TPC (entre les modules) un autre algorithme utilise directement les éléments provenant de l'ID et de l'OD. Dans la région avant, des algorithmes basés sur les éléments de trace de la chambre FCB et sur la position du Beam-spot, mais aussi quand cela est possible sur les éléments de trace de la TPC et de la chambre FCA, sont utilisés. Les points du VD ne sont, pour l'instant, associés aux traces qu'après ces étapes. Des algorithmes sont en phase de test pour utiliser comme pivot de la reconstruction le VD et l'ID. Ils seront utilisés à partir de l'année 1996.

La troisième étape de l'algorithme consiste à extrapoler les traces précédentes :

- vers les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et à associer à ces traces extrapolées des gerbes calorimétriques. Les gerbes non-associées sont considérées comme provenant du passage d'une particule neutre.
- vers les détecteurs à imagerie Tchérenkov, afin d'essayer d'identifier la particule responsable de cette trace.

Les quantités physiques (impulsion, énergie, charge, masse ...) sont alors stockées sur des bandes dans un format compressé.

Chapitre 4

HACCOR : un algorithme de reconstruction des gerbes hadroniques.

4.1 Nécessité d'un tel algorithme

Nous avons vu dans le chapitre sur la phénoménologie du boson de Higgs, que la signature expérimentale du signal dans le canal neutrino était, en particulier, de l'énergie manquante. Nous allons d'abord expliquer pourquoi et comment certains problèmes de reconstruction de gerbes hadroniques sont responsables d'une mauvaise reconstruction du flux d'énergie.

Considérons un simple filtre qui consisterait à garder, parmi les événements produits dans le détecteur DELPHI, ceux qui pourraient éventuellement mimer la possible désintégration d'un boson de Higgs dans le canal neutrino. Ce filtre demande des événements avec une certaine quantité d'énergie manquante et une certaine acolinéarité entre les jets reconstruits. Les efficacités de sélection de ce filtre pour les données simulées Higgs ($m_H = 50$ GeV/c^2) et les données réelles sont les suivantes :

$$E_{ff} = \begin{cases} 69\% \text{ pour un boson de Higgs} \\ 0.24\% \text{ pour les données réelles} \end{cases}$$

On constate que les événements des données réelles passant ce filtre correspondent :

- dans 86% des cas, à des pertes de particules dans les régions faibles du détecteur.
- dans 56% des cas, à l'existence d'au moins une particule chargée qui possède un excès significatif d'énergie dans le calorimètre hadronique, par rapport à son impulsion. Le recouvrement avec les précédents événements est de l'ordre de 44%.

De tels écarts entre l'énergie reconstruite dans le calorimètre hadronique et l'impulsion mesurée dans les détecteurs de traces ne peuvent venir uniquement de fluctuations du calorimètre. Pour comprendre comment de l'énergie manquante apparaît, expliquons la façon de calculer le flux d'énergie, c'est-à-dire l'énergie et l'impulsion totale d'un événement . Dans toute la suite de la thèse, on utilisera les définitions suivantes :

- pour chaque particule chargée reconstruite, l'énergie de la particule sera donnée par la mesure de l'impulsion dans les détecteurs de traces :

  $$E^i_{ch} = P^i$$

  Cela revient donc à négliger la masse pour toutes les particules chargées.

- les particules neutres seront les dépôts des calorimètres n'ayant pas été associés à une trace chargée par l'algorithme de reconstruction des événements :

  $$E^j_{neut} = E^j_{calo} = E^j_{em} \text{ ou } E^j_{had}$$

  Nous avons séparé les neutres "électromagnétiques" des neutres hadroniques. Cette séparation vient du fait qu'il n'y a pas, pour l'instant, une combinaison des deux calorimètres pour donner une meilleure reconstruction de l'énergie. Dans le cas de neutres électromagnétiques (γ ou π_0), cela ne pose pas de problèmes car ils sont entièrement contenus dans la calorimétrie électromagnétique. Pour les neutres hadroniques (K^0_L, neutrons, Λ^0,...), certaines de ces particules commencent à developper une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique et la poursuivent dans la calorimétrie hadronique. L'algorithme de reconstruction reconstruit alors deux neutres : un dans chaque type de calorimètres.

Alors, l'énergie totale de l'événement est définie comme :

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^{N_{ch}} E^i_{ch} + \sum_{j=1}^{N_{neut}} E^i_{neut}$$

Le mécanisme de création d'énergie manquante par mauvaises associations de dépôts des calorimètres est le suivant : si une particule chargée d'impulsion P est associée à une gerbe E_{had} du calorimètre hadronique qui est en fait la somme de deux gerbes (voir figure 4.1), l'une venant de la particule chargée et l'autre venant d'une particule neutre type K^0_L ou neutron, alors nous n'avons pas reconstruit l'énergie du neutre. Il faut remarquer que cette particule neutre n'aura pas été mal reconstruite par le détecteur mais par le programme de reconstruction lui-même.

On pourrait utiliser, comme estimateur de l'énergie de la particule chargée, l'énergie hadronique associée E_{had} au lieu de l'énergie E^i_{ch} de la trace chargée. On aurait alors reconstruit aussi l'excès d'énergie. Plusieurs problèmes apparaissent cependant :

- il faut être sûr que l'excès d'énergie n'est pas dû en fait à une autre particule chargée pour éviter le double comptage d'énergie,

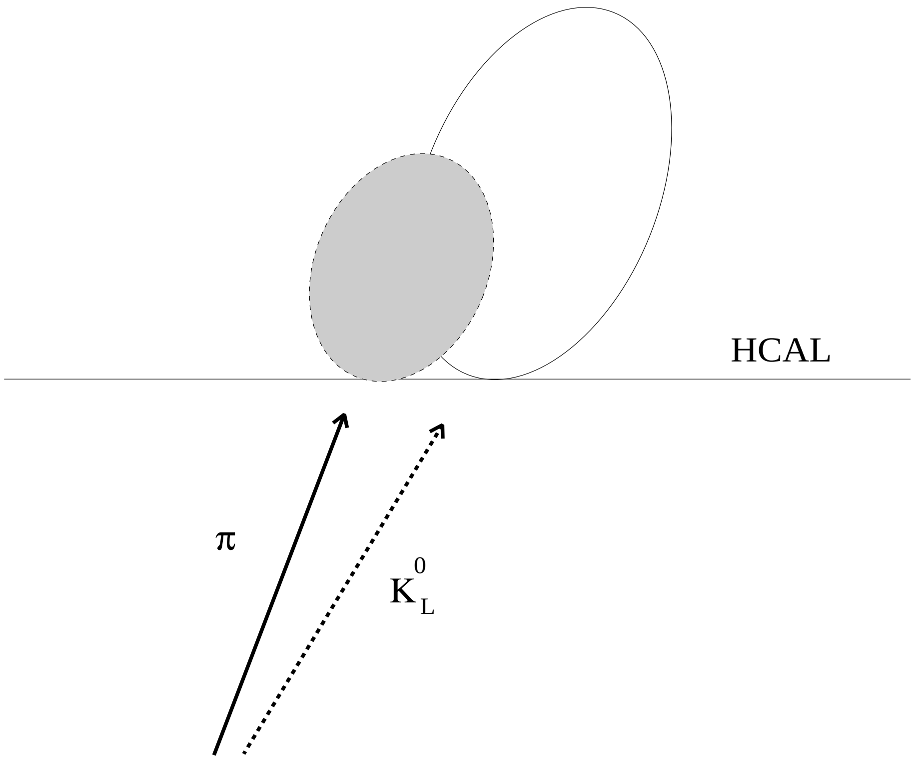


Figure 4.1: *Recouvrement de deux gerbes dans le calorimètre hadronique.*

- comment calculer la direction de cet excès d'énergie ? Dans le cas où l'on est sur qu'un neutre est responsable de cet excès, il faut reconstruire sa direction. Il n'est pas sûr que prendre la direction de la particule chargée soit une bonne solution si, par exemple, la partie du dépôt due au neutre est relativement éloignée de celle due à la trace chargée.

- de plus, la calibration du calorimètre hadronique ne prend pas en compte les pertes dans la bobine. On aura donc tendance à sous estimer l'excès.

Les problèmes évoqués sont à l'origine du choix de la reconstruction, de façon systématique, de l'énergie et la direction des possibles neutres hadroniques.

Avant d'expliquer le principe de l'algorithme de séparation de gerbes, une introduction au processus de gerbes dans les calorimètres et les différences entre une gerbe purement électromagnétique et une gerbe hadronique est nécessaire. Puis, une présentation plus précise du calorimètre hadronique de DELPHI suivra.

4.2 Les gerbes dans les calorimètres

Le passage d'une particule de haute énergie dans un milieu dense occasionne une dégradation de son énergie initiale par interaction avec les atomes du milieu cible. Le principe de la calorimétrie repose sur l'absorption, par le milieu choisi, de toute l'énergie de la particule initiale. Cela permet la mesure de l'énergie de la particule mais aussi de déterminer sa direction et éventuellement sa nature. La particule initiale, en traversant le milieu, produit des particules secondaires qui peuvent à leur tour engendrer d'autres particules : c'est le processus de gerbe.

4.2.1 Interaction des particules dans la matière

Il faut distinguer trois catégories de particules :

- les particules qui interagissent électromagnétiquement :
  - les électrons et les positrons dont la perte d'énergie se fait principalement par le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) mais aussi par ionisation. Néanmoins, à partir d'une énergie de 10 MeV, les pertes sont dominées par la première interaction. La variable gouvernant le processus est la longueur de radiation X_0 qui est définie comme la longueur parcourue dans le matériau pour réduire l'énergie de l'électron d'un facteur e :

    $$\mathrm{E}_{\mathrm{e}^-}(l) = \mathrm{E}_{\mathrm{e}^-}(l=0)e^{-l/X_0}$$

  - les photons qui interagissent par émission de paires $e^+ \ e^-$, par diffusion Compton ou par effet photoélectrique. A partir d'une énergie de 10 MeV, les pertes sont dominées par la création de paires. La variable utilisée est la longueur d'absorption du photon Λ_γ qui est définie comme la longueur parcourue dans le matériau pour réduire le nombre de photons d'un facteur e :

    $$\mathrm{N}_\gamma(l) = \mathrm{N}_\gamma(l=0)e^{-l/\Lambda_\gamma}$$

- les particules qui interagissent par interaction forte, c'est-à-dire les particules hadroniques. Elles subissent, dans un milieu dense, des interactions nucléaires avec les noyaux. Les pertes d'énergie associées à ces interactions sont beaucoup plus importantes que les pertes par ionisation. On définit la longueur d'absorption Λ_n d'un milieu comme la longueur parcourue dans ce milieu pour réduire l'intensité d'un faisceau de hadrons d'un facteur e :

  $$\mathrm{N}(l) = \mathrm{N}(l=0)e^{-l/\Lambda_n}$$

- les muons qui interagissent surtout par collisions. En effet, étant environ 200 fois plus lourds que les électrons, ils sont 40000 fois moins sensibles au rayonnement de freinage. Pour des muons d'énergie inférieure à 100 GeV, les pertes d'énergie se font donc principalement par ionisation. L'énergie critique, pour laquelle les pertes par ionisation sont du même ordre de grandeur que les pertes par bremsstrahlung, est en effet de 200 GeV.

4.2.2 Le processus de gerbe

Il y a beaucoup de différences entre le développement d'une gerbe électromagnétique et d'une gerbe hadronique.

Si l'on considère un électron de haute énergie qui traverse un milieu dense, il émet un photon par rayonnement de freinage. Ce photon à son tour interagit et crée une paire électron-positron, et ainsi de suite, jusqu'à ce que l'énergie des particules soit inférieure à une énergie dite critique, où le processus de gerbe s'arrête.

Pour un hadron, une partie de son énergie sera utilisée pour casser les noyaux, l'autre servant à la production de nouvelles particules, principalement des $\pi^{\pm}$ et des π^0. Les π^0 se désintégrent presque instantanément en paires de photons qui commencent une gerbe électromagnétique. La fraction moyenne de l'énergie incidente du hadron déposée sous forme électromagnétique varie comme [29] : $< f_{em} >= 0.12 lnE$ $(E\ en\ GeV)$. Les $\pi^{\pm}$ interagissent à leur tour avec les noyaux du milieu, et ainsi de suite. La forme d'une gerbe hadronique commence par un important dépôt dû à la composante électromagnétique (π^0 et γ) de la gerbe, suivi d'une décroissance exponentielle correspondant aux réactions nucléaires engendrées par les hadrons. Les distances caractéristiques des gerbes hadroniques sont calculables de façon approchée en fonction de la longueur d'absorption nucléaire du matériau convertisseur :

- le développement longitudinal de la gerbe (la profondeur) [30] :

  $$L(95\%) \simeq (0.2Ln(E) + 2.5E^{0.13} + 0.7)\Lambda_n$$

  L(95%) est l'épaisseur du matériau nécessaire pour contenir 95% de la gerbe. Cette formule approchée (10% près), décrit des gerbes comprises entre quelques GeV et quelques centaines de GeV. Par exemple, il faut une longueur d'environ 6 Λ_n pour contenir une gerbe de 40 GeV. Si le matériau convertisseur est du Fer ($\Lambda_n = 17.1\ cm$) cela correspond à environ 1m de Fer.

- le confinement latéral :

  $$R(95\%) \simeq \Lambda_n$$

  R(95%) est le rayon d'un cylindre découpé dans le matériau et contenant 95% de la gerbe. Cette formule est exacte à 20% près et est pratiquement indépendante de l'énergie incidente. Pour du Fer, cela donne donc une vingtaine de centimètres.

Ces ordres de grandeur permettent d'expliquer la nécessité d'avoir des calorimètres hadroniques très volumineux ou très denses si l'on veut contenir des gerbes de haute énergie.

4.2.3 Le principe des calorimètres

Soit l_i, la distance parcourue par une particule secondaire créée durant le développement de la gerbe. Le principe de la calorimétrie tient au fait que le parcours total $T = \sum_i l_i$ est proportionnel à l'énergie de la particule incidente :

$$E = aT$$

avec la valeur de a déterminée par une calibration.

Il y a plusieurs principes utilisés dans DELPHI pour mesurer T :

- des calorimètres à échantillonnage
- des calorimètres homogènes

Les calorimètres à échantillonnage sont constitués de couches successives de milieu sensible (où les particules déposent de l'énergie) et de milieu convertisseur (création des gerbes). Si une particule i traverse n_i couches sensibles et n_i+1 couches de convertisseur, elle aura déposé dans le milieu sensible une énergie de :

$$E_i = \frac{dEs}{dx} e_s n_i$$

où $\frac{dEs}{dx}$ est la perte d'énergie linéique dans une couche de milieu sensible et e_s est la longueur de cette couche. L'énergie de la gerbe et donc de la particule initiale est donnée par :

$$E_G = \frac{dEs}{dx} \frac{e_s}{e_s + e_s} \sum_i n_i(e_s + e_s) = \frac{dEs}{dx} \frac{e_s}{e_s + e_s} \sum_i l_i = aT$$

Ce principe sera utilisé dans le calorimètre central électromagnétique et le calorimètre hadronique.

Les calorimètres homogènes sont constitués d'un milieu transparent à la lumière. La perte d'énergie est mesurée soit par effet Cerenkov, soit par scintillation (perte d'énergie par ionisation). Les calorimètres électromagnétiques des deux bouchons reposent sur l'effet Cerenkov : un électron traversant un bloc de verre émet de la lumière. Le nombre de photons Cerenkov est proportionnel au parcours de la particule dans le milieu. Il en résulte que, pour toutes les particules de la gerbe électromagnétique, on a un nombre de photons recueillis proportionnel au parcours total T. Néanmoins, la longueur de radiation dans le verre étant trop élevée, il est nécessaire de doper ce verre d'une certaine quantité de plomb pour pouvoir contenir des gerbes de plusieurs dizaines GeV.

4.3 Le calorimètre hadronique de DELPHI

Nous avons décrit de facon succinte ce calorimètre dans le chapitre 3. il nous faut maintenant expliquer le mode d'aquisition et de mesure de l'énergie. Nous rappelons que les couches de convertisseurs sont formées de fer et que les parties actives du calorimètre sont composées de tubes de Iarocci.

4.3.1 Les tubes de Iarocci

Le shéma de principe d'un tube de Iarocci ([31]) est présenté sur la figure 4.2. Il est recouvert en son intérieur d'une mince couche de peinture au graphite de faible conductibilité. Le passage d'une particule de la gerbe ionise le gaz. Les électrons secondaires sont attirés par le fil d'anode où se produit une avalanche. La charge due à cette avalanche induit des charges sur la surface du tube. Le signal est récupéré par effet capacitif sur des damiers externes. (voir la figure 4.2).

Le signal recueilli se propage sur plusieurs damiers par un effet de diffusion de charges. Cet effet est dû à la conductivité non nulle sur les surfaces intérieures des tubes. Les charges induites sont concentrées près du damier le plus proche du point de passage. Ensuite, elles diffusent le long du tube, jusqu'aux damiers voisins, en environ 1 μs.

La mesure de l'énergie repose sur le fait qu'aux énergies considérées au LEP, le nombre de particules secondaires produites lors du développement d'une gerbe hadronique est approximativement proportionnel à l'énergie de la particule initiale. Le principe du calorimètre hadronique est alors le suivant : sachant que les particules secondaires qui vont traverser les tubes de Iarocci ionisent le gaz et que le mode d'utilisation (mode *streamer* limité) des tubes fait que normalement, une particule produit une seule avalanche, les signaux recueillis sur les damiers sont reliés par un facteur de proportionnalité au nombre de particules secondaires. L'énergie est alors elle aussi proportionnelle aux signaux des damiers. On mesure donc l'énergie initiale en termes de nombre de traces au minimum ionisant détectées dans les tubes. Ce mode de fonctionnement permet un bon rapport signal sur bruit et une amélioration de la résolution car la mesure de l'énergie n'est pas sensible aux fluctuations de Landau. Le facteur de proportionnalité est évalué par un étalonnage expérimental (voir chapitre sur la calibration).

4.3.2 Le mode d'acquisition des données

La lecture des signaux se fait par l'intermédiaire des damiers. Cependant, les damiers de 5 couches successives sont électriquement reliés entre eux pour former des tours projectives pointant vers le point d'interaction. La figure 4.3 présente l'architecture de ces tours.

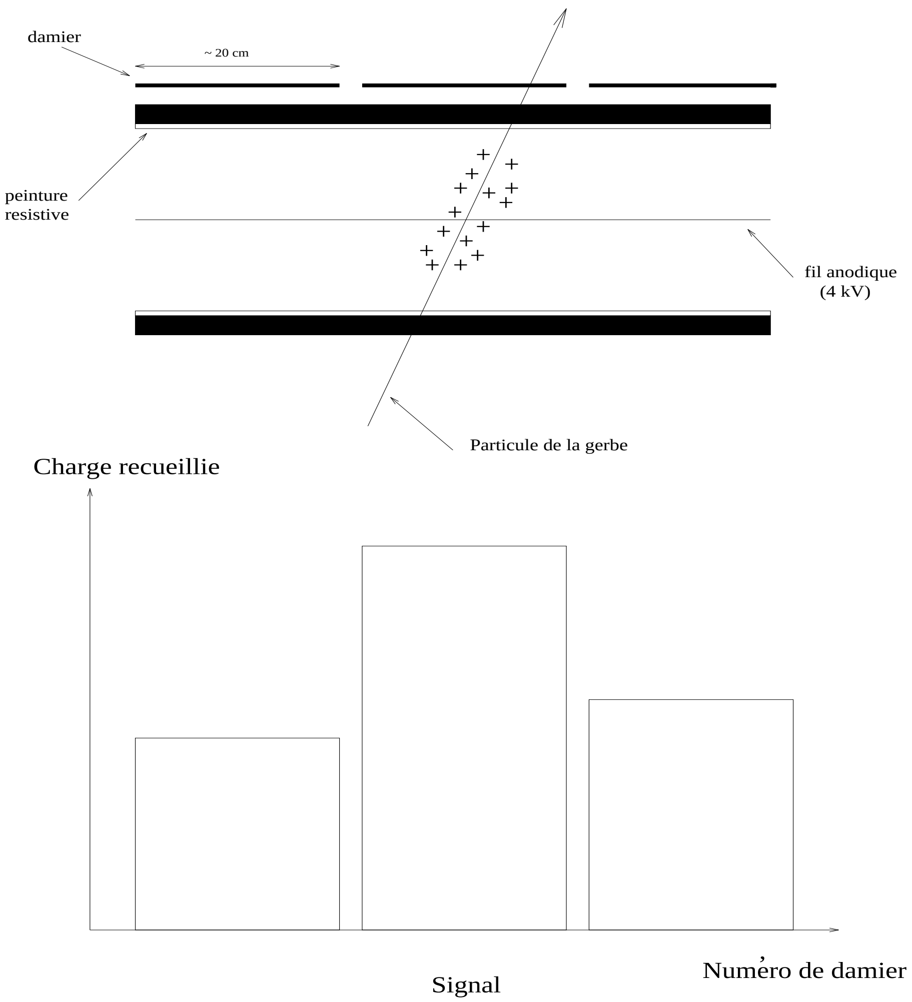


Figure 4.2: *Schéma de principe d'un tube de Iarocci (en haut) et effet de diffusion de charge (en bas).*

La couverture angulaire des tours est de :

- $\Delta\theta = 2.96^o$ et $\Delta\phi = 3.75^o$ pour la partie centrale
- $\Delta\theta = 2.62^o$ et $\Delta\phi = 3.75^o$ pour les bouchons

La trajectoire d'une particule provenant du point d'interaction rencontrera le plus souvent 4 tours du calorimètre (à part dans la région intermédiaire entre la partie centrale et les bouchons).

Dans la suite, nous appellerons cellule du calorimètre hadronique une de ces tours. Chaque cellule sera caractérisée par trois nombres entiers : le numéro de la cellule dans la direction θ et le numéro dans la direction ϕ, avec :

$$\theta \in [1, 56] \text{ et } \phi \in [1, 96]$$

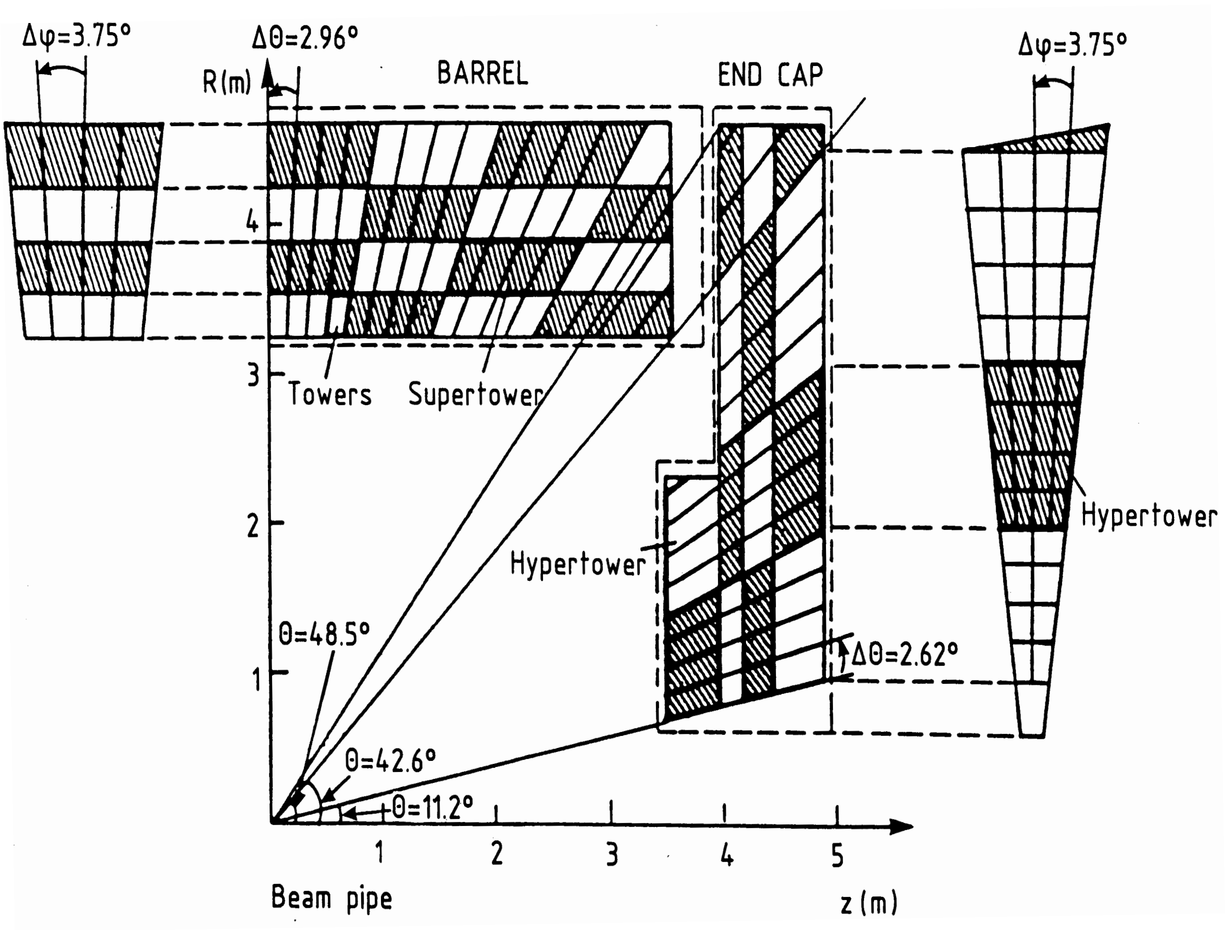


Figure 4.3: *Disposition des tours projectives du calorimètre hadronique.*

mais aussi, l'appartenance aux différentes couches radiales (profondeur) :

$$L \in [1, 4]$$

Nous avons par souci de simplification, associé directement la direction $\theta \times \phi$ de la cellule aux numéros de cellules correspondants. Cette simplification sera utilisée durant tout le chapitre.

4.3.3 La calibration

La calibration du calorimètre repose sur l'utilisation de deux lots d'événements distincts : un lot de muons provenant de la désintégration Z→ $\mu^+\mu^-$ et un lot d'événements hadroniques.

Les muons ne produisent pas de gerbes dans le calorimètre. Un muon laisse en fait un signal constant dans chacun des 20 tubes touchés. Pour chaque cellule du calorimètre, un coefficient de calibration est calculé afin d'uniformiser les réponses de chaque cellule. L'échelle d'énergie est fixée par le lot d'événements hadroniques. La réponse du calorimètre hadronique au passage d'un muon est montrée sur la figure 4.4.

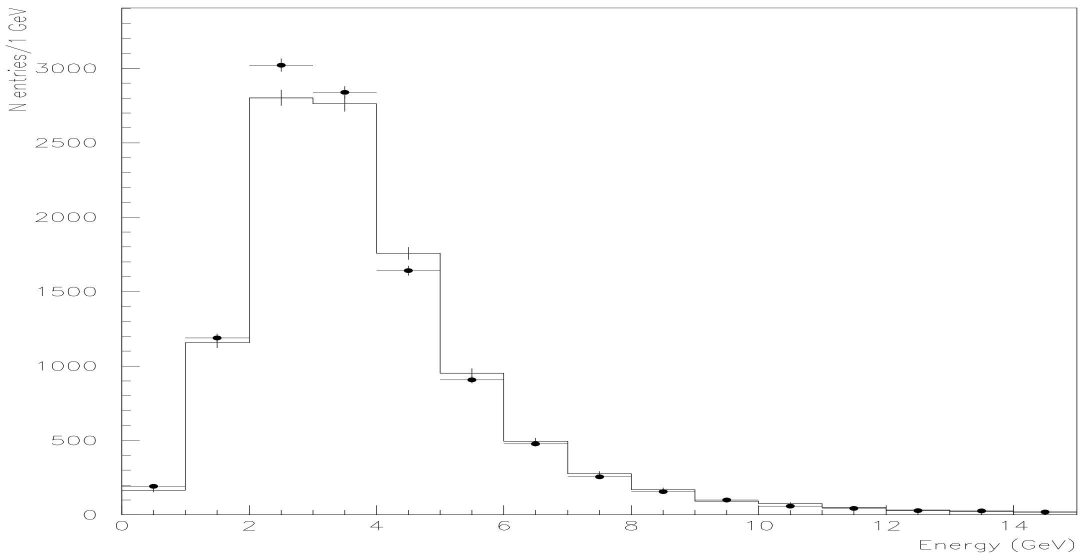


Figure 4.4: *Energie dans le calorimètre hadronique déposée par un muon identifié dans les chambres à muons. Les données réelles (1994) sont représentées par les points et les données simulées par l'histogramme en trait plein [42].*

4.4 L'algorithme HACCOR

4.4.1 Principes de HACCOR

Le principe de HACCOR est qu'à l'intérieur d'une gerbe hadronique, des sous-structures qui mettent en évidence des maxima locaux dans la gerbe sont décelables. Ces maxima locaux correspondraient aux dépôts d'énergie de plusieurs particules. Un exemple flagrant se trouve sur la figure 4.5 qui représente les énergies contenues dans cellules du HCAL en fonction des numéros de cellules pour une particule chargée provenant d'un événement simulé $q\bar{q}$. On remarque dans cette gerbe d'une trentaine de GeV, deux maxima locaux. La simulation montre que ces deux maxima locaux proviennent l'un d'un π^- de 4.3 GeV et l'autre d'un K_L^0 de 24.3 GeV. Or, la reconstruction a affecté toute l'énergie de la gerbe au pion, ce qui entraîne une énergie manquante d'environ une trentaine de GeV.

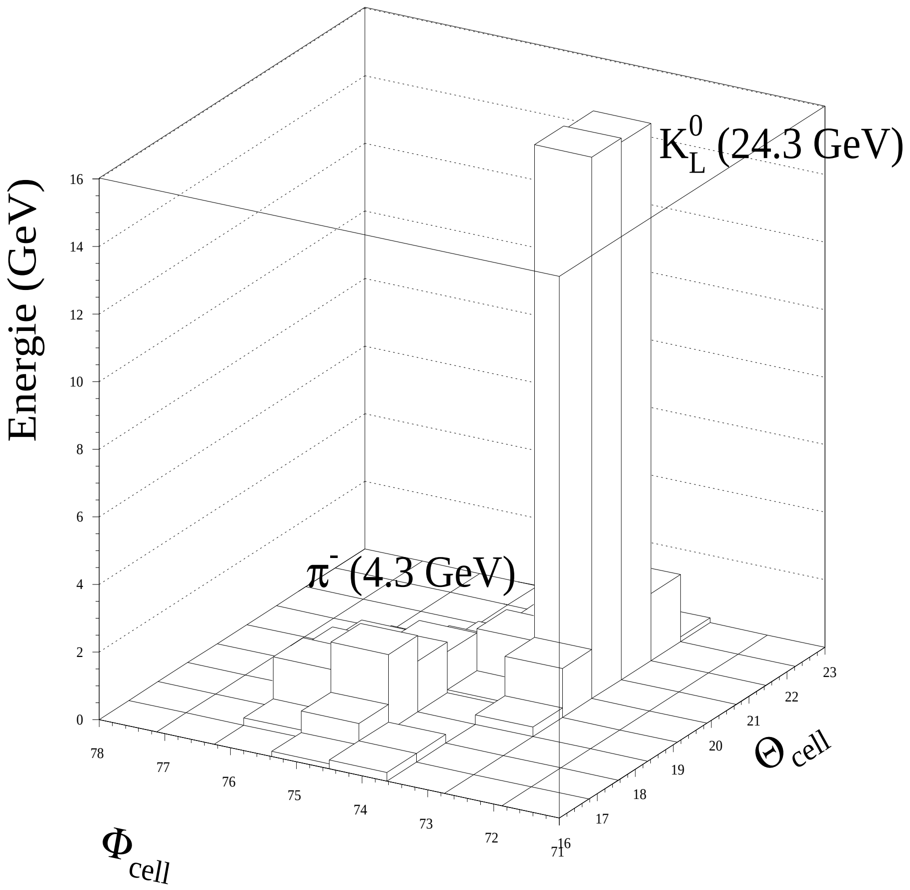


Figure 4.5: *Deux maxima locaux dans une gerbe hadronique.*

L'algorithme repose sur deux lignes directrices antagonistes:

- essayer de récupérer le plus possible d'énergie neutre mal associée,
- ne pas créer de fausse énergie.

Il se divise en trois étapes :

- recherche de maxima locaux dans toutes les gerbes hadroniques associées aux particules chargées,

- extrapolation de toutes les traces chargées vers le calorimètre hadronique et association entre certains maxima locaux proches de l'extrapolation. Les maxima locaux non associés sont considérés comme de potentielles gerbes provenant de particules neutres,
- réassociation de l'énergie des cellules du HCAL aux particules chargées et aux maxima locaux non associés (neutres). Chaque cellule pourra donc voir une partie de son énergie attribuée à différentes particules.

4.4.2 Recherche de maxima locaux

Pour chaque événement reconstruit, on considère toutes les cellules du HCAL associées, par l'algorithme de reconstruction, à des traces chargées. On ne tient pas compte de l'information longitudinale (coordonnée L de la cellule). La cellule de direction $\theta \times \phi$ sera la somme des 4 cellules de même direction $\theta \times \phi$: $\mathrm{E}_{cell}^{\theta,\phi} = E_{cell}^{\theta,\phi,L=1} + E_{cell}^{\theta,\phi,L=2} + E_{cell}^{\theta,\phi,L=3} + E_{cell}^{\theta,\phi,L=4}$. Les cellules du calorimètre hadronique forment alors une matrice de 56×96 maillons.

définition d'un maximum local

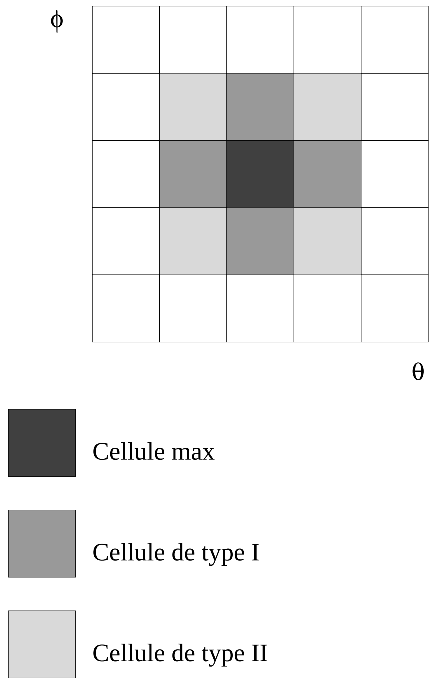


Figure 4.6: *Un maximum local.*

Une cellule $\theta \times \phi$ sera considérée comme témoin de la présence d'un maximum local si son énergie est supérieure ou égale à l'énergie de chacun de ses plus proches voisins (cellules de type I) et supérieure à une valeur E$_{min}$. Un maximum local est alors défini par la position de la cellule d'énergie maximum et par l'énergie associée à la configuration en croix qui ne tient compte que des plus proches voisins. Ce choix a été dicté par le fait que cette configuration comporte presque toute la totalité d'une gerbe hadronique initiée par une seule particule. La figure 4.7 montre en effet les quatre rapports successifs :

$$\frac{E_{cell}^{\theta-1,\phi}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-1,\phi}+E_{cell}^{\theta+1,\phi}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-1,\phi}+E_{cell}^{\theta+1,\phi}+E_{cell}^{\theta,\phi-1}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-1,\phi}+E_{cell}^{\theta+1,\phi}+E_{cell}^{\theta,\phi-1}+E_{cell}^{\theta,\phi+1}}{E_{croix}}$$

E_{croix} étant l'énergie du maximum local définie précédemment. Ces rapports sont à comparer aux rapports de la figure 4.8 qui utilisent les deuxièmes plus proches voisins (cellules de type II) :

$$\frac{E_{cell}^{\theta-2,\phi}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-2,\phi}+E_{cell}^{\theta+2,\phi}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-2,\phi}+E_{cell}^{\theta+2,\phi}+E_{cell}^{\theta,\phi-2}}{E_{croix}},\ \frac{E_{cell}^{\theta-2,\phi}+E_{cell}^{\theta+2,\phi}+E_{cell}^{\theta,\phi-2}+E_{cell}^{\theta,\phi+2}}{E_{croix}}$$

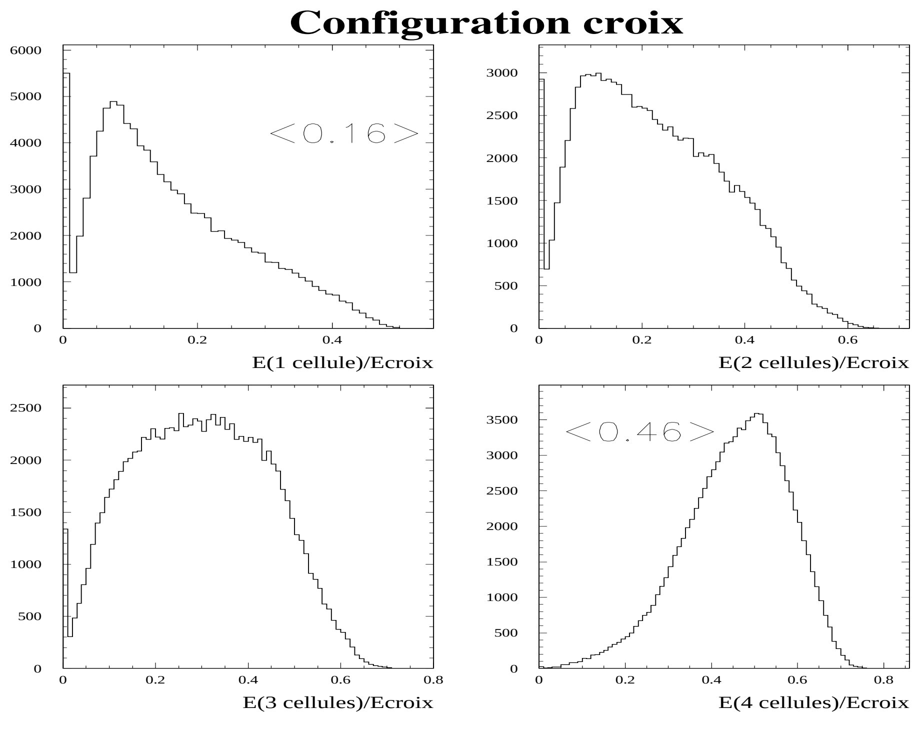


Figure 4.7: *Comparaison entre l'énergie du maximum et celle de ses plus proches voisins (cellules de type I).*

On constate sur ces figures que les plus proches voisins contiennent environ 46% de l'énergie de la croix. En d'autres termes, la cellule d'énergie maximum contiendra

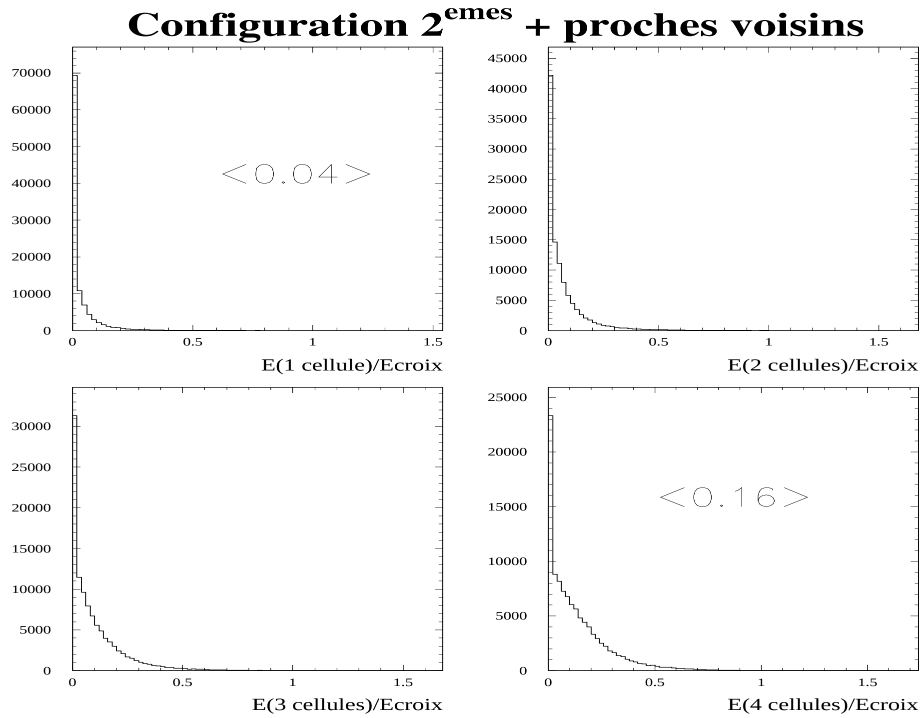


Figure 4.8: *Comparaison entre l'énergie du maximum et ses deuxièmes plus proches voisins (cellules de type II).*

54% de l'énergie si l'on utilise cette configuration. On remarque aussi, que le fait de ne considérer que la configuration en croix pour définir un maximum local et son énergie est licite car l'autre configuration n'apporterait que 16% d'énergie en plus (figure 4.8). Afin de simplifier l'algorithme, seule la configuration en croix a été utilisée pour définir les maxima locaux. L'énergie du maximum local est définie par la somme des énergies de la cellule d'énergie maximale et de ses plus proches voisins. La position du maximum local est définie comme le centre de gravité de cette configuration en croix.

La valeur E_{min} a été fixée :

- à 0.5 pour des maxima dans la région centrale,
- à 0.3 pour des maxima dans la région avant.

Le choix de ces valeurs tient à une légère différence entre les données réelles et les données simulées pour les petites valeurs de E_{min}. Cette différence est le fruit de deux facteurs :

- la simulation du calorimètre hadronique ne reproduit pas les très petites gerbes.

- le bruit de certaines cellules du calorimètre ne peut être reproduit par le Monte-Carlo de sorte que les petites valeurs possibles de E_{min} sont plus polluées dans les données réelles que dans les données simulées.

Validation des maxima locaux

Il faut essayer de s'assurer que les maxima correspondent bien à des maxima de gerbes et ne sont pas des artefacts.

Le premier problème possible vient de la façon dont sont collectées les données pour les damiers avec les valeurs de l'angle θ des cellules vérifiant : $52 \geq \theta$ et $\theta \leq 4$. Pour ces régions les damiers sont reliés électriquement deux-à-deux en ϕ. Cela est dû au fait que la dimension de ce type de cellules est plus petite que la taille des tubes. Il est donc nécessaire pour avoir un signal de les relier deux à deux. Or le mode d'écriture des données fait que pour un signal unique recueilli par ces damiers, l'énergie correspondant à ce signal est divisée par deux et sera attribuée de cette façon à chaque damier. Donc, pour ces régions en θ, les cellules en ϕ sont dédoublées et il est possible de se retrouver dans la situation 1 de la figure 4.9.

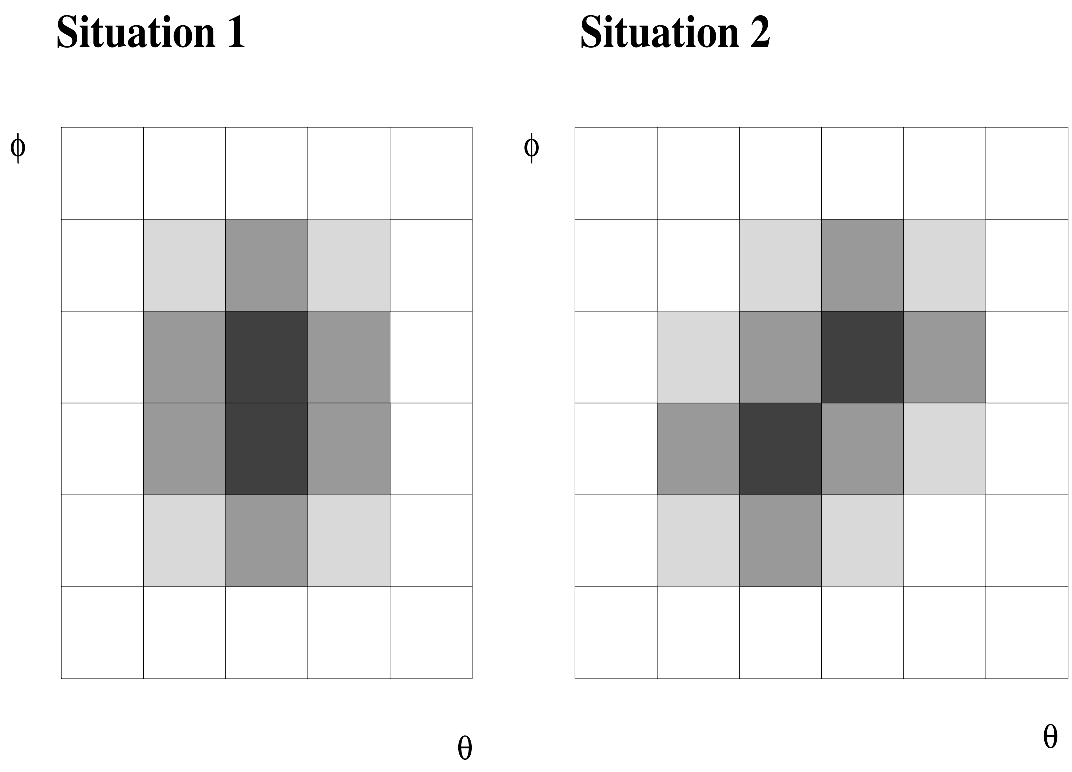


Figure 4.9: *Deux situations correspondant à deux "faux" maxima locaux.*

Les deux maxima dans cette situation sont alors considérés comme représentant un seul maximum local réel. Il en est de même des maxima adjacents dans une diagonale, comme le cas de la situation 2.

Pour s'assurer que certains maxima ne sont pas le résultat de fluctuations d'autres maxima, une étape de surveillance de la vallée entre deux maxima est nécessaire.

Considérons M_1 et M_2 deux maxima locaux. Pour définir la vallée, on calcule la direction de la droite joignant ces deux maxima: $d_{M_1 M_2}$. La figure 4.10 montre une disposition possible des deux maxima dans le plan $\theta \times \phi$.

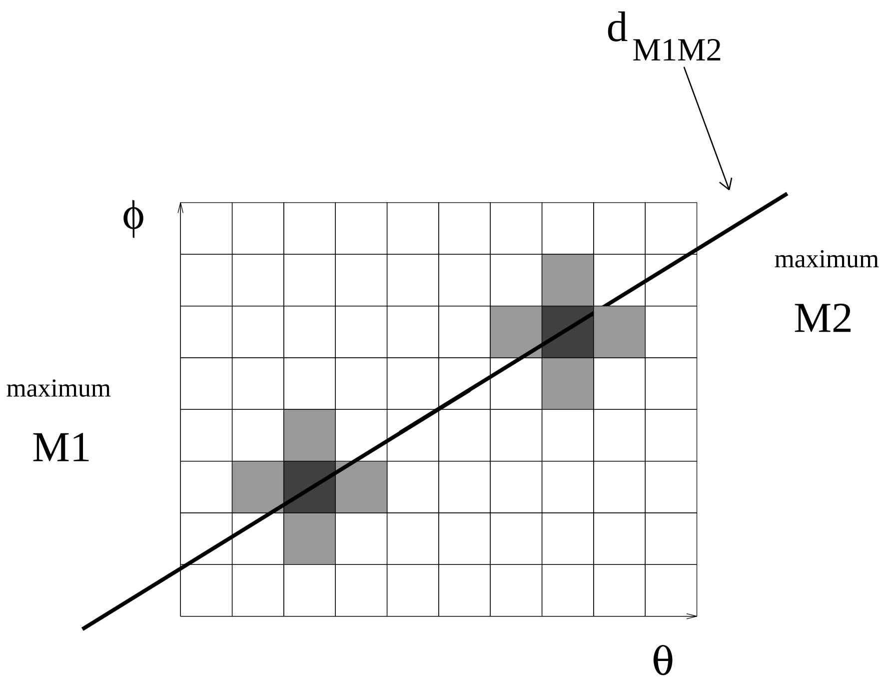


Figure 4.10: *Deux maxima locaux dans une gerbe hadronique.*

On ne contrôle que les situations où cette distance entre les deux maxima est inférieure à 5. Ce nombre a été fixé en regardant des événements $\tau^+\tau^-$ simulés où un $\pi^\pm$ est produit isolé et a déposé de l'énergie dans le HCAL. Dans le cas où l'algorithme a reconstruit deux maxima, on regarde la distance entre ces deux maxima. Cette situation correspond donc à une fausse création de maxima locaux puisque la gerbe hadronique n'est censée provenir que d'une particule et devrait donc donner un seul maximum local. La distribution de cette distance est présentée sur la figure 4.11. On constate que le choix de ne considérer que les maxima distants de moins de 5 cellules est cohérent. Alors, sont projetées sur la droite $d_{M_1 M_2}$, toutes les cellules qui sont à une distance raisonnable de cette même droite. Cette distance est $\frac{\sqrt{2}}{2}$ et correspond en fait à ne projeter que les cellules qui sont traversées par la droite $d_{M_1 M_2}$. On comprend bien que si l'on projette toutes les cellules, beaucoup de cellules avec une énergie nulle risquent de se retrouver dans la vallée.

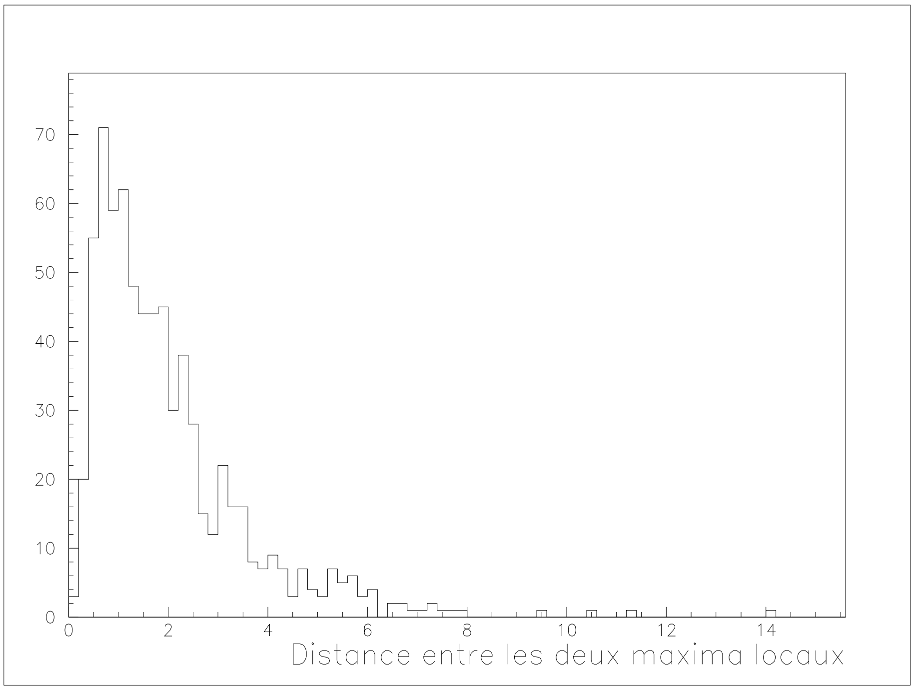


Figure 4.11: *Distance entre deux maxima locaux dont un est une fluctuation.*

Le test de validité d'un maximum par rapport à l'autre est alors le suivant. On considère que les deux maxima considérés ne forment qu'un seul maximum si :

$$\frac{E_{val}}{min\,\{E_{M_1}, E_{M_2}\}} \geq 0.3$$

où E_{M_1} et E_{M_2} sont les énergies des maxima et E$_{val}$ est l'énergie minimale dans la vallée.

La figure 4.12 montre la distribution de $\frac{E_{val}}{min\{E_{M_1}, E_{M_2}\}}$ pour des couples de maxima. Elle a été produite en utilisant un lot d'événements de haute multiplicité de particules chargées (essentiellemet hadroniques). La coupure choisie y est indiquée. La moyenne de ce rapport en fonction de la distance entre les deux maxima y est aussi portée. On constate que plus la distance est courte plus l'énergie dans la vallée sera grande. On aura donc plus tendance à considérer que ces deux maxima en forment en fait un seul quand ils sont proches (ce qui est logique).

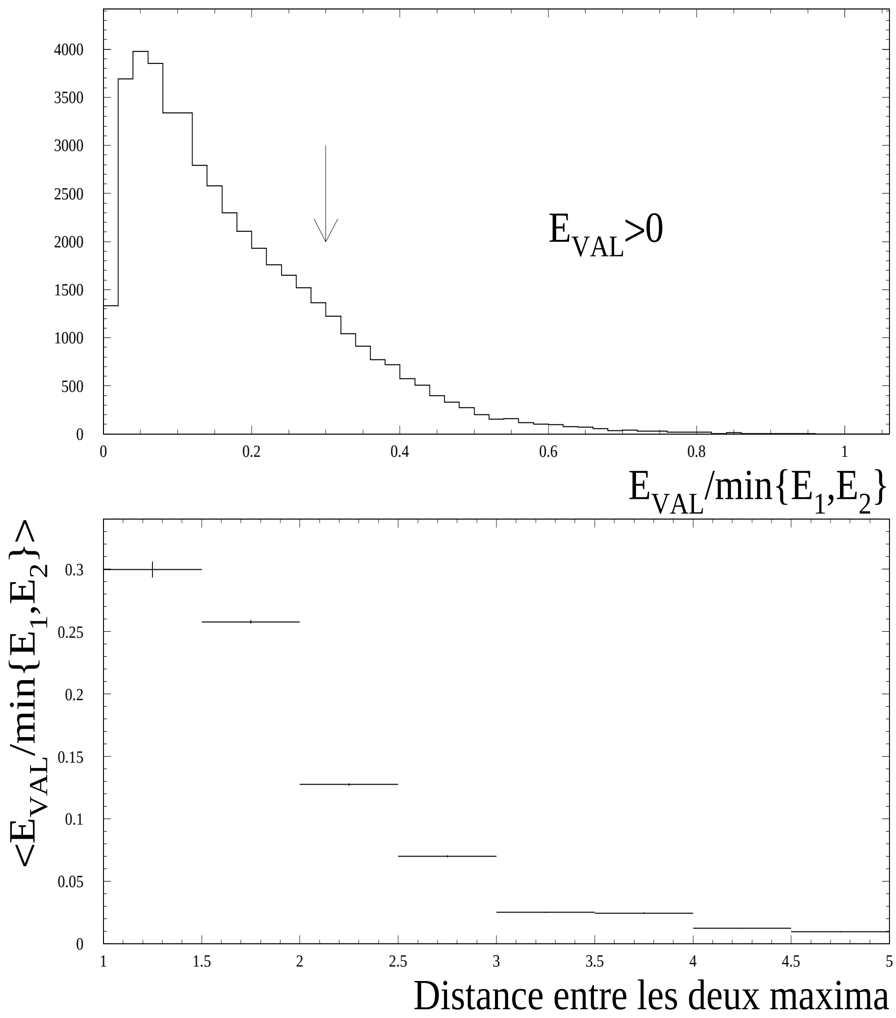


Figure 4.12: *Distribution du rapport* $\frac{E_{val}}{min\{E_1,E_2\}}$ *(histogramme du haut) et la moyenne de ce même rapport en fonction de la distance entre les deux maxima.*

4.4.3 Association des maxima

Nous avons établi précédemment la carte des maxima locaux de toutes les gerbes hadroniques précédemment associées à des particules chargées dont les traces ont été reconstruites par les détecteurs de traces. Il faut maintenant vérifier les possibles provenances de ces maxima locaux.

Pour chaque particule chargée i, d'impulsion P_i, on applique la série d'opérations suivantes :

- on extrapole la trace jusqu'à l'entrée du calorimètre hadronique :

  $$\theta^i_{ext} \text{ et } \phi^i_{ext}$$

  sont les angles extrapolés de la trace. Ces angles ont été traduits en nombre (non-entier) de cellules.

- on considère tous les maxima locaux proches de l'extrapolation, c'est-à-dire tels que la distance en nombre de cellules entre le centre de gravité de ces maxima et l'extrapolation :

  $$d_{ext,max} = \sqrt{(\theta^i_{ext} - \theta_{max})^2 + (\phi^i_{ext} - \phi_{max})^2}$$

  vérifie :

  $$d_{ext,max} \leq 5.$$

  Pour témoigner d'un possible excès d'énergie, on calcule la variable suivante :

  $$N^i_\sigma = \frac{E^{tot}_{max} + E^i_{em} - P_i}{\sigma_{P_i}}$$

  où

  $$E^{tot}_{max} = \sum E^j_{max} \text{ est la somme des énergies des maxima locaux}$$

  $$E^i_{em} \text{ est l'énergie électromagnétique associée à la particule i}$$

  et

  $$\sigma_{P_i} = \sqrt{(\sigma_{HCAL} \cdot \sqrt{E^{tot}_{max}})^2 + (\sigma_{ELEC} \cdot \sqrt{E^i_{em}})^2}$$

  avec $\sigma_{HCAL} = 1.3$, la résolution du calorimètre hadronique et $\sigma_{ELEC} = 0.3$, la résolution des calorimètres électromagnétiques. N^i_σ représente le nombre d'écarts possibles entre la valeur de l'impulsion P_i de la particule et l'énergie E^{tot}_{max}, en ayant tenu compte d'un possible dépôt dans les calorimètres électromagnétiques.

- Si $N_\sigma \leq 1$, alors les maxima locaux précédents sont désactivés : ils ne sont plus considérés comme candidats neutres par la suite.

- Si, $N_\sigma > 1$, parmi les maxima locaux précédents, on conserve le plus proche et la comparaison des énergies s'opère entre ce maximum d'énergie E_{max}^{proche} et la trace. On calcule donc cette fois ci :

$$N_\sigma'^i = \frac{E_{max}^{proche} + E_{em}^i - P_i}{\sigma_{P_i}'}$$

où

$$\sigma_{P_i}' = \sqrt{(\sigma_{HCAL} \cdot \sqrt{E_{max}^{proche}})^2 + (\sigma_{ELEC} \cdot \sqrt{E_{em}^i})^2}$$

Alors :

  - si $N_\sigma' \leq 1$, on considère que le maximum local est désactivé.
  - si $N_\sigma' > 1$, on considère que le maximum local est le résultat de deux dépôts qui n'ont pu être dissociés géométriquement. Le maximum local n'est plus considéré comme ayant une énergie $\mathrm{E}_{max}^{proche}$, mais plutôt $E_{max}^{proche} - P$. Ce qui veut dire qu' il reste une certaine énergie en excès.

Après une boucle sur toutes les particules chargées, on constate qu'à partir d'un nombre N_{max} de maxima locaux, il y a N_{desac} maxima qui ont été désactivés et N_{OK} maxima non désactivés. Parmi les N_{OK} maxima restants, une certaine partie correspond au cas où le maximum local a été trouvé proche de l'extrapolation d'une particule, mais où un excès d'énergie subsistait, la dimension des cellules ne pouvant permettre une discrimination géométrique.

Nous venons de décrire la possible provenance des maxima locaux : les maxima non désactivés sont considérés comme de possibles candidats neutres. Ceux que l'on a désactivés sont dus aux passages de particules chargées. Il faut maintenant expliquer comment se fera le partage de l'énergie des cellules entre les différents objets (une particule chargée ou un possible neutre).

4.4.4 Partage de l'énergie des cellules

L'étape suivante consiste à faire les partages d'énergie entre les différents maxima et surtout à reconstruire les énergies et les directions des nouveaux neutres hadroniques.

Pour chaque particule chargée i, d'impulsion P_i, d'extrapolation θ_{ext}^i, ϕ_{ext}^i et pour chaque cellule $\theta \times \phi$, on calcule :

$$Q_i^{\theta,\phi} = \mathcal{F}(i) \times e^{-\frac{d_{\theta,\phi}^2}{2\sigma_{gerbe}^2}}$$

avec $d_{\theta,\phi} = \sqrt{(\theta_{ext}^i - \theta)^2 + (\phi_{ext}^i - \phi)^2}$. Le terme en exponentielle revient à considérer que le développement latéral de la gerbe a une forme gaussienne. Le paramètre σ_{gerbe}^2 a été choisi en regardant l'extension latérale des gerbes hadroniques : $2 \cdot \sigma_{gerbe}^2 = 5$.

De plus, pour chaque maximum non-associé j , on calcule

$$Q_j^{\theta,\phi} = \mathcal{F}(j) \times e^{-\frac{d^2_{\theta,\phi}}{2\sigma^2_{gerbe}}}$$

avec cette fois-ci $d_{\theta,\phi} = \sqrt{(\theta - \theta_{max})^2 + (\phi - \phi_{max})^2}$

La fonction $\mathcal{F}$ correspond à deux choix :

- soit vouloir un partage de l'énergie indépendant de l'énergie des particules chargées et des maxima locaux non-associés. Alors,

$$\mathcal{F}(i) = 1 = \mathcal{F}(j) \;\; \forall i, j$$

- soit au contraire un partage dépendant de l'énergie. Alors,

$$\mathcal{F}(i) = P_i \;\text{ pour la trace chargée i}$$

$$\mathcal{F}(j) = E^j_{max} \;\text{ pour le maximum local non-associé j}$$

Il est alors possible de définir pour chaque cellule, un poids pour chaque trace extrapolée et pour chaque maximum local non-associé :

$$\mathcal{P}_i^{\theta,\phi} = \frac{Q_i^{\theta,\phi}}{\sum_k Q_k^{\theta,\phi}} \;\text{ pour chaque trace i ou maximum local i}$$

Le partage de l'énergie de chaque cellule se fait en utilisant ces poids.

La nouvelle énergie hadronique associée à une trace extrapolée i est :

$$E^i_{had} = \sum_{\theta,\phi} \mathcal{P}(i)^{\theta,\phi} \times E^{\theta,\phi}_{cell}$$

De plus, pour chaque maximum non-désactivé j, il y a reconstruction d'une particule neutre d'énergie et de direction :

$$E^j_{neut} = \textstyle\sum_{\theta,\phi} \mathcal{P}(j)^{\theta,\phi} \times E^{\theta,\phi}_{cell}$$

$$\theta^j_{neut} = \textstyle\sum_{\theta,\phi} \frac{\theta \times \mathcal{P}(j)^{\theta,\phi} \times E^{\theta,\phi}_{cell}}{E^j_{neut}}$$

$$\phi^j_{neut} = \textstyle\sum_{\theta,\phi} \frac{\phi \times \mathcal{P}(j)^{\theta,\phi} \times E^{\theta,\phi}_{cell}}{E^j_{neut}}$$

La figure 4.13 montre les distributions des trois quantités précédentes pour des événements hadroniques à haute multiplicité des données réelles.

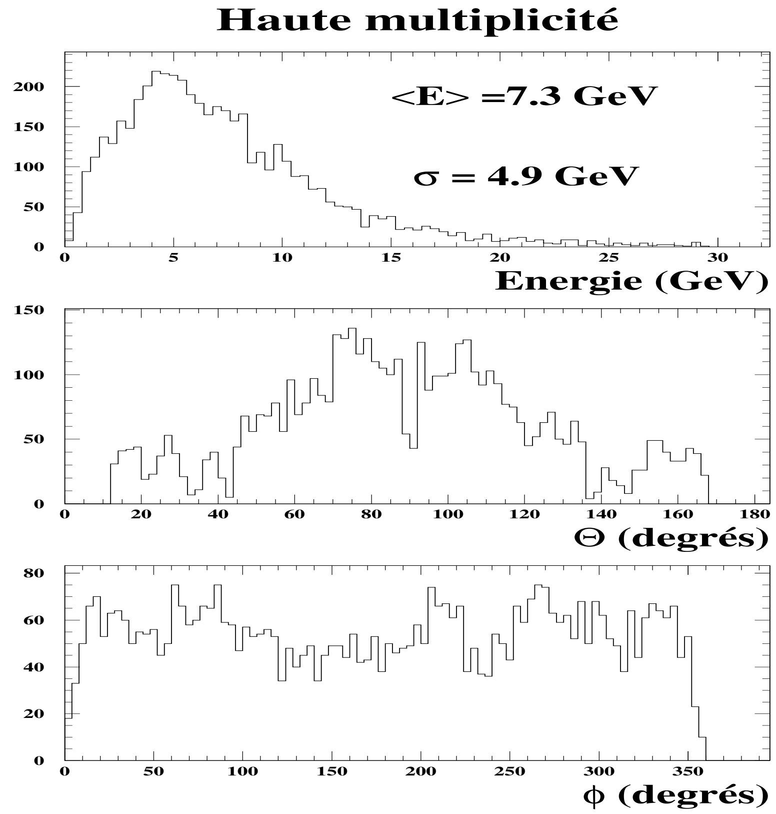


Figure 4.13: *Distributions de l'énergie, des angles polaires et azimuthaux des nouveaux neutres hadroniques, pour des événements des données réelles à haute multiplicité chargée.*

4.5 Résultats de l'algorithme

Nous avons dans le paragraphe précédent présenté les principes de l'algorithme, ainsi que l'explication du choix de certains paramètres. Une phase de test est maintenant nécessaire pour contrôler les effets de cet algorithme mais aussi pour montrer les résultats importants obtenus par son utilisation.

Dans un premier temps, nous présenterons la façon de contrôler l'algorithme avec des événements hadroniques avec de petites multiplicités en nombre de particules : les désintégrations hadroniques des τ. Les résultats (résolutions, énergie totale reconstruite) seront ensuite présentés pour des événements avec une haute multiplicité : les événements du processus $q\bar{q}$.

4.5.1 Contrôle avec les événements $\tau^+\tau^-$

Nous avons utilisé pour contrôler la création de neutres hadroniques de l'algorithme, les événements hadroniques les plus "propres" possibles: les événements $\tau^+\tau^-$ et plus particulièrement un mode de désintégration simple du τ :

$$\tau \rightarrow K^* + \nu \rightarrow \pi + K_L^0 + \nu$$

Avec ce canal, on voit qu'il est possible de contrôler la reconstruction éventuelle du K_L^0. C'est pourquoi, sur cet échantillon d'événements simulés $\tau^+\tau^-$, nous avons appliqué l'algorithme de reconstruction HACCOR. Il faut bien noter que pour cette étude il faudra faire la différence entre l'événement généré et l'événement reconstruit par le détecteur DELPHI.

On ne conserve que les événements qui contiennent une particule reconstruite isolée qui vérifie les conditions suivantes :

- cette particule doit avoir une impulsion reconstruite dans le détecteur DELPHI supérieure à 3 GeV/c, pour être sûr qu'elle pourra atteindre le calorimètre hadronique et y déposer une gerbe,
- elle doit être compatible avec une particule hadronique :
  - elle ne doit pas être identifiée comme un muon
  - elle ne doit pas pointer dans la direction des régions faibles des chambres à muons
  - son énergie E_{em} déposée dans les calorimètres électromagnétiques et son impulsion P doivent vérifier :

    $$E_{em} \leq 10GeV \text{ et } \mid \frac{E_{em}}{P} - 1 \mid > 1$$

  - elle ne doit pas pointer dans la direction des régions faibles de la calorimètrie électromagnétique
- il ne doit y avoir aucune trace chargée reconstruite à moins de 20^o de la trace

On utilise alors uniquement deux lots d'événements :

- le lot de N_1 événements où il y a effectivement une désintégration du type $\tau \rightarrow K^* + \nu \rightarrow \pi + K_L^0 + \nu$ qui s'est produite (lecture de la génération) , la particule isolée dont la trace est reconstruite par DELPHI correspond alors au pion de la désintégration,
- celui de N_2 événements où l'on sait que la particule a été générée isolée : pas de particules générées (neutres ou chargées) dans un cône de 70^o autour de la particule.

Pour un nombre N_{1-rec} d'événements du premier lot, l'algorithme de reconstruction standard de DELPHI a reconstruit le K_L^0.

Pour un nombre N'_{1-rec} d'événements du premier lot, l'algorithme de reconstruction HACCOR a reconstruit le K_L^0. Alors, il est possible de définir l'efficacité de reconstruction des K_L^0 de l'algorithme comme suit :

$$\mathcal{E}_{HACCOR} = \frac{N'_{1-rec}}{N_1 - N_{1-rec}}$$

Le choix du dénominateur s'impose si l'on veut donner l'efficacité intrinsèque de l'algorithme HACCOR.

On peut aussi définir la proportion des fois où l'algorithme HACCOR se trompe et crée un faux neutre hadronique. On utilise pour cela le deuxième lot d'événements et l'on considère le nombre d'événements N'_{2-rec} pour lesquels l'algorithme a reconstruit malencontreusement un neutre. Ce nombre est à comparer au nombre total d'événements du deuxième lot : N_2. Le taux de fausses reconstructions est alors défini par :

$$\mathcal{T} = \frac{N'_{2-rec}}{N_2}$$

Il est possible de définir le même genre d'efficacité et de taux de fausses reconstructions de l'algorithme de reconstruction standard (DELANA). Cette efficacité est rapportée au nombre initial N_{1-rec}. On constate, dans le tableau 4.1 qui représente les efficacités obtenues ainsi que les taux de mauvaises reconstructions, que HACCOR permet de reconstruire 37% des K_L^0 restants.

	DELANA	HACCOR
Efficacité (%)	16.3	37.5
Taux$_{f-rec}$ (%)	6.4	6.2

Tableau 4.1: *Efficacité de reconstruction des K_L^0 et taux de fausses reconstructions de l'algorithme HACCOR et de DELANA.*

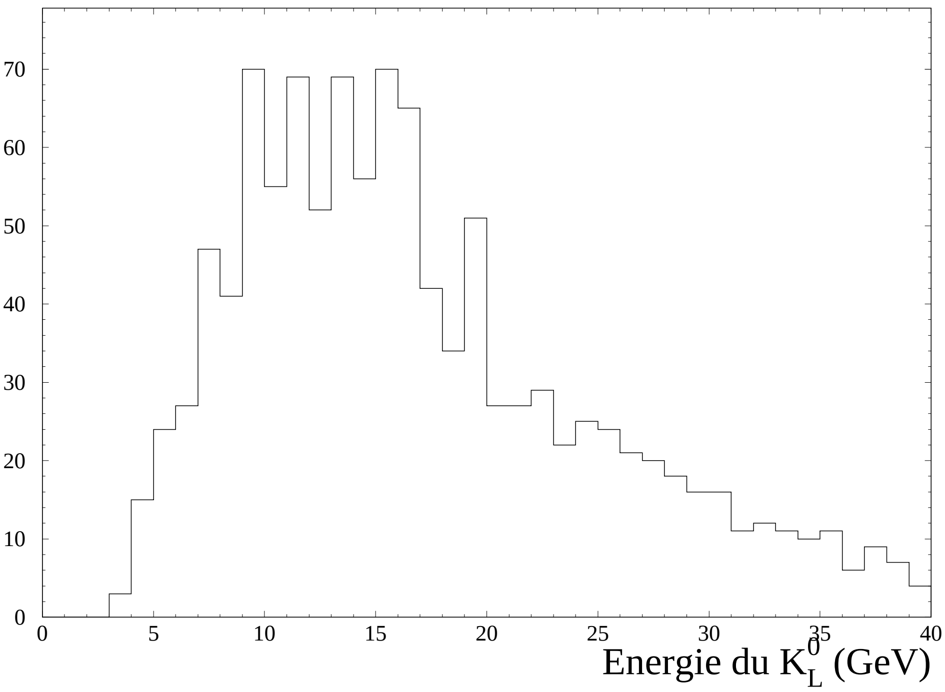


Figure 4.14: *Distribution de l'énergie générée du* K_L^0.

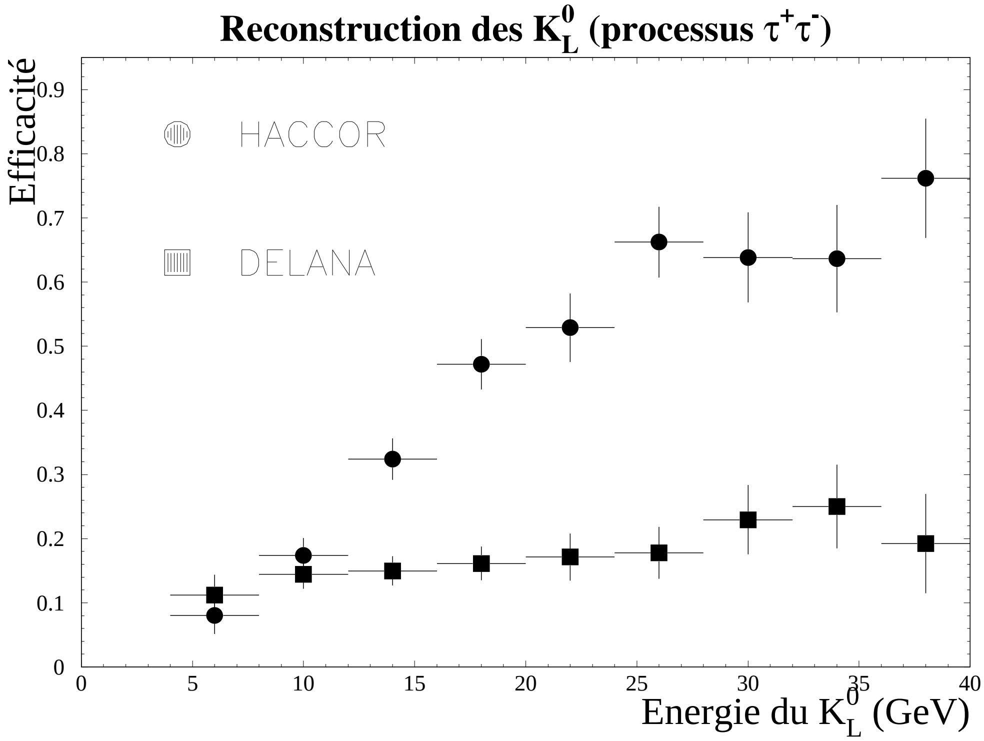


Figure 4.15: *Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du* K_L^0 *à la génération.*

La figure 4.15 représente les efficacités précédentes en fonction de l'énergie du K_L^0 généré. Le spectre en énergie de ces particules pour le canal étudié se trouve sur la figure 4.14. On constate que plus la particule est énergétique plus l'algorithme HACCOR est efficace, par contre la distribution est presque uniforme (légère augmentation en fonction de l'énergie) pour DELANA. On peut aussi remarquer que ces efficacités sont appliquées sur des lots différents : l'efficacité de DELANA s'applique sur le lot entier des événements de "signal" de K^*, par contre le lot sur lequel s'applique HACCOR correspond aux événements pour lesquels DELANA n'a pas reconstruit la gerbe neutre. Il est donc possible de considérer une efficacité totale de reconstruction des K_L^0 en fonction de l'énergie. Celle-ci est donnée sur la figure 4.16. L'efficacité moyenne est de 47%.

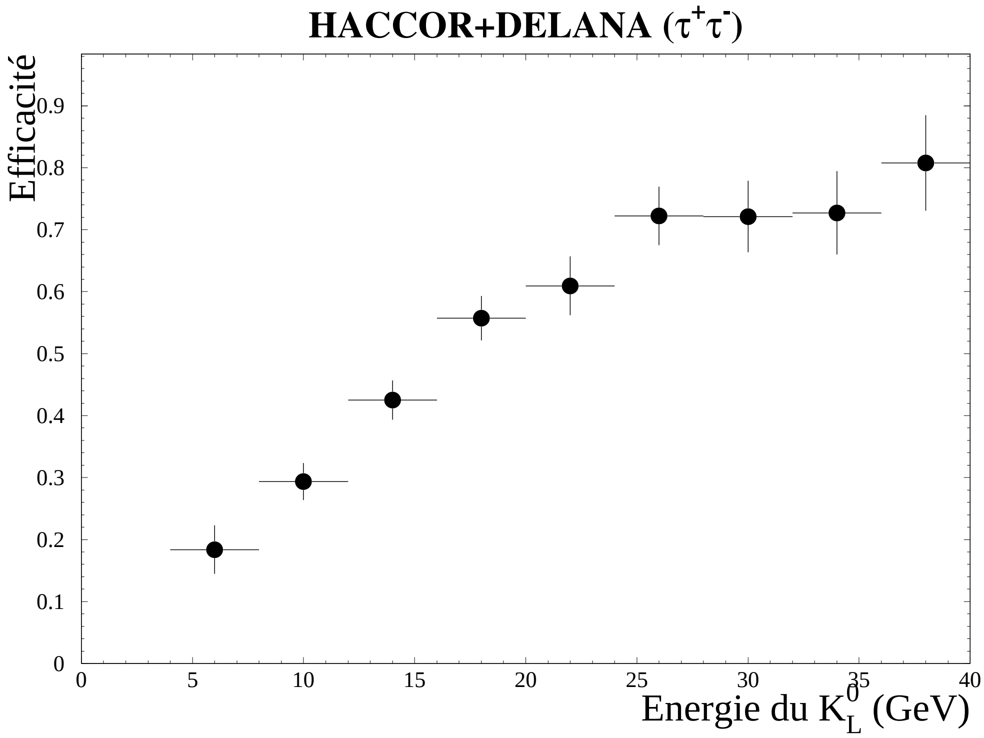


Figure 4.16: *Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du K_L^0.*

Pour les événements du lot de désintégrations en πK_L^0, on peut essayer de comparer l'énergie reconstruite par l'algorithme HACCOR avec l'énergie générée du K_L^0. La figure 4.17 montre que HACCOR a bien reconstruit la majeure partie de l'énergie. Il y a une légère différence due au fait que l'on n'a pas tenu compte de la possibilité pour le K_L^0 de déposer une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique.

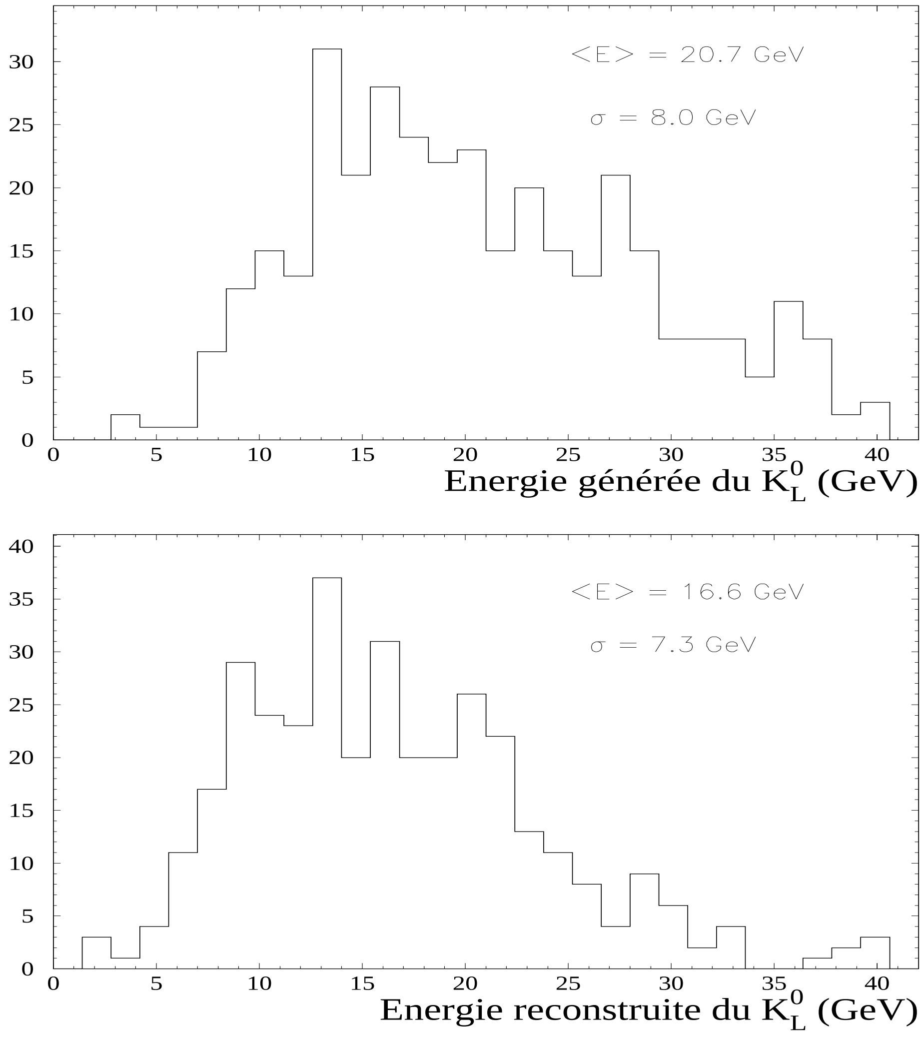


Figure 4.17: *Distribution de l'énergie du K^0_L au niveau de la génération et à la reconstruction avec l'algorithme HACCOR.*

Il faut remarquer que les efficacités de reconstruction pour HACCOR que nous avons données correspondent à un spectre d'énergie de K_L^0 typique du signal de K^* (voir figure 4.14). Elle correspondent aux efficacités dans le cas le plus simple : un excès d'énergie associé à une particule chargée. Ce sont en quelque sorte des efficacités intrinsèques de l'algorithme. Comme le but premier de cet algorithme était de travailler sur les événements à haute multiplicité comme le processus $q\bar{q}$, nous allons regarder les efficacités de reconstruction des K_L^0 et des neutrons sur des événements simulés $q\bar{q}$.

4.5.2 Contrôle avec les événements $q\bar{q}$

La figure 4.18 représente la distribution de l'énergie générée des K_L^0 et des neutrons dans des événements simulés $q\bar{q}$. On remarque la différence avec le spectre d'énergie du paragraphe précédent (voir la figure 4.17).

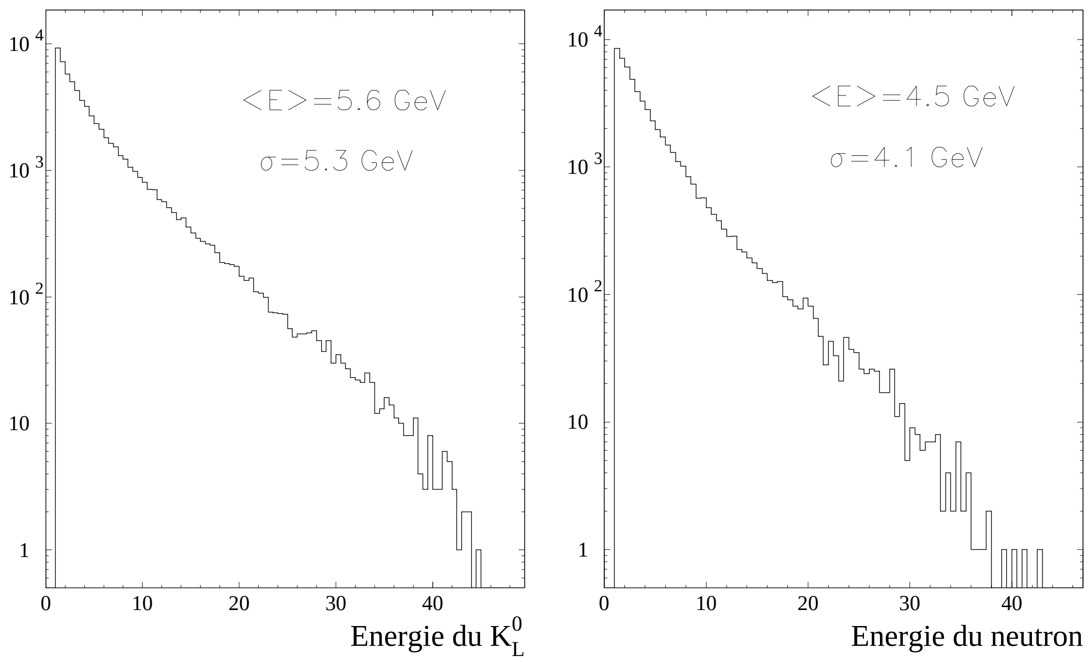


Figure 4.18: *Distribution de l'énergie du neutron ou du K_L^0 pour des événements simulés $q\bar{q}$.*

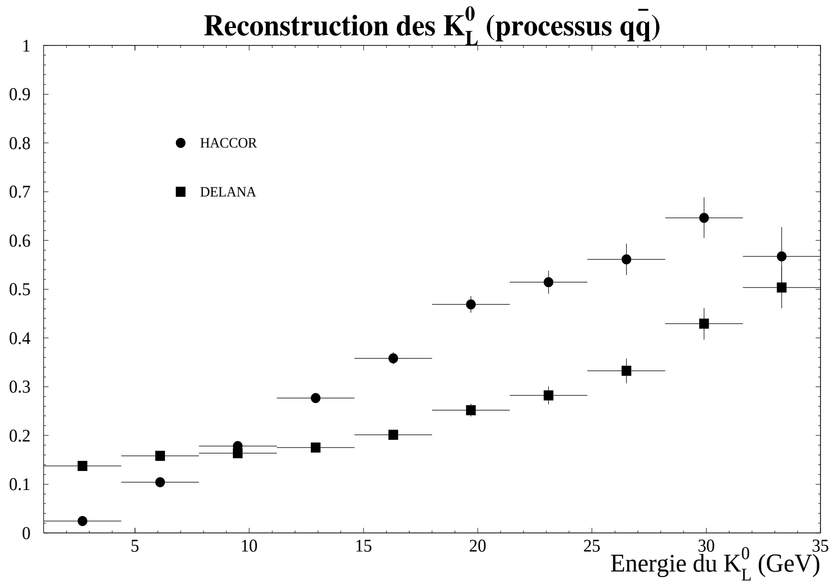


Figure 4.19: *Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du K_L^0 (processus $q\bar{q}$).*

Pour chaque particule simulée de type K_L^0 ou neutron, on regarde si l'algorithme de reconstruction a trouvé, à moins de 5^o de la particule générée, une gerbe hadronique non-associée à une particule chargée. Cela permet de donner l'efficacité de l'algorithme standard. Pour HACCOR, on calcule la proportion des événements, parmi les événements où la reconstruction précédente n'a rien trouvé, pour lesquels HACCOR a reconstruit un maximum local à moins de deux cellules, qui n'a pas été invalidé. On obtient alors les courbes d'efficacité des deux algorithmes en fonction de l'énergie générée du K_L^0 ou du neutron qui sont sur les figures 4.19 et 4.20. On constate sur ces figures que les efficacités sont en moyenne, à une énergie de la particule générée donnée, moins bonne que pour l'échantillon $\tau^+\tau^-$ du paragraphe précédent. Ces différences sont dues au fait que la topologie d'un événement $q\bar{q}$ est plus compliquée qu'un événement $\tau^+\tau^-$: la multiplicité en nombre de particules chargées est plus grande et il y a donc plus de traces à extrapoler vers le calorimètre hadronique et donc plus de possibilités d'invalider des maxima locaux.

Comme les efficacités précédentes correspondent à des échantillons différents, il est possible (figure 4.21) de donner une efficacité totale de reconstruction des K_L^0 ou des neutrons dans des événements $q\bar{q}$.

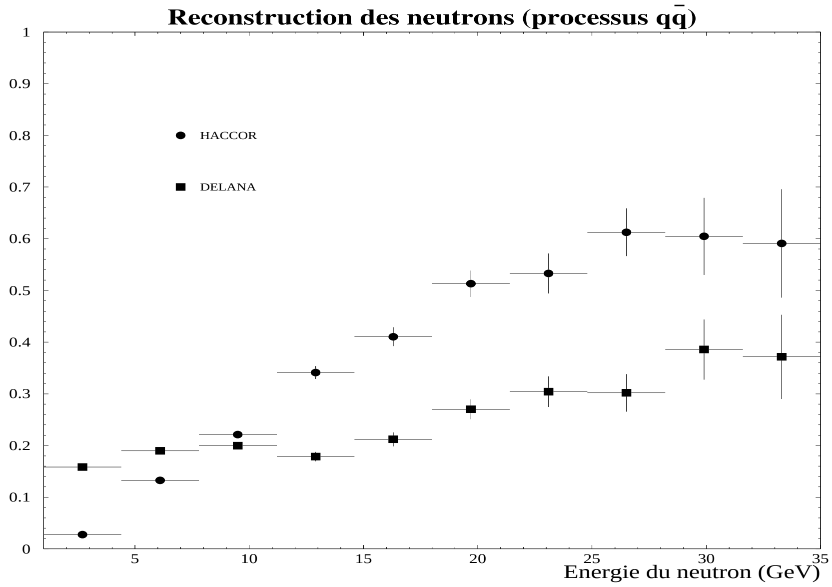


Figure 4.20: *Efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie du neutron (processus $q\bar{q}$).*

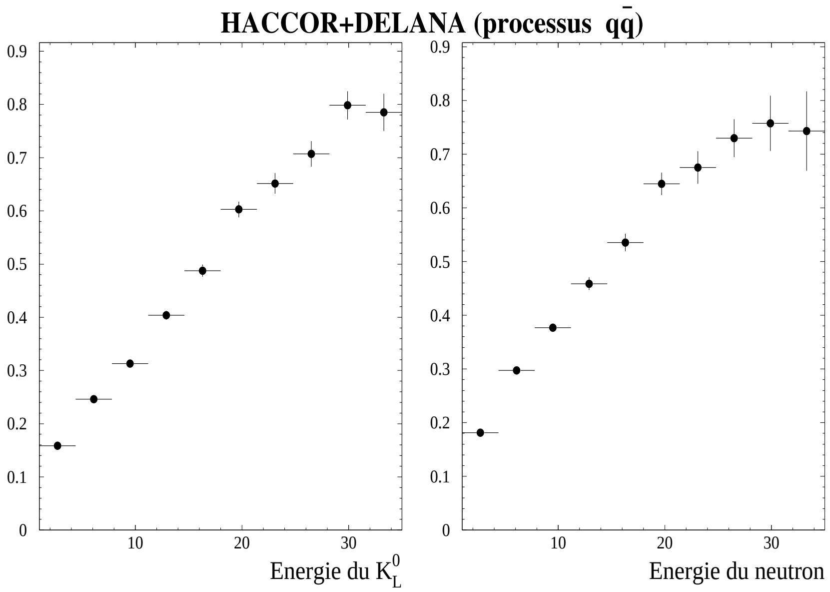


Figure 4.21: *Efficacité totale de reconstruction en fonction de l'énergie du K^0_L ou du neutron (processus $q\bar{q}$).*

4.5.3 Problèmes de reconstruction

On pourrait s'étonner de la faible efficacité de reconstruction de neutres hadroniques pour des énergies inférieures à 20 GeV. Afin de se rendre compte des problèmes de reconstruction des K_L^0, nous avons simulé, dans le détecteur DELPHI, le passage d'une particule de type K_L^0 avec une énergie comprise entre 1 et 20 GeV. Cette situation est le cas où la reconstruction (quel que soit l'algorithme) est à priori maximale car (sauf si le K_L^0 se désintègre) aucune particule chargée parasite ne pourra se retrouver après la reconstruction associée au dépôt initié par la particule neutre. Il faut remarquer que la probabilité que le K_L^0 se désintègre avant d'arriver au calorimètre est très petite même pour des petites valeurs de l'énergie. Elle est inférieure à quelques %.

Effets quantitatifs

Il est possible de regarder à partir de ce lot d'événements , la probabilité de ne reconstruire aucun dépôt d'énergie dans aucun des calorimètres (électromagnétique et hadronique) en fonction de l'énergie du K_L^0(figure 4.22).

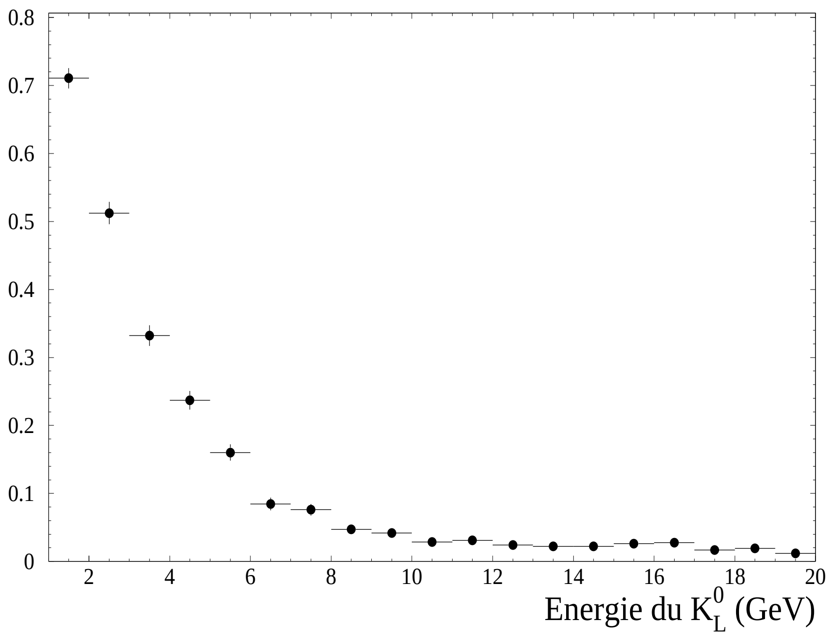


Figure 4.22: *Probabilité de n'avoir aucun signal dans les calorimètres.*

On constate que pour des petites valeurs de l'énergie, il est possible de ne pas reconstruire la particule dans un nombre important des cas: par exemple pour des énergies comprises entre 3 et 4 GeV, il est possible de ne rien reconstruire dans 32% des cas. Pour des plus petites valeurs de l'énergie les probabilités de ne rien reconstruire sont encore plus grandes. Cela peut provenir du fait que l'énergie a pu être absorbée en grande partie lors de chocs avec les milieux convertisseurs ou avec la bobine, l'énergie résultante étant en dessous du seuil de lecture des détecteurs (il est d'environ 100 MeV dans le calorimètre hadronique).

Par ailleurs, pour mesurer l'éfficacité de reconstruction des K_L^0 par Delana et Haccor, nous n'avons considéré que le calorimètre hadronique. Il est possible d'expliquer certaines inefficacités par le fait que les K_L^0 peuvent commencer à donner une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique. La probabilité qu'un K_L^0 commence à donner une gerbe dans le calorimètre électromagnétique est montré, en fonction de son énergie, sur la figure 4.23.

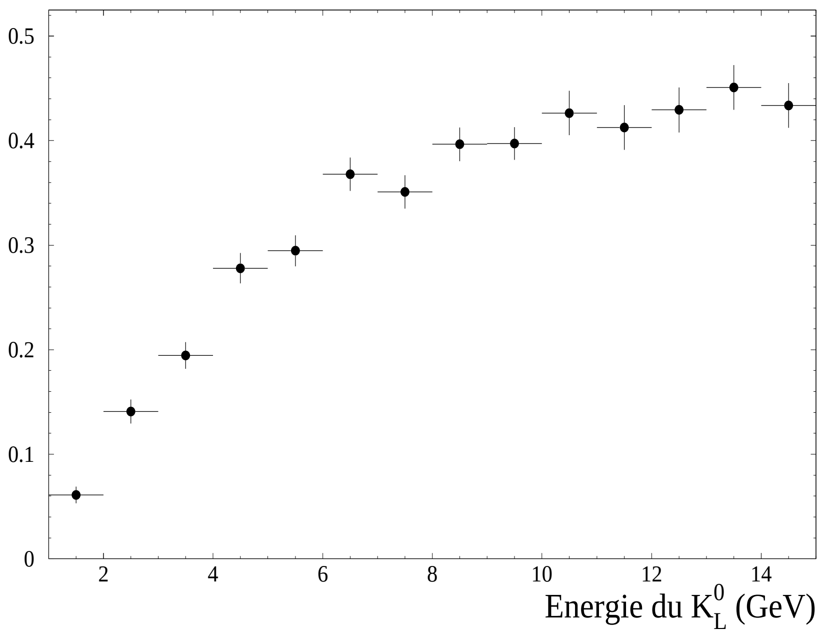


Figure 4.23: *Probabilité de commencer la gerbe dans le calorimètre électromagnétique.*

On remarque que beaucoup de K_L^0 vont commencer à développer une gerbe dans ces calorimètres et que la probabilité correspondante augmente avec l'énergie de la particule. Pour ces K_L^0, on regarde alors la proportion de ceux qui ne laisseront pas de gerbe dans le calorimètre hadronique. Cette proportion est présentée sur la figure 4.24. On constate que parmi ces événements, ce sont en majorité ceux avec une faible énergie qui n'atteindront pas le calorimètre hadronique (ce qui est normal, car le calorimètre électromagnétique correspond à environ $0.5\Lambda_n$ et L(95%) baisse avec l'énergie). Cependant, la proportion n'est jamais négligeable quelle que soit l'énergie (20% à 15 GeV). Par exemple, pour un K_L^0 de 15 GeV : on constate sur la figure 4.23, qu'il peut dans environ 40% des cas déposer une gerbe dans le calorimètre électromagnétique et parmi ces 40%, environ 20 % ne donneront pas de gerbes dans le calorimètre hadronique. Cela donne une inefficacité de 8% directement imputable à cet effet. Pour un K_L^0 de 5 GeV, l'inefficacité atteint même 20%.

Nous venons d'expliquer certains mécanismes qui entraînent de faibles efficacités de reconstruction. Les effets sont surtout visibles pour des particules dont l'énergie générée est inférieure à une dizaine de GeV. Les raisonnements précédents supposent uniquement l'existence de gerbes reconstruites. Ils sont donc en fait relativement indépendants des algorithmes de reconstruction utilisés. Ils peuvent être quantifiés : l'efficacité *maximale* atteignable avec le calorimètre hadronique seul est calculable en fonction de l'énergie du K_L^0. La figure 4.25 présente une comparaison avec les efficacités obtenues dans le paragraphe sur le processus $q\bar{q}$ et cette efficacité *maximale* en fonction de l'énergie du K_L^0.

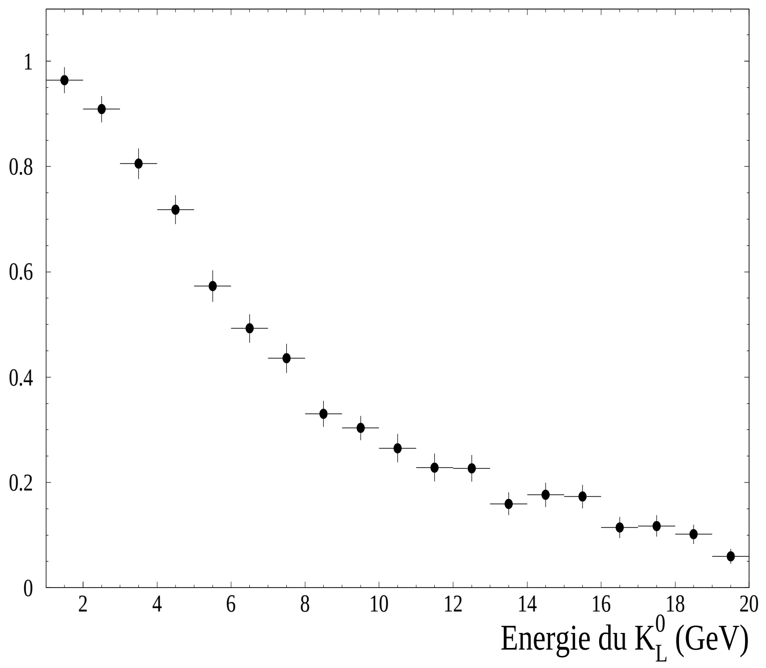


Figure 4.24: *Probabilité pour qu'après avoir laissé une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique, le K_L^0 ne donne pas de gerbe dans le calorimètre hadronique en fonction de l'énergie du K_L^0.*

On constate sur la figure 4.25 qu'il reste (surtout pour les petites énergies) des inefficacités importantes inexpliquées. On ne s'est pas, pour l'instant, posé de questions sur les énergies de ces gerbes et de leur comparaison avec l'énergie du K_L^0. Dans le paragraphe qui suit nous allons expliquer comment les mauvaises mesures de l'énergie de cette particule peuvent entraîner une baisse de l'efficacité.

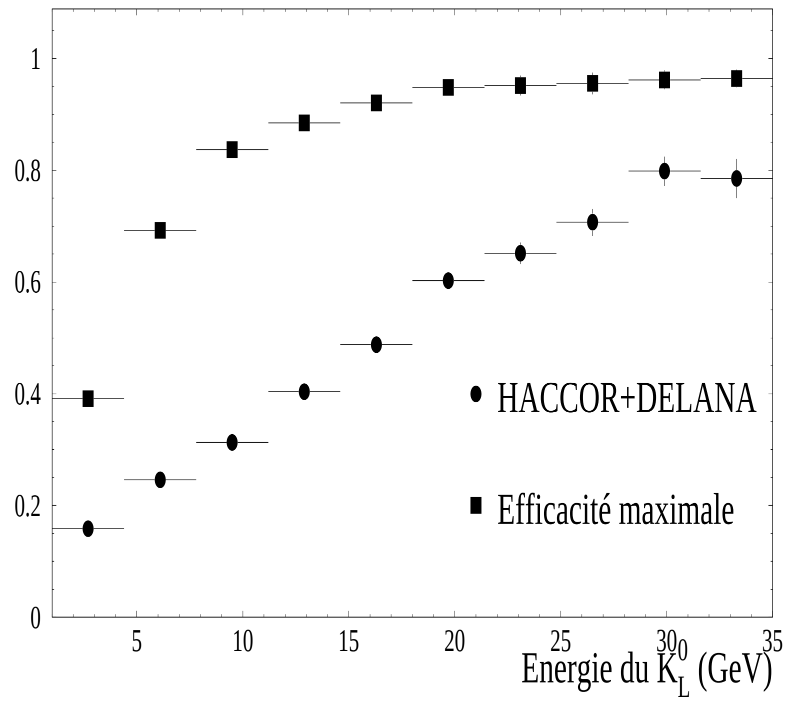


Figure 4.25: *Comparaison entre l'efficacité maximale et l'efficacité obtenue pour le processus $q\bar{q}$ en fonction de l'énergie du K_L^0.*

Effets qualitatifs

Sachant que l'algorithme HACCOR utilise des comparaisons entre l'énergie des particules chargées reconstruites par les détecteurs de traces et les énergies reconstruites dans les calorimètres, on peut expliquer une autre source d'inefficacité de cet algorithme. La figure 4.26 présente la moyenne du rapport $E_{had}/E_{K_L^0}$ (E_{had} étant l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique) en fonction de l'énergie générée du K_L^0, pour des événements où il y a de l'énergie uniquement dans la calorimétrie hadronique. On impose cette dernière condition pour mettre en évidence l'effet dû exclusivement à l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique. On constate sur cette figure que plus l'énergie du K_L^0 est petite, plus on a tendance à sous estimer sa valeur reconstruite par le calorimètre. Le mécanisme qui entraîne de l'inefficacité pour l'algorithme HACCOR est alors le suivant : sachant que l'excès éventuel dans un dépôt d'énergie hadronique associée ultérieurement à une particule chargée, dépend de l'énergie effectivement déposée par le K_L^0 (ou un autre neutre hadronique) si cette énergie est sous-estimée, l'excès d'énergie sera moins significatif. Comme le principe de l'algorithme ne favorise pas les faibles énergies, il reconstruit encore moins bien que prévu la composante neutre de la gerbe hadronique si la particule neutre initiale responsable de l'excès est peu énergétique.

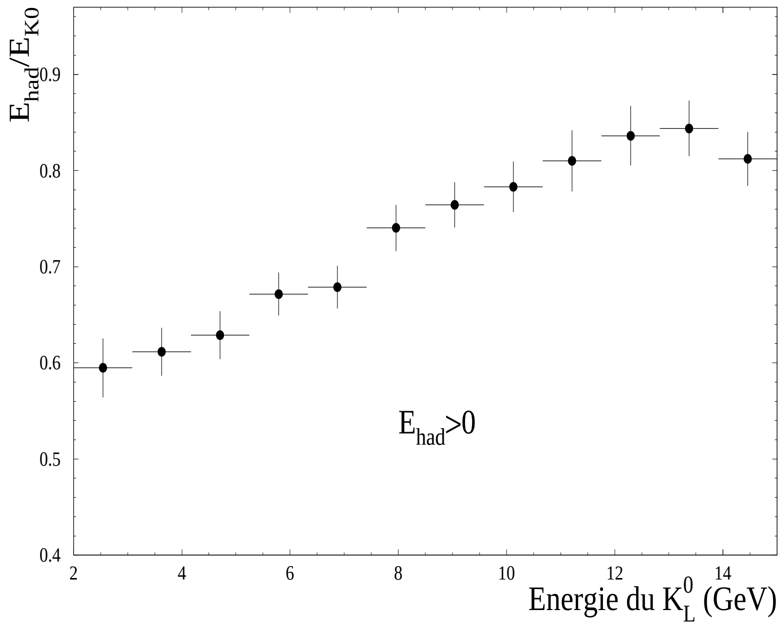


Figure 4.26: *Moyenne du rapport $E_{had}/E_{K_L^0}$ en fonction de l'énergie générée du K_L^0, pour des événements où il n'y a pas d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques.*

La figure 4.27 présente une comparaison, toujours pour l'échantillon de K_L^0 simulés, entre l'énergie dans les calorimètres et l'énergie générée du K_L^0 dans le cas où cette particule laisse une gerbe dans l'un ou l'autre des calorimètres. On constate que quand le K_L^0 commence à donner une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique, son énergie est moins bien mesurée. Cela vient de deux facteurs :

- le fait que la réponse des calorimètres électromagnétiques ne soit pas adaptée à des gerbes hadroniques (rapport $\frac{e}{h} > 1$)
- le fait qu'il y ait la bobine supraconductrice entre les calorimètres électromagnétiques et hadroniques.

Le mécanisme qui entraine de l'inefficacité pour l'algorithme HACCOR est alors le même que précédemment : l'énergie est sous-estimée à la fois dans la calorimétrie électromagnétique (premier facteur), mais aussi dans la calorimétrie hadronique (à cause de la bobine) et donc l'excès aussi.

Cet effet existe aussi pour les particules chargées hadroniques : on a tendance à sous-estimer l'énergie déposée dans la calorimétrie électromagnétique. Dans la conclusion, nous expliquerons l'influence que cela peut avoir sur HACCOR et les perspectives d'amélioration.

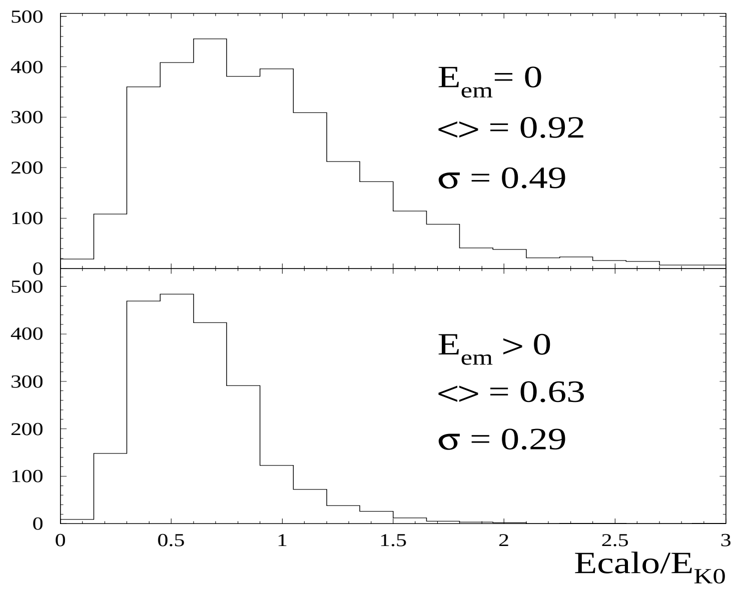


Figure 4.27: *Rapport de l'énergie dans les calorimètres et l'énergie générée du K_L^0 quand il n'y a pas ou il y a de l'énergie dans les calorimètres électromagnétiques.*

Nous pouvons donc conclure que cet algorithme est plus efficace pour reconstruire des gerbes très énergétiques et ce par construction, mais aussi comme nous venons de le voir à cause des caractéristiques des gerbes (électromagnétiques ou hadroniques) initiées par les K_L^0 (ou d'autres particules hadroniques) dans DELPHI.

4.5.4 Résolution du HCAL

L'algorithme HACCOR permet grâce au partage de l'énergie entre la composante venant d'une particule neutre et celle venant de la particule chargée de retrouver la résolution du calorimètre hadronique.

Etude sur les événements $K^* \to \pi + K_L^0$

On peut utiliser les événements de signal du chapitre précédent pour calculer la résolution du HCAL pour la particule chargée considérée. Pour cela, pour chacune de ces particules, on compare l'impulsion P reconstruite avec les détecteurs de traces, c'est-à-dire la meilleure estimation possible de l'énergie, avec l'énergie trouvée E_h sans ou avec le passage de l'algorithme HACCOR. Cette résolution est présentée sur la figure 4.28.

La résolution trouvée est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{120\%}{\sqrt{E}}$$

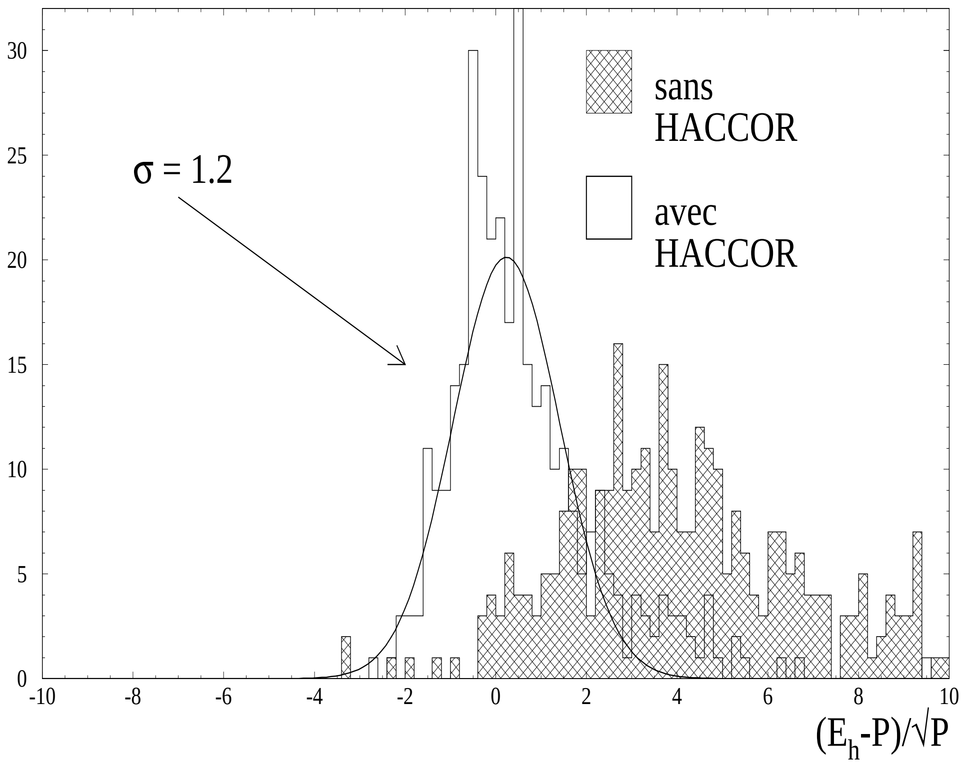


Figure 4.28: *Résolution du calorimètre hadronique quand HACCOR a reconstruit un neutre*

Cette résolution a été calculée avec des événements rares et peu compliqués à reconstruire.

Résolution avec des événements hadroniques ($q\bar{q}$)

Pour calculer la résolution obtenue sur des événements avec une haute multiplicité (processus $q\bar{q}$), on compare comme précédemment l'impulsion reconstruite de chaque particule chargée reconstruite dans les événements $q\bar{q}$ avec l'énergie hadronique trouvée sans ou avec le passage de l'algorithme HACCOR (on ne considère que les particules chargées n'ayant pas de dépôts dans les calorimètres électromagnétiques). La figure 4.29 montre la résolution obtenue pour des événements hadroniques avec une haute multiplicité provenant de données réelles.

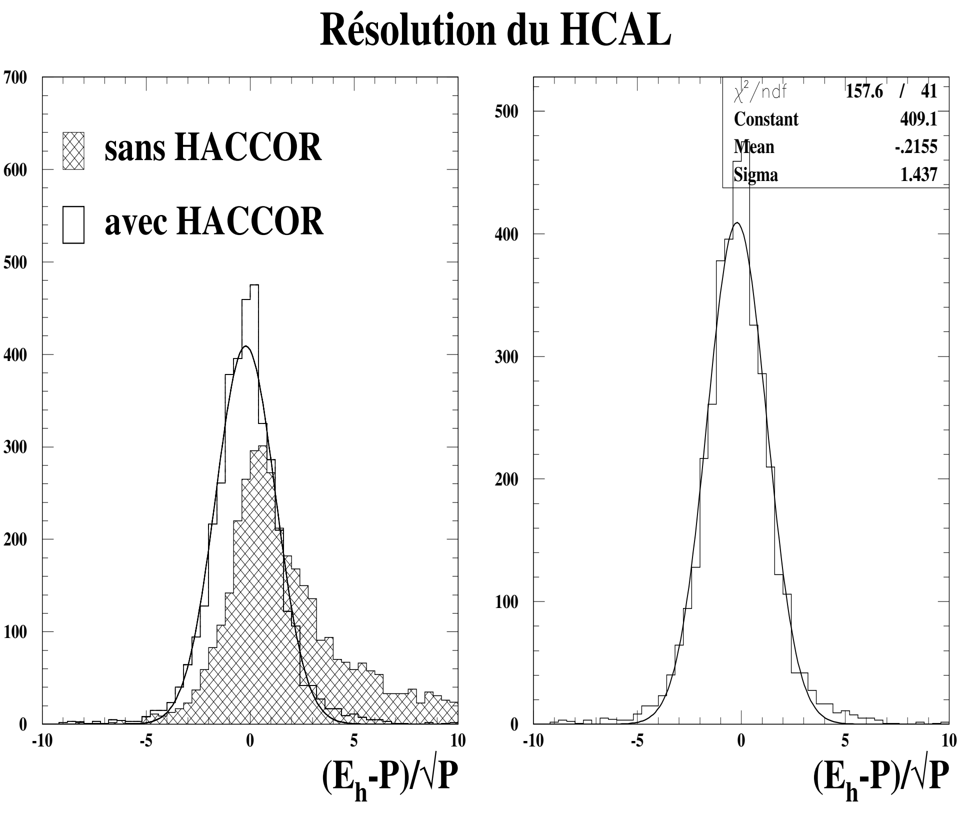


Figure 4.29: *Résolution du calorimètre hadronique en utilisant des données qq réelles.*

On obtient :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{141\%}{\sqrt{E}}$$

On retrouve quasiment la résolution avec les événements à basse multiplicité ($K^* \to \pi + K_L^0$). Elle est légèrement dégradée car la topologie des événements q$\bar{\text{q}}$ est plus compliquée : de mauvaises associations de gerbes peuvent encore exister.

4.5.5 Energie totale des événements hadroniques

Dans l'introduction, nous avons parlé de la possibilité d'avoir de l'énergie manquante lorsque l'on a mal reconstruit un neutre hadronique. Nous pouvons alors voir directement l'effet de cet algorithme sur la reconstruction de l'énergie totale et de la masse totale des événements sur des événements des données réelles avec une haute multiplicité : il y a un gain en énergie de l'ordre de 3 GeV et la résolution reste stable (voir figures 4.30 et 4.31).

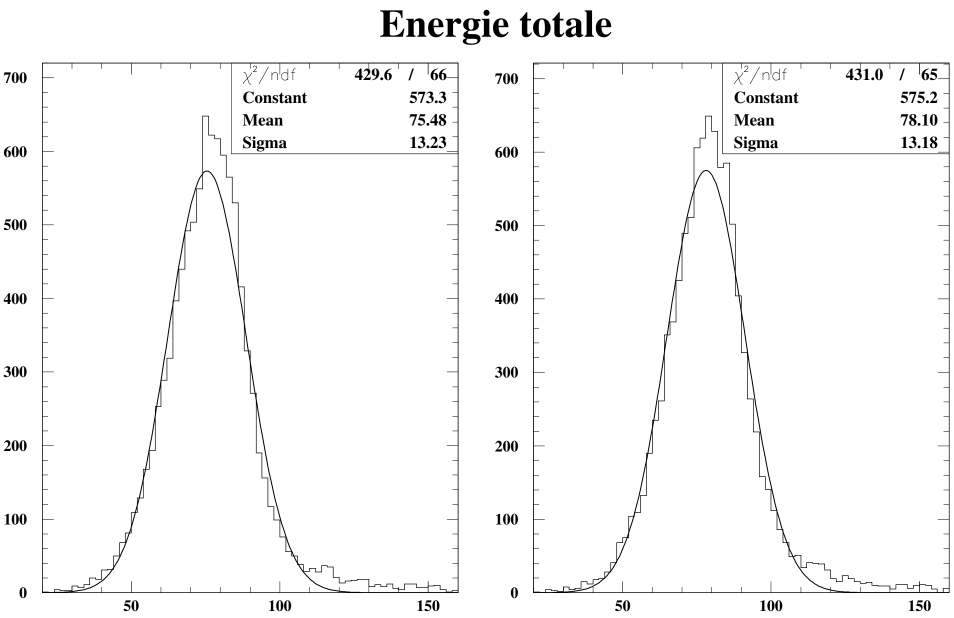


Figure 4.30: *Energie totale des événements hadroniques réels sans (à gauche) ou avec (à droite) HACCOR.*

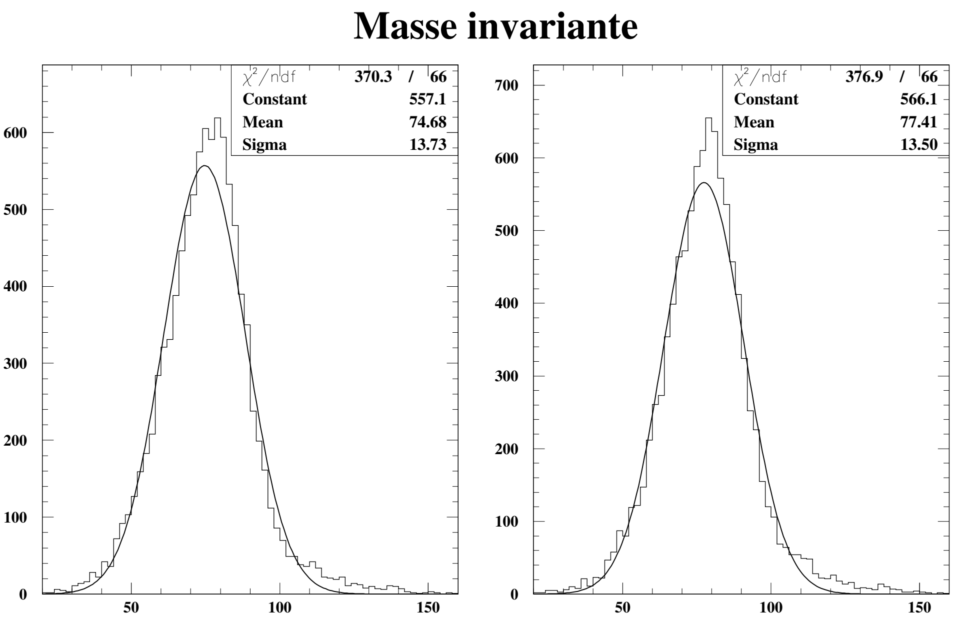


Figure 4.31: *Masse invariante totale des événements hadroniques réels sans (à gauche) ou avec (à droite) HACCOR.*

Ce gain n'est pas très important du fait de la difficile reconstruction des neutres hadroniques de faibles énergies ($< 10GeV$) qui sont majoritaires dans les événements du processus q$\bar{\text{q}}$ (voir la figure 4.18). Nous allons voir dans le paragraphe suivant que l'effet est néanmoins très intéressant pour la recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino.

4.5.6 Recherche du boson de Higgs

Nous avons vu l'effet de l'algorithme HACCOR sur le calcul de l'énergie totale. Afin de voir la possible influence sur une recherche de boson de Higgs, nous allons appliquer l'algorithme à un lot d'événements du processus q$\bar{\text{q}}$ qui représente à LEP100 le processus de bruit de fond dominant. La recherche du boson de Higgs à LEP100, comme on l'expliquera dans le chapitre 6, nécessite de faire une coupure de présélection pour avoir les événements q$\bar{\text{q}}$ avec de l'énergie manquante. La coupure se fera sur la masse invariante totale reconstruite par le détecteur DELPHI. La figure 4.32 montre les distributions de masse invariante de ces événements après une coupure de ce type avant et après utilisation de l'algorithme de ré-association des gerbes hadroniques.

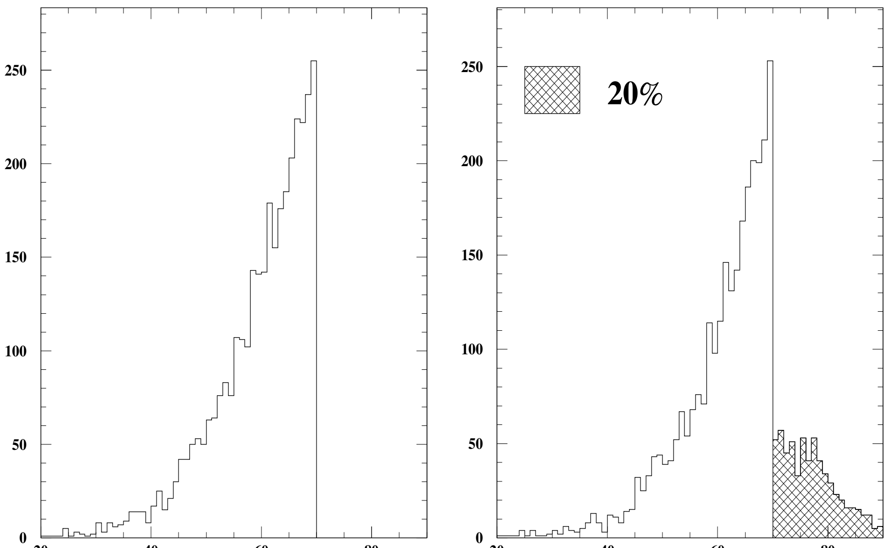


Figure 4.32: *Masse invariante après une coupure à 70 GeV/c^2 (à gauche) et même variable pour le même lot d'événements après l'algorithme HACCOR (à droite).*

On constate que l'algorithme permet d'éliminer 20% des événements avant de commencer l'anlyse proprement dite. De plus, la forme de la distribution de masse semble plus piquée après l'algorithme. Il en résulte que cette variable est plus discriminante qu'avant.

4.6 Conclusions et perspectives

L'algorithme présenté fait partie depuis 1994 de l'algorithme de reconstruction des données. Son principe a été expliqué dans le cas où nous avons considéré que les quatre séries de cellules pour une direction donnée ne formaient qu'une seule cellule. L'algorithme peut être utilisé comme point de départ d'un algorithme légèrement plus compliqué qui utilise l'information longitudinale. Les résultats d'un tel algorithme ne sont pas radicalement différents de ceux présentés ici, c'est pourquoi nous n'en présenterons pas le principe. Le fait qu'il y ait peu de différences vient de ce que l'information longitudinale n'est pas assez précise : il n'y a que 4 couches de cellules. Depuis la fin de l'année 1994, de l'électronique a été rajoutée dans le calorimètre hadronique afin d'utiliser au mieux l'information longitudinale. Maintenant, il est possible d'avoir une information, sous la forme d'une réponse oui/non, sur chaque couche de tubes par l'intermédiaire des cathodes liées à chaque tube de Iarocci. Cela permet de multiplier par 5 les informations longitudinales, mais aussi par 3 dans la direction ϕ [33]. Dans le futur, cette information devra être utilisée pour la séparation des composantes neutres des gerbes hadroniques. De plus, elle permettra un meilleur étiquetage du passage d'un muon.

Une autre importante tâche consiste à essayer de combiner plus systématiquement les informations de tous les calorimètres pour la reconstruction de l'énergie des particules hadroniques (neutres ou chargées). Comme le montre la figure 4.23 beaucoup de K^0_L commencent à faire une gerbe dans la calorimétrie électromagnétique. On constate aussi sur la figure 4.27 que l'énergie déposée dans ces cas est largement sous-estimée. Des études sont en cours ([32]) pour corriger la partie de la gerbe déposée dans les calorimètres électromagnétiques. L'effet de telles corrections sera à appliquer sur les particules chargées hadroniques. L'effet sur HACCOR sera bénéfique : la composante électromagnétique des particules chargées dont les traces seront extrapolées vers les calorimètres sera ré-évaluée et donc lors des bilans d'énergie pour HACCOR (voir le paragraphe sur la validation des maxima locaux), cela permettra une meilleure reconstruction des possibles excès d'énergie.

Cet algorithme permettant une meilleure reconstruction du flux d'énergie, il a été utilisé pour nos analyses décrites dans les chapitres suivants. Cependant, l'utilisation de cet algorithme a été différente :

- pour LEP100, nous avons utilisé l'algorithme standard qui fait partie de la reconstruction dans DELPHI. En particulier, les facteurs $\mathcal{F}$ (paragraphe sur le partage de l'énergie) ne dépendent pas de l'énergie.
- pour LEP200, nous avons choisi, afin de reconstruire le plus possible d'énergie neutre nouvelle, d'utiliser des facteurs $\mathcal{F}$ qui dépendent de l'énergie.

Partie III

La recherche du boson de Higgs au LEP avec le détecteur DELPHI

Chapitre 5

Analyse probabiliste

Avant de présenter les résultats des recherches de boson de Higgs effectuées au LEP, nous allons introduire les raisons qui ont amenées à l'utilisation d'une méthode d'analyse multi-dimensionnelle et le principe de la méthode d'analyse utilisée : une analyse probabiliste.

5.1 Des avantages d'une analyse multi-dimensionnelle

La recherche du boson de Higgs permettra de mettre en évidence cette particule par un excès d'événements de signal, par rapport à un nombre d'événements de bruit de fond attendus. Ces nombres d'événements seront en règle générale petits car les processus recherchés sont rares. Dans le canal $H\nu\bar{\nu}$, on attend, par exemple :

- 2.8 événements de signal si $m_H = 55$ GeV/c^2 pour $\sqrt{s} = m_Z$ (LEP100) et pour une luminosité intégrée de 50pb^{-1},
- 4.5 événements de signal si $m_H = 90$ GeV/c^2 pour $\sqrt{s} = 192$ GeV (LEP200) et pour une luminosité intégrée de 150pb^{-1}.

Les recherches de particules produites en très petit nombre posent plusieurs problèmes :

- il faut extraire le signal d'un lot de données souvent très grand ($\geq 10^6$ événements à LEP100 et $\geq 10^4$ événements à LEP200),
- il est nécessaire d'avoir une très bonne efficacité de sélection du signal afin de ne pas trop perdre d'événements ,
- la statistique des événements simulés n'étant pas infinie, l'estimation du nombre d'événements de bruit de fond attendus après l'analyse est souvent délicate.

De plus, les analyses sont souvent effectuées de façon séquentielle : les différentes coupures faites sur une série de variables discriminantes sont faites les unes après les autres. Le problème se pose alors de contrôler le choix de chaque coupure. Si la coupure sur chaque variable n'est pas déterminée en tenant compte des autres variables, on voit que l'aspect multi-dimensionnel du problème est négligé. Alors, le nombre d'événements de bruit de fond attendus est souvent égal à zéro du fait de la statistique non-infinie utilisée pour estimer ce bruit de fond. Enfin, ce genre d'analyse interdit l'utilisation de variables pour lesquelles les distributions du signal et du fond possèdent un large recouvrement.

L'idée de l'analyse dont nous allons exposer le principe permet de résoudre les problèmes évoqués précédemment.

5.2 Transformation d'une variable aléatoire en probabilité

Soit X une variable aléatoire et E_1, E_2, deux échantillons de cette variable aléatoire. Par exemple, X peut représenter une variable discriminante entre deux échantillons : l'échantillon correspondant aux événements dus à un processus de bruit de fond (E_1) et celui correspondant au signal (E_2). La figure 5.1 montre un exemple de deux distributions, de densités de probabilité f_1 et f_2, obtenues pour la variable X sur les deux échantillons E_1 et E_2.

Soit $F_1(X)$ la fonction de répartition associée à la densité de probabilité f_1 (voir annexe A) :

$$F_1(X) = \int_{-\infty}^{X} f_1(t)dt$$

X parcourant toutes les valeurs de l'échantillon du bruit de fond, E_1.

La figure 5.2 représente $F_1(x)$ en fonction de x.

Nous allons montrer rapidement pourquoi la distribution pour l'échantillon E_1 de la variable aléatoire $F_1(X)$ est une distribution uniforme. Pour une valeur x de la variable aléatoire X, $F_1(x)$ correspond à la probabilité d'observer une valeur de la variable aléatoire X plus petite que x. Le nombre d'événements n_x de l'échantillon E_1 ayant une valeur pour X inférieure à x est alors :

$$N * \int_{-\infty}^{x} f_1(t)dt = N * F_1(x)$$

N étant le nombre d'événements total de l' échantillon E_1. Sachant que, par construction, la fonction $F_1(x)$ est croissante, n_x est aussi le nombre d'événements de l'échantillon E_1 ayant une valeur pour $F_1(X)$ inférieure à $F_1(x)$. Il en résulte que la probabilité d'observer une valeur de la variable aléatoire $F_1(X)$ plus petite que $F_1(x)$ est aussi

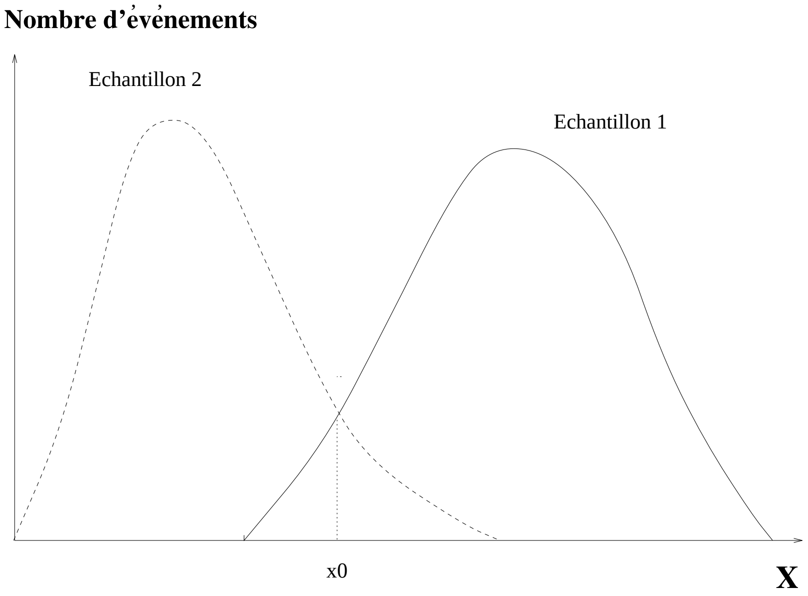


Figure 5.1: *Distributions de la variable X pour les deux échantillons.*

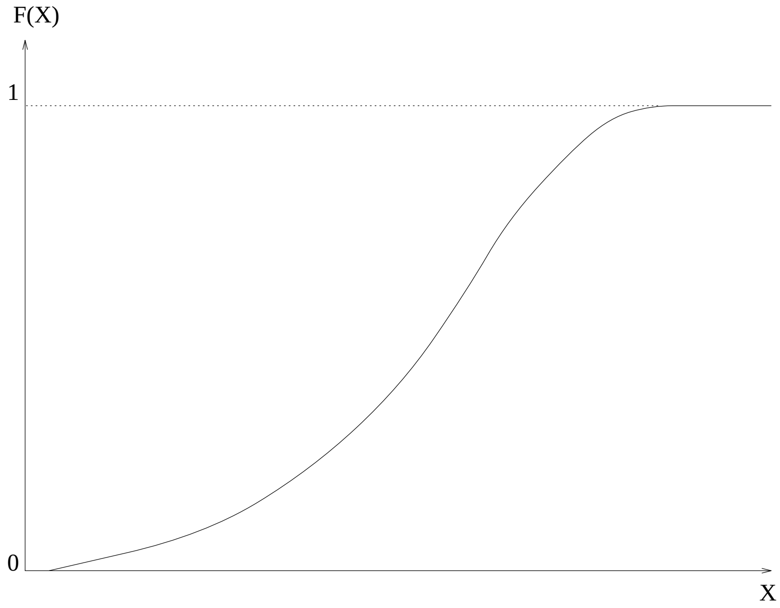


Figure 5.2: *Courbe représentant la variable $F_1(X)$ en fonction de X.*

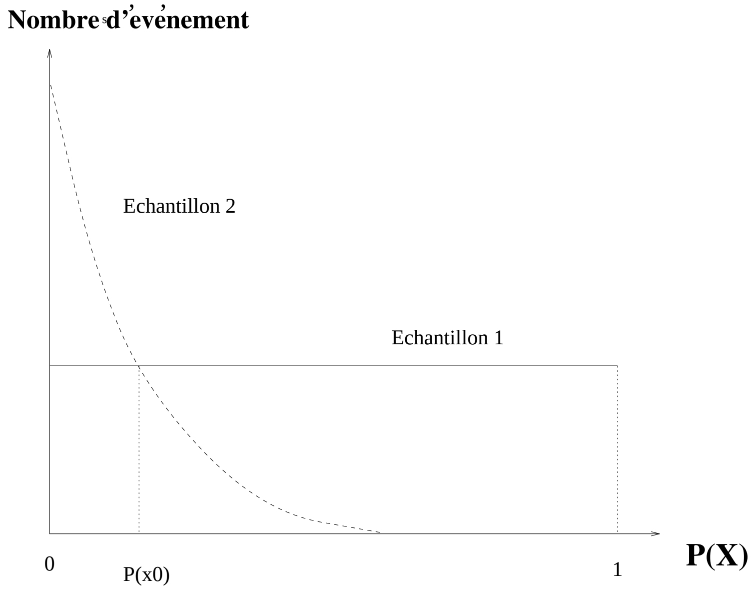


Figure 5.3: *Distributions de la variable P(X) pour les deux échantillons.*

$F_1(x)$. En d'autres termes, la fonction de répartition $\mathcal{F}_{F_1}$ de la variable aléatoire $F_1(X)$ est égale à $F_1(X)$:

$$\mathcal{F}_{F_1(X)} = F_1(X)$$

Donc, la densité de probabilité $f_1(F_1(X))$ de la variable aléatoire $F_1(X)$ pour l'échantillon E_1 est constante car (voir annexe A):

$$f(F_1(X)) = \frac{d(\mathcal{F}_{F_1(X)})}{dF_1(X)} = 1$$

La variable aléatoire $F_1(X)$ a donc une distribution uniforme pour l'échantillon E_1 puisque sa densité de probabilité est constante.

Il est possible de considérer la transformation précédente comme un changement de variable, qui à une valeur x de la variable aléatoire X associe une valeur $P(x) = F_1(x)$. P(X) est une nouvelle variable aléatoire qui aura une distribution uniforme pour l'échantillon de "référence" E_1. On remarque alors que P(x) est la probabilité que la valeur x soit compatible avec le processus de référence. Le même changement de variable sur l'échantillon E_2 donnera une distribution de la variable aléatoire P(X) qui aura un excès en dessous de 0.5 pour l'exemple des distributions de la figure 5.1. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder les figures 5.1 et 5.2: les événements de l'échantillon E_2 ont des valeurs x de la variable aléatoire X telles que $F_1(x) = P(x)$ soit en dessous de 0.5 La figure 5.3 montre les distributions de la variable aléatoire P(X) pour les deux échantillons E_1 et E_2. Il est toujours possible à partir de deux distributions quelconques de deux échantillons différents de construire les variables P(X) afin que pour l'un des échantillons, celles-ci présentent un excès plus ou moins significatif en dessous de

0.5. Cette remarque est importante pour la construction des probabilités : les futures variables que nous allons devoir utiliser pour une analyse multidimensionnelle doivent toujours présenter un excès dans le même sens pour l'échantillon à discriminer.

Une remarque importante concerne le pouvoir discriminant de la nouvelle variable P(X) par rapport à la variable X. En effet, supposons que cette variable X soit une variable discriminante utilisée dans une analyse de physique et que le choix d'une coupure sur la variable X à une valeur x_1 laisse N_{E_1} événements dans l'échantillon E_1 et N_{E_2} événements dans l'échantillon E_2. La coupure sur $P(x_1)$ laissera les mêmes nombres d'événements N_{E_1} et N_{E_2} que précédemment. On constate donc que les deux variables aléatoires X et P(X) ont le même pouvoir discriminant. Nous allons voir que l'intérêt de la transformation des variables en probabilités réside dans l'utilisation combinée de plusieurs variables aléatoires .

5.3 La variable $\mathcal{W}$

Supposons maintenant que nous ayons une variable aléatoire $\underline{X} = (X_1,X_2,...X_N)$, composée de N variables aléatoires X_i. Nous disposons comme précédemment de deux échantillons E_1 et E_2. Cette variable $\underline{X}$ peut représenter un lot de N variables discriminantes entre un bruit de fond et un signal.

Pour chaque variable aléatoire X_i, nous calculons une nouvelle variable aléatoire $P(X_i)$ comme précédemment. Ces probabilités vérifient les trois conditions suivantes :

- leurs distributions sont entre 0 et 1.
- leurs distributions sont uniformes pour l'échantillon E_1.
- leurs distributions possédent un excès en dessous de 0.5 pour l'échantillon E_2.

L'idée de l'analyse probabiliste est d'utiliser le fait que ces nouvelles variables aient le même genre de comportement pour un même échantillon : des distributions soit toujours uniformes, soit toujours piquées en dessous de 0.5. Il en résulte qu'il est possible de combiner ces informations de façon standard.

Le moyen le plus simple de combiner ces variables $P(X_i)$ est de les additionner. On définit alors la nouvelle variable aléatoire $\mathcal{W}(\underline{X})$:

$$\mathcal{W}(\underline{X}) = \sum_{i=1}^{N} P(X_i)$$

On constate qu'avec cette définition $\mathcal{W}(\underline{X})$ aura en quelque sorte "additionner" pour l'échantillon E_2, le caractère discriminant des variables X_i.

De plus, si l'on suppose que le nombre N est "assez" grand (en pratique N$\geq 10-11$) et que les N variables aléatoires X_i sont indépendantes, alors :

- la distribution de la variable aléatoire $\mathcal{W}$ est une gaussienne pour l'échantillon E_1.
- la moyenne de cette gaussienne est : $\mu = \frac{N}{2}$.
- la variance de cette gaussienne est : $\sigma^2 = \frac{N}{12}$.

La démonstration de cette propriété est faite dans l'annexe A. Cette analyse permettra d'utiliser le fait que la distribution de $\mathcal{W}$ pour l'échantillon E_1 soit une gaussienne dont on connaît la moyenne et la variance. En effet, dans le cas d'une analyse de physique, $\mathcal{W}$ représente la distribution pour l'échantillon des données simulées correspondant au processus de bruit de fond que l'on veut discriminer d'un signal. Cette variable a été calculée avec un nombre fini de données simulées. Néanmoins, comme nous connaissons les valeurs attendues de la moyenne et de la variance de la gaussienne $\mathcal{W}$, il est possible de donner une estimation du nombre d'événements du processus de bruit de fond, n, correspondant à une coupure $\mathcal{W}_0(n)$ sur la variable $\mathcal{W}$:

$$n = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\mathcal{W}_0(n)-\mu_0}{\sigma_0}} e^{-x^2/2} dx$$

μ_0 et σ_0 correspondent aux paramètres d'un ajustement gaussien fait sur la distribution de $\mathcal{W}$ pour les données simulées du bruit de fond. N_0 dépend du type d'analyse que l'on fait :

- dans le cas d'une analyse avec des données réelles, même si l'on utilise les paramètres gaussiens de l'ajustement sur les données simulées, N_0 est le nombre d'événements dans les données réelles sur lesquelles on a appliqué les transformations de variables. Il est alors nécessaire que à ce niveau (juste avant les transformations), les données soient constituées en grande majorité d'événements correspondant au bruit de fond choisi comme référence.
- dans le cas d'une étude uniquement sur des données simulées, N_0 est le nombre d'événements du processus de bruit de fond pour une certaine luminosité intégrée.

En conclusion, on voit qu'il est possible à partir d'un lot de variables indépendantes de faire une analyse multi-dimensionnelle en construisant une variable qui se sert du pouvoir discriminant de toutes les variables du lot en question. Cette variable permettra de plus, de donner une estimation correcte du nombre d'événements de bruit de fond attendus.

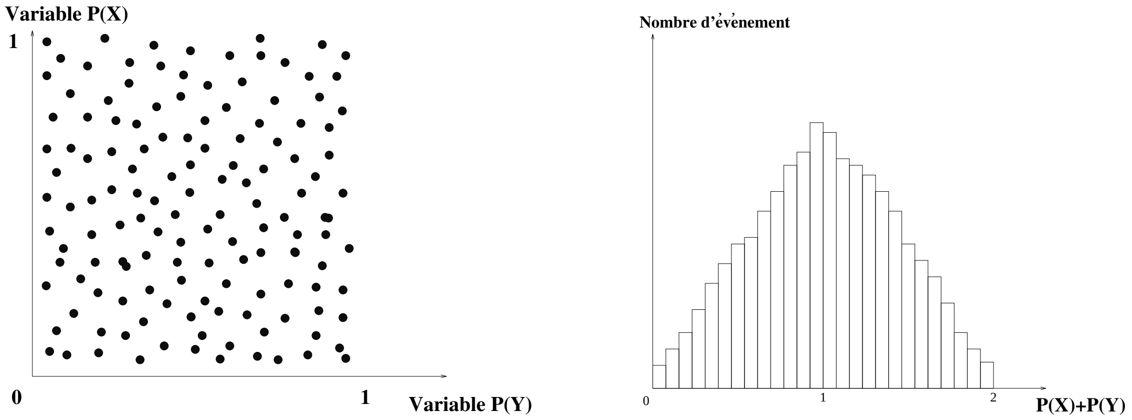


Figure 5.4: *Répartition dans le plan P(X),P(Y) de l'échantillon E_1 (à gauche) et distribution de la variable aléatoire P(X)+P(Y) pour ce même échantillon, dans le cas où $C_{XY} \simeq 0$.*

5.4 De l'influence des corrélations

Toutes les remarques précédentes concernant la variance et la moyenne de la distribution de la variable $\mathcal{W}$ reposent sur l'hypothèse que les N variables aléatoires de départ sont indépendantes.

Corrélations de type I

Pour illustrer l'influence des corrélations sur les caractéristiques de la variable $\mathcal{W}$ nous allons considérer le cas simple de deux variables.

Soient X et Y deux variables aléatoires et E_1, l'échantillon à partir duquel les probabilités P(X) et P(Y) sont calculées. On considère aussi $C_{P(X)P(Y)}$, le coefficient de corrélation (voir annexe A) de ces deux variables aléatoires pour l'échantillon E_1. Nous allons considérer les cas extrêmes où ce coefficient est nul, proche ou égal à 1 ou à -1.

Supposons tout d'abord que ces deux variables ne soient pas corrélées. On peut intuitivement penser que la distribution de la nouvelle variable aléatoire P(X)+P(Y) aura une forme de triangle. Le triangle correspondrait dans le cas de plusieurs variables à la gaussienne attendue.

Les figures 5.5 et 5.6 présentent les mêmes distributions que précédemment dans les cas où les variables P(X) et P(Y) sont très corrélées ou très anti-corrélées. La première remarque quand on analyse ces figures est que si les deux variables P(X) et P(Y) sont corrélées, la distribution de P(X)+P(Y) tend à s'élargir autour de la valeur moyenne. Au contraire si les deux variables P(X) et P(Y) sont anti-corrélées, la distribution de P(X)+P(Y) tend à se resserer autour de cette même valeur moyenne.

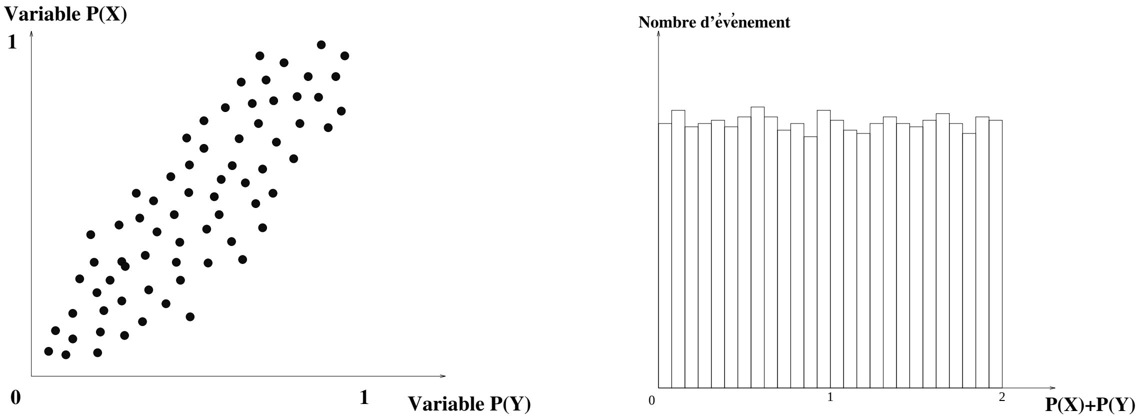


Figure 5.5: *Répartition dans le plan P(X),P(Y) de l'échantillon E_1 (à gauche) et distribution de la variable aléatoire P(X)+P(Y) pour ce même échantillon, dans le cas où* $C_{XY} \simeq$ *1.*

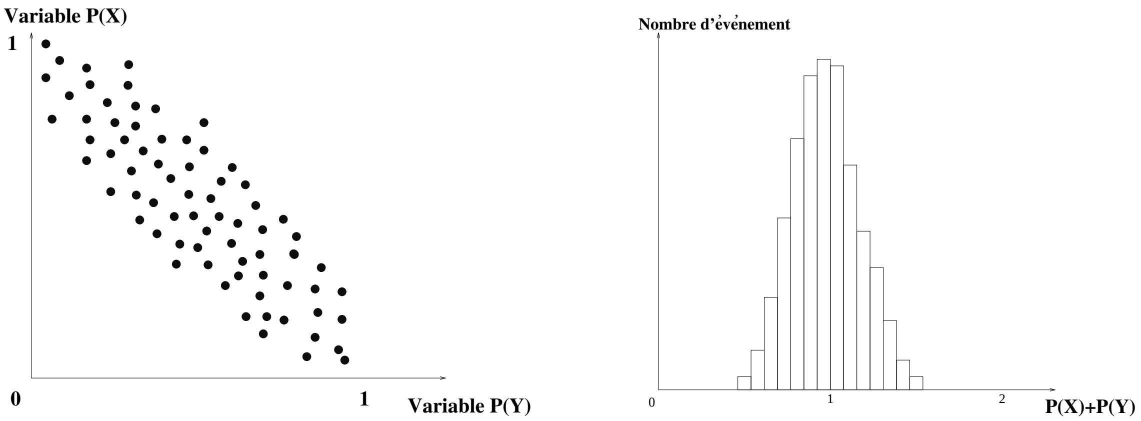


Figure 5.6: *Répartition dans le plan P(X),P(Y) de l'échantillon E_1 (à gauche) et distribution de la variable aléatoire P(X)+P(Y) pour ce même échantillon, dans le cas où* $C_{XY} \simeq$ *-1.*

Pour un nombre important de variables aléatoires (n$\geq$10), il est possible d'étendre ce raisonnement. Si n-1 variables ne sont pas corrélées entre elles, on considére Y la somme de ces n-1 variables et X_{nc} la variable aléatoire possédant des corrélations avec une ou plusieurs variables précédentes. On peut appliquer aisement le raisonnement précédent aux deux variables Y et X_{nc}.

Si les variables sont toutes corrélées dans le même sens, la distribution de la variable aléatoire $\mathcal{W}$ tendra à s'élargir autour de la moyenne théorique si la corrélation est positive et au contraire à se resserer autour de cette moyenne si la corrélation est négative.

Il faut remarquer que nous avons utilisé les propriétés "globales" des corrélations, c'est-à-dire que nous avons supposé que ces coefficients traduisaient bien l'indépendance ou non des variables aléatoires . En d'autres termes l'échantillon considéré est relativement homogène et donc la plupart des sous-échantillons se comportent de la même manière pour les variables X et Y. Or, la valeur du coefficient de corrélation entre deux variables est un paramètre qui dépend fortement de cette homogénéité. En effet, il est possible que l'échantillon soit en fait la somme de deux échantillons ayant des corrélations différentes. Par exemple si $E_1^{'}$ est un échantillon tel que les variables aléatoires X et Y soient corrélées et $E_1^{''}$ est un échantillon tel que les variables aléatoires X et Y soient anticorrélées. Pour l'échantillon formé de E_1=$E_1^{'}\bigcup E_1^{''}$, il est possible que les variables aléatoires X et Y aient un coefficient de corrélation nul. Il faut donc avant tout s'assurer que l'échantillon soit homogène.

Corrélations de type II

Nous allons expliquer de quelle façon le problème lié à l'homogénéité de l'échantillon peut générer un excès d'événements à bas $\mathcal{W}$ ("queues de distributions") sans affecter de manière significative les valeurs de la moyenne et de la variance de cette distribution.

Supposons que, l'échantillon E_1 soit formé de deux échantillons $E_1^{'}$ et $E_1^{''}$ ayant respectivement $n^{'}$ et $n^{''}$ événements , avec $n^{'} \gg n^{''} > 1$. Un lot $\underline{X}$ = (X_1,X_2,...X_N) de N variables a été choisi pour construire une variable $\mathcal{W}$ à partir de l'échantillon E_1. Si l'échantillon $E_1^{''}$ posséde des corrélations pour ce lot de N variables et que ces corrélations se traduisent par des valeurs P(X_i) petites, alors il est possible d'obtenir pour la variable $\mathcal{W}$ une distribution pour l'échantillon de référence qui soit une gaussienne mais avec à basses valeurs de $\mathcal{W}$ un excès qui correpond à la contribution de l'échantillon $E_1^{''}$. La figure 5.7 illustre ce phénomène.

Ce genre d'effet ne doit pas être présent au niveau d'une analyse physique : un excès d'événements de bruit de fond dans la région du signal n'est jamais une bonne chose pour une recherche. De plus, nous avons dit que cette méthode permettait de donner une estimation du nombre d'événements de bruit de fond attendus. Avec de telles corrélations, on voit que ce genre de prédiction perd de sa valeur.

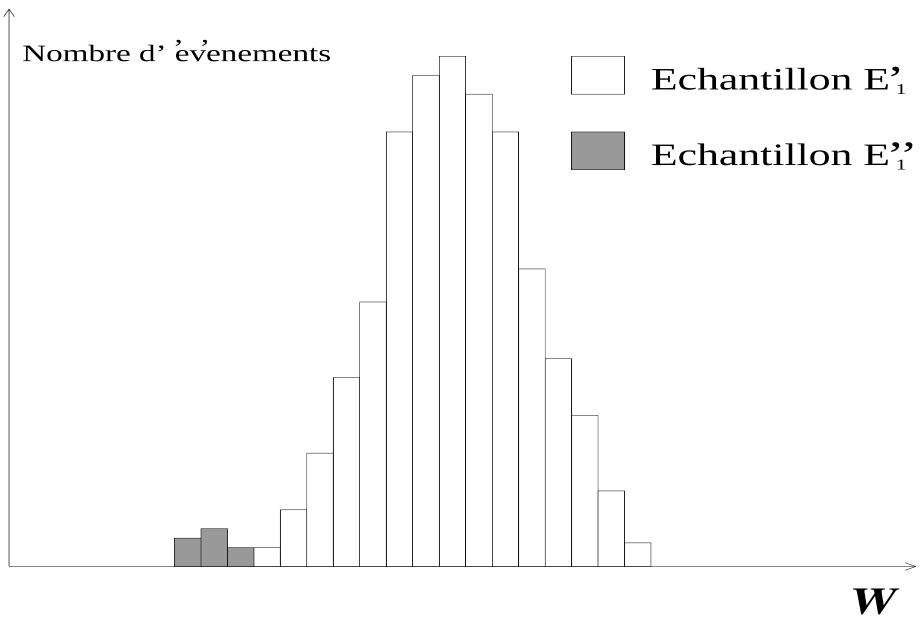


Figure 5.7: *Distribution de la variable $\mathcal{W}$ pour l'échantillon E_1 de référence.*

Enfin, on pourrait penser que ce genre d'effet peut exister pour les hautes valeurs de $\mathcal{W}$. L'expérience montre que cela n'est pas le cas, car les corrélations que nous venons d'évoquer proviennent essentiellement d'événements dont les variables prennent des valeurs situées dans les queues de distributions du bruit de référence et non pas pour des valeurs normales.

Des problèmes avec les variables trop "piquées"

Considérons le cas où les deux échantillons ont pour une variable X les distributions de la figure 5.8.

On constate deux choses : l'échantillon E_1, semble posséder deux sous échantillons :

- un dont la distribution est très différente de la distribution de l'échantillon E_2 (la partie piquée correspondant à x$\geq x_0$)
- un autre dont la distribution pour la variable X se trouve dans la même région que le signal tout en ayant une forme encore relativement différente (partie x$< x_0$), ce qui peut permettre une analyse multidimensionnelle.

Il faut donc essayer de savoir si l'influence de cette partie piquée sur la construction des probabilités n'est pas trop importante.

Supposons que la partie avec x$\geq$ x_0 de l'échantillon E_1 comporte N événements et l'autre partie n. Les problèmes apparaissent quand N$\gg$n. Dans ce cas, lors de la

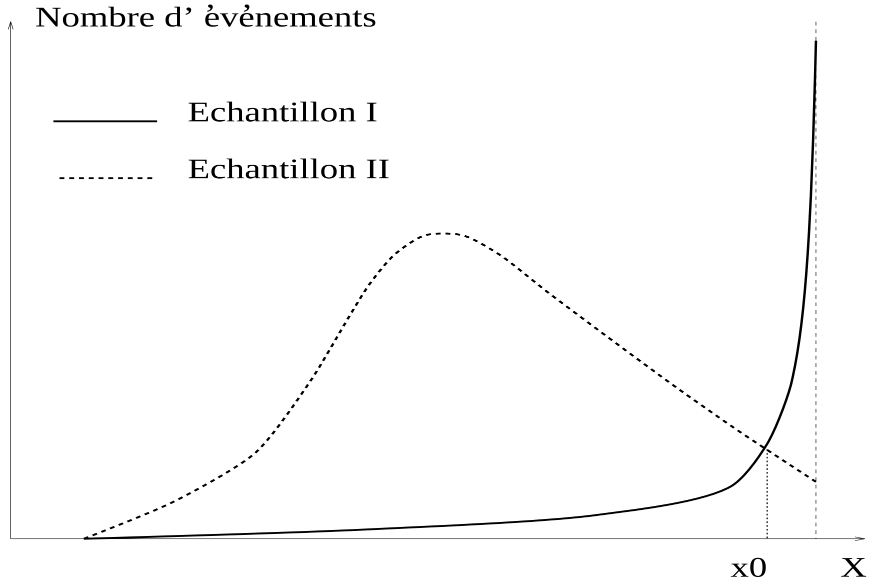


Figure 5.8: *Distributions pour une variable X des deux échantillons I et II.*

construction de la probabilité, les n événements précédents auront des probabilités quasiment nulles. Il en résulte que la discrimination entre ce lot d'événements et le lot d'événements de l'échantillon E_2 ne se fera pas ou mal. Pour remédier à ce problème il suffit de calculer la probabilité sur la même variable mais en ayant effectué une coupure, par exemple : x< x_0. La discrimination se fera entre des événements de bruit de fond de l'échantillon E_1 qui ressemblent au signal, alors que précédemment, elle se faisait plutôt avec la partie de l'échantillon E_1 vraiment différente.

Un autre problème peut survenir quand la partie de l'échantillon E_1 différente (x$\geq x_0$) posséde des corrélations avec d'autres variables aléatoires . Nous sommes ramenés aux corrélations de type I puisque cette partie de l'échantillon gouvernera le calcul de $\mathcal{W}$ à cause de son poids en nombre d'événements (N$\gg$n). On retiendra donc que l'utilisation de variables dont la distribution pour l'échantillon de référence est piquée doit être controlée avec attention.

Conclusions sur les corrélations

Nous avons évoqué divers problèmes liés à la construction de la variable $\mathcal{W}$. Dans les deux chapitres à venir, nous appliquerons cette méthode à la recherche du boson de Higgs à LEP100 sur les données réelles collectées durant l'année 1994 et à LEP200 sur des données simulées. Le choix des variables, les coupures de sélections éventuelles avant le calcul final de $\mathcal{W}$, seront guidés par le souci de ne pas rencontrer les problèmes dont nous venons de parler. La présentation des analyses sera faite de façon linéaire, même si la mise au point a été le fruit d'itérations multiples.

Chapitre 6

Recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino à LEP100

Le mécanisme de Bjorken est le processus de production dominant du boson de Higgs à LEP100. Les recherches dans DELPHI ont été menées dans trois canaux principaux : He^+e^-,H$\mu^+\mu^-$ et H$\nu\bar{\nu}$ [37] [38] [39]. L'objet de ce chapitre est l'étude du canal H$\nu\bar{\nu}$ pour la prise de données de l'année 1994. Après avoir rappelé la signature expérimentale d'un signal de boson de Higgs produit en association avec deux neutrinos et les précautions à prendre pour reconstruire les événements , nous présenterons les processus de bruit de fond qui sont attendus à LEP100, puis les résultats d'une analyse probabiliste.

6.1 La signature expérimentale d'un signal H$\nu\bar{\nu}$

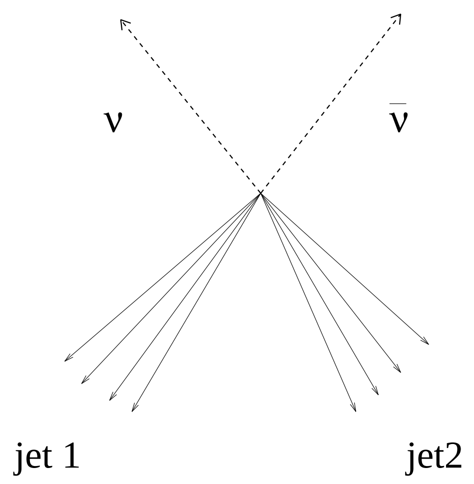
Nous avons vu dans le chapitre sur la phénoménologie du boson de Higgs que la signature expérimentale d'un boson de Higgs produit par l'intermédiaire du mécanisme de Bjorken dans le canal neutrino est deux jets acoplanaires provenant de la fragmentation de deux quarks b et de l'énergie et de l'impulsion manquantes.

C'est pourquoi, dans un premier paragraphe nous allons définir la façon de reconstruire les directions, les énergies et les impulsions des jets. Puis, l'algorithme d'étiquetage du b de DELPHI sera présenté.

6.1.1 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements se fait par l'intermédiaire du programme de reconstruction standard de DELPHI.

L'algorithme de réassociation des dépôts d'énergie du calorimètre hadronique HAC-



COR, qui a été présenté dans le chapitre 4, est présent dans la reconstruction des événements pour la prise de données de 1994. Cet algorithme permet de récuperer l'énergie de certaines particules neutres et donne une meilleure estimation du flux total d'énergie.

Pour calculer ce flux, une sélection de traces s'impose. On comptabilise uniquement les traces provenant de particules chargées vérifiant :

- une quantité de mouvement P telle que : 50 GeV/c $\geq$ P $\geq$ 0.4 GeV/c
- un paramètre d'impact dans le plan perpendiculaire $\delta_{R-\Phi}$ tel que : $|\delta_{R-\Phi}| < 4\ cm$
- un paramètre d'impact le long de l'axe z δ_z tel que : $|\delta_z| < 10\ cm$
- une trace de longueur L telle que : L $< 30\ cm$

Les événements sont divisés en deux hémisphères par rapport à un plan perpendiculaire à la direction de l'axe du thrust. Celle-ci est définie comme étant la direction $\vec{n}$ qui rend maximum la variable suivante [34] :

$$T = 2\frac{\sum_k \vec{p}(k)\cdot\vec{n}\ \ \theta(\vec{p}(k)\cdot\vec{n})}{\sum_k \|\vec{p}(k)\|}$$

où θ est la fonction marche. Les $\vec{p}(k)$ sont les impulsions dans le centre de masse, des n particules reconstruites par le détecteur DELPHI. Cette direction est la direction qui rend le flux d'impulsion maximal.

Les événements sphériques ont $T = \frac{1}{2}$, les événements colinéaires ont T=1. Les particules chargées et neutres dans chaque hémisphère sont additionnées afin de reconstruire ce que l'on appelera les jets hémisphériques.

L'axe de sphéricité défini dans le centre de masse est aussi utilisé pour calculer une variable qui sera plus tard utile dans l'analyse probabiliste : σ_{P_T}. Pour trouver cet axe, il faut définir un tenseur de rang 2 [34] :

$$M_{ij} = \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} p_i(k)p_j(k) \text{ où } i,j = x,y,z$$

Les vecteurs propres de cette matrice, $\vec{n}_1$, $\vec{n}_2$ et $\vec{n}_3$ ont pour valeurs propres :

$$\Lambda_i = \frac{\sum(\vec{p}(k)\cdot\vec{n}_i)^2}{\sum \parallel \vec{p}(k) \parallel^2} \text{ avec } \left\{ \begin{array}{c} \Lambda_1 < \Lambda_2 < \Lambda_3 \\ \Lambda_1 + \Lambda_2 + \Lambda_3 = 1 \end{array} \right.$$

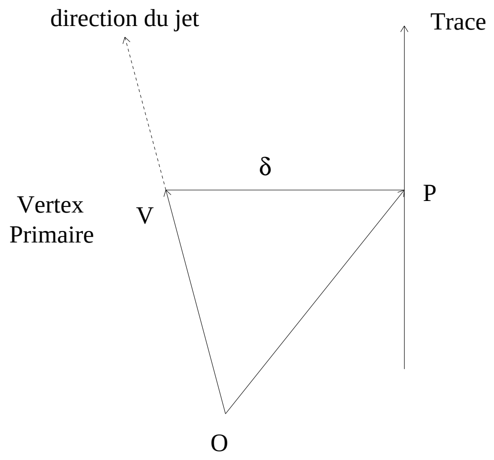
Alors, l'axe de sphéricité (axe principal de l'événement) est donné par $\vec{n}_3$. Cela définit deux hémisphères. σ_{P_T} correspond à la variance des impulsions perpendiculaires à l'axe de sphéricité, calculée dans l'hémisphère contenant le plus de particules. Les événements sphériques auront tendance à avoir une valeur de σ_{P_T} plus grande que les événements colinéaires.

Une recherche de jets en utilisant l'algorithme de jet Luclus [44] a aussi été appliquée. Le paramètre qui définit la distance minimale entre les clusters, $djoin$, est laissé à sa valeur par défaut : $djoin = 2.5GeV/c$. Les jets provenant de cette recherche seront appelés dans la suite "jets", sans aucune autre indication.

Enfin, pour vérifier la topologie en trois jets, le même algorithme est utilisé, mais en imposant le nombre de jets à trois.

6.1.2 L'étiquetage des quarks b

L'algorithme utilisé pour étiqueter la production de quarks b ([43]) repose sur le fait que les hadrons produits lors de l'hadronisation de ces quarks possèdent une longue durée de vie (de l'ordre de 1.55 ps). De plus, les hadrons beaux sont produits avec des impulsions importantes. Ces deux facteurs combinés avec le fait que les hadrons beaux ont une masse élevée impliquent que les produits de désintégration de ces particules auront de larges paramètres d'impact. La définition du paramètre d'impact $\delta_{R-\Phi}$ d'une particule est la suivante ([43]) : c'est la distance minimale entre la trajectoire de la particule et le vertex primaire dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.



Au point P de plus courte approche défini dans le plan perpendiculaire, correspond un et un seul point sur la trajectoire de la particule. Le paramètre d'impact suivant l'axe z est alors défini comme la coordonnée en z de ce point unique. Cette distinction entre les deux paramètres d'impact est historique. Elle correspond au fait que le microvertex ne permettait pas de donner des informations en z avant 1994.

Le signe du paramètre d'impact est défini comme positif si le vecteur joignant le vertex primaire et le point de plus courte approche de la trace est dans la même direction que la direction du jet auquel appartient la particule. Dans le cas contraire le signe est défini négatif. Avec une telle définition, les particules produites lors de désintègration de hadrons beaux, provenant d'un vertex secondaire, auront de larges paramètres d'impact positifs. De plus, les paramètres d'impact non-nuls provenant de mauvaises reconstructions des trajectoires seront équiprobablement positifs ou négatifs. Cet algorithme nécessite donc la reconstruction la plus précise possible du vertex primaire.

On définit alors la *significance* S d'une trace comme le rapport de son paramètre d'impact et de l'erreur sur ce dernier :

$$S = \frac{\delta}{\sigma_\delta}$$

La figure 6.1 montre la distribution de ces *significance*s pour les paramètres d'impact R-Φ et z [42].

A partir de ces courbes de *significance*, on construit une probabilité $P_i(S_0)$ pour chaque traces i de *significance* S_0 :

$$P_i(S_0) = \begin{cases} \int_{S<S_0} \rho(S)dS & \text{si } S_0 < 0 \\ P(-S_0) & \text{si } S_0 > 0 \end{cases}$$

La fonction ρ correspond à la densité de la distribution des *significance*s calculées avec des paramètres d'impact négatifs. Cette distribution reflète la résolution du détecteur. Pour une trace i, provenant de n'importe quel processus, cette probabilité $P_i(S_0)$ correspond à la probabilité que cette trace provienne du vertex primaire. Il est alors possible

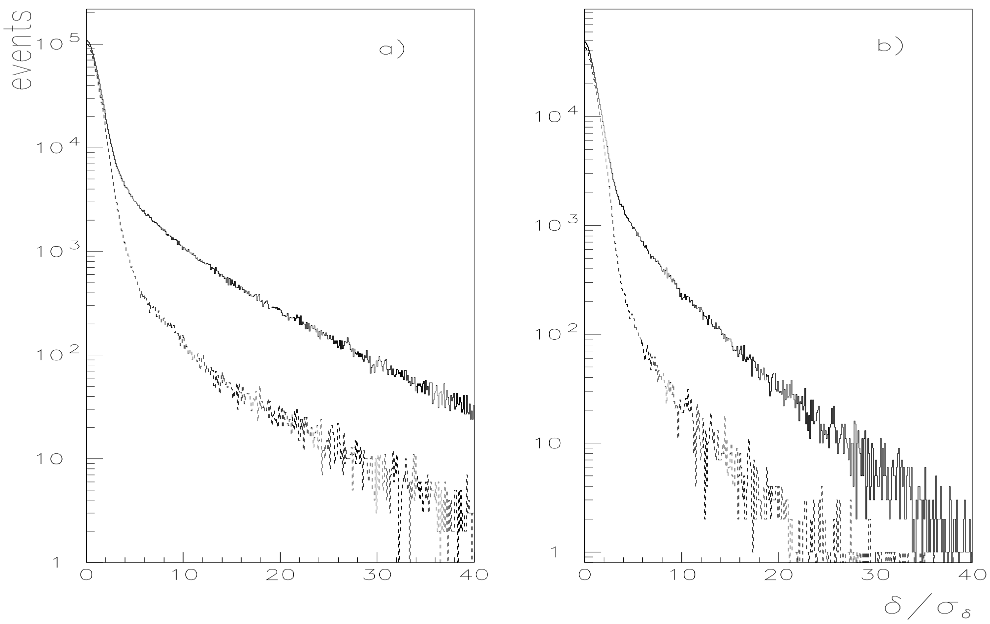


Figure 6.1: *Distributions pour les données réelles de 1994, de la valeur absolue des* significances *pour les paramètres d'impact dans le plan R-Φ (a) et suivant la direction z (b). Les courbes en trait plein représentent les contributions des paramètres d'impact positifs et celles en trait pointillé les contributions des paramètres d'impact négatifs.*

de calculer une probabilité pour un groupe de N traces en définissant :

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

P_N correspond à la probabilité qu'un groupe de N traces proviennent du vertex primaire. Par construction cette probabilité doit avoir une distribution plate pour des groupes de traces provenant réellement du vertex primaire. Des traces provenant d'un vertex secondaire (comme c'est le cas des produits de désintégration des hadrons beaux) doivent donner une distribution piquée à zéro. Cette probabilité peut être définie soit par hémisphère, soit pour l'événement .

Pour les analyses de recherches de boson de Higgs , on définit la probabilité P_E^+ qui correspond à la probabilité précédente en utilisant uniquement pour le calcul toutes les traces de l'événement de *significance* positive.

La figure 6.2 ([42]) représente la courbe d'efficacité en fonction de la pureté que l'on peut obtenir avec cet algorithme pour un échantillon d'événements hadroniques simulés. On constate sur cette figure une amélioration importante due à la possibilité d'utiliser depuis 1994 une coordonnée en z du micro-vertex.

Cet algorithme a été l'une des premières utilisations dans DELPHI d'une analyse probabiliste.

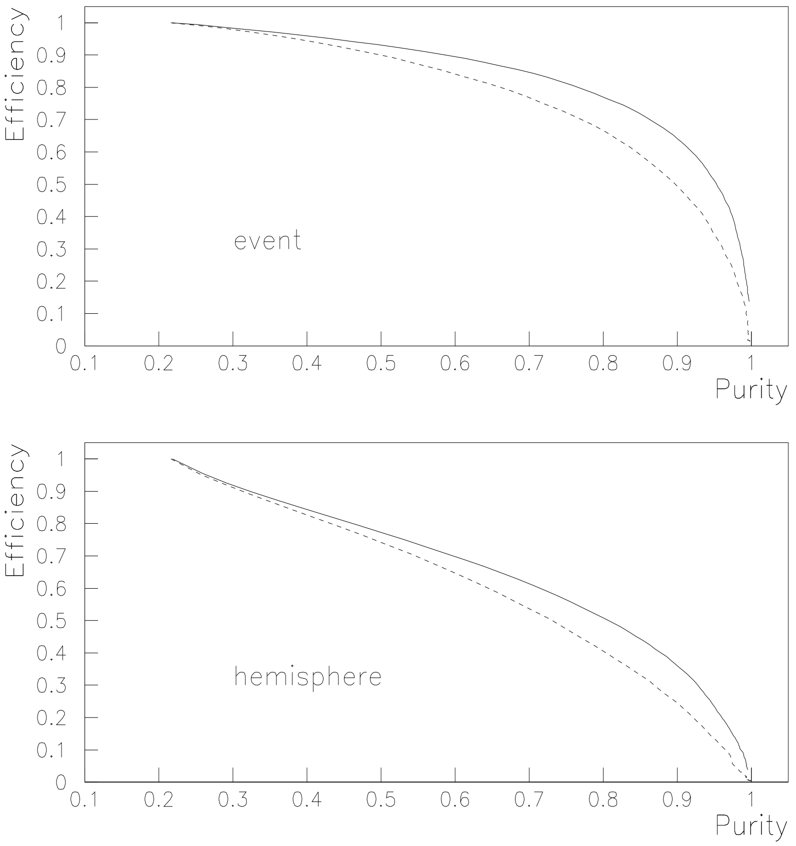
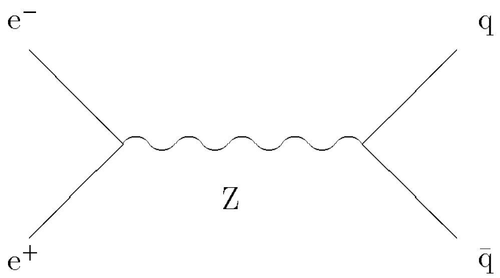


Figure 6.2: *Courbe efficacité-pureté de l'étiquetage de b basée sur la probabilité de l'événement (en haut) ou la probabilité par hémisphère (en bas). Les courbes en trait plein représentent l'utilisation des informations tri-dimensionnelles du micro-vertex, celles en pointillé uniquement les informations bi-dimensionnelles.*

6.2 Les sources de bruit de fond

Tous les processus physiques où de l'énergie manquante apparaît seront des sources de bruit de fond. Nous présenterons les processus importants à LEP100 et pour chacun une série (non-exhaustive) de variables discriminantes sera présentée. Ces variables seront utilisées soit dans l'analyse probabiliste, soit à titre de variables de présélection.

6.2.1 le processus q$\bar{q}$



A LEP100, le boson Z est produit sur sa couche de masse, la réaction $e^+e^- \to q\bar{q}$ a alors une section efficace de 30 nb. Un très grand nombre de ce genre d'événements sera donc produit. Durant l'année 1994, environ 1.4 million d'événements hadroniques ont été enregistrés dans DELPHI. La figure 6.3 montre la distribution de la masse invariante totale reconstruite par DELPHI, pour des événements simulés q$\bar{q}$ et pour un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 (canal H$\nu\bar{\nu}$). On s'aperçoit que certains événements q$\bar{q}$ auront une masse totale dans la région de masse du signal.

Quelles sont alors, les sources d'énergie manquante dans le processus q$\bar{q}$ qui peuvent expliquer ce phénomène ?

Une des premières sources correspond aux possibles désintégrations semi-leptoniques des quarks b :

$$b \to l\nu \ + \ jets$$

A titre d'exemple, la figure 6.4 montre les distributions de l'énergie totale reconstruite dans DELPHI pour des événements simulés q$\bar{q}$ (quelle que soit la saveur) et des événements simulés b$\bar{b}$ où un des quarks b s'est désintégré semi-leptoniquement (canal $B_s \to D_s + l\nu$ pour cette figure). On constate que les événements de type semi-leptonique ont en moyenne moins d'énergie que les autres événements hadroniques à cause de la non-détection du neutrino énergétique.

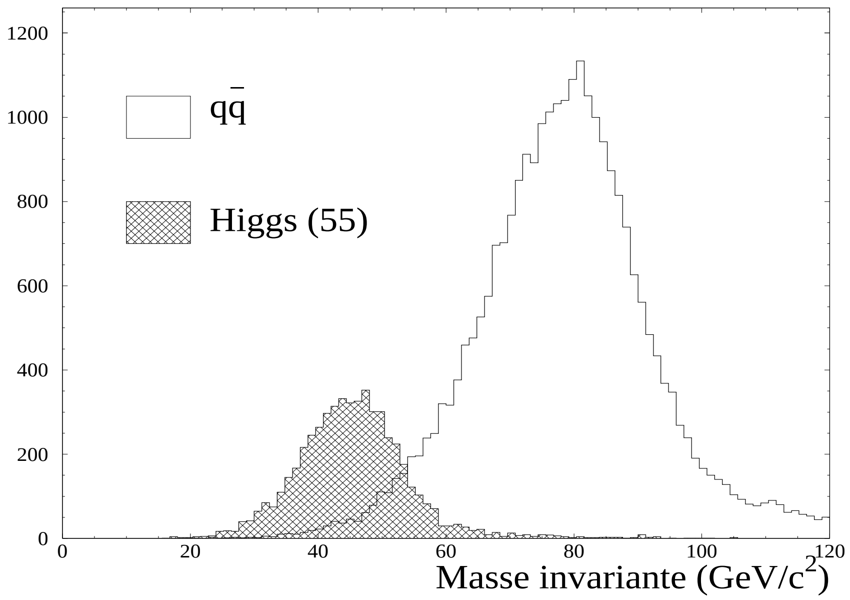


Figure 6.3: *Distribution de la masse invariante totale pour des événements simulés $q\bar{q}$ et pour des événements de signal de boson de Higgs avec de masse 55 GeV/c^2 . Les distributions ne sont pas normalisées.*

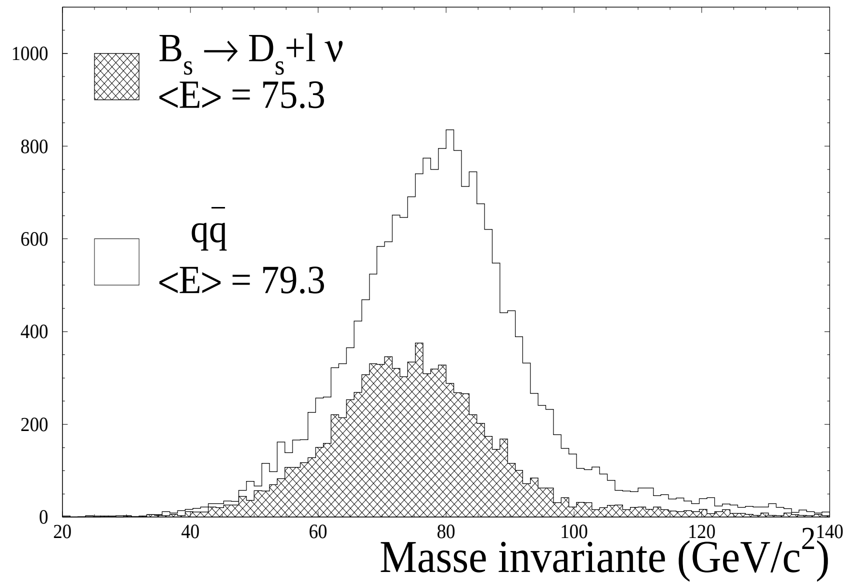


Figure 6.4: *Distribution de l'énergie totale pour des événements simulés $B_s \rightarrow D_s + l\nu$ et pour des événements simulés $q\bar{q}$ (quelle que soit la saveur). Les distributions ne sont pas normalisées.*

Une autre source de problèmes correspond aux pertes de particules dans les régions faibles du détecteur : la région à 40^o (région faible dans la calorimétrie électromagnétique), la région à 90^o (plaque haute tension de la chambre à projection temporelle), et la région avant (tube à vide). A cet effet, la figure 6.5 présente la valeur de l'énergie moyenne totale reconstruite par le détecteur DELPHI en fonction de l'axe du thrust pour des événements hadroniques simulés (processus $q\bar{q}$). On remarque que la région à 40^o et la région avant représenteront effectivement des sources importantes d'énergie manquante. La région à 90^o n'est pas visible sur cette figure car même si elle représente intrinsèquement une source de pertes de particules, les effets sur l'énergie totale semblent moins important. Par contre, les effets sur la distribution de l'impulsion perpendiculaire totale, sont, eux, visibles comme le montre la figure 6.6. On constate que cette région à 90^o pourra créer plus qu'ailleurs des événements avec grande impulsion perpendiculaire manquante, ce qui est caractéristique des événements de signal.

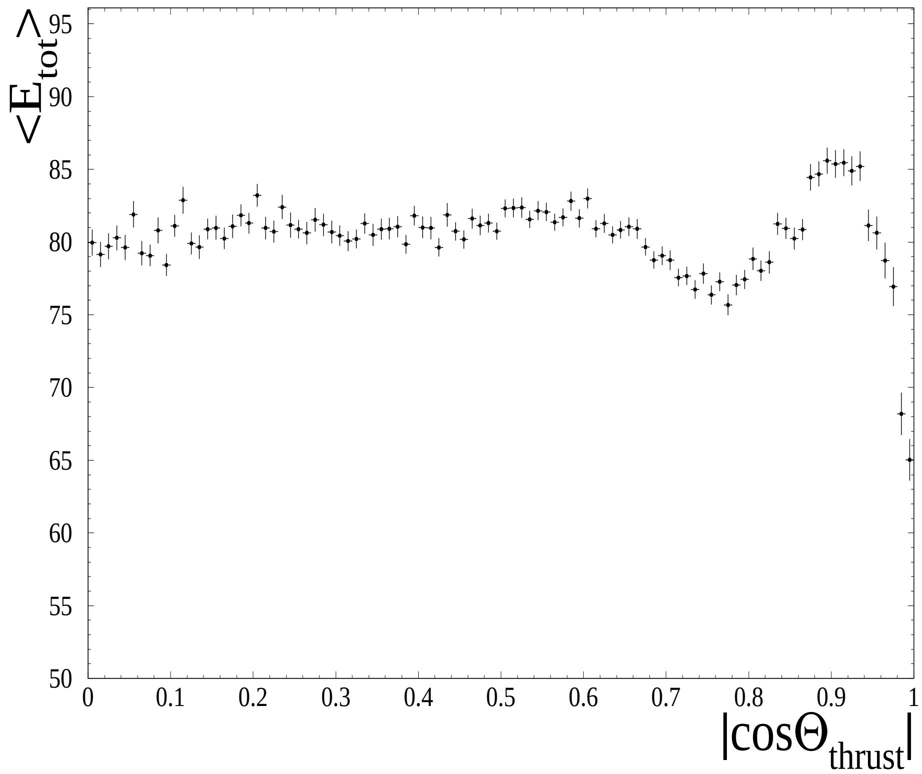


Figure 6.5: *Energie moyenne d'un événement hadronique simulé en fonction de la direction de l'axe du thrust.*

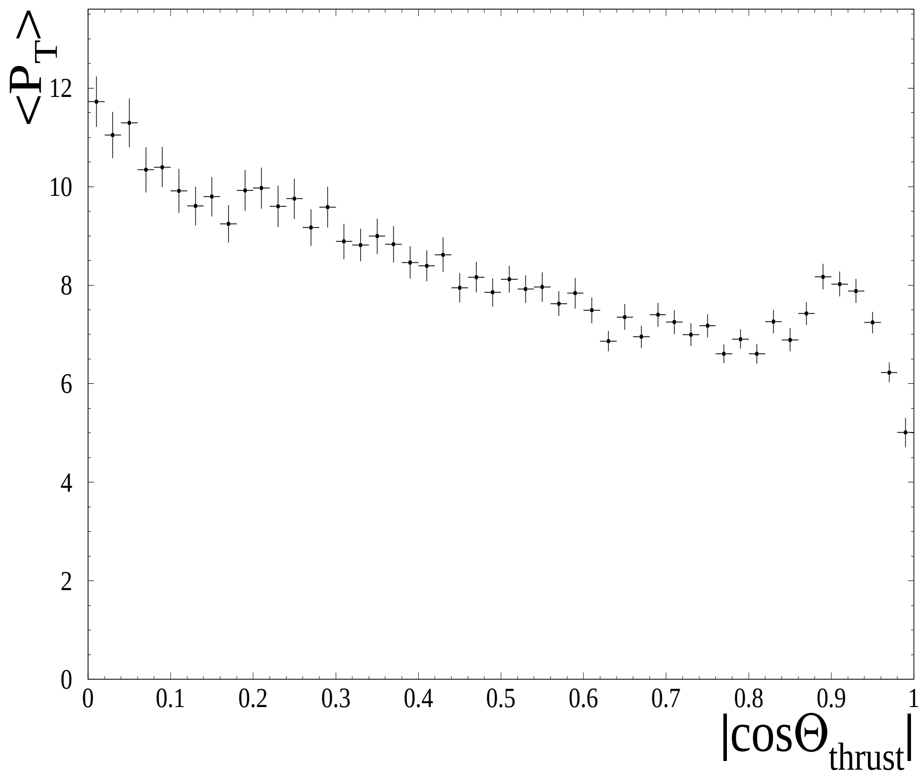


Figure 6.6: *Impulsion perpendiculaire totale d'un événement hadronique simulé en fonction de la direction de l'axe du thrust.*

Enfin, les pertes de particules neutres lors de la reconstruction des gerbes dans les calorimètres peuvent aussi engendrer de l'énergie et de l'impulsion manquantes. Nous avons vu dans le chapitre 4 que grâce à l'algorithme HACCOR, une partie de ces problèmes est résolue. Cependant, l'algorithme étant présent dans l'algorithme de reconstruction de DELPHI, et à ce titre devant servir à toute la communauté, il a été ajusté pour ne pas créer trop de fausse énergie. Pour des analyses de recherche de boson de Higgs dans le canal neutrino, il peut subsister des mauvaises reconstructions des particules neutres.

Quelles sont les variables physiques qui pourront permettre de discriminer les événements de bruit de fond $q\bar{q}$, d'événements d'un signal de boson de Higgs?

Pour les désintégrations semi-leptoniques du quark b, il faut noter que la direction de l'impulsion manquante pointera dans la direction du jet associé au quark qui s'est fragmenté dans le cas où un seul quark b se désintègre leptoniquement. Il en résulte que la variable λ qui donne l'angle minimal entre la direction de l'impulsion manquante et le jet le plus proche pourrait s'avérer discriminante.

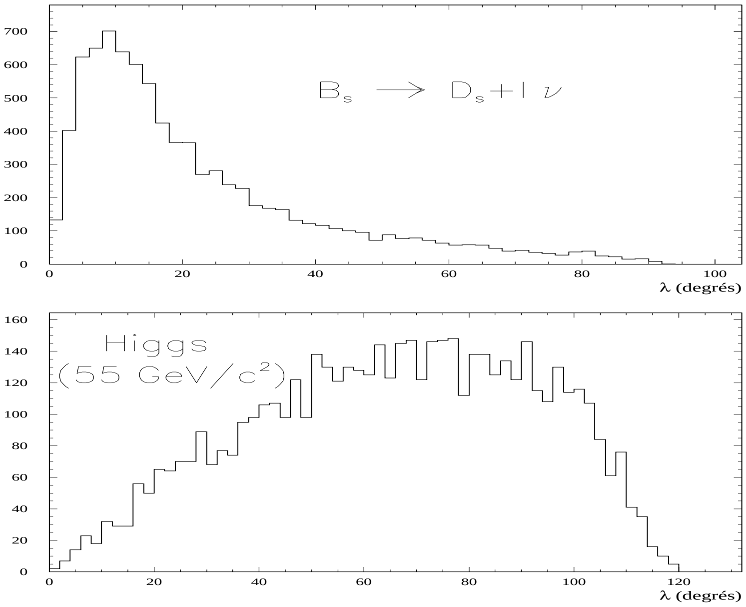


Figure 6.7: *Distribution de la variable λ pour des événements $B_s \to D_s + l\nu$ et pour un signal de boson de Higgs à 55 GeV/c^2 .*

Les distributions de cette variable λ pour des événements semi-leptoniques $B_s \to D_s + l\nu$ et pour un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 , sont présentées sur la figure 6.7. On constate que pour les événements semi-leptoniques, la distribution de λ est piquée aux petites valeurs. On remarque la longue queue de cette distribution qui correspond à des événements où la direction de l'impulsion manquante est mal mesurée à cause de pertes de particules. Néanmoins, la discrimination est possible car pour les événements de signal, la direction de l'impulsion manquante est éloignée des jets parce que l'environnement hadronique a subi une poussée par rapport aux deux neutrinos.

Pour discriminer les événements avec des pertes de particules dans les régions faibles, il faut se rendre compte que même si ces événements possédent de l'énergie manquante, en régle générale, ils ont des topologies assez simples :

- dans le cas où le nombre de partons initiaux est au nombre de deux (processus $q\bar{q}$ sans radiation de gluon dans l'état final), les deux partons s'hadronisent en deux jets qui sont produits dos-à-dos. L'acolinéarité entre ces deux jets définie comme le complément à 180^o de l'angle entre les jets doit donc être proche de zéro. Un boson de Higgs , du fait de la poussée initiale va produire en se désintégrant deux jets avec une grande acolinéarité.

- dans le cas où le nombre de partons initiaux est au nombre de 3 : processus $q\bar{q}g$ ($q\bar{q}$ avec radiation de gluon). L'événement est planaire (conservation de l'impulsion totale), c'est-à-dire que les trois jets sont dans le même plan. La variable S_θ définie comme la somme des angles d'ouverture entre les 3 jets aura une distribution piquée à 360^o pour ces événements . Toujours à cause de la poussée initiale, le boson de Higgs produit dans le canal neutrino aura une distribution avec des valeurs plus basses pour cette variable.

Si un des partons a été produit dans la direction du tube à vide, on risque de perdre les particules du jet correspondant. L'acoplanarité définie comme le complément à 180^o de l'angle d'ouverture entre les deux jets reconstruits (non-perdus) quand on a projeté l'événement dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau sera une variable importante. En effet, pour des événements où le plan de l'événement contient l'axe du faisceau (c'est le cas lorsque l'on a perdu un jet dans le tube à vide), sa distribution est piquée à zéro. Pour un boson de Higgs , la direction de la poussé n'étant pas spécialement vers l'axe des faisceaux (chapitre 2) , la distribution de cette variable comportera donc des valeurs plus hautes.

Le nombre de jets reconstruits ne correspond pas toujours au nombre de partons initiaux, c'est pourquoi, il est possible d'essayer de généraliser certaines des définitions précédentes. On définit par exemple, l'acolinéarité pour les jets hémisphériques. Mais, il est aussi possible d'utiliser une acolinéarité généralisée, ρ, définie comme le complément à 180^o de l'angle maximum d'ouverture entre les jets quand on utilise les jets provenant de l'algorithme LUCLUS. De plus, la variable S_θ s'avère être une variable très discriminante. On décide donc de la définir en forçant tous les événements en trois jets.

Les distributions de ρ, S_θ et de l'acoplanarité pour le processus $q\bar{q}$ et pour un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 sont présentées sur la figure 6.8.

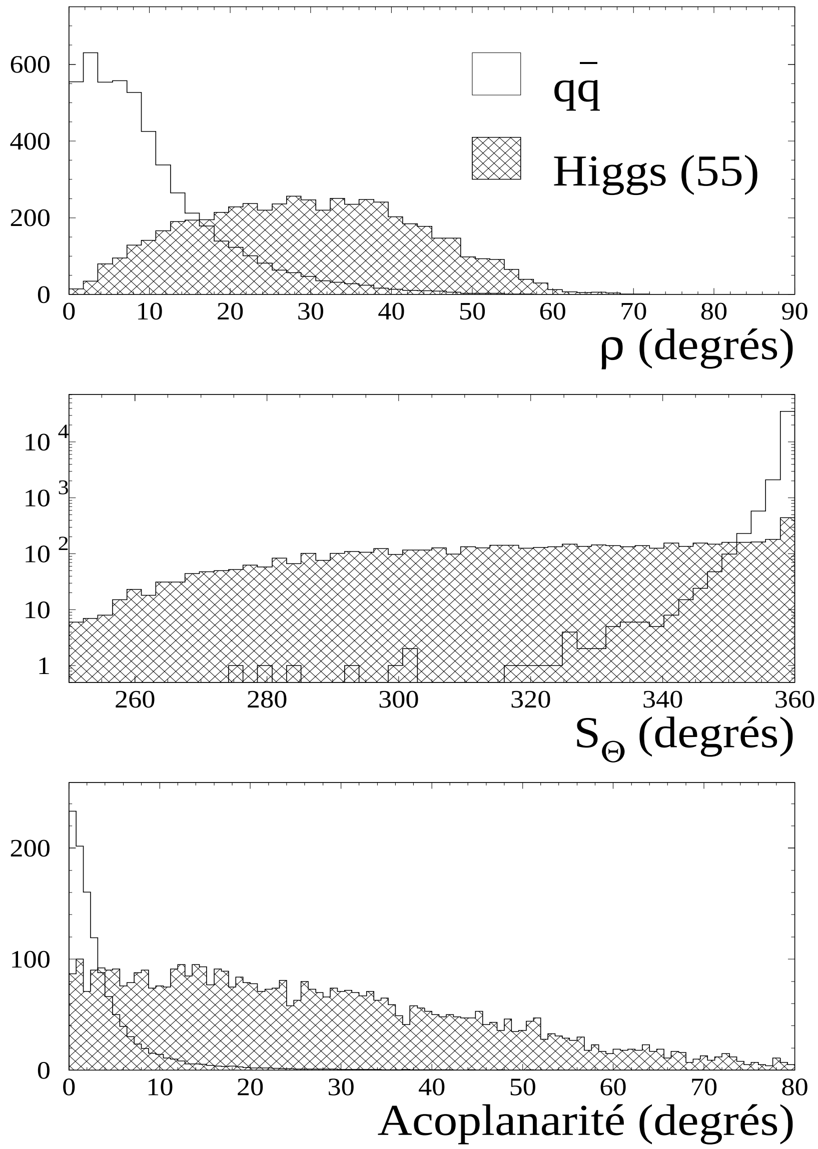
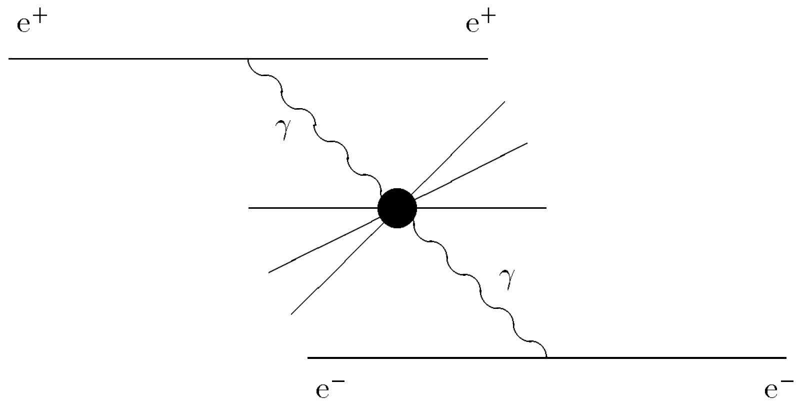


Figure 6.8: *Distribution de certaines variables discriminantes entre le processus de bruit de fond $q\bar{q}$ et le signal d'un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 .*

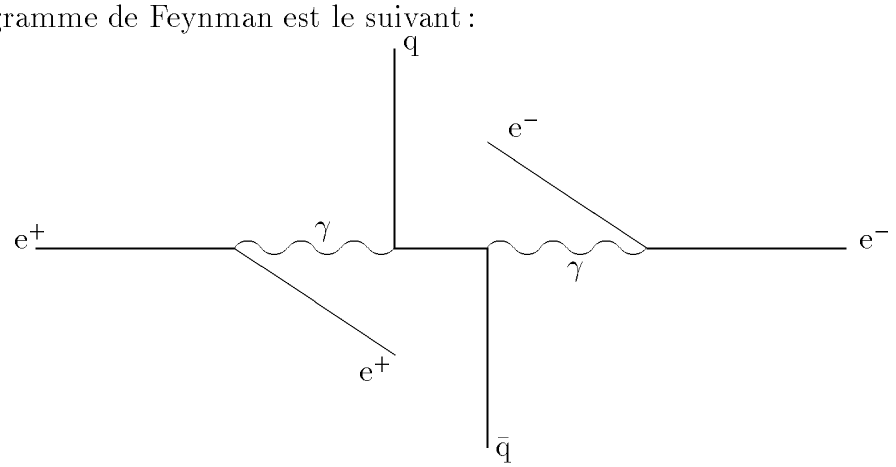
6.2.2 le processus $\gamma\gamma$



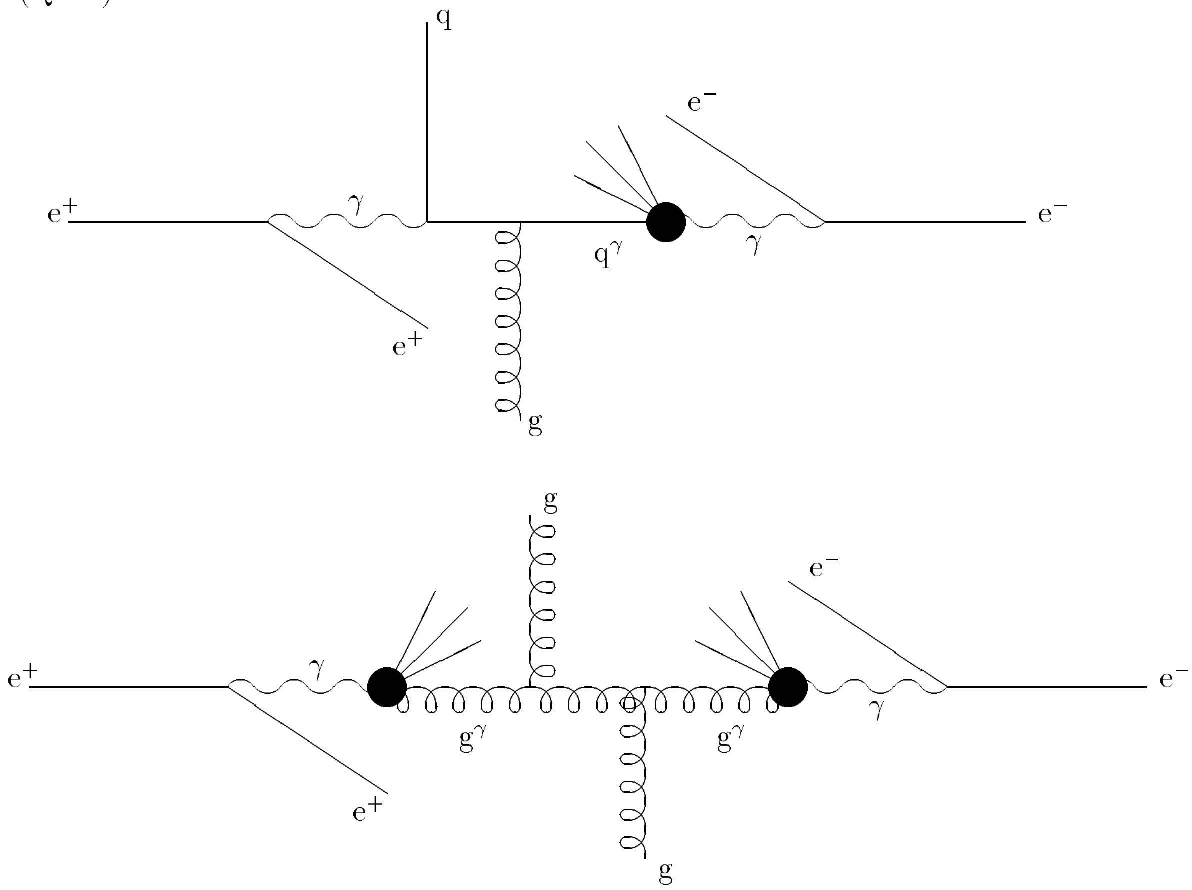
La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ (où X est le système hadronique ou leptonique produit par la fusion de deux photons virtuels venant des électrons initiaux) représente une source de bruit de fond quand un ou deux électrons sont perdus dans le tube à vide. Le plus souvent, comme c'est un processus dans la voie-t, les deux électrons sont perdus. Des études ont été faites dans DELPHI à LEP100 ([23]) afin de mieux comprendre ce processus physique et surtout afin d'arriver à bien reproduire par la simulation les données réelles. Il a aussi été possible de mettre en évidence pour la première fois ([35]), des processus de diffusion où l'un des deux électrons a été reconstruit dans le calorimètre électromagnétique à très bas angle (VSAT).

Les études précédentes ont montré que les contributions au processus $\gamma\gamma$ étaient de trois sortes :

- une partie non-perturbative (VDM) décrite par la diffusion diffractive de mésons vecteurs,
- une partie correspondant à un couplage direct photon-fermion (QPM) dont le diagramme de Feynman est le suivant :



- une partie faisant intervenir des sous-processus de chromodynamique quantique (QCD) :



La figure 6.9 montre une comparaison entre les données réelles et les données simulées pour deux variables décrivant la physique $\gamma\gamma$: la valeur du thrust et l'angle polaire de production de jets. On remarque la nécessité de tenir compte des trois contributions précédentes pour reproduire les données réelles.

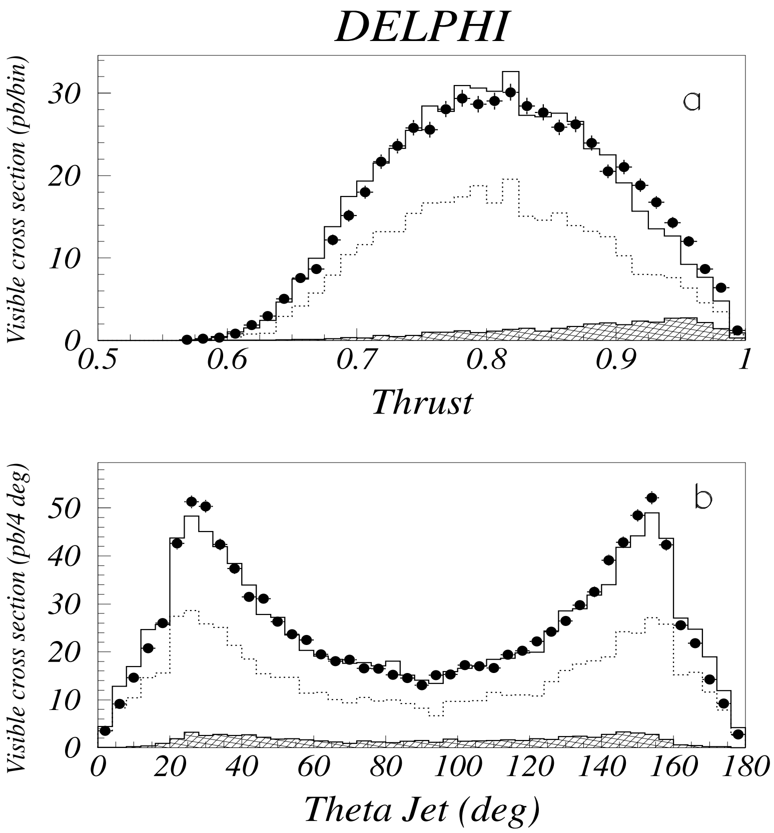


Figure 6.9: *Distribution du thrust (a) et de l'angle polaire de la direction des jets (b) pour des événements* $\gamma\gamma$ *. Les données réelles sont représentées par les points, la contribution QPM par l'histogramme haché, QPM+VDM par l'histogramme en pointillé et QPM+VDM+QCD en trait plein [23].*

Les événements $\gamma\gamma$ sont caractérisés par une grande perte d'énergie dans le tube à vide. La direction de l'impulsion manquante pointera donc préférentiellement dans cette direction, ce qui n'est pas le cas du signal de boson de Higgs . Les trois contributions ont en commun une masse invariante de la paire $\gamma\gamma$ petite (et donc dans le cas où les deux électrons ont été perdus dans le tube à vide, une masse totale reconstruite petite) et une impulsion perpendiculaire totale petite. Sachant que c'est la contribution QCD qui domine à très grande masse invariante, nous avons utilisé un échantillon d'événements $\gamma\gamma_{\ QCD}$ pour estimer notre bruit de fond. L'acolinéarité de tels événements est petite, car les jets produits par la fusion des deux photons, sont dirigés aussi (figure 6.9) vers l'avant du détecteur. Donc, l'acolinéarité entre les deux jets dépendra moins de l'angle azimuthal ϕ que pour des valeurs de l'angle polaire des jets plus élevées. Cela explique pourquoi, dans ce cas, l'acoplanarité, peut devenir importante pour ces événements car elle est calculée à partir des angles azimuthaux qui pour ce processus seront moins bien mesurés du fait de la non détection d'une partie des particules (voir figure 6.10).

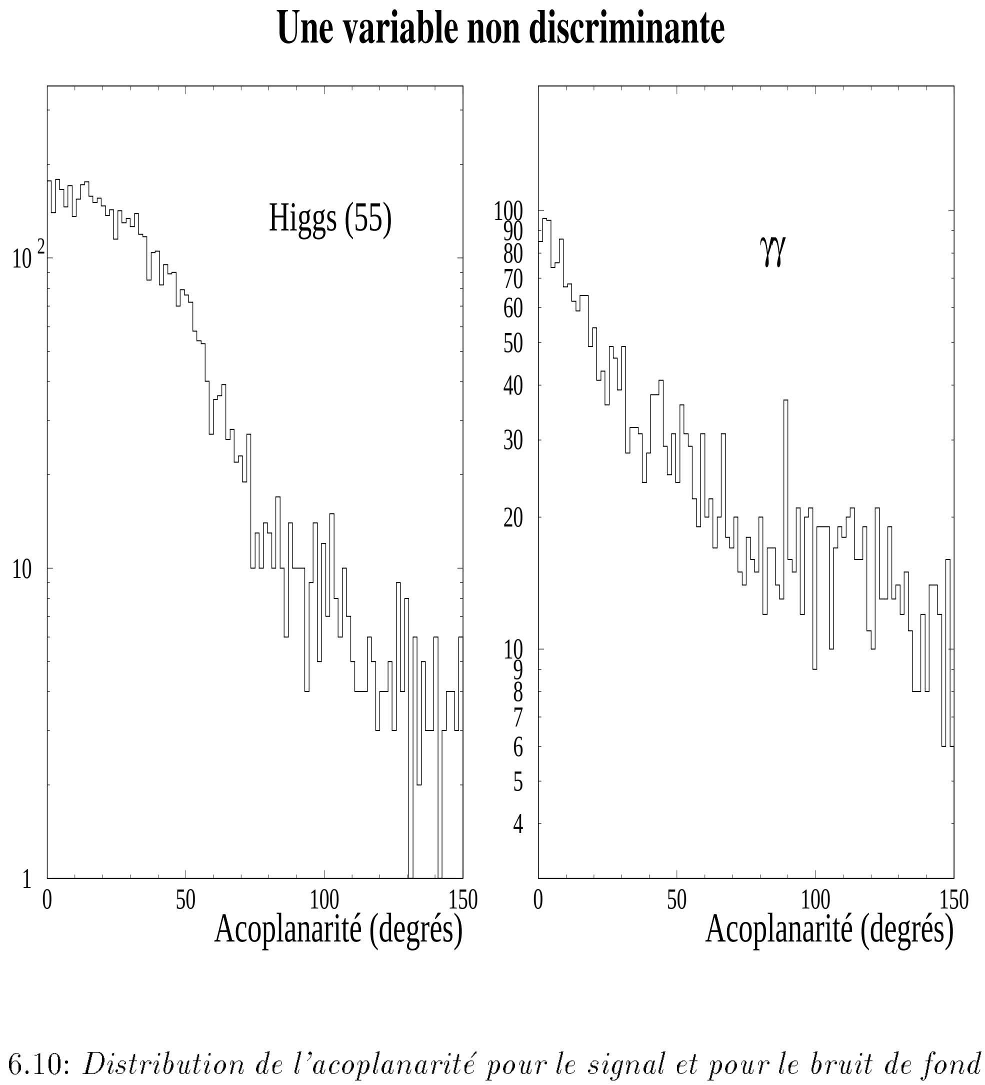


Figure 6.10: *Distribution de l'acoplanarité pour le signal et pour le bruit de fond* $\gamma\gamma_{\ QCD}$.

La figure 6.11 présente les distributions de l'angle polaire de l'impulsion manquante, de l'impulsion perpendiculaire totale et de l'acolinéarite pour le processus $\gamma\gamma_{\ QCD}$ et un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 .

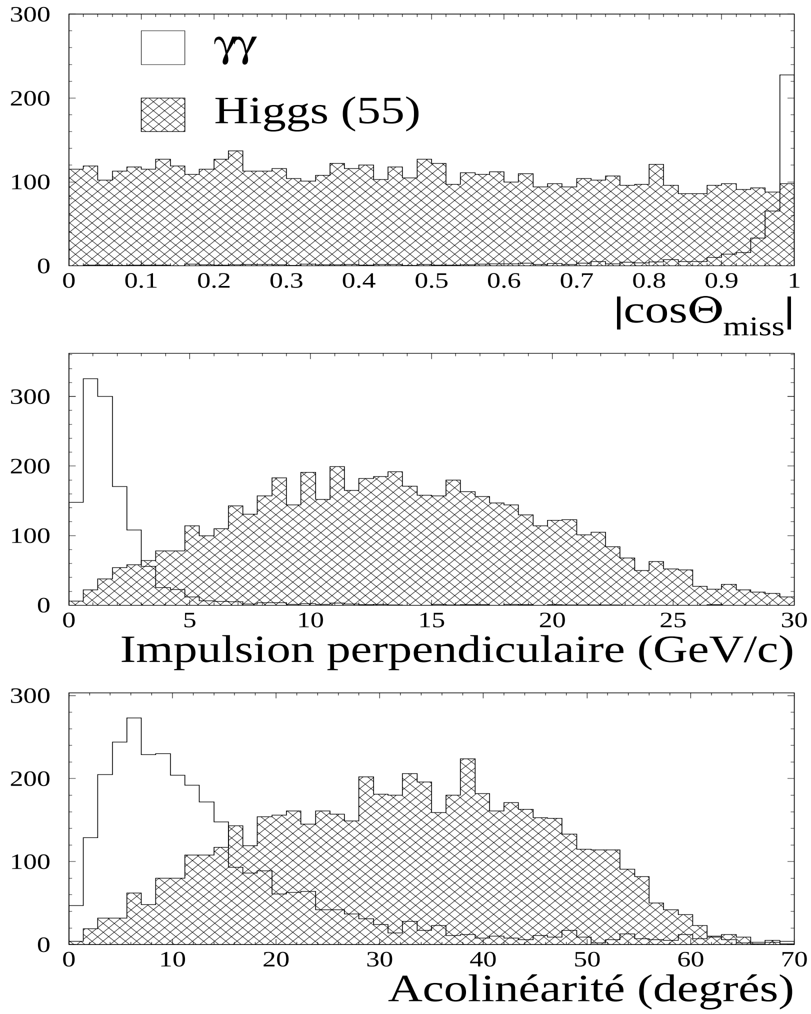
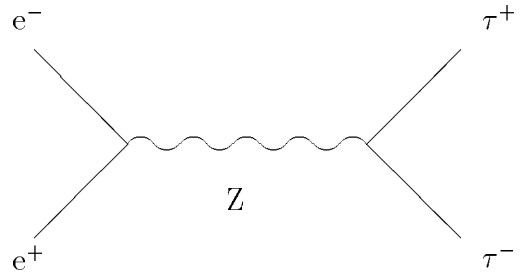


Figure 6.11: *Distribution de trois variables discriminantes pour le processus de bruit de fond $\gamma\gamma_{\ QCD}$ et pour un signal de boson de Higgs à 55 GeV/c^2 .*

6.2.3 le processus $\tau^+\tau^-$



Les événements $\tau^+\tau^-$ représentent un bruit de fond pour une analyse neutrino car les deux τ se désintègrent chacun en un neutrino ν_τ et plusieurs particules. La multiplicité totale de ces événements étant faible et les deux jets provenant des désintégrations des deux τ étant plutôt colinéaires, les variables comme l'acolinéarité, S_θ et la multiplicité sont discriminantes (voir la figure 6.12). Ces figures ont été obtenues en appliquant une sélection hadronique (voir paragraphe suivant) aux échantillons.

6.2.4 Le processus $q\bar{q}\tau^+\tau^-$

La production de ces événements quatres fermions est possible avec une machine e^+e^-. Cependant, la section efficace de ce processus est très faible ($\simeq$ 0.6 pb) et il possède des caractéristiques différentes d'un signal de boson de Higgs dans le canal neutrino (événements sphériques, peu de présence de quarks b). C'est pourquoi, même si l'étude a été faite, nous ne présenterons pas en détail ce processus de bruit de fond.

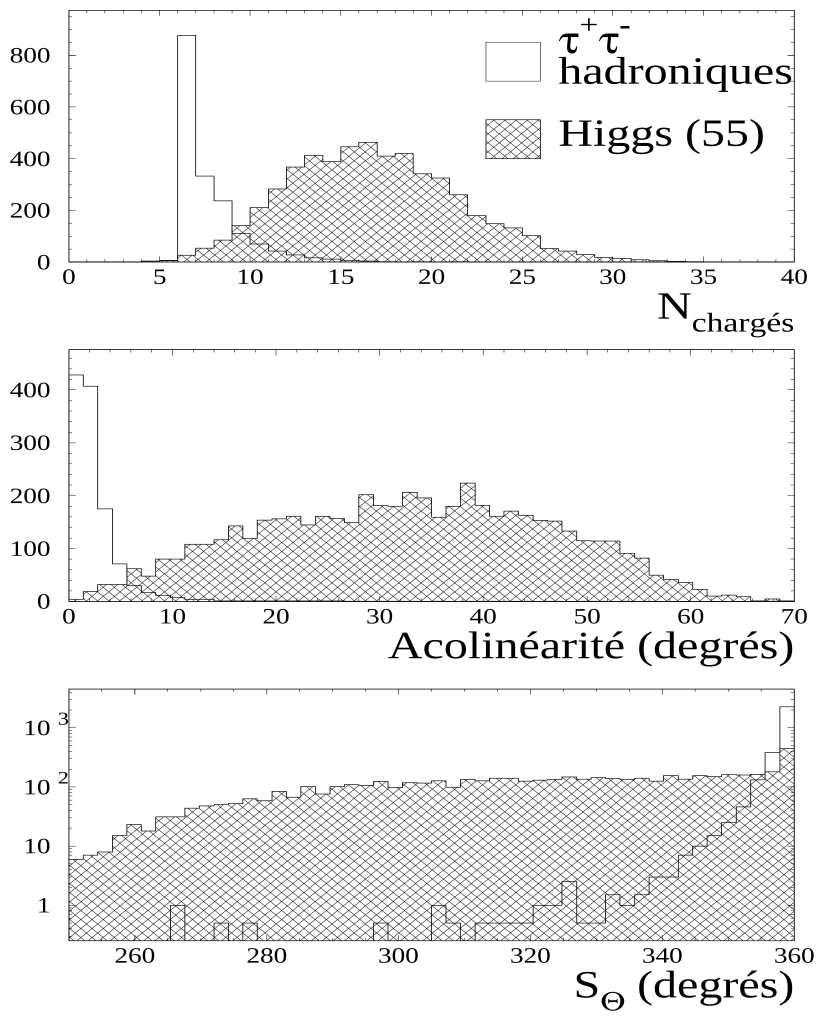


Figure 6.12: *Distribution de trois variables discriminantes pour le processus de bruit de fond $\tau^+\tau^-$ et pour un signal de boson de Higgs à 55 GeV/c^2 .*

6.3 Analyse probabiliste à LEP100

6.3.1 Construction des probabilités

Nous avons vu dans les paragraphes précédents quelques variables discriminantes entre les principaux processus de bruit de fond et le signal. L'analyse probabiliste dont le principe est exposé dans le chapitre 5 est utilisée afin d'obtenir de bonnes efficacités de sélection sur le signal. Le processus physique qui servira de référence pour le calcul de ces nouvelles variables normalisées est le processus :

$$\mathrm{e^+e^-} \to Z \to \mathrm{q\bar{q}}$$

Ce choix est motivé par le fait que ce processus de bruit de fond à la section efficace la plus importante.

Avant d'effectuer ces transformations de variables, il faut éliminer les événements qui sont manifestement différents de la production d'un boson de Higgs associée avec deux neutrinos pour ne pas fausser le calcul des probabilités (voir chapitre 5).

6.3.2 La sélection hadronique

Les événements associés à la production d'un boson de Higgs etant principalement des événements hadroniques ($\mathrm{Br(H}\to\mathrm{q\bar{q})} \sim 91\%$), une sélection hadronique constitue la première étape de l'analyse.

Les événements des données simulées et des données réelles sont rejetés si ils ne vérifient pas les deux conditions suivantes :

- le nombre de traces chargées sélectionnées (voir paragraphe sur la reconstruction des événements) doit être supérieur à 5
- l'énergie totale de ces traces chargées est supérieure à $0.12\times\sqrt{s}$.

L'efficacité de cette sélection hadronique sur les échantillons d'événements simulés des processus $\mathrm{q\bar{q}}$, $\gamma\gamma$, $\tau^+\tau^-$ et $\mathrm{H}\nu\bar{\nu}$ est présentée dans le tableau 6.1.

Cette sélection hadronique permet de déterminer le nombre d'événements attendus dans les données réelles pour le processus $\mathrm{q\bar{q}}$, ce qui est nécessaire pour normaliser les échantillons d'événements simulés. En effet, la proportion d'événements des processus $\gamma\gamma$ et $\tau^+\tau^-$ gardés par la sélection hadronique peut s'écrire :

$$c_{\gamma\tau} = \frac{n_\tau + n_\gamma}{n_\tau + n_\gamma + n_{qq}}$$

Echantillon	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	Higgs(55 GeV/c^2)
Efficacité(%)	97.12	5.60	5.82	90.1

Tableau 6.1: *Efficacités de la sélection hadronique.*

c'est-à-dire

$$c_{\gamma\tau} = \frac{\epsilon_\tau R_\tau + \epsilon_\gamma R_\gamma}{\epsilon_\tau R_\tau + \epsilon_\gamma R_\gamma + \epsilon_{qq}}$$

avec

$$R_\tau = \frac{Br(Z \to \tau^+\tau^-)}{Br(Z \to q\bar{q})}\ ,\ \ R_\gamma = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_{q\bar{q}}}$$

où ϵ_τ, ϵ_γ et ϵ_{qq} sont les efficacités de la sélection hadronique. A partir de ces efficacités, on obtient la valeur de la contamination des processus $\gamma\gamma$ et $\tau^+\tau^-$ dans la sélection hadronique :

$$c_{\gamma\tau} = 0.522\%$$

Le nombre d'événements attendus dans les données, provenant du processus $q\bar{q}$, est alors donné par :

$$N_{q\bar{q}} = \frac{(1 - c_{\gamma\tau})N_{sel}}{\epsilon_{qq}}$$

où N_{sel} est le nombre d'événements des données réelles qui ont passé la sélection hadronique.

L'analyse dans le canal neutrino demande très peu de pertes de particules. Il peut arriver que lors de la prise de données certains détecteurs (principalement les calorimètres) aient connu quelques problèmes de fonctionnement. Il faut donc s'assurer que les données que nous avons sélectionnées ont été prises pendant des périodes où tous les détecteurs ont simultanément fonctionné. Le nombre N_{sel} correspond alors au nombre d'événements ayant passé la sélection hadronique et pour lesquels les détecteurs n'avaient pas de problèmes majeurs, soit :

$$N_{sel} = 1271259$$

Donc, avec la valeur $c_{\gamma\tau}$ précédente :

$$N_{q\bar{q}} = 1302502$$

Il est alors possible de déterminer les normalisations qu'il va falloir utiliser pour les événements simulés $q\bar{q}$, $\gamma\gamma$ et $\tau^+\tau^-$ (voir tableau 6.2).

Echantillon	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$
N_{MC}	2592883	54929	100033
R_{MC}	0.5024	0.8755	0.681

Tableau 6.2: *Echantillons des processus de bruit de fond (N_{MC}) et facteur de normalisation au nombre initial de Z hadroniques (R_{MC}).*

6.3.3 Une étape de présélection

Avant de produire les nouvelles variables de l'analyse probabiliste, comme nous l'avons dit dans le chapitre sur le principe de cette analyse, il faut que les événements vraiment différents topologiquement du signal soient éliminés. C'est pourquoi une étape de présélection s'impose. Nous allons voir de quelle façon, et avec quelles variables discriminantes, il est possible de rejeter un maximum d'événements de bruit de fond, sans affecter énormement l'efficacité de sélection du signal.

Comme nous l'avons dit précédemment, les événements $q\bar{q}$ sont majoritairement des événements où les deux jets hémisphériques sont colinéaires, ils ne possédent pas beaucoup d'énergie manquante et ils sont planaires, c'est-à-dire que les particules provenant de l'hadronisation des quarks ou des gluons sont produites dans un même plan.

C'est pourquoi on rejette les événements vérifiant l'une des conditions suivantes :

- la masse invariante totale est plus grande que 70 GeV/c^2 (étiquetage de l'énergie manquante),
- le complément à 180^o de l'angle maximal d'ouverture entre les jets est plus petit que 10^o (étiquetage contre les événements colinéaires),
- la somme des angles d'ouverture entre les jets, quand l'événement est forcé en 3 jets, est plus grand que 354^o (contre les événements 3 jets planaires et 2 jets colinéaires).

Ces étapes correspondent à ce que nous appellerons par la suite la coupure $q\bar{q}$. La figure 6.8 présente les distributions des trois variables précédentes pour le processus de bruit de fond $q\bar{q}$ et pour un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 .

Les événements $\tau^+\tau^-$ ayant passé la sélection hadronique et la coupure $q\bar{q}$ précédente sont des événements hadroniques caractérisés par une multiplicité chargée encore petite (voir la figure 6.13). La coupure (coupure $\tau^+\tau^-$) suivante leur est destinée :

- on rejette l'événement si le nombre de particules chargées précédemment sélectionnées est inférieur ou égal à 7

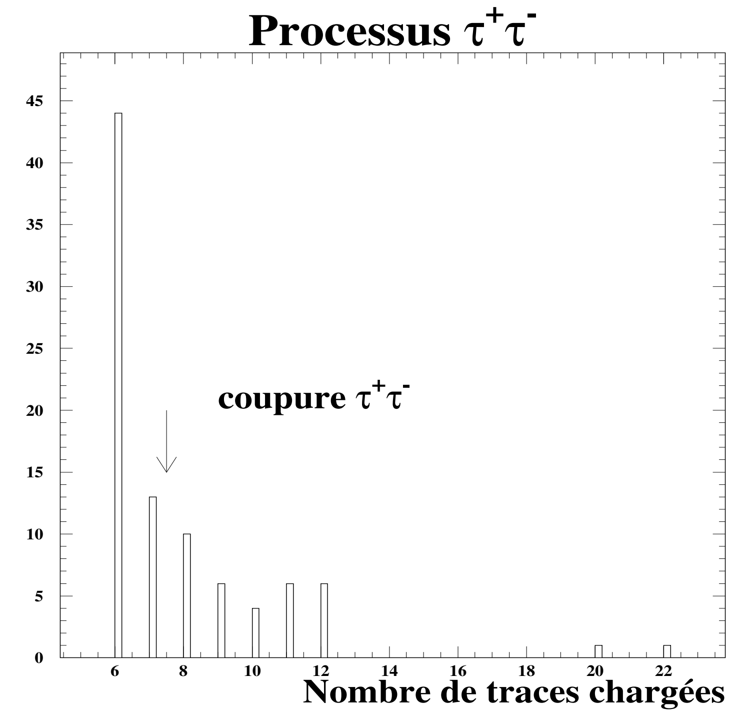


Figure 6.13: *Distribution du nombre de traces chargées pour des événements du processus* $\tau^+\tau^-$ *ayant passé la sélection hadronique et la coupure dite* $q\bar{q}$.

Afin de réduire le fond $\gamma\gamma$, une autre étape est nécessaire. La figure 6.14 présente la distribution de la masse totale reconstruite en fonction du nombre de particules chargées, pour les deux processus de bruit de fond $\gamma\gamma$ et $\mathrm{q\bar{q}}$ et pour le signal. On s'attend pour le signal et processus $\mathrm{q\bar{q}}$ à avoir des événements de relativement haute masse (par rapport à l'énergie dans le centre de masse) avec une haute multiplicité chargée et pour le processus $\gamma\gamma$ des événements à basse masse et basse multiplicité chargée. On constate qu'il est possible de séparer ces deux échantillons par une coupure dans ce même plan. La coupure choisie est indiquée et correspond à :

$$1.25 \times \mathrm{M_{tot}} + \mathrm{N_{ch}} \geq 50$$

où $\mathrm{M_{tot}}$ est la masse invariante reconstruite et $\mathrm{N_{ch}}$ la multiplicité chargée.

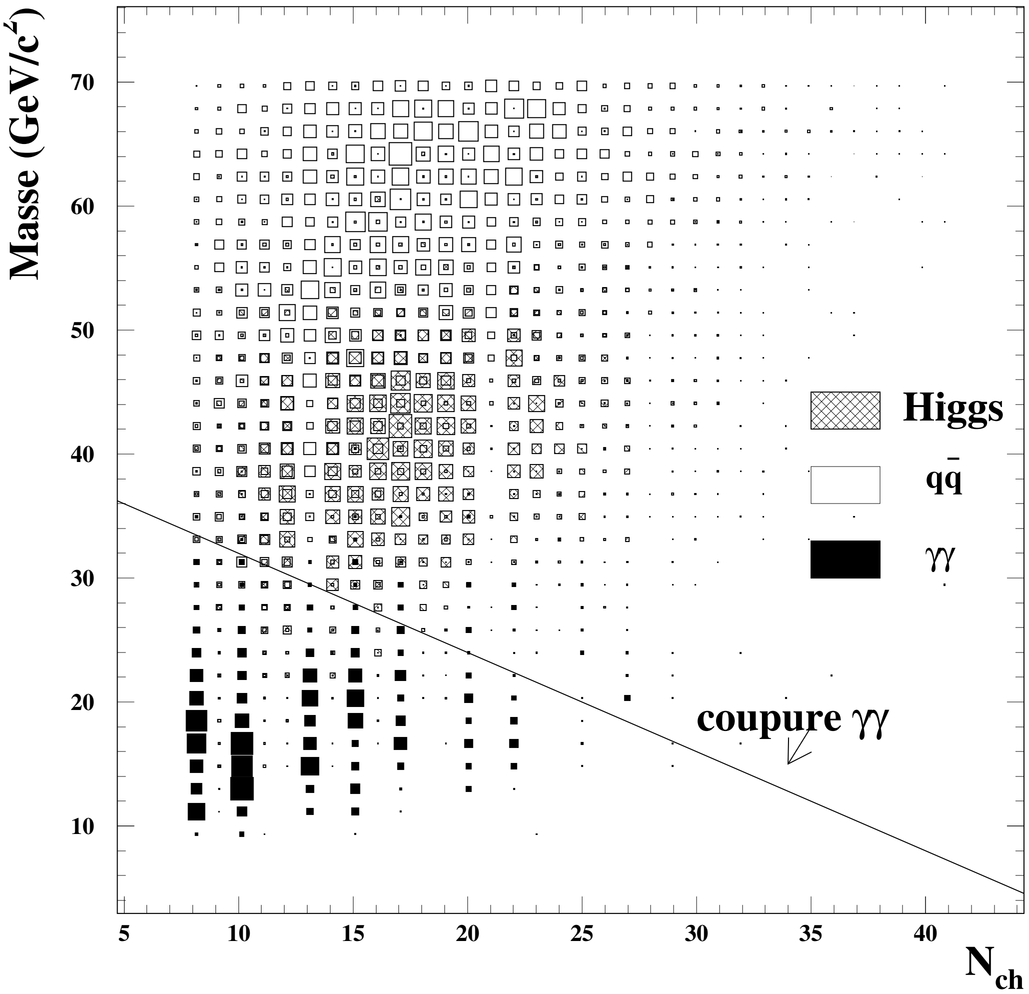


Figure 6.14: *Distribution de la masse reconstruite totale en fonction du nombre de particules chargées pour des événements simulés $q\bar{q}$, $\gamma\gamma$ et pour le signal (55 GeV/c^2).*

L'effet de cette série de coupure ($q\bar{q}$, $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma$) sur les données réelles et simulées est présenté dans le tableau 6.3.

	Données réelles	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	Higgs(55 GeV/c^2)
Echantillon initial	1418701	1302502	48090	68109	-
Sélection hadronique	1271259	1264990	3074	5825	90.1$\pm$0.3
Coupures $q\bar{q}$	4882	4140	773	62	73.0$\pm$0.6
Coupure $\tau^+\tau^-$	4681	4016	682	32	72.5$\pm$0.6
Coupure $\gamma\gamma$	3938	3804	32	4.8	70.1$\pm$0.6

Tableau 6.3: *Effet des coupure de présélection. Tous les processus de bruit de fond sont normalisés au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z dans les données réelles. Pour le signal uniquement les efficacités successives sont mentionnées, ainsi que les erreurs statistiques correspondantes.*

La figure 6.15 présente les distributions de la masse visible, de l'acolinéarité, de l'acoplanarité, du moment perpendiculaire total et de λ, l'angle minimum d'ouverture entre les jets et la direction de l'impulsion manquante, après la sélection hadronique et la présélection. L'accord entre les données simulées et les données réelles est bon.

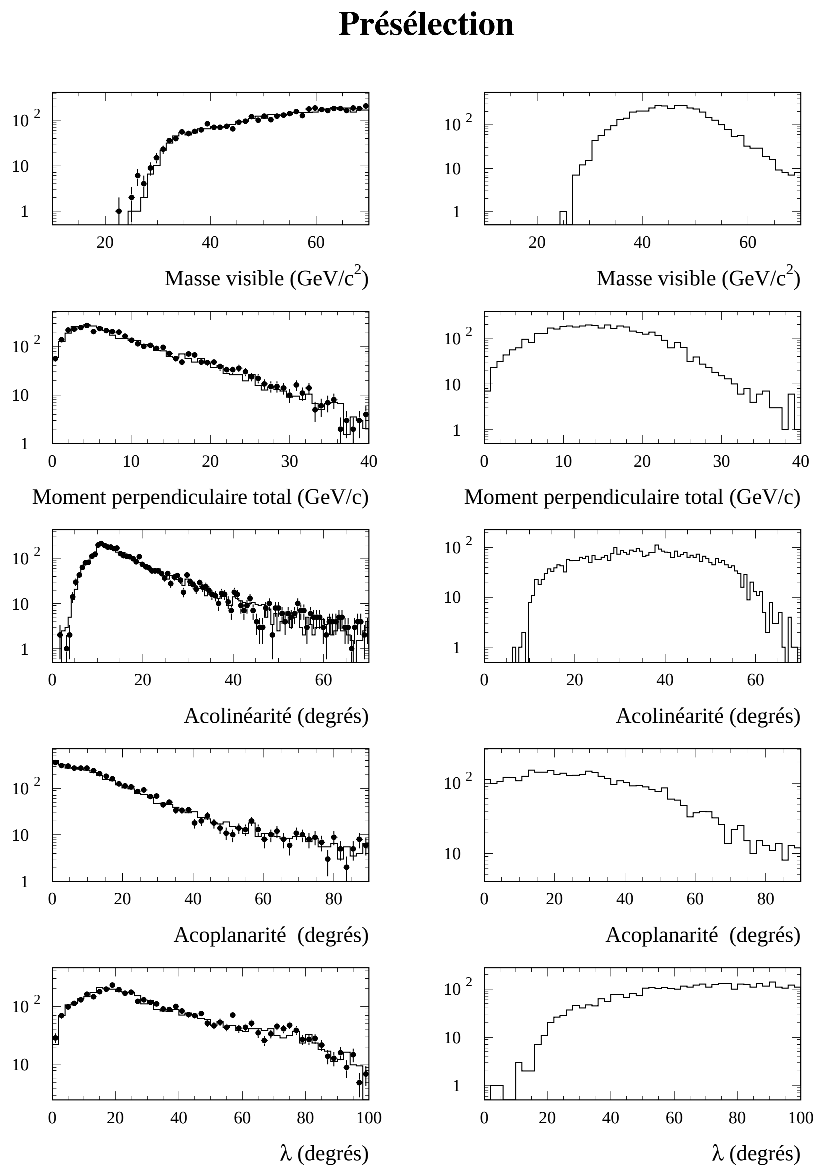


Figure 6.15: *Distribution de 5 variables discriminantes après la sélection hadronique et la présélection pour un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 et pour les données réelles (point) et simulées (courbes en trait plein). Les données simulées sont normalisées au nombre initial de désintégrations hadroniques du boson Z dans les données réelles.*

6.3.4 Des coupures de "qualité"

Les événements qui ont passé la sélection hadronique et la présélection correspondent en majorité à des événements provenant du processus $q\bar{q}$ où des particules ont été perdues dans les régions faibles du détecteur. Il faut essayer d'éliminer les événements pour lesquels les éventuelles variables discriminantes sont fortement corrélées entre elles. Ces corrélations correspondent aux corrélations de type II présentées dans le chapitre sur l'analyse probabiliste. Par exemple, la direction de l'axe du thrust est très corrélée avec l'acoplanarité hémisphérique, comme le montre la figure 6.16. On voit bien que les

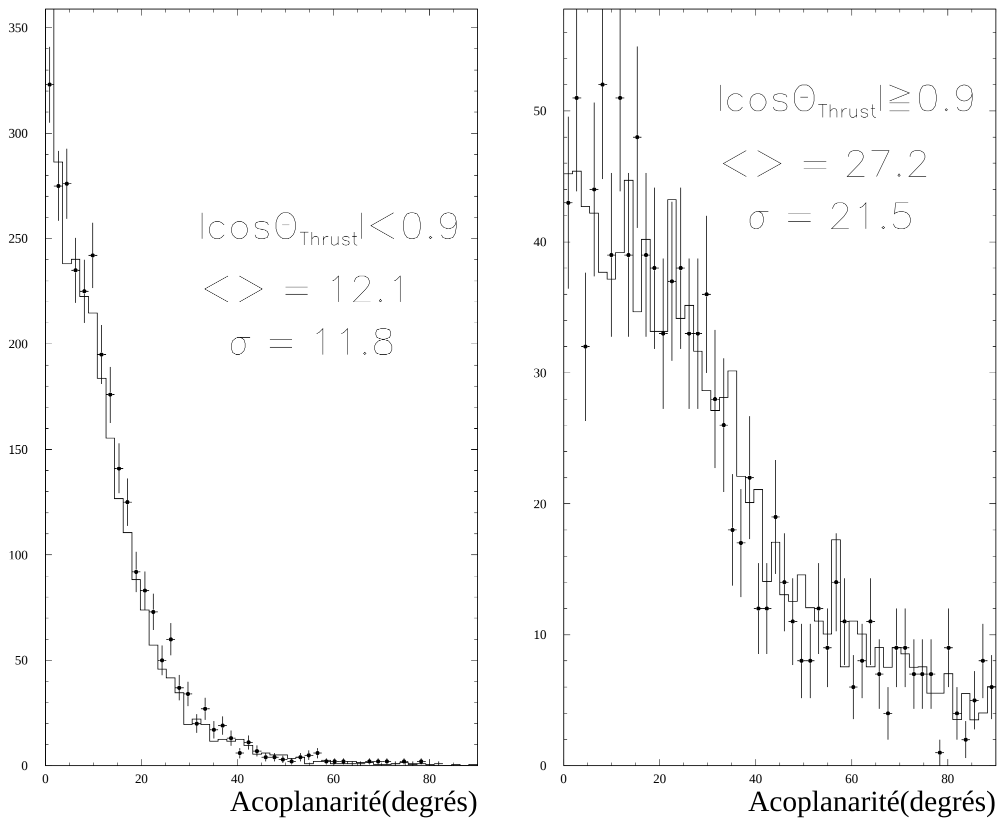


Figure 6.16: *Distributions de l'acoplanarité pour différentes valeurs de* $|cos\theta_{thrust}|$*. La courbe en trait plein représente les données simulées* $q\bar{q}$ *et les points sont les données réelles. L'echantillon des données simulées* $q\bar{q}$ *est normalisé au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z.*

événements dont l'axe du thrust pointe dans la région avant ($|\cos\theta_{thrust}|\geq 0.9$) sont en moyenne plus acoplanaires que les autres. Nous avons donc un échantillon qui présente une inhomogénéité. Il est possible de l'expliquer en sachant que ces événements sont caractérisés par une importante perte de particules dans le tube à vide. Il en résulte que les directions des jets hémisphériques seront vers l'avant et seront mal mesurées. Cela se répercute surtout sur l'angle azimuthal ϕ de ces jets, car l'incertitude sur les angles polaires est moins grande (des acoplanarités très importantes ne sont pas exclues).

Un autre exemple d'une telle corrélation existe entre la direction de l'impulsion manquante (d'angle polaire θ_{miss}) et le moment perpendiculaire total ($\perp$ à l'axe du faisceau), comme le montre la figure 6.17. On peut expliquer ces topologies. Quand un ou plusieurs

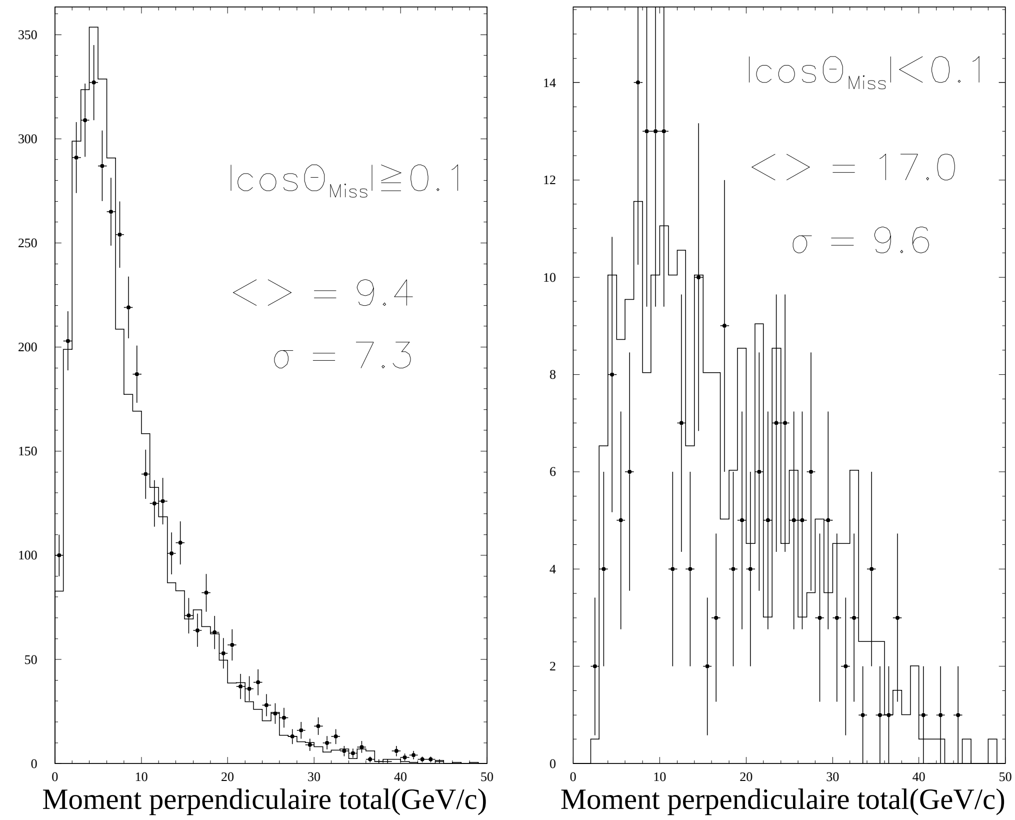


Figure 6.17: *Distributions du moment perpendiculaire total pour différentes valeurs de $|cos\theta_{Miss}|$. La courbe en trait plein représente les données simulées $q\bar{q}$ et les points sont les données réelles. L'echantillon des données simulées $q\bar{q}$ est normalisé au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z.*

jets pointent dans la direction de la région à 90 degrés (voir la figure 6.18), la perte de particules pouvant être importante, l'impulsion manquante aura tendance à pointer aussi dans cette direction ce qui entrainera de l'impulsion perpendiculaire manquante.

Il est important pour l'analyse probabiliste d'essayer de rejeter les événements où des corrélations existent entre les variables discriminantes qui seront utilisées dans l'analyse probabiliste. C'est pourquoi une étape de coupures de "qualité" est nécessaire. Les évé-

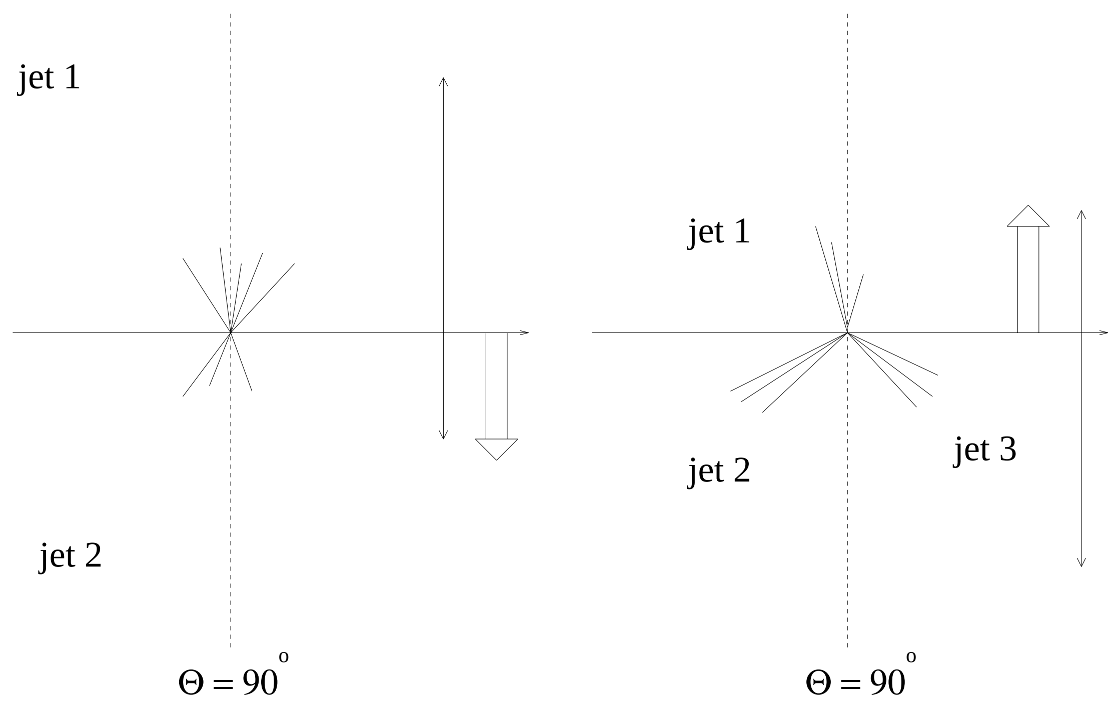


Figure 6.18: *Cas où au moins un jet pointe dans la région à 90^o. La flèche blanche représente la direction de l'impulsion manquante.*

nements sont rejetés s'ils vérifient l'une des conditions suivantes :

- pertes de particules dans la région à 90^o :
  - l'acolinéarité entre les jets hémisphériques est supérieure à 50^o et l'énergie totale contenue dans l'intervalle d'angle polaire 90^o±2^o est supérieure à 8 GeV,
  - le cosinus de l'angle polaire de l'impulsion manquante pointe à 90^o ($|\cos\theta_{Miss}| \leq 0.13$) et le moment perpendiculaire total est plus grand que 25 GeV/c,
  - la direction de l'axe du thrust pointe à 90^o ($|\cos\theta_{Thrust}| \leq 0.05$) et l'énergie totale contenue dans l'intervalle d'angle polaire 90^o±2^o est supérieure à 8 GeV.
- pertes de particules dans la région à 40^o :
  - la direction de l'axe du thrust pointe à 40^o ($|\cos\theta_{Thrust}|$-$0.77| \leq 0.05$) et l'énergie totale dans cette région est plus grande que 17 GeV,
  - la direction de l'axe du thrust pointe à 40^o et le moment longitudinal total est plus grand que 15 GeV/c.
- pertes de particules dans la région avant :

  - l'énergie totale dans un cône de 30 degrés autour de l'axe du faisceau est supérieure à 25 GeV,
  - l'énergie totale dans un cône de 15 degrés autour de l'axe du faisceau est supérieure à 20 GeV,
  - l'énergie totale dans un cône de 30 degrés autour de l'axe du faisceau est supérieure à 15 GeV et l'angle minimum entre les jets quand l'événement est forçé en trois jets est supérieur à 70^o.

- pertes de particules lors de la reconstruction de l'événement : même avec l'algorithme de reconstruction des neutres hadroniques du chapitre 4, il est possible d'avoir de mauvaises reconstructions. C'est pourquoi, afin d'étiqueter ces événements , l'énergie totale provenant des calorimètres, E_{cal}, est comparée à l'énergie totale provenant des traces reconstruites dans les détecteurs de traces, E_{trk}, c'est-à-dire, provenant exclusivement des particules chargées. Les événements sont rejetés si :

$$\frac{E_{cal} - E_{trk}}{Etot} \geq 0.2$$

  E_{tot} étant l'énergie totale calculée en tenant compte des traces chargées et des gerbes neutres

- problème d'étiquetage de b dans la région avant (pas assez de traces chargées pour appliquer la méthode). On rejette les événements où la variable d'étiquetage P_E^+ est supérieure à 0.95 et si la multiplicité chargée est inférieure à 10.

Les figures 6.19, 6.20 et 6.21 représentent les distributions de l'énergie totale à 90 degrés, de l'énergie totale dans la région avant (30^o) et de l'énergie totale à 40 degrés pour les données réelles et simulées. Ces énergies sont définies comme suit :

- énergie totale à 90 degrés : énergie totale contenue dans l'intervalle d'angle polaire $90^o \pm 2^o$
- énergie totale dans la région avant : l'énergie totale dans un cône de 30 degrés autour de l'axe du faisceau
- énergie totale à 40 degrés : la somme des énergies des particules reconstruites avec un angle polaire θ tel que $||\cos\theta|-0.77| \leq 0.05$.

La position de certaines des coupures est indiquée sur ces figures. On constate un accord satisfaisant entre les données réelles et simulées.

L'éfficacité de ces coupures de qualité est donnée dans le tableau 6.4.

La figure 6.22 présente les mêmes variables que la figure 6.15 mais après les étapes de coupure de qualités. L'accord entre les données réelles et simulées est encore bon.

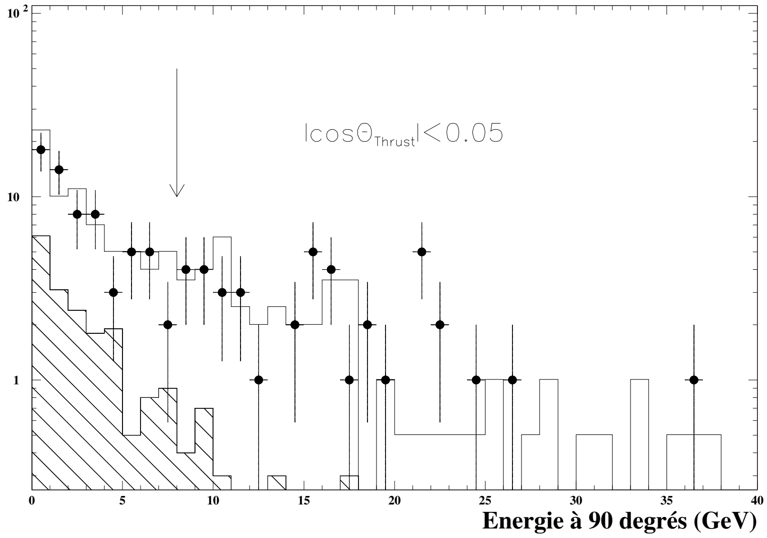


Figure 6.19: *Distribution de l'énergie à 90 degrés pour les données réelles (point) et simulées (courbes en trait plein) après la sélection hadronique et les coupures de présélection. Les données simulées sont normalisées au nombre initial de désintégrations hadroniques du boson Z. L'histogramme hachuré correspond à la distribution attendue pour un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 . La flèche représente la coupure de qualité appliquée.*

Echantillon	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	Higgs(55 GeV/c^2)
Efficacité(%)	0.13	0.13	< 0.002	59.1

Tableau 6.4: *Efficacités des coupures de qualités.*

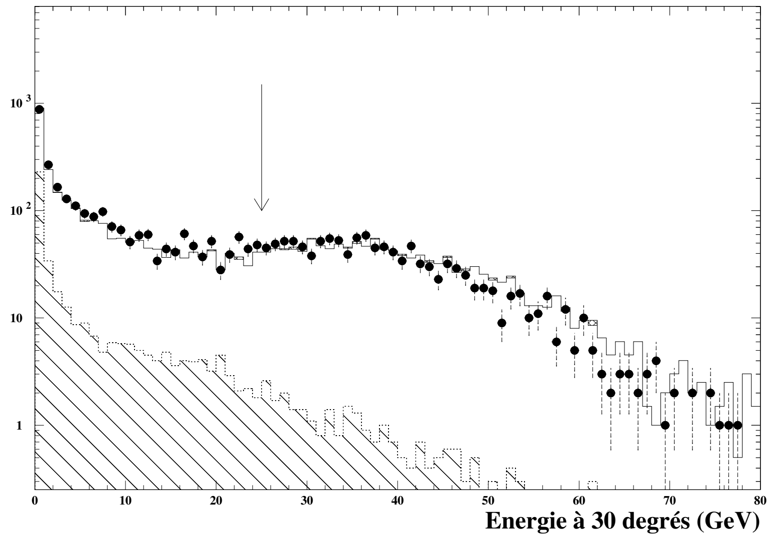


Figure 6.20: *Distribution de l'énergie dans la région avant pour les données réelles (point) et simulées (courbes en trait plein) après la sélection hadronique et les coupures de présélection. Les données simulées sont normalisées au nombre initial de désintégrations hadroniques du boson Z. L'histogramme hachuré correspond à la distribution attendue pour un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 . La flèche représente la coupure de qualité appliquée.*

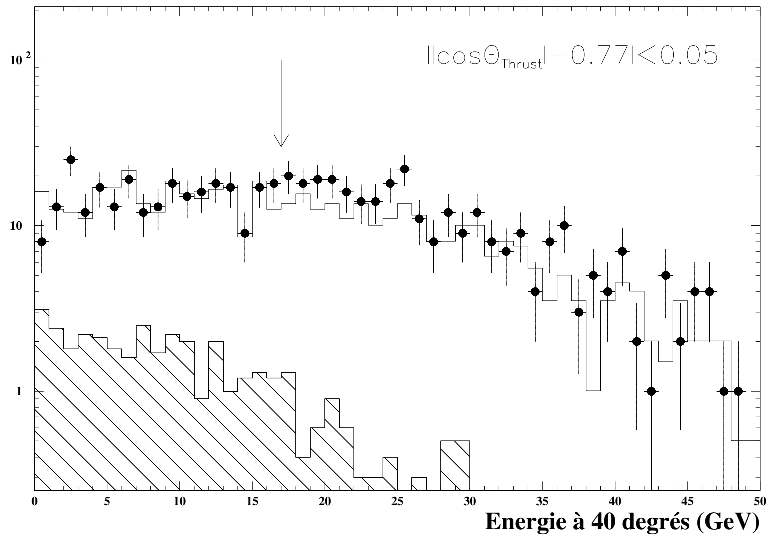


Figure 6.21: *Distribution de l'énergie à 40 degrés pour les données réelles (point) et simulées (courbes en trait plein) après la sélection hadronique et les coupures de présélection. Les données simulées sont normalisées au nombre initial de désintégrations hadroniques du boson Z. L'histogramme hachuré correspond à la distribution attendue pour un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 . La flèche représente la coupure de qualité appliquée.*

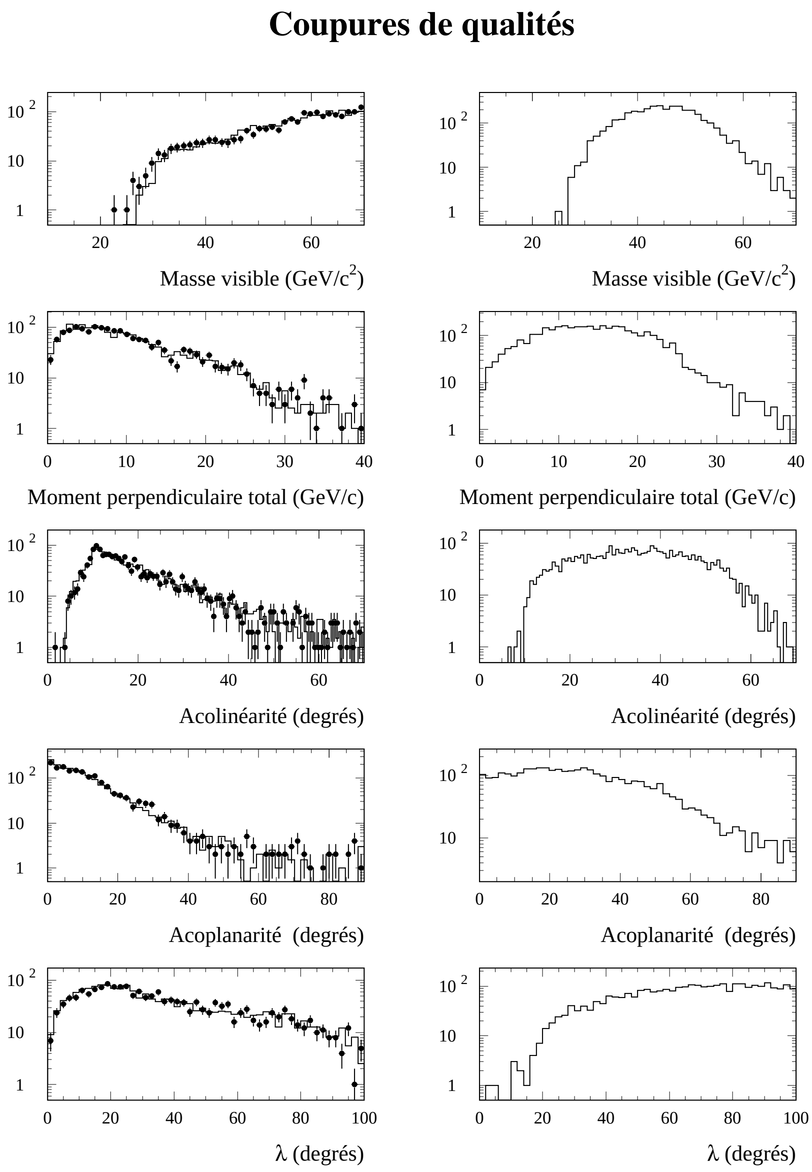


Figure 6.22: *Distribution de certaines variables discriminantes après les coupures de qualités pour un boson de Higgs de 55 GeV/c^2 et pour les données réelles (points) et simulées (courbes en trait plein). Les données simulées sont normalisées au nombre initial de désintégrations hadroniques du boson Z.*

6.3.5 L'analyse probabiliste

Il nous faut maintenant construire les probabilités à partir des densités de probabilité des variables discriminantes pour le processus de référence $q\bar{q}$. La liste complète des 14 variables utilisées pour calculer la probabilité globale $\mathcal{W}$ est la suivante :

- l'acolinéarité entre les deux jets hémisphériques,
- l'énergie totale des particules chargées : $E_{trk} = \sum P_i$,
- l'acoplanarité entre les deux jets hémisphériques,
- une variable angulaire qui donne la différence angulaire entre la direction de l'impulsion manquante ou de l'axe du thrust et la région faible la plus proche :

  $$min\{F(\theta_{Miss}), F(\theta_{Thrust})\}$$

  où $F(\theta) = min(\mid cos\theta \mid, 1- \mid cos\theta \mid, \mid\mid \cos\theta \mid -0.77 \mid)$,
- ρ_{XY}, l'angle minimum d'ouverture entre les jets quand l'événement est projeté sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau,
- l'angle minimum d'ouverture entre les jets et la direction de l'impulsion manquante,
- l'angle minimum entre les jets et la direction de l'impulsion manquante quand l'événement , est projeté sur le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau
- la somme des angles d'ouverture entre les jets quand l'événement est forcé en trois jets,
- la somme des masses des jets hémisphériques en utilisant uniquement les particules chargées,
- le moment perpendiculaire total,
- le moment longitudinal total,
- la masse de recul : $\sqrt{(\sqrt{s} - E_{tot})^2 - P_{tot}^2}$,
- la variable d'étiquetage de b P_E^+,
- la variable σ_{P_T} (voir définition dans le paragraphe sur la reconstruction de l'événement)).

Le choix de ces variables discriminantes a été fait pas à pas. A partir d'un premier lot fixe d'environ 8 variables incontournables comme l'acoplanarité, le moment perpendiculaire total, la variable d'étiquetage de b, S_θ, il a fallu chercher les autres variables une à une en respectant les conditions suivantes :

- les nouvelles variables ne doivent pas être corrélées (type I et surtout II) avec une ou plusieurs variables du premier lot,
- elles doivent être discriminantes entre le signal et le bruit de fond $q\bar{q}$,
- le résultat de l'ajout d'une variable sur la variable $\mathcal{W}$ doit donner une gaussienne.

La détermination des probabilités étant effectuée à partir des distributions des variables pour l'échantillon simulé $q\bar{q}$, il est naturel d'essayer de comparer les distributions des probabilités pour les données réelles et simulées. Six distributions sont présentées à titre d'exemple, sur la figure 6.23. On constate bien non seulement le caractère discriminant de ces variables mais aussi le fait qu'elles ont des distributions uniformes pour le processus $q\bar{q}$ et pour les données réelles. De plus, l'accord données réelles et simulées est toujours bon.

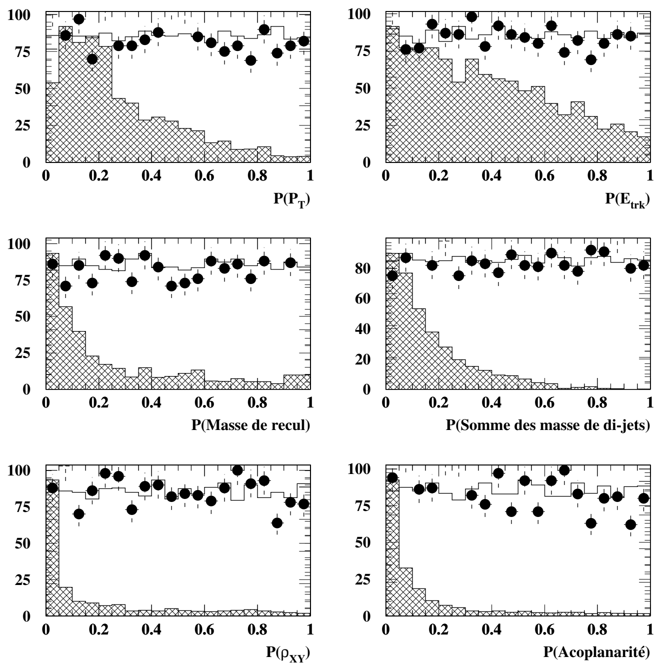


Figure 6.23: *Distributions des probabilités pour six variables discriminantes. Les données réelles sont représentées par les points. Les données simulées normalisées au nombre de Z hadroniques, sont représentées par les traits pleins. Les distributions (non-normalisées) pour un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 correspondent aux histogrammes grisés.*

Les résultats pour la variable $\mathcal{W}$ sont donnés sur la figure 6.24 pour les événements du processus $q\bar{q}$ et pour les données réelles. Un ajustement gaussien donne alors la moyenne et la variance de $\mathcal{W}$. On constate que pour les deux échantillons, les moyennes correspondent à la valeur attendue (7.) mais pas les variances (1.080) :

$$\mu_{MC} = 7.007 \ , \ \sigma_{MC} = 1.209$$

$$\mu_{DR} = 6.931 \ , \ \sigma_{DR} = 1.201$$

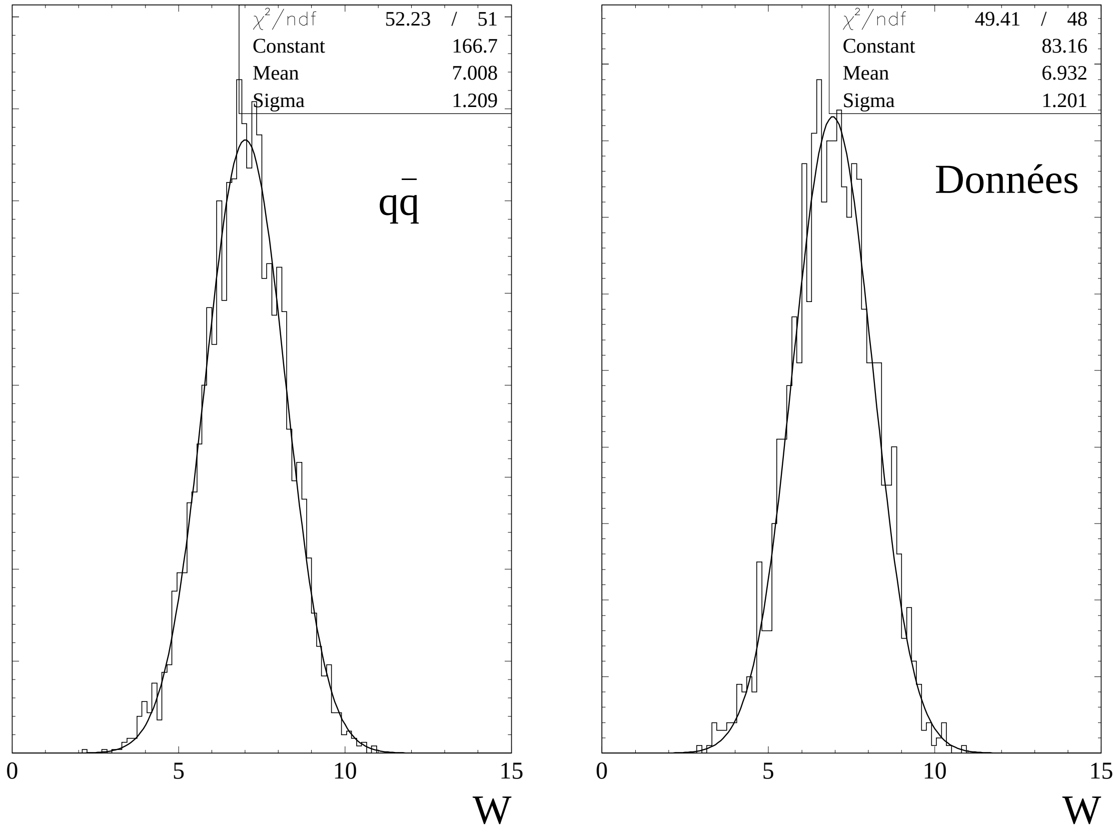


Figure 6.24: *Distributions de la variable $\mathcal{W}$ et résultat d'un ajustement gaussien pour les données simulées $q\bar{q}$ et pour les données réelles.*

Les variables que nous avons utilisées semblent donc être relativement corrélées. Il est possible d'expliquer cela par le fait qu'il reste à ce niveau de sélection un grand nombre d'événements qui sont très différents du signal. Il en résulte que les variables discriminantes choisies pour calculer la variable $\mathcal{W}$ sont paradoxalement trop bonnes. L'exemple de l'acoplanarité est édifiant. Comme le montrent les figures 6.22 et 6.15, cette variable est très discriminante, mais lors de la construction des probabilités, du fait de sa forme piquée à zéro, le poids des événements avec une petite acoplanarité est beaucoup trop important. Ces événements auront tendance à être toujours acoplanaires, acolinéaires, avec une grande impulsion manquante. Dans le lot des événements du processus de référence, des échantillons qui ne se comportent pas de la même façon lors du calcul de $\mathcal{W}$ semblent se dégager (ce problème correspond au problème lié à l'utilisation de variables piquées dont nous avons parlé dans le chapitre sur l'analyse probabiliste).

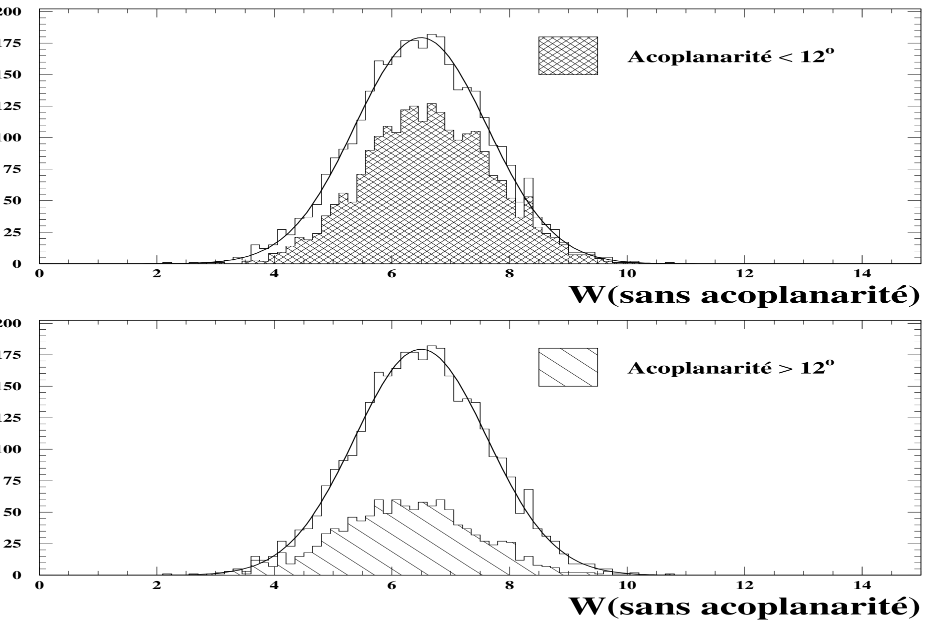


Figure 6.25: *Distributions de la variable $\mathcal{W}$ calculée sans l'acoplanarité (c'est-à-dire avec 13 variables). L'histogramme en grisé (hachuré) correspond à la distribution de la composante de l'echantillon $q\bar{q}$ avec une acoplanarité inférieure (supérieure) à 12°.*

La figure 6.25 qui montre la distribution de la variable $\mathcal{W}$ calculée, sans l'acoplanarité, pour le processus $q\bar{q}$ illustre parfaitement ce propos. L'histogramme en grisé (hachuré) correspond à la distribution de la composante de l'echantillon $q\bar{q}$ avec une acoplanarité inférieure (supérieure) à 12°. On remarque un léger décalage vers la droite pour l'échantillon avec petite acoplanarité et vers la gauche pour l'autre échantillon. S'il n'y avait pas de corrélations entre l'acoplanarité et certaines autres variables de $\mathcal{W}$, les deux échantillons devraient avoir la même distribution pour $\mathcal{W}$. Sachant que, sans ajouter l'acoplanarité, la moyenne et la variance de la gaussienne ajustée sur $\mathcal{W}$ correspondent bien aux valeurs attendues ($\mu = 6.5$ et $\sigma = 1.041$), on peut expliquer le mécanisme qui élargit la gaussienne : l'échantillon avec une petite acoplanarité peuple une partie de la région haute de $\mathcal{W}$ et à l'inverse, l'échantillon avec une grande acoplanarité peuple une partie de la région basse. L'étape suivante qui consisterait à utiliser l'acoplanarité dans le calcul de $\mathcal{W}$ aura tendance à renforcer cet effet et donc à augmenter la largeur de la gaussienne. Le résultat de l'utilisation de l'acoplanarité pour calculer $\mathcal{W}$ se trouve sur la figure 6.26. On constate bien le phénomène prévu.

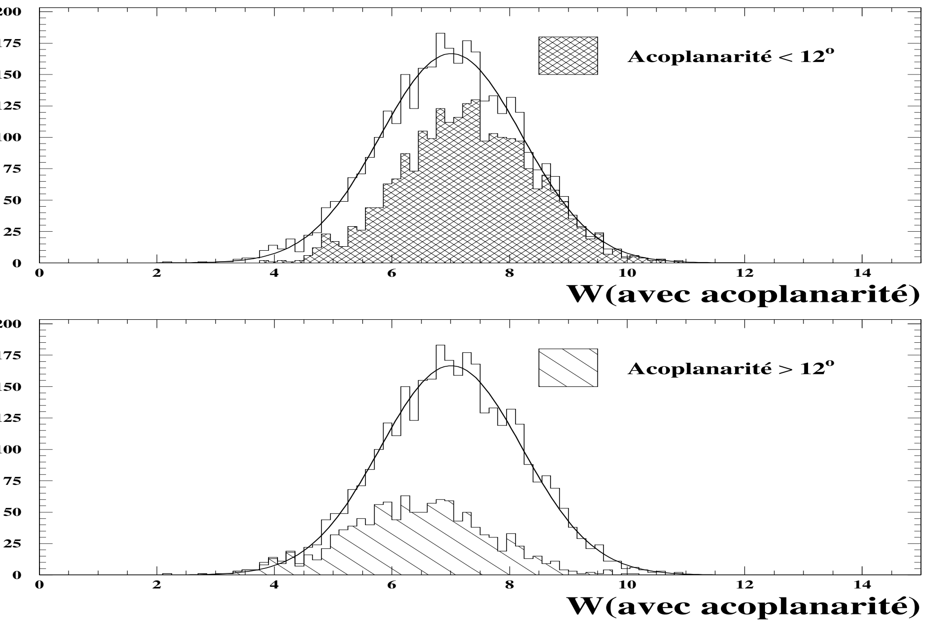


Figure 6.26: *Distributions de la variable $\mathcal{W}$ calculée avec l'acoplanarité (c'est-à-dire avec 14 variables). L'histogramme en grisé (hachuré) correspond à la distribution de la composante de l'echantillon $q\bar{q}$ avec une acoplanarité inférieure (supérieure) à 12°.*

Une étape supplémentaire de présélection s'impose afin de remédier à ce problème. On ne conserve que les événements qui vérifient la condition suivante :

- l'acoplanarité hémisphérique doit être supérieure à 10^o si le nombre de jet est supérieur à 3.

D'autres variables peuvent aussi produire l'élargissement de la gaussienne, c'est pourquoi, les deux étapes suivantes sont requises :

- l'angle minimum d'ouverture entre les jets et la direction de l'impulsion manquante, λ, est supérieur à 35^o,
- la somme des angles d'ouverture entre les jets quand l'événement est forcé en trois jets, S_θ, est supérieure à 245^o.

Les distributions de la variable $\mathcal{W}$ calculée après cette étape de présélection sont présentées sur la figure 6.27, pour les données réelles et simulées $q\bar{q}$ ainsi que le résultat d'ajustements gaussiens sur ces distributions.

Les paramètres des ajustements gaussiens sont les suivant :

$$\mu_{MC} = 7.020 \pm 0.036 \ \ , \ \ \sigma_{MC} = 1.081 \pm 0.028$$

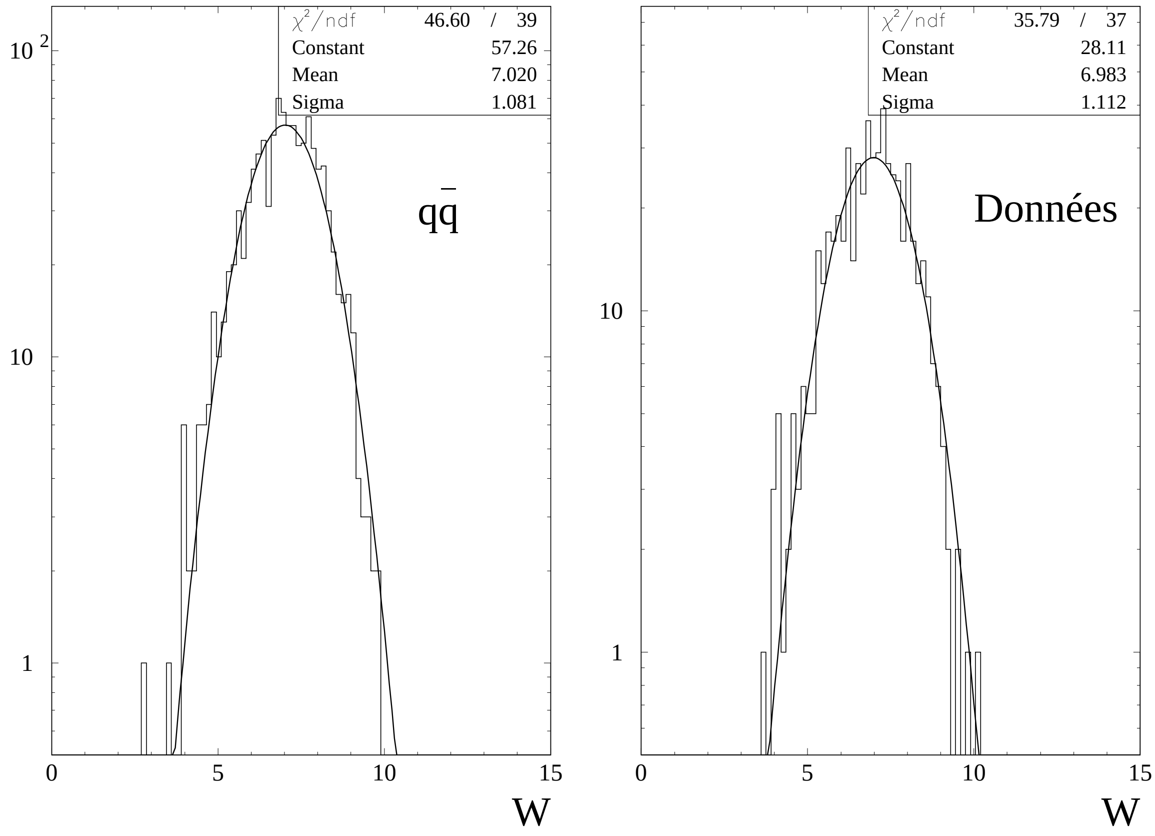


Figure 6.27: *Distributions de la variable $\mathcal{W}$ et résultat d'un ajustement gaussien pour les données simulées $q\bar{q}$ et pour les données réelles.*

$$\mu_{DR} = 6.983 \pm 0.051 \ , \ \sigma_{DR} = 1.112 \pm 0.043$$

Il faut comparer ces valeurs avec les valeurs théoriques attendues pour 14 variables :

$$\mu_{\mathcal{W}} = \frac{14}{2} = 7 \ , \ \sigma_{\mathcal{W}} = \sqrt{\frac{14}{12}} = 1.080$$

Les distributions de la variable $\mathcal{W}$ pour les événements qui restent après les étapes de présélection et de coupures de qualité sont présentées sur la figure 6.28 pour les données réelles de 1994, les événements simulés $\mathrm{q\bar{q}}$ et un signal dû à un boson de Higgs de masse 55 GeV/c^2 .

La valeur de la coupure sur la variable $\mathcal{W}$, $\mathcal{W}_0(1)$ est déterminée de façon automatique. Elle est définie afin que le nombre d'événements de bruit de fond $\mathrm{q\bar{q}}$ attendus avec $\mathcal{W} < \mathcal{W}_0(1)$ soit de 1 pour l'échantillon des données réelles de 1994. C'est-à-dire que :

$$\frac{1}{N_{DR}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\mathcal{W}_0(1)-\mu_{MC}}{\sigma_{MC}}} e^{-x^2/2} dx$$

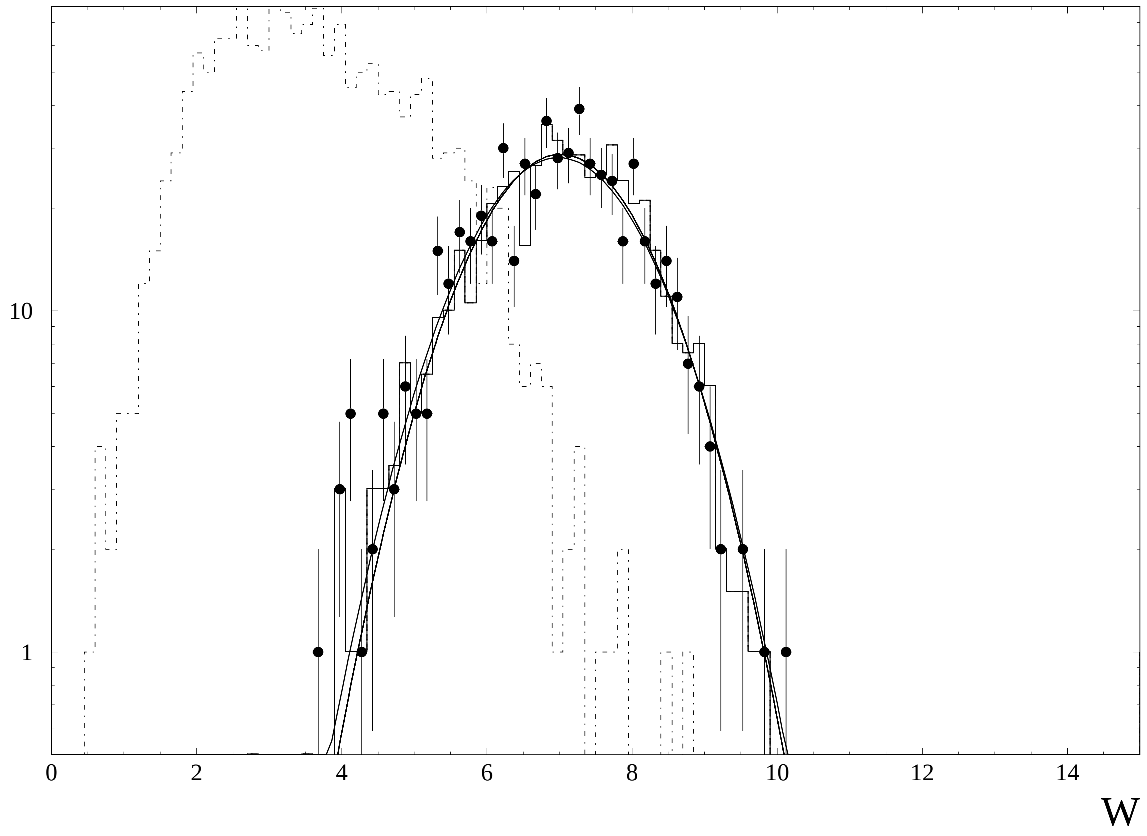


Figure 6.28: *Distributions de $\mathcal{W}$ pour les données réelles (points), les données simulées $q\bar{q}$ et pour un signal de boson de Higgs de 50 GeV/c^2 . L'echantillon des données simulées $q\bar{q}$ est normalisé au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z. Le signal a une normalisation arbitraire. La courbe est le résultat d'un ajustement gaussien sur les données simulées $q\bar{q}$.*

où N_{DR} correspond au nombre d'événements qui restent après les étapes de présélections et de coupures de qualité :

$$N_{DR} = 551 \Rightarrow \mathcal{W}_0(1) = 3.87$$

La dernière coupure $\mathcal{W} < \mathcal{W}_0(1)$ laisse 1 événement dans les données réelles et 2 événements dans les données simulées q$\bar{\text{q}}$ qui correspondent après normalisation à 1 événement . Les efficacités sur le signal pour différentes masses de boson de Higgs sont données dans le tableau 6.5.

Les erreurs systématiques qui doivent rendre compte de notre impossibilité à reproduire parfaitement à partir de notre lot de données simulées, les données réelles, ont été

m_{H^0} (GeV/c^2)	Efficacité (%)	Erreur Statistique (%)	Erreur Systématique (%)
50	33.1	$\pm$ 0.9	$\pm$ 1.2
55	30.3	$\pm$ 0.6	$\pm$ 1.4
60	24.0	$\pm$ 0.6	$\pm$ 1.5
65	16.0	$\pm$ 0.5	$\pm$ 1.0
70	9.1	$\pm$ 0.5	$\pm$ 0.8
75	1.5	$\pm$ 0.2	$\pm$ 0.2

Tableau 6.5: *Efficacité de sélection du boson de Higgs en fonction de sa masse.*

calculées en faisant varier les paramètres μ_{MC} et σ_{MC} dans les intervalles :

$$\mu_{MC} \in [min(\mu_{MC}, \mu_{DR}), max(\mu_{MC}, \mu_{DR})]$$

et

$$\sigma_{MC} \in [min(\sigma_{MC}, \sigma_{DR}), max(\sigma_{MC}, \sigma_{DR})]$$

Cela se répercute sur la valeur de $\mathcal{W}_0(1)$ et donc sur l'efficacité de sélection de la coupure $\mathcal{W} < \mathcal{W}_0(1)$.

L'erreur sur le nombre d'événements de bruit de fond $q\bar{q}$ attendus peut être obtenue en faisant varier μ_{MC} et σ_{MC} dans l'intervalle d'erreur fourni par l'ajustement gaussien. La valeur de $\mathcal{W}_0(1)$ étant fixée à 3.87, ce nombre est donné par la formule suivante :

$$n = \frac{N_{DR}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\mathcal{W}_0(1)-\mu}{\sigma}} e^{-x^2/2} dx$$

où $\mu \in [\mu_{MC} - \Delta\mu_{MC}, \mu_{MC} + \Delta\mu_{MC}]$ et $\sigma \in [\sigma_{MC} - \Delta\sigma_{MC}, \sigma_{MC} + \Delta\sigma_{MC}]$. Alors :

$$n = 1^{+0.4}_{-0.3}$$

Ce résultat est en accord avec le nombre d'événements de l'échantillon $q\bar{q}$ simulé qui restent effectivement après coupure, soit 1.

Afin de vérifier la méthode, il est aussi possible de comparer le nombre d'événements attendus calculé en utilisant les paramètres de l'ajustement gaussien et le nombre d'événements qui passent réellement une coupure $\mathcal{W} < \mathcal{W}_x$. Le calcul du nombre d'événements attendus par la méthode est donné par la formule :

$$N_{meth}(\mathcal{W}_x) = \frac{N_{DR}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\mathcal{W}_x-\mu_{MC}}{\sigma_{MC}}} e^{-x^2/2} dx$$

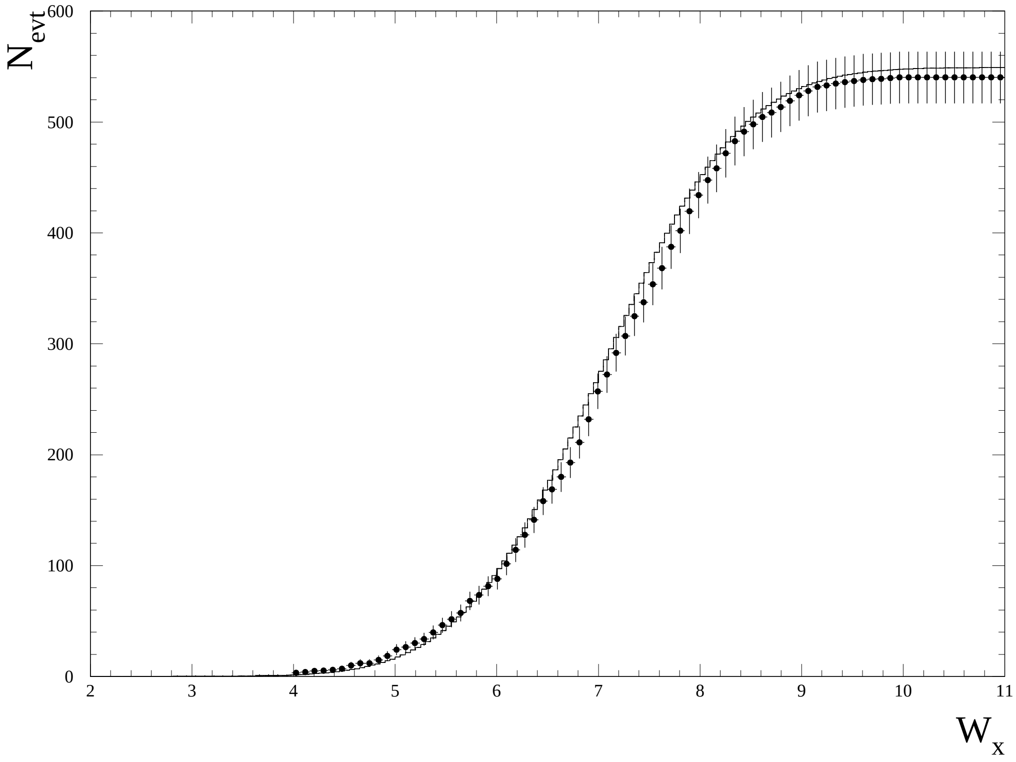


Figure 6.29: *Nombre d'événements sélectionnés dans les données simulées $q\bar{q}$ (points) et nombre d'événements attendus par l'ajustement $N_{meth}(\mathcal{W}_x)$ (courbe en trait plein) en fonction de la coupure $\mathcal{W}_x$. L'échantillon des données simulées $q\bar{q}$ est normalisé au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z.*

La figure 6.29 montre la comparaison entre $N_{meth}(\mathcal{W}_x)$ et le nombre d'événements provenant du processus $q\bar{q}$ après la coupure $\mathcal{W} < \mathcal{W}_x$ en fonction du choix de cette coupure.

De plus, il est possible aussi de comparer le nombre d'événements attendus au nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles en fonction de la coupure $\mathcal{W}_x$. La figure 6.30 montre cette comparaison. L'accord données réelles et données simulées est satisfaisant.

6.3.6 L'étude de l'événement

Certaines des caractéristiques cinématiques et topologiques de l'événement sélectionné par l'analyse sont données dans les tableaux 6.6 et 6.7.

Si l'on pense que c'est un événement de bruit de fond, il pourrait correspondre à un

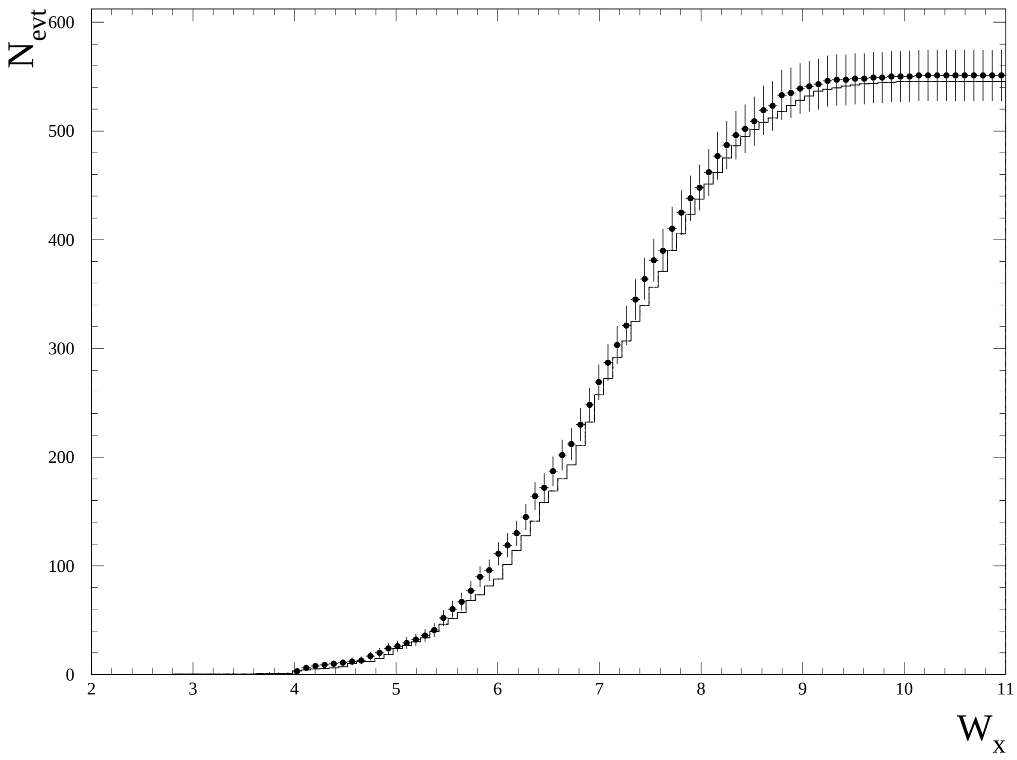


Figure 6.30: *Nombre d'événements finaux des données réelles (points) et simulées (courbe en trait plein) en fonction de la coupure $\mathcal{W}_x$. L'echantillon des données simulées $q\bar{q}$ est normalisé au nombre initial de désintégrations hadroniques du Z.*

événement provenant du processus $q\bar{q}$ où beaucoup de particules ont été perdues dans la région à 40^o et dans la région avant. Comme on le voit sur la figure 6.35, qui représente les différentes particules reconstruites par le détecteur DELPHI pour cet événement , la direction de l'impulsion manquante ne pointe pas spécialement dans une des régions faibles de DELPHI. Elle pointe dans une région intermédiaire entre la région à 40^o et dans la région avant, ce qui serait normal pour l'hypothèse précédente.

Cependant, l'hypothèse la plus vraisemblable vient de la présence d'un muon dans cet événement : on pense à la possible désintégration semi-leptonique d'un quark b. Ce muon est en effet repéré par une trace appartenant au jet maigre qui laisse des dépôts d'énergies constantes dans le calorimètre hadronique, mais aussi par un coup dans les chambre à muons. La valeur de la variable d'étiquetage des quarks b, P_E^+, donne une valeur élevée (0.266), ce qui pourrait infirmer notre hypothèse. Cependant, il faut remarquer que ayant un jet maigre et donc peu de traces à reconstruire, l'algorithme d'étiquetage peut s'avérer inefficace. De plus, les possibles désintégrations semi-leptoniques de mésons charmés ne sont pas exclure, ce qui peut expliquer la valeur haute pour P_E^+.

Variables	X	P_X
$\sqrt{(\sqrt{s}-E_{tot})^2-P_{tot}^2}$ (GeV/c^2)	45.25	0.033
$E_{ch}(GeV)$	24.66	0.456
P_T (GeV/c)	12.49	0.114
P_L (GeV/c)	20.21	0.681
$M_{J1}+M_{J2}$ (GeV/c^2)	9.84	0.044
σ_{P_T}	0.44	0.356
$min\{F(\theta_{Miss}),F(\theta_{Thrust})\}$	0.055	0.500
Acoplanarité (degrés)	32.91	0.071
Acolinéarité (degrés)	40.06	0.113
S_θ (degrés)	294.54	0.055
λ (degrés)	53.84	0.566
λ_{XY} (degrés)	53.89	0.218
ρ_{XY} (degrés)	31.03	0.029
P_E^+	0.266	0.443
$\mathcal{W}$	3.680	

Tableau 6.6: *Variables utilisées (X) dans le calcul de $\mathcal{W}$ pour l'événement candidat. P(X) est la probabilité pour la variable X.*

njet	3
N_{ch}	16
N_{tot}	30
Masse (GeV/c^2)	32.29
$\mid cos\theta_{miss} \mid$	0.851
$\mid cos\theta_{thrust} \mid$	0.715
E_{40} (GeV)	8.26
E_{90} (GeV)	0.00
E_{30} (GeV)	6.43

Tableau 6.7: *D'autres variables pour l'événement candidat.*

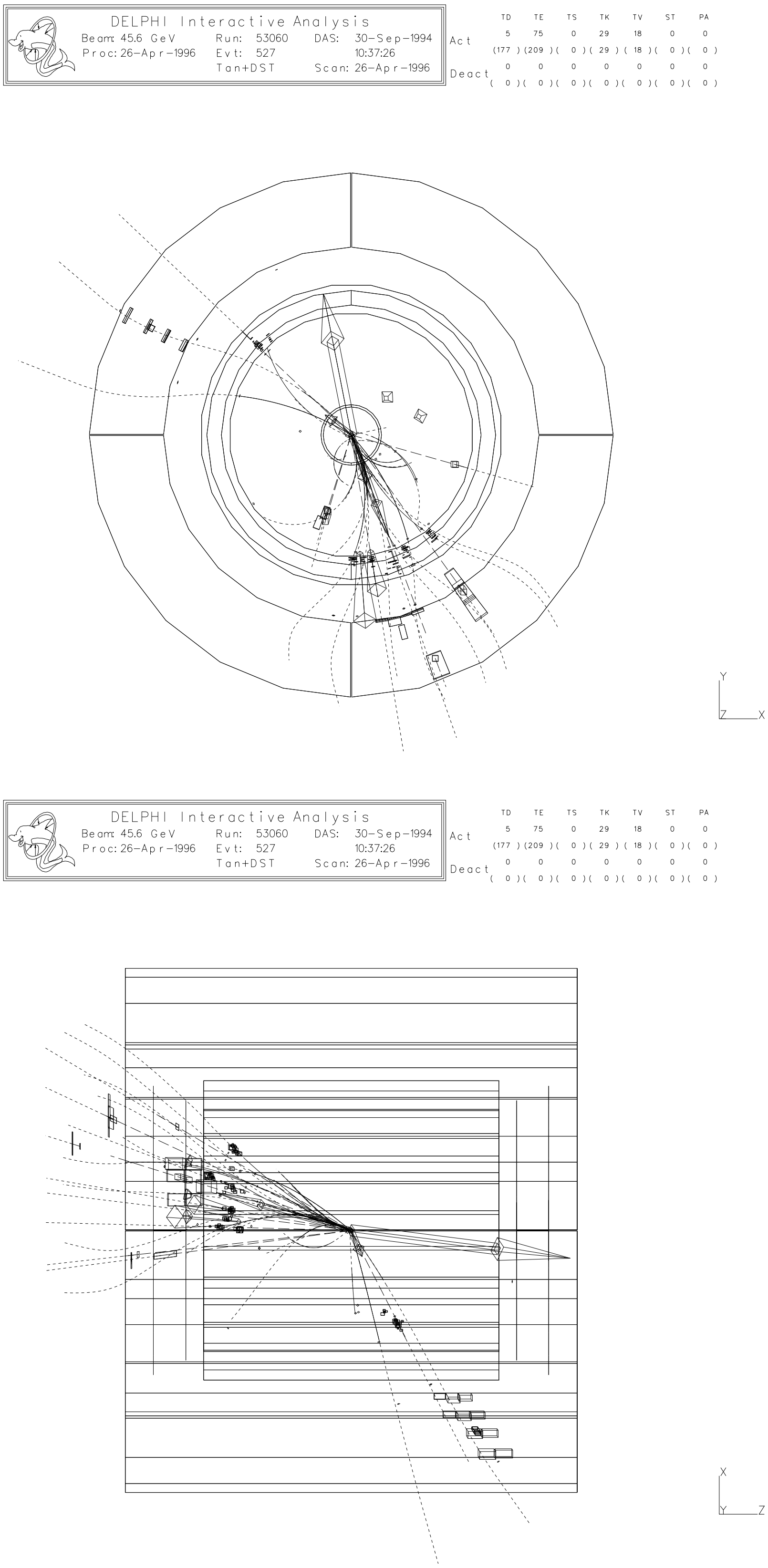


Figure 6.31: *Vue en coupe de l'événement candidat, dans le plan X-Y (en haut) et dans le plan X-Z (en bas).*

Malgré le peu de probabilité pour que cet événement soit un boson de Higgs, on peut essayer de voir à quelle masse de boson de Higgs ce candidat correspondrait. Cet événement sélectionné dans les données réelles a une masse totale de 32 GeV/c^2 (tableau 6.7). On peut comparer cette valeur de masse avec les distributions de masse du signal pour différentes masses générées de boson de Higgs (figure 6.32). On remarque sur cette figure que les valeurs moyennes de ces distributions ne correspondent pas aux masses générées. Ces écarts sont dus aux pertes ou aux mauvaises reconstructions de particules.

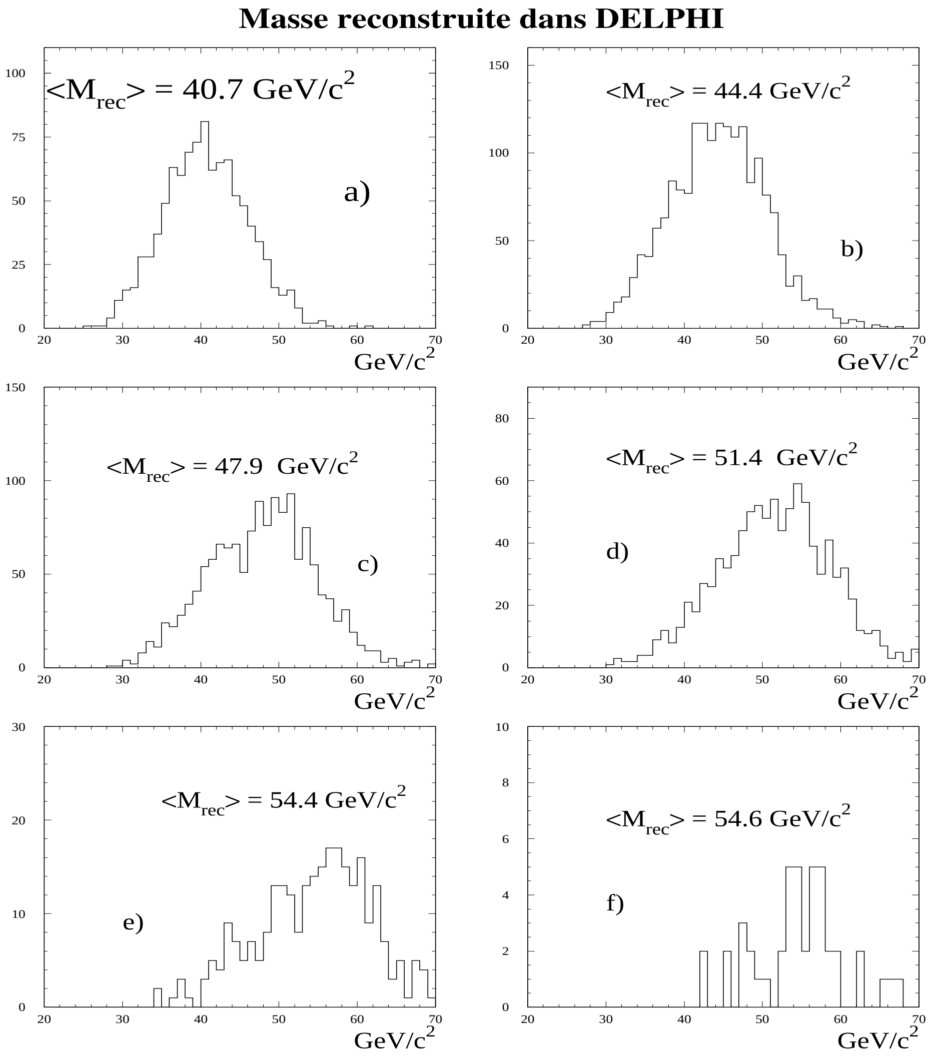


Figure 6.32: *Distributions des masses totales reconstruites du signal pour différentes masses générées du boson de Higgs : a) 50 GeV/c^2 b) 55 GeV/c^2 c) 60 GeV/c^2 d) 65 GeV/c^2 e) 70 GeV/c^2 et f) 75 GeV/c^2.*

Il est possible de calculer la probabilité pour que le boson de Higgs ait une masse inférieure ou égale à 32 GeV/c^2 . Ces probabilités sont données sur la figure 6.33, en fonction de la masse simulée du boson de Higgs .

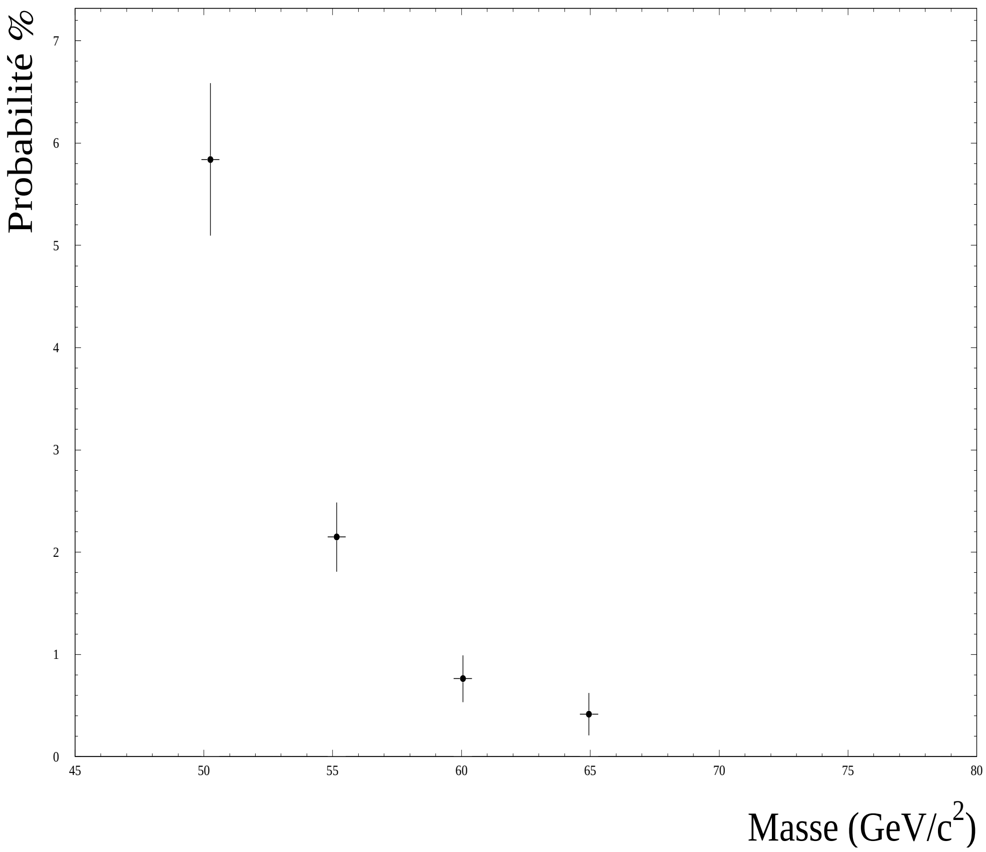


Figure 6.33: *Probabilité en fonction de la masse généré du boson de Higgs que celui-ci ait une masse reconstruite inférieure ou égale à 32 GeV/c^2 .*

On voit sur la figure 6.33 que la probabilité pour qu'un boson de Higgs de masse 50 GeV/c^2 ait une masse visible inférieure à 32 GeV/c^2 est de 5.8 %. Elle descend à 2.2 % et 0.6 % à 55 GeV/c^2 et 60 GeV/c^2 .

De plus, la figure 6.34 montre l'écart moyen pour le signal entre la masse générée et la masse reconstruite en fonction de la masse générée.

Il est possible pour des masses pas trop élevées d'ajuster cette courbe avec une droite :

$$< \Delta M >= 0.2923 M_{Gen} - 5.357 \text{ GeV}/c^2$$

Il en résulte qu'une masse de 32 GeV/c^2 correspond plutôt à un boson de Higgs de 38 GeV/c^2 . L'erreur sur cette masse est donnée par l'incertitude sur la mesure de la masse reconstruite qui peut être calculée de la même façon que pour l'écart moyen. On obtient

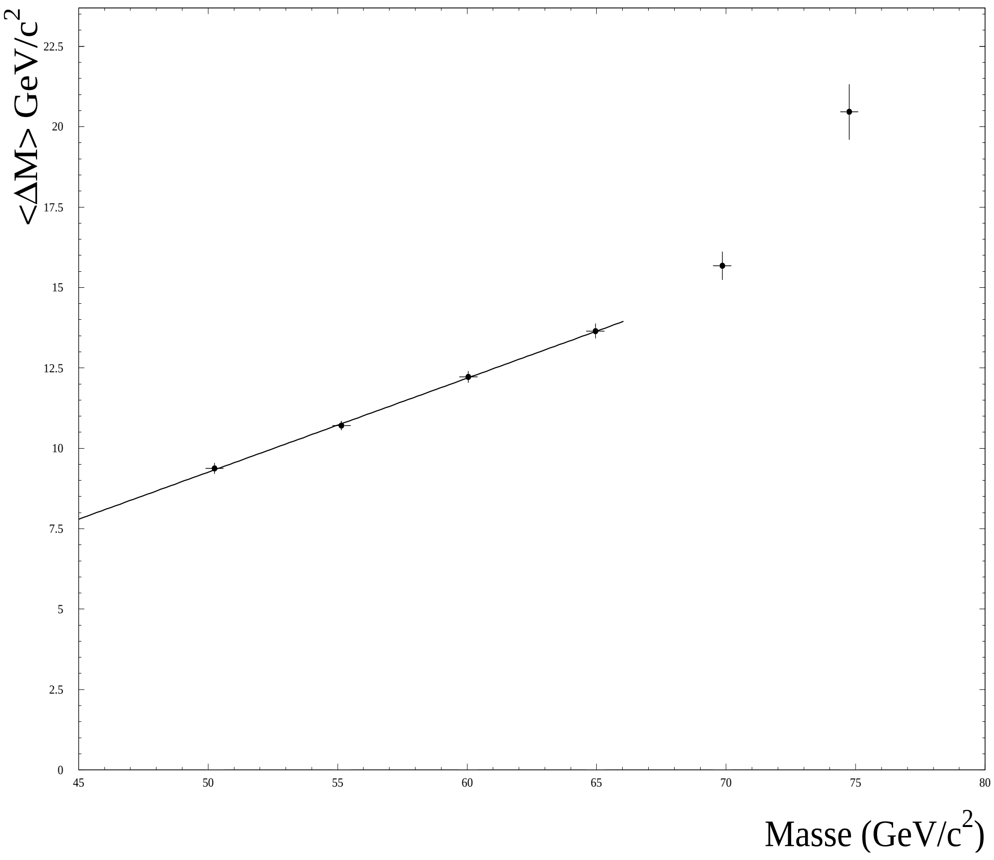


Figure 6.34: *Différence moyenne entre la masse générée et la masse reconstruite du boson de Higgs en fonction de la masse générée.*

alors, pour un boson de Higgs de masse 38 GeV/c^2, une incertitude de 8 GeV/c^2 . Il est instructif de comparer cet événement à un événement simulé de signal avec une masse de 40 GeV/c^2. La figure montre les même vues dans le détecteur DELPHI que précédemment pour un événement de ce type. On peut constater la présence de deux jets bien distincts avec une grande acolinéarité, environ 70^o, et aussi une grande acoplanarité, environ 140^o.

Il faut remarquer que la méthode implique que l'on attende un événement . Il n'est donc pas anormal qu'il y ait un événement dans les données réelles qui passe toutes les sélections.

Le nombre d'événements de signal attendus pour un boson de Higgs de masse environ 40 GeV/c^2 est d'une dizaine pour la luminosité intégrée correpondant à la prise de données de l'année 1994. Il n'y a donc pas de signe de l'existence d'un boson de Higgs dans les données prises en 1994. Le paragraphe suivant donnera les limites d'exclusion obtenues du fait de la non-observation du boson de Higgs .

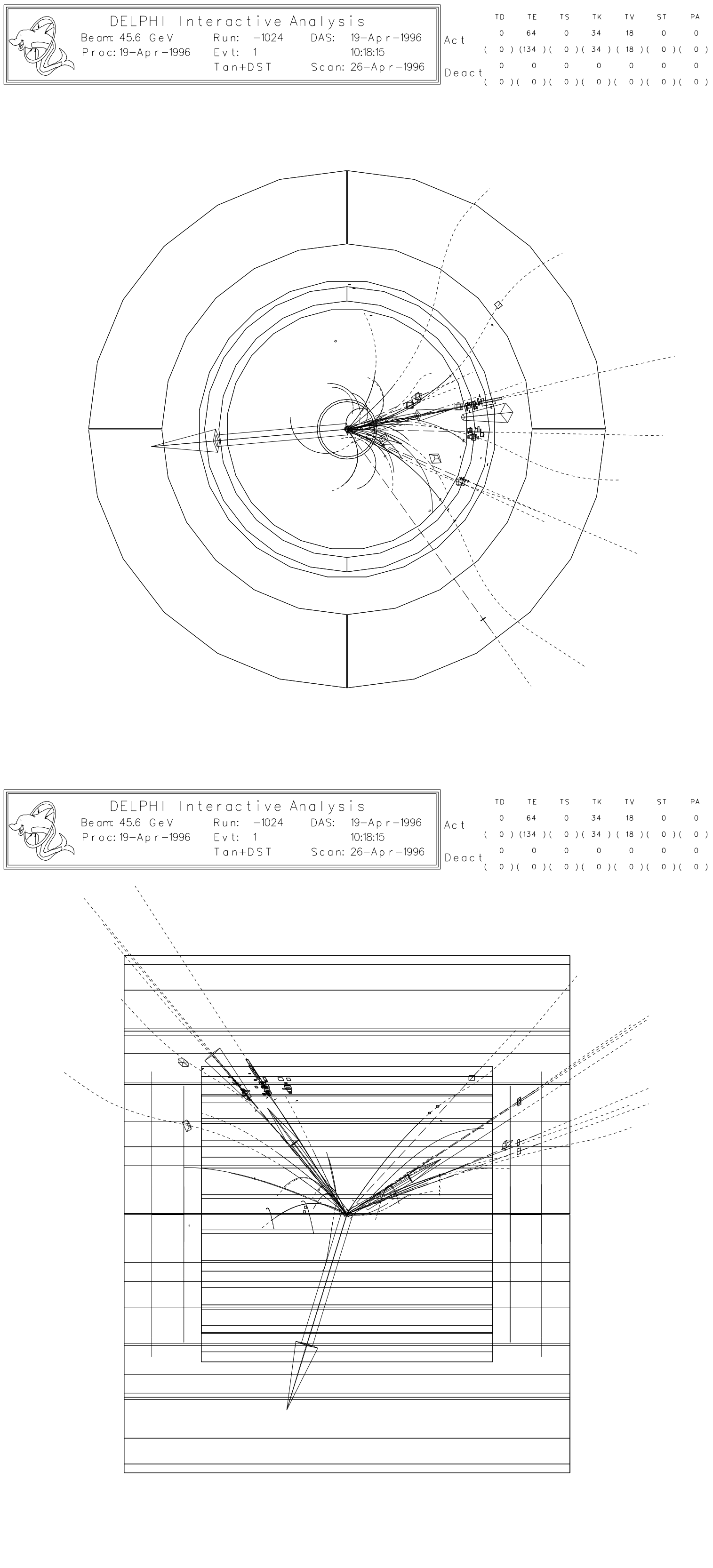


Figure 6.35: *Vue d'un événement de signal simulé avec une masse de 40 GeV/c^2, dans le plan X-Y (en haut) et dans le plan X-Z (en bas).*

6.4 Les limites de d'exclusion

Le petit nombre d'événements de signal attendus impose l'utilisation de la statistique de Poisson pour calculer une limite.

Le nombre d'événements de signal attendus pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}$ et pour l'efficacité de sélection de l'analyse précédente est donné par :

$$N^{higgs}_{m_H=x} = \mathcal{L} \times \epsilon \times \sigma_{Bjorken}(m_H = x)$$

Si n_0 est le nombre d'événements observés dans les données réelles et n_B le nombre d'événements de bruit de fond attendus, alors la présence de plus de n_{lim} événements du signal est exclue à un niveau de confiance α pour la valeur de n_{lim} telle que :

$$1 - \alpha = \frac{e^{-(n_{lim}+n_B)} \sum_{i=0}^{n_0} (n_{lim} + n_B)^i / i!}{e^{-n_B} \sum_{i=0}^{n_0} n_B^i / i!}$$

Il y a 1 événement dans les données réelles avec une masse recalculée de $38 \pm 8 \mathrm{GeV}/c^2$ pour un nombre $n_B = 1$ d'événements de bruit de fond attendus. Afin de tenir compte de l'influence de ce candidat, le calcul d'une limite doit incorporer la probabilité qu'un signal de boson de Higgs de masse généré m_H ait une masse reconstruite inférieure ou égale à celle du candidat : 32 GeV/c^2 . On se doute bien d'après la courbe de la figure 6.33, que cette influence sera négligeable pour des bosons de Higgs de masse élevée ($\geq$ 50 GeV/c^2). C'est pourquoi, on ne tiendra pas compte de cet événement pour le calcul de la limite.

Alors, la valeur de n_{lim} correspondant à l'exclusion d'un signal à 95% de degré de confiance est obtenue en résolvant :

$$1 - 0.95 = 0.05 = e^{-n_{lim}}$$

c'est-à-dire :

$$n_{lim} = 3$$

La figure 6.36 présente la courbe d'exclusion à 95% de degré de confiance. La limite obtenue est :

$$\mathbf{m_H \geq 53 GeV/c^2}\ \ (\mathbf{95}\%)$$

6.4.1 Limite obtenue avec les années 1990-1994

Pour les années précédentes, une même analyse probabiliste a été effectuée avec des différences dues à l'utilisation en 1994 du nouvel algorithme de reconstruction des neutres hadroniques. Pour établir une limite correcte, il faudrait avoir la même analyse appliquée à tous les lots de données disponibles. Sachant que l'algorithme HACCOR n'a

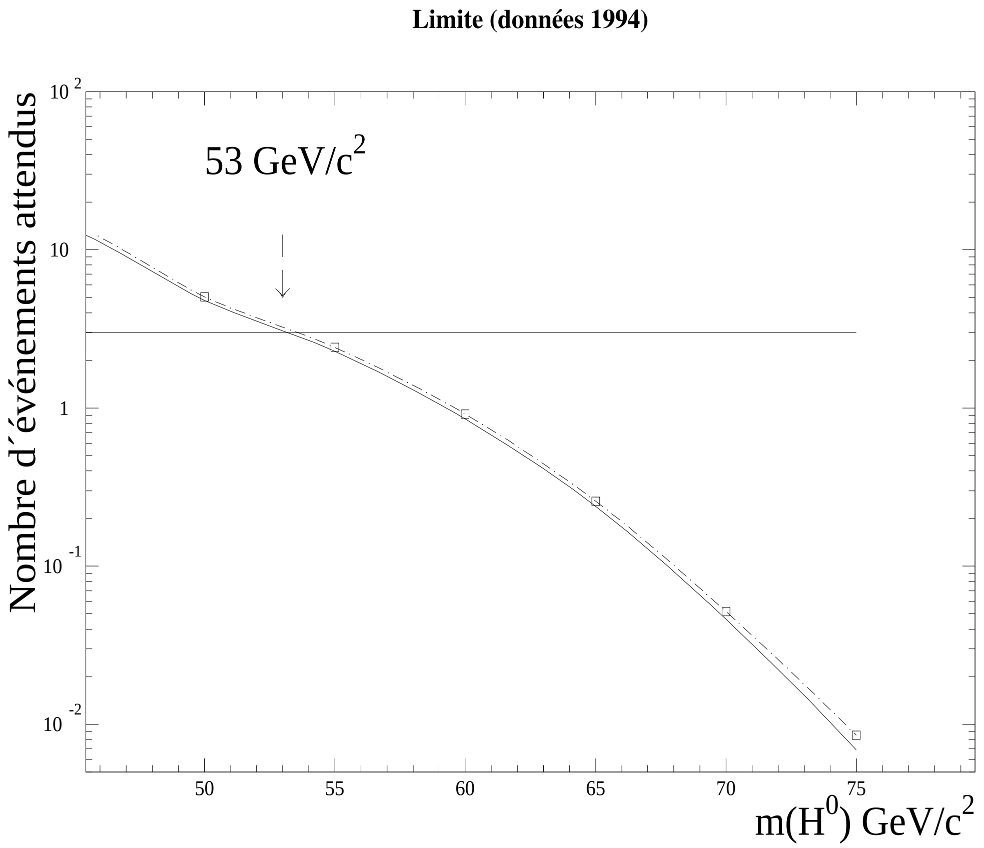


Figure 6.36: *Limite (95%) sur la masse du boson de Higgs en utilisant uniquement le canal neutrino pour les données réelles de 1994.*

pas encore été utilisé pour les lots de données antérieurs à 1994, cette étude est encore à faire. Cependant, en utilisant les nombres d'événements attendus de la référence [38] avec la luminosité prise durant les périodes de prise de données 1990-1993, il est possible de calculer une limite pour la période 1990-1994 :

$$\mathbf{m_H \geq 57.6 GeV/c^2}\ \ (\mathbf{95}\%)$$

On constate que le fait d'avoir doublé la statistique n'a permis d'explorer qu'une petite région supplémentaire. La limite cinématique est pratiquement atteinte. Il faut donc augmenter l'énergie dans le centre de masse pour essayer de couvrir des régions de masses supérieures à 60 GeV/c^2 (voir chapitre 2).

Chapitre 7

Recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino à LEP200

7.1 Augmentation en énergie du LEP

La phase dite LEP100 du collisioneur L.E.P. s'est achevée à la fin du mois d'octobre de l'année 1995. Une nouvelle ère commence pour cet accélerateur : celle de l'augmentation en énergie des faisceaux d'électrons et de positrons. En novembre 1995 a eu lieu la première augmentation de l'énergie des faisceaux qui a permis d'atteindre des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 130$, 136 et 140 GeV . La section efficace du processus de Bjorken étant très faible à cette énergie dans le centre de masse (figure 7.1) et la luminosité intégrée durant cette prise de données n'étant que de 6 pb^{-1}, la recherche du boson de Higgs de masse supérieure à 60 GeV/c^2 s'avère impossible. En 1996, l'énergie au L.E.P. atteindra $\sqrt{s} = 160$ GeV environ, ce qui permettra de produire quelques paires de bosons W. Pour la recherche du boson de Higgs, il faudra attendre fin 1996-début 1997 pour avoir des énergies qui permettront de chercher un boson de Higgs avec une masse plus grande que la masse limite obtenue à LEP100. Le calendrier est présenté dans le tableau 7.1.

Phase	IIIa	IIIb	IV	$\geq$ IV
$\sqrt{s}$ GeV	183	187	193	205?
$\mathcal{L}(\mathrm{pb}^{-1})$/an	150	150	150	?
Date	1996-1997	1997	1998	?

Tableau 7.1: *Calendrier pour la montée en énergie du L.E.P.*

L'étude présentée dans ce chapitre portera sur trois hypothèses pour l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$: 175 GeV, 192 GeV et 205 GeV. Pour chaque hypothèse, tous les processus de bruit de fond seront générés en grand nombre, puis ensuite la simula-

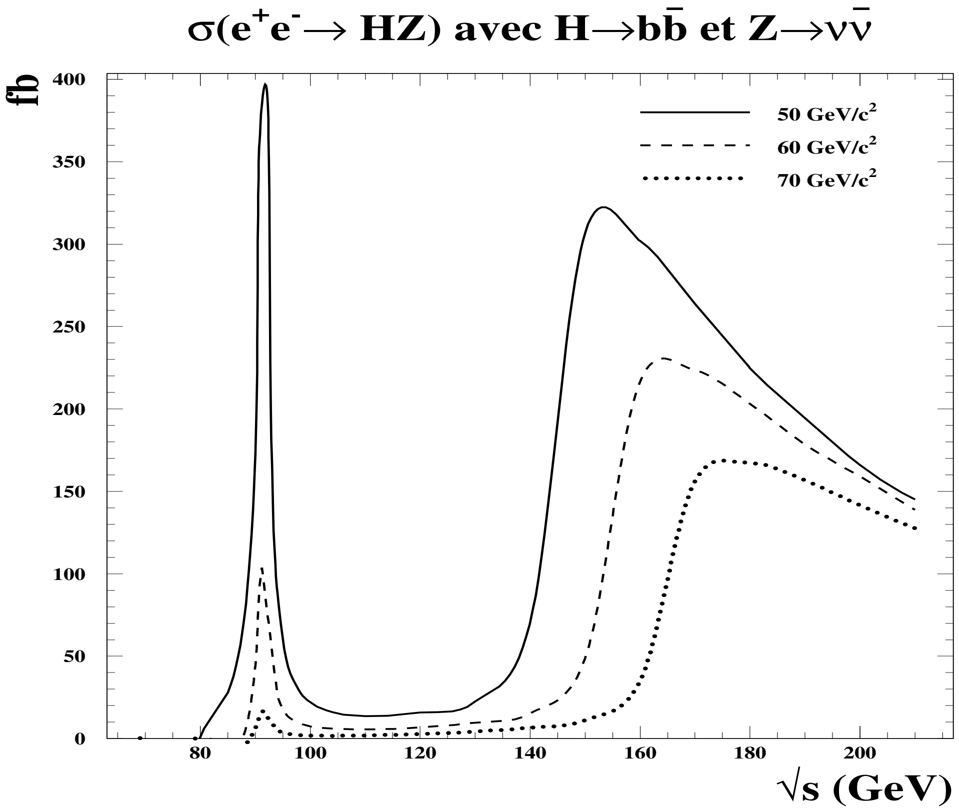


Figure 7.1: *Section efficace de production du boson de Higgs pour le processus de Bjorken dans le canal neutrino pour m_H = 50,60,70 GeV/c^2 en fonction de $\sqrt{s}$.*

tion complète du détecteur DELPHI sera utilisée. Cette simulation comporte toutes les améliorations prévues ou déjà installées :

- les compteurs à 40^o qui permettent d'augmenter l'herméticité du détecteur [40].
- le nouveau détecteur de vertex qui permet de reconstruire des traces à plus petit angle et donc améliorera l'étiquetage de b dans ces régions.
- le nouveau détecteur de traces à l'avant qui permettra une meilleure reconstruction des traces à bas angles.

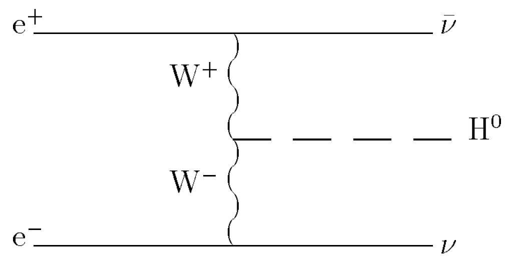
Durant tout ce chapitre nous nous placerons dans l'hypothèse d'une luminosité intégrée de 300 pb^{-1} pour chaque énergie $\sqrt{s}$.

7.2 Production d'un signal de boson de Higgs et signature expérimentale

La recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino se fera comme à LEP100 par l'intermédiaire du processus de Bjorken qui est encore, aux énergies considérées à LEP200, le mécanisme dominant de production :

$$e^+e^- \to Z \to H\ (\to X)Z(\to \nu\bar{\nu})$$

Néanmoins, pour des bosons de Higgs de masses élevées et proches de la limite cinématique, un autre processus (voie-t) peut interférer avec le processus de Bjorken :



L'analyse présentée dans ce chapitre ne tiendra pas compte de ce diagramme de fusion WW, elle restera donc, pour des hautes masses de boson de Higgs , conservatrice. On constate en effet sur la figure 7.2 que les effets ne commencent à devenir importants que pour des valeurs $m_H = \sqrt{s}$ -90. La figure 7.2 nous présente la section efficace totale de production du boson de Higgs par le processus de Bjorken pour différentes énergies dans le centre de masse en fonction de la masse de cette particule. Pour le canal neutrino (processus de Bjorken seul), les valeurs des sections efficaces aux trois énergies et les nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1} sont donnés dans le tableau 7.2.

La première différence entre LEP100 et LEP200 se situe au niveau des bosons Z qui interviennent dans le diagramme du processus de Bjorken : à LEP100 le premier Z est produit sur sa couche de masse et le deuxième est produit exité, à LEP200 c'est l'inverse le premier boson Z est produit hors de sa couche de masse et le deuxième sera produit préférentiellement sur sa couche de masse. Cette propriété permettra, comme nous le verrons, de reconstruire avec une meilleure précision la masse du boson de Higgs .

Néanmoins, la signature expérimentale d'un événement $H\nu\bar{\nu}$ à LEP200 est similaire à celle de LEP100 : deux jets acoplanaires provenant de la désintégration du boson de Higgs en deux quarks b ($Br(H \to b\bar{b}) \sim 85\%$) et de l'énergie manquante due à la désintégration du boson Z en deux neutrinos.

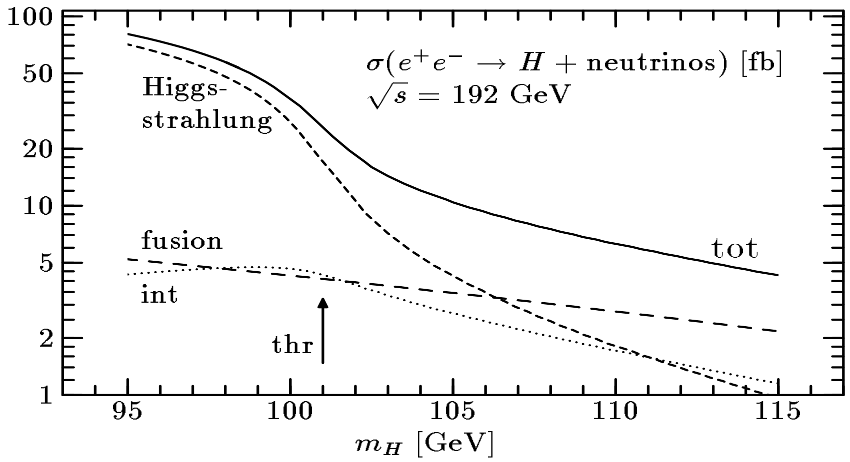


Figure 7.2: *Effet du processus de fusion sur la section efficace totale de production du boson de Higgs avec des neutrinos [54].*

Tous les processus où apparaît de l'énergie manquante sont des sources potentielles de bruit de fond. Ainsi, tous les événements avec des neutrinos énergétiques ou des particules qui n'ont pas été détectées pour diverses raisons (pertes dans le tube à vide, dans les régions "faibles" du détecteur ou problème d'association des gerbes calorimètriques) devront être étudiés. La grande différence avec LEP100 se situe au niveau du nombre des sources de bruits de fond et de leurs caractéristiques :

- à LEP100, le bruit de fond dominant est le processus $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}$ qui a une section efficace environ 100000 fois supérieure à celle d'un signal dû à un boson de Higgs (mH = 60 GeV/c^2). Il provient principalement des problèmes d'appareillage, c'est-à-dire de problèmes de reconstruction, de pertes de particules dans les régions faibles du détecteur ...
- à LEP200, nous avons, en plus des problèmes d'appareillage qui subsistent, une multiplication de processus de bruits de fond "physiques" avec des caractéristiques très différentes : $f\bar{f}n\gamma$, $\gamma\gamma$, W^-W^+, Zee, ZZ. Cependant, contrairement à LEP100 où le rapport signal sur bruit et de l'ordre de 10^{-6}, à LEP200, il devient de l'ordre de 10^{-2}.

Nous allons donc, dans les paragraphes qui vont suivre, présenter les différentes sources de bruit de fond :

- les bruits de fond dûs à l'appareillage
- les processus physiques de bruit de fond pour LEP200

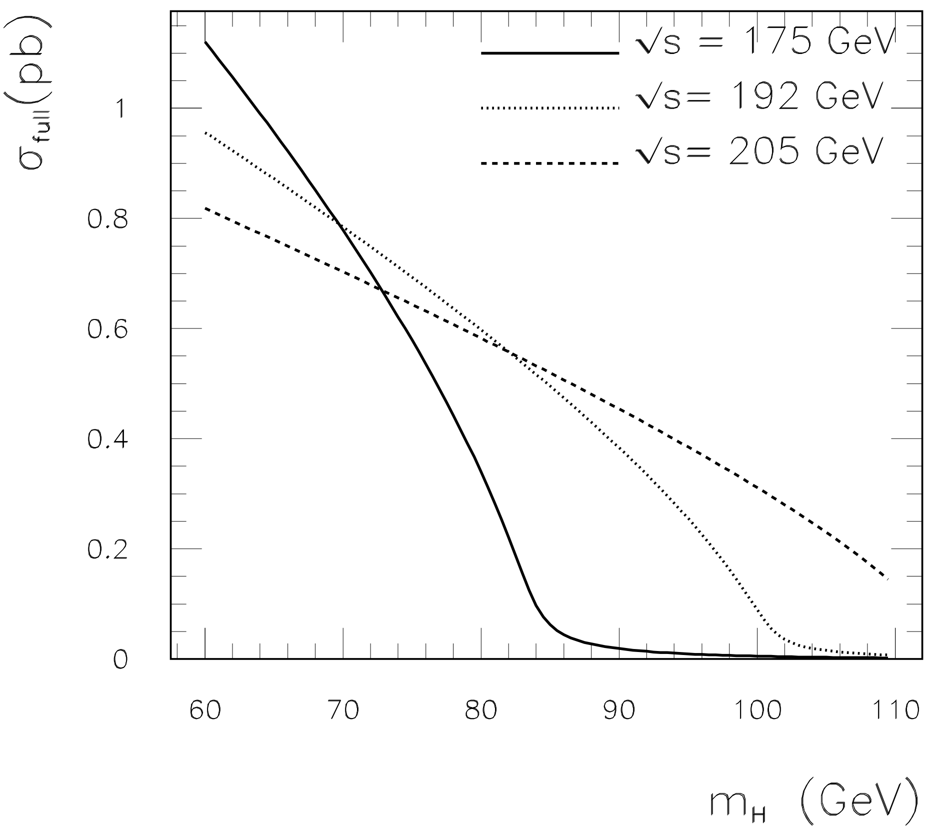


Figure 7.3: *Sections efficaces totales de production du boson de Higgs par le processus de Bjorken pour différentes énergies dans le centre de masse [54].*

7.3 Les bruits de fond

Dans les chapitres qui vont suivre, nous ferons la différence entre les particules qui ont été générées pour un processus physique donné et les particules qui ont été effectivement reconstruites par DELPHI. De plus, chaque fois que l'on parlera d'impulsion, d'énergie, cela se réfèrera à des quantités reconstruites dans le détecteur. Si l'on parle des quantités physiques effectivement générées, l'adjectif généré sera employé.

7.3.1 Les bruits de fond dûs à l'appareillage

La reconstruction des événements se fait par le programme standard de DELPHI. Nous avons vu dans le chapitre 4, que de mauvaises associations de traces chargées à des

$\sqrt{s}$ (GeV) / mH (GeV/c^2)	175 / 80	192 / 90	205 / 100
σ(pb)	0.0679	0.0767	0.0623
$N_{\rm evt}(300 {\rm pb}^{-1})$	20.4	23.0	18.7
$N_{\rm simulé}$	200	1000	200
$\mathcal{L}({\rm pb}^{-1})$	2941	13043	3209

Tableau 7.2: *Sections efficaces de production du processus de Bjorken pour le canal neutrino (σ), nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

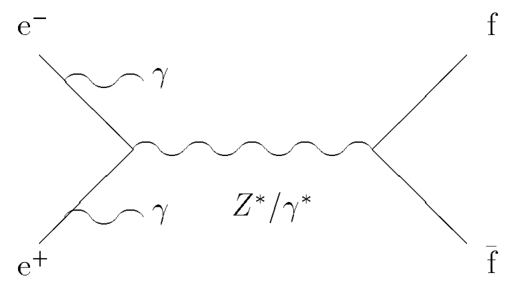
dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique existaient au niveau de la reconstruction. Cela entraîne de l'énergie et de l'impulsion manquante. A LEP200, ces problèmes existent toujours, c'est pourquoi l'algorithme HACCOR dont le principe a été présenté dans le chapitre 4 est utilisé. Cela permet de reconstruire certaines particules neutres comme les neutrons ou plus principalement les K^0_L.

De plus, à LEP200, particulièrement pour le processus $f\bar{f}n\gamma$, certains problèmes du même type peuvent exister aussi dans la calorimètrie électromagnétique . Sachant que la non détection par mauvaise association d'un photon de 75 GeV peut être une source de fausse énergie manquante, une attention particulière a été placée sur la ré-association des dépôts d'énergie des calorimètres électromagnétiques. Un algorithme simple a été écrit : pour chaque particule chargée qui a été reconstruite par le détecteur, on considère son impulsion P_{ch} et le dépôt d'énergie dû au passage de cette particule dans les calorimètres électromagnetiques $E_{\rm eem}$. Soit σ_{ch} défini par :

$$\sigma_{ch} = \frac{{\rm Eeem} - {\rm P}_{\rm ch}}{0.4\sqrt{\rm Eeem}}$$

Le dénominateur, tient compte de la granularité des calorimètres électromagnétiques. Le choix du facteur 0.4 (40%) vient de la nécessité de rester conservateur : les résolutions de nos deux calorimètres sont en effet plutôt de l'ordre de 20% (FEMC) à 30% (HPC). Si $\sigma_{ch} \geq 1.5$, alors une particule neutre est créée. Son énergie sera E_{eem}-P_{ch} et sa direction, celle de la particule chargée initiale. Dans le futur, il faudra traiter certainement ce genre de problèmes de la même façon que l'algorithme HACCOR, afin d'éviter certaines mauvaises créations de gerbes neutres. Les paragraphes suivants présentent les caractéristiques des bruits de fond potentiels et les principales variables discriminantes introduites pour les réduire. Elles seront, plus tard, utilisées pour l'analyse probabiliste.

7.3.2 Le bruit de fond $\mathrm{f\bar{f}}n\gamma$



C'est le bruit de fond le plus copieux, nous allons donc en faire une étude relativement détaillée.

La section efficace de ce processus pour les trois énergies considérées , ainsi que les nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1} , les nombres d'événements simulés et la luminosité intégrée correspondante, sont présentés dans le tableau 7.3. Le générateur utilisé est PYTHIA [45].

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
σ(pb)	174.5	135.0	114.6
$\mathrm{N_{evt}}(300\mathrm{pb}^{-1})$	52350	40500	34380
$\mathrm{N_{simulé}}$	18098	32391	38390
$\mathcal{L}(\mathrm{pb}^{-1})$	104	240	335

Tableau 7.3: *Valeurs des sections efficaces de production du processus $e^+e^- \to f\bar{f}n\gamma$ (σ) et nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

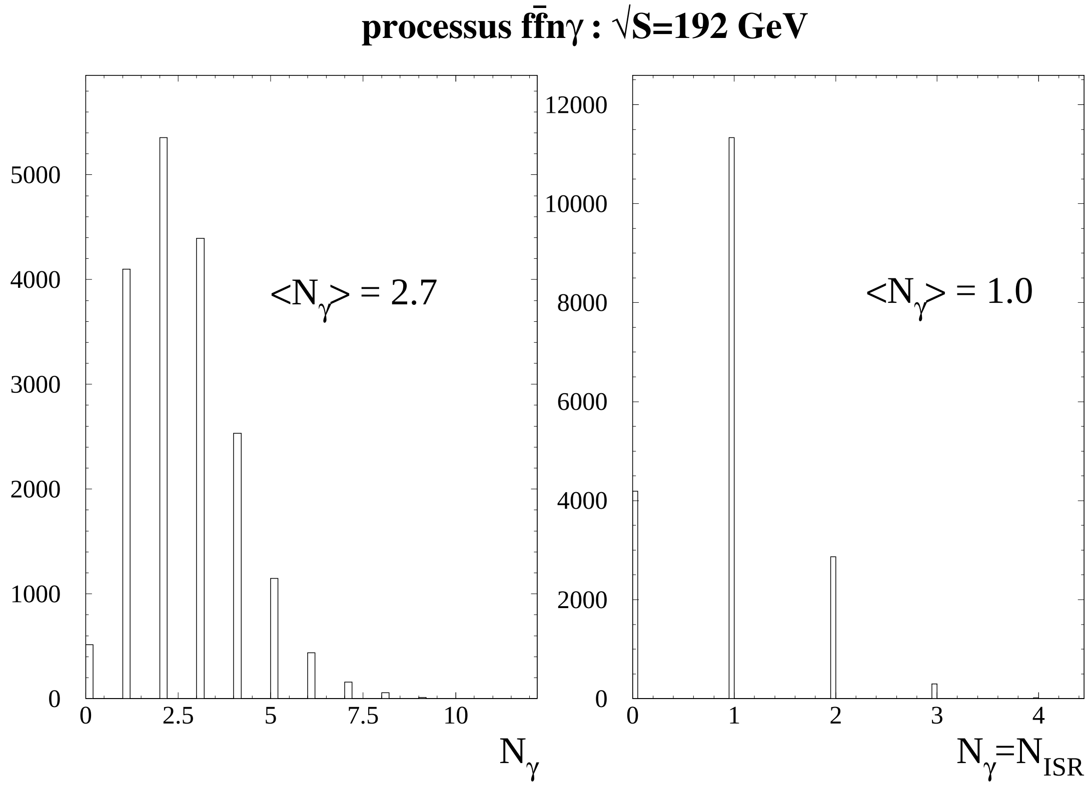


Figure 7.4: *Distribution du nombre de photons générés ayant une énergie supérieure à 5 GeV.*

Ce processus physique s'accompagne de la production d'un certain nombre de photons qui ont des caractéristiques différentes :

- des photons produits dans l'état initial (ISR) et parmi lesquels les photons qui correspondent au retour radiatif sur le Z : la particule qui recule devant le photon, est un boson Z sur sa couche de masse,
- des photons provenant de la désintégration de π^0 ou de η énergétiques produits lors de l'hadronisation des quarks : $\pi^0 \to \gamma\gamma$ ou $\eta \to \gamma\gamma$.

La figure 7.4 montre la distribution du nombre de photons générés avec une énergie supérieure à 5 GeV. On constate sur cette figure qu'il y a un nombre important de photons avec une énergie supérieure ou égale à 5 GeV, provenant de la désintégration de π^0 ou d'une autre particule neutre hadronique. Le nombre de photons de radiation est lui aussi relativement important et l'on remarque que deux photons de radiation peuvent être souvent produits. La mauvaise reconstruction ou la perte de telles particules entrainera non seulement de l'énergie manquante, mais aussi la mauvaise reconstruction de certaines variables supposées discriminantes entre ce processus et le signal. Par

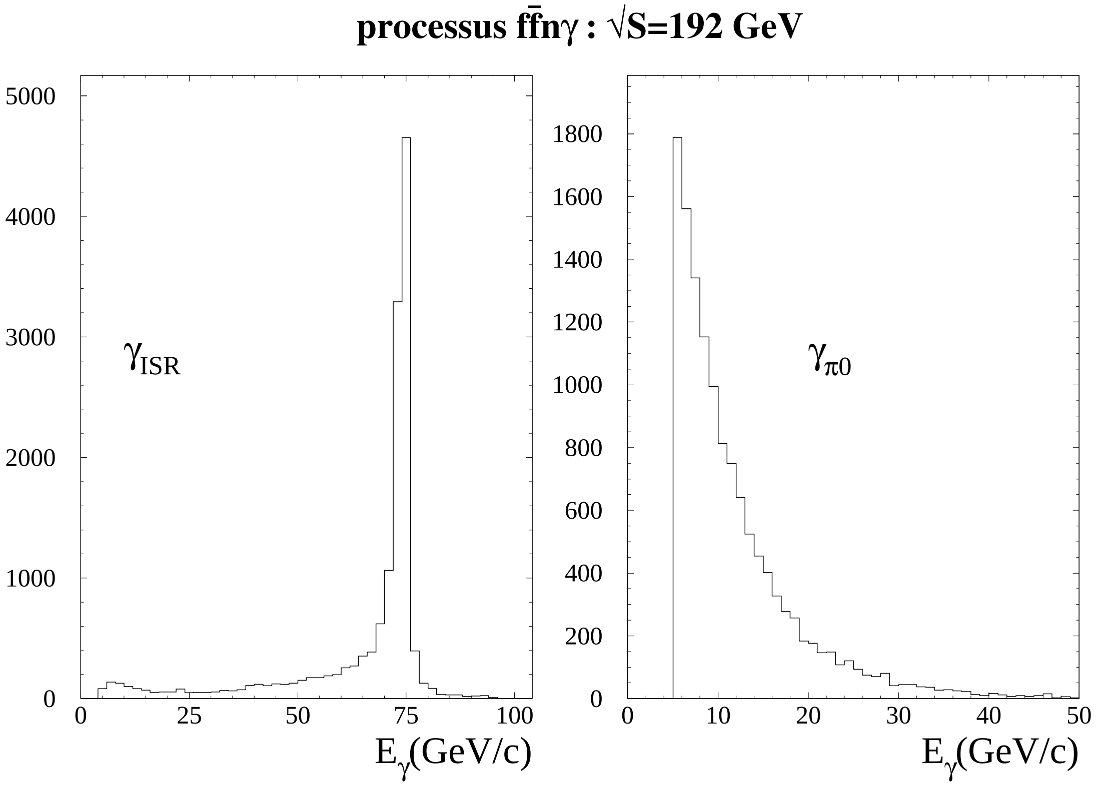


Figure 7.5: *Distribution de l'énergie du photon généré le plus énergétique*

exemple, la perte des photons de π^0 peut entrainer la mauvaise reconstruction de la direction des jets et donc la mauvaise reconstruction de variables angulaires.

De plus, les photons de π^0 ont un spectre d'énergie différent de ceux des photons de radiation comme le montre la figure 7.5 qui représente la distribution de l'énergie du photon le plus énergétique parmi les photons de radiation et les photons de π^0 Le pic aux alentours de 75 GeV correspond au retour radiatif sur le Z.

Un petit calcul rapide donne en effet

$$M_{rec} = \sqrt{(192-75)^2 - 75^2} \simeq 90 \ \ GeV/c^2$$

On constate de plus sur cette figure 7.5 que il est possible d'avoir des photons autre que ceux du retour radiatif avec une énergie importante.

Ces deux figures nous amènent à faire les remarques suivantes :

- le processus $f\bar{f}n\gamma$ est un bruit de fond pour une analyse dans le canal neutrino quand on ne détecte pas le photon du retour radiatif : c'est ce à quoi l'on pouvait s'attendre.

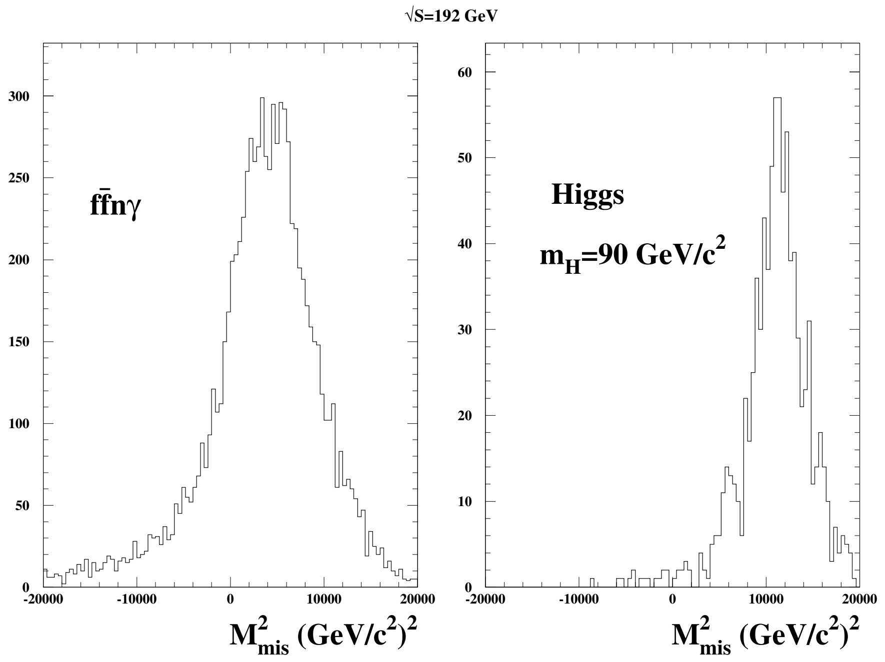


Figure 7.6: *Distribution de la masse manquante pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV. La courbe à gauche représente la distribution pour le processus $f\bar{f}n\gamma$ et la courbe à droite pour le signal. Une coupure en masse a été effectuée (Mass< 120 GeV/c^2) afin de conserver uniquement les événements $f\bar{f}n\gamma$ où l'on pense avoir perdu des photons.*

- il est possible d'avoir aussi de l'énergie manquante en quantité importante dans le cas de la perte de plusieurs photons : la double radiation de photons n'est pas négligeable.

- On peut aussi constater par exemple, que même si le photon le plus énergétique n'est pas un photon du retour radiatif, il peut engendrer un manque dans la balance d'énergie.

- enfin, le fait qu'il y ait un nombre important de photons de π^0 énergétiques peut entrainer de mauvaises mesures des directions des jets si l'on ne reconstruit pas ou mal ces photons.

L'étude d'une variable discriminante - la masse manquante de l'événement - définie par :

$$M_{mis} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_{tot})^2 - P_{tot}^2}$$

est à ce titre éducative. Supposons, que les événements du processus $f\bar{f}n\gamma$ avec une masse visible reconstruite dans DELPHI inférieure à 120 GeV/c^2 (pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV), correspondent principalement à la perte du photon de 75 GeV du retour radiatif. La distribution de la masse manquante doit être piquée à zéro. Malheureusement, la figure 7.6 montre que cette variable ne sera pas aussi discriminante que prévu. Cet effet est dû au mauvais calcul des variables E_{tot} et P_{tot}. Ce mauvais calcul est le résultat soit de la perte de plusieurs autres photons, et alors la masse manquante n'a plus de raison d'être proche de zéro, soit de la mauvaise reconstruction ou de la perte d'autres particules chargées ou neutres. Il est possible aussi de calculer la proportion des événements du processus $f\bar{f}n\gamma$ avec une masse visible reconstruite dans DELPHI inférieure à 120 GeV/c^2 qui correspond au retour radiatif. Celle-ci n'est que de 75%. Le reste des événements correspond soit à la perte de deux photons de radiations, soit à la perte de plusieurs particules dans les régions faibles du détecteur.

Pour savoir dans quelles régions du détecteur il est possible de perdre des photons, nous présentons sur la figure 7.7 la distribution de la valeur absolue du cosinus de l'angle polaire du photon généré le plus énergétique. La distinction entre les photons de radiation et les photons de π^0 a été faite.

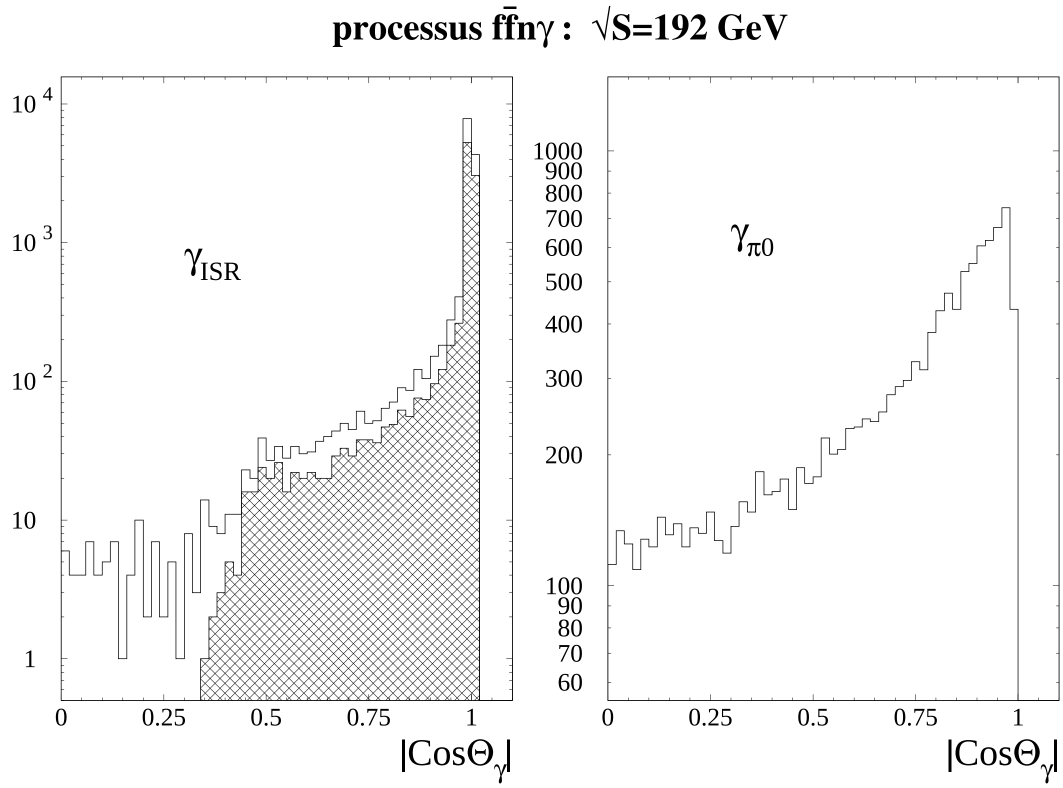


Figure 7.7: *Distribution de la valeur absolue du cosinus de l'angle polaire du photon généré le plus énergétique.*

Il apparaît tout d'abord que les photons de radiation sont produits majoritairement à petit angle et qu' ils seront donc difficilement détectables par DELPHI : le STIC ayant une couverture angulaire allant jusqu'à 2.5^o, les photons produits avec un angle polaire inférieur à 2.5^o, ne seront pas détectables. D'autre part, une partie non négligeable de ces photons passera dans la région à 40^o qui correspond à une partie faible du détecteur : il n'y a pas de calorimètrie électromagnétique , donc ces photons ne seront pas détectés. Par exemple, pour les photons de radiations :

- environ 70 % de ces photons auront un angle polaire inférieur à 2.5^o
- environ 2 % de ces photons seront dans la région à 40^o : $||cos\theta_\gamma| - 0.77| \leq 0.05$

La contribution correspondant au retour radiatif est indiquée par l'histogramme grisé. On remarque qu'elle s'arrête brusquement pour des angles polaires inférieurs à environ 60-70^o($|cos\theta_\gamma| \leq 0.4$). Cela est dû à une coupure à la génération effectuée par le générateur Pythia qui empêche la production d'un photon du retour radiatif avec une grand angle polaire [46]. La simulation est en cours de correction [47]. Il faut cependant remarquer que la région à 90^o où l'on peut perdre le photon du retour radiatif, laisse une signature différente d'un signal : l'impulsion perpendiculaire totale est de l'ordre de l'énergie du photon (75 GeV/c pour $\sqrt{s}$ =192 GeV) et est donc vraiment différente des impulsions typiques du signal (voir figure 7.13). On peut donc conclure que les analyses que nous allons efffectuées seront légèrement optimistes sans pour autant être irréalistes.

On remarque aussi, sur cette figure 7.7, que environ 13% des photons de π^0 passeront dans la région à 40^o, ce qui engendrera de mauvaises mesures des énergies et des directions des jets.

Pour se convaincre de l'effet de ces régions faibles, la figure 7.8 montre la distribution de l'angle polaire du photon généré le plus énergétique mais pour des événements avec une masse totale reconstruite inférieure à 120 GeV/c^2 et dans le cas où ce photon est le photon du retour radiatif. Ce photon de 75 GeV (pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV) n'a donc pas été détecté. On remarque les pics de cette distribution pour des valeurs du cosinus de l'angle polaire du photon autour de 0.77 et 1., c'est-à-dire pour des photons passant dans la région à 40^o et dans le tube à vide. Les proportions sont alors les suivantes : 98 % des photons sont dans la région avant et 1 % sont dans la région à 40^o. On constate donc qu'il y a quand même 1% des photons du retour radiatif qui ont été perdus ailleurs dans le détecteur.

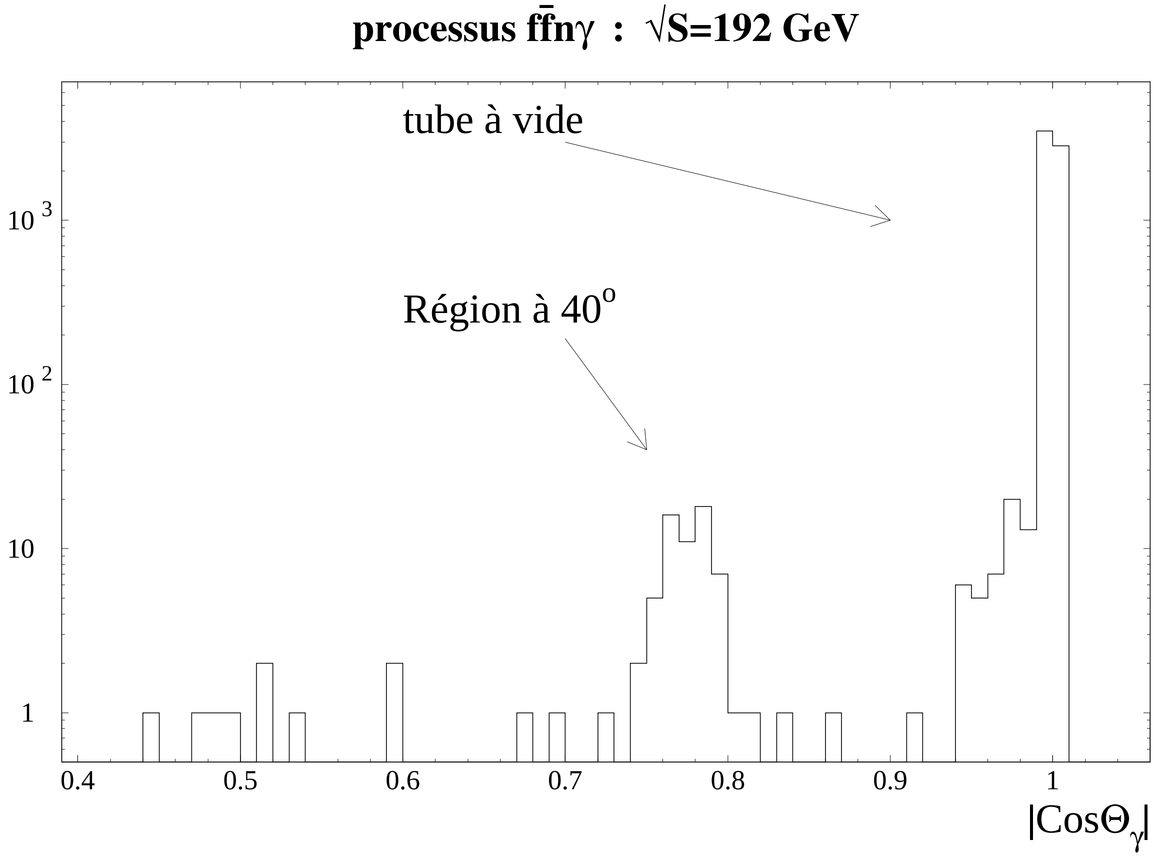


Figure 7.8: *Distribution de la valeur absolue du cosinus de l'angle polaire du photon le plus énergétique pour des événements avec une masse reconstruite inférieure à 120 GeV/c² .*

Il existe des variables discriminantes qui permettent de différencier les événements du processus $f\bar{f}n\gamma$ d'un signal de boson de Higgs . Nous en présenterons quelques unes et plus particulièrement celles destinées à étiqueter les pertes dans le tube à vide.

Cinématiquement, les événements pour lesquels le ou les photons sont perdus dans le tube à vide, ont des caractéristiques singulières qui permettent de les distinguer d'événements dûs à un boson de Higgs . La figure 7.9 représente trois types de variables discriminantes ayant des distributions différentes pour des événements $f\bar{f}n\gamma$ et $H\nu\bar{\nu}$. (pour tous événements $f\bar{f}n\gamma$). Ces trois variables sont l'acoplanarité hémisphérique, la valeur absolue du cosinus de l'angle polaire de l'impulsion manquante ($|cos\theta_{miss}|$) et l'énergie du photon donnée par un ajustement cinématique ([48]) dans l'hypothèse de la perte d'un photon de radiation dans le tube à vide ($E_\gamma^{\rm fit}$).

L'acoplanarité hémisphérique a été définie dans le chapitre 6. Les événements $f\bar{f}n\gamma$ ont une distribution caractéristique pour cette variable. En effet, soit $\vec{\rm P}{\rm f}$, $\vec{\rm P}\bar{\rm f}$ et $\vec{\rm P}\gamma$, les

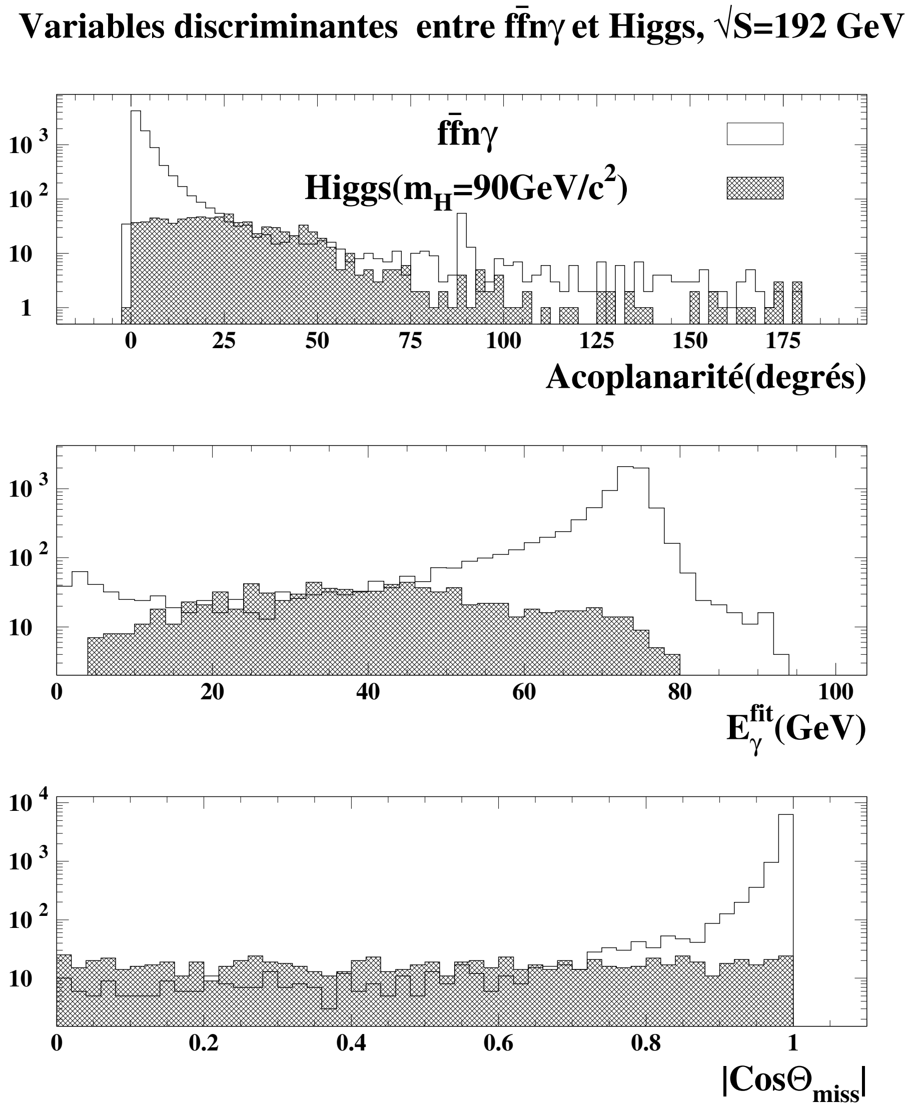


Figure 7.9: *Distribution de trois variables discriminantes entre le fond $f\bar{f}n\gamma$ et un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV.*

moments des particules générées, la conservation de l'impulsion donne :

$\vec{\mathrm{Pf}} + \vec{\mathrm{P\bar{f}}} + \vec{\mathrm{P}\gamma} = \vec{0}$ où $\vec{\mathrm{P}\gamma}$ est l'impulsion totale des photons de radiation

d'où, en projection sur le plan perpendiculaire aux faisceaux :

$$\vec{\mathrm{Pf}}_T + \vec{\mathrm{P\bar{f}}}_T + \vec{\mathrm{P}\gamma}_T = \vec{0}$$

Or, si plusieurs photons de radiation (dont le plus énergétique) sont perdus dans le tube à vide, on a $\vec{\mathrm{P}\gamma}_T \simeq \vec{0}$, donc les composantes perpendiculaires $\vec{\mathrm{Pf}}_T$ et $\vec{\mathrm{P\bar{f}}}_T$ sont presque acolinéaires. Alors, si l'acoplanarité est définie comme le complément à 180^o de l'angle entre ces deux composantes, nous obtenons une acoplanarité quasiment nulle. Quand on calcule l'acoplanarité avec les particules réellement vues par le détecteur, on utilise les directions des deux jets hémisphériques, qui doivent correspondre aux directions des quarks initiaux dans le cas où les photons n'ont pas été vus. La simulation donne en effet (figure 7.9), pour les événements $\mathrm{f\bar{f}}n\gamma$, une distribution piquée à 0 pour cette variable. Mais, pour des événements où les directions des jets sont mal mesurées (c'est-à-dire qu'elles ne correspondent pas aux directions des particules générées) ou dans le cas où le photon le plus énergétique n'a pas été perdu dans le tube à vide mais dans une autre partie du détecteur, cette variable peut avoir des valeurs beaucoup plus élevées. Les événements qui proviennent de la production d'un boson de Higgs par l'intermédiaire du processus de Bjorken ont une acoplanarité plus importante. En effet, le boson de Higgs reculant devant un boson Z qui est produit centralement, la direction de l'impulsion manquante n'a pas de raisons de pointer dans le tube à vide (voir chapitre 2).

Une autre variable utile est donc la direction de l'impulsion manquante. En effet, lorsque un seul photon très énergétique est perdu, celle-ci aura tendance à pointer dans dans la direction de ce photon, c'est-à-dire d'après la figure 7.8 dans le tube à vide ou la région à 40^o. Pour une production de boson de Higgs , aucune direction ne sera privilegiée, comme nous l'avons dit précédemment. Il faut bien noter que le raisonnenment ne tient que lorsqu'un seul photon énergétique a été perdu.

Enfin, il est possible d'utiliser l'hypothèse de la perte d'un photon de radiation dans le tube à vide, pour reconstruire l'impulsion de ce photon à l'aide d'un ajustement cinématique. L'algorithme d'ajustement utilisé [48] minimise un χ^2 en tenant compte de contraintes (conservation de l'énergie, de l'impulsion, etc ...) par l'intermédiaire de multiplicateurs de Lagrange. La minimisation du χ^2 s'obtient en faisant varier les directions et les énergies des deux jets hémisphériques. Les paramètres qui entrent dans le χ^2 sont un facteur d'échelle pour changer l'énergie et des facteurs qui ajoutent une impulsion perpendiculaire à la direction des jets du départ. Les contraintes sont :

- la conservation des composantes perpendiculaires au tube à vide :

$$\vec{\mathrm{P}}^{j1}_T + \vec{\mathrm{P}}^{j2}_T = \vec{0}$$

  on voit que l'on a considéré qu'il n'y avait pas de composante perpendiculaire à l'axe du faisceau pour le photon.

- la conservation de la quantité :

$$Ej1 + Ej2 + |P\gamma| - \sqrt{s} = 0$$

  où $P\gamma$ est l'impulsion totale du photon de radiation perdu dans la direction du tube à vide , qui peut être positive ou négative, Ej1 et Ej2 les énergies des deux jets, $\sqrt{s}$ l'énergie dans le centre de masse.

L'ajustement contraint donne donc la valeur $P\gamma = E\gamma$ de l'énergie du photon perdu dans l'hypothèse où le photon a emporté toute l'énergie manquante. Afin de vérifier la pertinence de l'ajustement, nous pouvons comparer les énergies des photons générés qui ont été réellement perdus par la reconstruction à l'énergie donnée par l'ajustement. Pour cela, sachant que dans le processus $f\bar{f}n\gamma$ plusieurs photons peuvent avoir été produits, nous allons considérer deux cas :

- le cas où c'est le photon le plus énergétique qui a été perdu (figure 7.10). Cette figure a été produite avec les coupures suivantes :
  - l'angle polaire de ce photon vérifie $\theta \geq 179.2^o$ ou $\theta \leq 0.8^o$.
  - l'angle polaire du deuxième photon le plus énergétique vérifie $25^o \leq \theta \leq 155^o$ (pour eviter le cas où deux photons de radiation ont été perdus dans le tube à vide).
- le cas où c'est le deuxième photon le plus énergétique qui a été perdu (figure 7.11). Cette figure a été produite avec les coupures suivantes :
  - l'angle polaire du deuxième photon le plus énergétique vérifie $\theta \geq 177.5^o$ou$\theta \leq 2.5^o$.
  - l'angle polaire du photon le plus énergétique vérifie $25^o \leq \theta \leq 25^o$ (pour eviter le cas où deux photons de radiation ont été perdus dans le tube à vide).

On peut remarquer que l'accord entre le résultat de l'ajustement et la vraie valeur de l'énergie du photon est correct.

Les variables décrites ci-dessus servent à distinguer les événements pour lesquels un ou des photons ont été perdus dans le tube a vide, ou ont été mal reconstruits dans la région avant du détecteur. Mais, par exemple, l'acoplanarité n'est plus une variable discriminante pour des événements où les photons non-détectés sont passés dans la région faible à 40^o de la calorimètrie électromagnétique . Afin d'illustrer cet effet, la figure 7.12 représente la distribution de la valeur absolue du cosinus de l'angle polaire du photon généré le plus énergétique pour des acoplanarités différentes (Acopla$\leq 40^o$ et Acopla$\geq 40^o$). Il en résulte que les événements avec une grande acoplanarité correspondent assez bien à des événements où le photon le plus énergétique est perdu dans le tube à vide (mauvaise mesure des directions) mais aussi des événements où le

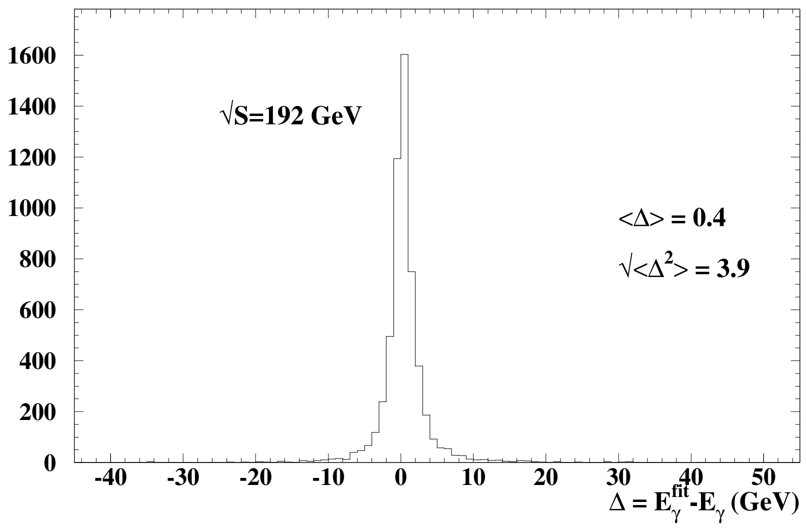


Figure 7.10: *Différence entre l'énergie reconstruite à l'aide de l'ajustement, E_γ^{fit}, et l'énergie E_γ^1 du photon le plus énergétique, dans le cas où celui-ci n'est pas dans l'acceptance de DELPHI.*

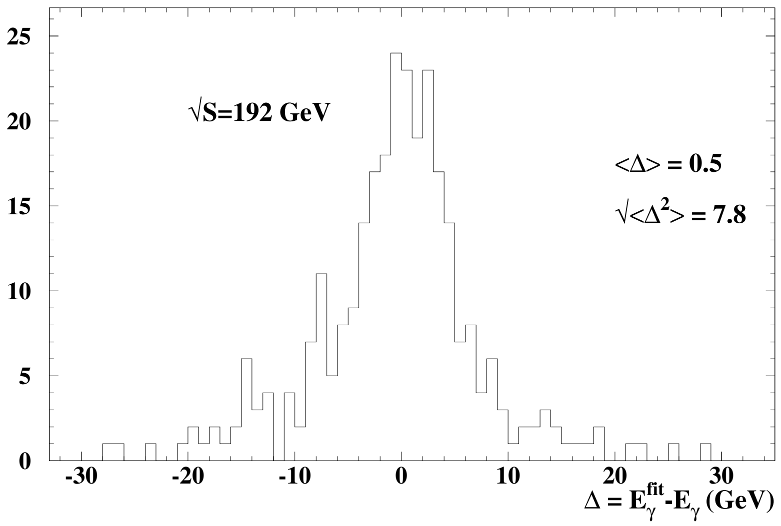


Figure 7.11: *Différence entre l'énergie reconstruite à l'aide de l'ajustement, E_γ^{fit}, et l'énergie E_γ^2 du deuxième photon le plus énergétique, dans le cas où celui-ci n'est pas dans l'acceptance de DELPHI.*

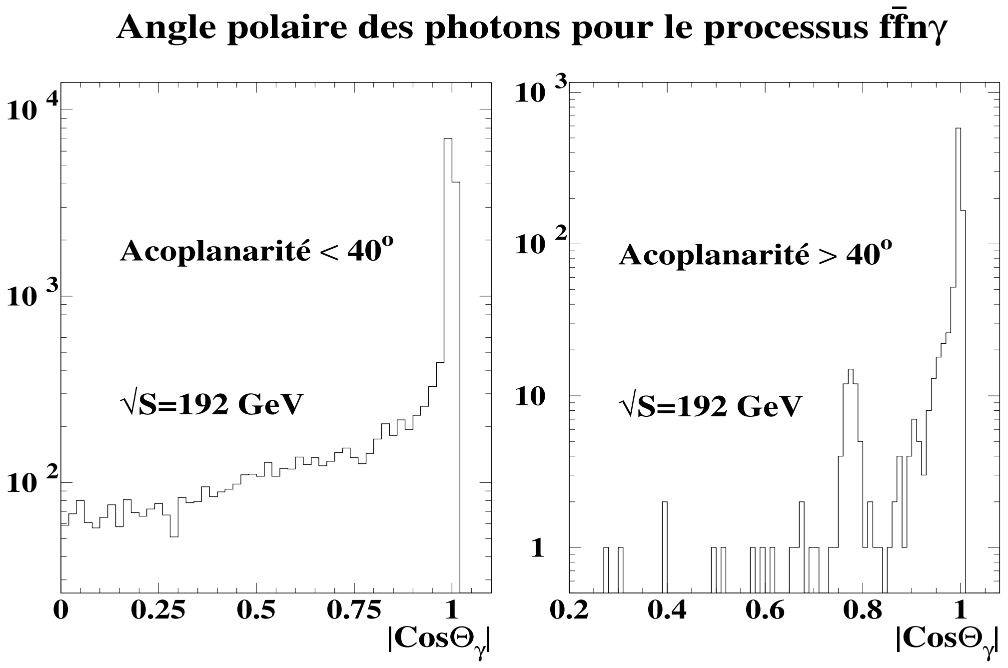


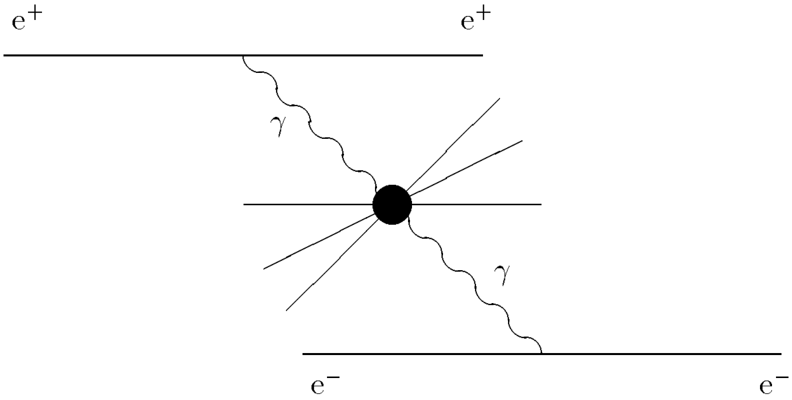
Figure 7.12: *Valeur absolue du cosinus de l'angle polaire du photon généré le plus énergétique pour Acopla$\leq 40^o$ (à gauche) et Acopla$\geq 40^o$ (à droite).*

photon passe dans la région faible des calorimètres électromagnétiques. Les événements très acoplanaires avec un photon dans la région à 40^o, peuvent être éliminés à l'aide des compteurs à 40^o [40]. Pour cela, un algorithme de Veto a été écrit. Soit Adcmax la valeur maximum des compteurs ADC à 40^o. Pour ce compteur une nouvelle variable a été calculée : Eisomax qui est la somme des énergies des particules contenues dans un cône de 15^o autour du compteur maximum. L'algorithme de Veto se présente comme suit : l'événement sera rejeté si Adcmax est supérieur à 200 et si Eisomax est inférieur à 9 GeV. Il est en fait le témoin du passage d'une particule isolée dans la région à 40^o.

Les événements $f\bar{f}n\gamma$ avec une grande acoplanarité pour des photons perdus dans le tube à vide ne peuvent être traités de la même manière. L'analyse probabiliste se chargera de les discriminer d'événements de signal.

Il est aussi possible pour les quelques événements perdus dans d'autres régions du détecteur d'utiliser les informations d'autres compteurs, ainsi que d'utiliser certains détecteurs de traces à l'avant qui pourraient signer le passage de particules chargées provenant de la désintégration du photon radiatif dans les régions faibles. Des analyses sur la recherche des charginos ont utilisé ce type d'étiquetage avec succés ([41]). Dans le futur, il serait intéressant d'utiliser effectivement toutes les possibilités d'étiquetage de la perte dans DELPHI du photon radiatif, afin de faciliter les analyses ultérieures.

7.3.3 Le bruit de fond $\gamma\gamma$



Comme à LEP100, la réaction $e^+e^- \to e^+e^-X$ (où X est le système hadronique ou leptonique produit par la fusion de deux photons virtuels venant des électrons initiaux) peut représenter une source de bruit de fond quand un ou deux électrons sont perdus dans le tube à vide. Le plus souvent, commme c'est un processus dans la voie-t, les deux électrons sont en effet perdus. Les trois contributions principales à ce processus (VDM,QPM,QCD, voir le chapitre 6 sur la recherche du boson de Higgs à LEP100) ont en commun une masse invariante de la paire $\gamma\gamma$ petite (et donc dans le cas où les deux électrons ont été perdus dans le tube à vide, une masse totale reconstruite petite). Comme à LEP100, la contribution QCD domine pour les hautes valeurs de masse invariante, alors, le seul processus considéré ici est la contribution QCD. La section efficace de ce processus est très importante : 2.03nb pour $\sqrt{s} = 192$ GeV (cette valeur correspond dans la paramétrisation de Gordon-Storrow [36] à un Pt_{min} de 1.9 GeV/c). C'est pourquoi, nous n'avons simulé le processus $\gamma\gamma$ (QCD) que pour des événements avec une masse invariante des deux fermions supérieure à 20 GeV/c^2 et pour lesquels les angles polaires des électrons sont inférieurs à 2^o. La section efficace correspondante est alors de 25 pb.

Les variables utilisées pour rejeter ce fond sont les mêmes pour les trois sous-processus. Ces événements sont en effet caractérisés par :

- une impulsion perpendiculaire totale petite
- une masse totale petite
- une impulsion manquante pointant dans la direction du tube à vide

La figure 7.13 présente les distributions de ces trois variables pour la contribution QCD du fond $\gamma\gamma$ et pour un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 .

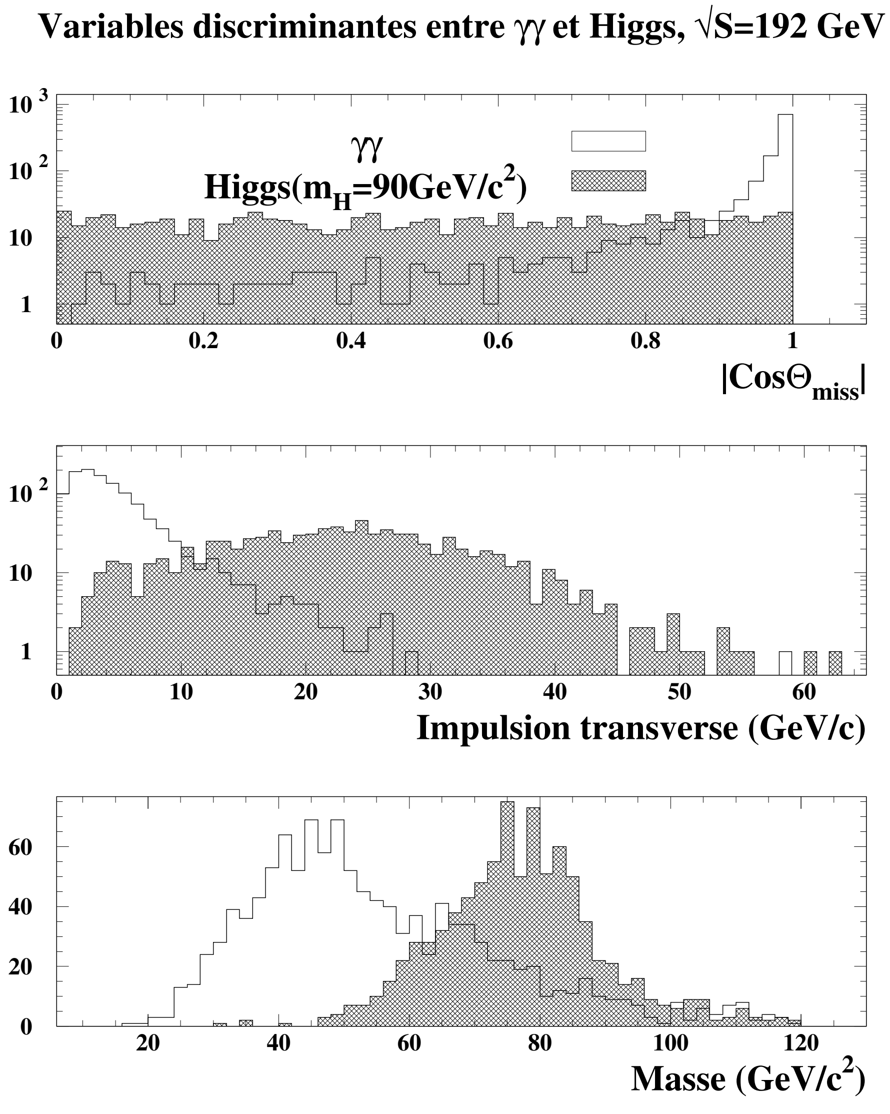
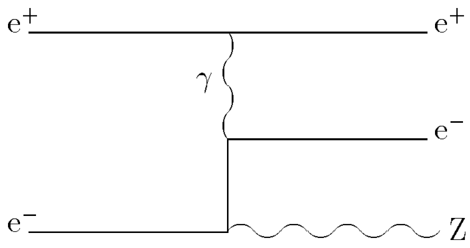


Figure 7.13: *Distribution de trois variables discriminantes entre le fond $\gamma\gamma$ (QCD) et un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV.*

$\sqrt{s}$	192 GeV
σ(pb)	2030
$N_{evt}(300pb^{-1})$	609000
Coupure en masse invariante	
σ(pb)	25
$N_{evt}(300pb^{-1})$	7500
$N_{simulé}$	11427
$\mathcal{L}(pb^{-1})$	457

Tableau 7.4: *Valeurs des sections efficaces de production du processus $e^+e^- \to \gamma\gamma$ (QCD) (σ), des nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, des nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

7.3.4 Le bruit de fond Ze^+e^-

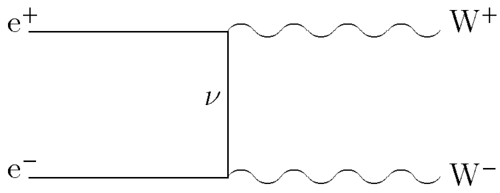


Le processus $e^+e^- \to Z\ e^+e^-$ est de même que le fond $\gamma\gamma$ une source de bruit de fond quand un ou deux électrons sont perdus dans le tube à vide. Néanmoins, la section efficace de production étant nettement moins grande que pour le processus $\gamma\gamma$ (table 7.4 pour le processus $\gamma\gamma$ et table 7.5 pour Zee), ce processus peut être facilement éliminé en utilisant par exemple le fait que l'impulsion manquante pointe dans la direction du tube à vide.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
σ(pb)	6.6	6.66	7.28
$N_{evt}(300pb^{-1})$	1980	1998	2184
$N_{simulé}$	1715	3220	1491
$\mathcal{L}(pb^{-1})$	260	483	205

Tableau 7.5: *Valeurs des sections efficaces de production du processus $e^+e^- \to Ze^+e^-$ (σ) , des nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, des nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

7.3.5 Le bruit de fond W^+W^-



L'augmentation en énergie des faisceaux, permettra pour la première fois de produire des paires de bosons W. Le tableau 7.6 montre les sections efficaces de production ainsi que les nombres d'événements attendus pour la production de paires de bosons W pour les trois énergies dans le centre de masse.

Ce processus peut être aussi une source de bruit de fond pour la recherche du boson de Higgs quand un des deux bosons W se désintégre leptoniquement ($W^- \to l^-\nu$), le second se désintégrant hadroniquement.

Au contraire des processus $f\bar{f}n\gamma$ et du signal, le processus W^+W^-produit des événements relativement sphériques , lorsque l'on a pas perdu le lepton, c'est-à-dire que les particules produites dans ce genre d'événements seront réparties de façon isotrope dans l'espace. Des variables de forme peuvent donc être utilisées pour discriminer cette

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
σ(pb)	14.4	17.5	17.8
$N_{evt}(300pb^{-1})$	4320	5250	5340
$N_{simulé}$	5017	10243	5003
$\mathcal{L}(pb^{-1})$	348	585	281

Tableau 7.6: *Valeurs des sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow W^-W^+(\sigma)$ et des nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, ainsi que les nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et la luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

source de bruit de fond. On peut par exemple utiliser la valeur du thrust T défini dans le cahpitre 6. Les événements sphériques ont $T = \frac{1}{2}$. Les événements colinéaires ont $T = 1$. En régle générale, on a : $\frac{1}{2} \leq T \leq 1$.

On peut également utiliser l'axe de sphéricité de l'événement et utiliser la variable σ_{Pt} (cf chapitre 6) définie comme la variance de la composante de l'impulsion perpendiculaire à l'axe de sphéricité (la variance sur les n particules considérées).

Sachant que le lepton provenant de la désintégration du boson W aura une énergie assez importante et qu'il sera produit isolé, il est aussi possible de chercher des variables qui témoignent de ces propriétés. On définit E_{max}, comme l'énergie de la particule la plus énergétique de l'événement . Cette variable peut aussi servir pour les événements du processus $\bar{f}fn\gamma$ pour lesquels on a mal mesuré l'énergie du photon le plus énergétique. On peut aussi définir une variable pour caractériser l'isolation du lepton. Pour chaque particule i, on calcule :

$$E_i^{iso} = \sum_k E_k$$

où la somme est effectuée sur toutes les particules k (d'énergie E_k) de l'événement qui vérifient $\alpha_0 \leq \widehat{(k,i)} \leq \alpha_i$. α_0 est pris égal à 5^o pour pouvoir repérer les particules τ isolées qui se désintégrent en plusieurs particules très proches. α_i dépend de l'énergie de la particule i :

$$\alpha_i = \begin{cases} 60^o & \text{si } 2\text{ GeV } \leq E_i \leq 5\text{ GeV} \\ 25^o & \text{si } E_i \geq 5\text{ GeV} \end{cases}$$

Pour une particule i d'énergie $E_i < 2$ GeV , la variable E_i^{iso} n'est pas calculée.
On définit alors la variable E_{min} comme le minimum des valeurs E_i^{iso}.

Les distributions des variables E_{max}, E_{min} et la valeur du thrust pour le processus W^-W^+et pour un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 sont représentées sur la figure 7.14.

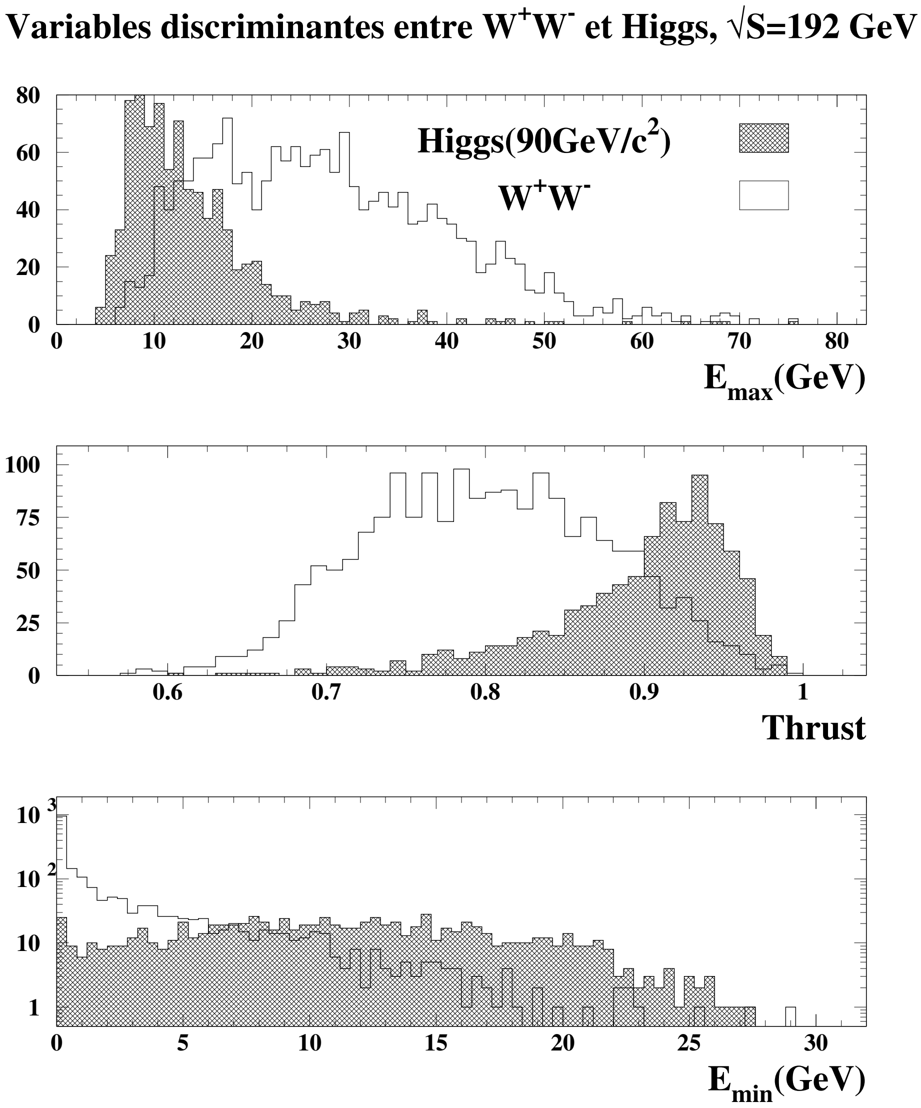
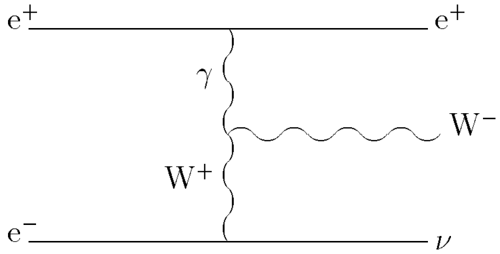


Figure 7.14: *Distributions des variables E_{max}, E_{min} et thrust pour le processus W^-W^+et pour un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 .*

7.3.6 Le bruit de fond Weν



Quand l'électron n'est pas détecté (perdu dans le tube à vide), ce processus est un bruit de fond important pour la recherche du boson de Higgs . Au contraire du cas des processus $f\bar{f}n\gamma$, $\gamma\gamma$ et Ze^+e^-, la direction de l'impulsion manquante est une variable moins discriminante (7.15). En effet, même si l'électron a été perdu dans le tube à vide, l'impulsion manquante ne pointera pas obligatoirement dans cette direction à cause de la production simultanée d'un neutrino. Celui-ci engendrera de l'impulsion manquante qui, elle, n'a pas de direction privilégiée. Néanmoins, certaines variables typiques du processus W^-W^+comme le thrust ou σ_{Pt} peuvent être utilisées. Le tableau 7.7 montre les sections efficaces et le nombre d'événements simulés.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
σ(pb)	0.68	0.92	1.06
$N_{evt}(300pb^{-1})$	204	276	318
$N_{simulé}$	748	1000	500
$\mathcal{L}(pb^{-1})$	1100	1087	472

Tableau 7.7: *Valeurs des sections efficaces de production du processus $e^+e^- \to We\nu$ (σ), des nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, des nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et la luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

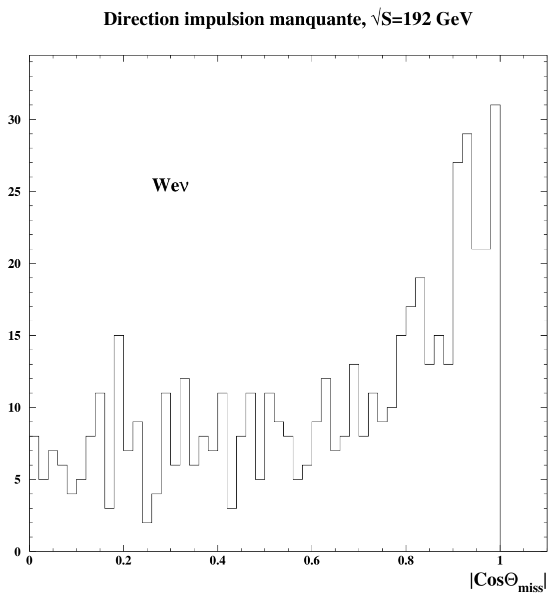
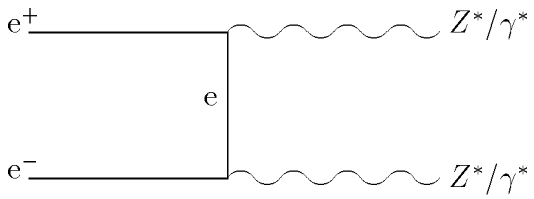


Figure 7.15: *Distribution de* $|cos\theta_{mis}|$ *pour le processus* $We\nu$*.*

7.3.7 Le bruit de fond ZZ



C'est la source de bruit de fond irréductible. Quand un des deux bosons Z se désintègre en deux neutrinos, ce processus mime la production du boson de Higgs par le processus de Bjorken. Une possibilité pour pouvoir réduire ce fond est l'utilisation d'un étiquetage de b, car le rapport d'embranchement du boson Z en deux quarks b est de l'ordre de 15 %, alors que celui du Higgs est de l'ordre de 85 %. Le tableau 7.8 nous montre les sections efficaces et le nombre d'événements attendus.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
σ(pb)	0.46	1.2	1.44
$N_{evt}(300\text{pb}^{-1})$	138	360	432
$N_{\text{simulé}}$	1500	3958	998
$\mathcal{L}(\text{pb}^{-1})$	3261	3298	693

Tableau 7.8: *Valeurs des sections efficaces de production du processus* $e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$ *(σ), des nombres d'événements attendus (N_{evt}) pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, des nombres d'événements simulés ($N_{simulé}$) et la luminosité intégrée correspondante ($\mathcal{L}$).*

7.4 Analyse probabiliste à LEP200

Etant donné les caractéristiques et le nombre de bruit de fond pour la recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino à LEP200, on pourrait s'étonner de l'utilisation d'une telle méthode multidimensionnelle. Ne serait-il pas plus facile d'utiliser une analyse traditionnelle avec des coupures séquentielles? Le problème vient essentiellement du fait que pour un certain nombre d'événements , les variables discriminantes utilisées sont mal reconstruites, ce qui entraine des distributions possédant un recouvrement important avec les distributions du signal (par exemple l'acoplanarité pour le processus $f\bar{f}n\gamma$ et le signal). Ces mauvaises reconstructions (directions et énergies des jets par exemple) sont dues à des pertes de particules dans le détecteur. Pour obtenir de bonnes efficacités, une méthode comme celle présentée dans le cadre de la recherche du boson de Higgs à LEP100 semble donc pouvoir être efficace.

7.4.1 Construction des probabilités

L'analyse probabiliste dont la méthode est exposée dans le chapitre 5 est basée sur la construction à partir d'un groupe de variables, de nouvelles variables vérifiant les trois conditions suivantes :

- ces nouvelles variables doivent être entre 0 et 1,
- elles doivent avoir des distributions plates pour le fond choisi comme référence,
- elles doivent présenter un excès en dessous de 0.5 pour le signal

A LEP100, le processus $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}$ est le bruit de fond dominant et a été choisi comme référence. A LEP200, parmi toutes les sources de bruits de fond, le choix du processus $f\bar{f}n\gamma$ pour construire les probabilités s'impose pour trois raisons :

- c'est le fond dominant avec une section efficace de production 200 à 300 fois plus grande que celle d'un boson de Higgs . Le nombre d'événements à éliminer sera donc très important. Par exemple, pour $\sqrt{s}$ = 192GeV et pour une luminosité intégrée de 300pb^{-1}, on attend environ 42000 événements de type $f\bar{f}n\gamma$ et 23 événements $H\nu\bar{\nu}$ pour m_H = 90 GeV/c^2 . C'est donc le fond qui doit être traité en priorité par l'analyse.

- de plus, les caractéristiques cinématiques, la topologie des événements $f\bar{f}n\gamma$ sont très différentes de celles des événements dûs à un boson de Higgs . Une analyse dicriminante comme l'analyse probabiliste peut s'avérer puissante pour rejeter ces événements .

- étant donné le rapport de branchement du boson Z en paire $b\bar{b}$ ($Br(Z \to b\bar{b}) \sim$ 15%), un étiquetage de b sera d'une réjection moyenne sur le fond $f\bar{f}n\gamma$ par rapport, par exemple au fond W^-W^+. Il faut donc essayer d'obtenir le moins possible d'événements $f\bar{f}n\gamma$ avant la coupure d'étiquetage de b.

Les distributions de ces nouvelles variables pour les bruits de fond autres que $f\bar{f}n\gamma$ n'ont à priori aucune forme spéciale. En effet, pour le moment, nous choisissons des variables qui sont discriminantes entre le signal dû au boson de Higgs et le fond $f\bar{f}n\gamma$. Parmi les variables choisies pour discriminer le signal du fond $f\bar{f}n\gamma$, certaines peuvent avoir des probabilités qui auront des distributions avec un excès au dessus de 0.5 pour les autres fonds. Par exemple, la figure 7.16 montre les distributions du moment perpendiculaire total pour le fond $f\bar{f}n\gamma$, un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 et pour le fond $\gamma\gamma$. On voit que cette variable est discriminante entre le fond $f\bar{f}n\gamma$ et le boson de Higgs mais aussi entre le signal et $\gamma\gamma$. Le résultats en probabilité de la figure 7.16 montrent clairement la discrimination entre les trois échantillons et l'intérêt d'utiliser une telle variable pour réduire aussi le fond $\gamma\gamma$. Pour les fonds W^+W^-et $We\nu$, de telles variables existent également. Ce sont par exemple, le thrust et la variable E_{min} (voir le paragraphe sur le bruit de fond W^-W^+). La figure 7.17 montre la transformation de la variable de départ E_{min} en une probablité.

7.4.2 Etape de présélection et choix des variables

Afin d'avoir un échantillon d'événements $f\bar{f}n\gamma$ ne présentant pas de grosses corrélations entre les variables et pour se placer dans la région d'espace de phase où se trouve le boson de Higgs , un étape de présélection des événements est requise. On ne conserve l'événement que s'il vérifie les 4 conditions suivantes :

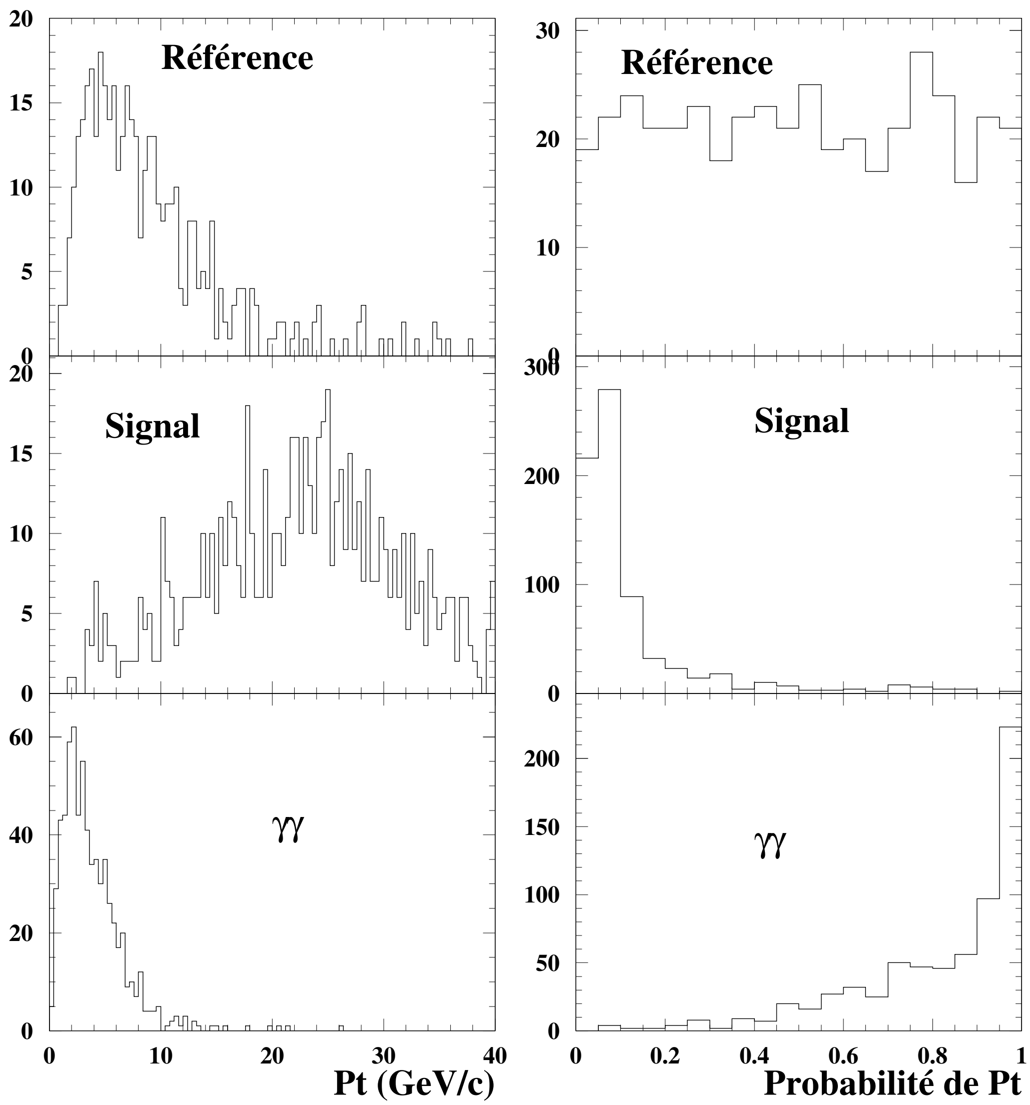


Figure 7.16: *Transformation de la variable Pt pour $\bar{f}fn\gamma$, $H\nu\bar{\nu}$, $\gamma\gamma$.*

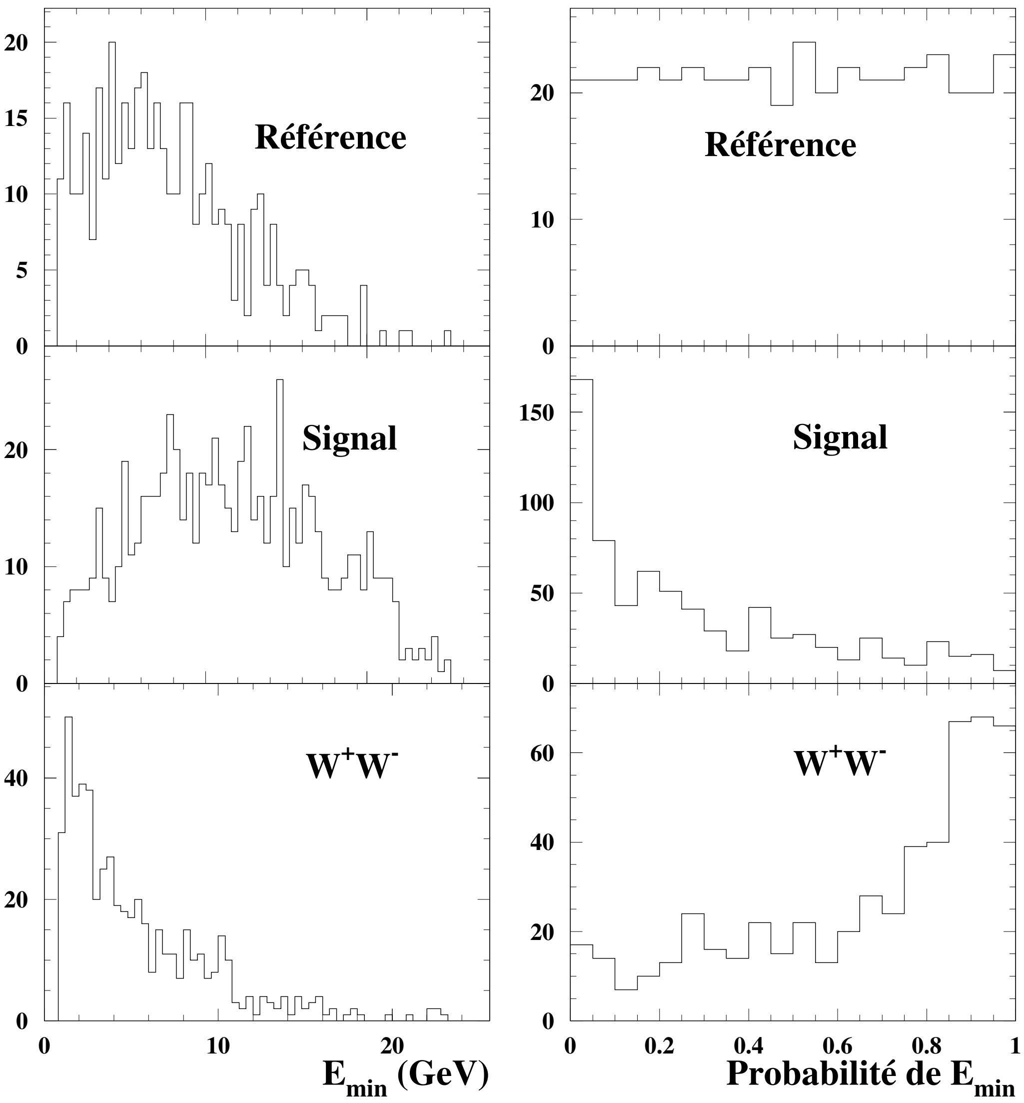


Figure 7.17: *Transformation de la variable E_{min} pour $\bar{f}fn\gamma$, $H\nu\bar{\nu}$, W^+W^-.*

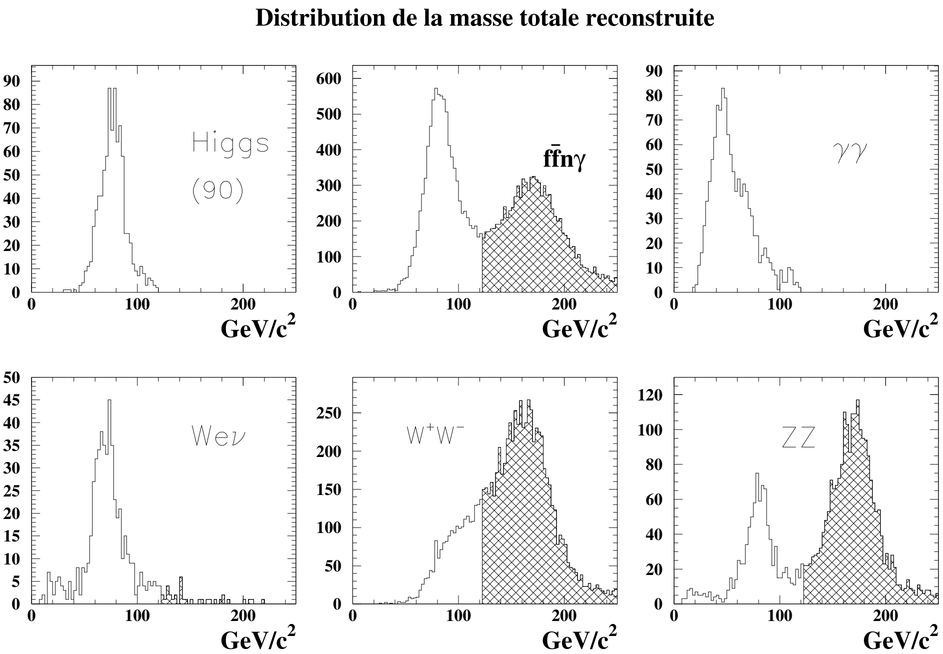


Figure 7.18: *Distribution de la masse totale reconstruite pour les différentes sources de bruits de fond et un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 .*

- la masse invariante totale de l'événement calculée avec toutes les particules reconstruites doit être inférieure ou égale à 120 GeV/c^2 pour les scenari 192 et 205 GeV et inférieure ou égale à 90 GeV/c^2 pour le scenario 175 GeV .
- le moment longitudinal total calculé avec toutes les particules reconstruites doit être inférieur ou égal à 40 GeV/c pour les scenari 192 et 205 GeV et inférieur ou égal à 33 GeV/c pour le scenario 175 GeV .
- l'acoplanarité hémisphérique doit être supérieure ou égale à 4^o
- la variable E_{min} doit être supérieure ou égale à 1 GeV.

Les figures 7.18 et 7.19 présentent les distributions de la masse totale et de l'acoplanarité pour tous les processus, pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV. La position de la coupure à cette énergie est aussi indiquée.

De plus, l'algorithme de Veto, qui a été présenté dans le paragraphe 1.1.1 est appliqué pour rejeter les événements où un photon énergétique est passé dans la région a 40^o.

Le calcul des probabilités se fait pour les événements à l'issue de l'étape de présélection. Les variables choisies pour l'analyse probabiliste se regroupent en trois familles :

- des variables globales :

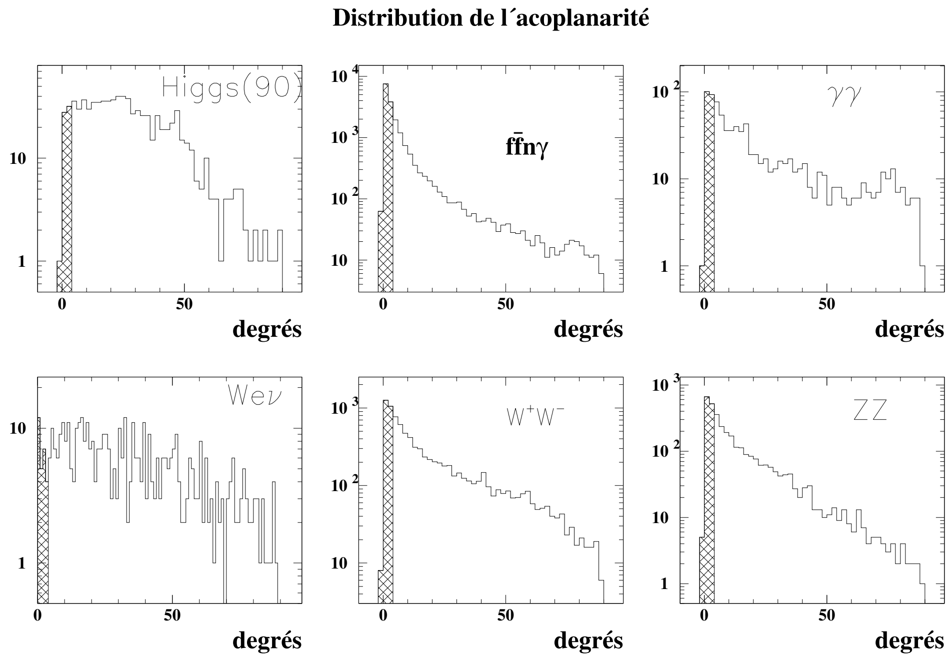


Figure 7.19: *Distribution de l'acoplanarité pour les différentes sources de bruits de fond et un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 .*

- Ptot $= \sqrt{\sum_i |\vec{\mathrm{P}}_i|^2}$: le moment total de l'événement .
- Etot $= \sum_i \mathrm{E}_i$: l'énergie totale de l'événement .
- Mass $= \sqrt{\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{Ptot}^2}$: la masse invariante de l'événement .
- Pl : le moment longitudinal total de l'événement (longitudinal = dans la direction de l'axe du faisceau)
- Pt : le moment total perpendiculaire de l'événement (perpendiculaire = perpendiculairement à l'axe du faisceau)
- Xmrec : la masse manquante de l'événement , définie par :

$$\mathrm{Xmrec} = \sqrt{(\sqrt{s}\text{-Etot})^2 - \mathrm{Ptot}^2}$$

- $\mathrm{E}_\gamma^{\mathrm{fit}}$: l'énergie du photon dans l'hypothèse d'un photon perdu dans le tube à vide.
- β : la poussée totale de l'événement définie par Ptot/Etot.

• des variables angulaires :

- Maxcos : MAX($|cos\theta_M|$,$|cos\theta_T|$), ou θ_M est l'angle polaire du moment manquant et θ_T est l'angle polaire de l'axe du Thrust.

  - Mincos : MIN($|cos\theta_M|$,$|cos\theta_T|$).
  - Acopla : l'acoplanarité hémisphérique.
  - Acol : l'acolinearité hémisphérique.
  - λ_{XY} : l'angle minimum entre les directions des jets et la direction du moment manquant dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.

- des variables dédiées à la reduction des fonds $\mathrm{W^-W^+}$et Weν introduites précédemment :
  - le thrust
  - E_{min}
  - E_{max}
  - σ_{Pt}

Les 11 variables utilisées pour le scénario $\sqrt{s}$ = 175 GeV sont :

- Pt, Pl, Ptot, Xmrec, $\mathrm{E}_\gamma^{\mathrm{fit}}$, Acopla, Maxcos, λ_{XY}, Thrust, E_{min}, E_{max}.

Les 13 variables utilisées pour le scénario $\sqrt{s}$ = 192 GeV sont :

- Pt, Ptot, Etot, Xmrec, $\mathrm{E}_\gamma^{\mathrm{fit}}$, Acopla, Acol, Maxcos, Mincos λ_{XY}, Thrust, E_{min}, σ_{Pt}.

Les 13 variables utilisées pour le scénario $\sqrt{s}$ = 205 GeV sont :

- Pt, Ptot, Mass, Xmrec, $\mathrm{E}_\gamma^{\mathrm{fit}}$, Acopla, Acol, Maxcos, Mincos λ_{XY}, Thrust, E_{min}, E_{max}.

On remarque que les variables choisies sont en majorité communes aux trois scénarii. Il existe quelques différences qui sont facilement expliquables. Par exemple, on n' utilise pas l'acolinéarité pour $\sqrt{s}$ = 175 GeV. Cette variable est en effet moins discriminante à cette énergie pour des raisons de cinématique : comme le montre la figure 7.20, la poussée qui provoque l'acolinéarité pour le boson de Higgs est moins forte pour une masse de boson de Higgs fixée.

A partir de ces variables discriminantes, on construit alors le poids de l'événement comme somme des probabilités correspondantes. On a donc pour les trois scénarii, trois variables : W175, W192, W205. La figure 7.21 montre les distributions de ces trois variables pour le fond de réference $\mathrm{f\bar{f}}n\gamma$, ainsi que le résultat d'un ajustement gaussien.

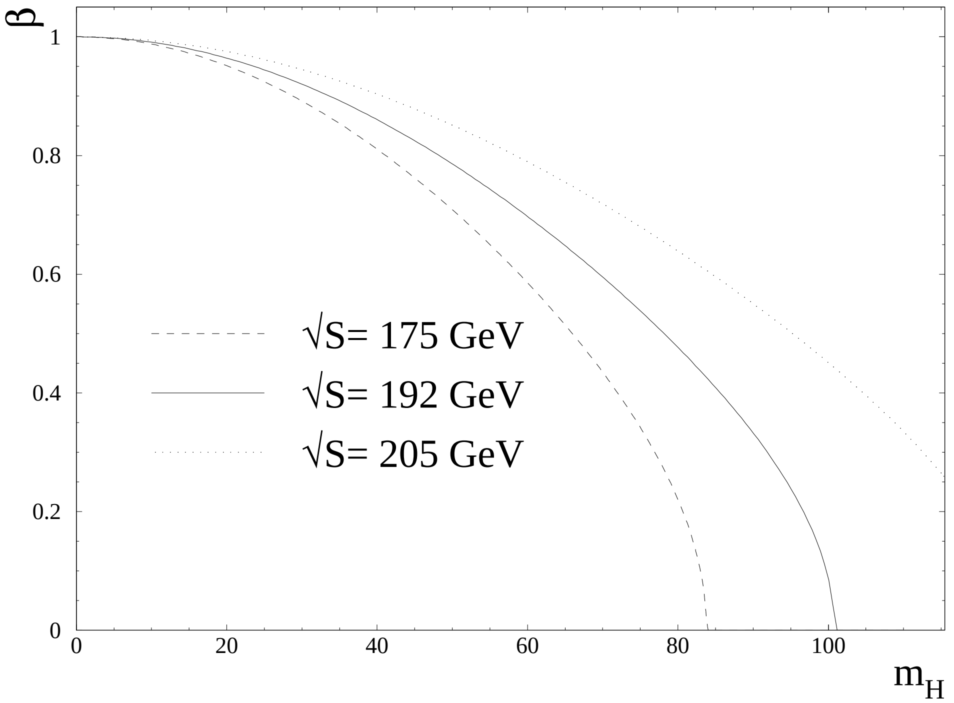


Figure 7.20: *La poussée de l'événement pour différentes énergies dans le centre de masse en fonction de la masse du boson de Higgs .*

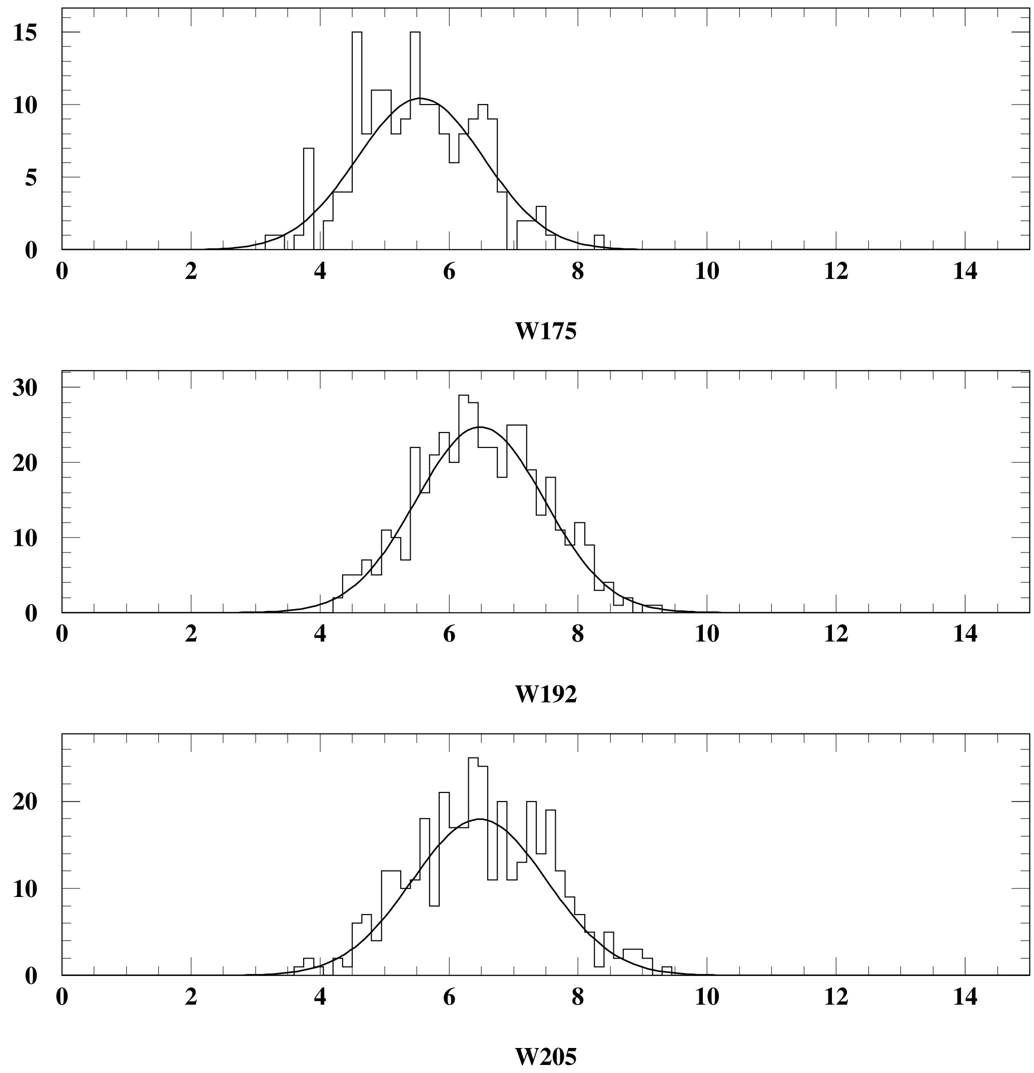


Figure 7.21: *La variable poids W pour le fond de référence* $\bar{f}fn\gamma$.

Le tableau 7.9 montre les paramètres de l'ajustement gaussien pour les trois scénarii 175, 192, 205 GeV . Les valeurs obtenues par l'ajustement sont en accord avec les valeurs attendues qui sont déduites du nombre de variables utilisées. On peut en conclure que les variables utilisées pour construire les variables W175, W192, W205 ne sont pas trop corrélées entre elles.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
μ_{exp}	5.5	6.5	6.5
μ_{fit}	5.55± 0.08	6.48± 0.05	6.47± 0.06
σ_{exp}	0.96	1.04	1.04
σ_{fit}	0.98± 0.08	0.99± 0.04	1.04± 0.05
B_1	1.7±0.4	0.6±0.3	0.6±0.3
$B_1^{'}$	$1.9^{+1.0}_{-0.7}$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	0.9±0.3

Tableau 7.9: *Valeurs des paramètres de l'ajustement gaussien et valeurs attendues , ainsi que les nombre d'événements attendus par la méthode $B_1^{'}$ et par une coupure directe B_1* .

De plus la figure 7.22 montre pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV , les distributions de la variable W192 pour tous les fonds simulés et pour des bosons de Higgs de masses 90 GeV/c^2 et 95 GeV/c^2 . La distribution totale normalisée des processus de bruit de fond est présentée sur la figure 7.23.

On remarque à partir de ces deux figures que quelle que soit la coupure sur la variable W192, on ne réduit pas totalement les fonds W^+W^-, Weν et ZZ. Il sera donc nécessaire d'appliquer une coupure supplémentaire d'étiquetage de b.

Il peut paraître étonnant que, avant cette étape d'étiquetage de b, une grosse partie du bruit de fond provienne du processus W^+W^-. En fait, on peut se rendre compte que ces événements correspondent dans 60% des cas à des événements où un des bosons W s'est désintégré en un tau et un neutrino, et l'autre en hadrons. Il suffit alors que le tau se désintégre en une particule relativement peu énergétique pour que l'on ait des conditions suffisantes pour obtenir un bon candidat. Les autres événements correspondent à des événements avec des pertes importantes de particules.

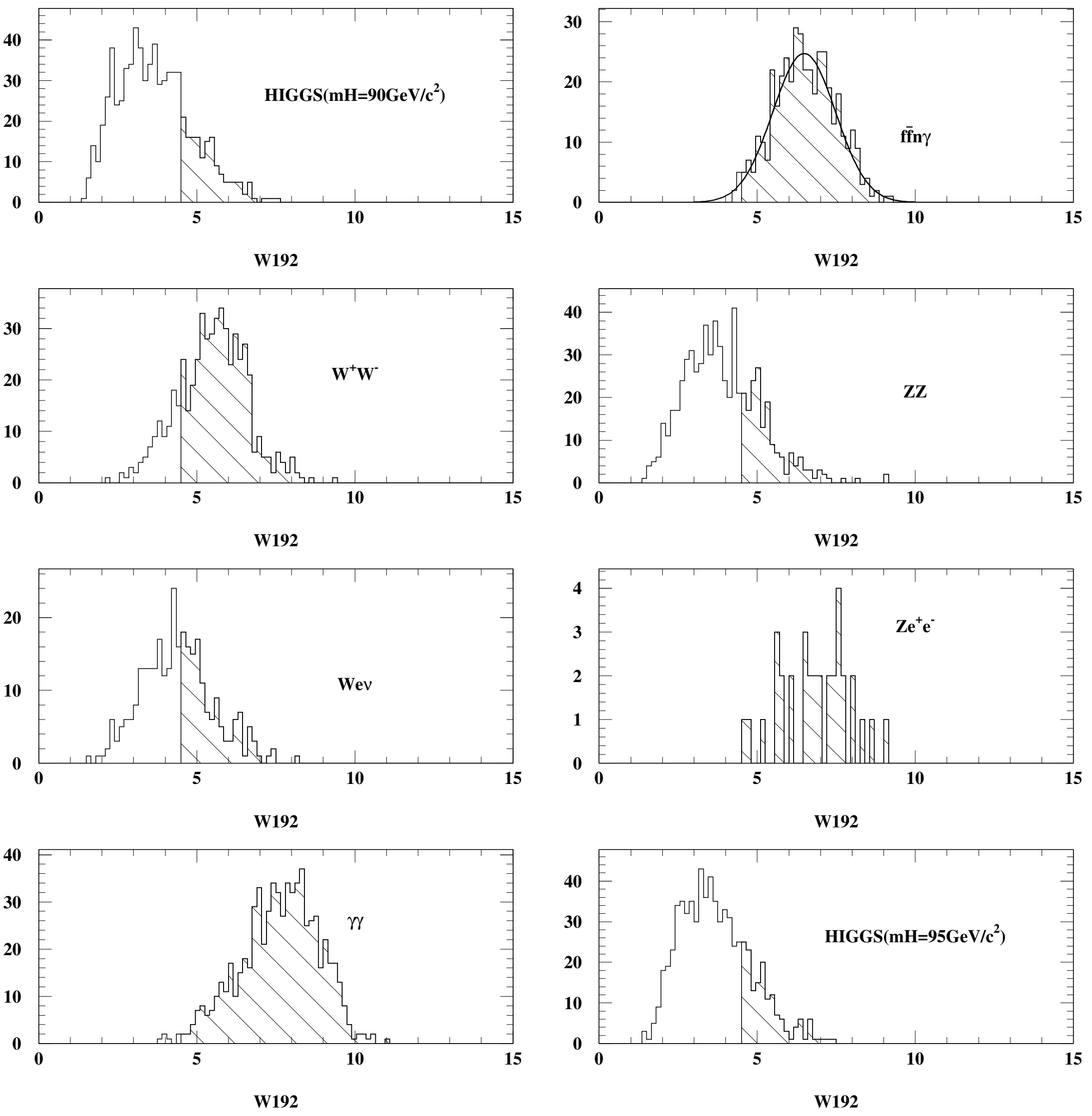


Figure 7.22: *Les distributions de la variable W192 pour deux hypothèses de masse pour le boson de Higgs et pour les différents processus de bruit de fond. L'énergie dans le centre de masse est $\sqrt{s}$ = 192 GeV. Les distributions ne sont pas normalisées.*

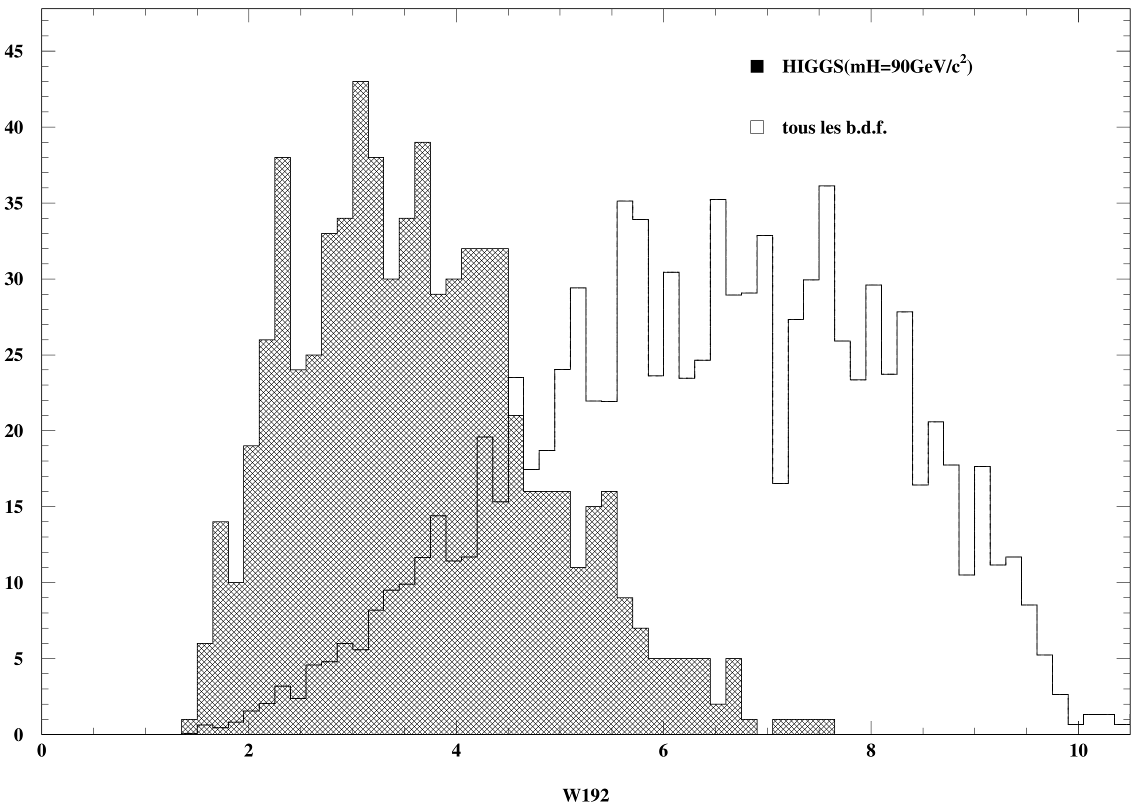


Figure 7.23: *Les distributions de la variable W192 pour un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 (distribution non normalisée) et pour la contribution normalisée des différents processus de bruit de fond. L'énergie dans le centre de masse est $\sqrt{s}$ = 192 GeV.*

De plus, on remarque aussi que si l'on veut conserver de bonnes efficacités de sélections pour le signal, une coupure sur $\mathcal{W}$ laissera toujours avant l'étape d'étiquetage de b quelques événements candidats provenant du processus de bruit de fond $f\bar{f}n\gamma$. Quand on regarde les caractéristiques de ces candidats, on remarque que :

- ils ont dans 30 % des cas, perdu un seul photon de radiation ISR dans le tube à vide,
- dans 50 % des cas ils ont perdu deux photons ISR et parmi ces 50 %, dans 80 % des cas les deux photons sont perdus dans le tube à vide et dans 20 % un dans le tube à vide et un dans la région à 40^o,
- dans 20 % des cas, il n'y a pas de photon ISR produit. L'énergie manquante est due à des pertes dans les régions faibles et plus particulièrement dans la région avant.

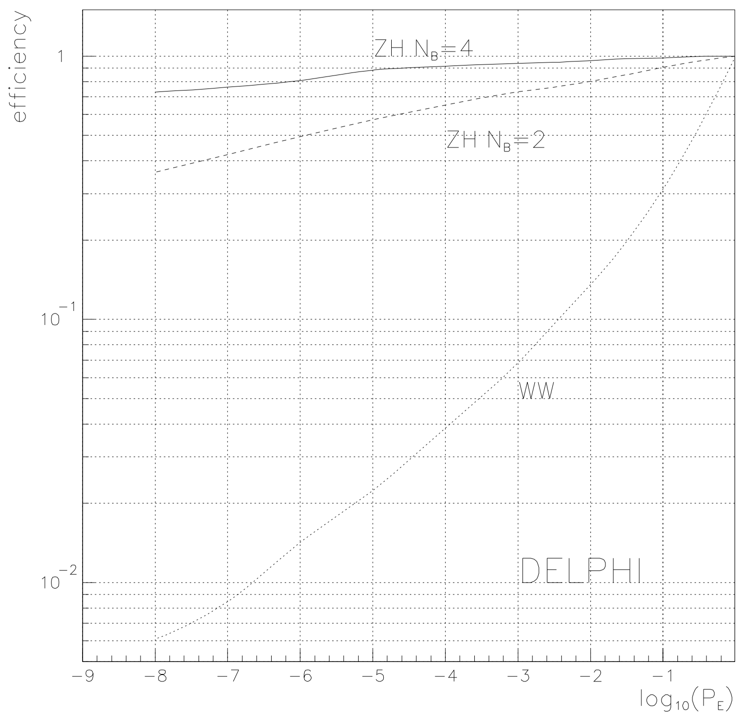


Figure 7.24: *Courbe d'efficacité de l'étiquetage de b en fonction de la coupure sur la variable $log_{10}P_E$ pour des événements avec quatre, deux ou zéro quarks b [51].*

La statistique correspondante n'étant pas grande (environ une dizaine d'événements), ces pourcentages sont donc uniquement indicatifs.

7.4.3 L'étiquetage de b et facteurs de réjection

Pour l'étiquetage de b, la variable P_E calculée avec la méthode décrite dans le paragraphe sur la recherche du boson de Higgs à LEP100, est utilisée. La figure 7.24 représente la courbe d'efficacité en fonction d'une coupure sur $\log_{10}P_E$ pour des événements avec quatre, deux ou zéro quarks b présents.

Le choix de la coupure sur P_E est : $P_E \leq 10^{-3}$ ce qui correspond à une efficacité de environ 70% pour un boson de Higgs quelle que soit sa masse (voir la figure 7.24 pour N_B=2). Pour certains bruits de fond, l'utilisation de facteurs de réjection a été nécessaire. Par exemple, une coupure sur W pour le bruit de fond $f\bar{f}n\gamma$ donne entre 3 et 6 événements suivant $\sqrt{s}$. après une coupure directe sur la variable d'étiquetage de b il ne reste plus d'événements . Pour avoir une meilleure estimation du bruit de fond, nous devons donc calculer des facteurs de réjection à partir d'une statistique plus

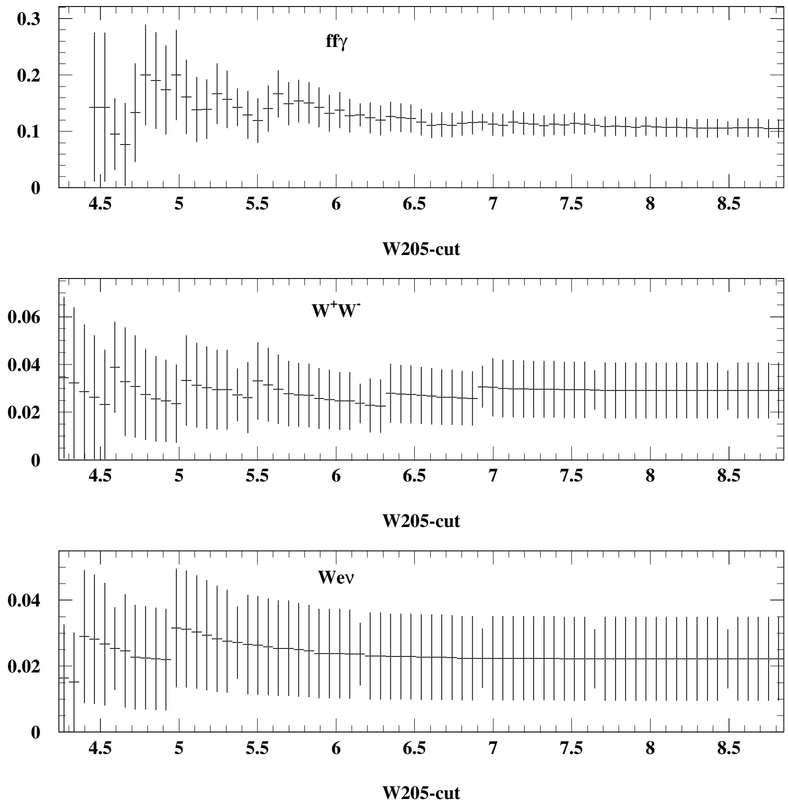


Figure 7.25: *Inverse des facteurs de réjection de l'étiquetage de b en fonction de la coupure sur W pour une énergie dans le centre de masse* $\sqrt{s}$ = *205 GeV.*

importante. Sachant que la coupure sur W sera la dernière coupure avant l'étiquetage de b, nous pouvons regarder le comportement des facteurs de réjection calculés avec les événements ayant passé la coupure sur W. Cela peut permettre aussi de contrôler les corrélations entre la coupure d'étiquetage de b et la coupure sur W. Pour cela, pour chaque bruit de fond qui souffre de problèmes de statistique, nous allons calculer la proportion d'événements ayant à la fois $\mathrm{P}_E^+ \leq 10^{-3}$ et $W \leq \mathrm{W}_0$ en fonction de la coupure W_0. La figure 7.25 montre ce comportement pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 205$ GeV, pour les trois bruits de fond $\mathrm{f\bar{f}}n\gamma$, $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$et $\mathrm{We}\nu$. Les facteurs de réjection sont stables. Les petites augmentations pour l'échantillon d'événements $\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$(et aussi $\mathrm{We}\nu$) s'expliquent simplement : le facteur de réjection étant important ($\sim$ 30 − 50), le nombre d'événements avec à la fois $\mathrm{P}_E^+ \leq 10^{-3}$ et $W \leq \mathrm{W}_0$ diminue moins vite que le nombre d'événements avec $W \leq \mathrm{W}_0$ quand la coupure W_0 baisse. On voit cependant que ces augmentations succédent à des sauts relativement brusques du facteur de réjection. Entre deux sauts consécutifs correspondant en fait à une perte d'un événement à chaque fois, le facteur de réjection oscille autour de la valeur centrale de départ, correspondant à la valeur du facteur de réjection de l'échantillon initial après la présélection. Pour plus de précision, il faut donc prendre les facteurs de réjection calculés avec les échantillons après l'étape de présélection. Le tableau 7.10 nous donne les valeurs de ces facteurs pour les trois valeurs de $\sqrt{s}$. Les échantillons pour lesquels les facteurs résultent d'estimations sont marqués avec une étoile. Ceux correspondant à une coupure directe n'ont pas d'étoiles.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
ff$n\gamma$ *	9.	9.	9.
$\gamma\gamma$	11.	11.	11.
Zee	11.	11.	11.
W^+W^{-*}	36	40	35
Weν^*	45	66	45
ZZ	5.	5.	5.

Tableau 7.10: *Facteurs de réjections correspondant à une coupure sur P_E^+ à 10^{-3}.*

7.4.4 Optimisation de la coupure sur la variable W

Contrairement à ce qui était fait à LEP1 (cf chapitre 6), la coupure sur W est ici choisie afin d'optimiser le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ final, c'est-à-dire après l'étape d'étiquetage de b. Ce rapport est optimisé pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1}, pour une masse de boson de Higgs donnée et pour chaque valeur de $\sqrt{s}$.

Pour une valeur donnée W_0 de la coupure sur W, on détermine :

- le nombre final d'événements attendus B_1 de l'echantillon $f\bar{f}n\gamma$
- le nombre final d'événements attendus B_1' de ce même échantillon calculé à l'aide des paramètres de l'ajustement gaussien μ_{fit} et σ_{fit} :

$$B_1' = \frac{N_{total}}{\sqrt{2\pi}} * \int_{-\infty}^{\frac{W_{0-\mu_{fit}}}{\sigma_{fit}}} e^{-x^2/2}dx$$

  N_{total} correspond au nombre d'événements $f\bar{f}n\gamma$ avec lesquels les probabilités ont été calculées c'est-à-dire après l'étape de presélection.

- le nombre final d'événements attendus B_2 correspondant aux événements des échantillons W^+W^-, Weν, Zee, $\gamma\gamma$ et ZZ.
- le nombre final d'événements de signal S pour un boson de Higgs dans le canal neutrino.

Précison à nouveau que chaque nombre S, B_1, B_1', B_2 a été calculé après l'étape d'étiquetage de b. Le nombre S a été calculé pour une masse de boson de Higgs de 90 GeV/c^2 pour $\sqrt{s}$ = 192 et 205 GeV et 80 GeV/c^2 pour $\sqrt{s}$ = 175 GeV. Les figures 7.26 et 7.27 montrent le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ et le nombre d'événements attendus pour le signal et les bruits de fond pour $\sqrt{s}$ = 205 GeV et pour une luminosité intégrée de 300pb^{-1}. Sur ces figures, le nombre d'événements de bruit de fond attendu est égal soit à B_1+B_2 ou B_1'+B_2. L'accord entre les deux valeurs est bon. On choisit alors la coupure donnant le meilleur rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Le tableau 7.11 donne les valeurs de cette coupure ainsi que les différents $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour des masses de boson de Higgs allant de 70 à 115 GeV/c^2 et pour les valeurs de $\sqrt{s}$.

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
Coupure sur W	3.7	4.4	4.4
mH (GeV/c^2)	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{\sqrt{B}}$
75	8.8	-	-
80	3.7	4.2	-
85	0.5	4.3	-
90	-	2.8	3.2
95	-	1.9	-
100	-	0.5	2.2
105	-	-	1.8
110	-	-	0.8

Tableau 7.11: *Valeurs de la coupure sur W et rapport* $\frac{S}{\sqrt{B}}$ *pour les trois énergies et pour quelques masses du boson de Higgs .*

Terminons ce chapitre par deux remarques. Nous avons considéré les deux nombres B_1 et B_1' afin de contrôler la méthode probabiliste :

- B_1 et B_1' doivent avoir des valeurs compatibles
- l'erreur statistique sur B_1 est donnée par une loi binômiale.
- l'erreur sur B_1' est obtenue en faisant varier les paramètres μ_{fit} et σ_{fit} dans leurs erreurs.

Le tableau 7.9 montre les nombres d'événements B_1 et B_1' attendus. Ils sont compatibles. Par ailleurs, il est important de noter que la coupure sur W a été choisie pour un boson de Higgs de masse donnée :

- 90 GeV/c^2 pour $\sqrt{s}$ = 192 et 205 GeV

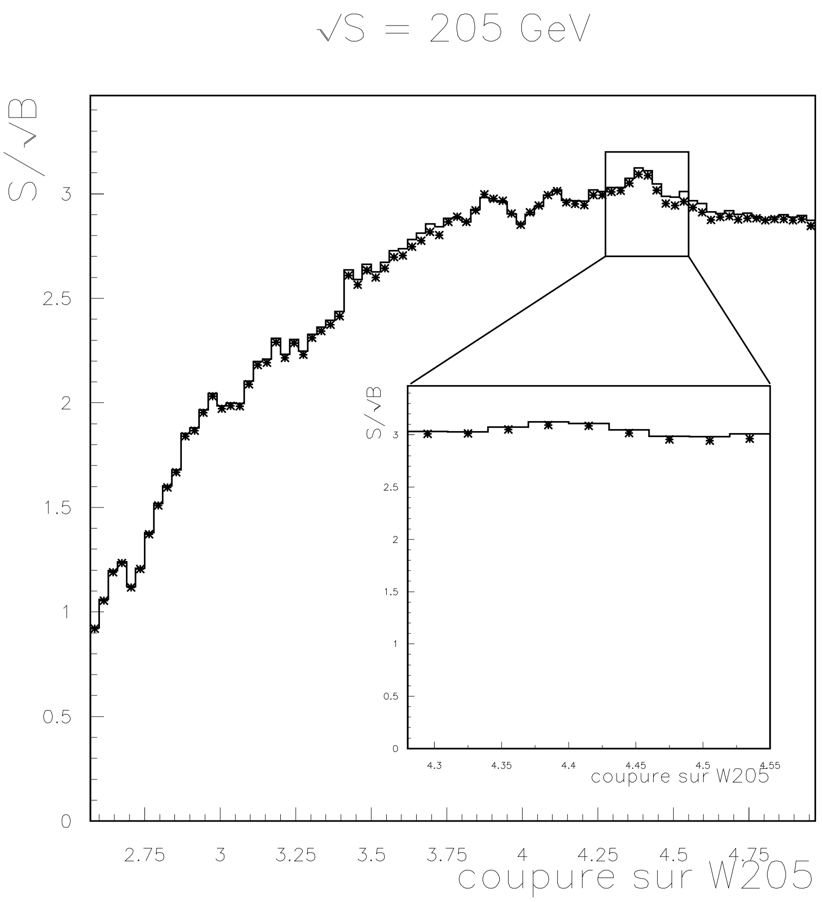


Figure 7.26: *Le rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de la coupure choisie sur la variable W. La courbe en trait plein correspond à l'utilisation de B_1 et la courbe avec les étoiles à l'utilisation de B_1'.*

- 80 GeV/c^2 pour $\sqrt{s} = 175$ GeV

Pour des masses du boson de Higgs plus petites un autre choix aurait pu être fait. Par exemple, pour $\sqrt{s} = 192$ GeV et pour des masses de boson de Higgs inférieures à 85 GeV/c^2 , une coupure plus stricte sur la variable W192 donne un meilleur rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Par souci de simplicité et parce que l'amélioration n'est pas vraiment conséquente, la coupure choisie pour 90 GeV/c^2 est tout de même conservée pour toutes les masses.

7.4.5 Résultats de la méthode probabiliste

Une liste détaillée des coupures de sélection est donnée dans le tableau 7.12 pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 192$ GeV.

De plus, les résultats pour les trois scenarii et pour différentes masses de boson de

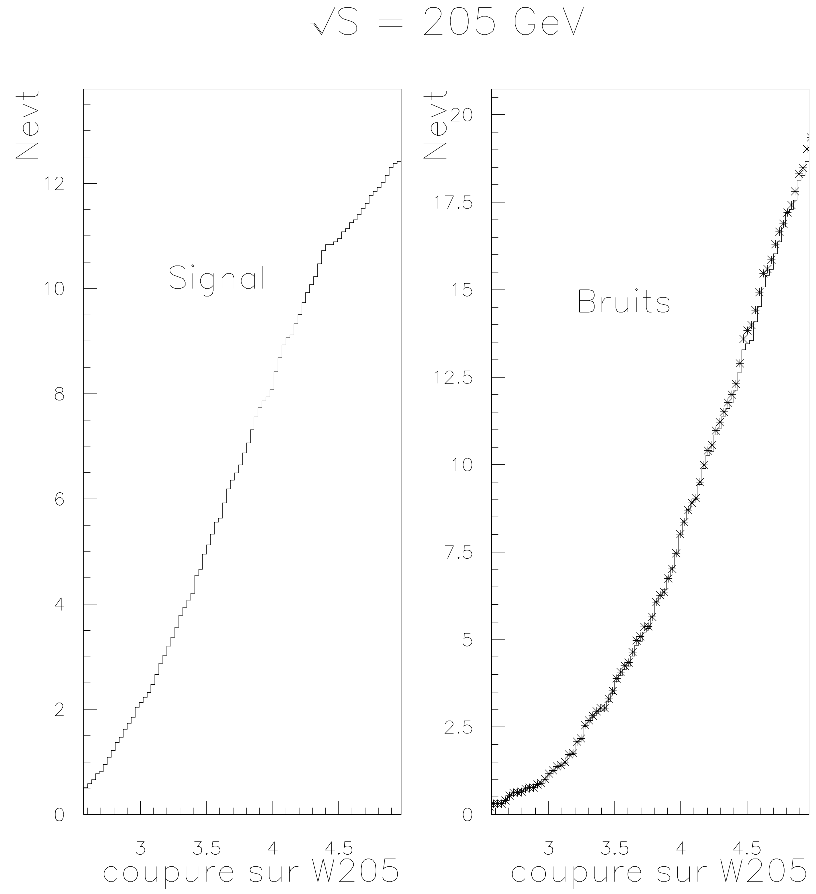


Figure 7.27: *Nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 300* pb^{-1} *pour un boson de Higgs de 90* GeV/c^2 *(courbe de gauche) et pour le nombre total d'événements de bruit de fond (courbe de droite) en fonction de la coupure choisie sur la variable W. L'énergie dans le centre de masse est de 205 GeV. Pour la courbe de droite le trait plein correspond à l'utilisation de* B_1 *et les étoiles à l'utilisation de* B_1'.

$\sqrt{s} = 192$ GeV

	$\mathrm{f\bar{f}}n\gamma$	$\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{We}\nu$	ZZ	Zee	$\gamma\gamma$	$\mathrm{HZ}(\to \nu\bar{\nu})$ $\mathrm{mH} = 90\mathrm{GeV/c^2}$
σ(pb)	135	17.5	0.92	1.20	6.66	25.	0.076
Echantillon initial	32391	10243	1000	3958	3220	11417	1000
$\mathrm{N_{evt}}(300\mathrm{pb}^{-1})$	40500	5250	276	360	1998	7500	23.0
présélection	534	276	85	57.8	21	443	16.8
Coupure sur W	6.2	49.	47.	41.	0	3.2	12.9
étiquetage de b	0.6	1.2	0.7	8.2	0	0.05	9.0

Tableau 7.12: *Liste détaillée des coupures ainsi que des nombres d'événements attendus pour les bruits de fond et pour un boson de Higgs de 90 GeV/c^2 avec une luminosité intégrée de 300pb^{-1}.*

Higgs sont détaillés dans le tableau 7.14.

7.4.6 Hypothèse de masse

Sachant que lors de la production du boson de Higgs via le processus de Bjorken, le boson de Higgs recule devant un boson Z qui est sur sa couche de masse, il est possible de donner un meilleur estimateur de la masse du boson de Higgs ,que la masse visible de l'événement , en utilisant la formule suivante [50] :

$$\mathrm{m}_H = \frac{\sqrt{s}\cdot \mathrm{Etot} - \sqrt{s\cdot \mathrm{Etot}^2 - (\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{Ptot}^2)\cdot(\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{M}_Z^2)}}{\sqrt{\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{Ptot}^2}}$$

où Etot(Ptot) correspond à l'énergie totale (l'impulsion totale) de l'événement . En effet, On considère $\vec{P}_H$ et E_H, l'impulsion et l'énergie véritables du boson de Higgs et on suppose que :

$$\vec{P}_H = \alpha\vec{\mathrm{Ptot}} \text{ et } E_H = \alpha\mathrm{Etot}$$

où α est une constante vérifiant l'équation de conservation :

$$(\sqrt{s} - \alpha\mathrm{Etot})^2 - (\alpha\vec{\mathrm{Ptot}})^2 = \mathrm{M}_Z^2$$

Cette hypothèse correspond au fait que l'on considère que la direction des jets est relativement correcte et que la seule correction que l'on souhaite appliquer concerne leurs énergies. Cette correction sera aussi la même pour chaque jet.

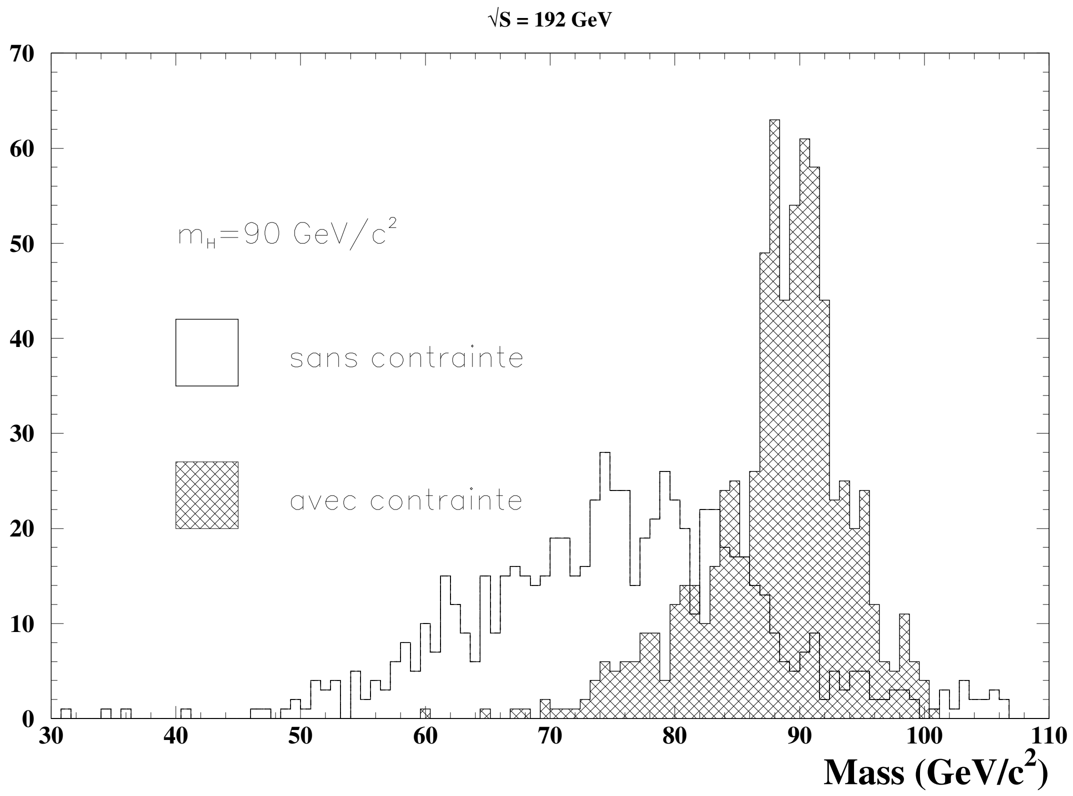


Figure 7.28: *Effet de la contrainte de masse sur la distribution en masse des événements $H\nu\bar{\nu}$ pour m_H = 90 GeV/c^2 et pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV.*

La solution physique pour α est alors :

$$\alpha = \frac{\sqrt{s} \cdot \mathrm{Etot} - \sqrt{s \cdot \mathrm{Etot}^2 - (\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{Ptot}^2) \cdot (\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{M}_Z^2)}}{\mathrm{Etot}^2 - \mathrm{Ptot}^2}$$

On retrouve bien l'équation précédente.

La figure 7.28 montre l'effet très important de cette contrainte de masse pour un boson de Higgs de masse 90 GeV/c^2 et pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV.

De plus, la figure 7.29 montre les distributions de la masse corrigée pour différentes masses de boson de Higgs et pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV. Lorsque la masse du boson de Higgs est proche de la limite cinématique : pour $\sqrt{s}$ = 175 GeV avec m_H = 85 GeV/c^2 et pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV avec m_H = 100 GeV/c^2 , la distribution de masse de ces événements de signal n'est plus gaussienne. La correction bute sur le mur cinématique. On sait aussi (voir chapitre sur la phénoménologie du boson de Higgs) que proche de la limite cinématique, le boson Z a moins tendance à être sur sa couche de masse et donc la formule utilisée a tendance à être moins bonne. Néanmoins, quand cet ajustement gaussien est possible, des valeurs entre 3 GeV/c^2 and 6 GeV/c^2 peuvent être atteintes

$\sqrt{s}$	175 GeV	192 GeV	205 GeV
m_H (GeV/c^2)	$\mu \pm \sigma$	$\mu \pm \sigma$	$\mu \pm \sigma$
75	74.8±3.1	-	-
80	79.0±3.7	80.5±4.0	-
85	pas d'ajustement	85.3±5.5	-
90	-	89.2±4.1	90.5±6.5
95	-	93.7±2.8	-
100	-	pas d'ajustement	100.4±4.4
105	-	-	105.9±3.0

Tableau 7.13: *Valeurs des paramètres de l'ajustement gaussien sur les distributions de masse du boson de Higgs .*

pour la résolution sur la masse du boson de Higgs comme le montre le tableau 7.13.

Les distributions en masse du nombre d'événements attendus pour les processus de bruit de fond et pour le signal sont présentées sur les figures 7.30, 7.31 et 7.32 pour une luminosité intégrée de 300 pb^{-1} et pour certaines masses de boson de Higgs . On note qu'une hypothèse de masse sera efficace pour des recherches de boson de Higgs avec des masses différentes de la masse du boson Z.

L'hypothèse de masse consiste, pour chaque masse m_H de boson de Higgs , à garder les événements dont la masse reconstruite avec la formule précédente est dans l'intervalle [mH-x,mH+x] où x est déterminé afin de garder 90% du signal de boson de Higgs . Le tableau 7.14 montre les efficacités, ainsi que les nombres d'événements attendus pour le signal et les bruits de fond, avec et sans hypothèse de masse pour le signal.

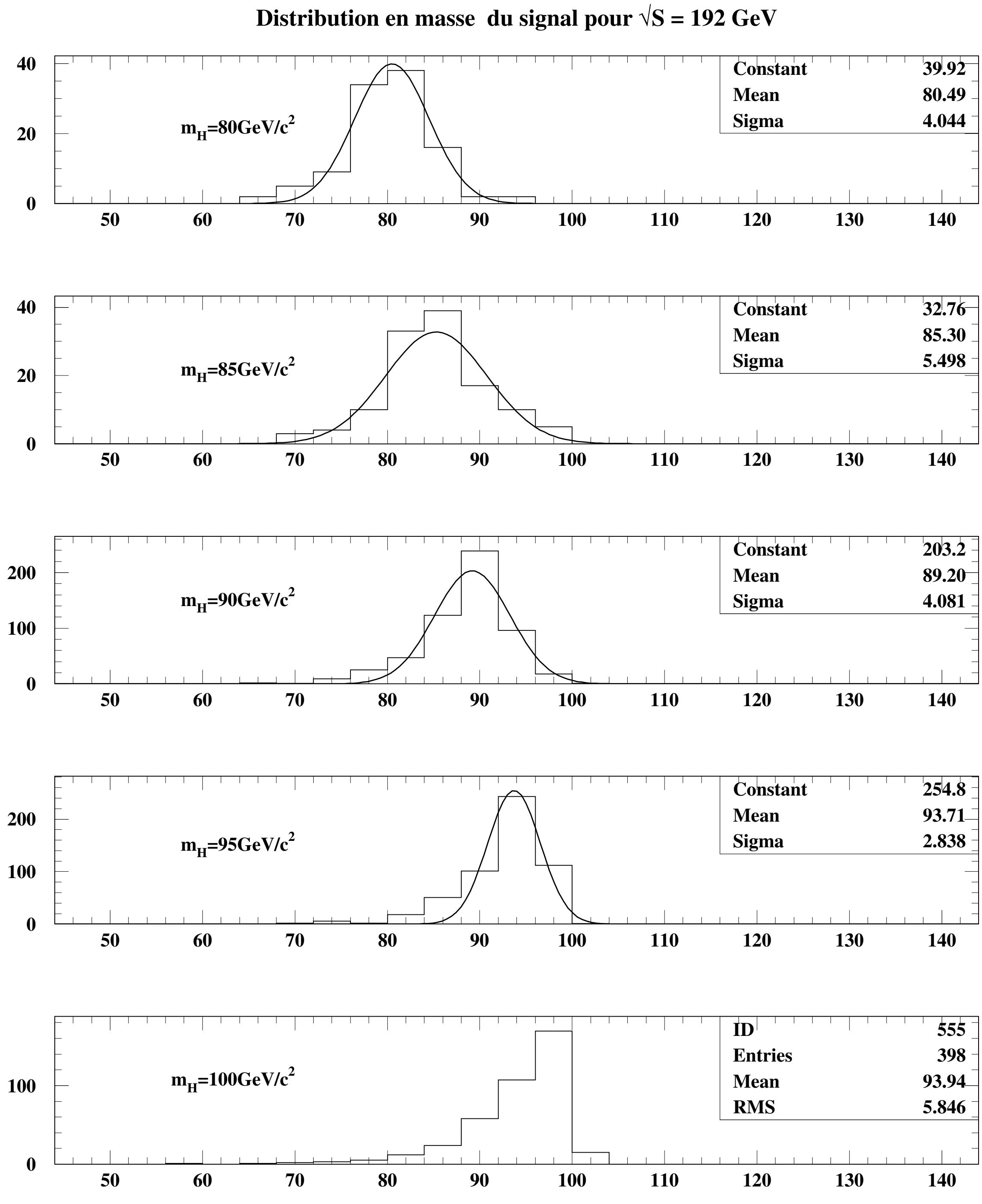


Figure 7.29: *Distribution en masse des événements $H\nu\bar{\nu}$pour différentes masses de boson de Higgs et pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV. La moyenne et la variance sont celles d'un ajustement gaussien.*

$\sqrt{s}$ = 175 GeV

mH/GeV/c^2	75	80	85
Efficacité(%)	39±2	31±4	23±3
$N_{evt}(300pb^{-1})$			
# Signal # Fond	13.6 2.8±0.8	6.2±0.8 2.8±0.8	0.9±0.1 2.8±0.8
Hypothèse de masse			
# Signal # Fond	13.3 2.3±0.7	5.8±0.7 2.3±0.7	0.8±0.1 2.3±0.7

$\sqrt{s}$ = 192 GeV

mH/GeV/c^2	80	85	90	95	100
Efficacité(%)	38±3	46±4	39±2	39±2	28±2
$N_{evt}(300pb^{-1})$					
# Signal # Fond	13.4±1.0 10.6±0.8	13.7±1.2 10.6±0.8	9.0±0.5 10.6±0.8	6.0±0.3 10.6±0.8	1.5± 0.1 10.6±0.8
Hypothèse de masse					
# Signal # Fond	12.4±0.9 4.0±0.4	11.1±1.0 6.2±0.4	7.9±0.5 7.5±0.5	5.0±0.3 5.3±0.4	0.9±0.1 1.6±0.2

$\sqrt{s}$ = 205 GeV

mH/GeV/c^2	90	100	105	110
Efficacité(%)	39 ±2	40±2	44±4	31±2
$N_{evt}(300pb^{-1})$				
# Signal # Fond	10.7±0.5 11.4±1.4	7.6±0.4 11.4±1.4	6.0±0.5 11.4±1.4	2.5±0.3 11.4±1.4
Hypothèse de masse				
# Signal # Fond	8.5±0.4 6.6±0.6	6.6±0.3 5.1±0.7	5.1±0.4 3.1±0.5	2.4±0.3 1.6 ±0.3

Tableau 7.14: *Efficacités pour un signal de boson de Higgs ainsi que les nombres d'événements de signal et de fond attendus. Les erreurs sont statistiques.*

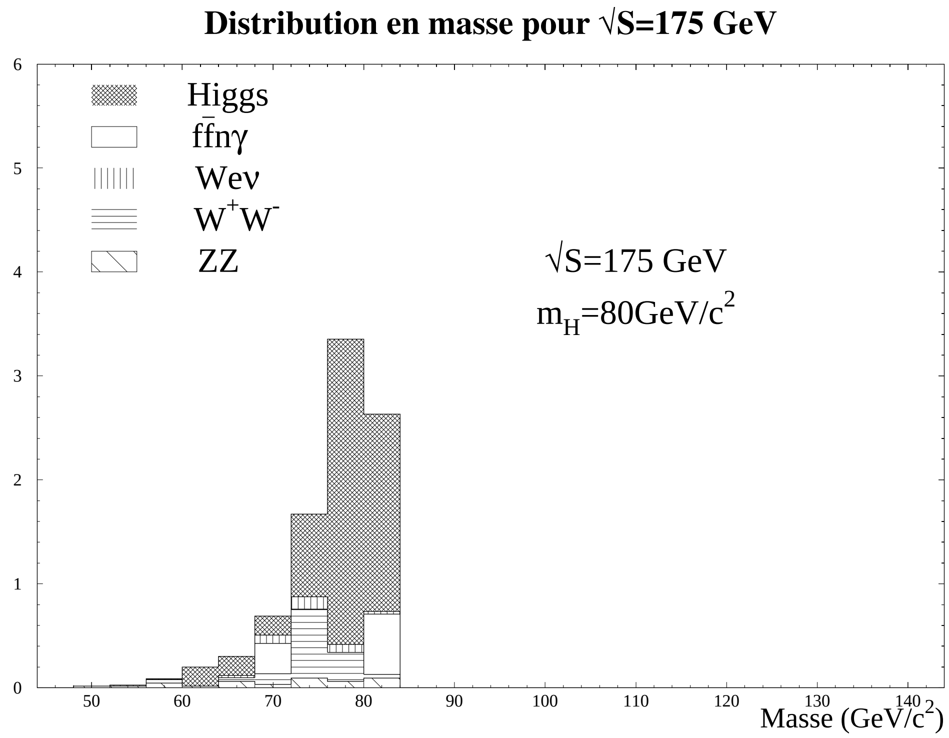


Figure 7.30: *Distribution de masse des événements sélectionnés pour $\sqrt{s}$ = 175 GeV.*

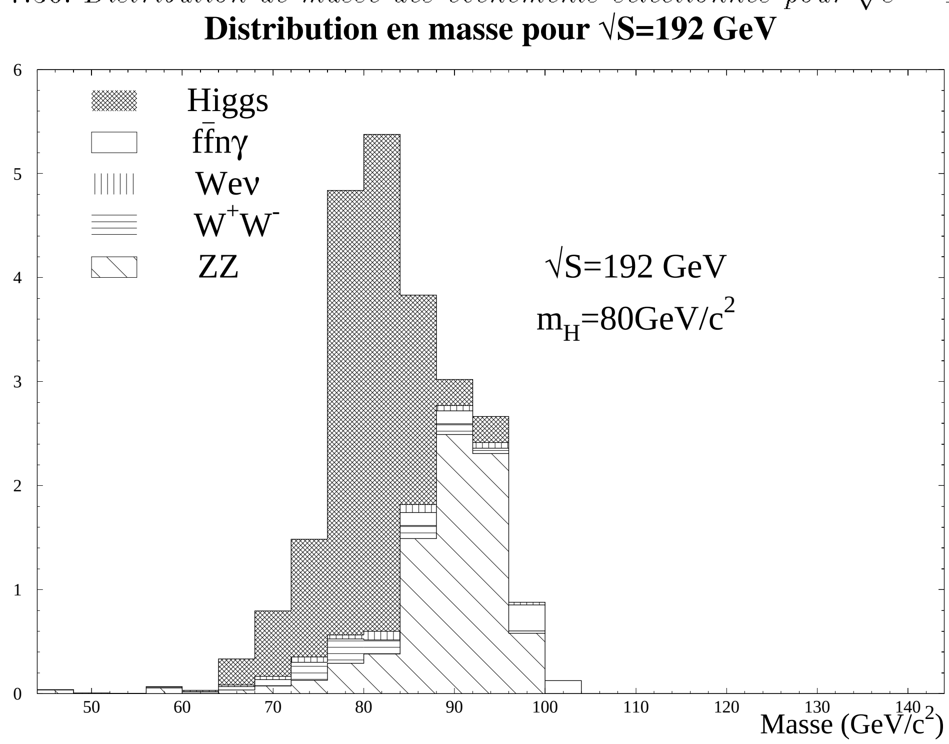


Figure 7.31: *Distribution de masse des événements sélectionnés pour $\sqrt{s}$ = 192 GeV.*

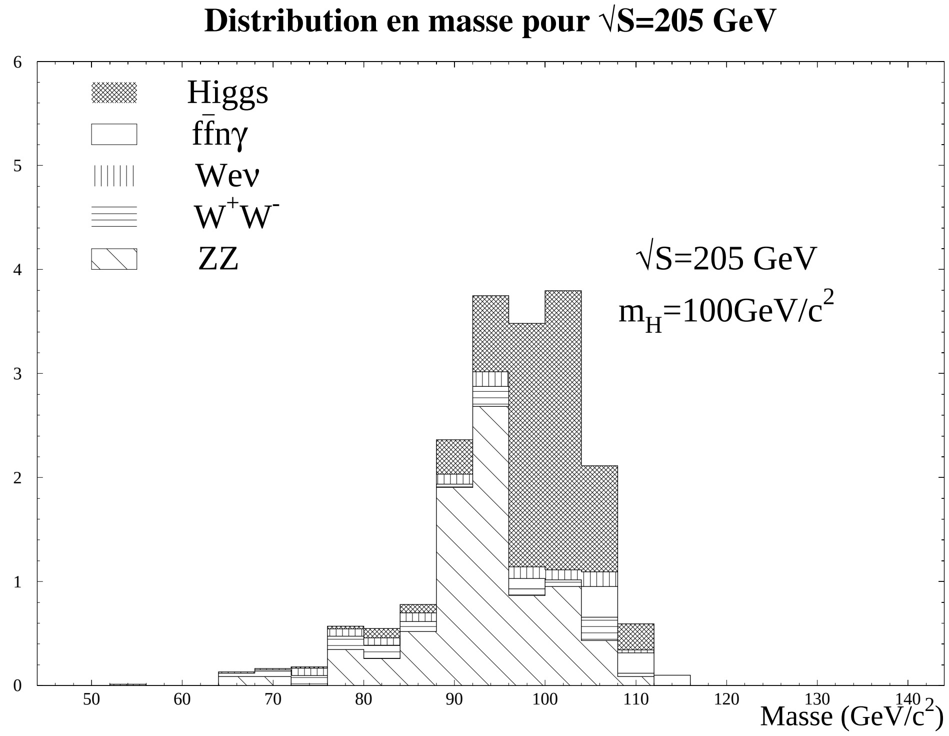


Figure 7.32: *Distribution de masse des événements sélectionnés pour* $\sqrt{s}$ = *205 GeV.*

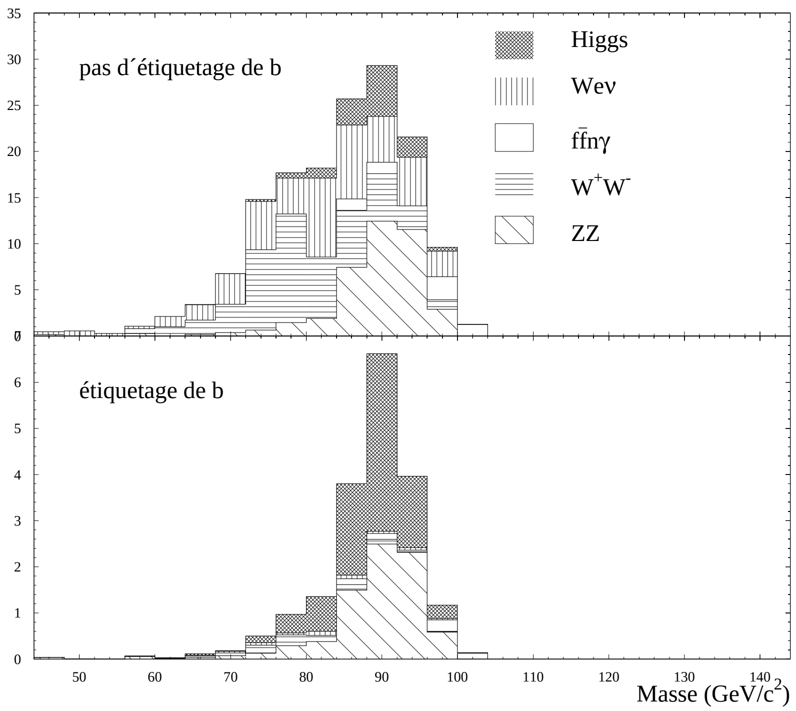


Figure 7.33: *Distribution de masse des événements sélectionnés pour* $\sqrt{s}$ = *192 GeV. Les contributions des différents fonds et d'un signal de boson de Higgs de masse mH* = *90 GeV/*c^2 *sont indiquées. Les distributions sont calculées avec (en bas) et sans (en haut) étiquetage de b.*

7.4.7 Commentaires sur l'étiquetage de b

La figure 7.33 illustre parfaitement le pouvoir de réjection de l'étiquetage de b. Sachant donc que la variable P_E^+ est très discriminante, on aurait pu penser à l'inclure dans la variable W. Il y a une raison majeure pour ne pas le faire pour le moment : cette variable nécessite un très bon accord entre données réelles et données simulées et pour les données réelles, un bon alignement du détecteur de vertex. Il en résulte qu'au départ de LEP200, cela prendra certainement un certain temps pour avoir ces conditions. Il est donc naturel de garder l'étiquetage de b comme dernière coupure.

Pour les mêmes raisons, la coupure en étiquetage de b a été choisie peu contraignante. Dans le futur, on pourra déterminer la coupure d étiquetage de b en même temps que la coupure sur W afin d'optimiser le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Les corrélations éventuelles seront alors encore plus importantes à maîtriser. Une autre raison pour laisser l'étiquetage de b comme dernière coupure, est que cette analyse sera alors facilement utilisable pour des recherches de boson de Higgs où cette particule ne se désintégrerait plus préferentiellement en deux quarks b (dans le cadre du MSSM, il n'est pas exclu que le plus léger des boson de Higgs puisse se désintégrer en neutralinos ou charginos).

7.5 Limites

7.5.1 Limites avec l'expérience DELPHI

Les domaines d'exclusion et de découverte d'un boson de Higgs peuvent être déterminés à partir des nombres d'événements de signal et de bruits de fond attendus pour plusieurs masses de boson de Higgs et pour les trois valeurs de $\sqrt{s}$. Pour calculer les limites de découverte, il faut considérer S et B les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} et α la fraction nécessaire à la découverte. Alors, on recherche la plus petite valeur de α qui remplie la condition suivante :

$$P = 1 - exp(-\alpha B) \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(\alpha B)^i}{i!} \leq 5.7 \times 10^{-7}$$

où N = $\alpha(S+B)$. P est la probabilité de Poisson que le nombre d'événements de bruit de fond B, soit supérieur à S+B. La valeur 5.7×10^{-7} correspond à un effet à 5σ.

Les limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sont données par la valeur de α telle que :

$$P' = \frac{exp[-\alpha(S+B)] \sum_{i=0}^{N} \frac{[\alpha(S+B)]^i}{i!}}{exp(-\alpha B) \sum_{i=0}^{N} \frac{(\alpha B)^i}{i!}} \leq 0.05$$

avec cette fois ci N=αB. P$'$ correspond au niveau de confiance à 95% pour exclure l'éxistence d'un signal.

$\sqrt{s}$(GeV)	175		192		205	
m_H(GeV/c^2)	75	80	80	90	90	105
Découverte (5σ) $\mathcal{L}_{min}$	267	1244	413	1393	1056	1624
Exclusion (95% CL) $\mathcal{L}_{min}$	94.	314	127	276	226	364

Tableau 7.15: *Luminosités minimales nécessaire pour exclure ou découvrir un signal pour différentes masses de boson de Higgs en utilisant uniquement le canal neutrino.*

L'utilisation de la statistique de Poisson s'impose compte tenu des petits nombres d'événements attendus. Les résultats avec uniquement le canal neutrino sont présentés dans le tableau 7.15.

L'utilisation de ce canal à lui seul n'est comme on peut le constater, pas très efficace pour la recherche du boson de Higgs. C'est pourquoi, il vaut mieux combiner toutes les analyses dues aux différents canaux possibles pour cette recherche. Les nombres d'événements attendus dans les canaux H$q\bar{q}$, H$\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ proviennent des études préparatrices à LEP200 qui ont été faites dans DELPHI ([52] [51] [53]).

Les limites sont obtenues comme précédemment mais avec quelques précautions :

- dans le cas de la découverte, pour chaque probabilité de Poisson

$$P_i = 1 - exp(-\alpha B_i) \sum_{i=0}^{N_i - 1} \frac{(\alpha B_i)^i}{i!} \quad \text{avec} \quad N_i = \alpha(S_i + B_i)$$

  de chaque canal i, on calcule le nombre de sigma gaussiens σ_I correspondant défini par :

$$1 - P_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\sigma_i} e^{-\frac{1}{2}t^2} dt$$

  Au lieu d'additionner les nombre d'événements , on additionne quadratiquement ces nombres σ_i :

$$\sigma_{totale} = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$$

$\sqrt{s}$(GeV)	175			192					205			
m_H(GeV/c^2)	75	80	85	80	85	90	95	100	90	100	105	110
Découverte (5σ) $\mathcal{L}_{min}$	133	380	3000	186	234	453	418	4152	410	499	606	1720
Exclusion (95% CL) $\mathcal{L}_{min}$	38	75	789	45	46	59	82	433	62	76	113	242

Tableau 7.16: *Luminosités minimales nécessaire pour exclure ou découvrir un signal pour différentes masses de boson de Higgs en utilisant les canaux $H\nu\bar{\nu}$, $Hq\bar{q}$, $H\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^- q\bar{q}$.*

	$\sqrt{s}$		
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	175	192	205
100	80.0	95.0	105.0
300	80.4	96.0	108.0
500	80.7	96.5	110.0

Tableau 7.17: *Régions de masse accessibles par DELPHI pour différentes luminosités intégrées et pour les trois valeurs de $\sqrt{s}$.*

Alors la nouvelle probabilité que le nombre d'événements B de bruit de fond, soit supérieur à S+B est :

$$P_{totale} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\sigma_{totale}} e^{-\frac{1}{2}t^2} dt$$

- dans le cas de l'exclusion, au lieu d'utiliser les P_i, on utilise les P_i' correspondant. Et on effectue les mêmes opérations que précédemment.

Le tableau 7.16 présente les limites d'exclusion et de découverte avec tous les canaux cités précédemment. Dans le tableau 7.17 sont présentées les sensibilités de l'expérience DELPHI, c'est-à-dire les régions de masse explorables, en fonction de la luminosité intégrée fournie par cette expérience.

On remarque tout d'abord que le fait d'augmenter la luminosité en restant à la même valeur de $\sqrt{s}$ ne permet pas d'augmenter le domaine de sensibilité : par exemple, pour

	Découverte :		Exclusion :	
$\sqrt{s}$	m_H(GeV/c^2)	$\mathcal{L}_{min}$(pb^{-1})	m_H(GeV/c^2)	$\mathcal{L}_{min}$(pb^{-1})
175	82	150	83	75
192	95	150	98	150
205	108	300	112	200

Tableau 7.18: *Masses maximales du boson de Higgs qui peuvent être exclues ou découvertes pour une luminosité intégrée minimale par expérience.*

$\sqrt{s}$ = 175 GeV, multiplier la luminosité par 5 ne permet que de gagner 700 MeV/c^2 en sensibilité.

Enfin, on voit par contre que le gain en sensibilité pour la même luminosité est plus important quand on augmente l'énergie dans le centre de masse.

Sachant que les quatres expérience du LEP ont sensiblement le même genre de résultats, on peut aussi constater qu'une expérience à elle seule, avec les luminosités promises, ne pourra pas prétendre à une découverte à 5σ. C'est pourquoi, il est nécessaire de combiner les résultats de ces quatres expériences.

7.5.2 Résultats du workshop LEP200

En combinant les quatres expériences Delphi, Opal, L3 et Aleph, il est donc possible d'obtenir des limites moins restrictives et qui demanderont, pour les atteindre, moins de luminosité minimale par expérience. Les résultats du workshop LEP200([54]) sont présentés sur la figure 7.34 et le tableau 7.18.

Les mêmes remarques que précédemment s'imposent : il est plus intéressant de monter rapidement en énergie plutôt que d'accumuler des données à une même énergie. De plus, on voit que pour atteindre les mêmes régions de masses qu'avec une seule expérience (cf tableau 7.17), il faudra deux fois moins de temps. Par exemple, pour une valeur de $\sqrt{s}$ = 192 GeV, pour découvrir un boson de Higgs qui a une masse de 90 GeV/c^2 , il faut au moins environ 400 pb^{-1} avec une seule expérience et 150 pb^{-1} en utilisant les résultats des quatres expériences. Il faudra cependant, en cas de découverte se poser la question de savoir comment traiter les erreurs systématiques de chaque expérience.

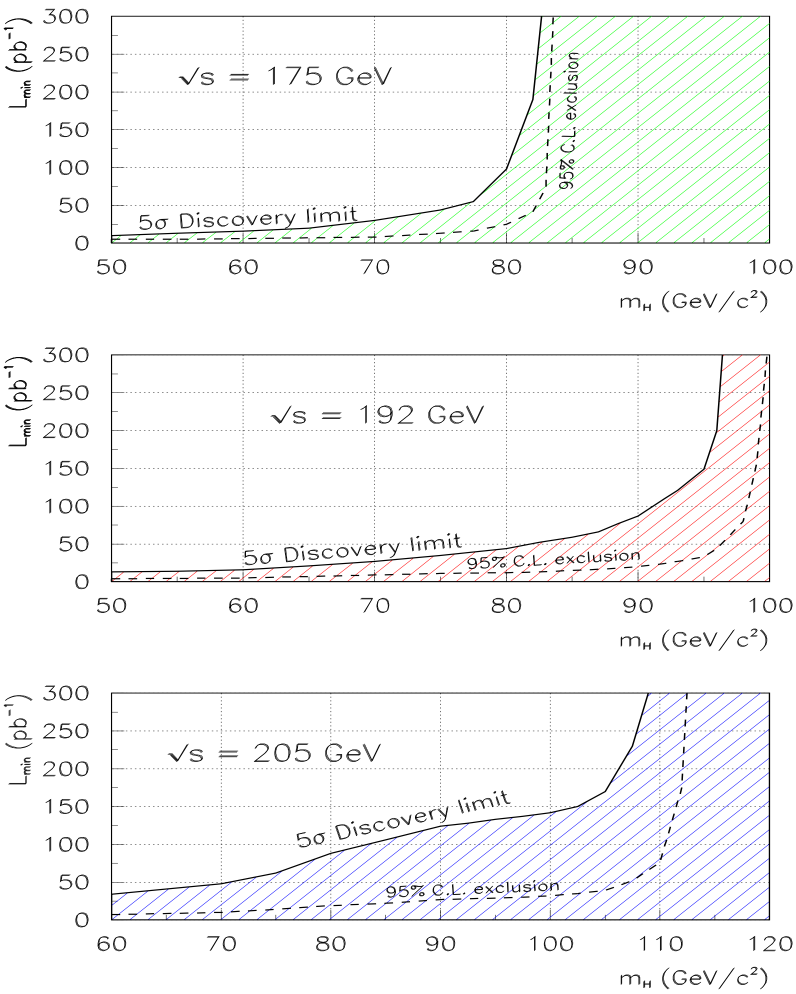


Figure 7.34: *Limites de découverte et d'exclusion en fonction de la masse du boson de Higgs et de $\mathcal{L}_{min}$, la luminosité intégrée minimale par expérience .*

Conclusion

Les études présentées dans cette thèse ont porté sur la recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino avec le détecteur DELPHI auprès de l'anneau de collision du LEP.

Notre canal nécessitant une bonne connaissance du flux d'énergie, un algorithme de reconstruction de l'énergie et de la direction des neutres hadroniques ayant déposé leur énergie dans le calorimètre hadronique s'est avéré utile. Cet algorithme basé sur la recherche de maxima locaux dans les gerbes hadroniques a permis d'obtenir des efficacités de reconstruction importantes pour les K_L^0 et les neutrons. L'efficacité moyenne (indépendemment de l'énergie de la particule incidente) est :

$$\mathcal{E} = \mathbf{37.5}\%$$

pour un taux de fausses reconstructions de :

$$\mathcal{T} = \mathbf{6.2}\%$$

Pour des énergies de la particule incidente supérieures à 25 GeV, on obtient des efficacités de l'ordre de :

$$\mathcal{E}(\mathbf{E} > \mathbf{25GeV}) \geq \mathbf{60}\%$$

Les inefficacités pour des énergies inférieures sont en partie dues à de mauvaises mesures des excès d'énergie.

De plus, l'algorithme HACCOR permet grâce au partage de l'énergie entre la composante venant d'une particule neutre et celle venant de la particule chargée, de retrouver la résolution du calorimètre hadronique.

Pour des événements avec une basse multiplicité (processus $\tau^+\tau^-$), on obtient :

$$\frac{\sigma_{\mathbf{E}}}{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{120}\%}{\sqrt{\mathbf{E}}}$$

Pour des événements avec une haute multiplicité (processus $\mathrm{q\bar{q}}$), on obtient :

$$\frac{\sigma_{\mathbf{E}}}{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{141}\%}{\sqrt{\mathbf{E}}}$$

Il y a une légère dégradation due à la topologie plus compliquée des événements $q\bar{q}$.

L'effet de cet algorithme sur la reconstruction du flux d'énergie se traduit pour des événements des données réelles comportant une haute multiplicité en particules, par un gain de environ **3 GeV** en énergie totale. Cela permettra, lors de l'analyse de recherche du boson de Higgs, d'éliminer environ **20%** des événements de bruit de fond dû au processus $q\bar{q}$.

Cet algorithme posséde une marge de progression importante. Dans le futur, une utilisation systématique des informations des calorimètres électromagnétiques ainsi que l'utilisation des signaux recueillis par les cathodes des tubes de Iarocci, permettra sûrement une amélioration des efficacités de reconstruction des particules neutres hadroniques.

La recherche du boson de Higgs dans le canal neutrino demande, particulièrement à LEP100, l'utilisation d'analyse multidimensionnelle pour obtenir des efficacités importantes de sélections du signal. Cela est dû au fait que les pertes de particules engendrent de mauvais calculs des variables discriminantes. Il en résulte des recouvrements importants dans les distributions de ces variables pour les événements de bruit de fond et le signal. La méthode probabiliste exposée dans cette thèse est une méthode d'analyse relativement simple qui permet d'obtenir de bonnes efficacités. Elle nécessite cependant, un contrôle vigilant des distributions des variables. Elle a été utilisée pour les analyses à LEP100 et LEP200.

La recherche du boson de Higgs pour les données collectées durant l'année 1994 n'a pas montré de signe de l'existence d'un signal de boson de Higgs. Une limite sur sa masse a pu être déduite par cette non observation. L'existence du boson de Higgs a été exclue pour des masses :

$$\mathbf{m_H \geq 53 GeV/c^2}$$

à 95% de niveau de confiance. Les limites cinématiques étant presque atteintes avec l'énergie dans le centre de masse fournie par le LEP pendant les années 1989-1994, une augmentation de l'énergie des faisceaux s'avère nécessaire pour rechercher des bosons de Higgs avec des masses comprises entre 60 GeV/c^2 et 100 GeV/c^2.

Une étude préparatoire à la montée en énergie a été menée dans le cadre de l'atelier de travail qui s'est tenu à la fin de l'année 1995 [54]. Les résultats principaux sont les suivants :

- des efficacités de l'ordre de **40%** sont obtenues avec la méthode probabiliste pour le cas le plus difficile : m_H=m_Z, pour des énergies dans le centre de masse de 192 et 205 GeV. Cela correspond à des rapports signal sur racine de bruit de l'ordre de **3** pour une luminosité intégrée de 300pb^{-1}.

- on constate qu'il est nécessaire, à l'intérieur d'une expérience, de combiner les différents canaux de recherche pour pouvoir rapidement conclure sur la découverte ou l'exclusion dans un domaine de masse donné.

	Découverte :		Exclusion :	
$\sqrt{s}$	m_H(GeV/c^2)	$\mathcal{L}_{min}$(pb^{-1})	m_H(GeV/c^2)	$\mathcal{L}_{min}$(pb^{-1})
175	82	150	83	75
192	95	150	98	150
205	108	300	112	200

- enfin, il est encore plus intéressant de combiner les résultats des quatres expériences du LEP. On obtient alors le tableau précédent qui donne la luminosité minimale par expérience nécessaire pour exclure ou découvrir un signal de boson de Higgs.

Cette phase du LEP est très importante pour deux raisons principales :

- la version supersymétrique du modèle standard minimal prédit l'existence d'un boson de Higgs léger ($m_H \leq 120 - 150$ GeV/c^2 voir annexe B) : une découverte à LEP200 n'est pas exclue.
- de plus, la région en masse inférieure à 110 GeV/c^2 sera difficile d'accès pour le LHC (elle nécessitera pratiquement toute la luminosité intégrée du LHC pour le canal H$\rightarrow \gamma\gamma$) [55].

L'étude du canal neutrino m'a permis de me familiariser avec une analyse physique sur des données réelles (LEP100) et simulées (LEP100 et LEP200). L'emploi d'une méthode d'analyse multidimensionnelle, mais aussi une sensibilisation aux problèmes de détection (travail sur la reconstruction de l'information du calorimètre hadronique) m'ont fait aborder des aspects variés du travail de physicien des particules.

Annexe A

La version minimale supersymétrique du modèle standard (M.S.S.M.)

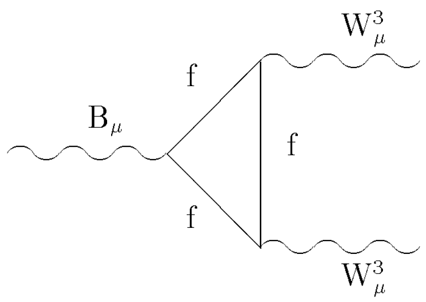
La supersymétrie érige une symétrie entre les fermions et les bosons. La version minimale supersymétrique du modèle standard contient un nombre minimal de champ et de nouveaux couplages. A chaque fermion f correspond deux bosons $\tilde{f}_R$ et $\tilde{f}_L$. A chaque boson de jauge g correspond un fermion $\tilde{g}$.

Si la supersymétrie est une symétrie exacte, alors les masses d'une particule et de ces super-partenaires SUSY sont égales. Or, expérimentalement, aucun super-partenaire n'a été découvert aux masses prévues. Pour expliquer ce phénomène, tout comme la brisure spontanée de la symétrie électro-faible permettait de rendre compte de la différence entre le photon de masse nulle et les bosons vecteurs de l'interaction faible de masse non-nulle, il est nécessaire pour expliquer ces dégeneressence en masse et surtout les masses beaucoup plus hautes des super-partenaires que cette symétrie soit brisée de façon spontanée.

Il existe plusieurs scenarii de brisure de supersymétrie. Les théoriciens pensent que la symétrie SUSY est réalisée localement (au même titre que l'invariance de jauge) : c'est la supergravité. La supergravité serait brisée spontanément dans un secteur "caché" à des échelles d'énergie de l'ordre de la masse de Planck. Ce secteur ne communiquerait avec le secteur observable que par interaction gravitationnelle. Cette brisure spontanée donnerait une masse $m_{3/2}$ au gravitino, le partenaire supersymétrique du graviton. La supersymétrie globale à basse énergie serait alors brisée par l'addition dans le lagrangien supersymétrique de termes de brisures "douces" induits par la brisure dans le secteur caché : par exemple, des termes de masses uniquement pour les scalaires et pas pour les fermions. Néanmoins, ces termes de brisure douce ne doivent pas induire de divergences quadratiques (problème de hiérarchie) afin de ne pas détruire l'un des avantages de la supersymétries sur le modèle standard [8].

A.1 Le secteur de Higgs du M.S.S.M.

Dans les théories supersymétriques, il est nécessaire d'avoir au moins deux doublets de Higgs. Il est possible de se rendre compte de cela en étudiant les anomalies triangulaires de la théorie. En effet, considèrons les diagrammes du type :



où f est un fermion, B_μ est le champ de jauge associé au groupe U(1) de l'hypercharge et W^3_μ est le champ de jauge associé à la troisième composante de l'isospin faible. . Chaque diagramme de ce type (c'est-à-dire pour chaque fermion) est proportionnel à l'hypercharge Y_f du fermion f. Ces anomalies provoquant la non-renormalisibilité de la théorie, il faut s'assurer que la somme du tous ces diagrammes s'annulent. Le modéle standard donne une contribution nulle quand on a sommé sur tous les leptons et tous les quarks. Or, la supersymétrie introduit de nouveaux fermions :

- les jauginos qui ne se couplent que vectoriellement, donc ne posent pas de problèmes pour ces anomalies.
- le higgsino qui est le partenaire supersymétrique du boson de Higgs H, son hypercharge est la même que celle du boson de Higgs H. Sa contribution n'est compensée par aucun autre fermion si l'on n'introduit pas un autre doublet de Higgs qui aura une hypercharge opposée.

D'autres arguments tenant compte des degrés de liberté fermioniques et bosoniques indiquent aussi la nécessité d'au moins deux doublets de Higgs.

Pour le modèle standard minimal supersymétrique, on introduit deux doublets de Higgs : $\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^0 \\ \Phi_1^- \end{pmatrix}$ et $\Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}$ qui sont des champs scalaires complexes.

Après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, il reste 5 champ physiques :

- h^0 et H^0 deux champ scalaires, h^0 étant le plus léger des deux

- A^0 un champ pseudo-scalaire
- $H^{\pm}$, deux champs chargés

définis par :

$$\begin{pmatrix} \mathrm{Im}(\Phi_1^0) \\ \\ \mathrm{Im}(\Phi_2^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\beta & -sin\beta \\ \\ sin\beta & cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_L^0 \\ \\ \mathrm{A}^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \mathrm{Re}(\Phi_1^0) \\ \\ \mathrm{Re}(\Phi_2^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\alpha & -sin\alpha \\ \\ sin\alpha & cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{H}^0 \\ \\ \mathrm{h}^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \Phi_1^{\pm} \\ \\ \Phi_2^{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\beta & -sin\beta \\ \\ sin\beta & cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L^{\pm} \\ \\ \mathrm{H}^{\pm} \end{pmatrix}$$

où Z_L^0 est un boson de Goldstone absorbé par le boson de jauge Z^0 et $W_L^{\pm}$ sont de même absorbés par les bosons de jauges $W^{\pm}$. L'ensemble des paramètres physiques s'exprime en fonction de deux inconnues :

$$\mathrm{tg}\beta \ \text{ et } \ \mathrm{m}_{h^0} \ \ (\text{ou } \ \mathrm{m}_{A^0})$$

Par exemple, pour le plus léger des boson de Higgs svalaires, h^0, :

$$\mathrm{m}^2_{h^0,H^0} = \frac{1}{2}(\mathrm{m}^2_{A^0} + \mathrm{m}^2_{Z^0} \pm \sqrt{(\mathrm{m}^2_{A^0} + \mathrm{m}^2_{Z^0})^2 - (2\mathrm{m}_{A^0}\mathrm{m}_{Z^0} cos2\beta)^2})$$

On constate que dans le cadre de ce modèle, il y a beaucoup plus de contraintes entre les particules nouvelles qui résultent de la nécessité de ne pas briser la supersymétrie.

A.2 Masses des s-quarks et des s-leptons

Ces particules sont des scalaires. Dans le M.S.S.M., elles acquièrent des masses par l'apparition de termes quadratiques dans les champs de s-quarks et de s-leptons :

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_L^* & \tilde{q}_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M & A_q \\ \\ A_q & M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}$$

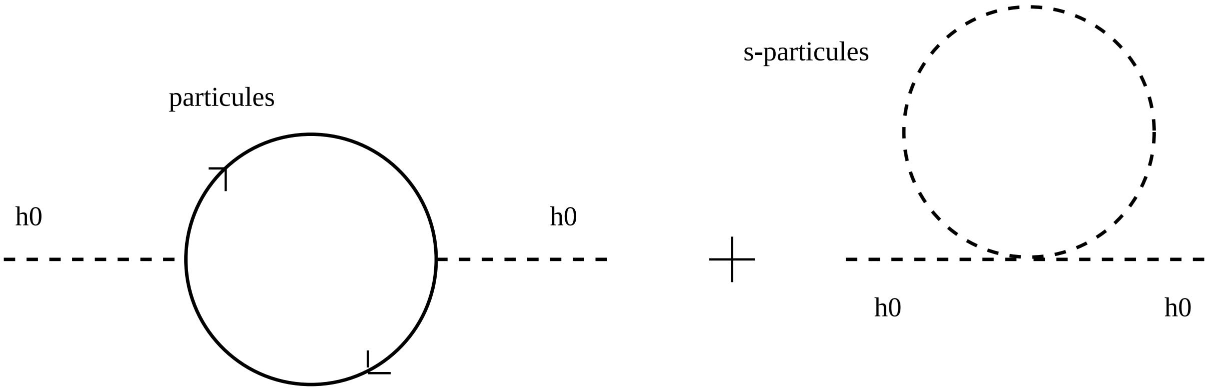


Figure A.1: Diagrammes de Feynman qui contribuent à la masse du boson de Higgs h^0.

Les paramétres M, M' et A_q proviennent du superpotentiel SUSY et de termes dûs à la brisure douce de supersymétrie. Les états propres de masses sont donnés en diagonalisant la matrice de mélange :

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_1 \\ \\ \tilde{q}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_q & -sin\theta_q \\ \\ sin\theta_q & cos\theta_q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}$$

A.3 Contraintes de masse sur le boson de Higgs h^0

La prédiction principale du modéle standard minimal supersymétrique est que :

$$m_{h^0} < m_{Z^0}$$

Cependant, cette prédiction reçoit des corrections radiatives : la masse renormalisée du boson de Higgs h^0 est calculable en tenant compte des contributions des diagrammes de la figure A.1.

Les corrections radiatives (Ref [9]) dues à ces contributions vérifient :

$$\delta m^2_{h^0} \propto \frac{m^4_{\mathrm{top}}}{m^2_W} f(m^2_{top}, M_{SUSY}, tg\beta, A_{top})$$

où A_{top} est le paramétre de mélange pour les s-top. Il n'est pas étonnant que ces corrections dépendent essentiellement du secteur du top car c'est le quark avec la masse la plus importante. Ces corrections seront alors d'autant plus importantes que le top est lourd. L'effet provenant de A_{top} tient à ce que les paramétres de mélange A_q contiennent des termes proportionnels à la masse du quark, m_q. il est négligeable par rapport aux termes diagonaux pour tous les s-quarks autres que le s-top. Il n'y a donc plus de mélange. Il est néanmoins possible, d'inclure les corrections dues au quark b. La figure A.2([11]) montre l'évolution de la valeur maximale que peut prendre m_{h^0} en fonction de tgβ pour différents types de mélanges pour les s-top. La valeur du quark top utilisée pour ces courbes est celle trouvée par les expériences D0 et CDF.

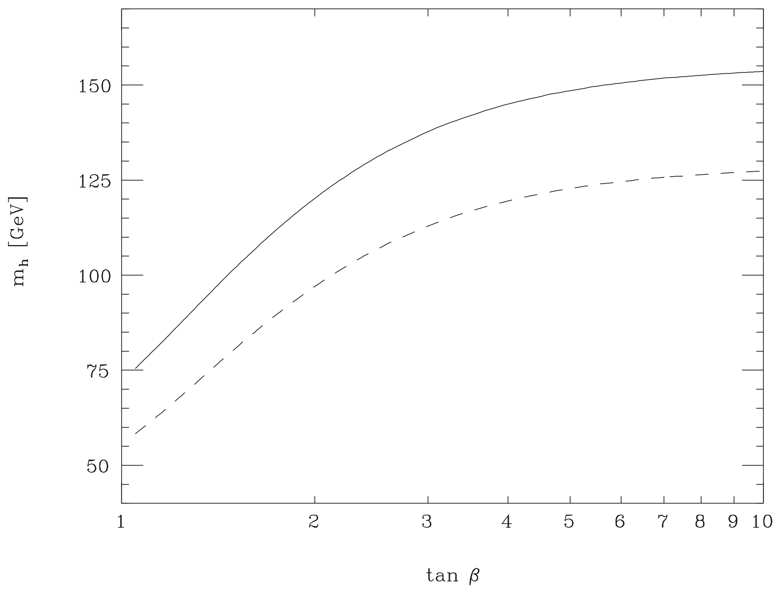


Figure A.2: Valeur maximale possible pour la masse du boson de Higgs h^0 en fonction de tgβ pour un mélange nul (trait pointillé) et pour le mélange donnant le plus d'effet (trait plein).

On remarque que, même dans le cas le moins favorable, la valeur maximale possible pour la masse du boson de Higgs h^0 reste relativement faible et cela quelque soit la valeur de tgβ. On peut conclure pour l'instant que :

$$m_{h^0} \leq 150 \text{ GeV}/c^2$$

Des contraintes additionnelles réduisent la valeur maximale permise pour le boson de Higgs h^0 si l'on se place dans l'hypothèse que le MSSM fait partie d'une théorie de grande unification. Si l'on considère en effet que à l'echelle de grande unification :

- les couplages de jauges des trois interations, forte, faible et électromagnétique sont unifiés (cas classiques des théories de grande unification)
- les couplages de Yukawa du quark b et du lepton τ sont unifiés [?] (dans beaucoup de ces théories, ces particules font partie du même multiplet de jauge et donc,).

Alors, les valeurs expérimentales des masses du quark b et du lepton τ déterminent la valeur de la masse du quark top en fonction de tgβ. Il existe alors deux solutions correspondant à une petite et à une grande valeur de tgβ.La solution avec $1 \leq tg\beta \leq 3$ est préférée à la solution à large tgβ car celle-ci nécessiterait un ajustement fin et peu naturel afin de retrouver la masse du quark b. La figure A.3 nous montre l'effet de ces hypothèses sur la limite supérieure de la masse du boson de Higgs h^0.

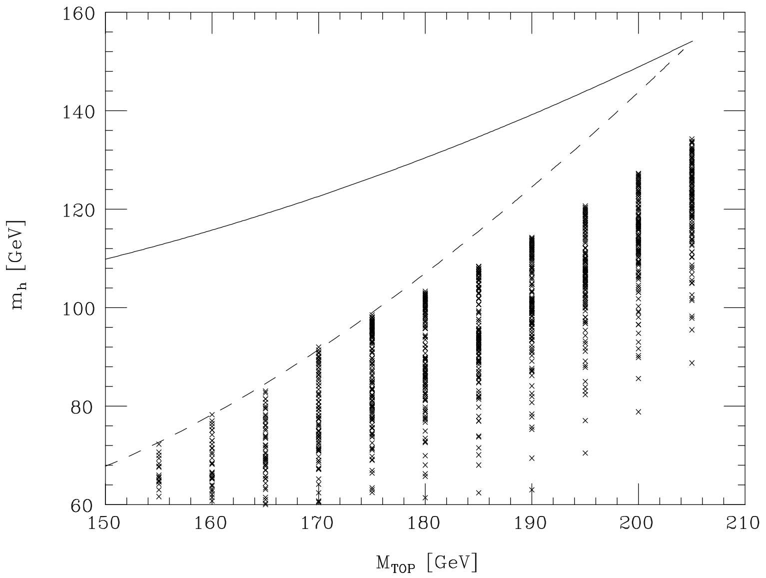
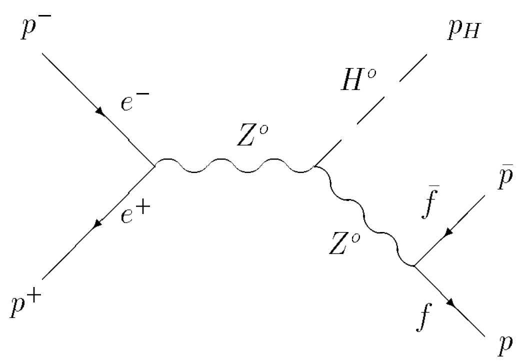


Figure A.3: Valeur maximale possible pour la masse du boson de Higgs h^0 en fonction de la masse du Top dans le cas de l'unification b-τ (trait pointillé) ou dans le cas du MSSM sans contraintes particulière (trait plein).

Annexe B

Calculs de certaines sections efficaces relatives au boson de Higgs

B.1 Le processus de Bjorken



Le calcul au premier ordre de l'élèment de matrice associé au diagramme de Feynman précedent donne :

$$|\overline{T}_{fi}|^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{4\pi\alpha}{sin^2\theta_W cos^2\theta_W}\right)^3 \frac{M^2_{Z^o}}{D(S)D(M^2_L)}\left(C_+(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)+C_-(4a_ev_ea_fv_f)\right)$$

où :

$$|\overline{T}_{fi}|^2 = \frac{1}{4}\sum_{r,s}\sum_{r's'}|T_{fi}|^2$$

On a moyenné sur tout les états de spin des fermions entrant et on a sommé sur les états de spin des fermions sortant.

$$C_+ = (p^+ \cdot \bar{p})(p^- \cdot p) + (p^+ \cdot p)(p^- \cdot \bar{p})$$

$$C_- = (p^+ \cdot \bar{p})(p^- \cdot p) - (p^+ \cdot p)(p^- \cdot \bar{p})$$

$$v_i = I_{3i} - 2Q_i sin^2\theta_W$$

$$a_i = I_{3i}$$

$$D(X) = (X - M_{Z^o}^2)^2 + M_{Z^o}^2 \Gamma_{Z^o}^2$$

M_L est la masse invariante du système $\bar{f}f$: $M_L^2 = S + M_H^2 - 2E_H\sqrt{S}$ (M_H étant la masse du boson de Higgs et E_H son énergie dans le référentiel du laboratoire). Pour calculer la section efficace $\sigma(e^+e^- \to H\bar{f}f)$, il nous faut intégrer sur un espace de phase a 3 corps :

$$\sigma_{fi} = \int \frac{1}{F} |\overline{T}_{fi}|^2 D^{(3)}$$

avec :

- $F = 4\sqrt{(p^+ \cdot p^-)^2 - m_+^2 m_-^2}$ est le facteur de flux de la réaction.
- $D^{(3)} = (2\pi)^4 \delta^4(p^+ + p^- - p_H - \bar{p} - q) \frac{d^3\vec{p}_H}{(2\pi)^3 2E_H} \frac{d^3\overline{\vec{p}}}{(2\pi)^3 2E_{\bar{f}}} \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3 2E_f}$

On voit que a priori il y a 3×3 variables d'intégration. Avec la fonction δ, il n'en reste plus que 5. De plus, en utilisant le fait que :

$$\int dm^2 \int \frac{d^3\vec{Q}}{2E} \delta^4(Q - p_1 - p_2) = 1 \ avec \ m^2 = Q^2 \ et \ Q = (E, \vec{Q})$$

et en se plaçant dans les référentiels adéquats (voir la figure B.1), on obtient, au lieu d'un espace de phase à trois corps, deux espaces de phase a deux corps :

$$D^{(3)} = \frac{1}{2\pi} dM_L^2 \frac{|\vec{p}_H|}{\sqrt{S}} \frac{d\Omega}{16\pi^2} \frac{|\overline{\vec{p}}^{\,(\bar{f}f)}|}{M_L} \frac{d\Omega_+^*}{16\pi^2}$$

avec :

- $|\vec{p}_H|$: le module de l'impulsion du boson de Higgs dans le référentiel du laboratoire.
- $d\Omega$: l'angle solide autour du boson de Higgs dans ce référentiel.
- $(\bar{f}f)$ le référentiel ou le système formé des deux fermions $\bar{f}f$ est au repos. Dans la suite, toutes les quantités calculées dans ce référentiel auront un * .
- $|\overline{\vec{p}}^{\,*}|$: le module de l'impulsion du fermion $\bar{f}$ dans le référentiel $(\bar{f}f)$.
- $d\Omega_+^*$: l'angle solide autour de $\bar{f}$ dans le référentiel $(\bar{f}f)$.

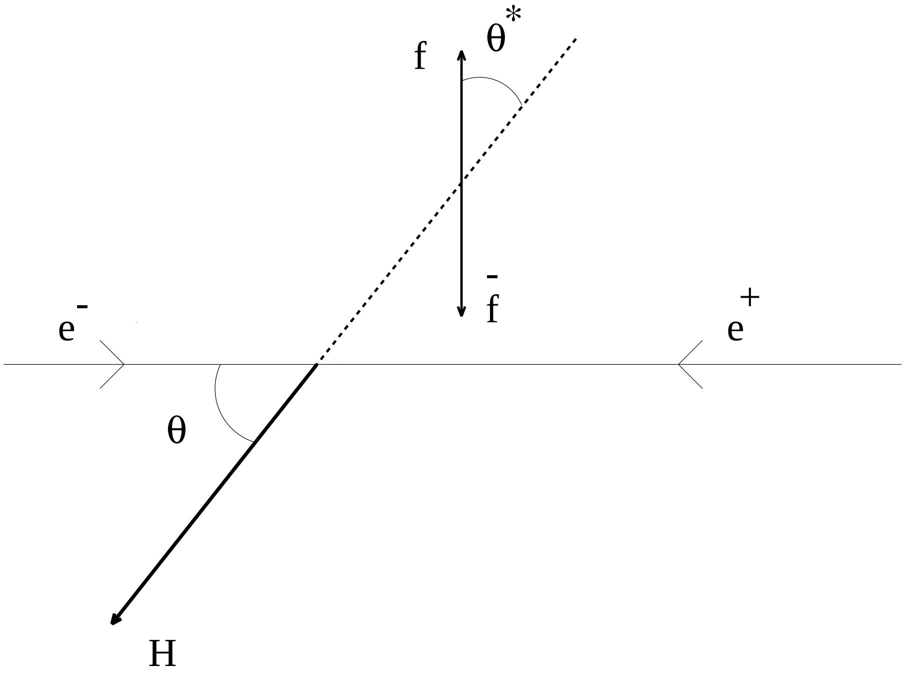


Figure B.1: Les différents référentiels.

Pour intégrer, il faut calculer les produits $(p^{+} \cdot \bar{p})$... Pour cela on va se placer dans ce référentiel $(\bar{f}f)$, en appliquant une transformation de Lorentz dont les paramètres sont :

- $\vec{\beta} = \frac{-\vec{p_H}}{E_{\bar{f}}+E_f}$
- $\gamma = \frac{E_{\bar{f}}+E_f}{M_L}$

En définissant :

- θ : l'angle que fait le boson de Higgs avec le faisceau $(e^{+}e^{-})$ dans le référentiel du laboratoire.
- θ^{*} : l'angle que fait le fermion $\bar{f}$ avec la ligne de vol du boson de Higgs dans le référentiel $(\bar{f}f)$
- ϕ^{*} : l'angle azimutal du fermion $\bar{f}$ par rapport a la ligne de vol du boson de Higgs dans le éférentiel $(\bar{f}f)$

Rappelons que lors d'une transformation de Lorentz :

- $\vec{Q}_{\perp}^{(\bar{f}f)} = \vec{Q}_{\perp}$

- $Q^*_{\|} = \gamma(Q_{\|} - \beta E)$
- $E^* = \gamma(E - \vec{Q} \cdot \vec{\beta})$

$\vec{Q}_{\perp}$ et $Q_{\|}$ étant la composante perpendiculaire ou parallèle à l'axe de la poussée. Ce qui donne par exemple pour e^+ :

$$p^*_{+\|} = \gamma(p_+ cos\theta - \beta E) \; et \; E^*_+ = \gamma(E_+ - \beta p_+ cos\theta)$$

C'est-a-dire :

$$p^*_{+\|} = \frac{\gamma\sqrt{S}}{2}(cos\theta - \beta) \; et \; E^*_+ = \frac{\gamma\sqrt{S}}{2}(1 - \beta cos\theta)$$

En fait on peut écrire simplement C_+ et C_- en fonction de $cos\theta_{(e^+\bar{f})}$: l'angle entre le positron e^+ et le fermion $\bar{f}$ dans le référentiel $(\bar{f}f)$ et de $cos\theta_{(e^-\bar{f})}$: l'angle entre l' electron e^- et le fermion $\bar{f}$ dans le référentiel $(\bar{f}f)$.

$$cos\theta_{(e^+\bar{f})} = \frac{\gamma cos\theta^*(cos\theta - \beta) + sin\theta sin\theta^* cos\phi^*)}{\gamma(1 - \beta cos\theta)}$$

$$cos\theta_{(e^-\bar{f})} = \frac{-\gamma cos\theta^*(cos\theta + \beta) - sin\theta sin\theta^* cos\phi^*)}{\gamma(1 + \beta cos\theta)}$$

Il en résulte que, comme par exemple :

$$\begin{aligned}(p^+ \cdot \bar{p}) &= |\vec{p}_+^{\,(\bar{f}f)}||\vec{\bar{q}}^{\,(\bar{f}f)}|cos\theta_{(e^+\bar{f})} \\ &= \frac{M_L\sqrt{S}}{4}(\gamma - \gamma\beta cos\theta + \gamma cos\theta^*(cos\theta - \beta) + sin\theta sin\theta^* cos\phi^*)\end{aligned}$$

on obtient :

- $C_+ = \frac{M_L^2 S}{8}\gamma^2(1 - \beta^2 cos^2\theta)(1 - cos\theta_{(e^+\bar{f})} \cdot cos\theta_{(e^-\bar{f})})$
- $C_- = \frac{M_L^2 S}{8}\gamma^2(1 - \beta^2 cos^2\theta)(cos\theta_{(e^+\bar{f})} - cos\theta_{(e^-\bar{f})})$

On intègre suivant $d\Omega \; et \; d\Omega^*_+$ (on a $d\Omega^*_+ = d\phi^* dcos\theta^* \; et \; d\Omega = d\phi dcos\theta$) :

- $C_+ = \frac{8\pi^2}{9} M_L^2 S(3 + \gamma^2\beta^2)$
- $C_- = 0$

On rappelle que :

$$\gamma\beta = \frac{|\vec{p_H}|}{M_L}$$

On a donc :

$$\frac{d\sigma}{dM_L^2} = \mathcal{C}\left(\frac{4\pi\alpha}{sin^2\theta_W cos^2\theta_W}\right)^3 \frac{M_{Z^o}^2(C_+(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)M_{Z^o}^2 M_L^2 P_H(3+\frac{P_H^2}{M_L^2})}{9\times 2^6(2\pi)^3\sqrt{S}D(S)D(M_L^2)}$$

Pour calculer cette section efficace totale, il est plus parlant d'utiliser les notations à la Bjorken :

- $x = \frac{2E_H}{\sqrt{S}}$
- $\mu_i = \frac{M_i}{\sqrt{S}}$, i= Z^o,l,H..
- $\gamma_{Z^o} = \frac{\Gamma_{z^o}}{\sqrt{S}}$

Et on a alors :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \mathcal{C}\frac{(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)}{3\times 2^7(2\pi)^3}\left(\frac{4\pi\alpha}{sin^2\theta_W cos^2\theta_W}\right)^3 \frac{\mu_{Z^o}^2}{S((1-\mu_Z^2)^2+\mu_{Z^o}^2\gamma_{Z^o}^2)}\mathcal{F}(x)$$

où :

$$\mathcal{F}(x) = \frac{\sqrt{x^2-4\mu_H^2}(1-x+\frac{x^2}{12}+\frac{2}{3}\mu_H^2)}{1-x+\mu_H^2-\mu_{Z^o}^2+\mu_{Z^o}^2\gamma_{Z^o}^2}$$

Bien qu'un calcul analytique existe ([20]), il est plus simple de procéder à une intégration numérique pour obtenir la section efficace totale du processus de Bjorken :

$$\sigma_{born}^0(s) = \mathcal{C}\frac{(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)}{3\times 2^7(2\pi)^3}\left(\frac{4\pi\alpha}{sin^2\theta_W cos^2\theta_W}\right)^3 \frac{\mu_{Z^o}^2}{s((1-\mu_Z^2)^2+\mu_{Z^o}^2\gamma_{Z^o}^2)}\int_{x_0}^{x_1}\mathcal{F}(x)$$

avec $x_0 = 2\mu_H$ et $x_1 = 1+\mu_H^2-4\mu_f^2$.

Annexe C

Rappels de statistiques

C.1 Définitions

C.1.1 Variable aléatoire

On appelle variable aléatoire une quantité observable (mesurable) X qui ne peut être déterminée avec exactitude (Relation de Heisenberg, précision des mesures,...). La mesure de cette grandeur est donc variable. X peut aussi être composé de plusieurs variables aléatoires : $\underline{X} = (X_1, X_2, \ldots, X_n)$. Une valeur de $\underline{X}$ est alors un vecteur de $\Re_n$, $\underline{x} = (x_1, x_2, \ldots, x_n)$

C.1.2 Echantillon

On appelle echantillon d'une variable aléatoire $\underline{X}$, un ensemble de p valeurs de cette variable :

$$E = \left\{\underline{x}_1, \underline{x}_2, ..., \underline{x}_p\right\}$$

C.1.3 Fonction de répartition de la variable aléatoire $\underline{X}$

On appelle fonction de répartition $F(\underline{X})$ de la variable aléatoire $\underline{X}$, la fonction définie pour une valeur $\underline{x}_0 = (x_{01}, x_{02}, \ldots, x_{0n})$ de la variable aléatoire $\underline{X}$ par :

$$F(\underline{x}_0) = P(x_1 \leq x_{01}, x_2 \leq x_{02}, .., x_n \leq x_{0n})$$

où $P(x_1 \leq x_{01}, x_2 \leq x_{02}, .., x_n \leq x_{0n})$ est la probabilité pour que l'on ait une valeur $\underline{x} = (x_1, x_2, \ldots, x_n)$ de $\underline{X}$ vérifiant $x_1 \leq x_{01}, x_2 \leq x_{02}, .., x_n \leq x_{0n}$.

C.1.4 Densité de probabilité

Pour une variable aléatoire continue, on appelle densité de probabilité f($\underline{\mathrm{X}}$) de la variable aléatoire $\underline{\mathrm{X}}$, la fonction définie par :

$$\mathrm{F}(\underline{x}) = \int_{-\infty}^{x_1} ... \int_{-\infty}^{x_n} f(\underline{t})d\underline{t}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\partial^n F(x)}{\partial x_1 ... \partial x_n} = f(\underline{x})$$

On remarque rapidement que :

$$\forall \underline{x} \in \Re_n, f(\underline{x}) \geq 0$$
$$\int_{\Re_n} f(\underline{x})d\underline{x} = 1$$

C.1.5 Espérance mathématique

Soit $\underline{\mathrm{X}}$ une variable aléatoire continue de densité de probabilité f($\underline{\mathrm{x}}$) et g($\underline{\mathrm{x}}$) une fonction de $\underline{\mathrm{x}}$. On appelle espérance mathématique de g($\underline{\mathrm{X}}$) la fonction définie par :

$$E(g(\underline{X})) = \int_{\Re_n} g(\underline{x})f(\underline{x})d\underline{x}$$

La moyenne de la variable aléatoire $\underline{\mathrm{X}}$ peut être définie comme :

$$\mu_{\underline{X}} = \mathrm{E}(\underline{\mathrm{X}})$$

La variance de la variable aléatoire $\underline{\mathrm{X}}$ peut être définie comme :

$$\sigma^2_{\underline{X}} = \mathrm{E}((\underline{\mathrm{X}}\text{-}\mu_{\underline{X}})^2)$$

La covariance des variables aléatoires X_1 et X_2 comme :

$$\mathrm{Cov}(\mathrm{X}_1, \mathrm{X}_2) = \mathrm{E}((\mathrm{X}_1 - \mu_{\mathrm{X}_1})(\mathrm{X}_2 - \mu_{\mathrm{X}_2}))$$

Le coéfficient de corrélation entre X_1 et X_2 comme :

$$\mathrm{C}_{\mathrm{X}_1\mathrm{X}_2} = \frac{\mathrm{Cov}(\mathrm{X}_1, \mathrm{X}_2)}{\sigma_{\mathrm{X}_1}\sigma_{\mathrm{X}_2}}$$

C.1.6 Fonction caractéristique

Pour une variable aléatoire continue $\underline{X}$ de densité de probabilité f($\underline{x}$), la fonction caractéristique de la variable aléatoire $\underline{X}$, $\Phi_{\underline{X}}$, est définie comme la transformée de fourier de la fonction f($\underline{x}$) :

$$\Phi_{\underline{X}}(\underline{t}) = \int_{\Re_n} e^{i\underline{t}^T\underline{x}} f(\underline{x}) d\underline{x}$$

C.2 Quelques propriétés des fonctions caractéristiques

Soit $\underline{X}$ une variable aléatoire à n dimension et $\Phi_{\underline{X}}$ sa fonction caractéristique.

Propriété 1

On a :

$$\frac{\partial^n \Phi(x)}{\partial x^n} = (i)^n E((x-\mu)^n)$$

Propriété 2

Soit M une matrice q×n et $\underline{v}$ un vecteur à q dimension, il est possible de montrer que :

$$\Phi_{M\underline{X}+\underline{v}}(\underline{t}) = e^{i\underline{t}^T\underline{v}} \cdot \Phi_{\underline{X}}(M^T\underline{t})$$

Propriété 3

Une condition nécessaire et suffisante pour que les composantes de $\underline{X}$ soient indépendantes est que :

$$\Phi_{\underline{X}}(\underline{t}) = \prod_{i=1}^{n} \Phi_{\underline{X}_i}(\underline{t}_i)$$

C.2.1 Une utilisation du théorème de la limite centrale

Nous allons montrer la propriété dont nous avons parlé dans le chapitre sur l'analyse probabiliste, à savoir que la somme de n distributions plates normalisées (même variance

σ^2 et moyenne μ) et indépendantes est, pour un nombre n grand, une gaussienne de moyenne nμ de variance nσ^2.

Considérons donc n variables aléatoires P(X$_i$) et pour chaque distribution P(X$_i$), sa moyenne μ_i, sa variance σ_i^2. On utilise $\mathrm{Y}_i = \frac{P(X_i)-\mu_i}{\sigma_i}$. On remarque d'abord que : $\mu_{Y_i} = 0$ et $\sigma_{Y_i} = 1$.

Nous allons montrer d'abord que :

$$\Phi_{\frac{Y_i}{\sqrt{n}}}(t) = 1 - \frac{t^2}{2n}$$

En effet, en utilisant la propriété 2 des fonctions caractéristiques, on a

$$\Phi_{\frac{Y_i}{\sqrt{n}}}(t) = \Phi_{Y_i}(\frac{t}{\sqrt{n}})$$

Or, on peut développer en séries de Taylor la fonction Φ_{Y_i}(t) pour t petit :

$$\Phi_{Y_i}(t) = \Phi_{Y_i}(0) + \frac{d\Phi_{Y_i}}{dt}(0) \cdot t + \frac{d^2\Phi_{Y_i}}{dt^2}(0) \cdot \frac{t^2}{2} + ...$$

Donc, en utilisant la propriété 1 et pour n grand :

$$\Phi_{\frac{Y_i}{\sqrt{n}}}(t) = 1 + i\mu_{Y_i}t - \sigma_{Y_i}\frac{t^2}{2n} + o(1/n)$$

c'est-à-dire :

$$\Phi_{\frac{Y_i}{\sqrt{n}}}(t) = 1 - \frac{t^2}{2n}$$

Donc si on pose :

$$\mathrm{Y} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sum_{i=1}^{n}\mathrm{Y}_i$$

La fonction caracteristique de Y, Φ_Y vérifie (propriété 3) :

$$\Phi_\mathrm{Y}(t) = \prod_{i}^{n}\Phi_{Y_i}(\frac{t}{\sqrt{n}}) = (1 - \frac{t^2}{2n})^n$$

Car si les variables aléatoires X$_i$ sont indépendantes, il en est de même des variables aléatoires Y$_i$.

Il en resulte alors que :

$$\lim_{n\to+\infty}\Phi_\mathrm{Y} = e^{\frac{-t^2}{2}}$$

Donc Y tend vers une loi normale $\mathcal{N}$(0,1).

Posons :

$$\mathcal{W} = \sum_{i=1}^{n}\mathrm{P}(\mathrm{X}_i)$$

Dans le cas de l'analyse probabiliste, on a : $\mu_i = \mu = \frac{1}{2}$, $\sigma_i = \sigma = \sqrt{\frac{1}{12}}$.

Il en résulte que, comme

$$\mathcal{W} = n\mu + \sqrt{n}\sigma \mathrm{Y}$$

$\mathcal{W}$ suit asymptotiquement une loi $\mathcal{N}(\mathrm{n}\mu,\mathrm{n}\sigma^2)$.

Bibliographie

[1] CDF Collaboration, F. Abe, et al. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions. **Phys.Rev.Lett.74:2626-2631,1995**. D0 Collaboration, S. Abachi, et al. Observation of the top quark. **Phys.Rev.Lett.74:2632-2637,1995**.

[2] S.L. Glashow, Nuc. Phys. **B22** (1961) 579. S. Weinberg, **Phys.Rev.Lett. 19** 1967 1264. A. Salam "Elementary particle theory" in proc. of the 8^{th} Nobel symposium, p 237, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksel, Stockolm (1968)

[3] J. Goldstone, **Nuovo Cimento 19, 154 (1961)** J. Goldstone,A. Salam, and S. Weinberg, **Phys. Rev. 127, 965(1962)**.

[4] P.W. Higgs, **Phys. Letters 12, 132(1964)**, **Phys. Letters 13, 508(1964)** and **Phys. Rev. 145, 1156(1966)**

[5] G. Altarelli and G. Isidori, Lower limit on the Higgs mass in the Standard Model:An update. **Physics Letters B337 (1994) 141**

[6] M. Quirós and al., Improved Higgs mass stability bound in the Standard Model and implications for Supersymmetry. **Physics Letters B342 (1995) 171**

[7] B. W. Lee, C. Quigg and G.B. Thacker, **Phys. Rev. Letters 38 (1977) 883**; **Phys. Rev. D16 (1977) 1519**.

[8] R. Barbieri, S. Ferrara, L. Maiani, F. Palumbo et C.A. Savoy, Phys. Lett. **B115** (1982) 212.
L. Girardello et M.T. Grisaru, Nucl Phys. **B194** (1982) 65.

[9] M.Carena, J.R. Espinosa,M. Quirós and C.E.M. Wagner, Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM, CERN preprint CERN-TH/95-45 ; H. Haber, R. Hempfling and A. Hoang, to appear

[10] M.Carena and C.E.M. Wagner, The Infrared Fixed Point of the Top quark mass and its implications within the MSSM, CERN preprint CERN-TH/94-7320

[11] G. Altarelli and al, Interim report on the Physics Motivations for an Energy Upgrade of LEP2, CERN preprint CERN-TH/95-151.

[12] J.D.Bjorken: in : Weak interactions at High Energy and the production of new particles : Proceedings of Summer Institute on Particle Physics, 1976, M.C. Zipf(ed.), **SLAC Report n° 198 (1976) p1**.

[13] J.L. Contreras and A. De Min, A search for the Z^0 decay into a Higgs boson and a photon with the DELPHI detector, DELPHI 94-119 PHYS 436 (1994)

[14] E. Bagan, M. Chabab, and S. Narison, Phys. Lett. **B306** (1993) 350.

[15] F.A. Berends, W.L. van Neerven, and G.J.H. Burgers, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429; erratum *ibid.* **B304** (1988) 921.

[16] B.A. Kniehl, Phys. Rep. 240-4 (1994)

[17] B.A. Kniehl, Phys. Lett. **B282** (1992) 219.

[18] B.A. Kniehl, Z. Phys **C55** (1992) 605

[19] E. Gross,B. Kniehl and G. Wolf, **Z. Phys C63** (1994), and Erratum, ibid., in print.

[20] F.A. Berends and R. Kleiss, Nuclear Physics **B260** (1985) 32-60

[21] Z. Hioki, Phys. Lett. **B224** (1989) 219.

[22] V. Barger, K. Cheung, A. Djouadi, B. Kniehl, and P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D49** (1994).

[23] DELPHI Coll., Study of hard scatterring processes in multihadron production from $\gamma\gamma$ collisions at LEP, **Zeit. Phys. C62 (1994) 357**

[24] DELPHI coll, The DELPHI Detector at LEP, Nuc. Inst. Meth. **A303** (1991) 233

[25] N. Bingefors and al., The DELPHI Microvertex Detector, Nuc. Inst. Meth. **A328** (1993) 447

[26] F. Sauli Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976.

[27] G. Hamel de Monchenault, thèse de doctorat : Etude de la résolution de la TPC de DELPHI et recherche du boson de Higgs du modèle standard dans l'expérience DELPHI., DAPNIA/SPP 92-11.

[28] DELPHI Coll., Proposal for the Very Forward Tracker, DELPHI 93-52 GEN 146 (1993)

[29] R.Wigmans, Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 273.

[30] Christian W. Fabjan, Calorimetry in high energy physics

[31] E. Iarocci, Plastic Streamer tubes and their applications in high energy physics, Nucl. Inst. Meth. **217** (1983)30

[32] Igor Ajinenko, communication personnelle

[33] I. Ajinenko and al., The cathode read-out of the DELPHI Hadron Calorimeter, IEEE Trans. on Nucl. Science NS-42 (1995) 485.

[34] F. M. Renard ed. Frontières
Bjorken and Brodsky, Statistical model for e^+e^- annihilation Phys. Rev. **D1** 1416 (1970).
F. Pierre and al, Evidence of jet structure in hadronic production by e^+e^- annihilation, Phys. Rev. Lett. **35**, 1609(1975).

[35] DELPHI Coll., First evidence of hard scatterring processes in single tagged $\gamma\gamma$ collisions, **Physics Letters B 342 (1995) 402**

[36] L.E. Gordon, J.K. Storrow : MC-TH 91-29 (1991)

[37] DELPHI Coll., P.Abreu et al., Search for the Standard Model Higgs boson in Z^0 decays, **Nucl. Phys. B421 (1994) 3**

[38] DELPHI Note 94-85 PHYS-402 : Update of the search for the Standard Model Higgs boson, contribution à la conférence ICHEP-94 de physique des hautes énergies (Glasgow, juillet 94)

[39] DELPHI Note 95-69 PHYS 504 : Update of the Standard Model Higgs boson search, contribution à la conférence EPS-HEP 95 de physique des hautes énergies (Bruxelles, juillet 95)

[40] DELPHI collaboration , P. Bambade and al., Test and installation of the 40^o counters during the 1993/1994 Shut Down. DELPHI 94-48 HERM 1, 5 may 1994.

[41] P.P. Rebecchi : thèse de doctorat sur la recherche de charginos.

[42] DELPHI Coll., P.Abreu et al., Performance of the DELPHI detector at LEP.

[43] DELPHI Coll., G. V. Borisov Lifetime tag of events $Z \to b\bar{b}$ with the DELPHI detector : AABTAG program, DELPHI 94-125 PROG 208. DELPHI Coll., Measurement of the $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ Branching Ratio of the Z by Double Hemisphere Tagging, Zeit. Phys. C65 (1995) 555.

[44] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 28 (1983) 227.

[45] T. Sjöstrand, CERN-TH. 6488/92 W5035/W5044 Mai 1991.

[46] Philippe Bambade

[47] T. Sjöstrand.

[48] N. J. Kjear and R. Moller, DELPHI 91-17 PHYS 88 Reconstruction of Invariant Masses in Multi-Jet Events

[49] DELPHI collaboration, P. Bambade and al., Higgs boson search at LEP200 with DELPHI, DELPHI 95-57 PHYS 493, 12 july 1995.

[50] Proceedings of the ECFA workshop on LEP200, Aachen, 1986, Ed. A. Bohm, W. Hoogland.

[51] DELPHI collaboration, G.Burkhart and al., DELPHI Higgs boson studies in the LEP2 Physics Workshop, DELPHI 95-161 PHYS 579, 12 july 1995.

[52] C. De Saint Jean, A search for a standard model-like Higgs boson at LEP2 in the $H\nu\bar{\nu}$ channel with a probabilistic approach DELPHI 95-154 PHYS 574, 9 nov 1995.

[53] P. Lutz, Higgs boson(s) search at LEP200 : the $\tau^+\tau^- q\bar{q}$ channel, DELPHI 95-155 PHYS 576, November 24, 1995.

[54] Rapport du groupe de travail sur la montée en énergie du LEP : Yellow Report du Workshop LEP200.

[55] D. Froidevaux, Transparencies presented at the LEPC.

Liste des figures

Liste des tableaux