

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00068793

LAPP-T 97/01

Université de Paris 7.

THESE
présentée pour obtenir
Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS 7.

Spécialité: Physique des particules

par
Olivier LINOSSIER

SUJET:

Evaluation du potentiel d'ATLAS pour la recherche des bosons de Higgs de masses intermédiaires dans le canal $H^0 \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$ et test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique.

obtenue le 8 avril 1997 devant la commission d'examen:

François Lediberder	<i>président</i>
Isabelle Wingerter-Seez	<i>directeur de thèse</i>
Philippe Bloch	<i>rapporteur</i>
Gérard Sajot	<i>rapporteur</i>
Louis Fayard	
Luc Poggioli	

Thesis - 1997 - LINOSSIER

Je tiens tout d'abord à remercier I. Wingerter-Seez et L. Poggioli¹ pour le temps qu'ils ont bien voulu passer à encadrer mon travail et pour le soutien qu'ils m'ont fourni aux moments importants.

Je remercie les directeurs du LAPP, D. Linglin et M. Yvert, pour avoir accepté que je fasse ma thèse dans leur laboratoire.

Bien entendu, je remercie aussi les membres du groupe ATLAS/LAPP (B. Aubert, J. Colas, G. Sauvage, S. Jezequel, P. Perrodo, S. Nicoleau, G. Eynard) pour m'avoir reçu parmi-eux durant ces deux années, avec peut-être un "merci" particulier à R. Zitoun et Y. Zolnierowski pour leur nombreuses explications.

Un merci aussi à ceux, extérieurs au groupe, qui m'ont aidé ou conseillé dans les différentes étapes de mon travail: E. Pilon, P. Nevski, I. Gavrilenko, E. Richter-Was, Z. Was, D. Fournier, J. Collot, I. Vichou, P. Fasstnacht, B. Lund-Jendsen, T. Sjöstrand, B. Merkel et G. Dubois-Dauphin.

Merci encore à P. Bloch, G. Sajot, F. Lediberder, L. Fayard, L. Poggioli, et I. Wingerter-Seez pour leur participation au Jury. J'adresse une mention spéciale à Philippe et Gérard pour avoir étudié, corrigé et rapporté sur la thèse en un temps très court. Peut-être aussi mot sur François, le président du jury, qui a passé, pour rien et par ma faute, une demi-journée à courir dans les couloirs de Paris 7 pour attraper le président de l'Université.

J'ai enfin une pensée particulière pour F. Gianotti et D. Froidevaux, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et pour le soutien qu'il m'ont apporté.

A vous: mon fils, ma femme, mes parents.

Olivier

Non nobis domine, non nobis ...

¹Je félicite d'ailleurs le jeune papa

Table des matières

I	Modèle théorique et détecteur ATLAS	9
1	Les modèles de la physique des particules	11
1.1	Le modèle standard	12
1.1.1	Les invariances de jauge	12
1.1.2	Construction du modèle électrofaible	13
1.1.3	Couplages du boson de Higgs	15
1.1.4	Masse du boson de Higgs prévue par la théorie	17
1.1.5	Conclusion sur le modèle électrofaible	20
1.2	Calcul des sections efficaces proton-proton	20
1.2.1	Fonctions de structure	21
1.2.2	Interaction partonique	21
1.2.3	Hadronisation et désintégration des produits de l'interaction.	22
1.2.4	Production du boson de Higgs et des bruits de fond	26
1.3	Recherche du boson de Higgs au LHC	32
1.3.1	$80 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$: $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ / $H^0 \rightarrow f\bar{f}$	32
1.3.2	Bosons de Higgs de masses intermédiaires ($130 < m_H < 500 \text{ GeV}/c^2$).	33
1.3.3	Bosons de Higgs lourds ($m_H > 500 \text{ GeV}/c^2$)	41
1.4	Extensions au modèle standard.	42
1.4.1	Alternatives	42
1.4.2	Supersymétrie	43
2	Le LHC et le détecteur ATLAS	51
2.1	Le LHC	51
2.2	Le détecteur ATLAS	54
2.2.1	Vue d'ensemble	54
2.3	Détecteur interne	57
2.3.1	Description	57
2.3.2	Performances	59
2.4	Calorimètre	63
2.4.1	Le calorimètre électromagnétique	63
2.4.2	Performances	67
2.4.3	Calorimètres hadroniques.	75

2.5	Spectromètre à muons	78
2.5.1	Géométrie	78
2.5.2	Performances :	79
2.6	Conclusion	79

II Construction et test d'un prototype de Calorimètre 81

3	Le prototype de calorimètre	83
3.1	Description	83
3.1.1	La segmentation UV	85
3.1.2	Construction du prototype	85
3.1.3	Electronique de lecture	89
3.1.4	Dispositif experimental, et acquisition	91
3.1.5	Bilan	95
3.2	Mesure du bruit électronique	96
3.2.1	Bruit et piédestaux	96
3.2.2	Termes cohérents et incohérents	97
3.2.3	Contribution au bruit dans un cluster	98
3.3	Diaphonie. Aspects théoriques	99
3.3.1	Principe	99
3.3.2	Résultats expérimentaux :	104
3.3.3	Effet des corrections :	106
3.3.4	Conclusion sur la diaphonie	107
3.4	Conclusion du chapitre	110
4	Analyse des données	111
4.1	Etude des faisceaux d'électrons	111
4.1.1	Résolution en énergie	111
4.1.2	Résolution en direction	114
4.1.3	Conclusion sur les analyses des électrons	114
4.2	Etude des faisceaux de photons	115
4.2.1	Dispositif expérimental	115
4.2.2	Analyse des données "photons"	116
4.3	Production d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	120
4.3.1	but	120
4.3.2	Cinématique utilisée	120
4.3.3	méthode de sélection des événements	122
4.3.4	Lots de " π^0 "	125
4.4	séparation π^0/γ	125
4.4.1	conditions physiques et géométriques de cette évaluation	125
4.4.2	Variables utilisées	125
4.4.3	Réjection des π^0	126

4.4.4	Conclusion.	131
III	Canal $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$	135
5	Production, simulation, reconstruction	137
5.1	Production du signal et des bruits de fond	138
5.1.1	Signal: $pp \rightarrow H^0 \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$	139
5.1.2	Bruit de fond $pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 4l$	142
5.1.3	Bruit de fond: $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4l + X$	143
5.1.4	Bruit de fond: $pp \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow 4l + X$	143
5.1.5	Bilan de la production	144
5.2	Simulation des détecteurs	144
5.2.1	Simulation rapide	145
5.2.2	Simulation complète du détecteur:	146
5.3	Reconstruction	147
5.3.1	Reconstruction des traces.	147
5.3.2	Reconstruction calorimétrique	151
5.3.3	Combinaison des reconstructions des traces et des clusters:	153
5.4	Performances	155
5.4.1	Reconstruction de l'état final: $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$	155
5.4.2	Reconstruction de l'état final: $H^0 \rightarrow 4e^\pm$	160
5.4.3	reconstruction de l'état final: $H^0 \rightarrow 2e^\pm 2\mu^\pm$	164
5.5	Conclusion	164
6	Réjection des bruits de fond	167
6.1	Coupages cinématiques	167
6.1.1	Impulsion et rapidité des leptons	168
6.1.2	Coupure sur m_Z^{rec}	168
6.1.3	Masse reconstruite du Z^*	170
6.1.4	Bilan de la sélection cinématique.	173
6.2	Réjection des bruits réductibles	177
6.3	Isolation	177
6.3.1	Performance de l'isolation $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$	177
6.3.2	Performance de l'isolation $H^0 \rightarrow 4e^\pm$	181
6.3.3	Conclusion sur l'isolation	182
6.4	Paramètre d'impact transverse	182
6.4.1	Mesure du paramètre d'impact	182
6.4.2	réjection des bruits de fond au moyen du paramètre d'impact	184
6.5	Combinaison de l'isolation et du paramètre d'impact.	193
6.6	Impulsion transverse manquante	195
6.7	Observabilité du boson de Higgs.	197
6.7.1	Bilan des analyses	197

6.7.2	Observabilité du boson de Higgs.	200
6.7.3	Incertitudes	202
6.7.4	Conditions de la recherche dans CMS	208
6.7.5	Extension supersymétrique minimale	208
6.8	Conclusion de la recherche du boson de Higgs	210
 IV Conclusion générale		211
 V ANNEXE		215
6.9	Calcul de l'élément de matrice	217
6.9.1	Désintégration en deux bosons réels	217
6.9.2	Désintégration en deux paires de leptons: Calcul général .	218

Avertissement

Cet ouvrage comprend, pour une large partie, une synthèse de l'étude du potentiel d'ATLAS pour la recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons.

Si j'ai personnellement réalisé cette étude, sous la responsabilité de L. Poggioli, il n'en demeure pas moins qu'elle s'est réalisée dans le cadre d'une grande collaboration avec des échanges multiples.

Je ne voulais pas que ce document soit une succession de résumés de mes activités, mais plutôt, qu'il puisse servir de référence à un sujet de physique, qui, par ses différents aspects, concerne beaucoup de personnes.

C'est donc sciemment, que j'ai occulté certains détails de mes analyses et certaines de mes activités, qui auraient pu ne contribuer qu'à alourdir l'exposé. On pourra se référer aux notes que j'ai publiées pour obtenir ces informations.

J'ai aussi usé de d'informations nombreuses venant des différents groupes des sous-détecteurs. Beaucoup de ces informations sont consignées dans le "technical design report" du calorimètre ATLAS qui vient d'être publié.

Olivier Linossier

Préambule

Le LHC, "Large Hadron Collider" est le futur grand collisionneur proton-proton du CERN qui devrait être achevé en 2004 à Genève.

Un des enjeux majeurs des expériences ATLAS et CMS, qui travailleront auprès du LHC, est la recherche du boson de Higgs. Ce dernier constituerait, le cas échéant, une des clés de notre compréhension de la physique des particules, dans le cadre du modèle standard d'unification électrofaible ou d'un modèle supersymétrique.

L'énergie de 14 TeV, dans le centre de masse, permettra de couvrir l'ensemble du domaine ($m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$) où l'on attend : soit le boson de Higgs, soit de nouveaux processus de physique, soit les deux ensemble.

Les faibles sections efficaces de production du boson de Higgs ($\sigma \simeq 10 \text{ pb}$) seront compensées par une grande luminosité, atteignant $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en phase nominale.

Cette thèse s'articule autour de trois parties qui présentent successivement les aspects théoriques de la recherche du boson de Higgs, le test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique, et enfin l'étude du canal de recherche 4 leptons.

Elle s'inscrit dans une optique d'optimisation et de test des capacités du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs.

Celle dernière constitue un excellent test des performances du détecteur et contribue à contraindre sa géométrie et sa technologie.

Le travail, s'organise autour de deux points majeurs : l'un expérimental et l'autre de simulation :

- Dans le cadre du test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique tonneau à argon liquide et à détecteur de position intégré, une étude a été menée pour mesurer la capacité de celui-ci à séparer les photons des π_0 . C'est une propriété essentielle pour la recherche d'un boson de Higgs léger ($m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$), que l'on observera au travers de sa désintégration en deux photons.
Dans le même temps, nous avons évalué et corrigé les phénomènes de diaphonie entre les cellules de détection.
- Nous avons aussi étudié systématiquement le canal où le Higgs se désintègre en 4 leptons à travers une paire ZZ^* pour les masses intermédiaires ($130 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$). Cette fenêtre de masse est la zone la plus problématique pour ce canal qui devient facile au dessus de $180 \text{ GeV}/c^2$, lorsque le boson de Higgs se désintègre en deux Z réels.

Cette étude a été faite en utilisant des simulations complètes du détecteur pour évaluer son aptitude à reconstruire le signal et à rejeter les bruits de fond sur des critères cinématiques et topologiques.

Ces résultats seront utilisés pour montrer la possibilité de chercher le boson de Higgs dans le canal 4 leptons à partir de 120 GeV/ c^2 .

Cette étude est généralisée aux bosons de Higgs de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard.

ATLAS

Barrel Inner Detector and Electromagnetic Calorimeter

$H (130 \text{ GeV}) \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$

$L = 5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

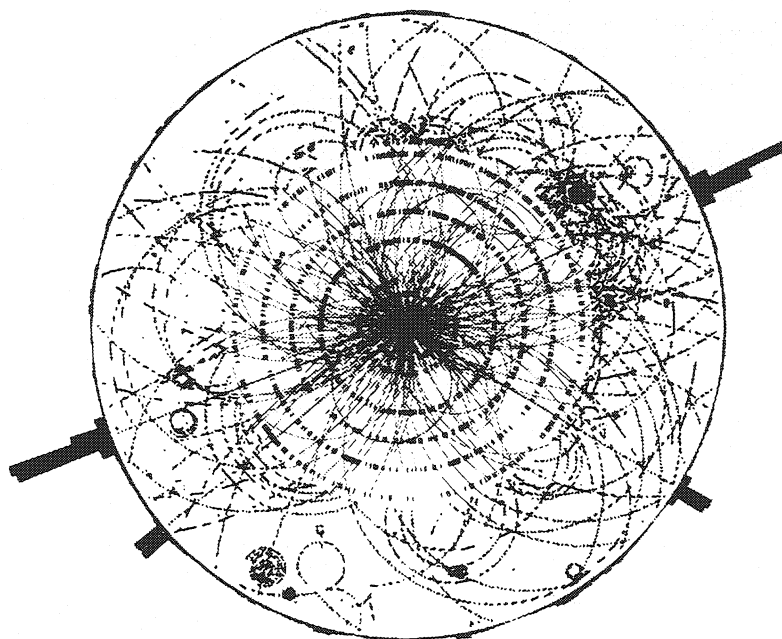


Figure 0.1: Représentation d'un événement $H \rightarrow 4e^\pm$

Partie I

Modèle théorique et détecteur
ATLAS

Chapitre 1

Les modèles de la physique des particules

- *Le boson de Higgs dans le modèle électrofaible (origine et propriétés).*
- *Calcul des sections efficaces au LHC.*
- *Canaux de recherche du boson de Higgs : propriétés du signal et des bruits de fond. (section efficaces, topologie, cinématique)*
- *Extensions au modèle standard.*

La description théorique de la physique des particules repose sur le modèle électrofaible et sur la chromodynamique quantique (QCD). Ces modèles sont basés sur le principe de symétrie, tant pour le classement des fermions en groupes ordonnés, que pour la description des interactions (échange de bosons de jauge). L'introduction des masses des champs est obtenue par le mécanisme de Higgs, dont une des conséquences est l'apparition du boson de Higgs (H^0).

La recherche de ce boson est une des motivations de la construction du LHC et constitue l'objet d'étude de cette thèse.

Ce chapitre décrit le modèle de l'interaction électrofaible jusqu'à l'introduction du boson de Higgs et à la description de ses propriétés. En outre, les propriétés essentielles de QCD seront décrites, en vue du calcul des sections efficaces de production du boson de Higgs et de ses bruits de fonds, dans les interactions proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Enfin, des extensions au modèle standard seront présentées succinctement.

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Les invariances de jauge

Dans le cadre du formalisme Lagrangien, il a été montré qu'une symétrie continue est invariablement associée à la conservation d'une charge [1]. Dans le cas des symétries continues locales, il est possible de dériver les propriétés des interactions entre les champs en introduisant un champ vectoriel qui en est le médiateur.

L'interaction électromagnétique est ainsi décrite par l'électrodynamique quantique (QED) en requérant que le Lagrangien QED soit invariant sous une transformation $U(1)$ de la phase des champs [2]: $\phi(x) \rightarrow \phi(x)e^{iq\alpha(x)}$.

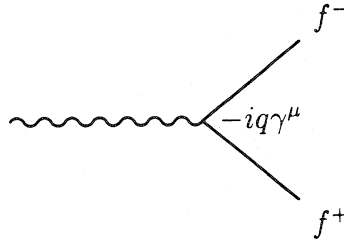
Une transformation globale induit la conservation de la charge électrique et le passage à une transformation locale est réalisé en introduisant un champ vectoriel de masse nulle: Le photon [3].

Le Lagrangien de l'électrodynamique s'écrit sous la forme:

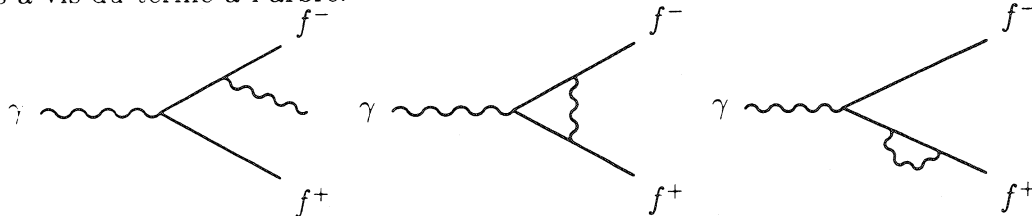
$$L_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - qA_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu \psi$$

où ψ est le spineur du fermion considéré, A_μ le champ du photon, $q = eQ$ et m sont respectivement la charge et la masse du fermion.

Le second terme décrit l'interaction, on le représente par le diagramme de Feynman ci dessous:



La section efficace du processus correspondant est obtenue en prenant le carré de l'amplitude de ce diagramme (à l'arbre), mais aussi, des diagrammes d'ordres supérieurs (figure ci-dessous)[4]. Dans le cas de QED, ces corrections sont petites vis à vis du terme à l'arbre.



La construction du modèle électrofaible repose sur les mêmes techniques, avec un groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ plus complexe.

1.1.2 Construction du modèle électrofaible

Le modèle standard, élaboré par Glashow, Weinberg et Salam [5], a permis de décrire les couplages électromagnétique et faible par une même théorie [6].

Les fermions de chiralité gauche sont classés en doublets d'isospin faible $l_G = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_G^{I=\frac{1}{2}}$ tandis que les fermions de chiralité droite le sont dans des singulets $l_D = (e)_D^{I=0}$. L'absence de partie droite pour les neutrinos reproduit l'observation expérimentale. Le tableau qui suit montre le classement des particules établi suivant ce modèle.

Classement des fermions	
Fermions gauches $I = \frac{1}{2}$	Fermions droits $I = 0$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_G \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_G \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_G$	$e_D \quad \mu_D \quad \tau_D$
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_G \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_G \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_G$	$u_R \quad d_R' \quad c_R \quad s_R' \quad t_R \quad b_R'$
(d', s', b') sont les états propres de l'interaction faible reliés à (d, s, b) états propres de l'interaction forte par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7]	

Par analogie avec l'électromagnétisme, on construit le Lagrangien en postulant son invariance sous le groupe de symétrie associée $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ¹. Les constantes de couplage des symétries sont notées g pour l'interaction faible ($SU(2)_L$) et g' pour l'interaction électromagnétique ($U(1)_Y$).

Cette construction conduit à l'introduction de 3 bosons vecteurs de masse nulle pour $SU(2)_L$ et d'un boson vecteur pour $U(1)_Y$. Ils sont respectivement désignés par $(b_\mu^1, b_\mu^2, b_\mu^3, a_\mu)$.

Le Lagrangien du modèle standard s'écrit alors :

$$L = L_{bosons} + L_{matiere}$$

$$L_{bosons} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^l F^{l\mu\nu} - \frac{1}{4}f_{\mu\nu}^l f^{l\mu\nu}$$

où les champs de jauge de $SU(2)_L$ sont définis par : $F_{\mu\nu}^l = \partial_\nu b_\mu^l - \partial_\mu b_\nu^l + g\epsilon_{jkl}b_\mu^j b_\nu^k$. Tandis que ceux de $U(1)_Y$ le sont par : $f_{\mu\nu}^l = \partial_\nu a_\mu - \partial_\mu a_\nu$.

¹Y désigne l'hypercharge, définie par la relation $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$. Elle permet d'incorporer l'électromagnétisme dans la théorie

La partie fermionique est alors de la forme :

$$L_{matiere} = \bar{l}_R i \gamma^\mu (\partial_\mu + i g' a_\mu \frac{Y}{2}) l_R + \bar{l}_L i \gamma^\mu (\partial_\mu + i g' a_\mu \frac{Y}{2} + i g \frac{\tau}{2} \cdot b_\mu) l_L$$

Brisure de symétrie

A ce stade, la théorie décrit dans un même cadre l'électromagnétisme et l'interaction faible, mais elle ne reproduit pas les observations expérimentales, et notamment, ne donne de masses ni aux fermions ni aux bosons.

L'introduction de masse sous la forme de termes $m\psi^\dagger\psi$ est impossible car elle briserait explicitement l'invariance de jauge sous $SU(2)_L$. La solution passe par l'utilisation du mécanisme de Higgs [8]. Celui-ci permet de passer d'une théorie initiale où $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est respectée, à une théorie effective où seule l'invariance $U(1)_{EM}$ est conservée, et où les bosons de jauge acquièrent naturellement une masse.

Le mécanisme repose sur l'introduction d'un doublet Φ de $SU(2)$ en auto-interaction via un potentiel $V(\Phi) = m^2 \Phi^2 + \frac{\lambda}{6} \Phi^4$ et dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle $\Phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ ($v = \sqrt{\frac{6m^2}{\lambda}}$). Dans cette formulation, v représente l'échelle d'énergie de la théorie électrofaible et λ est un paramètre indéterminé.

Cela permet de briser explicitement la symétrie du Lagrangien associé aux transformations $U(1)_Y$ et $SU(2)$, mais aussi, de conserver l'invariance de jauge pour les transformations $U(1)_{EM}$.

Cette brisure de l'invariance de jauge permet d'obtenir² [9] :

- ◊ Des termes d'interaction du champ de Higgs avec lui même ($\frac{\lambda v}{3!} H^3$ et $\frac{\lambda}{4!} H^4$)
- ◊ Un terme de masse pour le champ de Higgs ($\frac{1}{2} \frac{\lambda v^2}{3} H^2$)
- ◊ Des termes d'interaction entre les bosons de jauge et le boson de Higgs (voir figure (1.1))
- ◊ Et enfin des termes de masse pour les différents bosons de jauge : ($m_{W^\pm}^2 = \frac{g^2 v^2}{4}$, $m_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2$, $m_A^2 = 0$).

Par construction, les bosons $W^\pm$ obtenus se couplent uniquement à la partie gauche des fermions. Ils sont les porteurs de l'interaction faible par courant chargé et sont reliés aux bosons initiaux par la relation ($W^\pm = (b^1 \mp b^2)/\sqrt{2}$).

Les bosons Z et A sont respectivement les porteurs de l'interaction faible neutre et de l'interaction électromagnétique. Ils s'expriment en fonction des $b_{3\mu}$ et a_μ , à travers la transformation suivante :

²On notera désormais H le doublet ϕ_0 , appelé boson de Higgs

$$A_\mu = a_\mu \cos(\theta_W) + b_\mu^3 \sin(\theta_W)$$

$$Z = -a_\mu \sin(\theta_W) + b_\mu^3 \cos(\theta_W)$$

L'angle de mélange de Weinberg θ_W est défini par la relation $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$.

Les bosons $W^\pm$ et Z ont été mis en évidence expérimentalement au SPSC (CERN) en 1983 [10], après que leur existence ait été déduite des mesures des courants neutres sur GARGAMELLE (1973).

θ_W est l'unique paramètre qui permet de relier l'intensité des interactions faible et électromagnétique. C'est là, le reliquat de l'apparente unification électrofaible. Ce paramètre permet de définir une relation importante entre les masses des bosons $W^\pm$ et Z .

$$\cos\theta_W = \frac{m_W}{m_Z}$$

Introduction des termes de masse des fermions

La masse des fermions est engendrée en appliquant un couplage de Yukawa entre le doublet de Higgs et les fermions.

Pour les leptons un tel couplage est de la forme :

$$L_Y = -g_e \overline{(\nu_{eG} e_G)} \Phi e_D + \bar{e}_D \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{eG} \\ e_G \end{pmatrix}$$

et alors :

$$m_e = g_e (G_F \sqrt{2})^{-\frac{1}{2}} \text{ et } m_{\nu_e} = 0$$

Pour les quarks, les états propres de masse ne sont pas les états propres de l'interaction faible. Pour relier les deux représentations, on introduit une matrice 3×3 (La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) dont seulement 4 paramètres sont indépendants. Dans l'ensemble du modèle, il y a donc seize paramètres de masse à introduire à la main (4 paramètres dans CKM, 3 masses de leptons chargés, 3 masses de leptons neutres ($m_\nu = 0$), et 6 masses de quarks).

1.1.3 Couplages du boson de Higgs

L'expression des couplages donnée par la théorie électrofaible montre que le boson de Higgs se couple aux bosons de jauge suivant leur masse carrée, tandis qu'il se couple aux fermions proportionnellement à leur masse (fig: 1.1).

Le rapport d'embranchement du boson de Higgs favorise les particules les plus massives cinématiquement accessibles.

Les gluons et les photons ne se couplent pas au boson de Higgs à l'ordre le plus bas de la théorie. Cependant, en prenant en compte les ordres supérieurs (fig 1.2)(boucle de tops ou de $W^\pm$), on ouvre les processus $gg \rightarrow H^0$ et $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

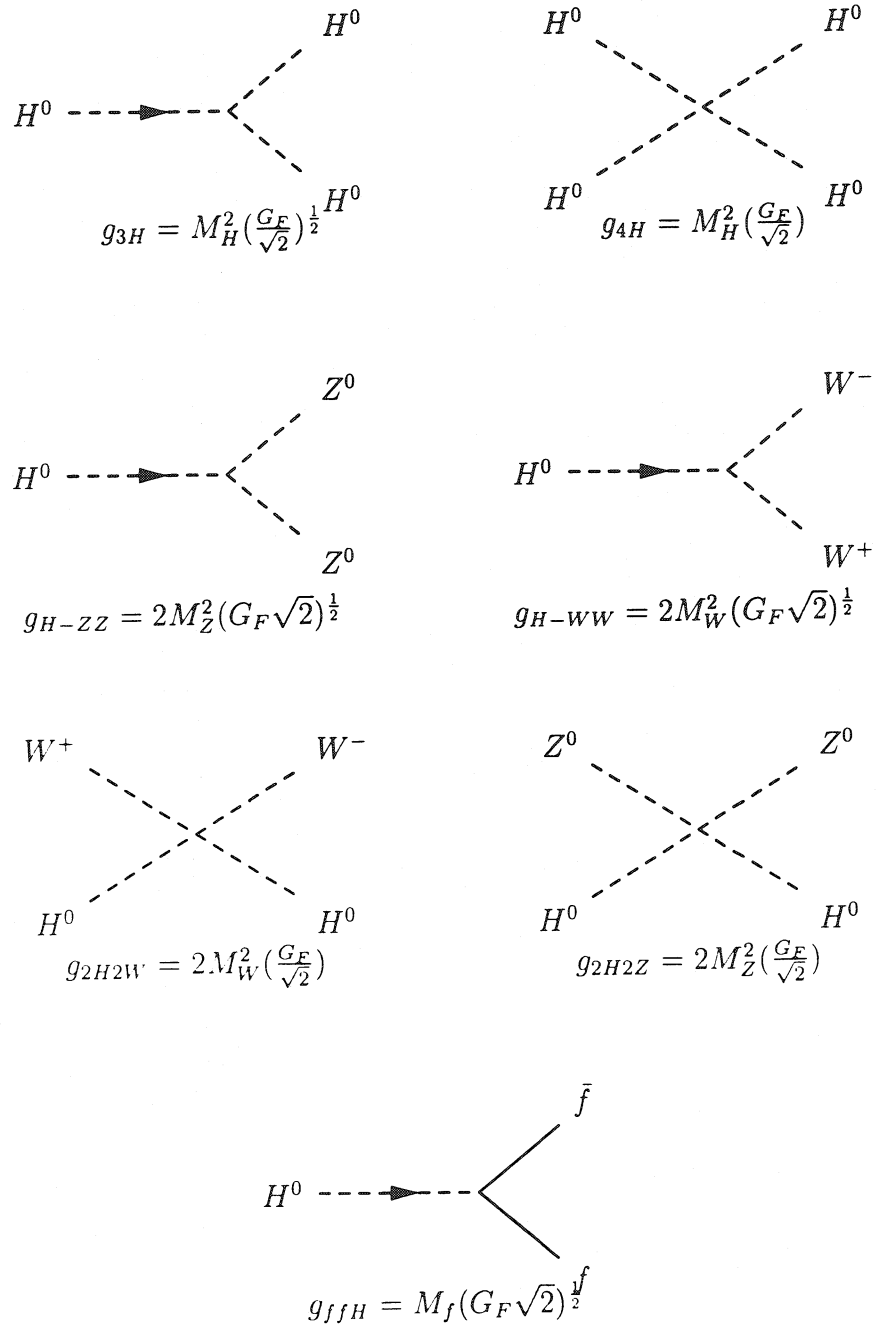


Figure 1.1: Couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions. La variable G_F est la constante de Fermi qui est reliée (à l'ordre le plus bas de la théorie) au couplage de l'interaction faible: $G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2$

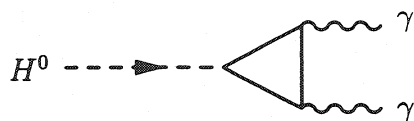


Figure 1.2: Couplage du boson de Higgs aux photons via une boucle de tops

1.1.4 Masse du boson de Higgs prévue par la théorie

Dans le modèle électrofaible, la masse du boson de Higgs demeure indéterminée. Si l'échelle d'énergie électrofaible v peut être reliée à la masse du W et mesurée dans la désintégration du muons [11], la constante λ demeure un paramètre libre de la théorie.

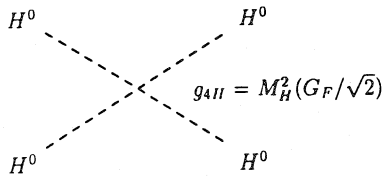
$$m_{H^0} = \frac{\sqrt{\lambda}v}{\sqrt{6}} = \frac{\sqrt{2}\sqrt{\lambda}m_W}{\sqrt{3}g}$$

Deux approches sont couramment utilisées pour contraindre la masse du boson de Higgs. Une approche théorique consiste à étudier la condition de renormalisation de certains processus incluant le boson de Higgs, en fonction du paramètre de masse de ce dernier. Une autre approche, expérimentale cette fois, consiste, outre la recherche directe, à mesurer les effets correctifs que pourrait avoir H^0 sur les résultats des mesures des paramètres de la théorie électrofaible et de contraindre sa masse.

Section efficace des processus d'interaction entre les bosons $W^\pm$ longitudinaux $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$:

Les composantes longitudinales des W sont les goldstones de la théorie. Ils peuvent nous renseigner sur le mécanisme de brisure de la symétrie.

La section efficace du graphe $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ est reliée à la masse du boson de Higgs et croît avec l'énergie [12]. Une masse du boson de Higgs, inférieure à $1 \text{ TeV}/c^2$, permet de conserver le comportement perturbatif de ce processus. Si aucun boson de Higgs n'était trouvé en dessous du TeV/c^2 , il faudrait qu'il existe de nouveaux processus physiques pour éliminer la divergence de la section efficace $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$.

Renormalisation du paramètre λ [13]

Le graphe ci-dessus a une section efficace divergente. Il est nécessaire de renormaliser la section efficace pour l'exprimer en fonction des seules grandeurs physiques et du paramètre $\lambda(\mu)$ dépendant de l'énergie considérée.

La masse du boson de Higgs s'exprime en fonction de la valeur de λ à l'échelle v ($v = 246$ GeV est l'échelle d'énergie de la théorie électrofaible).

$$m_H^2 = \frac{\lambda(v)v^2}{6}$$

Les équations du groupe de renormalisation permettent d'exprimer la valeur de $\lambda(\mu)$ à une échelle quelconque Λ en fonction de $\lambda(v)$.

$$\frac{1}{\lambda(v)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda)} + \frac{3}{16\pi^2} \ln \frac{\Lambda}{v}$$

Pour que le domaine de validité de la théorie s'étende jusqu'à une échelle d'énergie Λ (qui pourrait être par exemple l'échelle de Planck) la condition suivante est nécessaire :

$$\frac{1}{\lambda(v)} > \frac{3}{16\pi^2} \ln \frac{\Lambda}{v}$$

Relation qui contraint $\lambda(v)$ et donc la masse du boson de Higgs.

Une relation plus complète peut être obtenue en incluant les couplages au quark top dans l'élément de matrice. Cela conduit au même type de contraintes que précédemment. C'est-à-dire à une équation d'évolution qui donne une condition sur $\lambda(v)$ pour avoir une théorie valable à grande échelle d'énergie.

Cette contrainte que l'on avait observée dans la première équation est complétée par un deuxième type de relation. En effet, il apparaît que dans la nouvelle équation d'évolution, $\lambda(\Lambda)$ peut devenir négatif en fonction de certaines valeurs de $\lambda(v)$. Or le potentiel V s'écrit :

$$V(\Phi) = m^2 \Phi^2 + \lambda \Phi^4$$

Une valeur négative de λ ne permet pas de garder la stabilité du vide pour une valeur moyenne dans le vide non nulle. Il est donc requis que λ soit positif. Cela conditionne encore une fois $\lambda(v)$ et donne une limite inférieure à la masse du boson de Higgs. Les solutions de ces équations sont représentées sur la figure 1.3

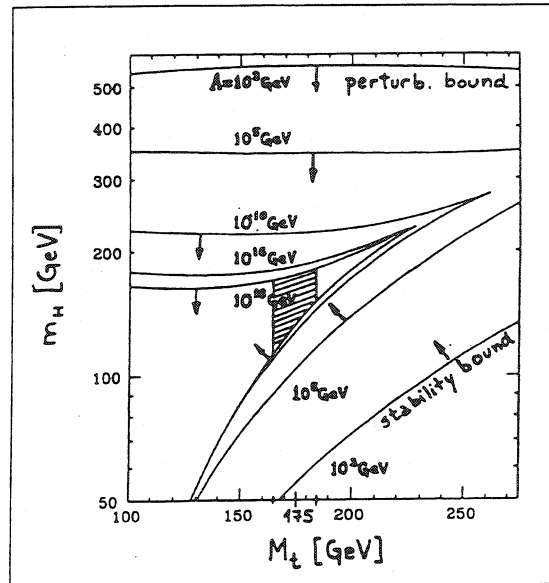


Figure 1.3: m_H en fonction de m_t . Domaine de masse autorisé pour le boson de Higgs standard en fonction des échelles Λ de validité de la physique et du domaine de stabilité du boson de Higgs. (Tiré de [14])

en fonction de l'échelle de validité de la théorie.

Si le domaine de validité de la théorie s'étend jusqu'à l'échelle de Planck, alors pour une masse de top de $170 \text{ GeV}/c^2$, la masse du boson de Higgs est comprise entre 130 et $180 \text{ GeV}/c^2$. A contrario, si aucun boson de Higgs n'est trouvé en-dessous de $500 \text{ GeV}/c^2$, alors, une nouvelle physique doit apparaître à l'échelle du TeV/c^2 .

Limite expérimentale

Les recherches expérimentales directes (LEP) donnent une limite inférieure à la masse du Higgs ($m_H > 65.7 \text{ GeV}/c^2$) [15]. Le programme LEP2, qui atteindra en phase nominale l'énergie $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$, permettra de couvrir le domaine de masse allant jusqu'à $m_H \simeq 90 \text{ GeV}/c^2$. La recherche sur cette machine se fait à travers le mécanisme de Higgsstrahlung ($e^+e^- \rightarrow ZH^0$). La production simultanée d'un boson de Higgs et d'un boson Z contribue à limiter cinématiquement le domaine de recherche du boson de Higgs à LEP2.

Il est aussi possible d'étudier sous quelles conditions le modèle standard est renormalisable en fonction de m_H , avec comme paramètres m_t et des observables venant des mesures de précision du LEP [16], et du Tevatron. On attend $m_H < 500$

GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance, avec une masse privilégiée de l'ordre de $150 \text{ GeV}/c^2$ [17].

1.1.5 Conclusion sur le modèle électrofaible

Le modèle électrofaible est un moyen de décrire de manière unifiée l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Dans ce modèle, le mécanisme de Higgs apparaît comme le moyen le plus direct et élégant de générer les masses des particules.

La théorie dans son ensemble est renormalisable [18] et les calculs peuvent être menés ordre par ordre [19].

Jusqu'à ce jour, les mesures expérimentales n'ont pas pu infirmer la validité de cette approche.

Outre la découverte des bosons vecteurs, les expériences auprès d'accélérateurs (SPS, LEP, Tevatron) ont permis de vérifier avec précision les relations entre les paramètres du modèle [20]. La mesure récente de la masse du top par CDF et D0 ($m_{\text{top}} = 176 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$) [21] est aussi en accord avec les prédictions du LEP basées sur ce modèle.

Des modèles théoriques complémentaires ont été proposés pour compléter et étendre les résultats du modèle standard (voir 1.4) tout en respectant ces contraintes expérimentales.

La recherche expérimentale n'a pas encore pu mettre en évidence le boson de Higgs. Le modèle standard et les résultats expérimentaux favorisent pourtant l'existence du boson de Higgs avec une masse de l'ordre de la centaine de GeV/c^2 . La recherche du boson de Higgs est un des points fondamentaux du développement des futures expériences.

1.2 Calcul des sections efficaces proton-proton

L'évaluation des taux de production du boson de Higgs et de ses bruits de fond au LHC passe par la modélisation de l'interaction entre les constituants des protons (les partons). La théorie de l'interaction forte (QCD) [22] décrit les processus entre quarks et gluons.

De manière schématique, l'interaction proton-proton est décrite en trois étapes :

- Description du contenu des protons en partons (fonctions de structure).
- Interaction entre les partons.
- Hadronisation et désintégration des produits de l'interaction.

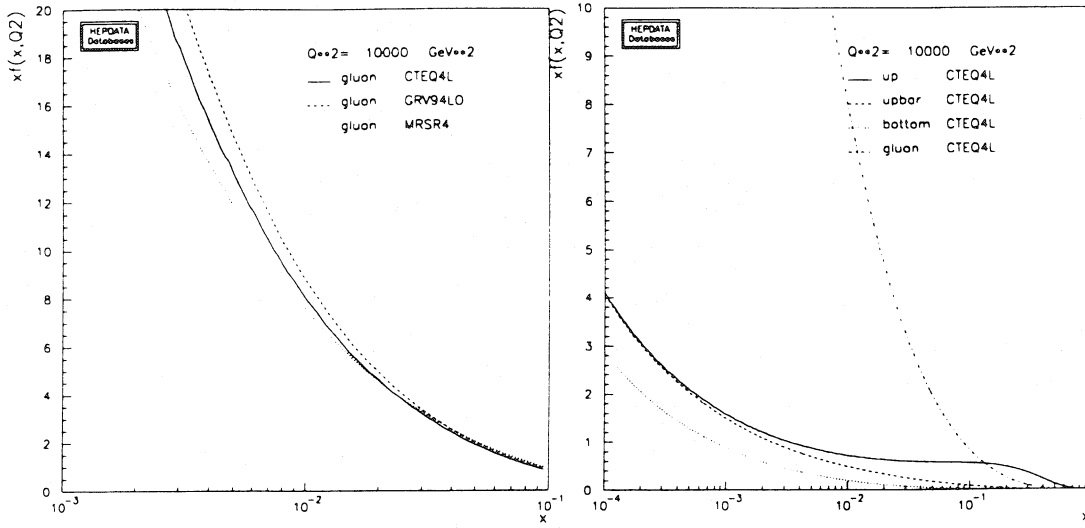


Figure 1.4: Evolution des fonctions de structure en fonction de x dans une collision proton-proton pour l'échelle d'énergie de production d'un boson de Higgs.

1.2.1 Fonctions de structure

Le contenu en partons du proton est décrit par les fonctions de structure. Celles-ci sont le résultat de mesures expérimentales à basse énergie extrapolées à haute énergie suivant des équations d'évolution du groupe de renormalisation du type Altarelli-Parisi [23]. Plusieurs lots de fonctions de structure sont utilisés, selon les données expérimentales exploitées et des méthodes de renormalisation employées (fig 1.4).

La section efficace de production s'exprime ainsi sous la forme :

$$\sigma(pp \rightarrow A + X) = \sum_{a_1, a_2} \int f_{a_1}(x_1, Q^2) f_{a_2}(x_2, Q^2) dx_1 dx_2 \sigma(a_1 a_2 \rightarrow A)$$

où f_{a_i} sont les fonctions de structures partoniques. Elles dépendent de la quantité d'impulsion transférée dans l'interaction, Q^2 , et de la fraction de l'énergie x_1, x_2 , emportée par les partons, a_1 et a_2 , considérés.

1.2.2 Interaction partonique

L'interaction forte [25] est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) théorie de jauge non-abélienne du groupe de symétrie $SU(3)_{\text{couleur}}$. Les générateurs de ce groupe sont 8 gluons qui interagissent avec les quarks, eux-mêmes ordonnés en triplet de couleur ($q_{\text{vert}}, q_{\text{bleu}}, q_{\text{rouge}}$).

La caractéristique non abélienne de la théorie, liée à la divergence de la constante de couplage de l'interaction forte α_s à basse énergie (fig: 1.5), permet de décrire

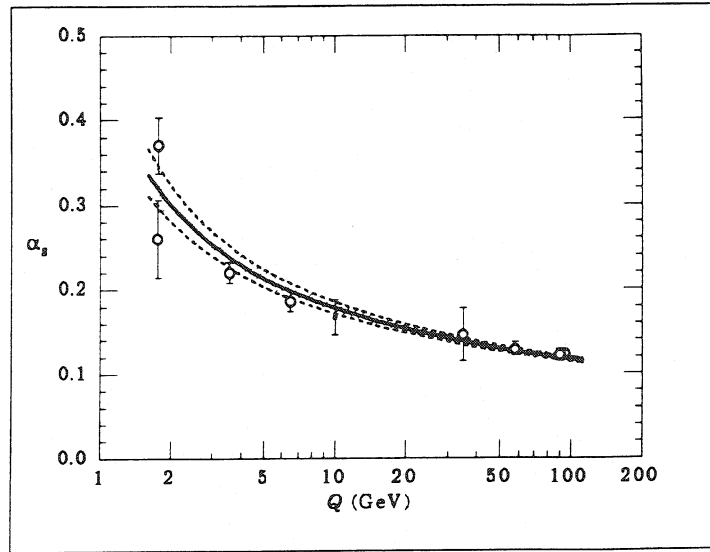


Figure 1.5: Valeur de α_s en fonction de l'échelle d'énergie considérée [24].

le confinement des quarks [26]. Ceux-ci ne sont pas accessibles expérimentalement à l'état isolé, mais seulement à travers les hadrons qui sont des combinaisons des états propres de quarks isolés.

Dans le cadre du calcul perturbatif d'une section efficace :

$$\sigma = A_0 + A_1\alpha_s + A_2\alpha_s^2 + \dots$$

des divergences apparaissent et doivent être renormalisées. Il est démontré que le résultat est indépendant du procédé de renormalisation si le calcul est mené à tous les ordres [22]. Mais, si le calcul est arrêté à un ordre donné, alors, la section efficace devient dépendante du schéma de renormalisation. Cette dépendance s'exprime à travers l'échelle d'énergie du processus perturbatif (Λ) qui doit être choisie afin de minimiser l'erreur sur la prédiction.

L'influence des calculs d'ordres supérieurs est prise en compte par un facteur multiplicatif "K". Ce facteur doit être calculé pour chaque processus considéré. Le paragraphe 1.2.4 traite des facteurs K pertinents pour notre analyse.

1.2.3 Hadronisation et désintégration des produits de l'interaction.

Les quarks et gluons produits dans l'interaction partonique sont amenés à engendrer un gerbe partonique où entrent en compétition les interactions, électromagnétique, forte et faible. La modélisation du développement de la gerbe partonique est confrontée à l'existence d'un grand nombre de sous-processus. Ceux-ci produisent un grand nombre de partons dont l'énergie va en décroissant. La phase finale de

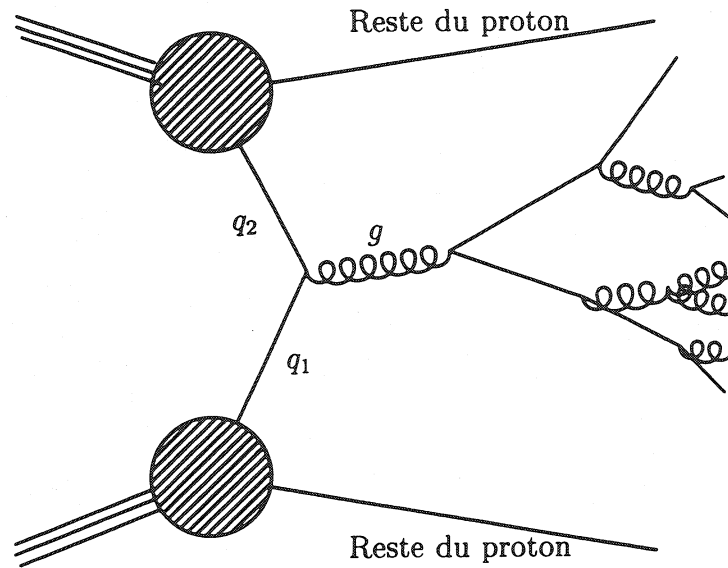


Figure 1.6: Schéma de principe d'une interaction p-p

cette cascade est l'hadronisation dans laquelle les quarks s'habillent en hadrons. Cette dernière étape ne peut pas être décrite dans un cadre perturbatif du fait de la diminution de l'échelle d'énergie.

Le programme de simulation utilisé est PYTHIA 5.7 [27]. L'hadronisation y est décrite par JETSET.

JETSET a été ajusté et testé avec succès sur les données de LEP [28]. On décrira par la suite les modèles utilisés par le programme de simulation JETSET.

Ce programme reproduit le développement de la gerbe en deux temps. Dans une première étape, les phénomènes radiatifs et le développement perturbatif de la gerbe sont simulés avec le formalisme de la gerbe-partonique (Parton-shower). Puis, lorsque le seuil de limite de perturbativité est atteint, le mécanisme de fragmentation est décrit par le modèle des cordes de Lund.

Phénomènes radiatifs, développement de gerbe (partie perturbative)

La méthode de la gerbe partonique est appliquée aux quarks et aux leptons chargés. Ces derniers sont émis lors de la désintégration de bosons ou de résonnances produits dans l'interaction des quarks.

Les quarks au sein de hadrons sont considérés comme indépendants (modèle du quark spectateur). En ce qui concerne les quarks t , leur masse élevée ne leur permet pas de former un méson. Ils se désintègrent immédiatement en Wb par interaction faible. C'est donc Wb qui est propagé pour la simulation de l'état final.

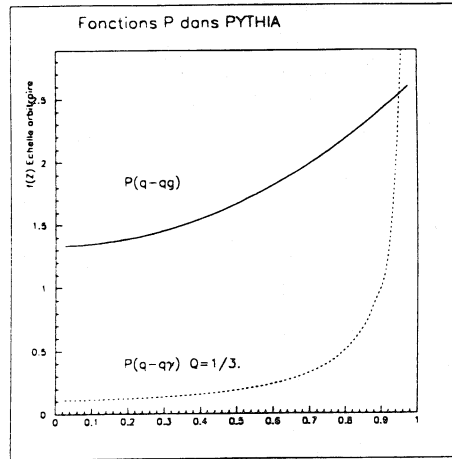


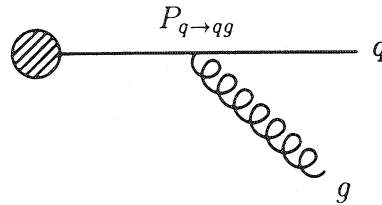
Figure 1.7: Représentation de $P_{q \rightarrow qg}$ et $P_{q \rightarrow q\gamma}$ utilisés dans PYTHIA. L'axe des abscisses indique la fraction d'impulsion emportée par le quark.

La cinématique de la gerbe repose sur deux variables qui sont z la fraction d'énergie emportée par un parton b , et Q^2 qui exprime l'échelle d'énergie du parton $Q^2 = m_a^2$ dans le processus $a \rightarrow bc$ ³.

La probabilité d'émission d'un parton s'exprime :

$$d\xi_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_{abc}(t)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dt dz$$

où t est l'échelle d'énergie de la gerbe et où, les fonctions P représentent la distribution de probabilité d'émission d'un sous-parton par un parton donné.



La figure 1.7 montre la forme des distributions de $P_{q \rightarrow qg}$ et $P_{q \rightarrow q\gamma}$.

³Dans PYTHIA, une coupure limite l'émission de parton mous. Pour QCD comme pour QED, cette émission est coupée à 1 GeV.

Cas de l'émission de photons

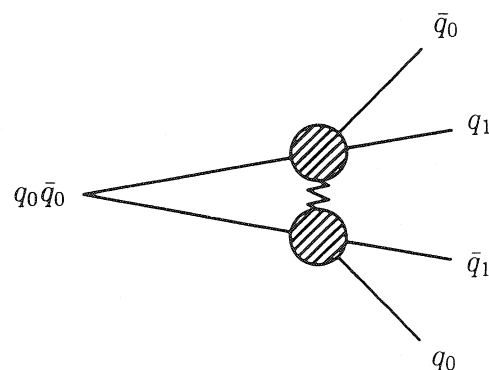
Pour décrire correctement l'émission de photons mous et collinéaires par les leptons de désintégration des Z, on utilise le programme PHOTOS [29] en remplacement des processus QED-radiatifs de PYTHIA basés sur le mécanisme de gerbe partonique. PHOTOS a été ajusté sur le calcul complet d'éléments de matrice (TOPKI), à l'ordre du logarithme dominant, ou au-delà du logarithme dominant. L'étude [30] a validé les distributions cinématiques, obtenues avec PHOTOS lors de l'émission de photons aux vertex de désintégration des Z en leptons chargés (bremsstrahlung interne).

Par contre, PHOTOS n'a pas été utilisé pour les quarks, car il ne gère pas la compétition entre les processus radiatifs de l'interaction forte et de l'interaction électromagnétique.

Processus de fragmentation

Le développement de la gerbe partonique conduit rapidement à une diminution de l'échelle d'énergie des processus, qui deviennent alors non-perturbatifs. L'utilisation du "parton-shower" pour simuler le développement de gerbe n'est plus valable. Comme il a déjà été dit, à partir de l'échelle d'énergie délimitant le domaine non perturbatif, JETSET utilise le modèle de fragmentation des cordes de Lund.

Dans ce modèle, on suppose que deux quark $q_0 \bar{q}_0$, qui s'éloignent, tendent la corde de confinement qui les relie jusqu'à un point de rupture. Cette rupture engendre une paire $q_1 \bar{q}_1$. Cela permet, d'une part de créer un méson $q_0 \bar{q}_1$, et d'autre part, d'obtenir une nouvelle paire de quarks s'éloignant et subissant le même phénomène. L'ensemble des produits de fragmentation s'obtient donc de manière itérative.



Lorsque les mésons $q_i \bar{q}_{i-1}$ de saveur définie ont été créés, le programme effectue un tirage parmi les différents multiplets qu'il est possible de former. La production de hadrons est réalisée en associant un quark de saveur "x", à un anti-quark

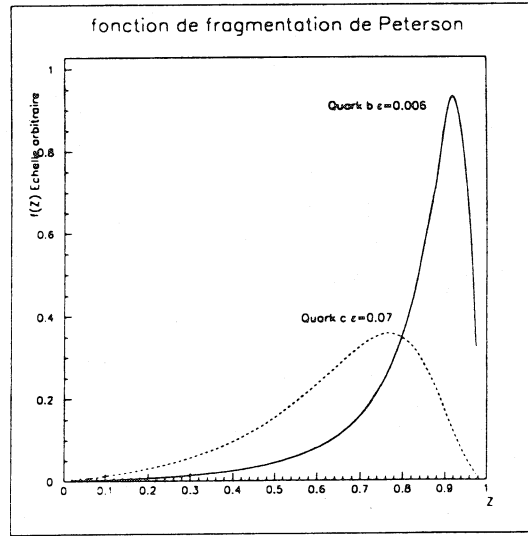


Figure 1.8: Forme des distributions de Peterson pour les quarks b et c, en fonction de la fraction d'énergie emportée par le hadron. (Echelle arbitraire).

ou à un anti-diquark dans un état de couleur triplet.

L'impulsion longitudinale du hadron créé est sélectionnée en fonction d'une distribution dite fonction de fragmentation. Cette fonction dépend de la fraction z de $(E + p_z)$ (E énergie, p_z impulsion longitudinale) emportée par le hadron par rapport au quark.

$$z = \frac{(E + p_z)_{\text{hadron}}}{(E + p_z)_{\text{quark}}}$$

La fragmentation des quarks lourds (c, b) utilise la fonction de Peterson (fig: 1.8):

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2}$$

où ϵ_q est un paramètre libre ajustable pour chaque quark.

$$\epsilon_c \simeq 0.07$$

$$\epsilon_b = 0.006$$

1.2.4 Production du boson de Higgs et des bruits de fond

Les techniques introduites dans cette partie sont utilisées par le générateur PYTHIA pour calculer les différentes sections efficaces. La figure 1.9 montre les

m_H (GeV/ c^2)	80.	100.	130.	150.	200.	250.
Γ (GeV/ c^2)	0.003	0.004	0.004	0.02	1.37	4.10
m_H (GeV/ c^2)	350	400	500.	600.	700.	800.
Γ (GeV/ c^2)	15.6	27.8	63.6	114.1	182.2	271.0

Tableau 1.1: Largeurs totales du boson de Higgs standard pour différents m_H . [33]

sections efficaces des processus importants dans les collisions proton - proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

La section efficace totale non diffractive proton-proton au LHC est $\sigma \simeq 70$ mb [31].

Production du boson de Higgs

A l'énergie de 14 TeV, les distributions partoniques, associées à la production des bosons de Higgs de masse d'une centaine de GeV/ c^2 ($x \simeq 10^{-2}$), sont dominées par les contributions des gluons. Le boson de Higgs est principalement produit par la fusion de deux gluons via une boucle de top. Ce graphe contribue pour environ 70% à la section efficace totale. Les processus complémentaires sont la fusion de W et de Z (25%) et la production associée (5%) (fig: 1.10).

La dépendance de ces sections efficaces de production, en fonction des lots de fonctions de structure, a été évaluée à 10% dans [33]. Nous verrons dans le chapitre 6, qu'ATLAS ne prend pas en compte les facteurs K pour la recherche du boson de Higgs. Ces facteurs correctifs ne sont en effet pas calculés pour l'ensemble des bruits de fond [34].

La largeur de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse est donnée dans le tableau 1.1. En-dessous de 200 GeV/ c^2 , la largeur est petite vis-à-vis des résolutions instrumentales d'ATLAS. On estime en effet $\sigma_{(m_{H^0})}^{rec} \simeq 2$ GeV/ c^2 pour $m_H = 170$ GeV/ c^2 dans le canal de désintégration $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.

Les rapports d'embranchement du boson de Higgs dans les différents canaux sont représentés sur la figure 1.11 pour des masses allant jusqu'à 600 GeV/ c^2 . On distingue trois domaines: En-dessous de 130 GeV/ c^2 , la désintégration du boson de Higgs est dominée par le mode $H^0 \rightarrow b\bar{b}$. Au-delà, les canaux $H^0 \rightarrow W^+W^-$ et $H^0 \rightarrow Z^{(*)}Z^{(*)}$ sont dominants. On observe une nette diminution du rapport d'embranchement dans le canal $H^0 \rightarrow Z^{(*)}Z^{(*)}$ autour de $m_{H^0} = 170$ GeV/ c^2 lors de l'ouverture du canal $H^0 \rightarrow W^+W^-$.

Enfin, au-dessus de 400 GeV/ c^2 , le canal $H^0 \rightarrow t\bar{t}$ devient significatif.

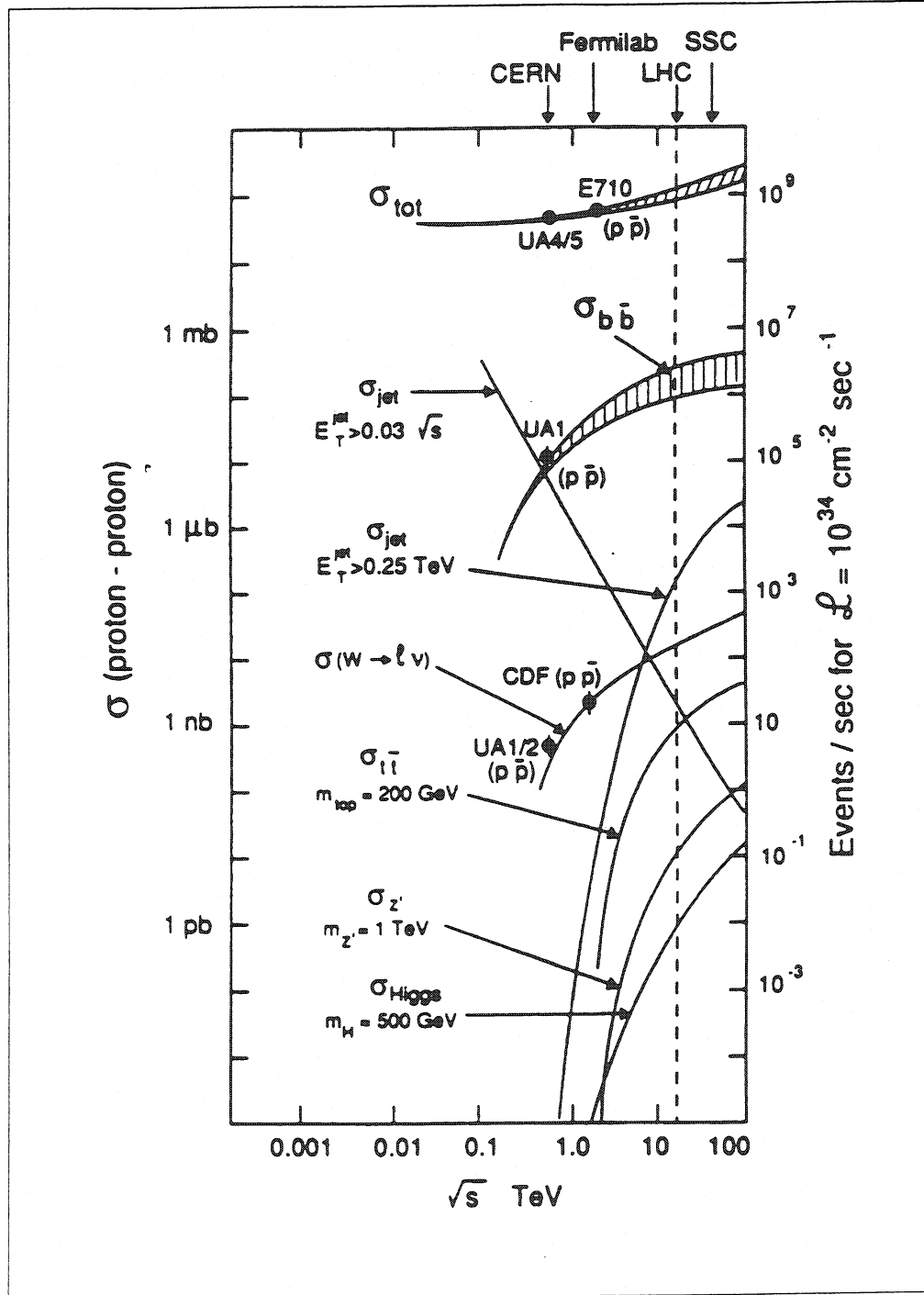
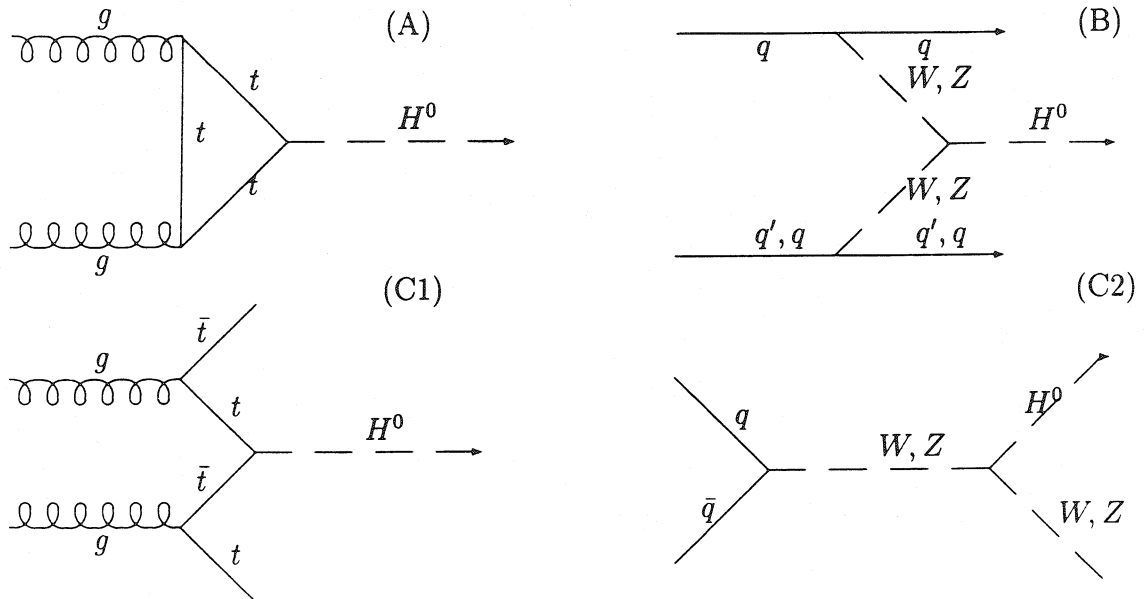


Figure 1.9: Evolution des sections efficaces sur les différentes machines hadroniques.[32]



	$\sigma_{tot}(pb)$	A	B	(C1, C2)
$m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$	18.9	71%	22%	7%
$m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$	15.2	70%	24%	6%
$m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$	12.9	70%	25%	5%

Figure 1.10: Diagrammes dominants de production du boson Higgs au LHC. Le processus le plus important est la fusion de gluons à travers une boucle de top. Le tableau détaille les contributions de la fusion de gluons (A), de la fusion de W ou de Z (B) et enfin de la production associée (C1, C2), pour trois masses du boson de Higgs.

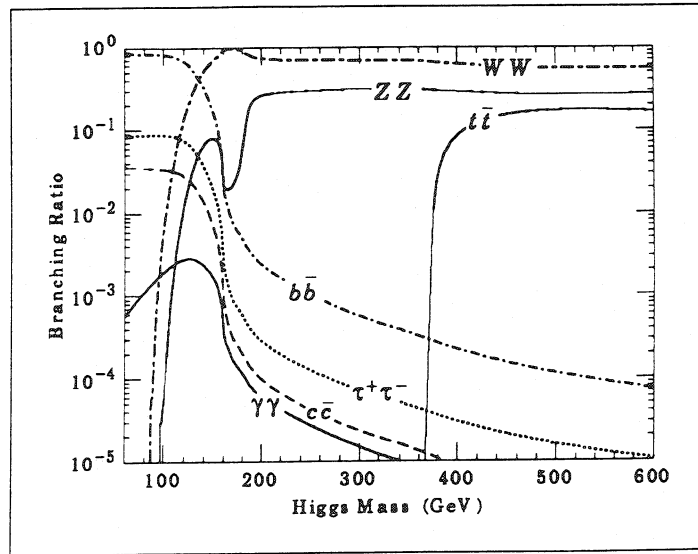


Figure 1.11: Rapport d'embranchement du boson de Higgs dans les différents canaux accessibles

m_H	$10^3 \times \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$	$10^3 \times \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)$
80.0	0.8	0.01
100.0	1.5	0.87
130.0	2.3	34.2
150.0	1.5	78.4
160.0	0.6	39.9
170.0	0.2	23.4
180.0	0.1	59.3

Tableau 1.2: Rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons et en ZZ^* pour une masse du top de $170 \text{ GeV}/c^2$, du b de $5 \text{ GeV}/c^2$ [33]

Les rapports d'embranchement dans les canaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^*/\gamma^*$, que nous étudions plus loin, sont détaillés dans le tableau 1.2. Les sections efficaces exclusives, typiques de différents modes de désintégration, sont présentées dans le tableau 1.3

Production des bruits de fond

Le prochain paragraphe montre que la recherche du boson de Higgs au LHC repose essentiellement sur l'identification de photons ou de leptons chargés ($e^\pm, \mu^\pm$).

Les sources de bruits de fond aux photons proviennent des jets ou de la production directe de γ . Les leptons chargés des bruits de fond sont produits dans les désintégrations en cascade de quarks lourds, ou de bosons de jauge. Là encore, une contribution aux bruits de fond provient de la mauvaise identification des

Canal	m_H (GeV/c ²)	$\sigma \times BR$	$N_{Evt}(L_{nom}) / \text{an}$
$H^0 \rightarrow b\bar{b}$	100	20 pb	20×10^5
$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	100	44 fb	4400
$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	150	5 fb	500
$H^0 \rightarrow t\bar{t}$	500	1 fb	100

Tableau 1.3: Section efficace exclusive de production du boson de Higgs au LHC dans 4 modes de désintégration. La dernière colonne donne le nombre d'événements attendus pour un an à luminosité nominale du LHC ($L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), sans inclure d'efficacité géométrique ou cinématique [33]

Processus	Section (pb)	N Evts, 1 an $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
$pp \rightarrow \gamma\gamma$	13.3	1.3×10^6
$pp \rightarrow jet - jet$	$\simeq 26 \times 10^6$	2.6×10^{12}
$pp \rightarrow jet - \gamma$	$\simeq 10 \times 10^3$	1×10^9
$95 < m_{\gamma\gamma} < 105 \text{ GeV}/c^2$		
$pp \rightarrow b\bar{b}$ Inclusif	200×10^6	20×10^{12}
$pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^*$		
$76 < m_Z < 106 \text{ GeV}/c^2$	6×10^{-3}	600
$10 < m_{Z^*} < 80 \text{ GeV}/c^2$		
$pp \rightarrow t\bar{t}$	672	672×10^5
inclusif		
$pp \rightarrow Zb\bar{b}$	582	582×10^5
inclusif		
$pp \rightarrow 4jet^\pm$		
$ \eta < 3, m_Z < m_{4j} < 2m_Z$	1×10^9	10^{14}
$pp \rightarrow Zjj$		
$E_T(jet) > 10 \text{ GeV}, \eta < 2.5$	500	500×10^5

$L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$		
Condition de déclenchement	Niveau 1	Niveau 2
$\geq 2\mu \ p_T > 6 \text{ GeV}/c$ + μ isolé	1 KHz	0.1 KHz
≥ 2 Cluster EM isolés $E_T > 20 \text{ GeV}$ Identification $2e$ ou 2γ	4 KHz	0.2 KHz

Tableau 1.4: Sections efficaces de production de différents bruits de fond à la recherche du boson de Higgs au LHC [33] [41] [42]. Taux de déclenchement pour les événements contenant au moins deux muons de haut p_T , ou deux électrons de haut p_T (à comparer au taux maximum accepté par ATLAS: 75 KHz).

jets.

Les sections efficaces des différents bruits de fond possibles aux canaux de recherche ont été calculés et sont présentés dans le tableau 1.4. Ce tableau indique aussi l'ordre de grandeur du nombre d'événements attendus après une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, ainsi que les taux de déclenchement attendus pour des événements contenant $2e^\pm$, $2\mu^\pm$ ou 2γ .

Parmi ces différents bruits de fonds, nous différencierons les bruits de fond irréductibles des bruits de fond réductibles. Les premiers sont les processus dont l'état final est très proche de celui du signal, tandis que les seconds sont les processus dont l'état final peut être plus facilement différencié du signal.

1.3 Recherche du boson de Higgs au LHC

Nous décrivons ici les propriétés du signal et du bruit de fond pour les différents zones de masse accessibles au LHC.

1.3.1 $80 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$: $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ / $H^0 \rightarrow f\bar{f}$

Canaux $f\bar{f}$

La section efficace de $H \rightarrow b\bar{b}$ est de l'ordre de 20 pb, tandis que la section efficace du bruit de fond $pp \rightarrow b\bar{b}$ est 10^7 fois plus grande. La recherche du boson de Higgs dans ce canal apparaît donc comme très difficile [35].

Seuls les canaux où le Higgs est produit en association avec un W ($pp \rightarrow WH^0$) ou une paire $t\bar{t}$ ($pp \rightarrow t\bar{t}H^0$) peuvent être identifiés⁴. Ils représentent environ 5% de la section efficace totale à 100 GeV/ c^2 . Cette analyse repose sur une identification des leptons de désintégration des $W^\pm$, en association avec l'identification de la paire $b\bar{b}$. Dans ce cas, ce canal peut être utilisé pour compléter les recherches $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [36].

Les modes de désintégrations $H^0 \rightarrow c\bar{c}$ et $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ ont eux aussi des rapports d'embranchement favorables, mais sont difficilement identifiables.

Canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Malgré son faible rapport d'embranchement (table 1.2), le processus $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permet d'extraire le signal du bruit de fond dans la gamme de masses ($80 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$) [37]. Sa section efficace dans ce canal est de l'ordre de 40 fb.

⁴Les canaux de production associée $pp \rightarrow ZH^0$ et $pp \rightarrow b\bar{b}H^0$ n'apportent aucun gain. La section efficace des événements ZH^0 avec une désintégration du Z en leptons chargés est environ six fois plus petite que celle du signal $W^\pm H^0$.

Les processus qui contribuent au bruit de fond sont de deux types :

- La production directe de photons $pp \rightarrow \gamma\gamma$ constitue le bruit de fond irréductible⁵. Sa section efficace partielle⁶ est de l'ordre de $d\sigma/dm_{\gamma\gamma} \simeq 1 \text{ pb/GeV}/c^2$ (voir figure 1.12).
- La production de jets peut simuler des photons dans le détecteur (bruit de fond réductible).

Après une sélection reposant sur l'isolement des photons et sur l'activité hadronique, le fond réductible est dominé par des événements du type $pp \rightarrow j(\gamma/j) \rightarrow \pi^0(\gamma/\pi^0)$ [39] (fig 1.13). Dans ces événements, un π^0 emporte une large partie de l'énergie d'un jet, et se désintègre en deux photons très collimés, qui peuvent être confondus avec un photon de désintégration du H^0 .

Une réjection des π^0 par le calorimètre $R > 3$, pour une efficacité de 90% aux photons, est nécessaire pour réduire la contribution de ces bruits réductibles en-deçà de 10% du bruit de fond irréductible. Les contributions des bruits de fond réductibles bénéficient alors d'une marge de sécurité vis-à-vis de leur taux de production.

Le chapitre 4 de cette thèse décrit la mesure expérimentale de cette réjection avec le prototype de calorimètre électromagnétique testé en 1994.

1.3.2 Bosons de Higgs de masses intermédiaires ($130 < m_H < 500 \text{ GeV}/c^2$).

A partir de $150 \text{ GeV}/c^2$ les canaux $H^0 \rightarrow ZZ^{(*)}$ et $H^0 \rightarrow W^+W^-$ deviennent rapidement dominants.

Canal $H^0 \rightarrow W^+W^-$

Le canal $H^0 \rightarrow W^+W^-$ a un rapport d'embranchement de près de 70% au-dessus de $200 \text{ GeV}/c^2$ pour une section efficace totale d'une dizaine de pb. Mais il doit faire face à un large bruit de fond venant de la production de paires de W, de tops ou d'événements Wjj , et à une signature difficile à mettre en évidence, que ce soit dans un mode de désintégration en jets, ou en lepton chargé et neutrino. L'étude [40] utilise cependant ce canal pour la recherche du boson de Higgs autour de $170 \text{ GeV}/c^2$, où ce mode de désintégration a un embranchement de près de 100%.

⁵Irréductible : Se dit d'un processus de bruit de fond dont l'état final est topologiquement similaire à celui du signal. Par opposition, on définit les événements réductibles comme ceux dont la topologie est différente du signal.

⁶Cette section efficace ne tient pas compte de la contribution des photons de bremsstrahlung de quarks, $qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$, qui est actuellement à l'étude [38]

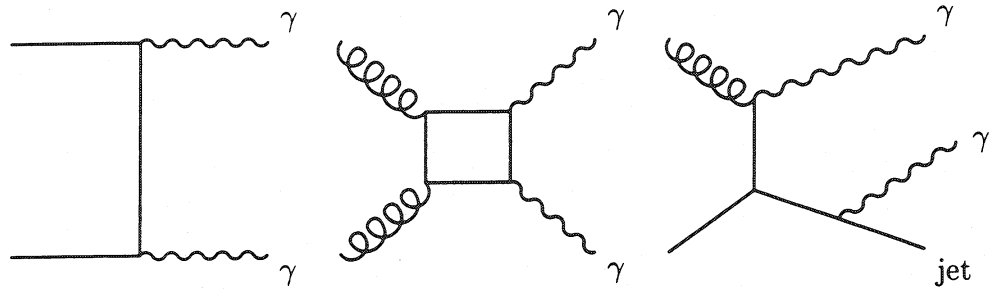


Figure 1.12: Mécanisme de production du bruit de fond irréductible au canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

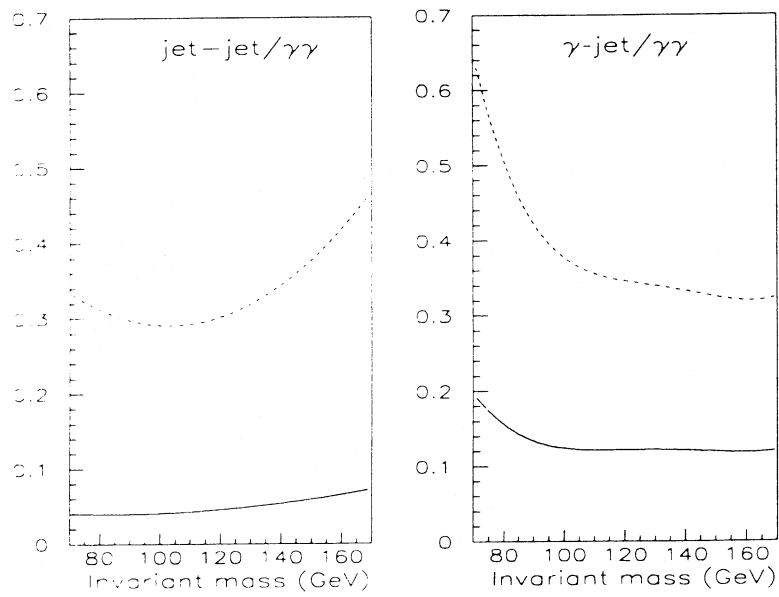


Figure 1.13: Rapport des bruits de fond réductibles aux bruits de fond irréductibles après la réjection des jets (continu), puis des π^0 (pointillés), en fonction de la masse $m_{\gamma\gamma}$.

Canal $H^0 \rightarrow ZZ^*$

Le canal $H^0 \rightarrow ZZ^*$ permet d'extraire le signal du bruit de fond jusqu'à 800 GeV/ c^2 . Au-delà, la diminution du taux de production limite la capacité de recherche.

Les études menées ici s'intéressent surtout à la fenêtre de masse $130 < m_H < 180$ GeV/ c^2 où un des deux Z est hors couche de masse et donc plus difficilement identifiable [42] [43]. Cette zone de masse est la plus contraignante pour la rejection des bruits de fond et pour les résolutions en masse.

Les Z se désintègrent en paires de jets ou en paires de leptons. Les états finaux comprenant des jets sont difficilement discernables des productions $pp \rightarrow Zjj$ et $pp \rightarrow 4j$ dont les sections efficaces sont respectivement $\sigma(pp \rightarrow Zjj) = 500 \text{ pb}^7$ et $(\sigma(pp \rightarrow 4j) = 1 \text{ mb}^8$ [44].

Nous utilisons donc les modes de désintégration leptonique des Z. Seuls les modes de désintégration $Z^{(*)} \rightarrow 2e^\pm$ et $Z^{(*)} \rightarrow 2\mu^\pm$ sont pris en considération.

Les modes $Z^{(*)} \rightarrow \nu\bar{\nu}$ et $Z^{(*)} \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont plus difficilement exploitables malgré les efforts faits pour l'identification des $\tau^\pm$ [45].

Mise en évidence du signal

Les leptons de désintégration des Z ou Z^* sont produits dans la région centrale avec une grande impulsion transverse (fig 1.14 et 1.15).

Les graphes des bruits de fond $pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^*$, $pp \rightarrow Zb\bar{b}$ et $pp \rightarrow t\bar{t}$ sont représentés sur la figure 1.16. Il produisent des quartets de leptons chargés de grande impulsion pouvant reproduire les caractéristiques du signal (fig 1.19).

- $pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^*$: Ces événements forment un continuum en masse. Les leptons proviennent directement de la désintégration des Z et l'état final est très similaire à celui du boson de Higgs. Le bruit est alors dit irréductible. Sa section efficace est de l'ordre de grandeur de celle du signal ($\sigma \simeq 5 \text{ fb}$).
- $pp \rightarrow Zb\bar{b}$. Deux leptons sont produits dans la désintégration du Z, tandis que les deux autres viennent de la désintégration directe ou en cascade des b. La section efficace inclusive de ce bruit de fond réductible est 582 pb.
- $pp \rightarrow t\bar{t}$: Le quark top se désintègre immédiatement en W^+b . Deux leptons proviennent alors des désintégrations des W, et deux autres leptons proviennent de la désintégration en cascade des B.

La section efficace inclusive de ce bruit de fond réductible est de 672 pb.

⁷ $E_T(\text{jet}) > 10 \text{ GeV}/c^2$, $|\eta_{\text{jet}}| < 2.5$

⁸ $|\eta_{\text{jet}}| < 3$, $m_Z < m_{4j} < 2m_Z$

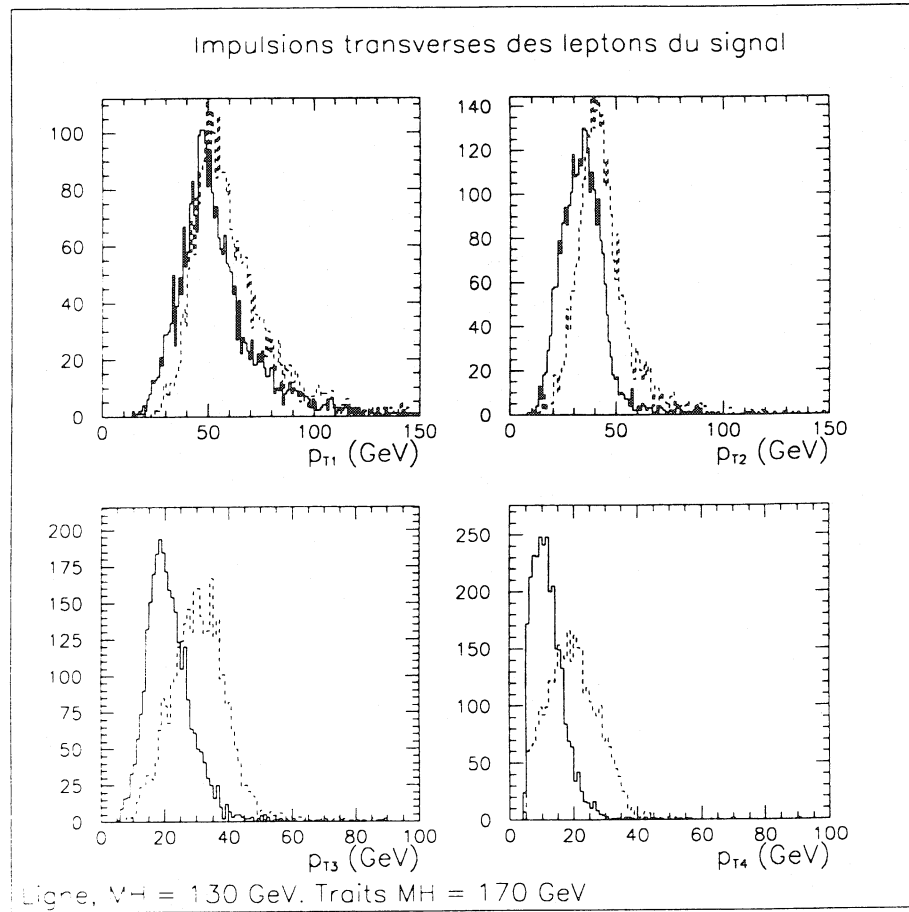


Figure 1.14: Distributions des impulsions transverses par rapport à l'axe du faisceau des leptons du signal, classés par ordre décroissant d'impulsion transverse. (leptons dans une gamme de rapidité $\eta < 2.7$ et avec $p_T > 5$ GeV/c). La distribution continue correspond à $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2 , tandis que la ligne pointillée correspond à $m_{H^0} = 170$ GeV/ c^2 .

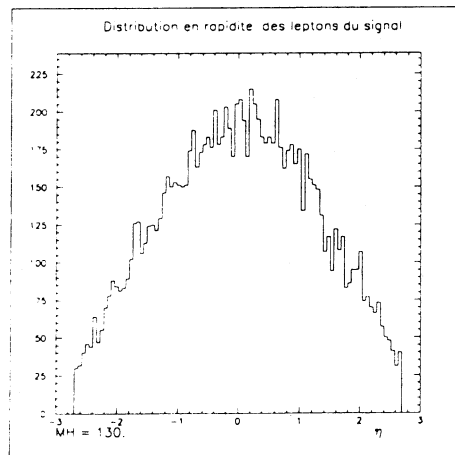


Figure 1.15: Distribution des leptons du signal, en rapidité, pour $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2

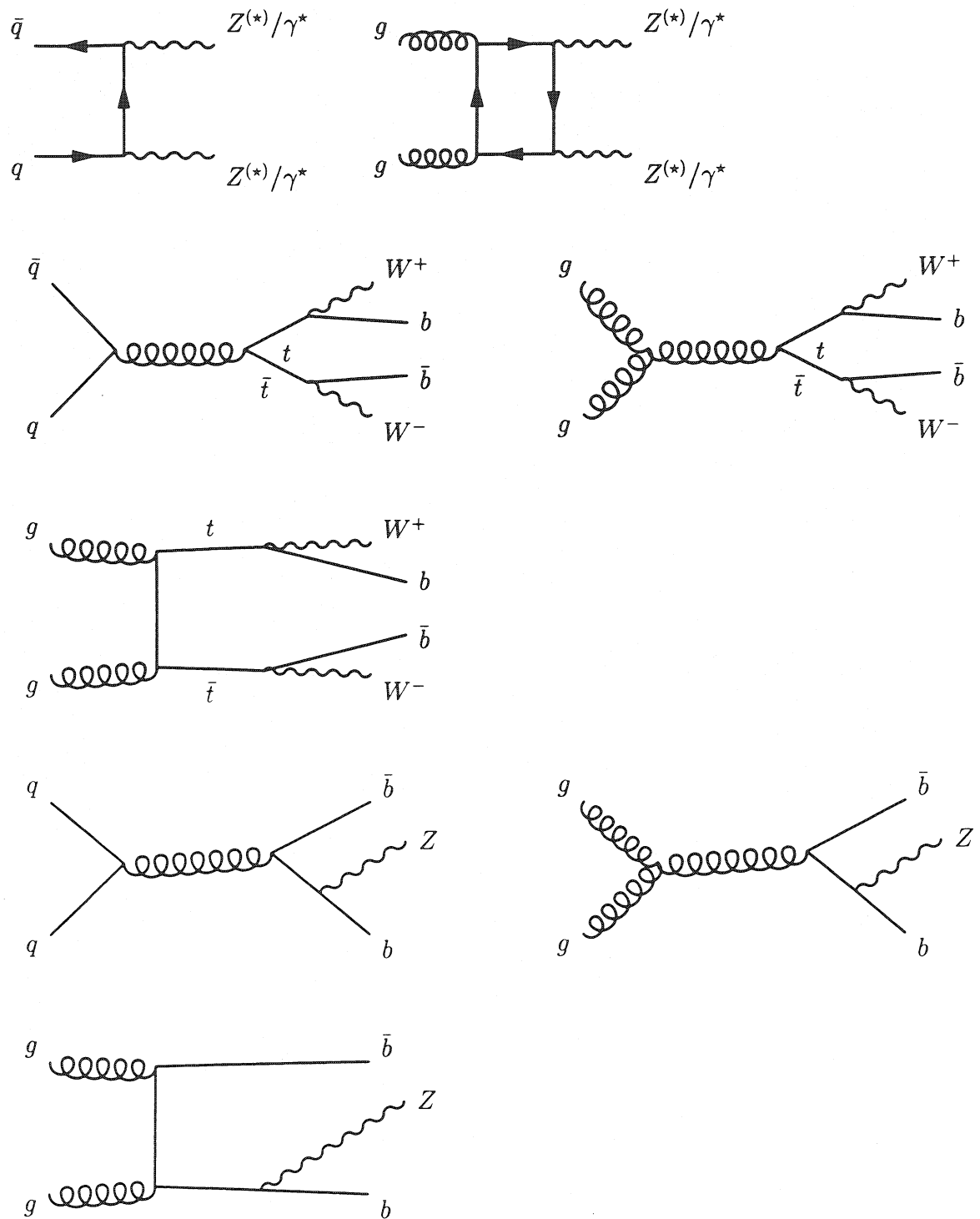


Figure 1.16: Mécanisme de production des différents bruit de fond au boson de Higgs dans le canal 4 leptons

Les bruits de fond réductibles ont donc des sections efficaces 10^5 fois plus grandes que celle du signal recherché.

Les événements du type $pp \rightarrow 4j$ ou $pp \rightarrow Zjj$, dont les jets peuvent simuler des électrons isolés dans l'état final, ne constituent pas un bruit de fond significatif au canal 4 leptons. Leurs sections efficaces de production sont respectivement de l'ordre de 1 mb et 500 pb. Une réjection de l'ordre de 3000 par jet est suffisante pour les réduire nettement en-dessous du signal ($\simeq 1\%$). Or, il est montré dans [57] que l'utilisation du détecteur interne et du calorimètre permet de répondre à ce critère même pour les leptons de faible énergie $E_T \simeq 5 - 10 \text{ GeV}$.

Rejection des bruits de fond

Nous avons montré dans [46] que le bruit de fond ZZ^*/γ^* est produit à travers une voie "t", et ce, majoritairement à partir de la fusion de deux quarks, favorisant une faible impulsion transverse totale de l'état final et une faible masse du Z^*/γ^* quand $m_{ZZ^*} < 180 \text{ GeV}/c^2$. Le boson de Higgs provient, au contraire, majoritairement de la fusion de gluons à travers une voie "s". La fusion de gluons favorise une grande impulsion transverse du boson de Higgs produit [46].

La figure 1.18 montre les impulsions reconstruites du boson de Higgs pour le signal et le bruit de fond irréductible. Pour le signal, la moyenne de l'impulsion transverse totale est de 50 GeV, tandis que pour bruit de fond elle est de 20 GeV. Cette figure montre aussi les distributions des masses reconstruites du Z^* , qui sont sensiblement différentes dans les deux cas.

La figure (1.17) montre l'ouverture angulaire entre le Z et le Z^* pour le signal et le fond. Clairement, la plus forte impulsion transverse du signal tend à favoriser une ouverture angulaire plus faible du Z et du Z^* .

La figure (1.19) donne enfin les distributions des impulsions transverses des second et quatrième leptons du bruit de fond, classés par ordre décroissant d'impulsion.

De l'ensemble de ces critères cinématiques, corrélés les uns aux autres, nous retiendrons dans l'analyse finale (chapitres 5 et 6) les coupures sur les impulsions des leptons qui permettent de sélectionner le signal, et la coupure sur m_{Z^*} qui rejette une large partie du pôle γ^* du bruit de fond.

Pour rejeter les leptons venant de processus hadroniques ($t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$), on utilise des critères cinématiques et topologiques (fig 1.20).

Les distributions de l'impulsion transverse des leptons des bruits de fond réductibles sont différentes de celles du signal (fig 1.19), et au contraire du signal, le bruit de fond $t\bar{t}$ n'a pas de paire de leptons résonnante à la masse du Z.

L'analyse du chapitre 6 exploite aussi les conséquences de la désintégration des mésons B. D'une part, leur désintégration induit une activité hadronique qui tend à rendre les leptons non isolés. Et d'autre part, leur temps de vie fini $\tau_0 \simeq 10^{-12} \text{ s}$, fait que les leptons sont émis depuis un vertex décalé du point d'interaction.

Enfin, l'émission de neutrinos dans les désintégrations des $W^\pm$ contribue à la création d'énergie transverse manquante qui peut elle aussi servir à les séparer

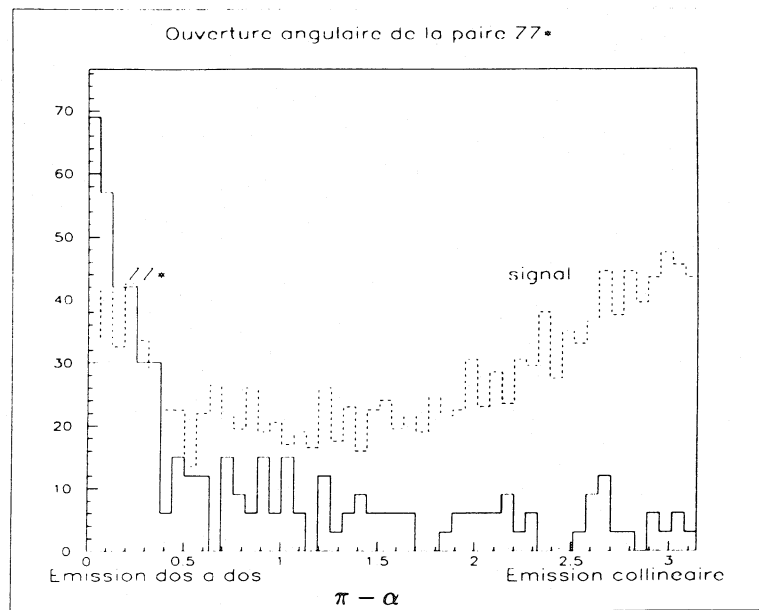


Figure 1.17: Angle d'ouverture entre le Z et le Z^* pour le boson de Higgs et le bruit de fond irréductible. L'axe des abscisses représente la variable $\pi - \alpha$ où α est l'ouverture entre les deux Z .

du signal.

Bilan

Le canal $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow (4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm)$ nécessite une excellente identification et mesure de l'énergie des leptons (muons et électrons) sur une large gamme de rapidité.

L'étude de la recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons sur ATLAS, est détaillée dans les chapitres 5 et 6. Au delà de $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$, les bruits de fond $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ disparaissent rapidement, car les masses invariantes reconstruites en utilisant leurs 4 leptons, parviennent difficilement à dépasser $200 \text{ GeV}/c^2$. Ainsi, sur le domaine $180 - 800 \text{ GeV}/c^2$, seul subsiste le bruit de fond irréductible $pp \rightarrow ZZ$, dont la section efficace représente moins de 10% de celle du signal dans cette fenêtre (voir fig 6.6 du chapitre 6).

Le tableau 1.5 rappelle les différentes caractéristiques du signal et des bruits de fond.

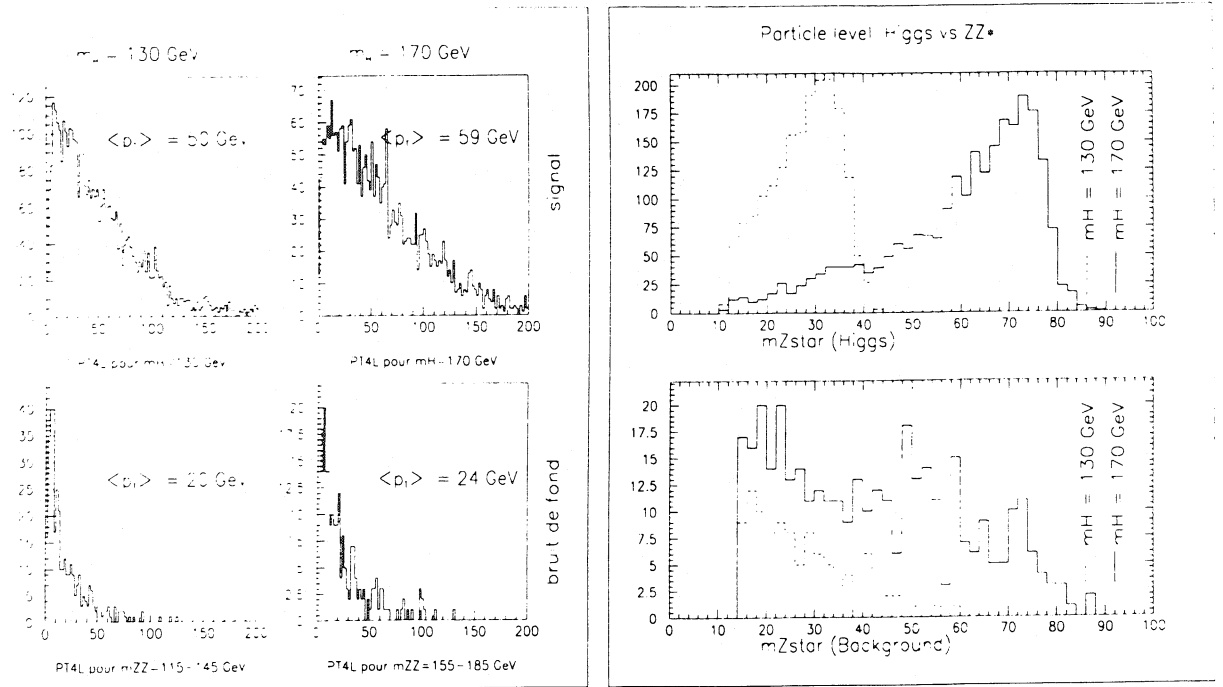


Figure 1.18: A gauche: Impulsion transverse reconstruite du boson de Higgs pour le signal et le bruit de fond irréductible. $p_{T_{Hl}} = (\sum_i p_{T_i})_T = p_{T_H}$. A droite: Masse reconstruite du Z^* pour le signal et le bruit de fond irréductible. Les unités sont en GeV/c^2 .

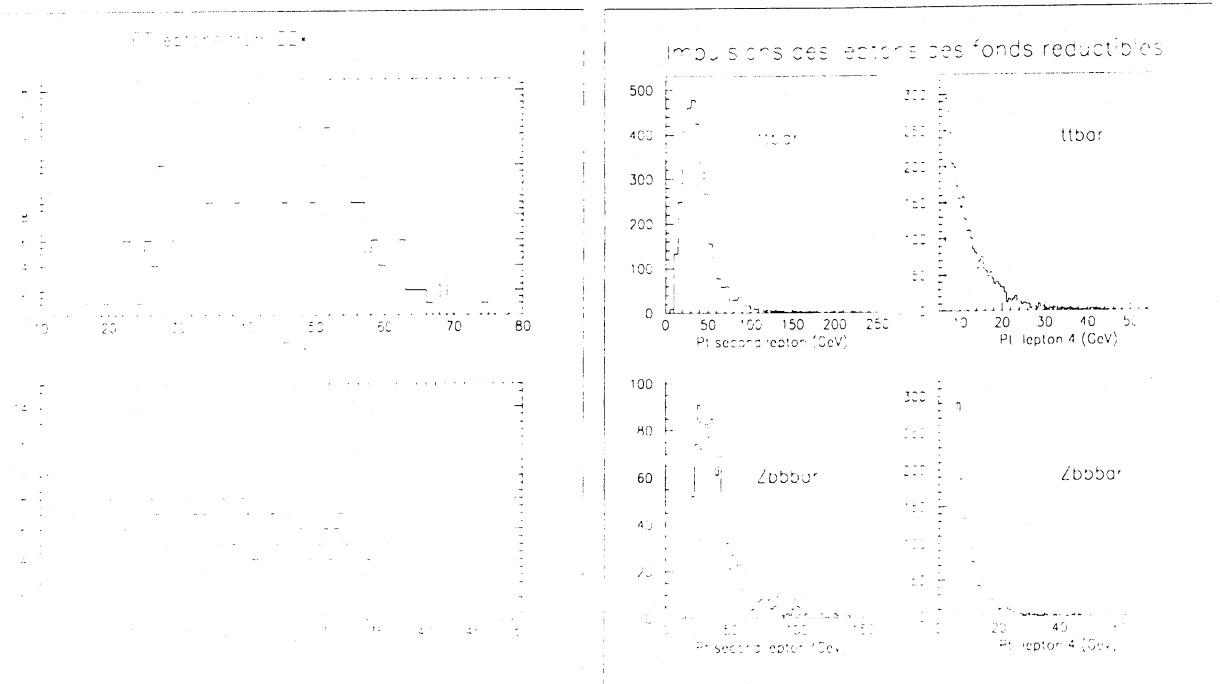


Figure 1.19: Impulsion des leptons des bruits irréductibles (gauche) et réductible (droite). p_{T_2} et p_{T_4} désignent les impulsions transverse exprimées en GeV/c^2 , des second et quatrième leptons les plus énergétiques. Les événements ont été préselectionnés à la production (Voir chap. 5.)

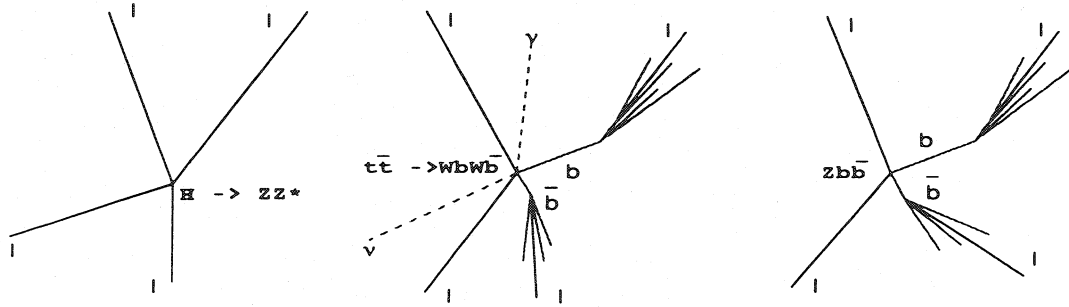


Figure 1.20: Représentation de principe de la topologie du signal et des bruits de fond.

Signal	$\sigma \times BR$	m_{12}	m_{34}	$p_{T_{miss}}$	Isol.	B c tau
$m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$	2.97 fb	m_Z	30 GeV	non	oui	0.
$m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$	5.53 fb		60 GeV			
$m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$	1.40 fb					
$m_H = 190 \text{ GeV}/c^2$	10.77 fb					
Bruits de fond						
$q\bar{q} \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$	6.22 fb	m_Z	faible	non	oui	0.
$76 < m_{12} < 106\text{GeV}/c^2$						
$10 < m_{34} < 80 \text{ GeV}/c^2$						
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b$	672 pb	non Rés.	non Rés	oui	non	$387\mu m$
$Zb\bar{b}$	582 pb	m_Z	non Rés	faible	non	$387\mu m$

Tableau 1.5: Résumé des critères permettant d'identifier le signal dans le canal "4 leptons". m_{12} se réfère à la masse reconstruite du Z. m_{34} à la masse reconstruite du Z^* . $p_{T_{miss}}$ indique la présence éventuelle d'impulsion transverse manquante. Isol, caractérise l'isolement des leptons. Et enfin, $c\tau$ donne la distance caractéristique d'un vertex décalé.

1.3.3 Bosons de Higgs lourds ($m_H > 500 \text{ GeV}/c^2$)

Pour les grandes masses jusqu'au TeV/c^2 , la recherche du boson de Higgs repose sur le canal $H^0 \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu jj$, identifié par son lepton, de l'énergie manquante, et deux jets [47].

Il est complété par le canal $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2l^\pm 2\nu$ [48] et par le canal $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$.

La recherche du Higgs en $t\bar{t}$ est rendue impossible par la production de $t\bar{t}$ par le continuum d'interaction QCD largement dominante: $pp \rightarrow t\bar{t}$ ($\sigma = 670 \text{ pb}$).

1.4 Extensions au modèle standard.

Le modèle standard électrofaible a été présenté au début de ce chapitre.

Ce modèle ne répond pas à toutes les questions concernant la physique des particules.

Parmi ces questions, on peut citer celles qui sont en relation avec cette thèse, à savoir :

- Alternative au mécanisme de Higgs?
- Est-il possible d'avoir une vision plus unifiée des interactions?
- Solution au problème de la hiérarchie de masses?

Le problème de la hiérarchie de masses constitue le principal argument théorique en faveur d'une extension du modèle. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs du modèle standard sont de l'ordre de m_H , et même supérieures, ce qui induit une divergence de la théorie. Celle-ci ne peut être contenue qu'au prix d'un étalonnage fin (à 10^{-28} près) des équations du groupe de renormalisation. L'extension supersymétrique minimale, décrite ci-après, permet de surmonter ce problème de divergence.

1.4.1 Alternatives

Trois types de théories peuvent permettre de compléter le modèle standard [49]:

- **Les modèles composites** utilisent des bosons d'interaction qui contiendraient des sous-structures, faites de condensats de fermions existants (des paires de $t\bar{t}$ par exemple) ou de nouvelles particules (Technicouleur)[50]. Dans ce cas, la masse des fermions peut être engendrée dynamiquement par leur interaction avec les bosons. Une des conséquences est l'introduction d'un couplage entre les différentes générations. Cela induit des courants neutres à l'origine d'un échange de saveur, en contradiction avec les observations expérimentales. Des modèles étendus permettent de pallier ces difficultés. Mais, ils expliquent difficilement les masses élevées des seconde et troisième familles de fermions, et donnent des corrections importantes aux mesures de précision du modèle électrofaible mesurées par LEP. Un certain nombre de nouvelles particules pourraient apparaître dans le domaine de masses allant jusqu'à l'ordre du TeV/c^2 (technirho, technipions).

- **Théories de Grande Unification (GUT)** [51]. Dans le modèle standard, l'interaction forte ne peut pas être unifiée à l'interaction électrofaible. Au cas où le modèle électrofaible et QCD constitueraient seulement une théorie effective, il est possible qu'à plus haute énergie (10^{15} GeV) les interactions soient décrites dans un modèle unifié. Dans ce cas, il y aurait une matrice de passage entre les quarks et les leptons, donnant au proton, un temps vie fini qui n'a pas été observé expérimentalement.

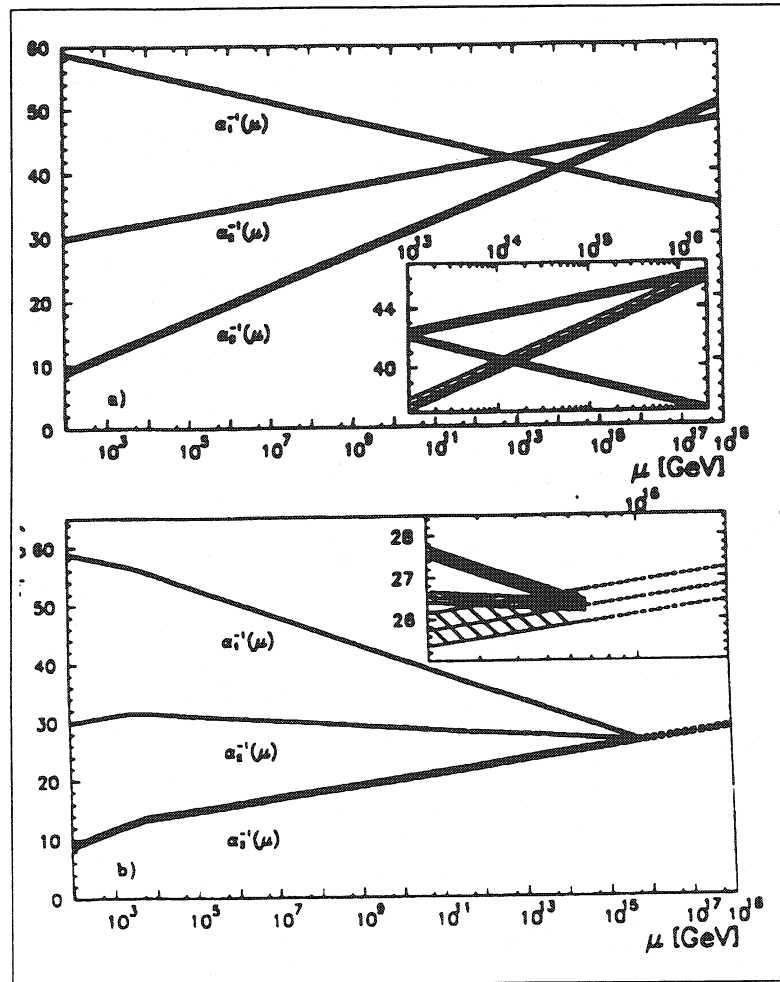


Figure 1.21: Comportement des constantes de couplage α_i en fonction de l'échelle d'énergie considérée (μ). En haut dans le cadre du modèle GUT et en bas dans le cadre de la supersymétrie [14].

De plus, dans le cadre du modèle standard, le comportement asymptotique des constantes de couplage ne confirme pas ce modèle (fig: 1.21).

- Supersymétrie[52]: La supersymétrie sous la forme de sa version minimale joue un rôle non négligeable pour la recherche des bosons de Higgs. La section suivante en donne les principales caractéristiques.

1.4.2 Supersymétrie

Principe

A l'origine, la supersymétrie a été introduite pour décrire les constituants du modèle standard à partir d'un seul groupe de jauge.

Les conséquences de cette modélisation se résument comme suit :

En premier lieu, ce cadre théorique permet de tenter d'utiliser des générateurs du groupe de Supersymétrie ne commutant pas avec les générateurs du groupe de Poincaré, ce qui rend possible l'introduction de la gravité dans la théorie de manière naturelle (SUGRA). Ensuite, elle sert à résoudre le problème de la hiérarchie des masses [53] en conservant un nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques égaux, contenant ainsi les contributions radiatives.

Enfin, ce modèle permet de faire converger asymptotiquement les constantes de couplage, ce qui rend possible une théorie du type GUT (fig: 1.21), tout en donnant la possibilité d'empêcher les transitions quarks-leptons.

Pour ce faire, on suppose une symétrie entre les bosons et les fermions, pour laquelle on introduit un superpartenaire à chaque boson ou fermion (squarks, sleptons, gluinos, photinos...). Manifestement, l'absence d'observation des superpartenaires impose que la supersymétrie fût brisée. Ce mécanisme de brisure de SUSY est d'ailleurs encore un point en développement de la théorie [54].

Modèle supersymétrique minimal

Nous nous limitons, dans le cadre de cette thèse, à utiliser l'extension supersymétrique minimale du modèle standard basée sur le même groupe de jauge que le modèle standard.

Le contenu en champs de cette théorie se résume aux particules du modèle standard et à leur superpartenaires. Le mécanisme de Higgs, pendant de celui du modèle standard, est assuré par l'introduction de deux doublets de Higgs (Φ_{up} , Φ_{down}) couplant respectivement aux parties haute et basse des doublets. L'utilisation de doublets différents pour la partie haute et la partie basse permet de dissymétriser la brisure entre ces deux composantes. Cette dissymétrisation est caractérisée par la variable $\tan(\beta) = \frac{\Phi_{up}^0}{\Phi_{down}^0} = \frac{v_1}{v_2}$.

Suite à la brisure de symétrie, nous obtenons donc (5=8-3) bosons de Higgs massifs (h , H , A , $H^\pm$). Les masses des fermions sont comme dans le modèle standard introduites au moyen de couplages de Yukawa.

Au cours de ce processus de brisure, un grand nombre de paramètres apparaissent pour caractériser aussi bien les masses des superpartenaires que les couplages, et la manière dont s'opère la brisure de symétrie. Dans le MSSM, une large partie de ceux-ci sont fixés par des critères phénoménologiques.

On considère ainsi que les squarks possèdent des masses de l'ordre de $M_{SUSY} \simeq 1$ TeV/c²⁹, où le mélange entre le stop et le sbottom est négligeable, et enfin, où la masse du higgsino est très inférieure à M_{SUSY} .

⁹Cette contrainte sur les masses des squarks permet de négliger leur contributions aux processus de production des bosons de Higgs.

En fin de compte l'ensemble des masses et des couplages des bosons de Higgs peut s'exprimer en fonction de deux paramètres seulement (Par exemple m_A et $\tan\beta$) [56].

Malgré cette heureuse simplification, l'étude est compliquée par rapport au modèle standard. Il est nécessaire de tenir compte de l'ensemble du spectre des particules supersymétriques dans les processus de création et de désintégration des bosons de Higgs. Pour les processus à l'ordre des arbres, cette contribution des superpartenaires aux sections efficaces peut être traitée par un simple facteur correctif explicité dans le prochain paragraphe.

Phénoménologie

Au niveau des arbres, les masses et couplages des différents bosons de Higgs du modèle supersymétrique, peuvent être exprimés en fonction de deux paramètres du MSSM qui sont $\tan(\beta)$ et m_A .

L'angle de mélange α ($-\frac{\pi}{2} < \alpha < 0$), qui permet de diagonaliser la matrice de masse entre les bosons de Higgs du secteur scalaire, est relié à β par la relation suivante [55] :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}$$

Dans le cas simplificateur où la production et désintégration du boson de Higgs ne se fait qu'à travers les processus du modèle standard, les facteurs correctifs aux couplages entre les Higgs et les fermions et les bosons de jauge s'écrivent alors :

MSSM	$dd, s\bar{s}, b\bar{b}$ $e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	$u\bar{u}c\bar{c}t\bar{t}$	WW, ZZ
h	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
H	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
A	$-i\gamma^5 \tan\beta$	$-i\gamma^5 \cot\beta$	0.

Les corrections radiatives sur les couplages et les termes de masses ne sont pas prises en compte ici, car elle dépendent d'un grand nombre de paramètres.

Dans la suite, nous nous intéressons plus particulièrement au boson H, qui peut être recherché dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. A l'ordre le plus bas de la théorie, la masse du boson de Higgs le plus léger (h) est en effet inférieure à m_Z , et ne permet pas de désintégration dans le canal $h \rightarrow ZZ^*$. Les corrections d'ordre supérieur,

m_H	Γ_{MS}	$\Gamma_{MSSM} \tan\beta = 3$	$\Gamma_{MSSM} \tan\beta = 10$	$\Gamma_{MSSM} \tan\beta = 30$
130	0.004	0.010	0.232	2.69
150.	0.02	0.073	0.392	3.59
200.	1.37	0.249	0.508	4.45
250.	4.10	0.268	0.615	5.29
300.	8.42	0.255	0.705	6.12

Tableau 1.6: Largeur de désintégration des bosons de Higgs du MS et du MSSM, exprimées en GeV/c^2 .

qui dépendent de m_t , tendent à augmenter les masses des bosons de Higgs supersymétriques. La masse m_h reste toutefois dans ces conditions inférieure à $145 \text{ GeV}/c^2$, ne permettant pas de chercher le boson de Higgs dans le canal 4 leptons. La désintégration du boson A en ZZ n'est pas possible car il n'existe pas de couplage $A \rightarrow ZZ$.

L'évolution des couplages du boson de Higgs H en fonction de m_A ($m_A \propto m_H$) et $\tan(\beta)$ sont présentés sur la figure 1.22. Sa production est rapidement réduite à mesure que $\tan\beta$ augmente. La recherche du boson H ne peut donc se faire que dans la région des faibles $\tan\beta < 10$.

Le largeur du H du MSSM est sensiblement plus étroite que celle du H du MS, et ce, principalement pour les faibles valeurs de $\tan\beta$ (tableau 1.6).

Section efficace de production du boson H du MSSM

La figure 1.24 donne l'évolution des sections efficaces de production des bosons de Higgs supersymétriques H au LHC, en fonction de leur masse et pour différentes valeurs du paramètre $\tan\beta$.

Le boson H du MSSM voit, ainsi, sa section efficace diminuée par rapport à la section efficace du modèle standard pour les faibles valeurs de $\tan\beta$ et augmentée pour les très grandes valeurs de ce paramètre.

Modification des bruits de fond

L'étude envisagée utilise les mêmes bruits de fond que pour la recherche du H^0 modèle standard. Cette approche est justifiée pour les raisons suivantes :

- Les corrections aux processus de désintégration des bruits de fonds $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ dues à la supersymétrie sont faibles ($\simeq \%$) vis à vis des incertitudes sur la production dans le modèle standard (chap. 6).

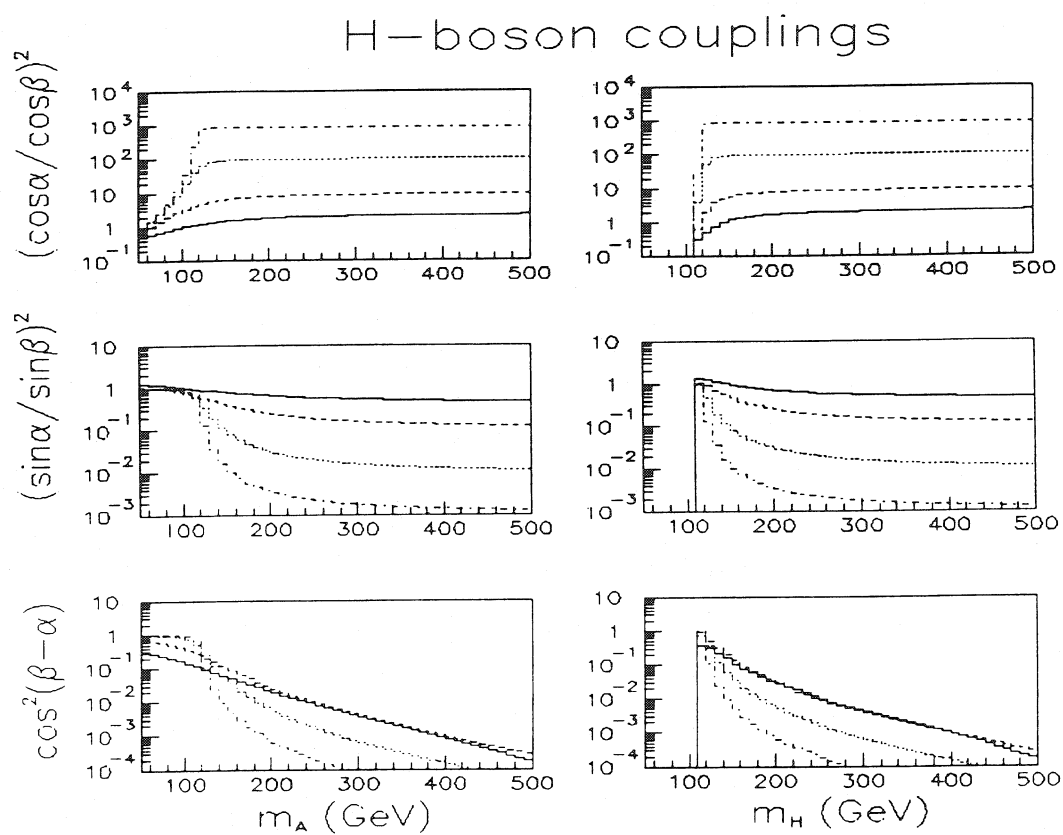


Figure 1.22: Facteurs correctifs permettant de passer des couplages du H^0 du modèle standard au H du MSSM. A gauche en fonction de m_A et à droite en fonction de m_H . D'après [56]. Ligne continue: $\tan\beta = 1.5$; Traits: $\tan\beta = 3.$; Points: $\tan\beta = 10.0$; Traits et points: $\tan\beta = 30.0$

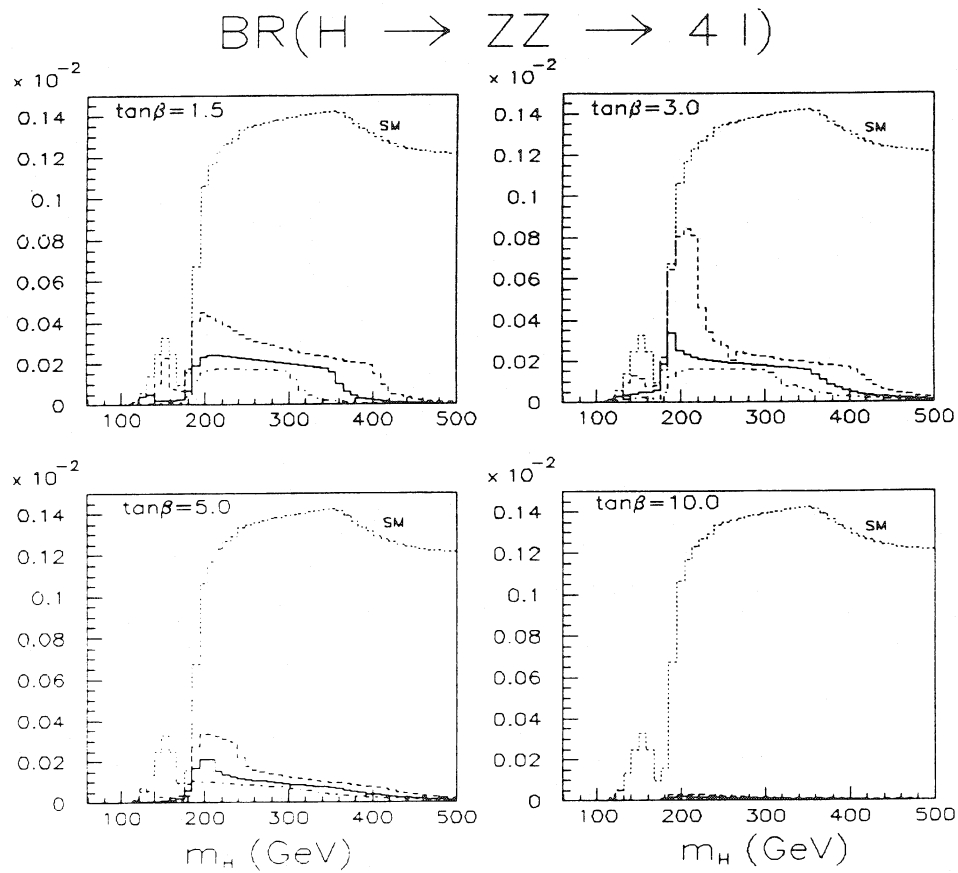
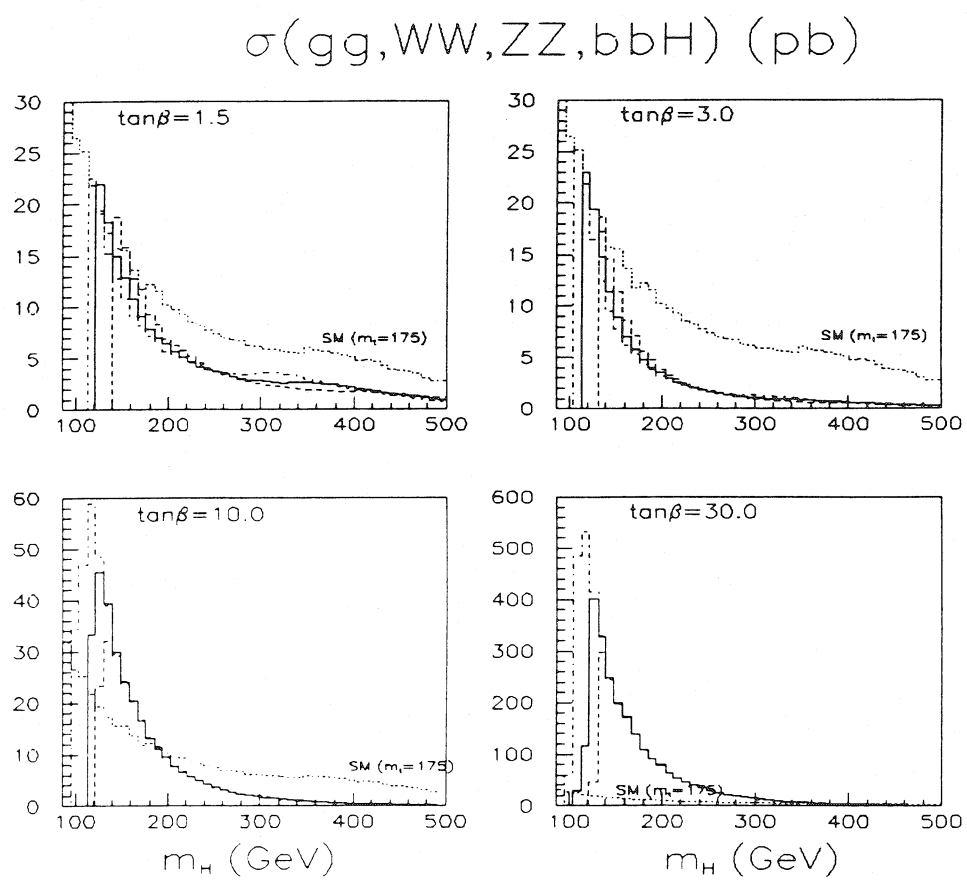


Figure 1.23: Embranchements des Higgs supersymétriques et des Higgs du modèle standard dans le canal $ZZ \rightarrow 4l$. D'après [56] Ligne continue: $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$; Traits: $m_{top} = 200 \text{ GeV}/c^2$; Traits-points: $m_{top} = 150 \text{ GeV}/c^2$

Figure 1.24: Section de production des bosons H supersymétriques et standards. *D'après [56]*

- La production de leptons par les particules supersymétriques, qui pourraient constituer un bruit de fond à la recherche du boson de Higgs, est accompagnée d'une grande énergie transverse manquante (> 100 GeV). Cette dernière permet de distinguer le boson de Higgs de ces événements.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

- *Caractéristiques principales du LHC*
- *Le détecteur ATLAS*

Après une brève description du LHC et des conditions liées à son fonctionnement, ce chapitre présente les principales caractéristiques du détecteur ATLAS [57] [58].

2.1 Le LHC

Caractéristiques générales.

Le LHC [59] est un collisionneur proton-proton¹ avec une luminosité nominale² $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

La gamme d'énergie disponible au niveau des constituants élémentaires donne la possibilité de chercher de nouveaux processus physiques jusqu'aux masses de l'ordre de quelques TeV/c^2 (boson de Higgs, supersymétrie, Z' , W') [60].

La réalisation de ce collisionneur nécessite la construction de deux anneaux juxtaposés en lieu et place du faisceau du LEP au CERN. L'énergie maximale accessible $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ est limitée par le rayon de courbure de l'anneau et par la valeur du champ magnétique de courbure dans les dipôles supraconducteurs (8.70 Tesla). Il est prévu 2 points d'expérimentation où les collisions entre des paquets de 10^{11} protons se succéderont toutes les 25 ns. En ces points, la zone d'interaction aura une dispersion $\sigma_Z = 5.6 \text{ cm}$ suivant l'axe du faisceau, pour une largeur transverse du faisceau $\sigma_{(x,y)} = 14 \text{ } \mu\text{m}$.

¹Il y aura aussi des collisions ions-ions et fibre fixe, que nous ne considérerons pas ici

²Pendant la phase de démarrage estimée à trois années, la luminosité sera $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Contraintes environnementales

Au LHC, la section efficace d'interaction totale proton-proton est de 110 mb, avec une section efficace non diffractive³ de l'ordre de 70 mb [31].

A la luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ il y a un milliard d'événements inélastiques par seconde, soit une vingtaine d'interactions par croisement de faisceau. A une luminosité intermédiaire, $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, il y a en moyenne 2 interactions par croisement.

Il est nécessaire d'effectuer une sélection sur les événements. Celle-ci est assurée par le déclenchement de premier niveau qui extrait les événements contenant des leptons chargés isolés, des jets ou des photons, de grandes impulsions transverses. Le taux maximum moyen de déclenchement est fixé à 75 kHz [61].

Un second niveau de déclenchement permet de raffiner la sélection avec un taux de $\simeq 1$ KHz avant stockage ($\simeq 1$ Mo/événement).

Pour limiter la contribution des événements multiples à la reconstruction, les détecteurs doivent être rapides et finement segmentés.

La luminosité est responsable d'un important niveau de radiations qui contraint les matériaux et les techniques de détection. Le tableau qui suit donne le niveau de radiations à différents rayons. Ils sont donnés en équivalent neutrons de 1 MeV et en Gray pour une année à haute luminosité [62].

Il y a 7.9 particules chargées produites en moyenne par unité de rapidité pour

Rayon :	10 cm	20 cm	100 cm	200 cm
$n_{eq}^{neutrons}/\text{cm}^2/\text{an}$	10^{13}	5.10^{12}	5.10^{12}	10^{12}
Gy	9.10^4	10^4	6.10^2	10

Tableau 2.1: Niveau de radiations intégré sur un an pour différents rayons sur la partie tonneau ($\eta = 0$).

$|\eta| < 5$ [63]. Leur impulsion transverse moyenne est de 460 MeV (fig 2.2). La figure 2.1 montre la somme de l'énergie transverse emmenée par les particules dans chaque interaction dans $|\eta| < 3.2$ (à l'exception des neutrinos et muons). On constate que la contribution des événements de biais minimum est dominée par l'émission de particules de faible impulsion. La fluctuation de leur dépôts d'énergie sur les calorimètres est responsable du bruit d'empilement sur le calorimètre.

Une dernière contrainte provient de la fluctuation de la position du point d'interaction suivant l'axe du faisceau. Celle-ci complique la reconstruction du vertex d'interaction

³Ces interactions p-p dominent largement les émissions dues aux pertes de protons du faisceau dans la zone d'interaction (10^7 protons par seconde) et aux interactions faisceau-gaz (10^2 interactions par seconde et par mètre).

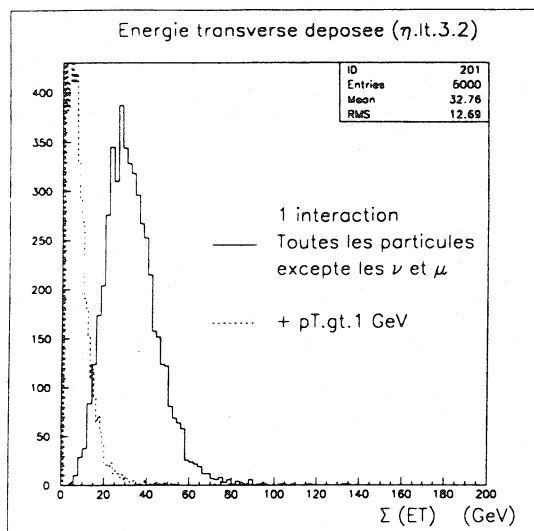


Figure 2.1: Energie transverse emmenée par les particules (à l'exception des μ et ν) au cours d'une interaction dans une gamme de rapidité $|\eta| < 3.2$. En pointillé, énergie emportée par les particules avec $p_T > 1$ GeV/c dans les mêmes conditions que précédemment.

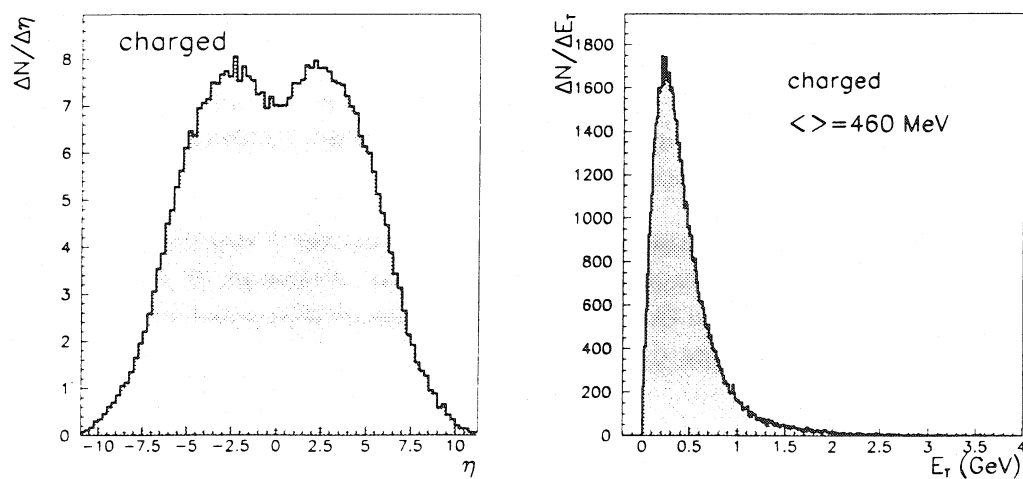


Figure 2.2: Nombre de particules chargées émises par unité de rapidité dans les événements de biais minimum (gauche). Energie transverse des particules chargées de ces événements (droite).

dans le cas d'événements à interactions multiples et en l'absence de traces chargées.

2.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est optimisé pour fonctionner auprès du LHC. A l'énergie et à la luminosité du LHC, les seules particules identifiables sont les leptons chargés ($e^\pm$ et $\mu^\pm$) isolés et les photons isolés. Il est aussi possible de caractériser les jets de haute énergie ($E_T > 15$ GeV) et de mesurer l'énergie transverse manquante.

Les performances demandées au détecteur ATLAS sont guidées par ces besoins d'identification des leptons et photons, de mesure de l'énergie (grande gamme dynamique) et enfin d'herméticité (couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 5$). Ces caractéristiques sont assurées à travers la redondance et la sécurité des méthodes de détection. Le choix s'est porté sur un ensemble de sous-détecteurs pouvant fonctionner dans une large mesure de manière indépendante les uns des autres.

2.2.1 Vue d'ensemble

Le détecteur ATLAS comprend trois types de détecteurs : Le détecteur central, le calorimètre (figures 2.3 et 2.4) et le spectromètre à muons.

Sous-détecteurs d'ATLAS

- **Détecteur interne :** Ce détecteur baigne dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T. Il permet de mesurer les directions et impulsions des particules chargées.
- **Le calorimètre :** Sa partie électromagnétique permet de reconstruire l'énergie des électrons et des photons. La partie hadronique complète la mesure pour les jets hadroniques.
- **Le spectromètre à muons :** Il sert à reconstruire l'impulsion des muons. Le choix du champ toroidal a été motivé par le besoin de fonctionner de manière indépendante du détecteur de traces et d'imposer le minimum de contraintes sur le reste du détecteur.

Variables, référentiel

On définit le référentiel dont l'origine est le centre du détecteur (0,0,0) et les axes sont :

- OZ l'axe orienté le long du faisceau.
- OX,OY définissent le plan orthogonal à cet axe.

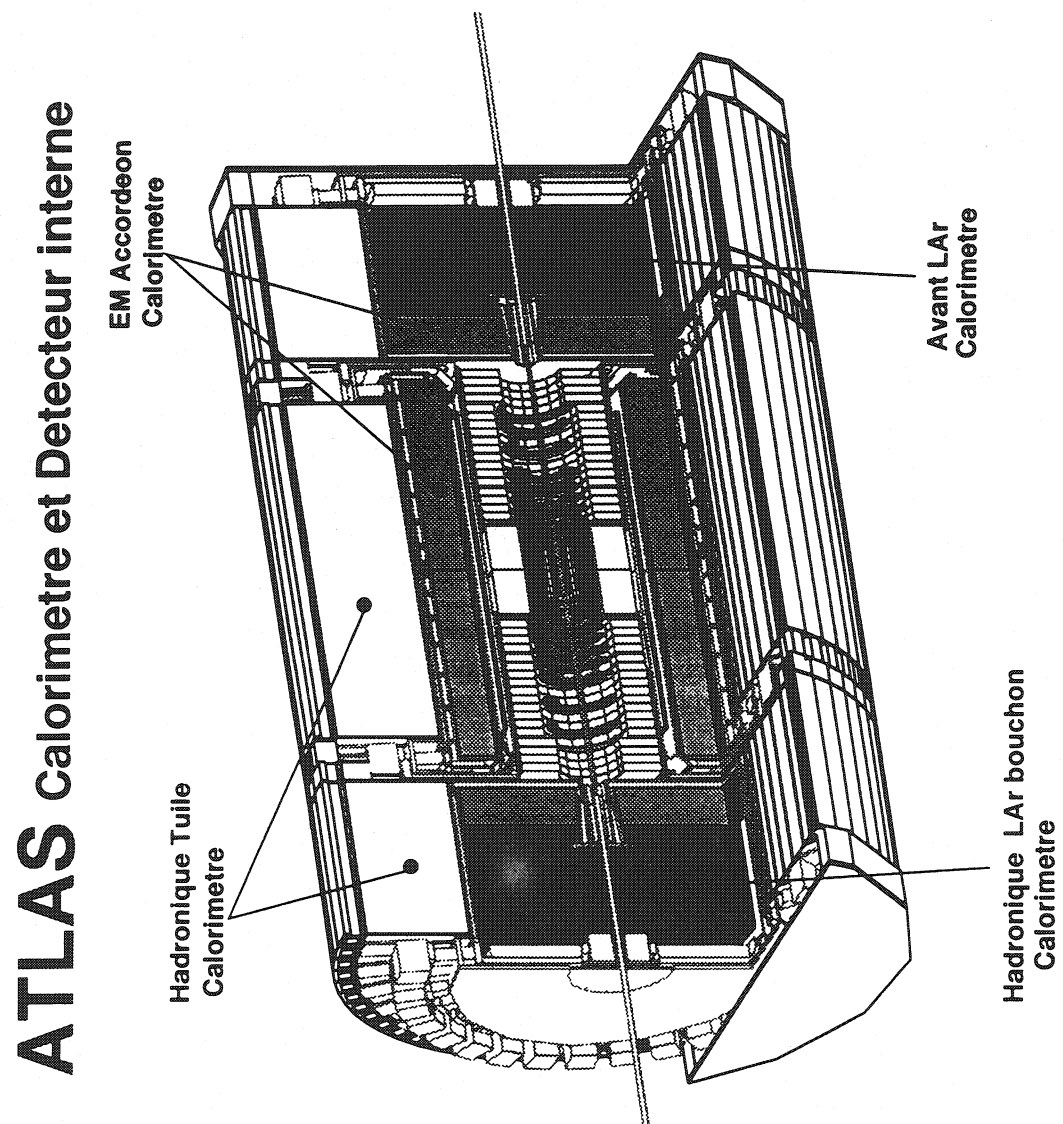


Figure 2.3: Vue d'ensemble du calorimètre et du détecteur interne d'ATLAS.

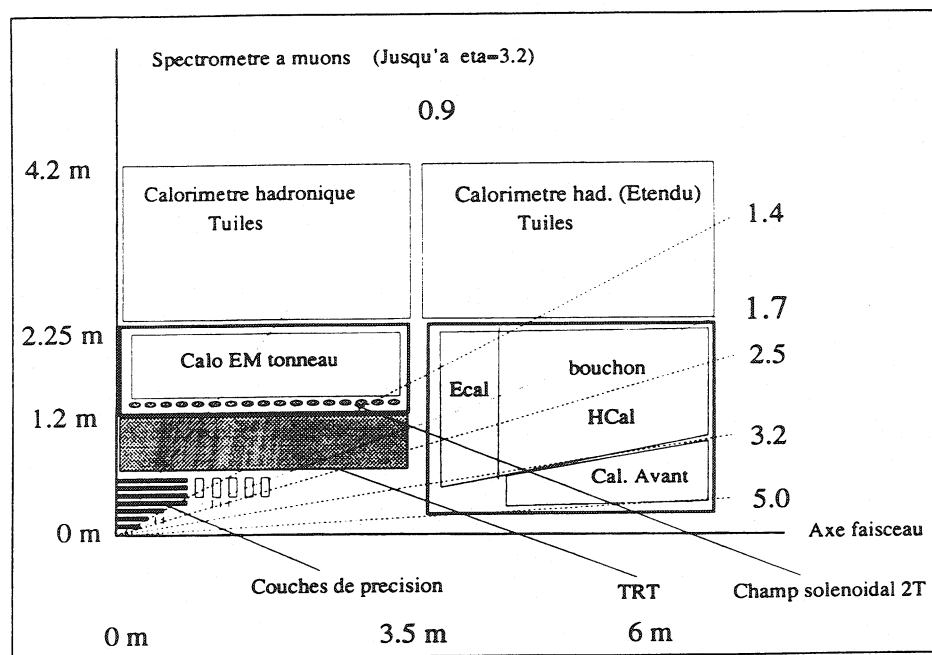


Figure 2.4: Schéma de principe du positionnement des sous-détecteurs d'ATLAS, sur un cadran du détecteur.

L'angle ϕ définit la direction azimuthale, tandis que l'angle θ est l'angle polaire. La pseudo-rapacité $|\eta| = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, est un invariant de Lorentz. Il est communément utilisé à la place de l'angle θ car la physique proton-proton est invariante en η .

2.3 Détecteur interne

Le détecteur interne (figure 2.5) sert à reconstruire les traces chargées (impulsion, angles, point d'origine). Il aide aussi à l'identification des électrons, des muons et des photons. La recherche du boson de Higgs dans les canaux rares ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $H^0 \rightarrow 4l$), la recherche de particules supersymétriques ou l'étude de la physique du B, imposent de fortes contraintes sur ses performances.

2.3.1 Description

Le détecteur interne est un cylindre de 1.15 m de rayon, pour une longueur d'environ 6 m [64]. Il baigne dans son ensemble dans un champ solénoïdal de 2 Tesla, et comprend deux sous-détecteurs :

- Les couches de précision.
- Le détecteur de traces et de rayonnement de transition.

Ceux-ci s'étendent jusqu'à une rapidité $|\eta| = 2.5$. Cette valeur est définie de manière à maximiser l'acceptance géométrique du détecteur pour favoriser la recherche des canaux rares, tout en se limitant à une gamme de rapidité où le niveau de radiation n'empêche pas son fonctionnement.

Les couches de précision (SCT + Pixel).

Elles sont dédiées aux mesures de précision sur les traces chargées (contributions à la mesure des impulsions et direction des traces, déduction de la position du vertex d'interaction.)

Elles sont constituées dans la partie centrale ($|\eta| < 1.5$), de détecteurs au silicium répartis en six couches entre $R=11.5$ cm et $R=60$ cm. Les deux premières couches sont faites d'un détecteur à pixels, tandis que les couches plus externes sont faites de détecteurs à micro-pistes.

Les pixels ont une segmentation $50 \times 300 \mu m$ qui permet d'obtenir une résolution sur la position des impacts $\sigma_{R\phi} = 14 \mu m$ et $\sigma_z = 87 \mu m$. Les pistes ont une largeur de $75 \mu m$ ou $112.5 \mu m$ pour une longueur de 12 cm. Elles prodiguent une résolution sur la position des impacts $\sigma_{R\phi} = 15 \mu m$ et $\sigma_z = 770 \mu m$.

A basse luminosité du LHC, afin d'améliorer la précision sur la détermination des vertex primaires et secondaires, une couche de précision supplémentaire est introduite à $R=6$ cm⁴.

A plus grande rapidité ($1.4 < |\eta| < 2.5$), on trouve des disques de détecteurs à micro-pistes au silicium.

⁴La possibilité de conserver cette couche de précision aussi pour la phase à luminosité est actuellement à l'étude.

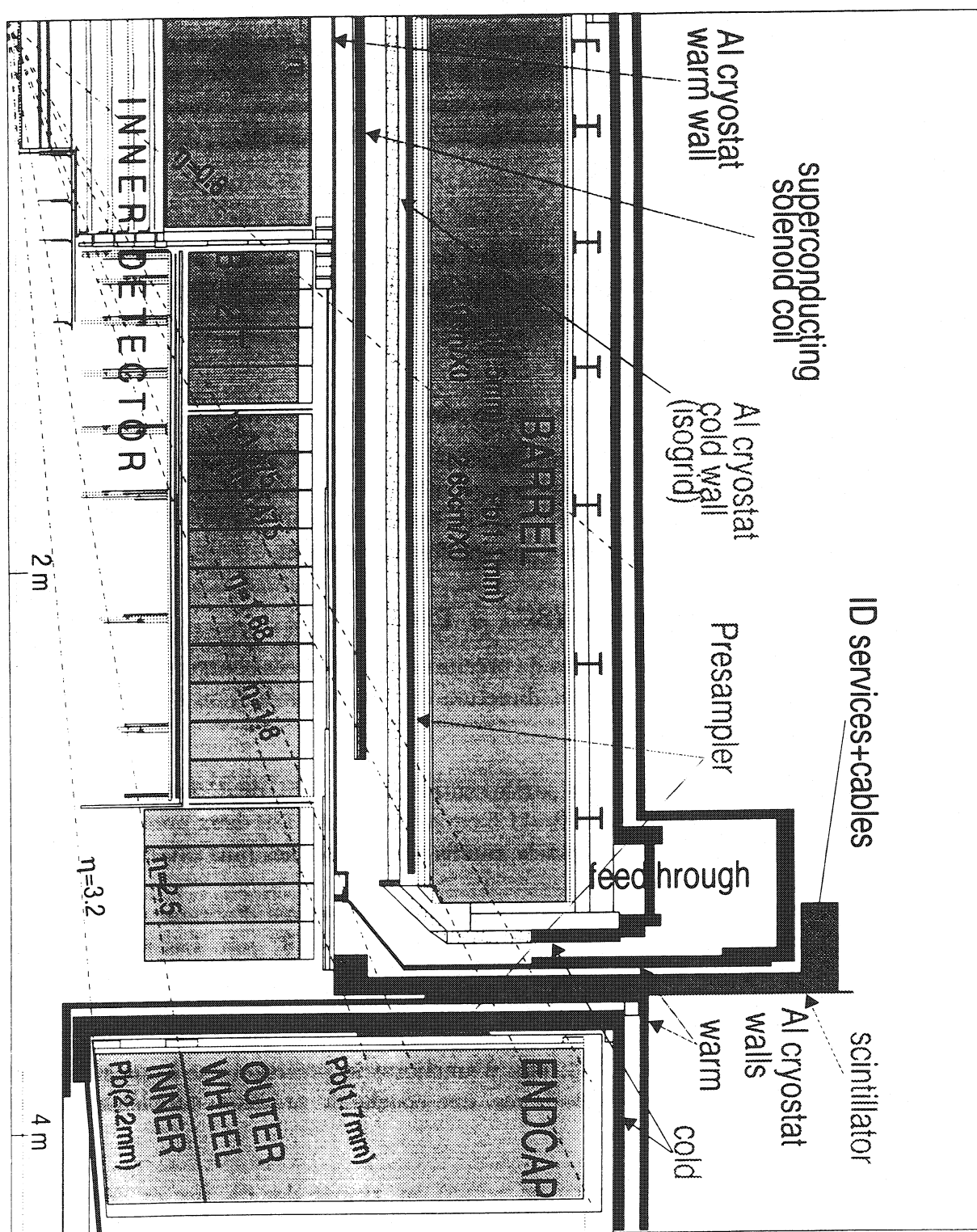


Figure 2.5: Coupe longitudinale du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.

Le détecteur de traces et de rayonnement de transition (TRT).

Le TRT est situé autour des couches de précision avec un rayon externe de 1.15 m. Il est composé de 64 couches de tubes à dérive. Cette soixantaine de couches permet d'obtenir une moyenne de trente points pour chaque trace chargée, et facilite donc la reconstruction de celles-ci en présence d'une multitude de particules. Chacun des tubes a une dimension de 4 mm de diamètre par 39 ou 53 cm de long. Ils donnent une précision sur les positions des impacts $\sigma_{R\phi} = 170 \mu m$.

L'espace entre chaque couche est rempli de feuilles de polypropylène qui sert de radiateur à rayonnement de transition. Dans ce volume, les électrons, qui ont typiquement un coefficient relativiste $\gamma > 10^4$, émettent des photons de rayonnement de transition. Cette émission permet de les différencier des hadrons ($\pi^\pm$) pour lesquels $\gamma \simeq 10^2$.

Le détecteur de traces permet aussi d'évaluer l'isolement des leptons. Cette dernière propriété nécessite de pouvoir reconstruire les traces à partir de 0.5-1 GeV/c d'impulsion transverse autour d'une trace principale.

2.3.2 Performances

Les performances sont évaluées en tenant compte des incertitudes de l'ordre de quelques microns sur les alignements des détecteurs.

Impulsion des traces

La résolution est dominée par les couches de précision (SCT) qui mesurent plus précisément la position des points de la trace.

Il a été montré dans [65] que la résolution sur l'impulsion des traces n'est pas affectée par le passage à luminosité nominale ($L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1} \rightarrow L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$).

La résolution sur l'impulsion transverse des traces est mesurée sur des données simulées. A partir de muons isolés, on obtient :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0.05\% \times p_T \oplus 1.2\% \quad (p_T \text{ en GeV}/c)$$

Le premier terme tient compte de la difficulté croissante de calculer précisément l'impulsion des traces lorsque le rayon de courbure C augmente ($p_T \propto 1/C$). Le deuxième terme tient compte des effets de la diffusion multiple sur la matière du détecteur.

Le premier terme est prédominant à haute énergie ($p_T > 40 \text{ GeV}/c$) tandis que le second l'est à basse énergie ($p_T < 20 \text{ GeV}/c$).

La figure 2.6 montre les résultats obtenus sur les muons provenant de la désintégration d'un boson de Higgs avec $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Le résultat obtenu à partir de la simulation est légèrement moins bon que celui de l'expression paramétrique donnée

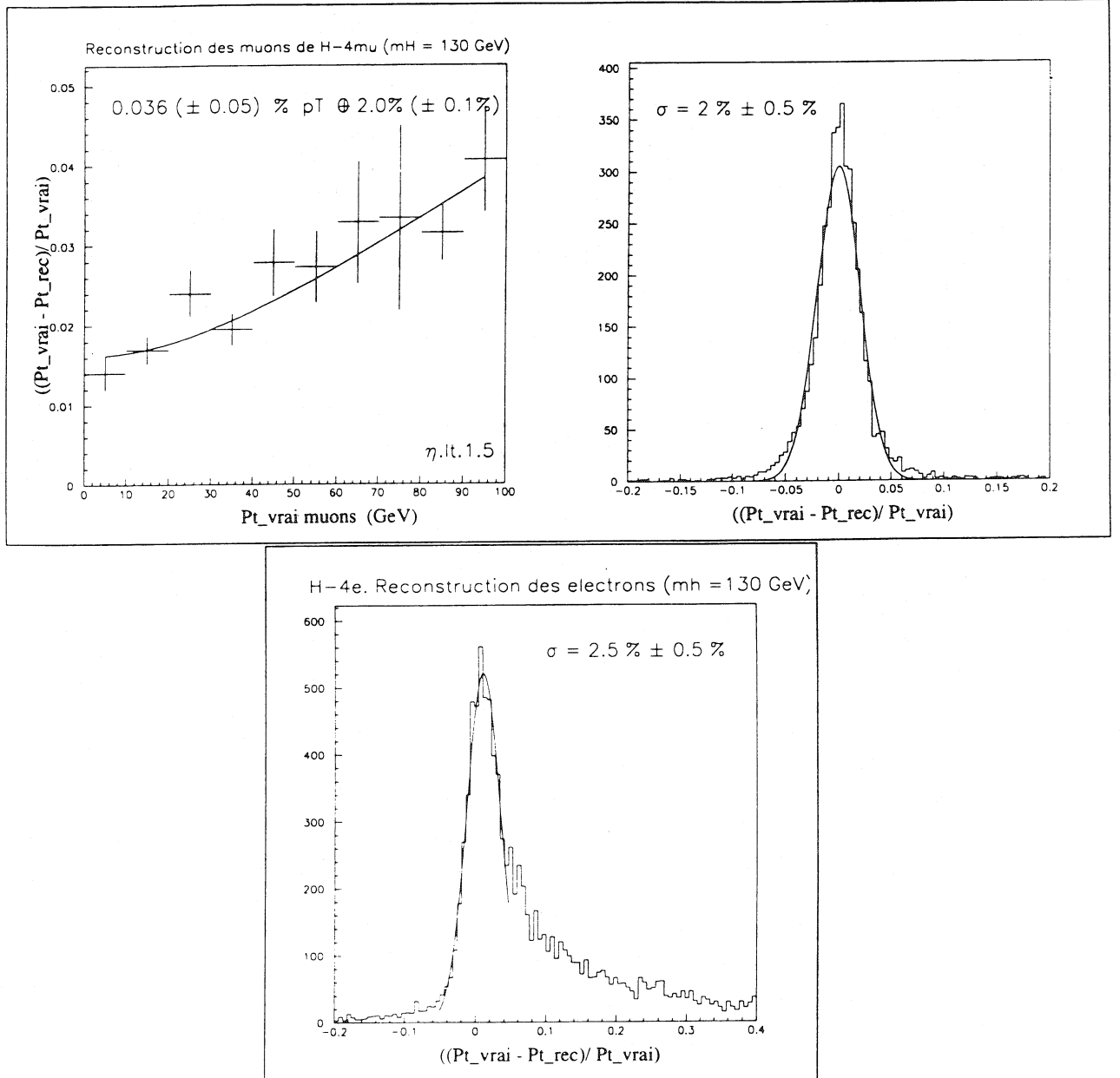


Figure 2.6: Haut : Reconstruction des muons avec le détecteur interne. Les muons viennent d'événements $H \rightarrow 4\mu^\pm$ avec $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. La reconstruction est effectuée avec le programme XKALMAN (cf chap. 5). Les deux figures montrent respectivement la résolution $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ en fonction de p_T pour les muons compris dans $|\eta| < 1.5$, et la distribution de $\frac{\Delta p_T}{p_T}$, pour l'ensemble des muons. Bas : Reconstruction des électrons avec le détecteur interne. Un queue apparaît à cause du bremsstrahlung. Aucune routine de correction spécifique n'est introduite

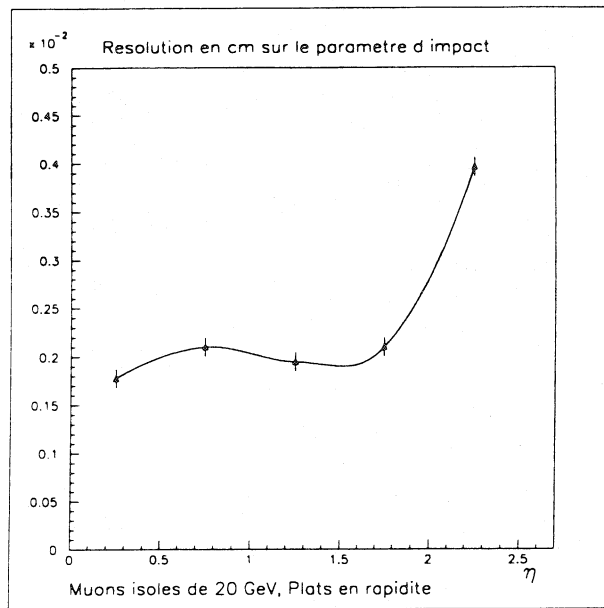


Figure 2.7: Résolution sur le paramètre d'impact mesuré sur des muons de $p_T = 20 \text{ GeV}/c$, en fonction de leur rapidité. La géométrie simulée est celle correspondant au fonctionnement à basse luminosité du LHC, et donc comprenant la couche de détection à 6 cm de l'axe du faisceau. La fluctuation de la position du faisceau dans le plan transverse n'est pas introduite.

ci-dessus.

Pour les électrons, ces performances sont dégradées par le bremsstrahlung. La figure 2.6 montre la dégradation de l'impulsion reconstruite sur des électrons de désintégration d'un boson de Higgs $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Le chapitre 5 insistera sur la réduction possible des effets du bremsstrahlung, en combinant la reconstruction des traces avec la position de la gerbe sur le calorimètre.

Paramètre d'impact transverse, point d'interaction .

Les résolutions sur la position du vertex primaire et sur le paramètre d'impact transverse [66] sont exprimées dans le tableau 2.2. A luminosité nominale, avec une première couche de détection à 11.5 cm de l'axe du faisceau, on mesure le paramètre d'impact transverse de muons de $5 \text{ GeV}/c$ de p_T avec une résolution $\sigma_{IP} \simeq 50 \mu\text{m}$ dans le domaine de rapidité $|\eta| < 2$.

Dans les mêmes conditions, la résolution sur la position du vertex primaire suivant Z est $\sigma_Z = 150 \mu\text{m}$.

L'utilisation d'une première couche de détection à 6 cm du faisceau à basse luminosité permet d'atteindre $\sigma_{IP} \simeq 20 \mu\text{m}$ et $\sigma_Z = 100 \mu\text{m}$ (fig 2.7).

L'ensemble de ces résolutions sont établies sans appliquer l'étalement $\sigma = 14 \mu\text{m}$, du faisceau dans le plan transverse.

Là encore, les traces des électrons sont plus difficilement reconstruites du fait du

	$\sigma_{IP} (\mu m)$	$\sigma_z (\mu m)$
$L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$	$13 \oplus \frac{62}{p_T \sqrt{\sin \theta}}$	$39 \oplus \frac{90}{p_T \sqrt{\sin \theta}}$
$L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	$27 \oplus \frac{220}{p_T \sqrt{\sin \theta}}$	$130 \oplus \frac{240}{p_T \sqrt{\sin \theta}}$

Tableau 2.2: Paramétrisation de la résolution sur le paramètre d'impact transverse et sur la position du vertex le long de l'axe du faisceau.

bremsstrahlung. Au chapitre 5, nous verrons comment il est possible de diminuer les effets de ce dernier.

2.4 Calorimètre

Le système calorimétrique d'ATLAS a un rôle particulièrement important pour la reconstruction de la cinématique des événements. Le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie des électrons et des photons, tandis que les calorimètres hadroniques servent à compléter la mesure de l'énergie des jets hadroniques.

Les différentes utilisations du calorimètre peuvent se résumer comme suit :

- Seuils pour les déclenchements de niveau 1
- Identification, mesure d'énergie et isolation des électrons (ex. : $H^0 \rightarrow 4e^\pm$)
- Identification, mesure d'énergie et direction des photons (ex. : $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$)
- Profils de gerbes pour la réjection π^0/γ
- Energies des jets
- Energie totale et énergie transverse manquante (recherche de particules supersymétriques).

Dans cette thèse on s'intéresse tout particulièrement au calorimètre électromagnétique, tant pour le test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique à argon liquide et à détecteur de position intégré (chap 3), que pour l'étude du canal $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ (chap 5).

Cette section présente les différents critères qui ont prévalu à la conception du calorimètre. Ensuite, on trouvera les principes de la détection dans l'argon liquide et la description de la géométrie choisie. Enfin, on trouvera les performances attendues sur les mesures en énergie ou sur les résolutions angulaires.

Le calorimètre hadronique est décrit en fin de section.

2.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Les critères de conception du calorimètre sont fonction du potentiel physique recherché et de l'environnement du LHC [58].

- L'environnement du LHC requiert un détecteur résistant aux radiations et stable dans le temps. À l'exception des calorimètres hadroniques tonneau et tonneau-étendu, la calorimétrie d'ATLAS utilise la technologie de l'argon liquide.
- Comme pour le détecteur interne, la couverture en rapidité du calorimètre doit être grande afin de favoriser les recherches dans les canaux rares. Le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS, finement segmenté, s'étend jusqu'à $|\eta| = 3.2$. Toutefois, l'identification des leptons et photons

n'est assurée que sur le domaine de rapidité couvert par le détecteur interne ($|\eta| = 2.5$). La mesure des énergies des jets par le calorimètre hadronique jusqu'à $|\eta| = 5$ assure l'hermiticité du détecteur.

- Les électrons doivent pouvoir être efficacement reconstruits entre 1 GeV et 5 TeV pour couvrir aussi bien les études des désintégrations de saveurs lourdes, que la recherche des Z' ou W' . Ce point a une conséquence directe sur la gamme dynamique de l'électronique du calorimètre qui doit s'étendre de 50 MeV (bruit électronique) à 3 TeV (énergie maximale déposée dans une cellule par un électron de désintégration d'un Z' ou W' de 5 TeV/ c^2).
- Le potentiel de détection d'ATLAS sur les canaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ nécessite une excellente résolution en énergie du calorimètre. On requiert un terme stochastique de $10\%/\sqrt{E}$ et un terme constant meilleur que $1\%^5$.
- La capacité d'identification électron/jet et photon/jet contraint fortement les segmentations longitudinale et transverse du calorimètre électromagnétique. La mesure de la direction des photons⁶, à mieux que $\sigma(\theta) = \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$, contraint elle aussi la segmentation du calorimètre, qui doit pouvoir mesurer les directions des gerbes électromagnétiques. L'utilisation d'un détecteur de position finement segmenté, intégré au calorimètre, permet de répondre à ce besoin.
- Enfin, deux mesures de position des gerbes sont nécessaires pour reconstruire la direction des photons. Cela nécessite donc une segmentation en profondeur du calorimètre. Celle-ci permet, de plus, d'aider à l'identification e/jet et γ /jet (profil longitudinal des gerbes).

Principe de la détection

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage à argon liquide et plomb [67]. L'argon liquide constitue le milieu détecteur et le plomb, le milieu absorbeur.

Les électrons et photons produisent un gerbe électromagnétique par interaction de bremsstrahlung et de création de paires sur la matière de l'absorbeur. Les particules chargées se propagent jusqu'au milieu détecteur (argon liquide) où par effet d'ionisation, il y a création d'ions argon (Ar^+) et d'électrons (e^-).

Les charges Ar^+ et e^- subissent le champ électrique (10 kV/cm) appliqué entre l'électrode et l'absorbeur. Elle dérivent alors à vitesse constante vers l'électrode en y induisant le courant électrique :

$$I(t) = \frac{vq(t)}{d}$$

⁵Le terme stochastique et le terme constant sont définis dans le paragraphe traitant des performances du calorimètre

⁶Le vertex d'interaction fluctue en $\sigma(z) = 5.6 \text{ cm}$

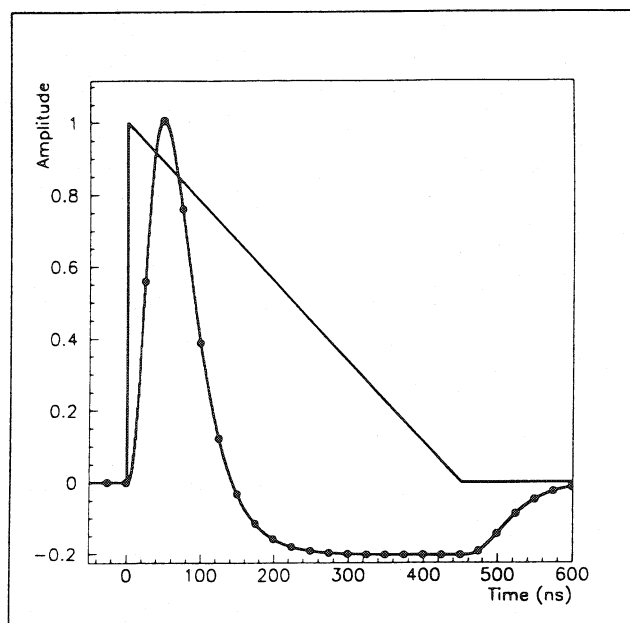


Figure 2.8: Forme du signal en courant, puis mis en forme. Les points représentent les différents croisements de faisceau.

v est la vitesse de dérive des charges, et d la distance entre l'électrode et la masse [68].

Géométrie interne

Les couches d'absorbeur et de détecteur du calorimètre sont reproduites par la succession de vagues en accordéon (voir figure 2.9).

L'intérêt de la géométrie accordéon réside dans la possibilité de construire un détecteur hermétique avec des sorties de signaux à l'avant et à l'arrière.

Environ 15% de l'énergie est déposée dans l'argon liquide. Le reste est perdu dans les absorbeurs qui font 1.5 mm ($|\eta| < 0.8$) et 1.1 mm ($|\eta| > 0.8$) d'épaisseur sur la partie tonneau ($|\eta| < 1.475$).

L'énergie récupérée dans l'argon liquide ($\simeq 2$ mm d'épaisseur) développe un courant de forme triangulaire qui décroît sur 400 ns pour les électrons et sur un temps 100.000 fois plus long pour les ions argon. Le signal de forme triangulaire est amplifié puis mis en forme bipolaire par un filtre du type $CR - RC^2$ (figure 2.8). Ce dernier permet de minimiser l'effet des empilements. Le signal électrique est échantillonné plusieurs fois afin de permettre une analyse de sa forme autour du maximum [71]. Ce maximum du signal est proportionnel à l'énergie déposée dans la cellule.

Ce type de mesure est sensible aux impuretés et aux variations de température

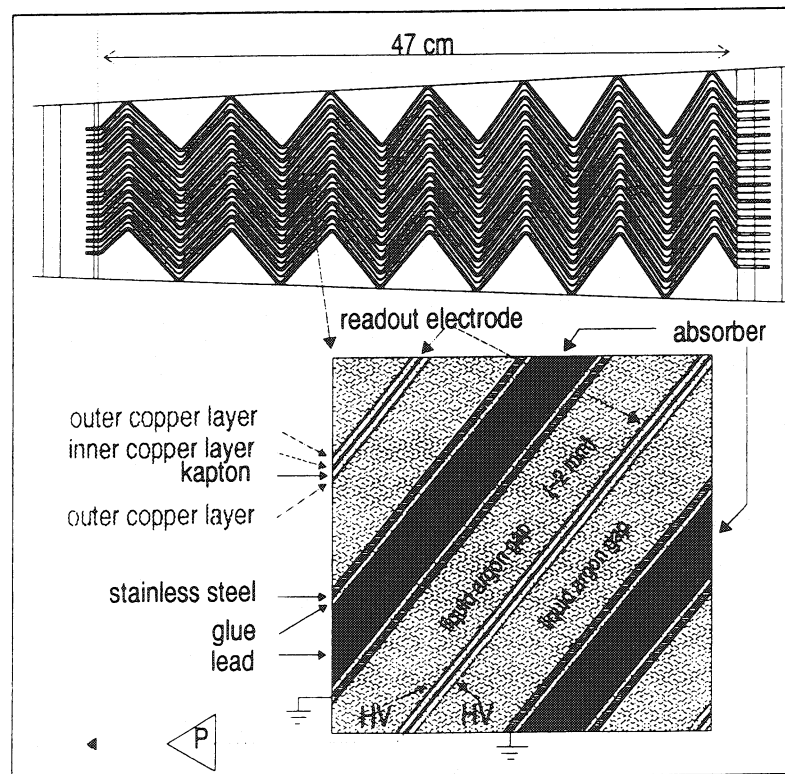
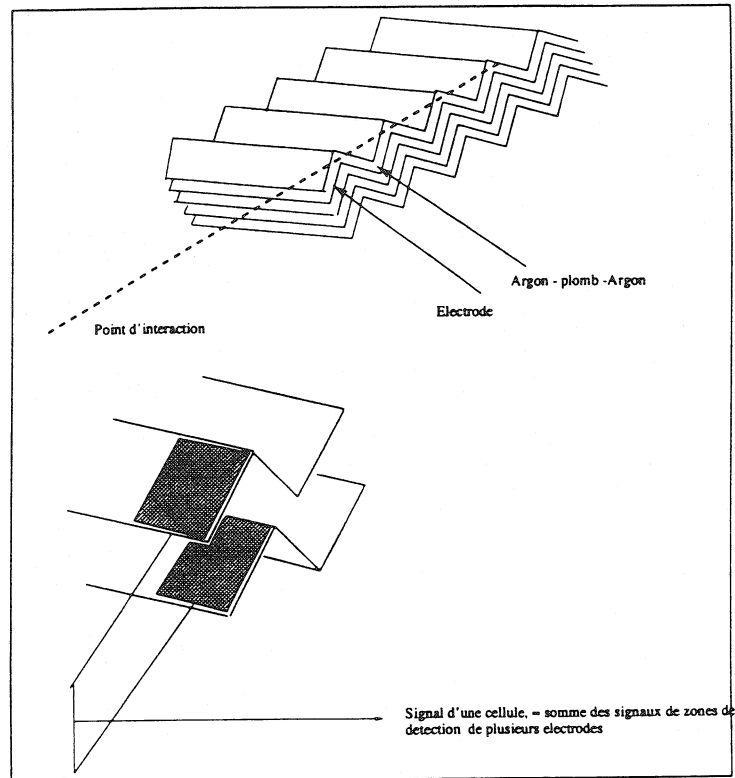


Figure 2.9: Schéma de l'empilement des couches du prototype accordéon. Les différentes couches rencontrées par les particules jouent le rôle des couches d'absorbeur et détecteur du calorimètre à échantillonnage. Les cellules de détection sont constituées par des zones de détection se chevauchant sur les différentes électrodes.

qui modifient les vitesses de dérive et donc l'amplitude du signal.

Géométrie et segmentation du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique s'étend jusqu'à $|\eta| = 3.2$. Il est composé de trois parties disposées dans des cryostats tonneau et bouchon.

Le calorimètre tonneau couvre la région $|\eta| < 1.475$ et le calorimètre bouchon la région $1.375 < |\eta| < 3.2$.

La figure 2.11 montre une représentation de la moitié du calorimètre tonneau dans son cryostat. La partie tonneau a un rayon interne de 1.5 m et une longueur d'environ 6 m.

Sur la gamme de rapidité $|\eta| < 2.5$, où se font les analyses sur l'identification des leptons et des photons, le calorimètre est finement segmenté en $\eta \times \phi$ afin de permettre les mesures de direction et d'isolation (voir fig 2.10 et tableau 2.3).

Dans cette région, le calorimètre comprend trois compartiments en profondeur et le compartiment avant finement segmenté en $|\eta|$ sert de détecteur de position intégré. Sa profondeur de $6 X_0$, incluant la matière à l'avant du détecteur⁷, permet d'obtenir la réjection π^0/γ maximale.

Au delà de $|\eta| = 2.5$, sur la roue interne du calorimètre bouchon, la segmentation est plus grossière. Cette zone est destinée à la reconstruction des jets et de l'énergie manquante.

Au total, l'épaisseur du calorimètre et de la matière le précédant n'est jamais plus faible que $24 X_0$ et permet de contenir une grande fraction des gerbes électromagnétiques ($E_T < 500$ GeV) dans sa partie électromagnétique. La figure 2.12 montre la segmentation du calorimètre tonneau et la quantité totale de matière à la sortie de chacun des compartiments.

Un pré-échantillonneur ($|\eta| < 1.8$) est placé à environ un demi X_0 devant le calorimètre pour étalonner l'énergie perdue dans la matière devant l'accordéon ($\simeq 2 - 3 X_0$) (fig: 2.13).

2.4.2 Performances

En l'absence de champ magnétique solénoïdal, environ 95% de l'énergie d'une gerbe électromagnétique est contenue dans une tour de dimension $\delta\eta \times \delta\phi = 0.075 \times 0.075$, soit 3×3 cellules du compartiment milieu. En présence du champ magnétique du détecteur interne, les pertes radiatives par bremsstrahlung sont contenues en étendant la taille du cluster électromagnétique dans la direction de courbure des électrons: $\delta\eta \times \delta\phi = 0.075 \times 0.175$. Cette tour représente une

⁷La longueur de radiation est relative à l'interaction des photons et électrons avec la matière. X_0 est la distance nécessaire à un électron énergétique ($E > 1$ GeV) pour perdre 63.2% en moyenne de son énergie.

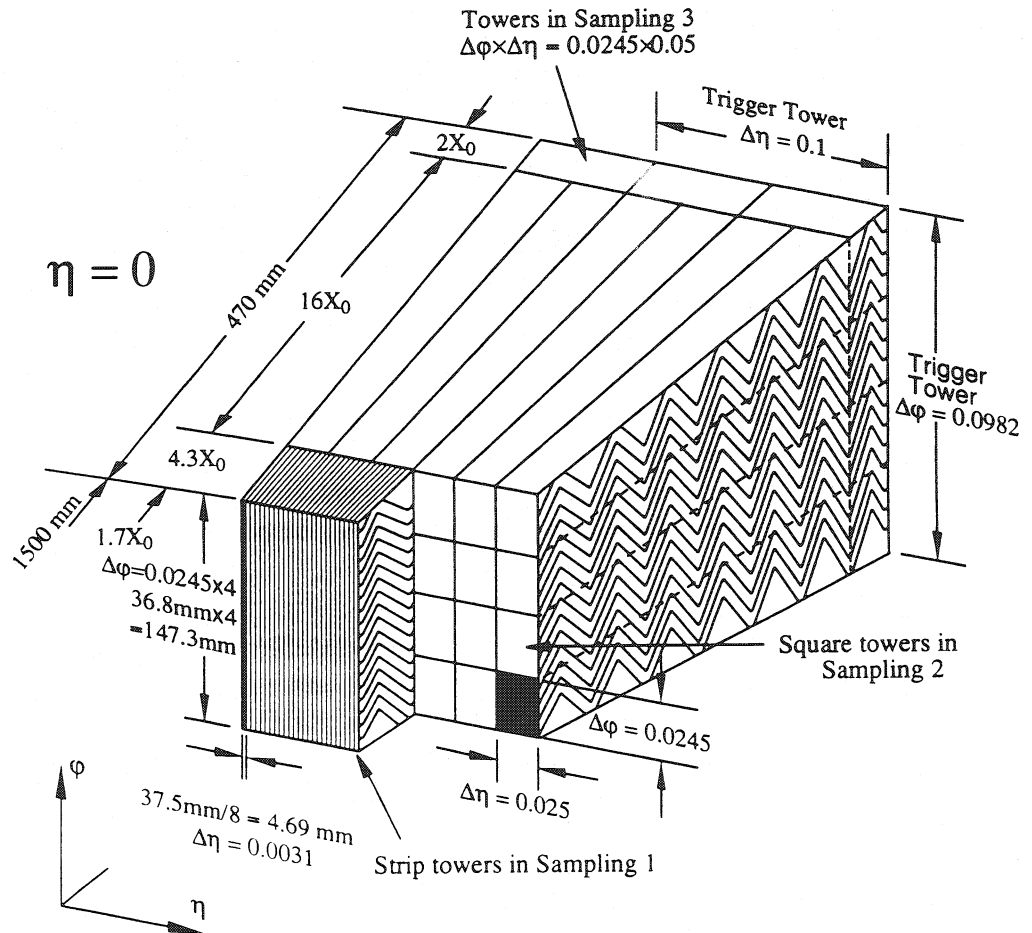


Figure 2.10: Schéma de la segmentation du calorimètre électromagnétique tonneau. Le pré-échantillonneur n'est pas représenté.

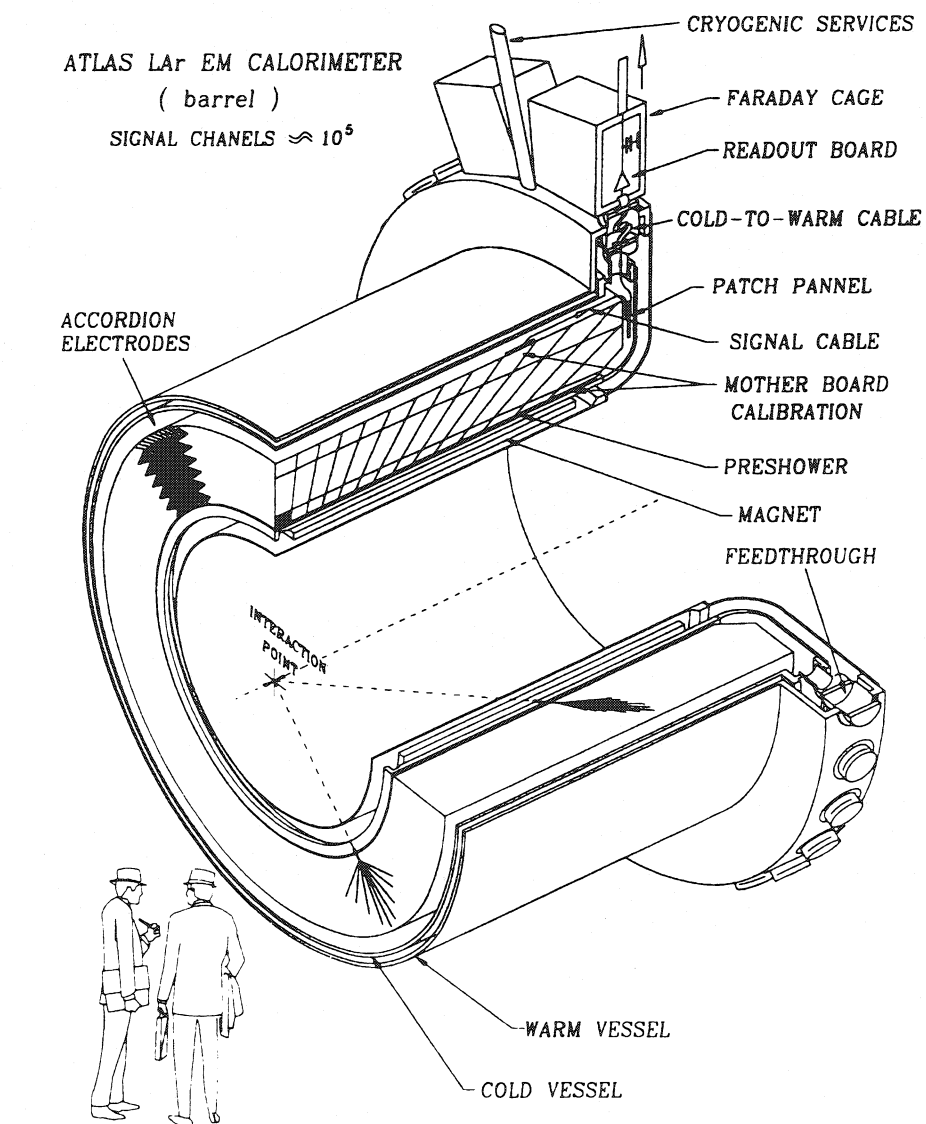


Figure 2.11: Représentation du calorimètre tonneau dans son cryostat.

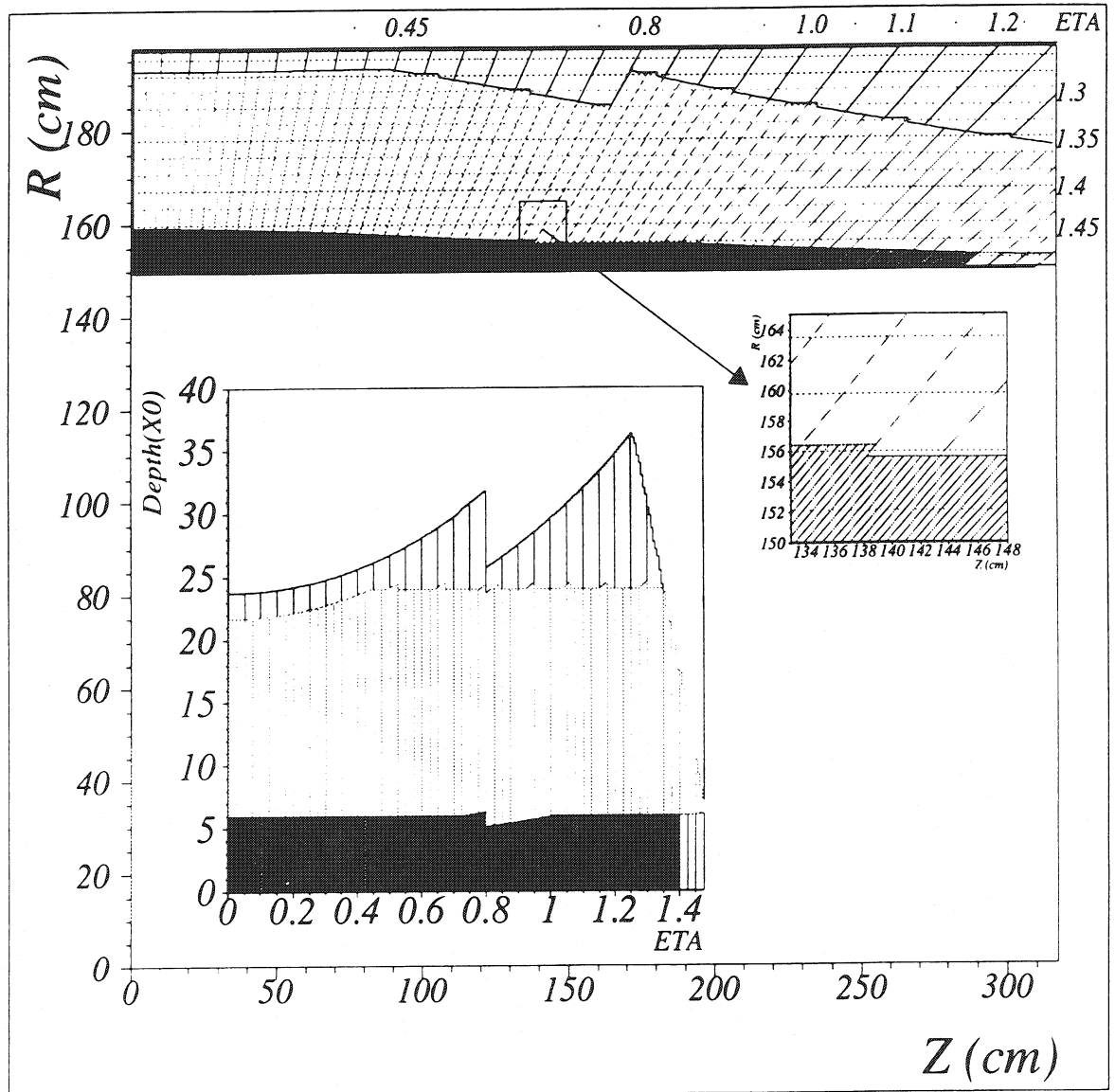


Figure 2.12: Segmentation en η du calorimètre électromagnétique tonneau et quantité de matière à la sortie de chacun des compartiment. (Matière à l'avant comprise)

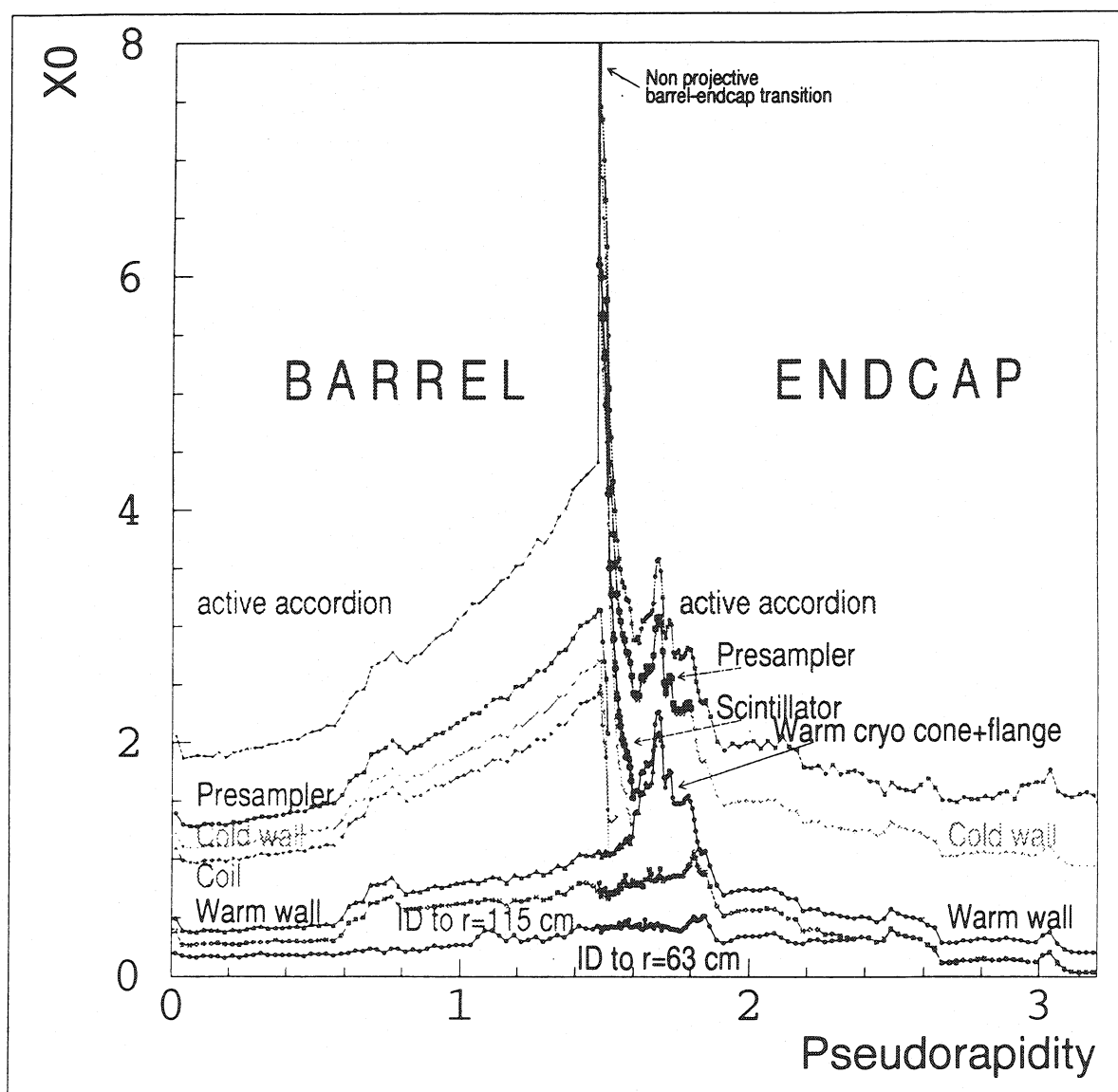


Figure 2.13: Quantité de matière devant le calorimètre en fonction de la rapidité.

Calorimètre EM tonneau			
Géométrie	Accordéon Plomb. argon liquide		
Absorbeur			
Détecteur			
3 Compartiments segmentation ($\delta\eta \times \delta\phi \text{ rad}^2$)	Avant 0.003×0.1	Milieu 0.025×0.025	Arrière 0.05×0.025

Calorimètre EM Bouchon			
$\delta\eta \times \delta\phi$	avant	milieu	arrière
$1.375 < \eta < 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	-
$1.5 < \eta < 1.8$	0.003×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
$1.8 < \eta < 2.0$	0.004×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
$2.0 < \eta < 2.5$	0.006×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
$2.5 < \eta < 3.2$	0.1×0.1	0.1×0.1	-

Tableau 2.3: Segmentation des calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchon

surface de 12×28 cm environ.

L'optimisation de la taille des clusters est discutée dans [69].

Les zones de transition, entre les deux demi-modules formant le tonneau à $|\eta| < 0.015$ et à l'interface des calorimètres tonneau-bouchon ($1.375 < |\eta| < 1.525$), sont faiblement instrumentées. La mesure de l'énergie y est largement endommagée (fig 2.14).

C'est pour cette raison que la géométrie finale d'ATLAS comprendra une couche de scintillateur entre le tonneau et le bouchon. Celle-ci permettra de recouvrer une partie de l'énergie mal reconstruite par le calorimètre.

Résolutions en énergie du calorimètre électromagnétique.

Les tests en faisceau et les simulations ont permis de mesurer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique sur des électrons. Elle peut être caractérisée en fonction d'un terme stochastique ($\frac{10\%}{\sqrt{E}}$), d'un terme de bruit (270 MeV), et d'un terme constant (0.7%). A haute luminosité, il faut aussi tenir compte du bruit venant de la fluctuation des dépôts énergétiques des événements multiples (bruit d'empilement), qui porte le terme de bruit à 500 MeV pour un cluster $\delta\eta \times \delta\phi = 0.075 \times 0.175$.

La figure 2.15 montre les contributions de chacun des termes en fonction de l'énergie des particules. La figure 2.16 compare la résolution du calorimètre à celle du détecteur interne.

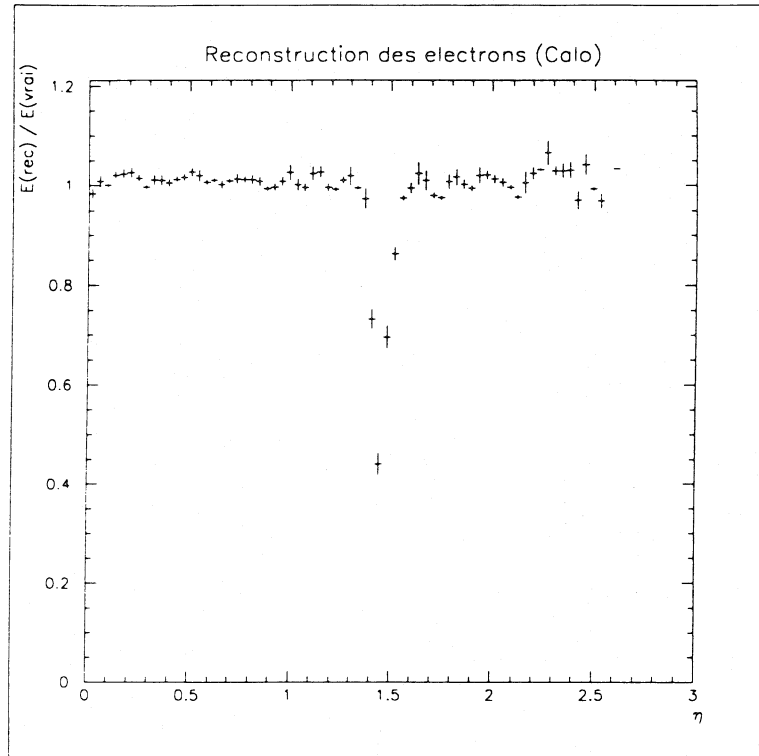


Figure 2.14: Energie reconstruite par le calorimètre en fonction de $|\eta|$ pour les électrons de $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.10}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.5 \text{ GeV}}{E} \oplus 0.007 \text{ (E in GeV)}$$

Le terme stochastique est relié aux fluctuations des dépôts énergétiques de la gerbe (nombre de traces e^{+-} traversant les couches sensibles) dans le milieu détecteur, il est donc dépendant de l'homogénéité de celui-ci, ainsi que de l'épaisseur et du nombre de couches d'absorbeur.

Le terme constant caractérise toutes les non-uniformités de l'électronique et de la mécanique (variation des épaisseurs actives et passives), les variations du signal dues à des changements de température ou à des phénomènes de pollution du milieu détecteur, les pertes d'énergie sur les bords des gerbes, et enfin la variation des pertes d'énergie dans les matériaux inactifs devant le calorimètre.

Résolution en position et mesure de la direction des photons.

La mesure de la direction des électrons est faite avec le détecteur interne, au contraire des photons ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$) pour lesquels l'utilisation du calorimètre s'avère nécessaire. Dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans le canal deux photons, cette mesure est primordiale sur la direction η qui affecte directement

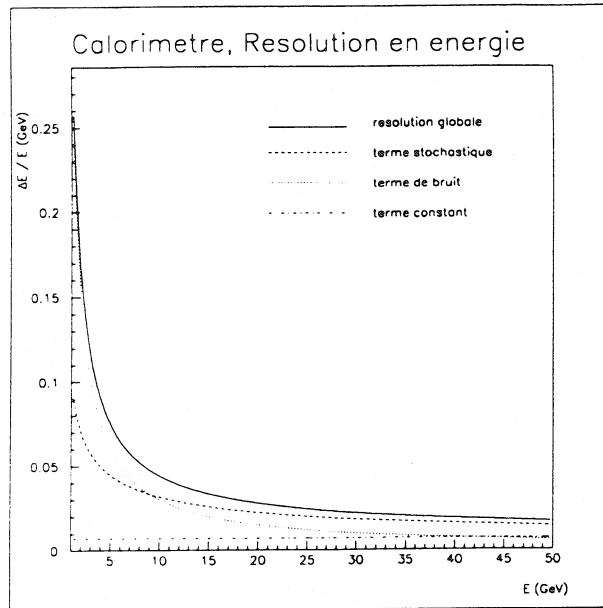


Figure 2.15: Résolution en énergie paramétrique du calorimètre. Contribution des différents termes.

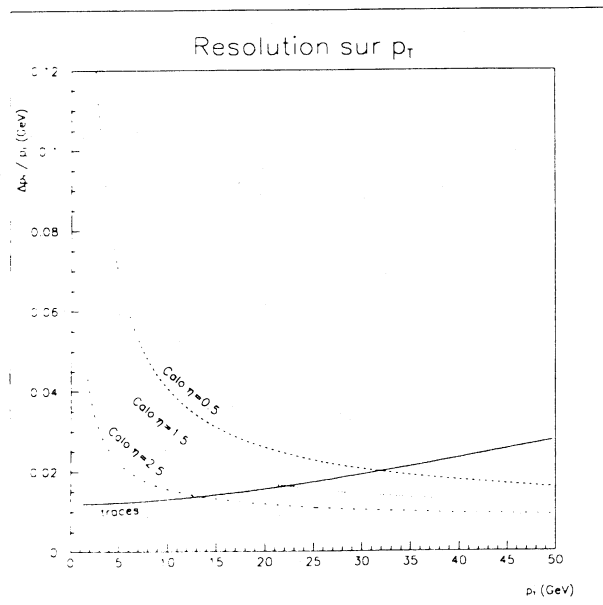


Figure 2.16: Comparaison des résolutions en impulsion transverse avec le détecteur de traces et le calorimètre. La paramétrisation utilisée avec le détecteur de traces reproduit les résolutions pour des muons. Dans le cas d'électrons, le bremsstrahlung dégraderait fortement la résolution.

la résolution en masse $m_{\gamma\gamma}$.

La mesure de direction des gerbes électromagnétiques utilise la position de la gerbe mesurée dans le premier et le second compartiment. Cette résolution est limitée par la mesure sur le point dans le second compartiment qui a une segmentation 8 fois moins importante que le premier compartiment. Le second compartiment a une résolution en position de l'ordre de 1 mm à 50 GeV, tandis que le premier compartiment elle est de 275 microns. Le troisième compartiment qui ne reçoit qu'une faible partie du dépôt énergétique ne contribue pas à ces mesures.

La résolution sur la direction des photons obtenue est alors :

$$\sigma_\theta \simeq \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$$

Dans le chapitre 5, nous verrons que la réduction des effets du bremsstrahlung sur la reconstruction des traces des électrons avec le détecteur interne, utilise la position en ϕ de la gerbe électromagnétique. Cette position est reconstruite avec le second compartiment en utilisant un cluster 3×7 . La résolution sur la position varie de $\frac{6}{\sqrt{E}}$ mm à $\frac{20}{\sqrt{E}}$ mm en fonction de la rapidité [70].

L'angle ϕ de la gerbe se déduit alors de cette position et de la position du vertex primaire dans le plan transverse, qui est connue à $\sigma = 14 \mu\text{m}$ près.

Etalonnages

Les résolutions en énergie données ci-dessus seront dépendantes de la capacité à étalonner le calorimètre. Trois types de calibrations seront utilisés pour assurer l'étalonnage des calorimètre et la détermination d'une échelle d'énergie absolue :

- Calibration électronique : Celle-ci permettra de suivre en continu le comportement de la chaîne d'électronique sur toute la gamme dynamique.
- Faisceau test : Il est prévu de tester en faisceau plusieurs modules des calorimètres électromagnétiques et hadroniques durant la phase de construction.
- Données physiques : En cours d'acquisition, il sera possible d'utiliser des canaux de physique pour calibrer la réponse du calorimètre. En ce qui concerne le calorimètre électromagnétique, des études sont en cours pour étudier la possibilité d'utiliser des événements $Z \rightarrow 2e^\pm$, $J/\Psi \rightarrow 2e^\pm$ et $\Upsilon \rightarrow 2e^\pm$ [72]. Ce dernier type de calibration permet notamment de fixer les échelles d'énergie.

2.4.3 Calorimètres hadroniques.

Les calorimètres hadroniques permettent de mesurer l'énergie des jets et de compléter la mesure de l'énergie manquante jusqu'à $|\eta| = 5$. Ils apportent aussi des informations importantes sur l'énergie perdue dans le calorimètre par les muons qui sont au minimum d'ionisation.

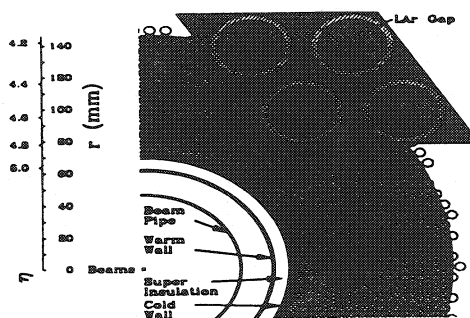


Figure 2.17: Structure du calorimètre électromagnétique dans la région avant du détecteur. Le cercle grisé noté R_M indique le rayon de molière des gerbes électromagnétiques.

- $0 < |\eta| < 1.7$: Dans la partie tonneau, le calorimètre hadronique est constitué de plaques d'acier pour l'absorbeur, suivies de couches de scintillateurs pour la détection (tuiles). La segmentation est de $\delta\eta \times \delta\phi = 0.1 \times 0.1$.
- $1.4 < |\eta| < 3.2$: Le calorimètre hadronique bouchon est un calorimètre à argon liquide dont l'absorbeur est constitué de cuivre. Dans cette zone, le calorimètre hadronique comprend une simple succession de plan d'absorbeurs et de milieu détecteur, et n'utilise pas la géométrie accordéon. Il est intégré dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique bouchon.
- $|\eta| > 3.2$. Sis dans le même cryostat que le calorimètre bouchon, le calorimètre avant est situé à environ 5m du point d'interaction. L'absorbeur de la partie "électromagnétique" est constitué par un cylindre de cuivre, tandis que celui du calorimètre hadronique est fait d'un alliage de tungstène. La grande densité de ces matériaux permet de réduire l'extension transverse de la gerbe, et d'assurer une mesure angulaire suffisamment précise des directions de jets.
Le milieu détecteur est là encore constitué d'argon liquide. L'électrode collectrice est un tube cylindrique maintenu par des fibres de quartz à une distance constante du tube d'absorbeur (figure 2.17). Cela permet de maintenir un espace de $\simeq 300 \mu\text{m}$, qui limite les effets de charge d'espace.

L'épaisseur totale du calorimètre hadronique n'est pas inférieure à 10 longueurs d'absorption. Cela permet de contenir les gerbes, d'améliorer la résolution en énergie, et de diminuer le bruit sur le spectromètre à muons.

Résolution en énergie.

Les résolutions en énergies ont été étudiées à l'aide de simulations, et confirmées par des tests en faisceau [58].

Dans la région $|\eta| < 3$, la résolution en énergie est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

Au delà ($3 < |\eta| < 5$), elle devient :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

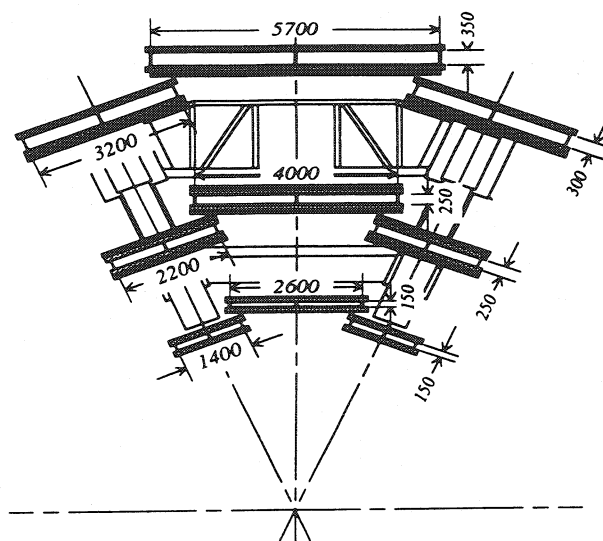


Figure 2.18: Vue transverse des chambres à muons.

2.5 Spectromètre à muons

Il doit permettre de mesurer les impulsions des muons dans une gamme allant de quelques GeV/c au TeV/c, et ce, afin de répondre aux exigences de canaux tels que $H^0 \rightarrow 4\mu$, $Z' \rightarrow \mu\mu$ [73] ou $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Il sert aussi au déclenchement de niveau 1 pour les muons avec $p_T > 6$ GeV/c.

Le spectromètre à muons est situé après dix longueurs d'absorption du point de collision, ce qui permet de réduire au maximum les contributions des hadrons arrivant sur le détecteur. Après une telle épaisseur, le bruit de fond est dominé par les neutrons, photons et hadrons venant de l'interaction des hadrons primaires dans les premières couches du calorimètre hadronique.

Le spectromètre utilise un ensemble d'aimants à champ toroidal pour assurer la mesure de l'impulsion des muons de manière autonome.

Le champ moyen est de 0.8 Tesla sur les 4 mètres d'épaisseur du toroïde.

2.5.1 Géométrie

L'option choisie, à savoir la construction d'un toroïde à air, permet de réduire la quantité de matière dans ce détecteur. Cela contribue à assurer la meilleure résolution possible sur la mesure de l'impulsion des muons en réduisant la diffusion multiple.

Les chambres à muons, au nombre de trois en profondeur, sont positionnées de part et d'autre du toroïde ainsi qu'à l'intérieur de celui-ci (figure 2.18).

De petites chambres positionnées dans le tonneau et les bouchons assurent une

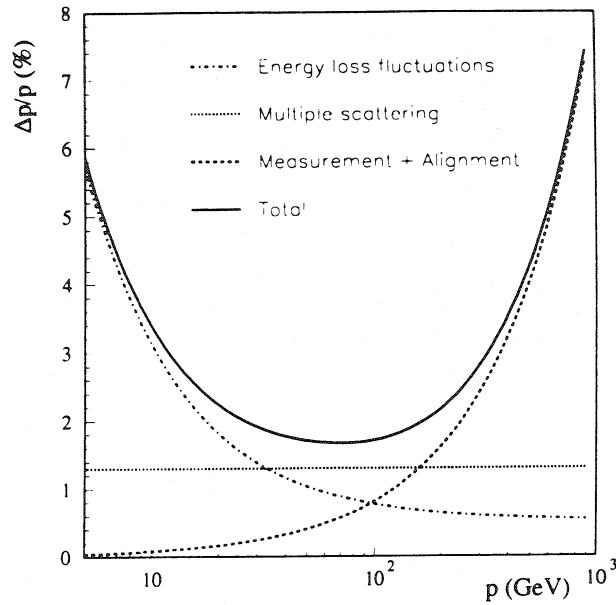


Figure 2.19: Résolution attendue sur l'impulsion des muons avec le spectromètre à muons

bonne herméticité du système. Elles sont en recouvrement avec les grandes chambres et permettent aussi un positionnement des chambres les unes par rapport aux autres grâce aux traces des muons.

2.5.2 Performances :

La figure 2.19 montre la forme de la résolution en impulsion attendue en fonction de l'impulsion des muons. On attend une résolution sur l'impulsion transverse des muons de l'ordre de 2% pour des muons avec $20 < p_T < 200$ GeV/c, et ce jusqu'à une rapidité de 3.2.

A basse énergie, les incertitudes dominantes proviennent des fluctuations des pertes d'énergie des muons au minimum d'ionisation dans les détecteurs plus internes. C'est le cas pour les muons des processus $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu^\pm$ pour $m_{H^0} \simeq 150$ GeV/c².

2.6 Conclusion

Cette géométrie du détecteur ATLAS [57] a été choisie afin de répondre aux attentes des différents canaux de physique dans l'environnement difficile du LHC. Les dernières avancées des études techniques sont reportées dans [58]. La capacité pour le détecteur à répondre aux critères physiques a été testée sur des prototypes et sur des simulations de canaux de physique.

La suite de cette thèse décrit ces deux formes d'approches dans le cadre du test d'un prototype de calorimètre électromagnétique et de la simulation du canal de recherche du boson de Higgs $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$.

Partie II

Construction et test d'un prototype de Calorimètre

Chapitre 3

Le prototype de calorimètre

- *Le détecteur de position intégré "UV"*
- *Principe et montage*
- *Câblage, dispositif expérimental*
- *Mesure du bruit électronique*
- *Théorie de la diaphonie, mesure et correction*

Cette partie de la thèse décrit les travaux effectués dans le cadre du montage et du test d'un prototype de calorimètre électromagnétique tonneau à géométrie accordéon avec détecteur de position intégré. Le but de ces tests était de vérifier la possibilité de faire fonctionner ce prototype avec un compartiment avant finement segmenté dans deux directions (segmentation UV). Il s'agissait notamment de mesurer la réjection π^0/γ sur des données expérimentales. Ce point est crucial pour le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Le premier chapitre décrit la fabrication du détecteur, sa mise en faisceau, les mesures des bruits électroniques pour différentes chaînes de lecture, et enfin la méthode de mesure et de correction de la diaphonie.

Le second chapitre décrit la méthode utilisée pour séparer les photons des π^0 .

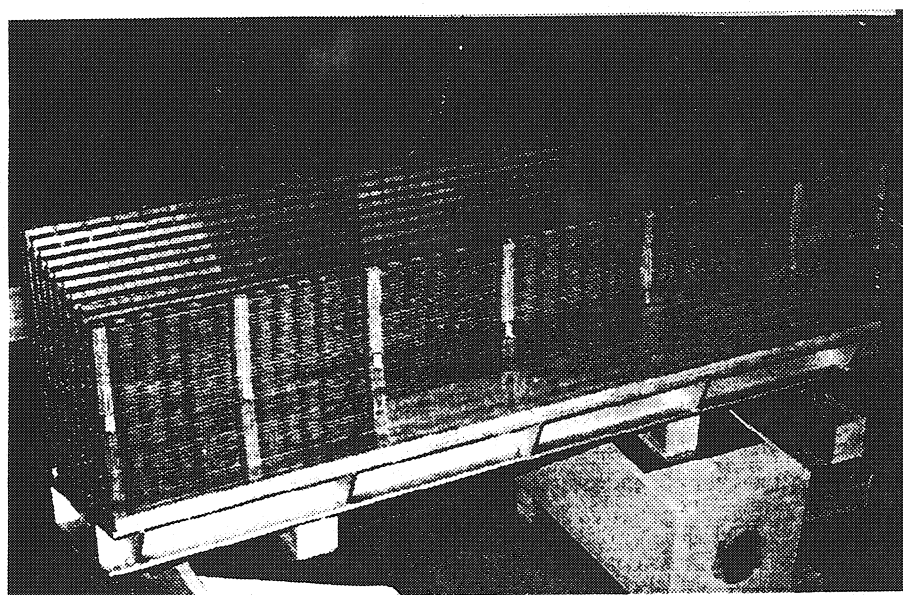
3.1 Description

En 1992, un module de 2 mètres de long a été construit pour tester le fonctionnement du calorimètre électromagnétique à argon liquide avec la géométrie accordéon [74]. Ces tests ont permis de vérifier la linéarité et la résolution en énergie du calorimètre, ainsi que son homogénéité mécanique.

En 1994, une partie de ce prototype ($0.48 < |\eta| < 0.96$) a été équipée d'électrodes finement segmentées latéralement avec des cellules de type UV. Cette segmentation décrite dans la prochaine section est inspirée du détecteur GEM du SSC [75]. La finesse des cellules de détection du premier compartiment permet de séparer les π^0 des photons isolés, et d'améliorer la reconstruction en position de la gerbe.

sect 1	sect 2	sect 3	sect 4	sect 5	Module 2m
(RD3) (OT)	(RD3) (OT)	(U,V) (OT ou AsGa)	(U,V) (AsGa)	(RD3)	
(RD3) (Si)	(RD3) (Si)	(RD3) (AsGa)	(RD3) (AsGa)	(RD3)	
(RD3) (Si)	(RD3) (Si)				

RD3 : Geometrie accordéon, avec segmentation (eta, phi)
 UV : Geometrie accordéon, avec detecteur de position integre
 a cellules bidirectionnelles U et V



PROTOTYPE 2M . Demonte avant empilement des electrodes de type U et V.

Figure 3.1: Prototyp "2m". La zone occupée par les électrodes de type UV se situe sur les secteurs 3 et 4 partie haute. La figure du haut montre un schéma de l'emplacement des différents modules testés, la figure du bas est une photographie du prototype 2m sur l'aire d'assemblage.

La figure 3.1 montre une vue schématique de la face avant du prototype (haut), et une photographie de ce même prototype lors de son assemblage (bas).

3.1.1 La segmentation UV

Inclinaison des cellules

Dans le cadre d'une segmentation classique (η, ϕ) sur le calorimètre accordéon, les cellules de détection sont obtenues en sommant les signaux de 3 plans d'électrodes pour la direction ϕ et en dessinant des pistes sur l'électrode pour la direction η . Dans ces conditions, la segmentation en ϕ est limitée par la hauteur des vagues de l'accordéon. La segmentation de type UV a été introduite pour obtenir une segmentation fine dans deux directions tout en conservant constant le nombre de voies de sortie [76].

Nous utilisons pour cette géométrie des cellules de détection inclinées suivant η, ϕ dans deux directions U et V. La moitié des électrodes (une sur deux) sera de type U, et l'autre de type V.

Pour la géométrie choisie, les bords des cellules sont inclinés par rapport aux axes η et ϕ suivant la loi :

$$U = \eta - \sigma\phi = cte$$

$$V = \eta + \sigma\phi = cte$$

U et V sont les nouvelles coordonnées utilisées. σ est l'angle stéréo caractérisant l'inclinaison des cellules.

Les dimensions du prototype nous ont contraints à utiliser une inclinaison définie par $\sigma = 1.0131$ soit environ 45 degrés (voir fig 3.2).

Les signaux des cellules, à U ou V constant, sont sommés sur 6 électrodes U ou V contiguës, définissant ainsi une cellule de détection U ou V.

La figure 3.3 montre les schémas de sommation établis pour les cellules U et V.

3.1.2 Construction du prototype

Dessins des électrodes

Les électrodes sont constituées de la couche de cuivre portant le signal induit, sandwichée entre deux isolants et deux couches de cuivre portant la haute tension. Sur les couches de cuivre, sont dessinées les cellules de détection pointantes au vertex d'interaction. Leur largeur $\Delta\eta$ est constante.

Le dessin des compartiments sur les électrodes est lié à l'optimisation des profondeurs nécessaires pour les études physiques :

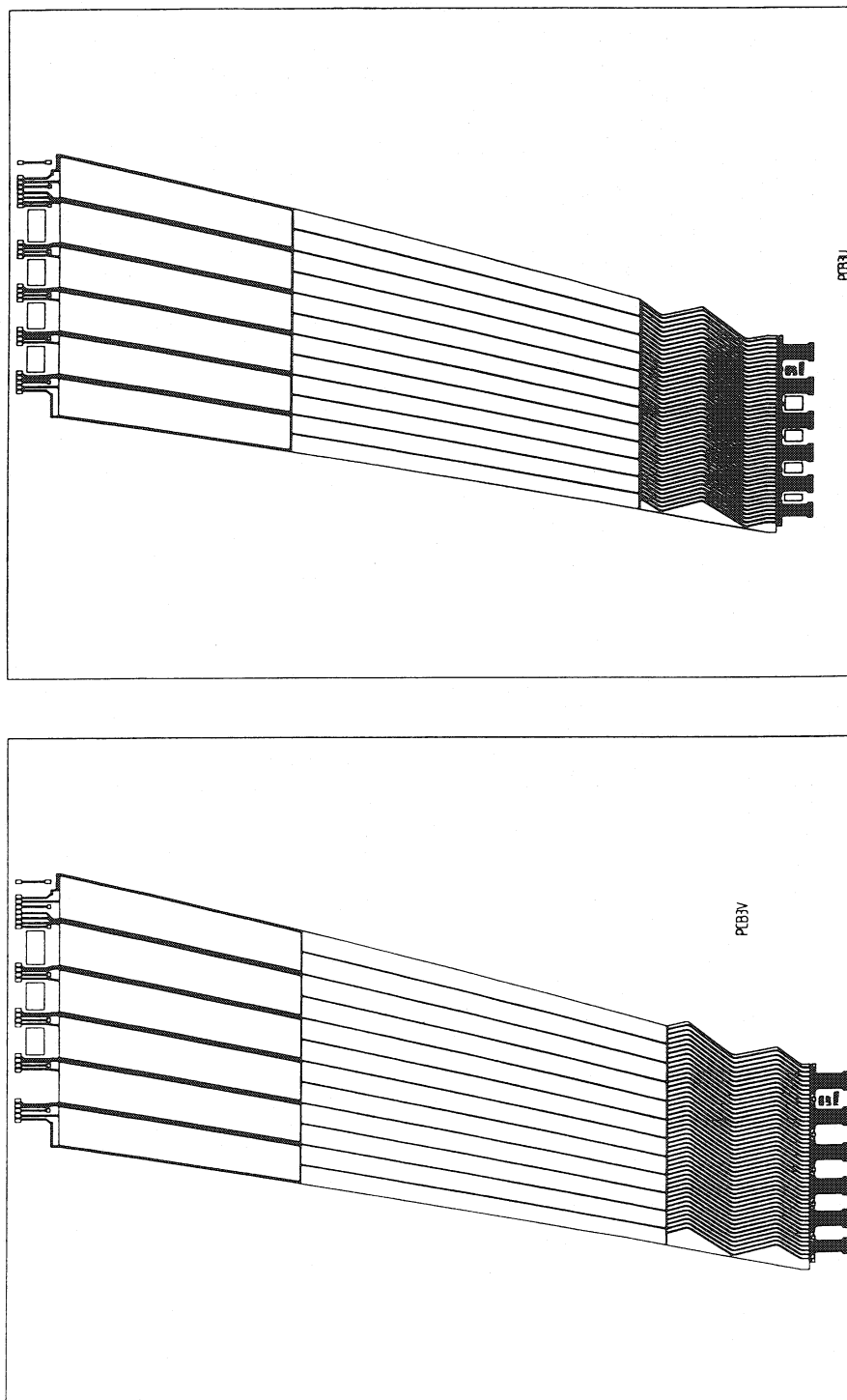


Figure 3.4: Schéma des kaptons U et V avant pliage. De gauche à droite, on discerne les compartiments arrière, milieu et avant. Les dessins des cellules indiquent la segmentation de chacun de ces compartiments. Seule la segmentation des compartiments avant diffère pour les kaptons de type U ou de type V.

- On cherche à conserver une grande proportion de l'énergie déposée dans un seul compartiment afin d'éliminer les problèmes d'intercalibration.
- La capacité de réjection des π^0 est fonction de la profondeur du premier compartiment. Elle est maximale pour $6 X_0$.
- Pour mesurer la direction des photons on utilise la position transverse reconstruite dans les deux premiers compartiments. La profondeur de chacun des compartiments est ajustée en tenant compte de la forme longitudinale des gerbes électromagnétiques.

Les profondeurs à $\eta \simeq 0.5$ sont ainsi fixées à ($4.6 X_0$, $12.8 X_0$ et $8 X_0$) pour chacun des compartiments.

Le tableau 3.1 donne la segmentation des différents compartiments en η , ϕ . Les compartiments milieu et arrière ont une segmentation classique, tandis que le compartiment avant comporte des cellules de type U et de type V selon les électrodes. Les dessins des électrodes U et V sont représentés sur la figure 3.4.

Eléments conducteurs

Les voies de sortie des cellules sont distribuées sur l'avant de l'électrode pour les cellules du premier compartiment, et sur l'arrière pour les cellules des second et troisième compartiments.

La haute tension est amenée depuis l'arrière des électrodes par l'intermédiaire des couches de cuivre extérieures. La liaison entre les compartiments est faite par des ponts d'encre résistive. Les résistances de ces ponts ont été mesurées à $10 k\Omega$, alors que la valeur attendue était de $100 k\Omega$. Ces faibles valeurs sont sans doute responsables d'un accroissement des phénomènes de diaphonie par décharge entre les différents compartiments (voir section 3.3).

Les électrodes ont été pliées en accordéon avant d'être soumises à un test de montée en tension jusqu'à 3 kV.

Montage du calorimètre

Le montage final du prototype s'est effectué au CERN. Sont empilés successivement, une plaque d'absorbeur, une couche de nid d'abeille, une électrode et une seconde couche de nid d'abeille. Le nid d'abeille est une structure alvéolaire qui maintient l'épaisseur du volume rempli d'argon liquide. Pour le secteur UV, électrode U et électrode V sont montées en alternance. La figure 3.5 montre le schéma de principe de cet assemblage.

Un module est constitué de 24 absorbeurs, 12 électrodes U et 12 électrodes V.

Caractéristique	prototype	ATLAS
Nombre compartiments	3	3
Coordonnées 1	UV	η
Segmentation 1	78×4.4 mrad	100×3 mrad
Segmentation 2 ($\delta\phi \times \delta\eta$)	19.6×17.6 mrad	25×25 mrad
Segmentation 3 ($\delta\phi \times \delta\eta$)	19.6×35.2 mrad	$25 \times 50.$ mrad
Rayon	1.4 m	1.5 m
Epaisseur absorbeur	1.8mm et 1.2 mm	1.5mm et 1.1mm
Epaisseur argon	2×2 mm	2×2 mm
Largeur d'un kapton	40 cm	2m
Longueur de radiation	$\simeq 25 X_0$	$> 24 X_0$
Matière devant le détecteur	$1.2 X_0$	$> 2X_0$

Tableau 3.1: Caractéristiques comparées du prototype de calorimètre UV, et du calorimètre tonneau d'ATLAS pour chacun des compartiments (1,2,3). Les épaisseurs sont données à $\eta = 0$.

Nous avons équipé deux modules avec des électrodes U et V. Des cartes sommatriques qui satisfont le schéma 3.3 sont ensuite enfichées sur les voies de sortie des électrodes de chaque type.

3.1.3 Electronique de lecture

Lecture et amplification du signal

Le diagramme 3.6 indique les différents éléments constituant la chaîne de lecture du signal. Les signaux formés dans la cellule de détection sont amplifiés puis mis en forme bipolaire.

Un système de coïncidence permet de sélectionner une valeur proche du maximum d'amplitude du signal bipolaire, et transmet celui-ci à un système de numérisation (convertisseur analogique numérique ADC).

La mise en faisceau du prototype a été l'occasion de tester différentes options de préamplification. Parmi celles-ci on s'est intéressé aux amplificateurs de type AsGa et de type OT. Les premiers sont disposés directement dans l'argon liquide à l'avant et à l'arrière du détecteur, tandis que les seconds sont des préamplificateurs au silicium situés à l'extérieur du cryostat dans une zone moins irradiée. Cette seconde option a l'avantage de réduire la quantité d'appareillages à l'avant du calorimètre.

La préamplification du signal permet de négliger les contributions des bruits dans les étapes ultérieures de l'acquisition. Dans le cas de la préamplification du type OT, le transport du signal entre les électrodes et l'extérieur du cryostat peut affecter les performances de la préamplification. De plus, l'impédance est plus

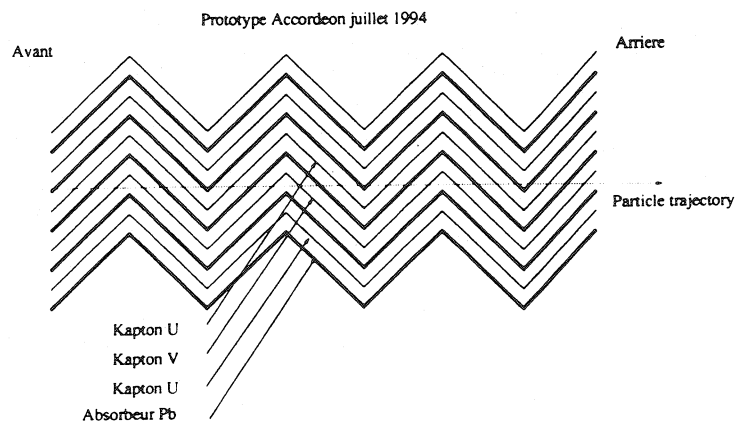


Figure 3.5: Schéma de l'empilement des couches du prototype accordéon

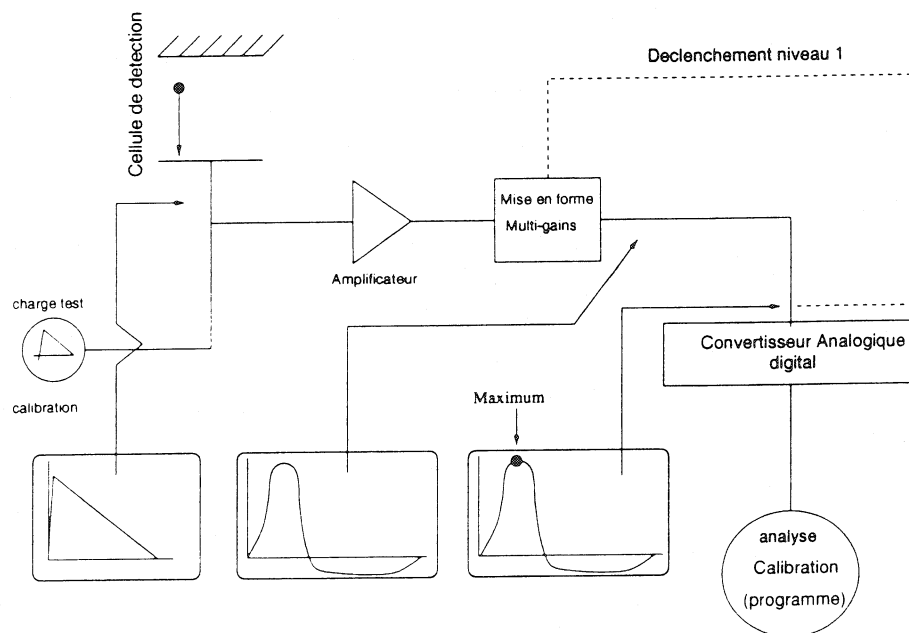


Figure 3.6: Schéma de principe de la chaîne d'acquisition utilisée sur le faisceau test 1994-95.

importante sur les cables de transport que sur les préamplificateurs. Il en résulte une augmentation de la diaphonie sur l'option OT (voir section 3.3.2).

Le bruit électronique est supérieur de 20% pour les cellules du compartiment milieu de OT, par rapport à celles de AsGa (voir section 3.2.1). Au niveau d'un cluster entier, et en présence du bruit d'empilement, cette différence est ramenée à moins de 10% [77]. Cette faible différence, n'a pas justifié le facteur de risque lié à l'utilisation sur ATLAS de l'électronique AsGa, qui, au contraire de OT, n'est pas accessible pour réparation.

Calibration

La calibration désigne l'ensemble des méthodes utilisées pour relier un signal numérique donné par les ADC à l'énergie déposée sur le calorimètre.

L'échelle d'énergie est obtenue en s'étalonnant sur des événements dont l'énergie est connue (l'énergie du faisceau dans le test). Des prises de données dites de "charge test" permettent d'étudier la réponse de la chaîne à une impulsion injectée à la sortie de l'électrode.

Les charges test sont largement utilisées dans nos études :

- Elle permettent de suivre l'évolution dans le temps des réponses de la chaîne d'électronique.
- L'inertie du système se déduit aussi de cette mesure à travers le développement en temps de la réponse impulsionnelle. La figure 3.7 montre par exemple le développement du signal sur une cellule pulsée et sur ses premières et secondes voisines durant 64 ns.
- Ces charges test sont enfin le moyen d'évaluer la diaphonie. Dans ce cas on mesure l'influence du dépôt de charge sur les cellules contiguës à la cellule pulsée. Cette technique requiert que les cellules contiguës ne soient pas pulsées simultanément. Une attention particulière a été portée à ce point lors de l'établissement du schéma de câblage du prototype. Celui-ci a été réalisé de manière à ne pulser qu'une cellule sur 4 dans la direction η sur les compartiments avant et milieu, et une cellule sur deux sur le compartiment arrière. Dans la direction ϕ on a supposé qu'il n'y avait pas de diaphonie.

L'ensemble du câblage est décrit dans une banque de donnée qui permet de relier chaque voie de sortie à une ligne de calibration et à une position géométrique sur le détecteur.

3.1.4 Dispositif expérimental, et acquisition

Le module a été testé dans le faisceau H8 du CERN extrait du SPS. Le prototype de 2m est placé dans un cryostat à l'argon liquide qui peut être exposé à des faisceaux d'électrons de 10 à 300 GeV (fig 3.8). Les photons dans une gamme

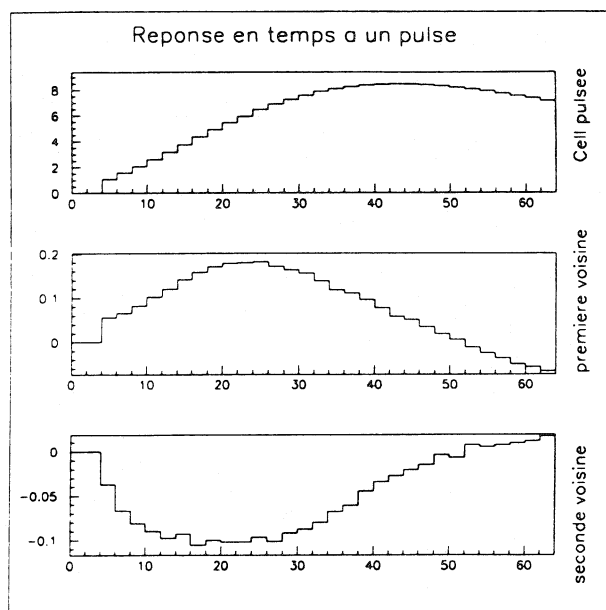


Figure 3.7: Développement en temps du signal en réponse à un dépôt de charge sur les cellules "pulsées", sur la voie de ces cellules et de leur première et seconde voisine.

d'énergie de 10 à 100 GeV sont produits par un dispositif particulier décrit plus loin.

Environnement

Le calorimètre est précédé de $1.2 X_0$ de matière morte. Celle-ci est due à l'aluminium du cryostat (8 mm) et à l'argon liquide (7.5 cm pour l'électronique et 1.3 cm pour la partie non active de l'électrode). Les épaisseurs sur le faisceau test des différentes régions sont données ci dessous :

η	matière morte	Compartiment UV	milieu	arrière
0.67	1.5	5.9	15.8	9.9
0.74	1.7	5.1	13.7	8.6
Epaisseurs exprimées en X_0				

Entre $\eta = 0.67$ et $\eta = 0.74$, la diminution des épaisseurs à la sortie des compartiments est due à l'amincissement des couches d'absorbeur (1.8 mm $\rightarrow$ 1.2 mm) à $\eta = 0.72$.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental et le système de déclenchement utilisés sont reportés sur la figure 3.9.

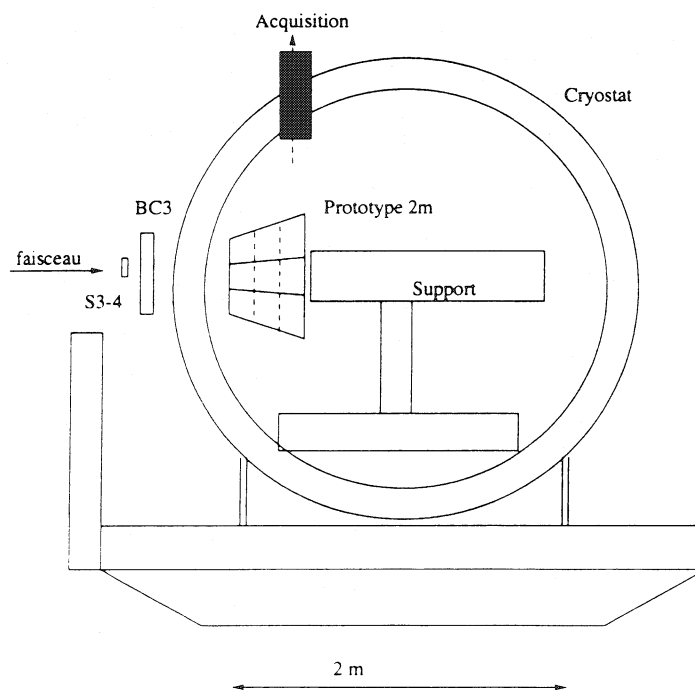
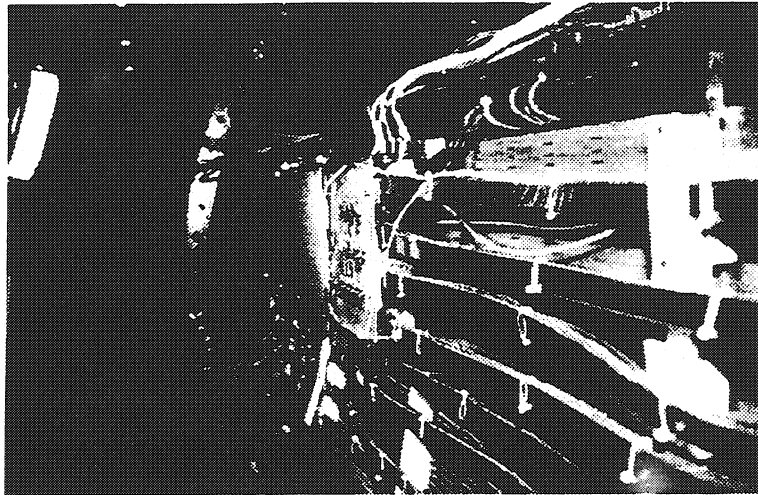


Figure 3.8: Haut : photographie du prototype avant son enfournement dans le cryostat. Bas : schéma du prototype dans le cryostat.

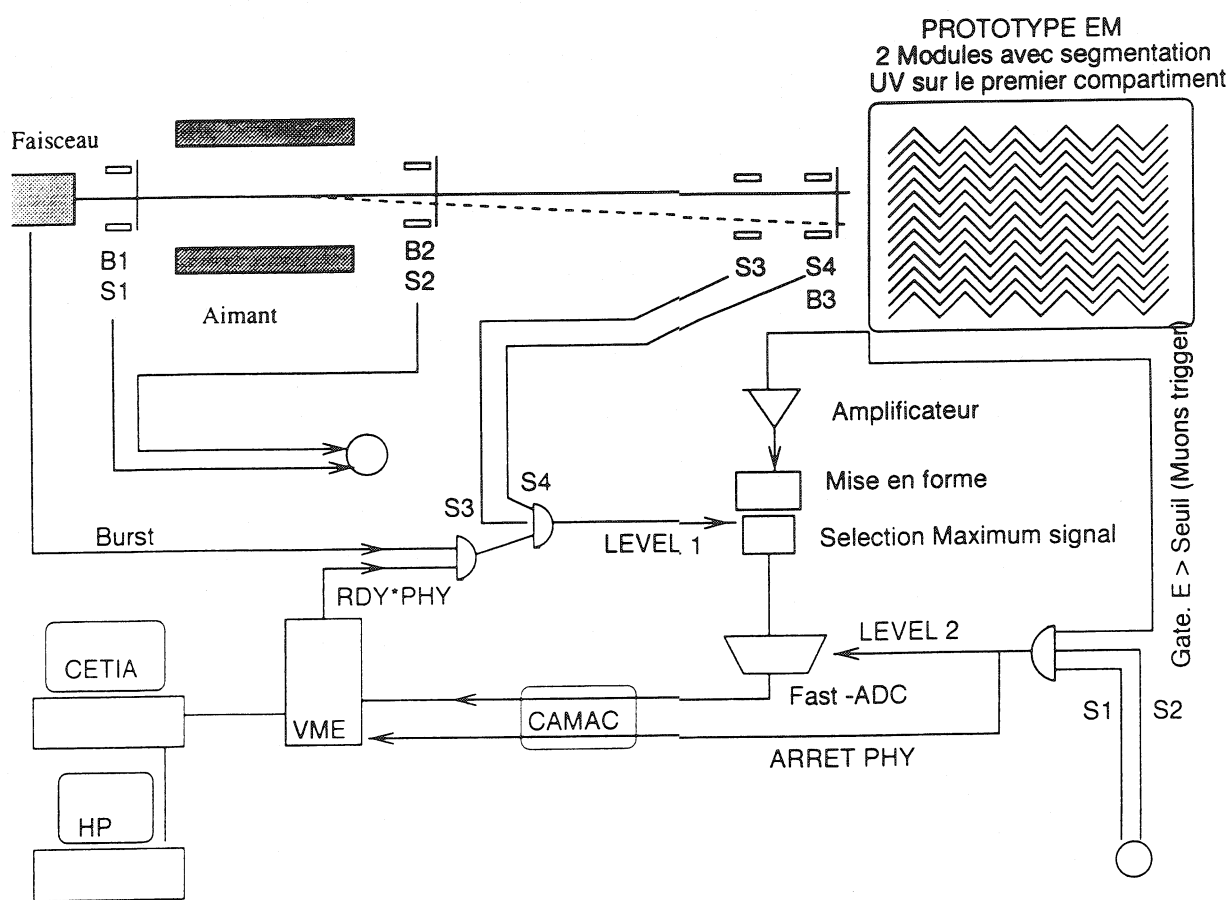


Figure 3.9: Dispositif expérimental et système de déclenchement utilisés pour les tests en faisceau du prototype de calorimètre électromagnétique.

La position de l'impact des particules sur le calorimètre est extrapolée à partir des chambres faisceau B1 B2 B3.

Les scintillateurs S1, S2, S3 et S4, servent à déclencher la prise de données. Les scintillateurs S3 S4 qui sont devant le calorimètre donnent plus particulièrement une référence temporelle de l'arrivée des particules. Celle-ci sert au système de déclenchement.

Le démarrage de l'acquisition d'un événement s'effectue lorsque les conditions suivantes sont remplies :

- Programme d'acquisition prêt (RDY).
- Programme d'acquisition en mode "Physique" (PHY).
- Arrivée d'une bouffée de particules (BURST).
- Déclenchement des scintillateurs S3 S4.
- Signaux sur S1 S2 et le seuil de dépôt dépassé sur le prototype.

3.1.5 Bilan

C'est dans le cadre du dispositif expérimental décrit ci-dessus qu'on été faites les mesures des performances du prototype. La suite de ce chapitre décrit les mesures du bruit électronique pour différentes configurations du système de préamplification, puis la mesure et la correction de la diaphonie.

3.2 Mesure du bruit électronique

Le bruit électronique contribue directement à la résolution en énergie du calorimètre et donc à la résolution sur les masses reconstruites des particules. Nous avons montré par exemple (voir chapitre 5), que l'augmentation du terme d'électronique des clusters, de 300 MeV à 500 MeV, dégrade de 10% la résolution sur la masse du boson de Higgs dans le canal 4 leptons.

Nous nous proposons dans cette section de déterminer le bruit dans chacune des cellules de détection et d'en déduire le terme de bruit dans un cluster.

3.2.1 Bruit et piédestaux

Le bruit est défini comme la variance du signal sur chacun des canaux, en l'absence d'énergie déposée sur les cellules.

La mesure du terme de bruit électronique passe par l'utilisation des événements piédestaux. Ces événements donnent le signal en sortie de la chaîne d'acquisition en l'absence de particule incidente sur le calorimètre.

Le bruit est défini comme la moyenne des variances des piédestaux sur les cellules de la région considérée pour chacun des compartiments :

$$\sigma_i = \sqrt{\langle E_i^2 \rangle - \langle E_i \rangle^2}$$

E_i est l'équivalent énergie mesuré dans la cellule i .

$$\sigma_{\text{bruit}} = \langle \sigma_i \rangle$$

Le tableau suivant présente les mesures de ces bruits pour différentes configurations de l'électronique de préamplification.

Electronique	σ avant	σ milieu	σ arr.
AsGa	12 MeV	52 MeV	50 MeV
0T	24 MeV	62 MeV	50 MeV

Tableau 3.2: Bruit électronique par cellule des chaînes d'électronique équipées de préamplificateurs AsGa et 0T. Les termes sont donnés pour les compartiments avant, milieu et arrière.

Le tableau 3.2 explicite les bruits électroniques mesurés pour les chaînes d'électronique équipées de préamplificateurs du type AsGa ou 0T. Sur les compartiments milieu et avant le bruit d'électronique de l'AsGa est sensiblement plus faible que celui du 0T. A l'arrière ils sont proches.

3.2.2 Termes cohérents et incohérents

Principe

Avant de calculer le bruit total dans un cluster électromagnétique, nous devons vérifier que les énergies mesurées sur les événements piédestaux des différentes cellules ne sont pas corrélés.

Pour ce faire, nous séparons les contributions cohérentes et incohérentes du bruit.

Supposons que les énergies de deux cellules contiguës soient :

$$E_i^M = E_i(t) + C(t)$$

$$E_{i+1}^M = E_{i+1}(t) + C(t)$$

où $E(t)$ désigne l'énergie dans chacune des cellules en fonction du temps, et C un terme de bruit corrélé pour chacune des cellules. On suppose que cette corrélation est de même signe et de même amplitude pour les deux cellules.

L'exposant "M" signifie "Mesuré". Cette convention est appliquée dans la suite du document.

La variance du terme $A = E_i^M - E_{i+1}^M$ nous renseigne sur le bruit en l'absence du terme cohérent C . On peut alors déduire la contribution du terme cohérent en comparant à ce résultat, la variance du terme $S = E_i^M + E_{i+1}^M$.

Généralisation

Cette approche peut être généralisée à N cellules. On utilise alors la somme alternée sur les N cellules, et la somme directe sur ces mêmes cellules pour définir les termes A et S .

$$\sigma_S = \sqrt{\langle \sum_i (E_i^j)^2 \rangle_j - \langle \sum_i E_i^j \rangle_j^2}$$

$$\sigma_A = \sqrt{\langle \sum_i ((-1)^i E_i^j)^2 \rangle_j - \langle \sum_i (-1)^i E_i^j \rangle_j^2}$$

où i désigne le numéro de cellule, et j le numéro d'événement.

Les contributions des bruits cohérents et incohérents sont alors données par :

$$\sigma_{inc} = \frac{\sigma_A}{\sqrt{N}}$$

$$\sigma_{coh} = \frac{\sqrt{\sigma_S^2 - \sigma_A^2}}{N}$$

Le tableau suivant donne les résultats mesurés sur les prises de données de 1995.

Electronique	Zone	Avant	Milieu
Asga	σ_{inc}	11 MeV	46 MeV
	σ_{coh}	0.5 MeV	6 MeV
0T	σ_{inc}	22 MeV	58 MeV
	σ_{coh}	1 MeV	5 MeV

Les amplitudes des bruits cohérents et incohérents indiquent une prépondérance des termes incohérents. Les amplitudes des bruits cohérents sont supérieures sur le compartiment milieu aux prescriptions du TDR ($\sigma_{coh} < 3$ MeV). Ce seuil est contraint par l'analyse du canal $A \rightarrow \tau\tau$ [89] qui requiert une très bonne mesure de l'énergie transverse manquante. Cette dernière est reliée à l'amplitude du terme de bruit cohérent.

Les investigations menées sur le dispositif suggèrent que cette valeur élevée du bruit cohérent est due à des sources de bruit dans les alimentations utilisées. Les travaux entrepris depuis ont montré que le seuil requis sera largement atteint dans ATLAS [58].

3.2.3 Contribution au bruit dans un cluster

Les contributions des bruits cohérents sont petites. La combinaison des bruits d'électronique sur un cluster entier peut donc être établie en première approximation, à partir de la somme quadratique des bruits de chacune des cellules le composant.

Ainsi, le bruit total sur un cluster électromagnétique $\delta\eta \times \delta\phi = 0.06 \times 0.06$ défini à partir du module testé en faisceau est :

$$\text{Pour AsGa: } \sigma = 210 \pm 50 \text{ MeV}$$

$$\text{Pour 0T: } \sigma = 250 \pm 50 \text{ MeV}$$

Comme on pouvait s'y attendre, le terme de bruit de l'électronique 0T est légèrement supérieur à celui de l'électronique AsGa. Dans le futur l'optimisation des impédances des cables de transport des signaux et des ponts résistifs du détecteur, devrait permettre de ramener la différence à moins de 10%. Cette faible différence ne justifie pas le choix des préamplificateurs de type AsGa dont l'implantation est plus difficile.

3.3 Diaphonie. Aspects théoriques

L'objet de cette étude est le calcul des corrections aux phénomènes d'influence entre les cellules. Ceux-ci peuvent altérer la résolution en énergie et en position du prototype.

Une méthode mathématique applicable cellule à cellule a été introduite pour réduire l'effet de cette diaphonie.

On trouvera d'abord décrits les principes de la méthode d'évaluation et de correction de la diaphonie que nous avons mise au point, puis les résultats des mesures et les effets des corrections.

3.3.1 Principe

Le dépôt d'une charge sur une cellule du calorimètre peut induire un signal parasite sur d'autres cellules. Cela peut se faire par décharge directe à travers les ponts résistifs liant les différents compartiments entre eux, ou bien par couplage capacitif dans les cartes d'électronique communes à plusieurs cellules d'un même compartiment (fig 3.10).

On suppose que l'influence affecte des cellules contiguës de compartiment à compartiment (liées par les ponts résistifs), mais aussi les cellules proches les unes des autres sur un même compartiment. On suppose enfin un total découplage en ϕ , car les différentes lignes en ϕ sont séparées par des couches d'absorbeur, et sont sommées et amplifiées sur des cartes mères différentes (du moins pour les compartiments avants).

On cherche donc à évaluer les influences entre les cellules contiguës compartiment à compartiment, et entre les première et seconde voisines en η .

Modélisation de la réponse à une impulsion de charge isolée

Pour déceler la diaphonie, on utilise les prises de données dites de charge-test. On étudie la réponse d'un groupe de cellules à une charge impulsionnelle déposée sur l'une d'elles (voir fig 3.11).

- Dépôt de Q_i^D sur une cellule i .
- Perte d'une fraction $\Sigma_j \alpha_{ij}$ de cette charge par influence sur les cellules j .
On note Q_i^M la charge mesurée.

$$Q_i^M = Q_i^D (1 - \Sigma_j \alpha_{ij})$$

$$E_i^M = Q_i^D (1 - \Sigma_j \alpha_{ij}) \cdot G_i$$

$$E_i^M = E_i^D (1 - \Sigma_j \alpha_{ij}) \cdot K_i$$

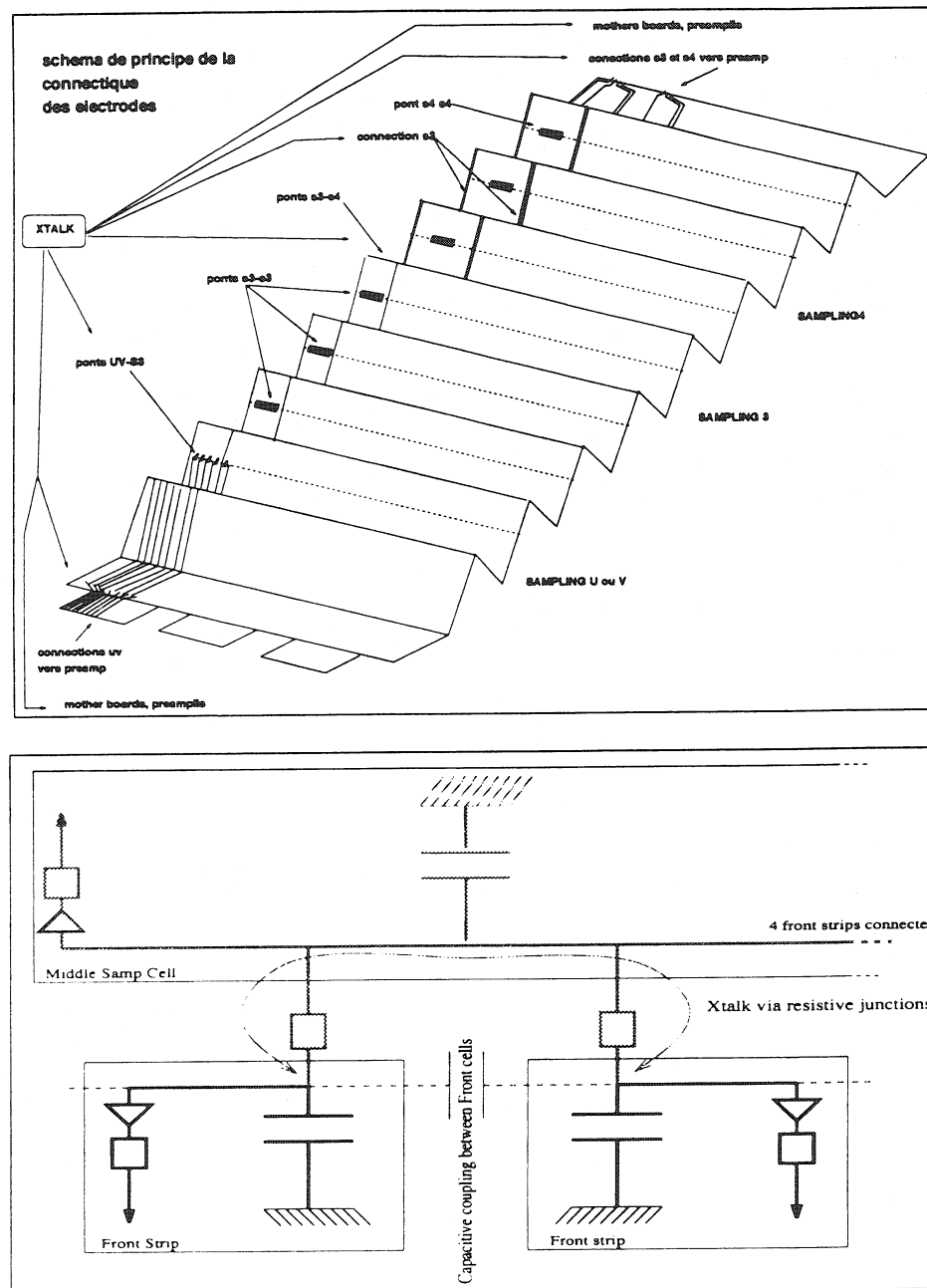


Figure 3.10: Modélisation des causes de la diaphonie. En haut représentation schématique d'une électrode et des différents points pouvant être à l'origine de phénomènes d'influences entre les voies d'électronique. En bas, schéma électrique des cellules des compartiments avant et milieu.

Le gain G_j permet de transformer une charge déposée en une énergie mesurée. Ce gain comprend une contribution K_i qui permet d'exprimer l'amplification de la chaîne d'électronique.

On a les relations $E_i^M = G_i Q_i$ et $E_i^D = \frac{G_i Q_i}{K_i}$

- Une cellule j va alors sembler avoir une charge:

$$Q_j^M = \alpha_{ij} Q_i^D$$

et donc une énergie

$$E_j^M = \alpha_{ij} G_j Q_i^D = \frac{\alpha_{ij}}{1 - \sum_j \alpha_{ij}} \cdot G_j Q_i^M$$

- On évalue alors le coefficient de diaphonie χ .

$$\chi_{ij} = \frac{E_j^M}{E_i^M}$$

$$\chi_{ij} = \alpha_{ij} \cdot \frac{G_j}{G_i \cdot (1 - \sum_j \alpha_{ij})}$$

Modélisation du fonctionnement en prise de données.

Lors d'une prise de données, la charge mesurée par une cellule (j) comprend la charge effectivement déposée dans la cellule par les particules, à laquelle il faut ajouter la charge induite par diaphonie venant des cellules voisines (i). Il faut aussi retrancher le signal perdu vers ces dernières (k) (voir fig 3.11).

$$E_j^M = Q_j^D (1 - \sum_k \alpha_{jk}) \cdot G_j + \sum_i Q_i^D \alpha_{ij} \cdot G_j$$

$$E_j^M = E_j^D (1 - \sum_k \alpha_{jk}) \cdot K_j + \sum_i Q_i^D \alpha_{ij} \cdot G_j$$

$$E_j^D = \frac{E_j^M}{(1 - \sum_k \alpha_{jk}) \cdot K_j} - \frac{\sum_i Q_i^D \alpha_{ij} \cdot G_j}{(1 - \sum_k \alpha_{jk}) \cdot K_j}$$

Les contributions de la diaphonie étaient présentes lors de l'évaluation des gains K_j . Ceux-ci contribuent naturellement à compenser la perte par diaphonie. Donc $(1 - \sum_k \alpha_{jk}) \cdot K_j \simeq 1$ et alors:

$$E_j^D = E_j^M - \sum_i Q_i^D \alpha_{ij} \cdot G_j$$

En remplaçant α_{ij} :

$$E_j^D = E_j^M - \sum_i E_i^M \chi_{ij}$$

valable dans l'approximation où les gains K_j compensent la perte par diaphonie vers les cellules (k): $(1 - \sum_k \alpha_{jk}).K_j \simeq 1$

Et où les cellules (i) voient leur énergie faiblement modifiée par la diaphonie: $E_i^M \simeq E_i^D$.

Cette relation permet donc de corriger la diaphonie si son amplitude n'excède pas quelques pourcents.

Dans certains cas, nous avons été amenés à compléter cette formulation. Il se trouve que dans certaines analyses, des cellules en contact ont été simultanément pulsées. La mesure des gains K_i peut donc être biaisée par des phénomènes d'influences entre ces cellules et ne plus satisfaire la relation $(1 - \sum_k \alpha_{jk}).K_j \simeq 1$. En effet, si l'on dépose sur les cellules i la charge $Q^0 \lambda_i$, alors :

$$E_j^M = Q^0 \lambda_j (1 - \sum_i \alpha_{ji}) G_j + \sum_{i \text{ pulsées}} Q^0 \lambda_i \alpha_{ij}$$

Et on déduit l'expression :

$$K_j^{-1} \simeq (1 - \sum_i \alpha_{ji} + \sum_{i \text{ pulsées}} \alpha_{ij} \frac{\lambda_i}{\lambda_j})$$

Le dernier terme représente l'énergie reçue des autres cellules pulsées. Le rapport $\frac{\lambda_i}{\lambda_j}$ caractérise le rapport des dépôts de charge dans les cellules prises deux à deux.

Si on note ϵ_j le biais introduit par cette mesure:

$$(1 - \sum_i \alpha_{ji}).K_j = (1 + \epsilon_i)$$

il est alors possible de redévelopper l'ensemble de l'expression des corrections et on arrive à:

$$E_j^D = \frac{E_j^M}{(1 + \epsilon_j)} - \sum_i E_i^D \chi_{ij} \frac{(1 + \epsilon_i)}{(1 + \epsilon_j)}$$

avec:

$$(1 + \epsilon_j)^{-1} = 1 - \frac{\sum_{j \text{ pulsées}} \alpha_{ji} \frac{\lambda_j}{\lambda_i}}{(1 - \sum_j \alpha_{ij})} \simeq 1 + \sum_{j \text{ pulsées}} \alpha_{ji} \frac{\lambda_j}{\lambda_i}$$

Dans cette formule de correction, les termes α_{ij} se déduisent de la diaphonie χ_{ij} et des gains G_i . Les coefficients λ sont définis par construction de notre dispositif de calibration.

Définition des coefficients de diaphonie sur un compartiment

Les prises de données de calibration permettent de pulser les compartiment individuellement (sauf U et V), une cellule sur quatre en η , et toutes les cellules en ϕ .

A l'avant et au milieu, on postule que l'influence selon la direction η s'étend à la première et seconde voisine. Par raison de symétrie, on suppose que les contributions respectives vers ces cellules sont de 100% et 50%.

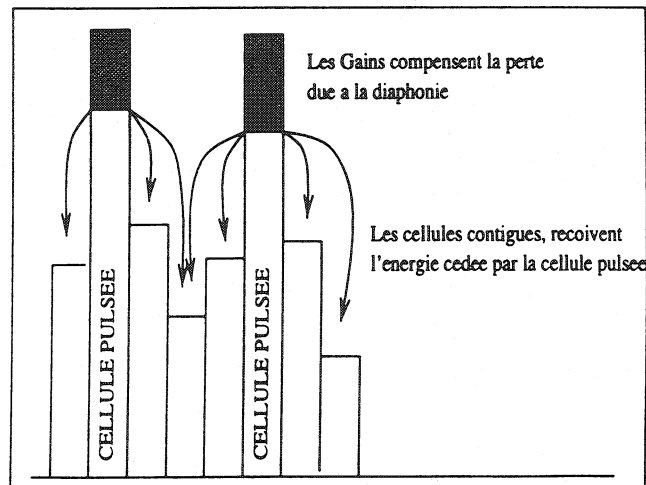


Figure 3.11: Schéma de principe du transfert d'une partie du signal vers les cellules voisines par le phénomène de diaphonie. Les pertes sur les cellules pulsées sont compensées par les gains, mais le gain sur les cellules contigües doit être corrigé indépendamment.

$$\chi_{i,i\pm 1} = \frac{E_{i\pm 1}^M}{E_i^M}$$

$$\chi_{i,i\pm 2} = \frac{E_{i\pm 2}^M}{2 E_i^M}$$

A l'arrière, le cablage est tel que une cellule sur deux est pulsée. On considère donc que la diaphonie vers la première voisine contribue à 50% de l'énergie de celle ci.

$$\chi_{i,i\pm 1} = \frac{E_{i\pm 1}^M}{2 E_i^M}$$

Définition des coefficients de diaphonie inter-compartiments

Compartiments milieu et arrière :

Les cellules du compartiment milieu sont en contact avec les cellules en vis à vis du compartiment arrière. Suivant la direction ϕ , la segmentation est la même pour chacun des compartiments. Sur la direction η , la segmentation du compartiment milieu est plus fine que celle du compartiment arrière d'un facteur deux. Donc chaque cellule du compartiment arrière est en contact avec deux cellules du compartiment milieu. Comme pour chaque groupe de trois cellules considérées (2 au milieu, 1 à l'arrière), une seule est pulsée pour chaque mesure, la diaphonie est évalué comme étant le rapport direct des énergies dans chacune des cellules :

$$\chi_{S3,S4} = \frac{E_{S4}^M}{E_{S3}^M}$$

Cellules pulsées →	Avant (V)	Avant (U)	Milieu	Arrière
Avant (V)	2.6%		1%	
Avant (U)		2.2%	1%	
Milieu	0.5%	0.3%	0.5%	0.5%
Arrière			0.5%	-

Tableau 3.3: Valeurs mesurées de la diaphonie des colonnes vers les lignes. Avant (U) et avant (V) se réfèrent respectivement aux cellules de type U et V du compartiment avant .

$$\chi_{S4,S3} = \frac{E_{S3}^M}{E_{S4}^M}$$

Compartiments avant et milieu :

L'inclinaison des cellules de type U et de type V par rapport aux axes η , ϕ , introduit un nombre important de connections entre les cellules de l'avant et celle du compartiment milieu. La diaphonie est alors supposée être proportionnelle au nombre de ponts résistifs entre les deux cellules, et inversement proportionnelle au nombre total de connections entre la cellule recevant l'influence et l'ensemble des cellules pulsées en contact.

$$\chi_{i-j} = \frac{n_{i-j}}{\sum_{k_{pulsées}} n_{k-j}} \cdot \frac{E_j}{E_i}$$

3.3.2 Résultats expérimentaux :

Mesure des coefficients de diaphonie

Les coefficients de diaphonie sont évalués pour chacune des cellules à partir de 200 événements de charge-test.

Le coefficient est défini par :

$$\chi_{ij} = \frac{\langle E_j \rangle}{\langle E_i \rangle}$$

où $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne sur les 200 événements.

La table 3.3 donne les amplitudes de la diaphonie vers les premières voisines, mesurées sur le prototype UV sur la partie équipée de préamplificateurs AsGa. Ces coefficients sont typiquement de l'ordre du pourcent.

Formellement les diaphonies $U \rightarrow U$ et $V \rightarrow V$ dominant (2.5%). Mais en pratique, comme la plus grande partie de l'énergie est déposée sur le compartiment milieu, c'est le terme de diaphonie du compartiment milieu vers les cellules avant qui est prédominant.

Si l'on considère par exemple un photon de 100 GeV d'énergie totale : 75% de son énergie est déposée sur le compartiment milieu. 10% seulement est

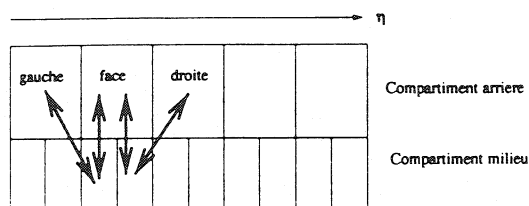


Figure 3.12: Diaphonie intercompartment prise en compte

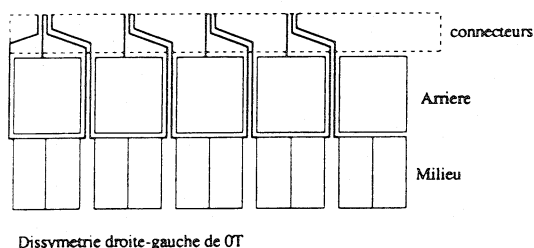


Figure 3.13: Représentations des connections externes des cellules des compartiments milieu et arriere de OT.

déposée sur les cellules de type U ou V (voir figure 4.6 du chapitre 5). Dans le même temps, la gerbe est en grande partie contenue dans une cellule du compartiment milieu, soit 4 cellules du compartiment avant (voir fig 4.12 chap 4).

On peut donc faire l'approximation que de l'ordre de 70 GeV sont déposés dans la cellule M du compartiment milieu, et de l'ordre de 2-3 GeV dans chacune des 4 cellules U_i ou V_i à l'avant. Les transferts d'énergie entre cellules U_i ou V_i sont alors de $\simeq 100$ MeV, tandis que les transferts des cellules M vers chacune des cellules U_i ou V_i sont de $\simeq 700$ MeV.

Les coefficients de diaphonie dépendent des caractéristiques de l'électronique et de la géométrie du détecteur :

- Par exemple, les diaphonies vers premières voisines sur les cellules U ou V équipées de préamplificateurs AsGa, varient de 1.5% à 3.3% en fonction du type de carte mère utilisée pour soutenir le préamplificateur.
- Les mesures effectuées sur les modules équipés avec d'anciennes électrodes RD3, ont montré une dissymétrie droite-gauche de la diaphonie (voir figure 3.12) sur les compartiments milieu et arriere : Les coefficients sont de 0.2% vers la droite, contre 1% vers la gauche et le centre. Cette différence peut s'expliquer par une dissymétrisation des voies de sortie sur les électrodes (fig 3.13).

Après cette première étape de mesure des valeurs de la diaphonie, nous avons utilisé ces données pour corriger les événements des faisceaux test. Les améliorations obtenues sont présentées dans la section suivante.

3.3.3 Effet des corrections :

La méthode de correction de la diaphonie a été appliquée avec succès sur des données électrons de 200 GeV et de 150 GeV.

Les améliorations sont perceptibles sur les points suivants :

- Amélioration de l'effet des gain sur l'échelle d'énergie.
- Homogénéisation de l'énergie reconstruite sur les compartiments U et V.
- Diminution de l'étalement transverse des gerbes.

Reconstruction de l'énergie

	E Cluster	variation	Ecl(V)	Ecl(U)	Ecl(V)-Ecl(U)	σ_{Ecl}	$\frac{\sigma_{Ecl}}{Ecl}$
19216 Initial	205.0	0%	33.1	30.5	2.6	3.73	0.018
19216 avec correction	192.0	-7%	28.1	27.4	0.7	3.48	0.018

Le tableau ci-dessus donne l'évolution de l'énergie moyenne des clusters électromagnétiques avec la correction de la diaphonie.

Les colonnes "E cluster" et "variation" montrent la variation de l'énergie totale reconstruite avant et après correction de la diaphonie. La différence de 7% est due à une sur-évaluation de l'énergie lorsque la correction n'est pas appliquée. Cette sur-évaluation provient d'une évaluation inadéquate des gains de l'électronique lorsque l'on ne tient pas compte de la diaphonie. Dans le cadre d'ATLAS, la calibration sur des événements de physique permettra de s'affranchir de cette incertitude sur l'échelle d'énergie déposée sur un ensemble de cellules, avec une précision de $\simeq 0.1\%$ sur celle-ci.

Par contre, l'uniformisation des réponses des cellules, prises deux à deux, ne pourra se faire qu'à travers la correction de la diaphonie. Les colonnes (Ecl(V), Ecl(U), Ecl(V)-Ecl(U)) illustrent ce point en donnant les énergies mesurées dans les compartiments formés par les cellules U et V. Les résultats montrent que la correction de la diaphonie permet d'uniformiser les réponses des cellules de type U et de type V. La différence de réponse initiale des électrodes de type U et de type V, s'explique par une différence de résistivité des ponts résistifs de chacun de ces deux types d'électrodes¹. La méthode de correction réduit donc cet effet.

La dernière partie (σ_{Ecl} , $\frac{\sigma_{Ecl}}{Ecl}$) donne l'évolution de la largeur de la distribution en énergie de la gerbe avec la correction de la diaphonie. La résolution relative en énergie n'est pas modifiée par la correction. Cette observation a été confirmée par les analyses des résolution en énergie du prototype, qui n'ont pas révélé d'amélioration significative avec l'utilisation de la correction.

¹Le procédé de fabrication était artisanal et non homogène

profils

Les phénomènes de diaphonie ont tendance à élargir les profils de gerbe en communiquant de l'énergie aux cellules contiguës à la cellule centrale.

La correction permet de réduire cette largeur.

L'étude repose sur les profils "fins". Ceux-ci sont constitués par la somme de profils d'événements individuels recentrés en fonction de la position d'impact reconstruite du faisceau. Cette position est évaluée à partir du barycentre de l'énergie déposée sur les cellules de type U ou de type V. La résolution sur cette position (mesurée par ailleurs [78]) est, pour des électrons de 200 GeV, de $\simeq 200\mu\text{m}$, soit 1/20ème de cellule.

L'estimation de la largeur de la distribution obtenue (fig 3.14) est faite à partir d'un ajustement paramétrique Lorentzien sur l'équivalent de 2 cellules du compartiment avant (U ou V). Le tableau ci-dessous donne les résultats de l'ajustement paramétrique.

	Largeur Initiale	Largeur après correction
Cellules U	0.75	0.54
Cellules V	0.74	0.61

Tableau 3.4: Largeurs à mi-hauteur des gerbes d'électrons, avant et après correction de la diaphonie. La largeur est exprimée en unité de cellule, dont la largeur est de 4 mm.

Ces résultats, associés à la figure 3.15, montrent que la correction de la diaphonie tend à diminuer la largeur des profils de gerbe transverse.

3.3.4 Conclusion sur la diaphonie

Les résultats obtenus en utilisant la correction de la diaphonie indiquent que ce phénomène a été correctement modélisé et que l'algorithme de correction s'avère efficace.

La méthode introduite ici a été appliquée à l'ensemble des analyses effectuées sur la prise de donnée 1994 :

- Etude de la résolution en énergie et position pour les électrons.
- Etude des faisceau de muons.
- Etude du pouvoir de réjection π^0/γ du prototype, évalué à partir des événements photons. Dans ce cas, l'introduction de la correction de diaphonie permet d'obtenir un gain de l'ordre de 20% sur la réjection π^0/γ . Le prochain chapitre décrit cette mesure.

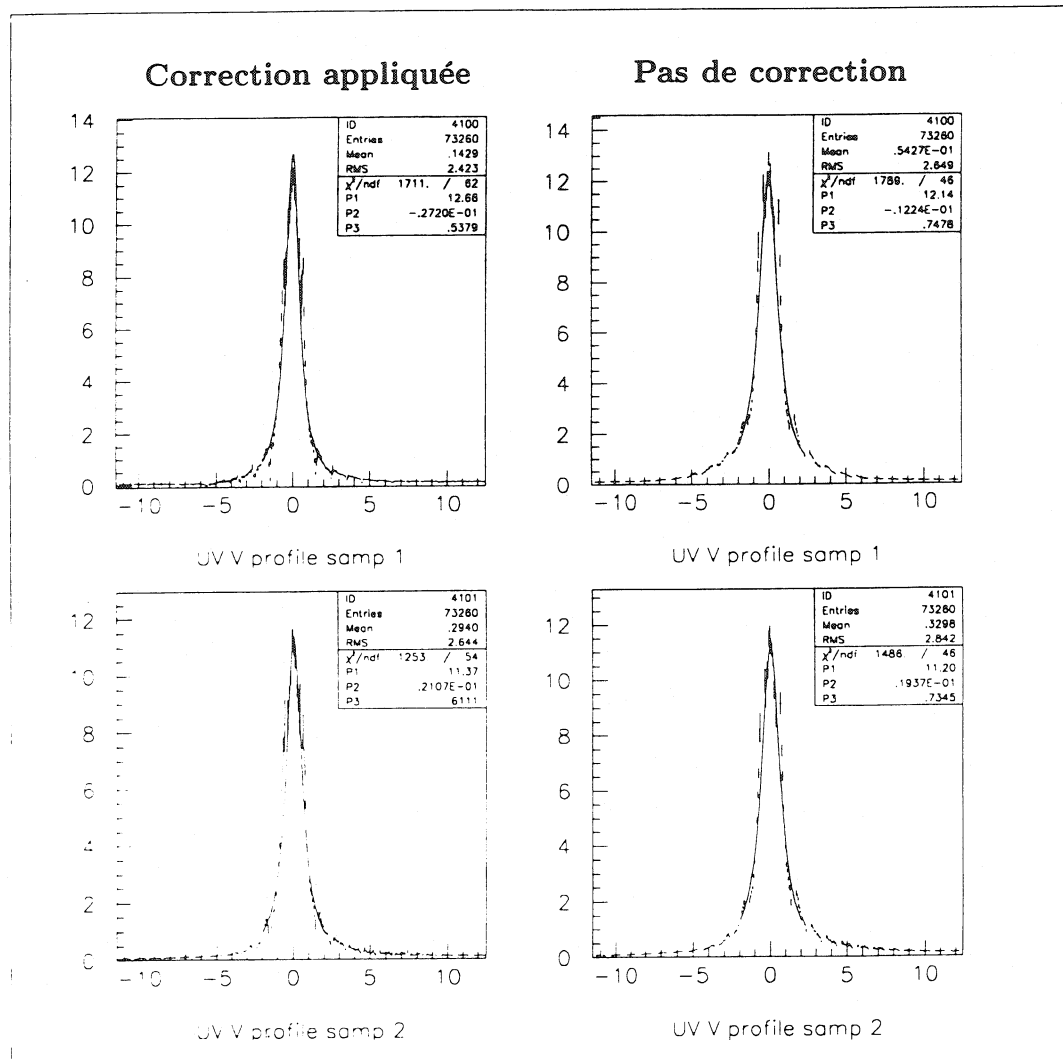


Figure 3.14: run 19218 eta=6 profils fins recentrés. L'ajustement paramétrique est réalisé avec une fonction lorentzienne. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.4. Les unités en abscisse sont des numéros de cellule en η par rapport au point d'impact.

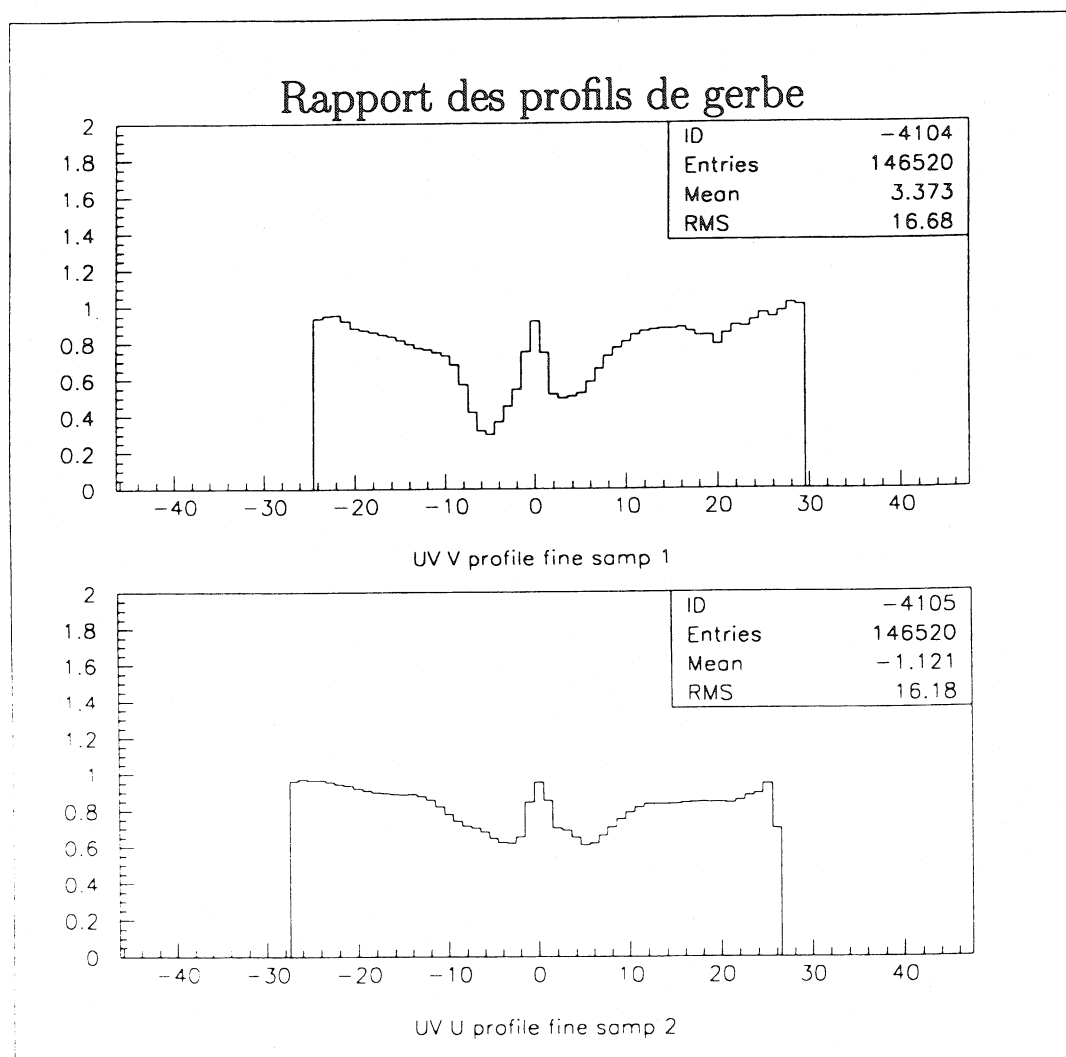


Figure 3.15: run 19218 $\eta = 6$. Rapport bin à bin des profils recentrés pour les données corrigées de la diaphonie et non corrigées de la diaphonie. Plus la correction est importante (de l'énergie est retranchée) plus la courbe a tendance à se creuser. C'est le cas sur chacune des deux distributions autour du pic central centré en 0. L'axe des abscisses est gradué en numéro de cellule en η par rapport au point d'impact.

3.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis d'insister sur les méthodes de construction et d'utilisation du prototype, plus que sur ses performances proprement dites.

Nous avons successivement décrit :

- les principes qui ont prévalu à sa conception,
- la mise au point et l'assemblage de ses éléments effectués par nos soins
- sa mise en faisceau et son câblage effectués en collaboration avec le groupe RD3,
- et enfin, l'activité d'instrumentation pure menée en vue d'améliorer son fonctionnement.

Le chapitre prochain s'attachera à présenter les mesures des performances de ce prototype avec des électrons et des photons.

Chapitre 4

Analyse des données

- Performances du prototype sur les faisceaux électrons (*Energie, position*)
- Dispositif expérimental du faisceau de photons
- Utilisation des photons pour simuler des π^0
- Mesure de la réjection π^0/γ

La mesure sur une gamme d'énergie de 5 à 200 GeV de la linéarité, de la résolution en énergie et de la résolution en position du prototype a été réalisée à partir des données du faisceau test.

En outre, pour la première fois, la segmentation du premier compartiment a été utilisée pour mesurer la réjection π^0/γ . Les retombées de cette étude sur le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sont importantes (chapitre 1), notamment en ce qui concerne la validation des simulations d'ATLAS.

La correction de la diaphonie a été appliquée à l'ensemble des données analysées.

4.1 Etude des faisceaux d'électrons

4.1.1 Résolution en énergie

L'énergie totale d'une gerbe est reconstruite à partir de la somme des énergies des clusters de chacun des compartiments. Les clusters des compartiments U et V sont définis comme la somme de l'énergie dans les 12 cellules contiguës en U ou V, centrées sur la plus énergétique. Sur le compartiment milieu, c'est un carré de 3×3 cellules qui est utilisé. Enfin, sur le troisième compartiment, le cluster se compose des énergies d'un groupe de trois cellules en ϕ par deux en η .

Correction des pertes d'énergie dans la matière

Les événements pour lesquels la gerbe a commencé tôt, et qui ont donc perdu une partie de l'énergie dans la matière morte ($1.2 X^0$), sont recalibrés à partir

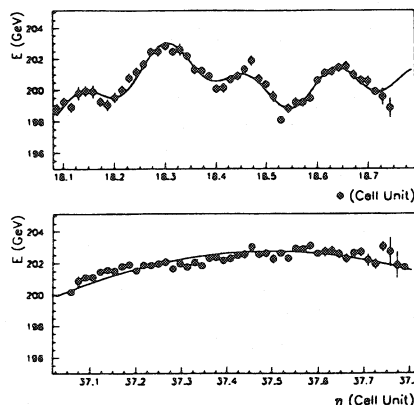


Figure 4.1: Modulation de l'énergie déposée dans le nonet, pour des électrons de 200 GeV, en fonction de la position en η , ϕ de la gerbe électromagnétique à l'intérieur d'une cellule.

de l'énergie déposée sur les compartiments U et V. La correction de la diaphonie uniformisant les énergies des compartiments U et V, un facteur correctif commun peut être appliqué aux deux compartiments.

$$E = (1 + \alpha)(E_U + E_V) + E_m + E_b$$

Avec $\alpha = 0.14$, obtenu sur les données du faisceau test en minimisant la résolution.

Corrections géométriques

L'énergie reconstruite dépend de la position du point d'impact sur le calorimètre. En fonction de celle-ci, la quantité de matière rencontrée ou la proportion de la gerbe contenue dans une cellule peut changer. On observe donc des modulations en ϕ et η qui doivent être corrigées :

- En η : Sur une période d'une cellule du compartiment milieu, l'énergie dépend de la position du point d'impact sur la cellule centrale du nonet. L'énergie reconstruite est plus faible lorsque le faisceau est au bord de la cellule que lorsqu'il est au centre.
La correction suit une loi parabolique en rapidité.
- En ϕ : La matière suivant la direction ϕ suit une distribution périodique 1/3 et 1/6 d'unité de cellule du compartiment milieu. Une période 2/3 vient de la répartition des électrodes U et V.
Ces effets sont corrigés en utilisant des fonctions sinusoïdales.

Résolution en énergie

Les résultats des mesures des résolutions en énergie sont décrits dans la note [78]. Les résolutions sont estimées en soustrayant la largeur en énergie du faisceau, soit

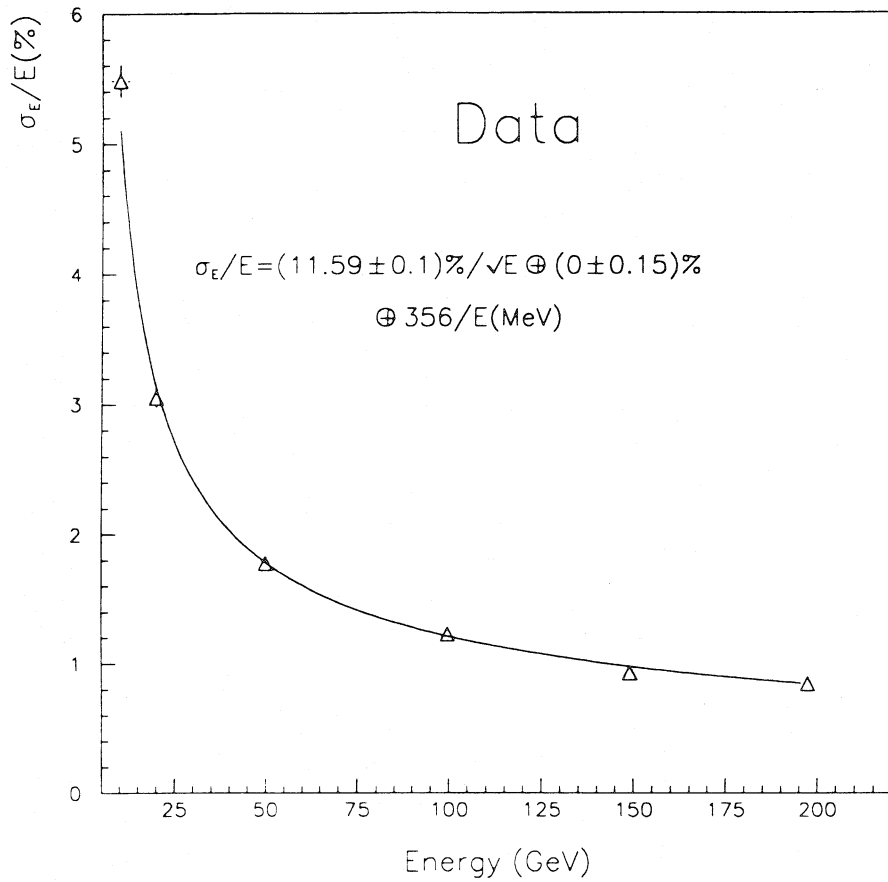


Figure 4.2: Résolution en énergie du prototype équipé de préamplificateurs AsGa. Cette résolution est évaluée à partir de faisceaux d'électrons en soustrayant la largeur en énergie du faisceau et en fixant le terme de bruit électronique.

0.287% à 200 GeV.

Avec l'électronique de préamplification de type AsGa, on a pu mesurer la résolution suivante au point $\eta = 0.67$:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10.45 \pm 0.09}{\sqrt{E \sin \theta}} \oplus 0.0 \pm 0.15\%$$

Le terme de bruit électronique mesuré dans le nonet pour cette prise de données est $\sigma_e = 356$. MeV.

Ces résultats ont été confirmés par l'analyse de la simulation du prototype [78]. La figure 4.2 montre l'ajustement paramétrique effectué sur les mesures établies avec les préamplificateurs de type AsGa.

4.1.2 Résolution en direction

La résolution angulaire est obtenue en comparant la direction du faisceau à la direction calculée en utilisant les positions reconstruites sur les compartiments avant et milieu. La direction du faisceau est mesurée avec les chambres faisceau B1, B2, B3, avec une précision de $300 \mu\text{m}$ à 200 GeV (voir figure 3.9). Comme pour l'évaluation de la résolution en énergie, les effets géométriques sont corrigés.

On a mesuré (E est donné en GeV) :

$$\sigma_{\eta}(\text{mrad}) = \frac{46 \pm 2}{\sqrt{E}} \oplus (1.5 \pm 0.4) \oplus \frac{240 \pm 6}{E}$$

$$\sigma_{\phi}(\text{mrad}) = \frac{48 \pm 2}{\sqrt{E}} \oplus (1.8 \pm 0.4) \oplus \frac{182 \pm 8}{E}$$

Cette résolution est dominée par le compartiment milieu qui n'a qu'une résolution en position de l'ordre du mm. Les compartiments avant donnent une résolution en position de quelques centaines de microns. Le compartiment arrière ne peut pas contribuer aux mesures, car il est situé après $23.2 X_0$ de matière et ne reçoit que peu d'énergie ($E_{\text{arr.}}/E_{\text{tot}} \simeq 1\%$).

Les résolutions angulaires sont donc de 6 mrad à 100 GeV et de 8 mrad à 50 GeV.

4.1.3 Conclusion sur les analyses des électrons

La résolution en énergie mesurée est en fin de compte de $10\%/\sqrt{E}$ pour le terme stochastique et meilleure que 0.2% pour le terme constant local.

La résolution sur la direction des gerbes est d'environ $50 \text{ mrad}/\sqrt{E}$.

Ces performances en énergie et en direction répondent aux critères de la recherche du boson de Higgs fixés dans la proposition technique [57], et confirment les résultats de simulation obtenus par ailleurs [58]. Il est donc démontré, qu'il est possible d'intégrer un détecteur de position sans dégrader les performances du prototype.

4.2 Etude des faisceaux de photons

Cette étude est destinée à évaluer la capacité du détecteur de position à séparer π^0 et γ .

La recherche du boson de Higgs, dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, requiert une réjection minimale des π^0 de 50 GeV/c d'impulsion transverse, d'au moins 3 pour la calorimétrie, pour une efficacité au signal de 90%.

Pour réaliser cette mesure, nous avons utilisé les événements obtenus avec un faisceau de photons. Les gerbes de deux photons, reproduisant la cinématique de désintégration des π^0 , sont sommées cellule à cellule afin de simuler un événement $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Les profils transverses de ces événements simulés sont alors utilisés pour évaluer la réjection π^0/γ .

L'analyse se divise donc en deux étapes :

- Simulation des π^0 par superposition de gerbes de photons.
- Mesure de la réjection

4.2.1 Dispositif expérimental

Le faisceau de photons est obtenu à partir du faisceau d'électrons de la ligne H8. Une plaque de plomb de $0.1 X_0$ est introduite sur la trajectoire des électrons. Dans cette plaque, appelée communément radiateur, les électrons produisent des photons par rayonnement de freinage.

Un champ magnétique permet de dévier vers le bas les électrons du faisceau et de séparer les électrons des photons. Les électrons sont récupérés sur la partie basse du prototype (équipé d'une géométrie à segmentation $\eta \times \phi$) afin de pouvoir reconstruire la cinématique initiale des événements (voir la figure 4.3).

Comme l'étude de la séparation π^0/γ repose sur les profils de gerbes de photons isolés, on cherche à avoir un faisceau contenant peu de multi-photons.

Sur la trajectoire des photons, on place une seconde plaque de $1 X_0$ en plomb, qui sert de convertisseur. Dans cette plaque, les événements contenant plusieurs photons ont une plus grande probabilité d'interagir que les événements mono-photons. Un scintillateur S2 placé derrière cette plaque permet de signaler les événements pour lesquels les photons ont produit des paires e^+e^- .

Nous avons montré à travers une simulation du dispositif expérimental, que l'utilisation de ce photo-convertisseur permet de diminuer le nombre d'événements multi-photons.

La simulation a été faite avec GEANT 3.21, pour une énergie de faisceau incident de 200 GeV. Le tableau 4.1 résume la géométrie du dispositif expérimental simulé.

Si l'on définit comme mono-photon, un événement dans lequel le photon le plus énergétique emporte plus de 90% de l'énergie perdue par l'électron, sans second

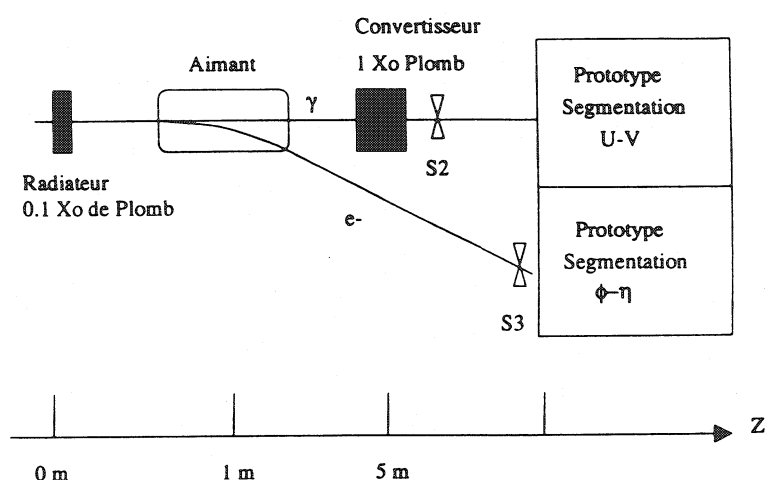


Figure 4.3: Dispositif utilisé pour produire le faisceau de photons. Les électrons et photons incidents sur le calorimètre sont séparés par une distance de 10-20 cm.

Radiateur	0.1 X_0 Pb		$z = 0$ m
Champ magnétique	0.41-4.6 T.m	Longueur 2.5 m	$z = 1$ m
Convertisseur	1 X_0 Pb		$z = 5$ m

Tableau 4.1: Géométrie du dispositif expérimental simulé. La position suivant l'axe du faisceau est indiquée dans la dernière colonne.

photon de plus de 3 GeV, alors le taux de contamination décroît de 45% à 28% avec l'utilisation de la plaque photo-convertrice. Dans le même temps, la statistique est réduite de près de 75%.

Les 20-25% d'événements multi-photons, présents dans le faisceau, contribuent à favoriser un développement rapide de la gerbe électromagnétique et peuvent donc affecter le profil longitudinal de celle-ci. Les profils transverses seront moins affectés par cette contamination. Nous nous contenterons, dans l'analyse de la séparation π^0/γ , d'utiliser les profils transverses.

Il a été vérifié que la proportion en événements mono-photons était conservée au cas où le faisceau incident aurait une énergie de 50 GeV. Il a aussi été montré que l'utilisation du convertisseur pouvait être évitée en utilisant un radiateur plus fin ($1/40 X_0$ en Aluminium).

4.2.2 Analyse des données "photons"

Cette section présente les caractéristiques des événements photons utilisés par la suite pour simuler les π^0 et analyser la réjection π^0/γ .

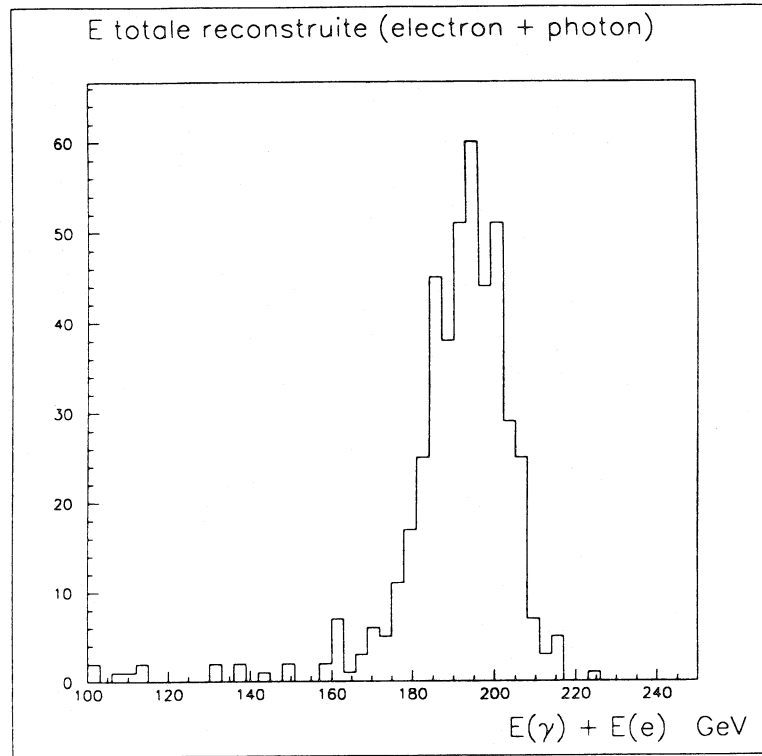


Figure 4.4: Energie totale reconstruite par le prototype (Photons + électron).

Les données ont été prises à $\eta = 0.67$ pour des énergies de faisceau incident de 50 GeV et 200 GeV.

Distributions en énergie des photons

La figure 4.4 présente l'énergie totale reconstruite par le calorimètre, en sommant l'énergie sur la partie EM (où arrive l'électron) et la partie UV (où arrive le photon).

$$E_{TOT} = E_{\gamma} + E_{e^-}$$

Les distributions de la figure 4.5 montrent les énergies des clusters électromagnétiques du photon et de l'électron. La corrélation entre l'énergie de l'électron et celle du photon s'explique par la relation :

$$E_{beam} = E_{\gamma} + E_{e^-}$$

La corrélation entre l'angle d'incidence sur le calorimètre et l'énergie des électrons est reliée à la courbure de la trajectoire des électrons par le champ magnétique. Plus l'énergie des électrons est faible, plus leur trajectoire est courbée par le champ magnétique et plus leur point d'impact se trouve à une faible valeur en ϕ .

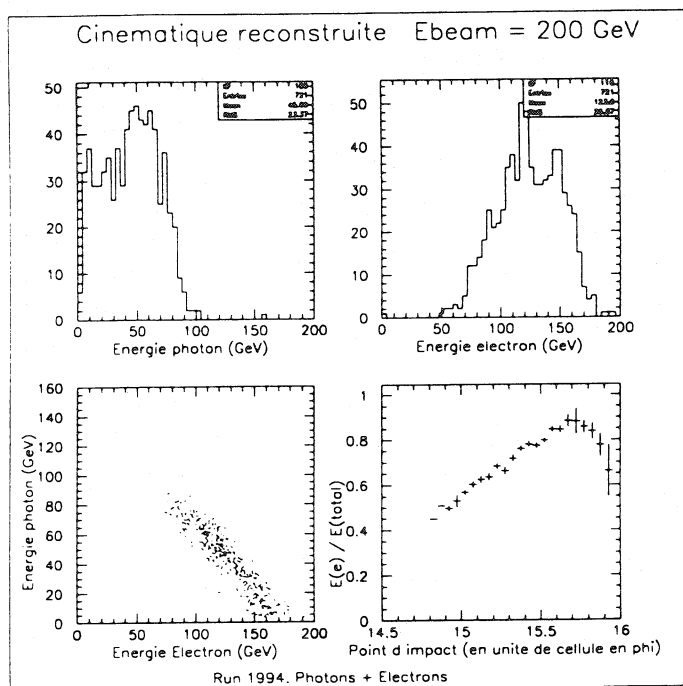


Figure 4.5: Energies reconstruites pour les photons et électrons. En bas à droite, dépendance de l'angle d'arrivée de l'électron en fonction de l'énergie emportée par celui ci.

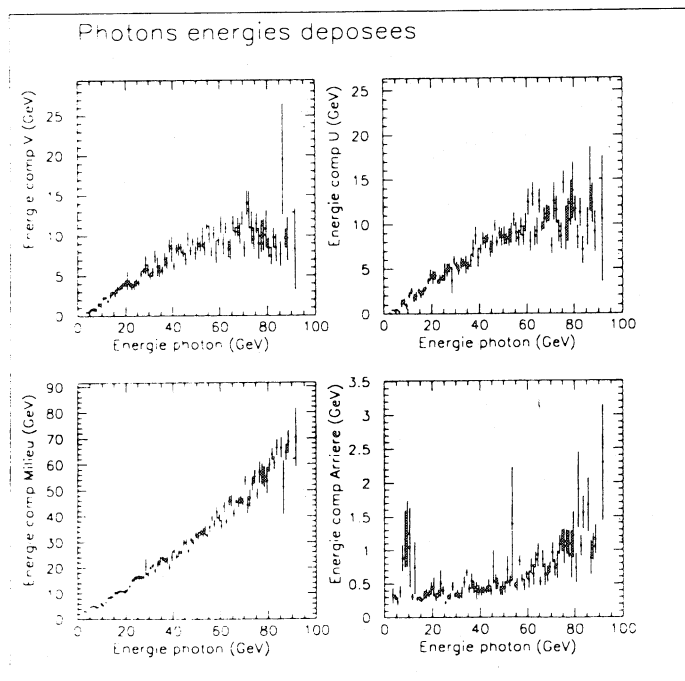


Figure 4.6: Dépôt d'énergie par les photons sur les différents compartiments en fonction de l'énergie totale du photon.

La figure 4.6 montre les dépôts énergétiques des photons sur les différents compartiments du prototype en fonction de leur énergie. Le troisième compartiment (arrière) ne contribue que très peu à la reconstruction de l'énergie du photon.

Lots de photons disponibles

Environ 5000 photons sont disponibles, mais seulement 2500 d'entre eux se situent dans des gammes d'énergie intéressant la simulation des π^0 . Parmi ceux-ci, les photons de basse énergie (inférieures à 15 GeV) sont faiblement représentés, voire manquent totalement (aucun 0-5 GeV). La simulation des désintégrations des π^0 ne pourra donc pas se faire sur la totalité de l'espace de phase, ce qui devra être pris en compte dans l'évaluation des capacités de réjection.

4.3 Production d'événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

4.3.1 but

Pour simuler les photons de désintégration d'un π^0 , les événements photons ont été sommés de façon à reproduire l'effet des deux photons de désintégration d'un $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ayant un p_T de 50 GeV/c.

Cela permet de tester la capacité du prototype à répondre au critère imposé par la recherche du boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, pour lequel les π^0 de $p_T \simeq 50$ GeV/c constituent une partie du bruit de fond.

4.3.2 Cinématique utilisée

A $\eta = 0.6$ l'énergie totale correspondant à $E_T = 50$ GeV est $E_\pi = 60$ GeV.

désintégration d'un π^0 de 60 GeV

Un calcul conduit à l'expression de l'angle d'ouverture ω de la paire de photons dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie des deux photons.

$$\cos(\omega) = \left(1 - \frac{m^2}{2.E_{\gamma_1}.E_{\gamma_2}}\right) = \left(1 - \frac{m^2}{2.E_{\gamma_1}.(E_\pi - E_{\gamma_1})}\right)$$

Le calorimètre étant situé à 1.4 m de l'origine des axes, la distance projetée entre les deux photons sur le calorimètre UV est :

$$d_{\gamma\gamma} = \frac{1400 \times 2}{\sin(\theta)} \times \tan\left(\frac{\omega}{2}\right) \simeq \frac{1400}{\sin(\theta)} \times \omega$$

où θ est l'angle d'incidence sur le calorimètre.

Les conditions pour sommer deux photons sont alors :

- les deux photons doivent être séparés de

$$d_{\gamma\gamma} (mm) = \frac{1400}{\sin(\theta)} \times \omega$$

- Les énergies des photons doivent être telles que

$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 60 \text{ GeV}$$

La figure 4.7 montre la distance entre les deux photons sur le calorimètre pour deux configurations cinématiques différentes. Sur cette courbe nous avons tenu compte de la transition tonneau-bouchon à $\eta = 1.4$.

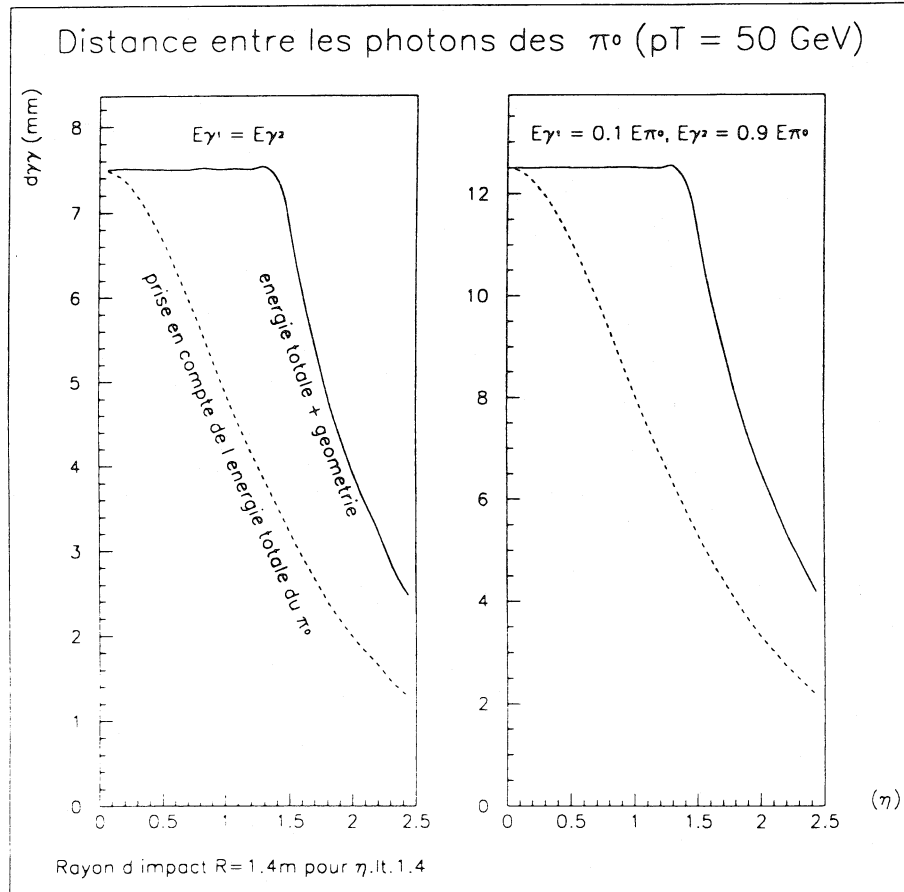


Figure 4.7: Distance attendue entre les deux photons, en fonction de η , dans deux configurations cinématiques de la désintégration d'un π^0 . La courbe en pointillée ne tient compte que de la cinématique de désintégration du π^0 et donne l'écartement en mm à une distance de 1400 mm (sphère). La courbe pleine tient compte de l'effet projectif sur un calorimètre cylindrique situé à un rayon de 1400 mm, et avec une transition tonneau-bouchon à $\eta = 1.4$ (Passage d'un cylindre à un plan).

4.3.3 méthode de sélection des événements

précision

Les événements sont recherchés en utilisant les critères définis ci-dessus. La précision sur les quantités sélectionnées dépend des capacités supposées de résolution énergétique et angulaire du détecteur de position UV, ainsi que de l'ordre de grandeur des termes attendus.

On autorise ainsi une marge de 250 μm pour la distance entre les deux photons, et de 4 GeV pour leur énergie totale.

variables de position

Le calcul de $d_{\gamma\gamma}$ est réalisé directement à partir de la position du maximum d'énergie déposée.

Ces positions en η et ϕ sont estimées en cherchant le barycentre pondéré par l'énergie sur la cellule la plus énergétique et ses deux voisines en η ou ϕ . La mesure est effectuée sur le compartiment milieu.

$$\eta = \left(\frac{E_{i-1}\eta_{i-1} + E_i\eta_i + E_{i+1}\eta_{i+1}}{(E_{i-1} + E_i + E_{i+1})} \right)$$

$$\phi = \left(\frac{E_{i-1}\phi_{i-1} + E_i\phi_i + E_{i+1}\phi_{i+1}}{(E_{i-1} + E_i + E_{i+1})} \right)$$

L'évaluation de la distance est faite à partir de ces variables en utilisant :

$$d_{\gamma\gamma}^2 \simeq (R_{calo} \times (\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2}))^2 + (R_{calo} \times (\theta_{\gamma_1} - \theta_{\gamma_2}))^2$$

Algorithme de sélection

Les événements photons pré-sélectionnés dans l'analyse sont parcourus aléatoirement pour trouver des paires de photons répondant aux critères ci-dessus. Un test a été mis en place pour éviter de sélectionner en permanence les mêmes événements.

Distributions statistiques :

Le π^0 est une particule scalaire (de spin nul). Sa désintégration dans le repère de son centre de masse se fait donc sans aucune direction privilégiée. Cela induit que la distribution en énergie des photons émis doit être plate.

soit :

$$\frac{dN}{dE} = cte$$

$$\frac{dN}{d\alpha} = cte$$

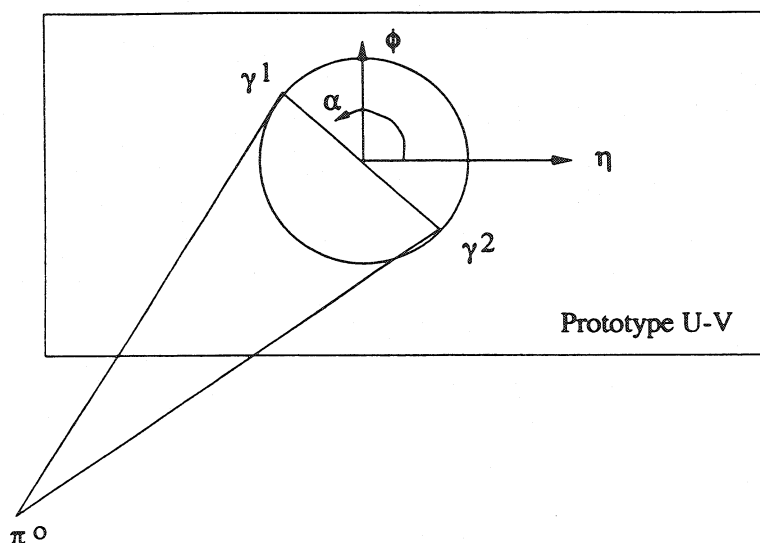


Figure 4.8: Schéma de principe de la désintégration d'un π^0 . On définit α , l'angle entre l'horizontale et le segment $\gamma_1\gamma_2$.

où α est l'angle formé par le segment $[\gamma_1, \gamma_2]$ et l'horizontale, sur le calorimètre (voir figure 4.8).

Dans les conditions de la prise de données, on dispose de lots de photons favorisant certaines énergies.

- L'énergie minimale des photons est de l'ordre de 5 GeV.
- Trois types de photons sont disponibles:
 - Photons 5-40 Gev, environ 700 événements.
 - Photons 40-80 Gev, environ 2000 événements.
 - Photons 70-120 Gev, environ 2500 événements.

Il est donc nécessaire d'introduire un poids sur chacun des événements pour suivre les lois définies ci-dessus (fig 4.9).

L'absence de photons de très faible énergie ($E < 5$ GeV) ne peut toutefois pas être compensée par ce moyen¹.

Un second poids est appliqué aux événements pour répondre à la relation $\frac{dN}{d\alpha} = cte$. La figure 4.10, montre la répartition du photons γ_2 par rapport au photon γ_1 dans le plan du calorimètre.

¹Il en résultera une surévaluation de la réjection aux π^0 qui devra être corrigée.

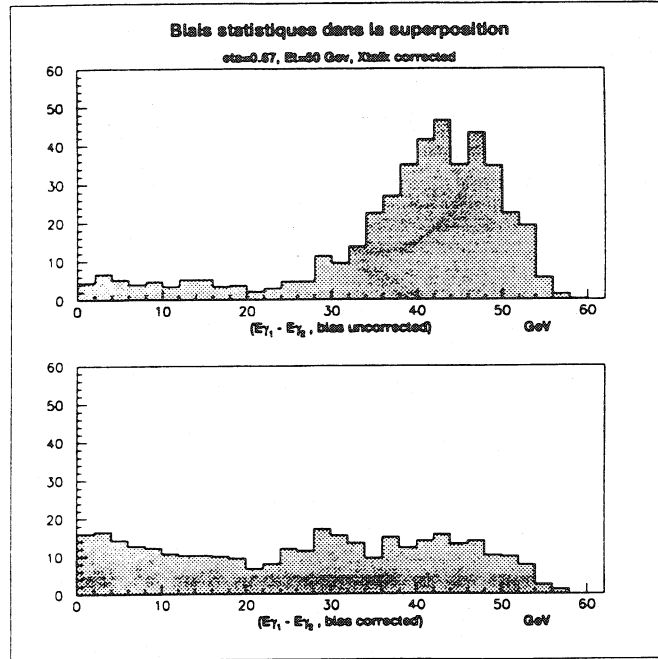


Figure 4.9: Distributions de la variables $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$ exprimée en GeV.

En haut : Sans appliquer de pondération aux événements.

En bas : En appliquant une pondération de manière à avoir $dN/dE = cte$

On constate l'absence d'événements tels que $\Delta E > 55$ GeV

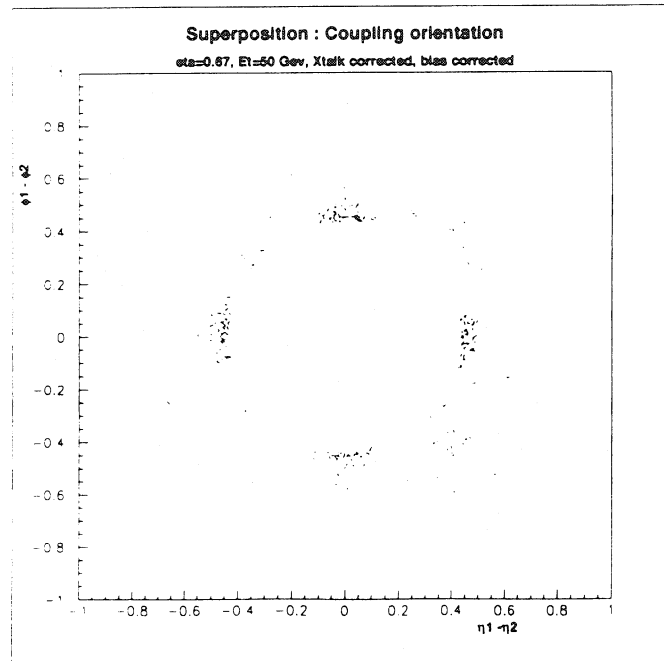


Figure 4.10: Distribution des écarts $\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2}$ en fonction de $\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2}$ dans le cadre d'une simulation d'un π^0 de 50 GeV/c de p_T à $\eta = 0.6$.

4.3.4 Lots de " π^0 "

Les événements, sélectionnés par l'algorithme de superposition et répondant aux critères cinématiques, sont sommés en additionnant directement les énergies cellule à cellule sur l'ensemble des compartiments. Ceci a pour effet d'amplifier la contribution du bruit électronique d'un facteur $\sqrt{2}$.

A la suite de cette superposition 1700 événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sont disponibles.

4.4 séparation π^0/γ

4.4.1 conditions physiques et géométriques de cette évaluation

Le prototype de calorimètre UV présente des cellules d'environ 4 mm de large. A $\eta = 0.6$, l'énergie totale du π^0 de 50 GeV/c de p_T est de 60 GeV. La cinématique de désintégration donne une distribution de la distance entre photons, comprise entre 7 et 18 mm, pour un rayon de 1.40 m. C'est à dire que si le photon central touche un milieu de cellule, l'impact du second photon se situera au plus près à la jonction de la cellule contiguë et de la seconde voisine.

4.4.2 Variables utilisées

La réjection des π^0 peut se faire à partir deux types de variables:

- **Les variables transverses** mettent en évidence une gerbe plus étalée pour les π^0 que pour les photons. Pour ce faire, nous utilisons le rapport de l'énergie dans le groupe de deux cellules le plus énergétique, à l'énergie dans une zone plus large.

Nous définissons ainsi la variable :

$$R_{n+1} = \frac{E_{2cellulesV} + E_{2cellulesU}}{E_{1+n\text{ cellules } V} + E_{1+n\text{ cellules } U}}$$

avec $\frac{n}{2} = 5$ (0 – 20mm) ; $\frac{n}{2} = 8$ (0 – 32mm).

La distribution de cette variable pour est visible sur la figure 4.11. On discerne nettement les π^0 des photons.

La figure 4.12 montre les distributions des profils fin sur les compartiments U et V, pour les π^0 et les photons. Cela confirme que le profil transverse fin des photons est sensiblement plus étroit que celui des π^0 .

- **Les variables longitudinales :**

Le développement de la gerbe électromagnétique est plus rapide pour un ensemble de photons de faible énergie que pour un seul photon de haute énergie.

Nous utilisons, comme estimateur, le rapport de l'énergie déposée sur le

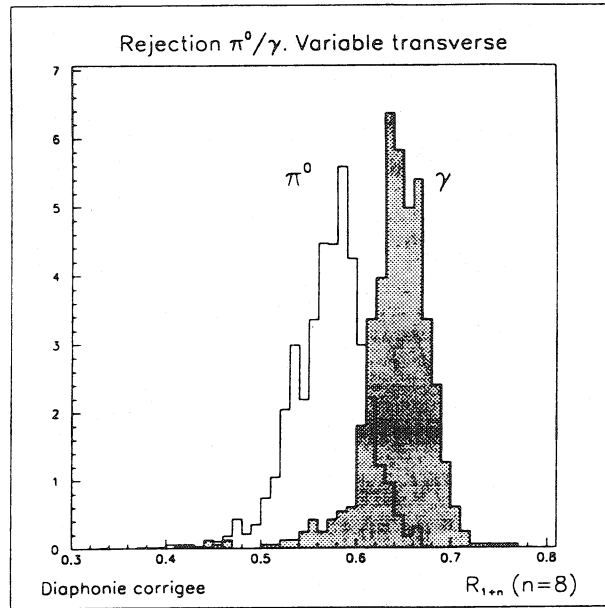


Figure 4.11: distributions de la variable R_{n+1} pour des photons de 60 GeV (gris) et des π^0 simulés à partir de données corrigées de la diaphonie, et ayant subi une pondération pour avoir une cinématique correcte ($\frac{dN}{dE} = cte$ et $\frac{dN}{d\alpha} = cte$)

compartiment avant ou arrière, à l'énergie totale déposée dans le cluster. On note alors les variables :

$$R_{clu}^{avt} = \frac{E_U + E_V}{E_{clu}}$$

$$R_{clu}^{mil} = \frac{E_{milieu}}{E_{clu}}$$

La figure 4.13 montre que ces variables ne sont pas aussi efficaces que les variables transverses. Elles sont aussi plus sensibles à la contamination en multi-photons. Elles n'ont donc pas été utilisées pour l'étude de la réjection π^0/γ .

4.4.3 Réjection des π^0

La réjection est définie comme le rapport du nombre d'événements π^0 initiaux au nombre d'événements restants après les coupures.

Prise en compte des événements $\Delta E_{\gamma\gamma} > 55$ GeV

La mesure de la réjection obtenue à partir des lots de π^0 et γ doit être corrigée pour tenir compte de l'absence de photons de moins de 5 GeV d'énergie (voir figure 4.9).

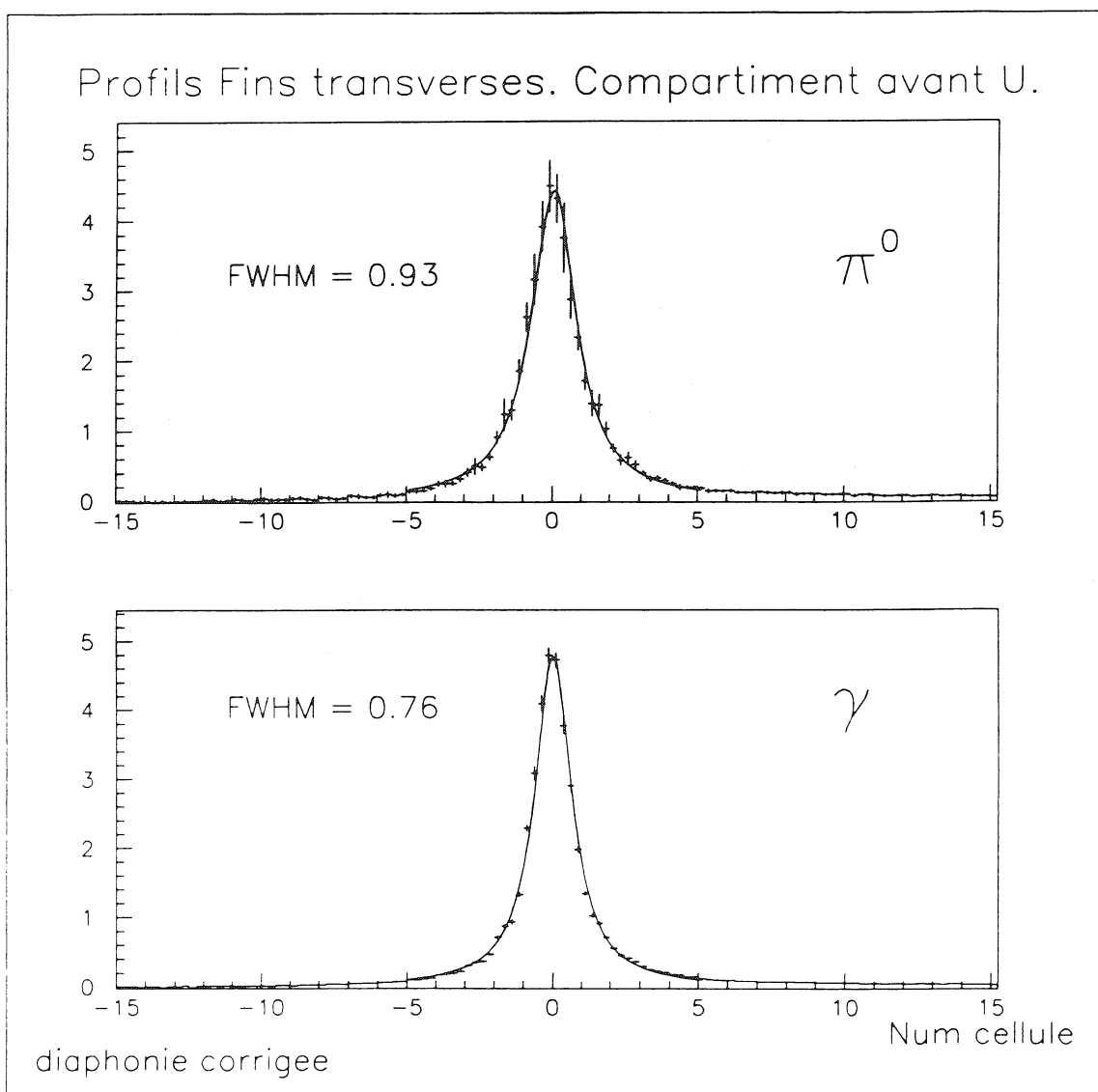


Figure 4.12: Profils fins recentrés pour des photons de 60 GeV (en bas) et des π^0 simulés (en haut) pour des données corrigées de la diaphonie mais sans terme de pondération. Un ajustement paramétrique lorentzien a été appliqué à ces distributions. La largeur à mi-hauteur obtenue est indiquée pour chacun d'eux (FWHM).

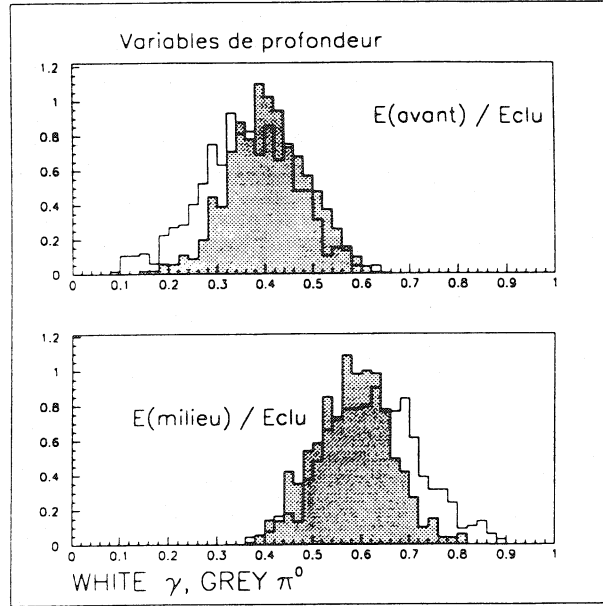


Figure 4.13: distributions des rapports R_{clu}^{avt} et R_{clu}^{mil} à $\eta = 0.67$ pour des photons de 60 GeV (blanc) et des π^0 (gris) simulés à partir de données corrigées de la diaphonie, et ayant subi une pondération pour avoir une cinématique correcte ($\frac{dN}{dE} = cte$ et $\frac{dN}{d\alpha} = cte$)

Cela est réalisé en considérant que l'ensemble des événements manquant correspondent à des π^0 non rejetés, ce qui a pour effet de donner une évaluation minimale à la rejection.

Soit $N_{\pi^0}^t$ le nombre total de π^0 , $N_{\pi^0}^m$ le nombre de π^0 manquants dans les distributions, et $N_{\pi^0}^c$ le nombre de π^0 obtenus après coupure.

$$R = \frac{N_{\pi^0}^t}{N_{\pi^0}^c}$$

$$R_{vrai} = \frac{N_{\pi^0}^t + N_{\pi^0}^m}{N_{\pi^0}^c + (\nu N_{\pi^0}^m)}$$

ν est l'inefficacité de rejection de ces événements. Ne pouvant pas préjuger de la rejection affectant les événements pour lesquels $\Delta E > 55$ GeV, nous postulons qu'ils sont tous rejetés :

$$\nu = 1$$

Erreur statistique sur la rejection

Si l'on définit N le nombre d'événements total dans le lot, et N_c le nombre d'événements conservés après coupure. Alors on note la rejection :

$$R = N/N_c = 1/p$$

1722 évts	$\epsilon = 0.87$	$\epsilon = 0.90$	$\epsilon = 0.92$
$\frac{n}{2} = 5$ brute	$R=9.25 \pm 0.65$	$R=6.6 \pm 0.4$	$R=5.2 \pm 0.3$
$\frac{n}{2} = 8$ brute	$R=8.56 \pm 0.60$	$R=6.25 \pm 0.3$	$R=5.1 \pm 0.3$
$\frac{n}{2} = 5 \nu = 1$ (90% CL)	$R > 6.3$	$R > 4.9$	$R > 4.1$
$\frac{n}{2} = 8 \nu = 1$ (90% CL)	$R > 5.8$	$R > 4.7$	$R > 4.1$

Tableau 4.2: Réjections calculées sur R_{n+1} avec $\frac{n}{2} = 5$ et $\frac{n}{2} = 8$. Les résultats correspondent à des événements π^0 simulés dont les biais cinématiques de superposition ont été corrigés par pondération, pour lesquels les événements avec $\Delta E_{\gamma\gamma} > 55$ GeV n'ont pas été considéré (haut), ou considérés comme tous rejetés (bas).

L'erreur sur la réjection s'exprime alors :

$$\delta R = \frac{1}{Np^2} \times \sqrt{N(p(1-p))}$$

où $p = \frac{1}{R}$

Réjection pour $\frac{n}{2} = 5$ et $\frac{n}{2} = 8$

La réjection a été évaluée pour des zones de 11 et 17 cellules. La table 4.2 présente les résultats comparés pour plusieurs efficacités dans le cas où la réjection est brute ou bien compensée avec $\nu = 1$. Comme on pouvait s'y attendre, la réjection est maximale au cas où la zone est plus petite (l'effet du bruit par rapport au signal utile y est moins important).

La figure 4.14 montre la variation de la réjection en fonction de l'efficacité au signal.

La réjection obtenue, pour une efficacité au signal de 90%, est $R > 4.9$, à un niveau de confiance de 90%. Cette valeur confirme et même surpasse les résultats obtenus via une simulation complète du détecteur dans [79], qui donne $R = 4.3 \pm 0.5$. Ces résultats sont discutés dans la conclusion de ce chapitre.

Effet de l'orientation de l'association $\gamma\gamma$ sur la réjection

Nous avons aussi été intéressés à évaluer séparément la réjection π^0/γ , lorsque les deux photons du π^0 sont alignés suivant les directions U ou V, ou inclinés suivant ces directions (voir figure 4.15).

L'étude séparée des photons alignés suivant les axes (U,V) ou (η, ϕ) , montre clairement que la séparation des photons distants suivant U ou V est beaucoup plus facile que celle les événements alignés suivant η ou ϕ (voir table 4.3).

Effet de la correction de la diaphonie

L'ensemble des résultats présentés ci-dessus intègrent la correction de la diaphonie.

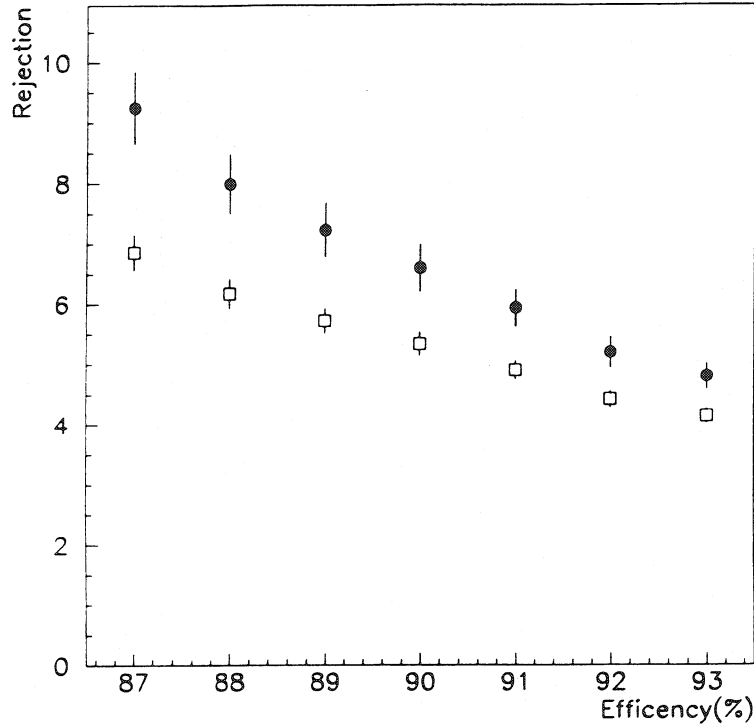


Figure 4.14: Réjection des π^0 en fonction de l'efficacité au photons, mesurées sur le prototype UV, en utilisant la variable R_{n+1} avec $\frac{n}{2} = 5$, sur des données prises à $\eta = 0.6$ et corrigées de la diaphonie. Les carrés correspondent au cas où les événements $\Delta E > 55$ GeV, seraient tous rejetés: $\nu = 1$. Les ronds correspondent à la valeur obtenue sans tenir compte de ces événements. Les points obtenus après prise en compte des erreurs statistiques ne sont pas représentés (voir tableau 4.2)

	$\epsilon = 0.87$	$\epsilon = 0.90$	$\epsilon = 0.92$
Tous	$R=6.50 \pm 0.3$	$R=5.11 \pm 0.2$	$R=4.34 \pm 0.15$
Aligné en U ou V	$R=6.9 \pm 0.3$	$R=5.25 \pm 0.2$	$R=4.45 \pm 0.15$
Aligné en ϕ ou η	$R=5.66 \pm 0.21$	$R=4.71 \pm 0.15$	$R=3.99 \pm 0.11$

Tableau 4.3: Evolution de la réjection en fonction de la direction de couplage sélectionnée pour une évaluation faite sur des variable **transverses** avec $\frac{n}{2} = 8$.

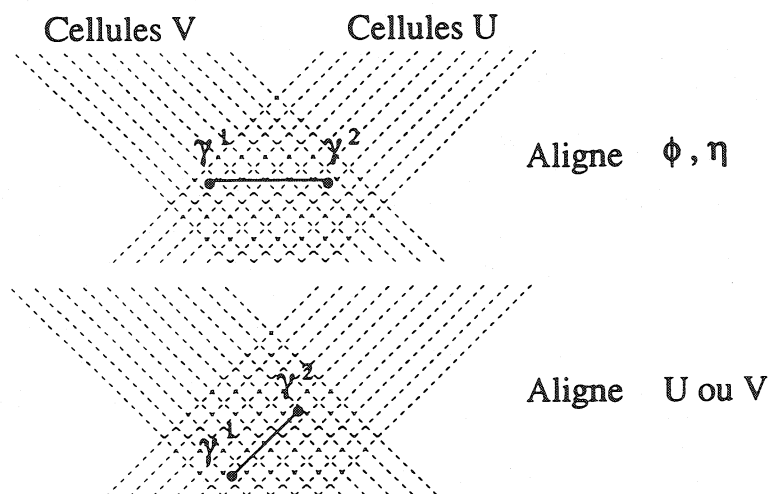


Figure 4.15: Direction des deux photons du π^0 . On définit la direction alignée sur U ou V, et la direction alignée sur η ou ϕ .

L'effet de cette correction est non négligeable, puisqu'elle contribue à rétrécir la largeur des gerbes et donc à favoriser le critère d'isolation utilisé pour établir la réjection π^0/γ .

La comparaison des réjections obtenues, avec et sans correction de la diaphonie, est donnée dans le tableau ci-dessous. Les valeurs de la réjection sont données sans appliquer la méthode de compensation des événements avec $\Delta E_{\gamma\gamma} > 55$ GeV.

	$\epsilon = 87\%$	$\epsilon = 90\%$	$\epsilon = 92\%$
Diaphonie corrigée	9.25	6.6	5.2
Pas de correction	6.6	5.5	4.6

L'effet n'est pas négligeable, la correction de la diaphonie apporte en effet un gain de l'ordre de 20% sur la réjection obtenue.

4.4.4 Conclusion.

Mesure de réjection

L'analyse de la réjection π^0/γ , à partir des données expérimentales, a permis de confirmer les caractéristiques établies par les simulations du détecteur, en mettant en évidence une valeur minimale de la réjection à $\eta = 0.67$: $R > 4.9$ à 90% CL.

Il n'a pas été possible d'effectuer une simulation spécifique du prototype en ce qui concerne le pouvoir séparateur π^0/γ , mais nos résultats ont été comparés à ceux de la simulation d'un calorimètre à segmentation UV dans ATLAS.

Notre réjection surpasse les performances obtenues avec cette simulation : $R = 4.3 \pm 0.5$ [79].

Ce dernier résultat est obtenu en dehors de toute conversion de photon sur le détecteur interne, et en utilisant la forme transverse et longitudinale des gerbes électromagnétiques.

Dans la simulation, le rayon interne du calorimètre est 1.5 m, contre 1.4 mètre dans notre cas [80]. La distance entre les points d'impact des deux photons de désintégration du π^0 sera donc un peu plus grande. Dans le même temps, la largeur des cellules de détection croît d'un facteur plus grand. Si la première modification tend à favoriser la réjection π^0/γ , la seconde tend à la réduire. Globalement on s'attend donc à une perte de réjection qui peut en partie expliquer la différence entre la simulation et notre résultat.

En outre, dans la simulation, les plaques d'absorbeur font 1.5 mm d'épaisseur, contre 1.8 mm sur le prototype. Cette différence peut expliquer, là encore, la plus faible réjection de la simulation.

Notre étude a permis de confirmer un potentiel de réjection des π^0 par le calorimètre électromagnétique $R > 4$ pour une efficacité de 90%. Ce résultat, associé aux mesures des résolutions en énergie et en direction, qui elles ont été confirmées par simulation, nous autorise à conclure positivement sur la possibilité de construire un calorimètre électromagnétique accordéon avec un détecteur de position intégré.

Les différences entre les simulations et les mesures en faisceau sont qualitativement comprises.

Aspect général

Si l'on replace cette étude dans le contexte général d'ATLAS, on voit que le test du prototype UV a permis d'effectuer une transition entre une option à preshower séparé, prévue initialement, et un modèle avec détecteur de position intégré à segmentation η .

En effet, l'option "preshower séparé", c'est à dire avec un module séparé du calorimètre pour l'identification π^0/γ , est plus difficile à positionner qu'un détecteur intégré et peut introduire une dégradation des résolutions, due à la matière non instrumentée entre le preshower et le calorimètre.

L'option "UV intégré" devait permettre de séparer les π^0/γ suivant deux directions, tout en intégrant ce détecteur au corps du calorimètre. Les simulations [37] ont montré qu'en présence de photons convertis sur la matière du détecteur interne, le pouvoir séparateur d'une telle géométrie, à nombre de canaux constant, n'est pas meilleur que celui d'une géométrie à segmentation fine suivant l'axe η . Toutes choses égales par ailleurs, la plus grande facilité de conception et de

construction de cette géométrie a guidé le choix de cette segmentation η pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Partie III

Canal

$$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$$

Chapitre 5

Production, simulation, reconstruction

- *Principe de l'analyse du canal $H^0 \rightarrow 4 \text{ leptons}$*
- *Production des événements signal et bruit de fond au niveau particule*
- *Simulation des détecteurs*
- *Description du programme de reconstruction mis au point :*
 - Interface détecteur interne - calorimètre*
 - Programme du "brem-fit"*
- *Performances de cette reconstruction (masse, efficacité)*

Le chapitre théorique a montré que le canal 4 leptons ($H^0 \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$) constitue le canal de recherche privilégié du boson de Higgs entre 130 et 800 GeV/c². La section efficace du canal 4 leptons est de quelques fb jusqu'à 200 GeV/c², puis de quelques dizaines de fb au-delà.

Les recherches menées ici concernent le domaine de masse allant de 130 GeV/c² à 180 GeV/c², où le boson de Higgs se désintègre en ZZ^* , avec un embranchement encore faible et un Z^* hors couche de masse difficile à identifier.

Les bruits de fond avec un état final à 4 leptons de grande impulsion transverse ($p_T > 5 \text{ GeV}/c$) ont été identifiés au chapitre 1. Ce sont les événements du type $pp \rightarrow ZZ^*$, $pp \rightarrow t\bar{t}$ et $pp \rightarrow Zb\bar{b}$. Si le bruit de fond irréductible ZZ^* a une section efficace de l'ordre de celle du signal, la section efficace inclusive des bruits de fond réductibles ($t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$) la domine par contre d'un facteur 10⁵.

Les caractéristiques cinématiques et topologiques de ces bruits de fond ont été décrites en détail dans ce même chapitre 1.

Ce chapitre est consacré à la production, à la simulation puis à la reconstruction des événements. Le prochain chapitre décrit les méthodes de réjection des bruits de fond. En conclusion, il présente le potentiel d'observabilité du boson de Higgs dans le canal 4 leptons.

Travail effectué

Les événements de signal et de bruits de fond (à l'exception du processus $pp \rightarrow Zb\bar{b}$) sont produits avec PYTHIA 5.7.

L'interaction des particules de l'état final avec la matière du détecteur est alors simulée avec le programme DICE [83] utilisant le logiciel GEANT 3.21 [84].

Dans le souci de préserver le temps de calcul, des simulations rapides sont utilisées lorsque cela est possible. Elles sont basées sur une paramétrisation des performances des différents sous-détecteurs.

Après avoir évalué les différentes efficacités de reconstruction et les réjections aux coupures, le nombre d'événements attendus, pour le signal et les bruits de fond, est calculé pour 3 ans de fonctionnement à basse luminosité ($3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$) et pour une année à haute luminosité (10^5 pb^{-1}).

Une attention particulière a été portée aux différents points qui n'avaient été que partiellement étudiés pour la proposition technique d'ATLAS [81]:

- Effet du bremsstrahlung interne sur l'efficacité du signal (voir note [82]).
- Reconstruction des traces chargées avec un nouveau programme de reconstruction de traces: XKALMAN [91]. Nous avons interfacé ce dernier avec le programme standard de reconstruction.
Les paramètres cinématiques des muons sont déterminés à l'aide des traces reconstruites, tandis que ceux des électrons utilisent à la fois les traces et les données du calorimètre. Une attention particulière a été portée à la réduction des effets du bremsstrahlung.
- Analyse du canal $H^0 \rightarrow 4l$: Efficacité de reconstruction, résolution en masse, réjection des bruits de fonds sur des critères cinématiques ou topologiques (voir note [92]).
 - Résolution en masse.
 - Analyse de l'isolement des leptons et de leur paramètre d'impact transverse après simulation complète.
 - Analyse de l'énergie transverse manquante.
 - Analyse des corrélations angulaires entre leptons (voir note [46]).

5.1 Production du signal et des bruits de fond

Cette section donne une description des lots d'événements utilisés pour les analyses du signal et des bruits de fond.

Les techniques de simulation utilisées et les approximations réalisées sont brièvement décrites pour chacun des lots. Ces approximations seront plus amplement discutées lors du calcul des effets systématiques à la fin de l'analyse.

Comme il a déjà été précisé au chapitre premier, les facteurs K prenant en compte les corrections d'ordre supérieur¹ n'ont pas été utilisés dans nos analyses. Alors que ceux-ci sont calculés pour le signal ($K \simeq 1.5$), ils ne le sont que partiellement pour les bruits de fond [34].

Les événements sont préselectionnés avec des coupures cinématiques lâches, afin de ne conserver que les configurations cinématiques et topologiques proches du signal recherché.

5.1.1 Signal : $pp \rightarrow H^0 \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$

Production

Les événements sont produits en utilisant PYTHIA 5.7 avec le lot de fonctions de structure CTEQL2.

La production est effectuée avec les éléments de matrice des processus dominant la production du signal, à l'exception des processus de production associée de (W, Z) , qui représentent de l'ordre de 4% de la section efficace totale (voir figure 1.10):

MSEL=16	
- $gg \rightarrow H^0$	: Processus dominant. Il se fait via une boucle de tops.
- $ff \rightarrow ffH^0$	: fusion de W^+W^- et ZZ .
- $f\bar{f} \rightarrow H^0$	: Ce dernier processus est dominé par la fusion de tops dans PYTHIA 5.7. Les quarks t initiaux sont produits par parton shower. Cette section efficace est connue pour être surestimée par PYTHIA. Ce mode de production étant faible ($\simeq 1\%$), l'effet est négligé.

La table 5.1 donne les sections efficaces de production du boson de Higgs pour différentes fonctions de structure. La section efficace de production du boson de Higgs au LHC varie d'environ 10% en fonction du choix des fonctions de structure.

Les sections efficaces utilisées pour l'analyse sont une moyenne de ces différentes sections efficaces [33]. Le tableau 5.2 donne les sections efficaces utilisées en définitive.

La désintégration du boson de Higgs est forcée en ZZ^* . Les désintégrations des Z sont elles-mêmes forcées en e^+e^- et $\mu^+\mu^-$. Le processus complet de désintégration utilise le même élément de matrice que $H^0 \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ avec la cinématique appropriée. L'étude que nous avons faite dans [46] a montré que les distributions cinématiques des leptons sont correctement décrites, mais que les corrélations angulaires entre les leptons sont biaisées (couplage $1 - \gamma^5$ pour W , et $g_v - g_a\gamma^5$

¹Dans le cas de PYTHIA, il s'agit de prendre en compte l'ordre suivant le logarithme dominant (NLO) et de le comparer au logarithme dominant (LO)

m_{H^0} (GeV/ c^2)	σ_{tot} (pb) CTEQ2L	σ_{tot} (pb) CTEQ2MS	σ_{tot} (pb) CTEQ2M	σ_{tot} (pb) MRSD
80.0	40.07	43.44	44.30	42.68
100.0	28.36	30.32	30.87	29.84
130.0	18.85	19.80	20.56	19.57
160.0	13.90	14.49	15.25	14.56

Tableau 5.1: Section efficace de production du boson de Higgs pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, une masse du top de 170 GeV/ c^2 , et pour différents lots de fonctions de structure. PYTHIA 5.7 utilise le lot CTEQL2.

$\sigma(pp \rightarrow H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm)$		
m_{H^0} (GeV/ c^2)	$\sigma \times BR$ (CTEQL2) (fb)	$\sigma \times BR$ (moyenne) (fb)
110	0.25	0.39
120	0.92	1.29
130	2.37	2.97
140	4.14	4.87
150	5.01	5.53
160	2.45	2.56
170	1.35	1.40
180	3.13	3.26
190	10.41	10.77

Tableau 5.2: $\sigma \times BR$ pour la production du boson de Higgs dans le canal 4 leptons. Les sections efficaces sont exprimées en fonction des résultats de PYTHIA 5.7 et d'estimations combinant les résultats de plusieurs lots de fonctions de structure, et incluant le récent calcul de la largeur $\Gamma(H^0 \rightarrow b\bar{b})$.

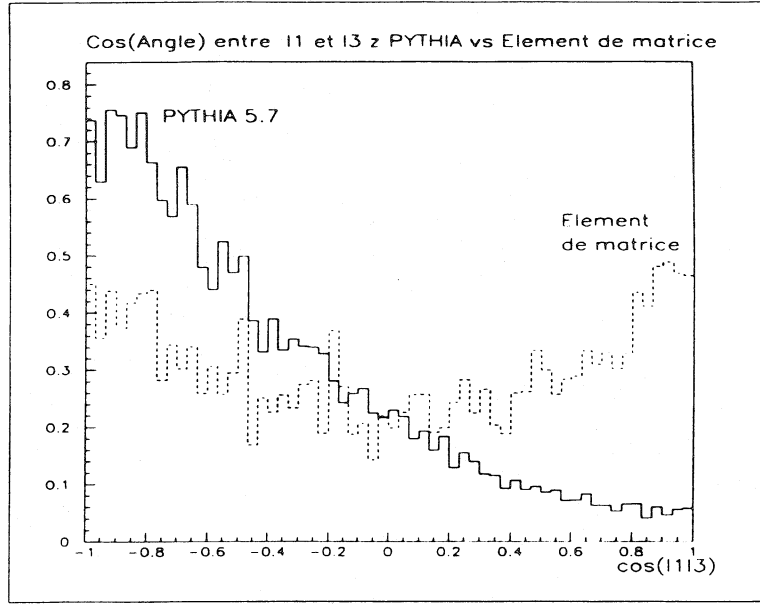


Figure 5.1: Distribution de l'angle dans le plan HZZ^* entre les deux leptons l^- émis par le Z et le Z^* . Prise en compte des éléments de matrice utilisés dans PYTHIA 5.7 (ligne continue) et de l'élément exact calculé dans [46] (points).

pour Z). La figure 5.1 montre la corrélation entre les deux leptons l^- , obtenue avec PYTHIA d'une part, et avec un monte-carlo incluant l'élément de matrice exact² d'autre part.

Cet élément de matrice complet est intégré à PYTHIA 6.1 [104].

Nous pensons que ce biais n'affecte pas les résultats présentés ici. Ces derniers sont en effet principalement basées sur des coupures sur les impulsions des leptons, sur les masses reconstruites du Z et du Z^* , ou sur l'isolement des leptons.

Afin de décrire correctement l'émission de photons aux vertex de désintégration des Z (bremsstrahlung interne), le programme PHOTOS 5.7 a été interfacé avec PYTHIA. Dans l'étude [82] nous avons estimé à 10% la perte d'efficacité découlant de l'introduction du bremsstrahlung interne.

La figure 5.2 montre le nombre de photons émis par les muons et les électrons dans la désintégration des Z . La valeur moyenne de l'impulsion transverse des photons est $\langle p_T \rangle = 5.6 \text{ GeV}/c$.

Lots disponibles

Nous avons produit des lots de 5000 à 10000 événements $H^0 \rightarrow 4e, 4\mu, 2e2\mu$ pour des masses du boson de Higgs allant de $120 \text{ GeV}/c^2$ à $250 \text{ GeV}/c^2$.

Les masses $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{H^0} = 170 \text{ GeV}/c^2$ sont plus particulièrement étudiées (voir chapitre 1 figure 1.11). La masse de $130 \text{ GeV}/c^2$ constitue dans

²L'annexe A) décrit la calcul de l'élément de matrice exact

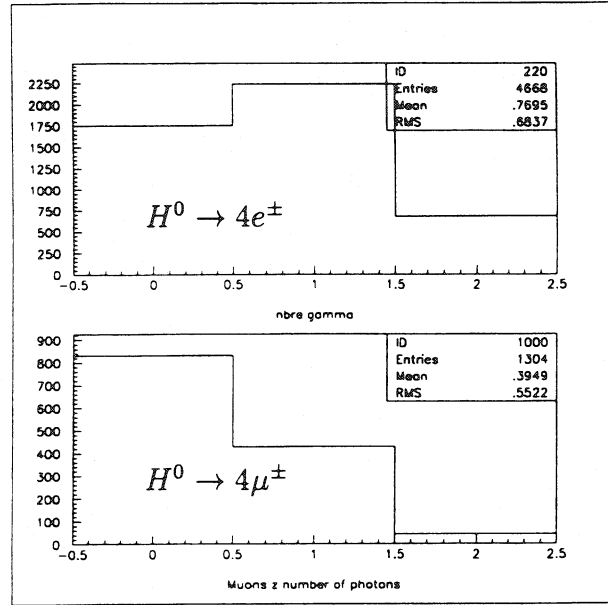


Figure 5.2: Nombre de photons émis par PHOTOS (sur les lots $H^0 \rightarrow 4e$ et $H^0 \rightarrow 4\mu$). Dans PHOTOS, les photons sont coupés par $E_\gamma > 1\% m_Z$.

cette analyse l'entrée du domaine où il est possible de rechercher le boson de Higgs. A $m_{H^0} \simeq 170 \text{ GeV}/c^2$, le rapport d'embranchement $H^0 \rightarrow ZZ^*$ décroît fortement (ouverture maximale du canal $H^0 \rightarrow W^+W^-$).

5.1.2 Bruit de fond $pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 4l$

Production

Les événements ont été produits avec PYTHIA 5.7 pour des modes de désintégration ($ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 4e$, $ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 4\mu$, $ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 2e2\mu$) et pour une luminosité intégrée de $\simeq 6.2 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

Les sections efficaces sont renormalisées par un facteur 1.3 calculé dans [85]. Ce facteur prend en compte la contribution $gg \rightarrow ZZ^*$ qui n'est pas incluse dans PYTHIA 5.7. La cinématique, et notamment l'impulsion des leptons de désintégration est biaisée par l'absence de ces événements³.

³Les spectre en impulsion des leptons produits est plus doux que celui attendu dans la réalité (terme de Sudakov)

Présélection

Un filtrage a été réalisé en demandant que les masses reconstruites du Z et du Z^* passent les coupures suivantes :

$$m_Z^{rec} = m_Z \pm 15 \text{ GeV}/c^2$$

$$10 < m_{34} < 80 \text{ GeV}/c^2$$

où m_{34} désigne la masse reconstruite du Z^* .

Ces coupures permettent de se focaliser sur la zone d'étude en prenant en compte uniquement les processus ZZ^*/γ^* . Cela évite de stocker et de simuler inutilement les événements $pp \rightarrow ZZ$ dont l'effet ne se fait pas ressentir dans le domaine de masses $m_{H^0} = 130 - 180 \text{ GeV}/c^2$ (voir chapitre 6 fig: 6.6).

La section efficace de production du bruit de fond avec ces coupures est $\sigma(pp \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm) = 6.22 \text{ fb}$.

4000 événements ont été produits.

5.1.3 Bruit de fond : $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4l + X$

Lot disponible.

Le bruit de fond $t\bar{t}$ a été produit avec PYTHIA 5.7 et pour une luminosité totale de $0.97 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$, soit la production d'un an de LHC à luminosité nominale.

Le lot de fonction de structures utilisé est CTEQL2. La masse du quark top est fixée à $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$.

Le processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ de PYTHIA inclut les éléments de matrice $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et $gg \rightarrow t\bar{t}$.

La section efficace inclusive de production des événements $t\bar{t}$ est $\sigma = 672 \text{ pb}$.

Les quarks top produits se désintègrent en Wb . Afin de tenir compte des leptons provenant des désintégrations en cascade des quarks b , aucun canal de désintégration n'a été forcé. Les événements avec 4 leptons chargés dans l'état final ($4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$) sont sélectionnés s'ils répondent aux critères suivants :

- 4 leptons avec les bonnes combinaisons de charge dans la gamme de rapidité $|\eta| < 2.7$ et avec une impulsion transverse $p_T > 5.5 \text{ GeV}/c$.
- La masse reconstruite la plus proche de m_Z , parmi les leptons pris deux à deux, doit être comprise dans $m_Z \pm 15 \text{ GeV}/c^2$.

C'est un lot de 50.000 événements qui est finalement disponible.

5.1.4 Bruit de fond : $pp \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow 4l + X$

Production

Les événements ont été produits [86] en utilisant l'élément de matrice complet $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ calculé dans [87]. L'espace des phases de ce processus n'est en effet pas

Processus	Nombre événements	Luminosité intégrée
$H^0 \rightarrow 4l$	5000 ($m_{H^0} = 120 \rightarrow 250 \text{ GeV}/c^2$)	-
$pp \rightarrow ZZ^*/\gamma^* \rightarrow 4l$	4000	$6.2 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4l + X$	50000	$0.97 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$
$pp \rightarrow Zbb \rightarrow 4l + X$	12000	$1.5 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$

Tableau 5.3: Bilan de la production d'événements de signal et de bruits de fond. La seconde colonne donne un aperçu du nombre d'événements disponibles. La dernière colonne résume la luminosité intégrée produite. Ces événements ont été présélectionnés avec diverses coupures. On se référera aux paragraphes qui précèdent pour en obtenir le détail.

correctement décrit dans PYTHIA [88].

Celui-ci a été interfacé avec JETSET pour décrire les processus de l'état final. Le processus $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$, qui ne contribue que au niveau de 10% de la section efficace $gg \rightarrow Zb\bar{b}$, est négligé.

Les événements $Zb\bar{b} \rightarrow 4e$ ont été produits à $\sqrt{s} = 16 \text{ TeV}$. La section efficace intégrée a été renormalisée pour tenir compte du passage à 14 TeV. Elle correspond à $1.5 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$ pour une section efficace de production inclusive $\sigma = 582 \text{ pb}$. Comme pour les événements $t\bar{t}$, les désintégrations des quarks b et des bosons W ne sont pas forcées.

12000 événements contenant 4 leptons ($e^\pm$ ou $\mu^\pm$) dans $|\eta| < 2.7$ ont été sélectionnés avec les coupures suivantes :

- Les leptons doivent avoir une impulsion transverse $p_T > 5 \text{ GeV}/c$.
- Deux d'entre eux doivent avoir $p_T > 20 \text{ GeV}/c$.

5.1.5 Bilan de la production

On dispose de lots d'événements caractéristiques du signal et des bruits de fond (table 5.3). Les propriétés cinématiques et topologiques de ceux-ci sont reproduites, mais la réponse du détecteur n'est accessible qu'après la simulation des effets de celui-ci. Le nombre d'événements de bruit de fond réductible (environ 1 an de LHC à haute luminosité) est juste suffisant pour donner de l'ordre de quelques événements après l'application de l'ensemble des critères de réjection. Mais les temps de production (quelques mois) permettent difficilement d'augmenter la statistique d'un facteur significatif.

5.2 Simulation des détecteurs

Nous utilisons deux types de simulations :

- Les simulations rapides utilisent des paramétrisations des performances des détecteurs et sont utilisées sur l'ensemble des événements.
- Les simulations complètes du détecteur reproduisent l'ensemble des interactions des particules dans le détecteur, mais sont gourmandes en temps de calcul (environ 20 min CPU/HP735 par événement $t\bar{t}$ par exemple.). Elles ne sont utilisées que sur des lots réduits d'événements.

5.2.1 Simulation rapide

Introduction

Les résolutions des détecteurs, les acceptances géométriques, les éventuels défauts et les événements d'empilement sont introduits sur chacune des variables à partir d'une paramétrisation pré-établie.

Niveau particule, calorimètre

Pour ce qui est des analyses cinématiques des électrons et des photons, seuls les calorimètres électromagnétiques sont pris en compte. Le calorimètre est considéré comme un cylindre de rayon 1.5 m s'étendant sur une rapidité allant jusqu'à 2.5. Le calcul du point d'impact des particules sur ce calorimètre tient compte du champ magnétique de 2 Tesla qui règne sur le détecteur interne⁴.

La résolution des détecteurs définie dans le chapitre 2 est alors appliquée aux énergies des électrons et des photons. Les électrons et les photons arrivant sur les zones peu instrumentées de la transition tonneau-bouchon ou de la zone tonneau-tonneau centrale ($1.375 < |\eta| < 1.525$, $|\eta| < 0.025$) sont supprimés. Cette hypothèse permet de tenir compte de la faible efficacité de reconstruction dans ces zones (mais reste pessimiste vis-à-vis de ce qui peut être obtenu après simulation complète).

Niveau particules : détecteur interne

Dans les simulations rapides, les performances du détecteur interne ne sont paramétrées que pour ce qui concerne le potentiel de reconstruction des traces des muons, ou pour l'évaluation de l'isolement des leptons chargés.

La résolution appliquée sur l'impulsion et le paramètre d'impact transverse des muons est basée sur les paramétrisations explicitées dans le chapitre 2.

⁴La déviation occasionnée par le champ magnétique, dans la partie tonneau, s'exprime : $\delta\phi = -\frac{0.3}{2p_T} \frac{B \cdot R}{p_T}$, avec $B = 2 \text{ T}$ et $R = 1.5 \text{ m}$

Autres détecteurs simulés au niveau particule

Pour l'étude de l'énergie transverse manquante, les effets de l'ensemble des calorimètres sont introduits dans l'analyse. Cela est réalisé de deux façons :

- En évaluant l'énergie manquante dans une gamme de rapidité jusqu'à 5., et ensuite en affectant à cette énergie l'erreur paramétrée dans le cadre des études faites pour la recherche du Higgs supersymétrique ($A \rightarrow \tau\tau$) [89]. Cette résolution a été obtenue après des simulations complètes des calorimètres électromagnétiques et hadronique tonneau et bouchon, et en utilisant des paramétrisations des calorimètres très à l'avant.

Les résolutions obtenues à basse et haute luminosité sont :

$$\delta p_{(x,y)_{miss}} = 0.46 \times \sqrt{\Sigma E_T} \text{ à basse luminosité (GeV)}$$

$$\delta p_{(x,y)_{miss}} = 0.96 \times \sqrt{\Sigma E_T} \text{ à haute luminosité (GeV)}$$

et l'énergie manquante est définie comme :

$$E_{T_{miss}} = \sqrt{p_{x_{miss}}^2 + p_{y_{miss}}^2}$$

- En utilisant une simulation rapide d'ATLAS (ATLFAST 2.0) [90] qui prend en compte l'ensemble des détecteurs et associe à chacun d'eux une résolution en conséquence. L'énergie déposée sur chacun des détecteurs est ainsi reconstruite pour chacune des particules à partir des paramétrisations évaluées sur des simulations complètes.

5.2.2 Simulation complète du détecteur :

Celle-ci est utilisée pour comprendre en détail les acceptances et les réponses du détecteur.

La simulation est faite avec le programme GEANT. La géométrie reproduite dans les simulations est proche de la géométrie finale d'ATLAS :

- La partie tonneau du calorimètre à argon liquide est correctement décrite mais la partie bouchon diffère légèrement du modèle final. Dans cette région le calorimètre électromagnétique de notre simulation est un calorimètre à échantillonnage plan, sans pré-échantillonneur. Les dernières optimisations réalisées ne sont ainsi pas prises en compte et les performances sont donc sous-estimées.
- Pour le détecteur interne nous utilisons une géométrie proche de celle de la proposition technique à basse luminosité [57] et comprenant la couche de précision dédiée à la physique du B. Ce choix repose sur l'importance prédominante de la basse luminosité pour la recherche du boson de Higgs.

Par contre, la quantité de matière n'est pas reproduite précisément⁵. Cette géométrie tend à sous-estimer son importance et donc à diminuer les effets du bremsstrahlung sur la matière du détecteur. Ces effets seront discutés dans la partie traitant des performances de la reconstruction.

5.3 Reconstruction

Les paragraphes qui suivent décrivent les programmes de reconstruction du détecteur interne et du calorimètre, puis présentent l'algorithme utilisé pour combiner leurs résultats.

Comme il a été dit dans l'introduction de ce chapitre, le travail effectué comprend l'adaptation des routines de reconstruction et d'analyse des détecteurs interne et calorimétrique. Un effort particulier a été porté sur les corrections possibles aux phénomènes de bremsstrahlung, qu'il soient liés aux corrections radiatives (bremsstrahlung interne) ou aux interactions dans la matière du détecteur central (bremsstrahlung externe).

En théorie, la reconstruction des muons combine les informations du spectromètre à muons et du détecteur interne. A l'époque de l'analyse, la simulation du spectromètre à muons n'était pas encore disponible. Les informations de ce détecteur n'ont donc pas été incluses dans les analyses et la reconstruction des événements contenant des muons n'utilise que le détecteur de traces. Le gain apporté par l'utilisation du spectromètre est simplement abordé à la fin du chapitre en terme d'amélioration de la résolution sur la masse du boson de Higgs.

5.3.1 Reconstruction des traces.

Le détecteur de traces est utilisé pour reconstruire les leptons chargés. La reconstruction des traces a été faite avec le programme XKALMAN [91] interfacé avec le programme de reconstruction standard. Le programme XKALMAN utilise des méthodes basées sur les filtres optimaux pour reconstruire une trace à partir des points mesurés dans chacune des couches du détecteur central.

Mécanisme de réduction du bremsstrahlung pour les électrons.

Le programme XKALMAN intègre un algorithme de réduction du bremsstrahlung externe: "L'électron-fit". Celle-ci consiste à rechercher un décrochement sur la trace chargée reconstruite.

⁵A grande rapidité, cette géométrie avait des disques de détecteurs à gaz à la place des détecteur au Silicium

Malgré cela, les paramètres des traces des électrons restent fortement affectés par le bremsstrahlung :

Une trace est caractérisée par 5 paramètres :

- θ son angle polaire.
- ϕ son angle azimuthal.
- p_T son impulsion transverse, reliée à son rayon de courbure.
- Z la position sur l'axe du faisceau de son origine.
- a_0 sa distance de moindre approche dans le plan transverse au point référence (0,0).

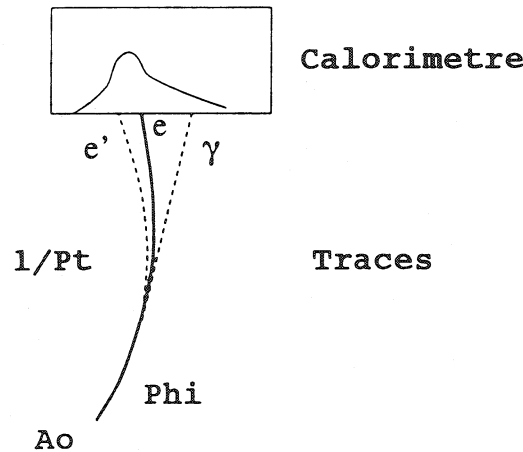


Figure 5.3: Représentation schématique de l'émission d'un photon par un électron dans le détecteur de traces. La ligne continue présente l'événement initial, et les pointillés ce qui est mesuré.

Ce sont essentiellement les paramètres p_T , ϕ , a_0 qui sont affectés par le bremsstrahlung. L'angle ϕ est modifié dans le sens de courbure de la trace et l'impulsion transverse est réduite .

La dégradation de la mesure de l'impulsion transverse et de l'angle ϕ n'affecte pas l'analyse du canal $H^0 \rightarrow 4e^\pm$. Dans cette dernière, on utilise l'énergie reconstruite sur le calorimètre pour calculer l'énergie des particules. Les angles des traces sont utilisés seulement pour dériver les composantes du vecteur directeur de la particule. Nous avons montré par ailleurs [92], que la dégradation de la résolution angulaire, n'affecte la résolution en masse ($\sigma(m_{H^0})$) que au delà de 10 mrad (voir fig 5.4). Les figures 5.5 et 5.6 montrent les angles ϕ mesurés pour des muons et des électrons. Les queues de bremsstrahlung s'étendent à quelques milliradians seulement.

Par contre, l'efficacité au signal lors de la coupure sur le paramètre d'impact, passe de 90% à 63% du fait du bremsstrahlung. Ce résultat est explicité dans

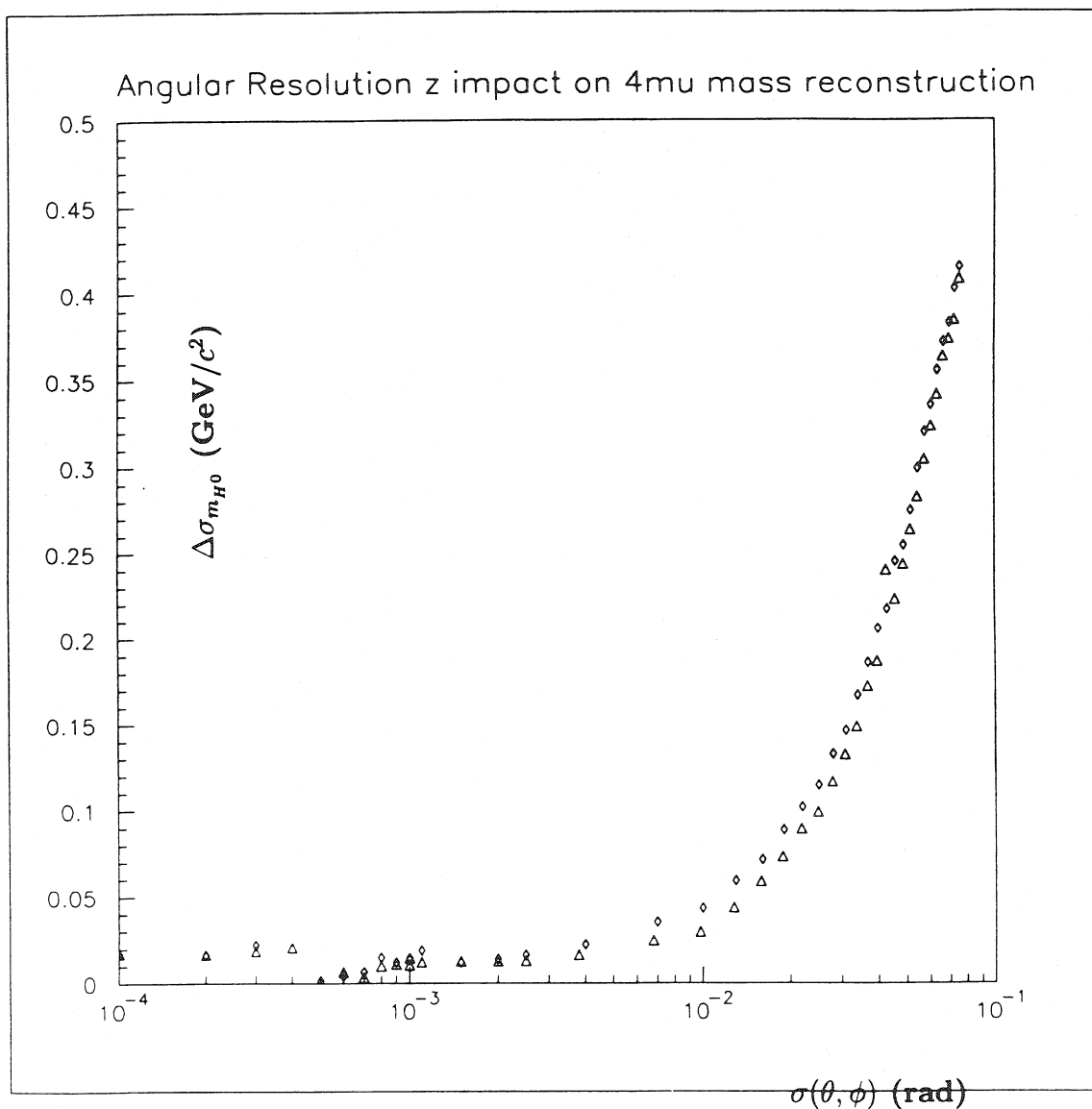


Figure 5.4: $H \rightarrow 4\mu$. Niveau particules. Effet de la résolution angulaire sur la masse reconstruite du boson de Higgs. L'axe vertical montre la variation absolue de la résolution en masse pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de l'incertitude sur les angle ϕ (triangles) ou θ (losanges).

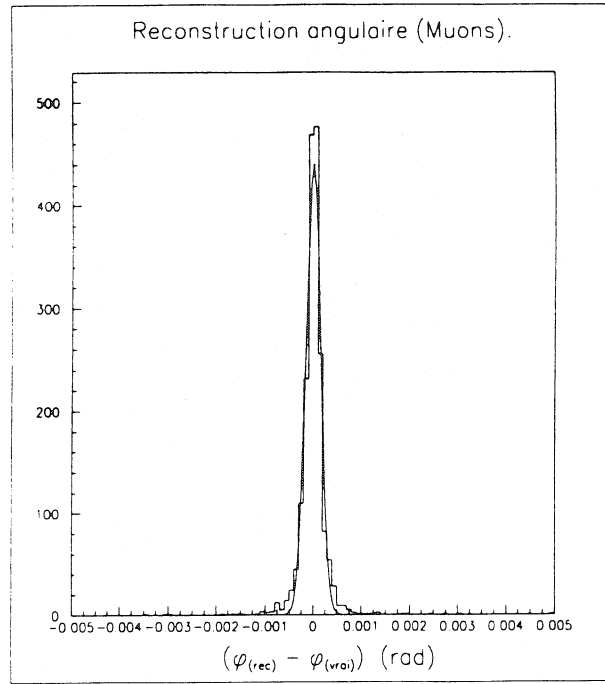


Figure 5.5: $H^0 \rightarrow 4e^\pm$. Résolution sur l'angle ϕ reconstruit pour les muons du signal. ($m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$).
On mesure $\sigma(\phi) = 0.16 \text{ mrad}$.

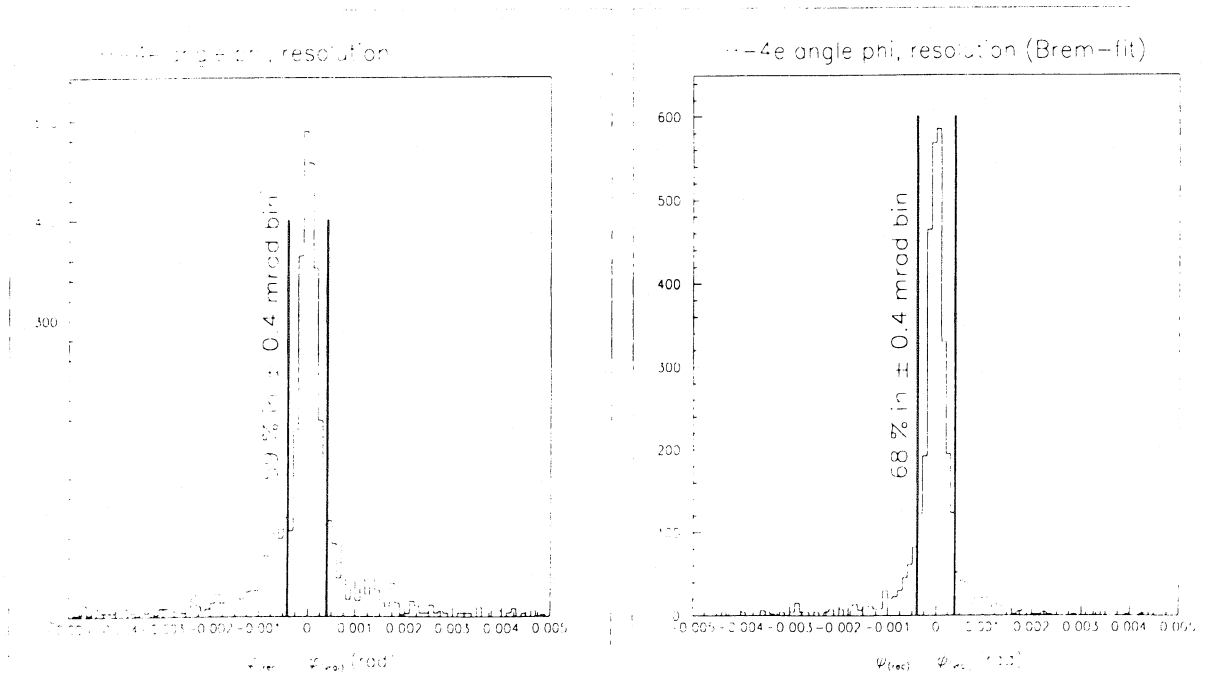


Figure 5.6: $H^0 \rightarrow 4e^\pm$. Résolution sur l'angle ϕ reconstruit pour les électrons du signal ($m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$) avec et sans l'utilisation du brem-fit.

l'analyse de la capacité de réjection des bruits de fond réductibles au moyen du paramètre d'impact transverse (voir chapitre 6).

Afin de réduire cette perte, nous avons interfacé un algorithme spécifique de réduction du bremsstrahlung utilisant les informations du calorimètre : Le "brem-fit" [93].

La reconstruction de l'énergie sur le calorimètre utilise une fenêtre étendue en ϕ (7 cellules = 0.175 rad), avec pour but de récupérer la majeure partie des photons de bremsstrahlung (prochain paragraphe). La position reconstruite sur le second compartiment en prenant le barycentre du dépôt énergétique est indépendante, en première approximation, de l'émission d'un photon de bremsstrahlung. Cette position est mesurée avec une précision de $6mm/\sqrt{E}$ à $25mm/\sqrt{E}$ suivant η [94]. Elle est utilisée pour contraindre l'ajustement paramétrique de la trace, tout en fixant Z et θ . La contrainte consiste à chercher au niveau de chacune des couches du détecteur interne, un décrochement de la trace compatible avec la position sur le calorimètre.

La solution avec le meilleur χ^2 est retenue.

Les figures 5.5 et 5.6 montrent l'amélioration obtenue sur la reconstruction angulaire avec cette méthode. La figure 6.12, de la section 6.4, montre l'effet sur le paramètre d'impact des électrons du signal. On verra dans la section 6.4 que cette correction améliore l'acceptance à la coupure sur le paramètre d'impact transverse de 10% pour les événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.

5.3.2 Reconstruction calorimétrique

Reconstruction de l'énergie

L'énergie des clusters est reconstruite autour d'une cellule initiatrice ($E_T > 2$ GeV) dans une tour de taille ($\delta\eta \times \delta\phi = 0.075 \times 0.175$), soit 3 cellules en η et 7 en ϕ .

L'énergie est définie comme la somme des énergies déposées dans le pré-échantillonneur et les trois compartiments. L'énergie perdue dans la matière inactive en amont du détecteur est corrigée grâce à l'énergie mesurée par le pré-échantillonneur.

L'énergie obtenue est précalibrée sur l'énergie totale, puis corrigée des fuites d'énergie transverse suivant une fonction de η .

Les contributions du bruit électronique et du terme constant du calorimètre sont rajoutées dans l'analyse sur chacun des clusters électromagnétiques reconstruits :

Bruit $L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$	270 MeV
Bruit $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	500 MeV
Terme constant	0.7 %

Nous n'appliquons pas de correction particulière aux gerbes électromagnétiques qui se trouvent dans les régions de transition tonneau-bouchon ou tonneau-

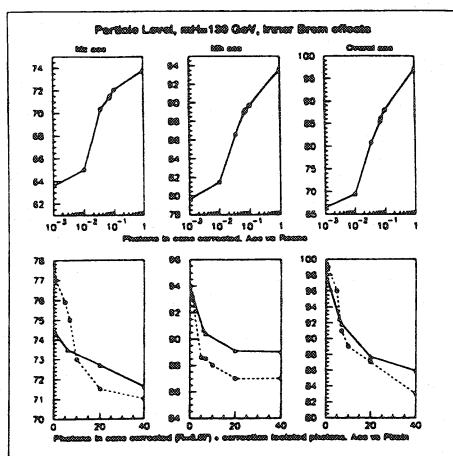


Figure 5.7: Effet du bremsstrahlung interne sur les événements $H^0 \rightarrow (4e)$. Ce graphe présente la perte d'acceptance au coupures cinématiques définies au chapitre 6 pour l'analyse du canal 4 leptons, occasionnée par le bremsstrahlung interne au événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$. Ces variation est exprimée en fonction de la taille du cluster sur le calorimètre.

tonneau et pour lesquelles la mesure de l'énergie est dégradée de plus de 50%. Cette dégradation est visible sur la figure 2.14 du chapitre 2.

Méthode de réduction du bremsstrahlung

L'énergie des photons qui arrivent à proximité des électrons sur le calorimètre est prise en compte lors de la clusterisation. La taille du cluster a été optimisée à 3 cellules en η par sept cellules en ϕ sur le compartiment milieu (0.075×0.175 rad). Il s'agit d'un compromis entre la récupération maximale de l'énergie perdue par bremsstrahlung et l'augmentation des bruits d'électronique et d'empilement.

Une recherche des clusters isolés de photons durs ($E_T > 5$ GeV) permet aussi de corriger une partie des pertes en sommant leur énergie au cluster électromagnétique le plus proche. La figure 5.7 montre à titre d'exemple, la variation de l'efficacité du signal à un lot de coupures cinématiques, lorsque la taille du cluster varie. L'analyse a été menée avec une simulation rapide, et seuls les effets du bremsstrahlung interne sont pris en compte.

C'est cette seconde approche qui a été appliquée aux muons pour corriger les événements pour lesquels un photon dur a été émis. Comme pour les électrons, l'énergie des photons isolés est sommée à celle du muon le plus proche.

La récupération de l'énergie déposée dans un cône autour de la trajectoire du muon n'est pas considérée, car la contribution du bruit sur le calorimètre est dominante et dégrade, dans ce cas, les résolutions en énergies des muons.

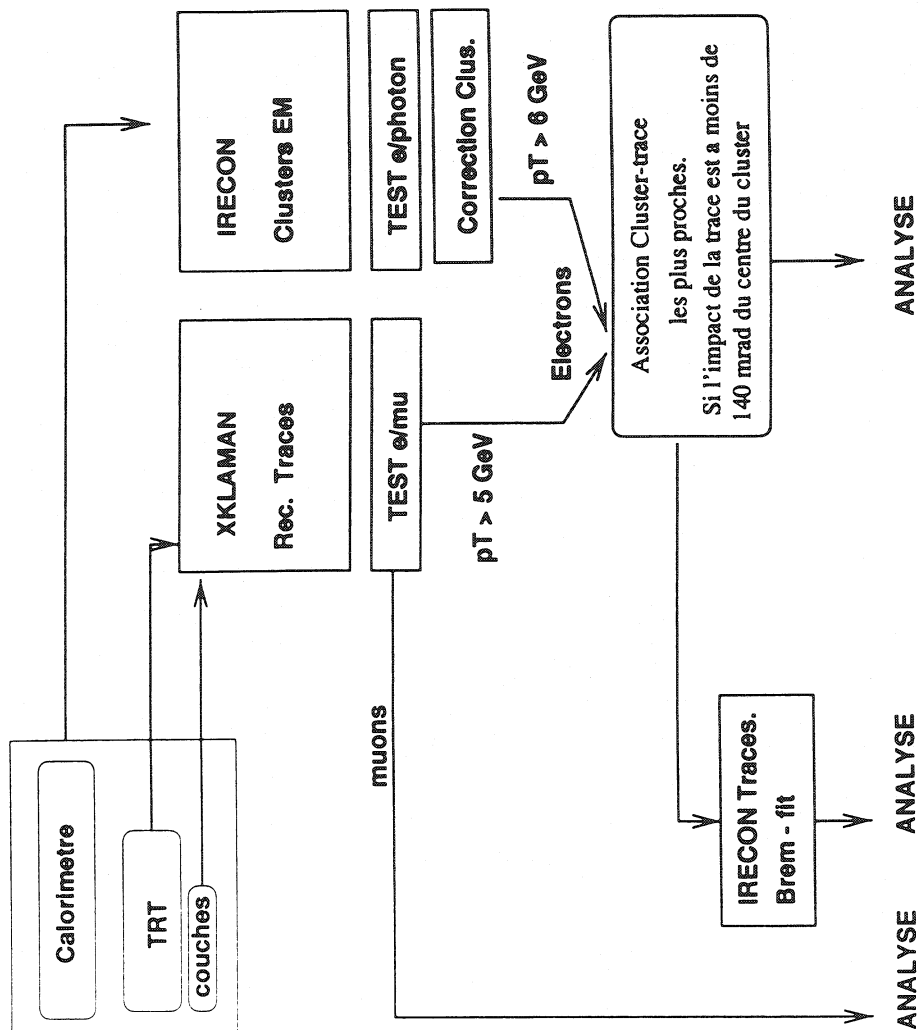


Figure 5.8: Diagramme synoptique du programme mettant en jeu la reconstruction du calorimètre et du détecteur interne.

5.3.3 Combinaison des reconstructions des traces et des clusters :

Dans le cadre de l'analyse faite pour la recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons, l'algorithme schématisé sur la figure 5.8 est utilisé pour combiner les résultats du calorimètre et du détecteur interne. La mise au point de cette reconstruction combinée était nécessaire pour décrire de manière réaliste les performances du détecteur ATLAS dans le canal 4 leptons.

Nous définissons, à ce niveau, un lot de coupures qui vont nous permettre d'effectuer la sélection des clusters et des traces dans la reconstruction. Celle-ci est une variante très lâche des coupures qui seront utilisées, par la suite, dans l'analyse du canal 4 leptons.

- Sur le calorimètre électromagnétique, les 4 clusters les plus énergétiques (en

fonction de E_T) sont sélectionnés. On demande $E_T > 6$ GeV pour chacun d'eux.

- Les traces chargées reconstruites sont sélectionnées lorsque leur impulsion transverse est telle que : $p_T > 5$ GeV/c.
- Ces traces sont associées aux clusters les plus proches. Nous nous basons pour cela sur la variable $D = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Le programme d'analyse reconstruit alors les états finaux de manière réaliste en utilisant, soit les traces pour les muons, soit les énergies des clusters et les angles des traces pour les électrons.

5.4 Performances

Cette section analyse dans le cadre du canal $H^0 \rightarrow 4l$, le potentiel de la reconstruction que nous avons mise au point. Ce potentiel est caractérisé par les mesures suivantes:

- L'efficacité de reconstruction du signal. Celle-ci est définie comme le rapport du nombre d'événements passant les coupures cinématiques au niveau particules, au nombre d'événements passant ces mêmes coupures après simulation complète et reconstruction. Cette efficacité affecte directement la recherche du boson de Higgs.
- Les résolutions en masse sur m_{H^0} et m_Z .

Ces mesures sont effectuées sur les lots d'événements $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ et $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ produits en simulant le bremsstrahlung interne pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. La généralisation de ces résultats aux autres masses est faite à l'aide de simulations rapides.

Le lot de coupures cinématiques utilisé pour évaluer les efficacités de reconstruction est défini comme suit :

- 4 leptons $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ dans une rapidité $|\eta| < 2.5$
- 2 de ces leptons doivent répondre à la coupure $p_T > 20 \text{ GeV}/c$
- La masse reconstruite de deux des leptons m_Z^{rec} doit être telle que :
 $m_Z - 15 < m_Z^{rec} < m_Z + 6 \text{ GeV}/c^2$.
- La masse reconstruite des deux leptons restants doit être telle que :
 $m_{34} > 20 \text{ GeV}/c^2$ pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

Le prochain chapitre décrira en détail ces coupures cinématiques et leur rôle dans la réjection des bruits de fonds. Pour l'instant, elle ne servent qu'à définir un cadre "réaliste" pour l'analyse des performances.

5.4.1 Reconstruction de l'état final: $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$

Nous évaluons les performances de la reconstruction sur le lot d'événements $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

Détecteur de traces

La résolution en masse mesurée après l'ensemble des coupures cinématiques est

$$\sigma_m = 1.9 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2 \text{ (fig 5.9)}$$

93% des événements passant les coupures cinématiques au niveau particules passent encore ces coupures après simulation complète et reconstruction. Cela correspond à une efficacité à la reconstruction de 98.2% par muon.

Les événements dans les queues sont dus majoritairement au bremsstrahlung

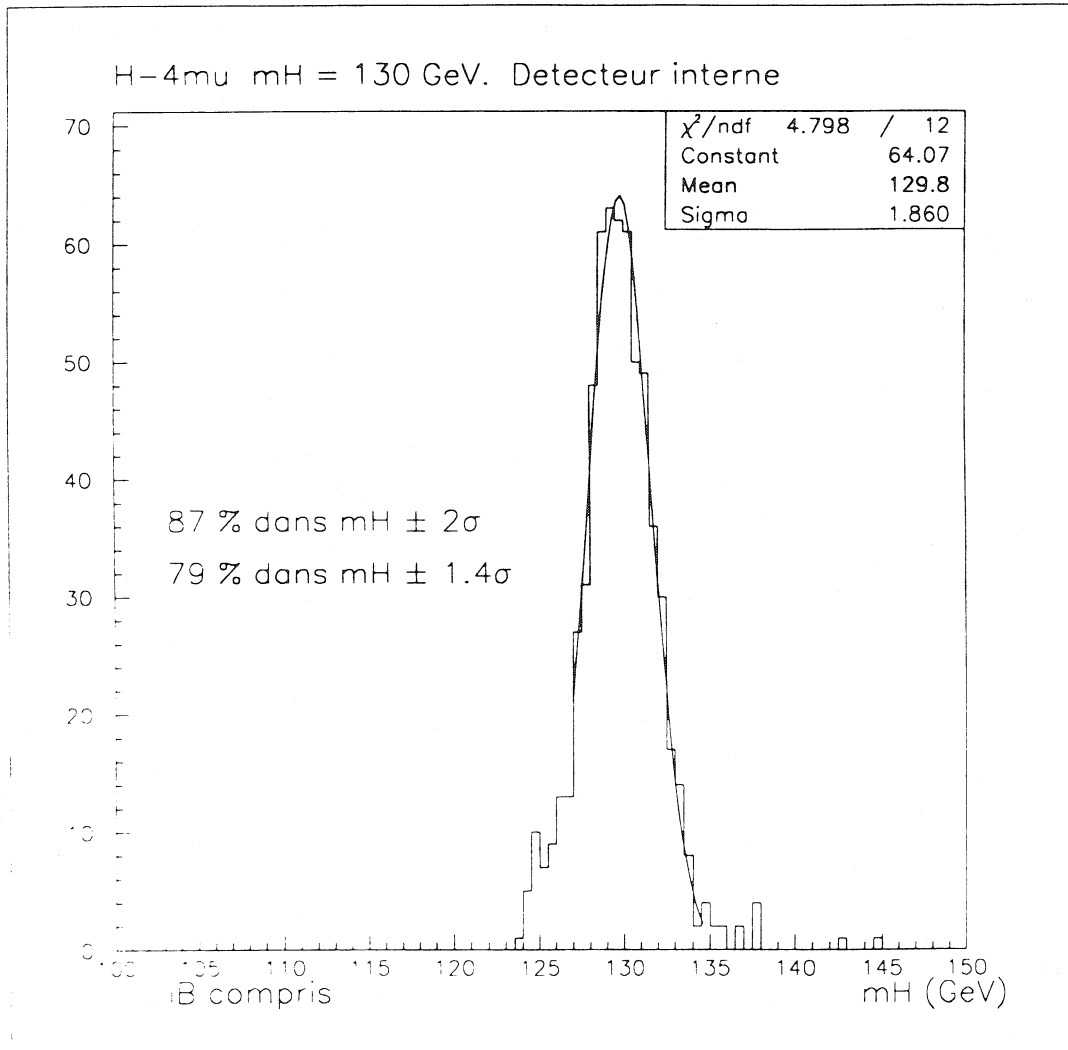


Figure 5.9: Masse reconstruite avec le détecteur de traces pour $H^0 \rightarrow 4\mu$ et $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

interne. Parmi les événements sélectionnés avec les coupures, 87% (79%) sont compris dans une zone de masse de $\pm 2\sigma$ ($\pm 1.4\sigma$) autour de la masse du boson de Higgs produit⁶. Cette acceptation est corrélée à la coupure sur m_Z^{rec} appliquée pour sélectionner le signal. La restriction de cette coupure, à $m_Z - 6 < m_Z^{rec} < m_Z + 6$ GeV/ c^2 , fait croître cette acceptation à 90.2% (80.3%). Cette amélioration est due la suppression d'une partie des événements mal reconstruits pas la coupure sur m_Z^{rec} .

Effet des angles

Comme il a déjà été dit, la résolution en masse obtenue est dominée par la résolution sur l'impulsion des muons. La résolution, de l'ordre d'une fraction de mrad pour les angles azimuthal et polaire ($\sigma_\phi = 0.16$ mrad, $\sigma_\theta = 0.46$ mrad.) (voir figure 5.10), n'a qu'un effet négligeable sur la masse⁷.

Reconstruction de la masse du Z

La résolution sur la masse reconstruite du Z est $\sigma(m_Z) = 2.60 \pm 0.15$ GeV/ c^2 pour le lot correspondant à $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2 . Une queue apparait sur la gauche de la distribution (fig 5.11). Elle est due aux Z hors couche de masse.

Combinaison du spectromètre et du détecteur de traces

La résolution en masse obtenue avec le spectromètre à muons a été mesurée dans [81] [43]. Pour $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2 , $\sigma_{m_{H^0}} = 1.95 \pm 0.08$ GeV/ c^2 , avec une efficacité de reconstruction $\epsilon = 72\%$. Cette faible efficacité de reconstruction est principalement due à l'importante inefficacité de reocnstruction du programme utilisé à l'époque de la proposition technique, aux pertes d'énergie, et aux zones mortes. Les développements et études en cours sur la reconstruction permettront d'améliorer largement cette efficacité de reconstruction, que nous conserverons dans la suite à des fins conservatives.

Si l'on considère que cette résolution en masse est décorélée de la mesure réalisée avec le détecteur interne, alors il est possible de les combiner afin d'améliorer la résolution. En théorie, une résolution optimale $\sigma_{m_{H^0}} = 1.4$ GeV/ c^2 devrait pouvoir être atteinte. Jusqu'à présent, les mesures combinées effectuées pour la proposition technique ont donné $\sigma_{m_{H^0}} = 1.6$ GeV/ c^2 . Cette résolution sera améliorée dans le futur par les corrections de l'énergie perdue, par les muons, en amont du spectromètre.

⁶Dans une situation purement gaussienne, ces proportions seraient 95% (83.8%)

⁷Une étude au niveau particule a montré que l'effet de la résolution angulaire se fait sentir sur la résolution en masse au dessus d'un seuil de l'ordre de 10 mrad (cf figure 5.4).

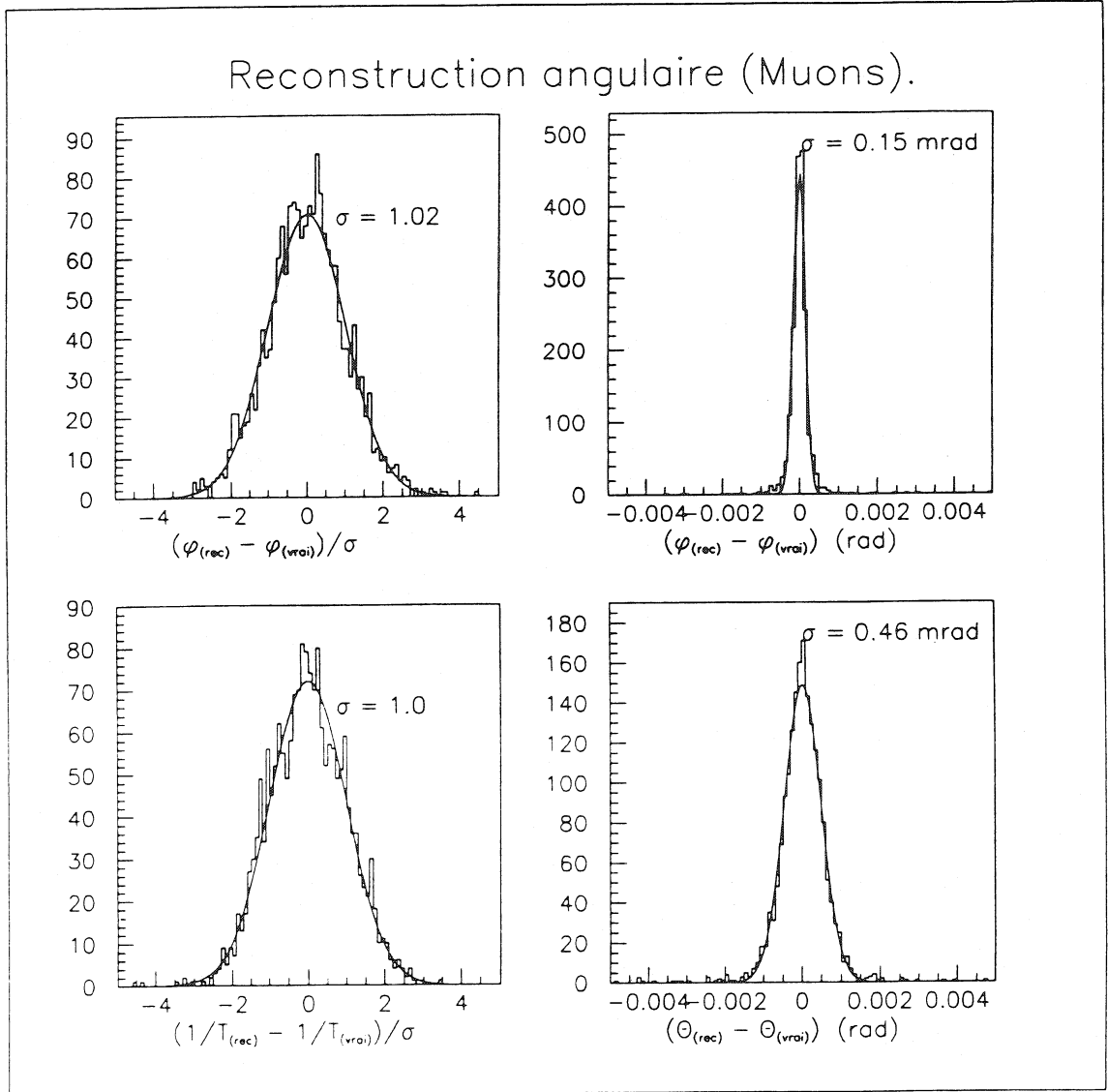


Figure 5.10: Reconstruction angulaire $H^0 \rightarrow 4\mu$. Les figures de gauche montrent les erreurs mesurées sur les angles polaires et azimutaux divisées par les erreurs provenant de la matrice de covariance du fit. La distribution de ce quotient $\frac{\varphi_{\text{rec}} - \varphi_{\text{vrai}}}{\sigma_\varphi}$ est une gaussienne de valeur moyenne nulle, et d'écart quadratique $\sigma \simeq 1$.

La partie droite du diagramme, représente les résolutions obtenues sur les angles ϕ et θ . $\sigma_\phi = 0.15 \pm 0.05$ mrad, et $\sigma_\theta = 0.46 \pm 0.07$ mrad.

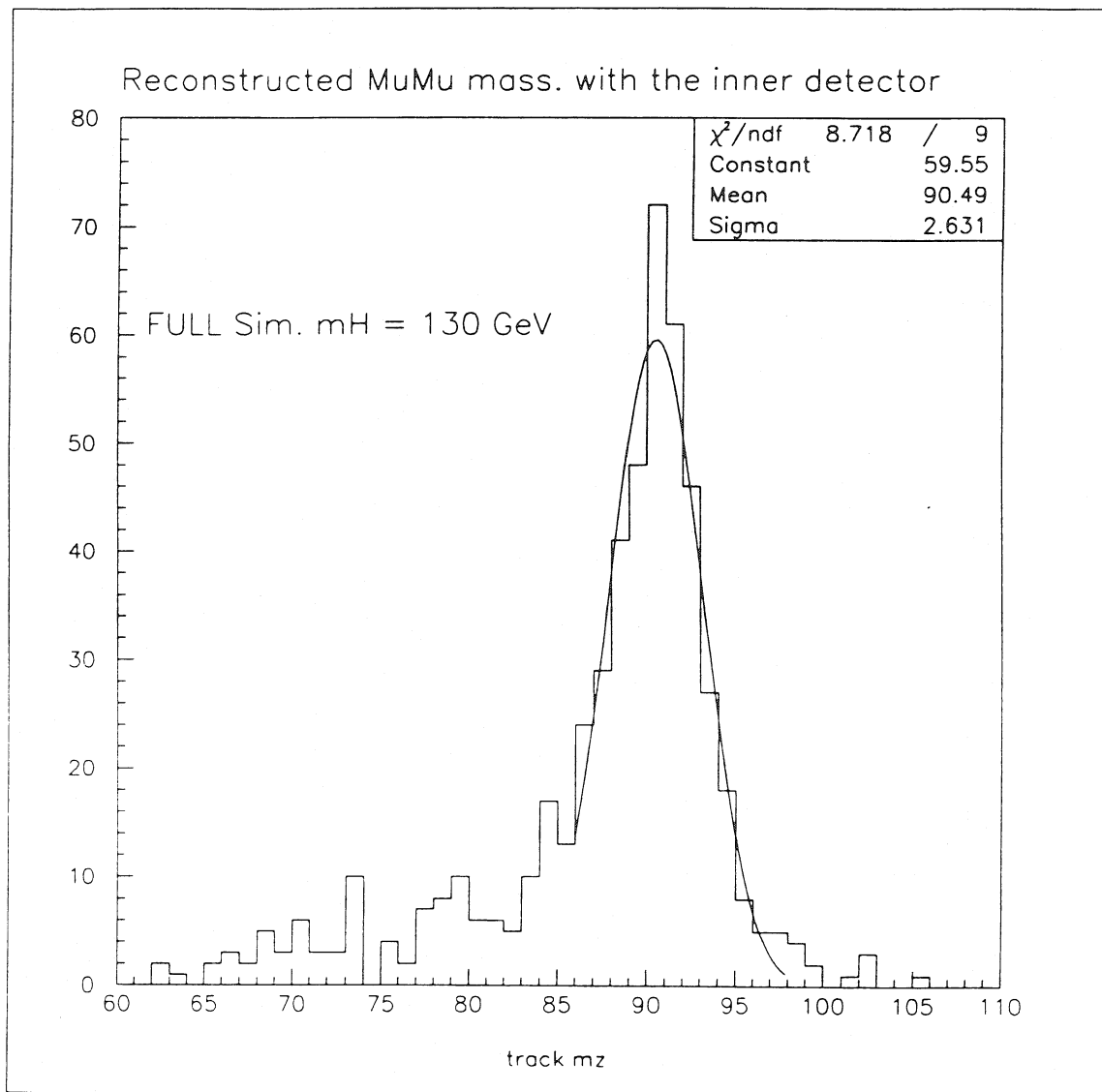


Figure 5.11: Masse reconstruite du Z à partir du lot $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ avec $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. La queue est principalement due aux Z hors couches de masse.

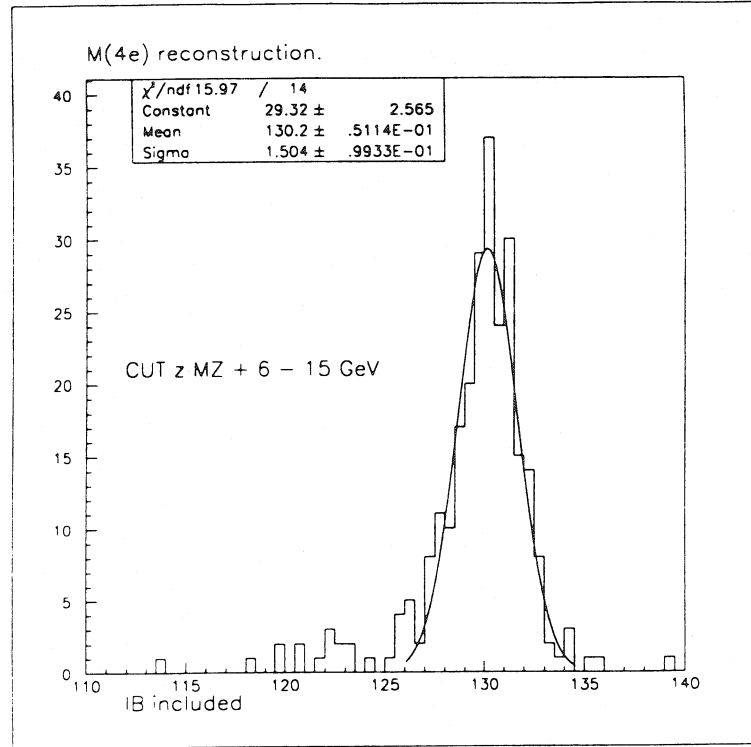


Figure 5.12: Masse reconstruite du boson de Higgs dans le canal 4 électrons pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Le bremsstrahlung interne est inclu, et les coupures cinématiques appliquées. La coupure sur m_Z^{rec} est relâchée à $m_Z - 15 + 6 \text{ GeV}/c^2$.

5.4.2 Reconstruction de l'état final: $H^0 \rightarrow 4e^\pm$

Reconstruction combinée: Calorimètre, détecteur interne

Les événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ sont reconstruits avec le calorimètre et le détecteur de traces. On mesure une résolution en masse $\sigma_{m_H} = 1.50 \pm 0.10 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 5.12 montre la distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs.

Pour obtenir cette résolution, nous avons appliqué à chaque électron, la contribution du bruit électronique, à basse luminosité, dans un cluster (270 MeV) et le terme constant du calorimètre (0.7 %). La table 5.13 donne les contributions des différents termes de la résolution en énergie du calorimètre à la résolution en masse. Les effets du bremsstrahlung interne sont négligeables sur la résolution en masse lorsque les corrections sont utilisées.

L'efficacité de reconstruction globale mesurée est de 70%. Elle correspond comme précédemment, au rapport du nombre d'événements passant les coupures cinématiques après reconstruction, au nombre d'événements passant ces coupures au niveau particules.

$m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. $H^0 \rightarrow 4e^\pm$, $L=10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Total	1.50 GeV/c^2
Terme stochastique	1.3 GeV/c^2
Terme Constant	0.52 GeV/c^2
Bruit et empilement	0.53 GeV/c^2

Figure 5.13: Contribution des différents termes à la résolution en masse pour le signal $H^0 \rightarrow 4e^\pm$, à basse luminosité.

Ce terme peut être séparé en deux contributions.

- 85% des événements, avec $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$ passent encore ces coupures et sont associés à une trace de haute impulsion ($p_T > 5 \text{ GeV}/c$) après reconstruction.
- Parmi ceux-ci, 83% des événements passant les coupures cinématiques au niveau particule, les passent encore après reconstruction.

Le premier terme est dominé par la capacité de reconstruire correctement la trace associée à l'électron et à l'associer à un cluster. Il dépend donc fortement des phénomènes de bremsstrahlung. Par comparaison aux muons, on estime que le bremsstrahlung est responsable de 8% de perte d'efficacité de reconstruction de trace pour les électrons venant des événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.

Le second terme est relié à la qualité de reconstruction de l'énergie des électrons, et dépend donc essentiellement de la résolution du calorimètre.

Ce chiffre global de 70% est à rapprocher du facteur $0.9^4 = 66\%$, qui correspond à l'efficacité estimée pour la reconstruction et l'identification des électrons dans ATLAS. Dans notre analyse, cette efficacité "canonique" se répartit à la fois sur cette efficacité de reconstruction et sur les acceptances aux coupures d'isolation et cinématiques effectuées dans la suite de l'analyse.

Parmi les événements reconstruits et sélectionnés, 85% (74%) sont dans une fenêtre de masse de $\pm 2\sigma$ ($\pm 1.4\sigma$) autour de m_{H^0} . Cela correspond à une perte de moins de 1% par rapport à l'analyse faite en utilisant non pas les angles reconstruits par le détecteur de traces, mais les angles cinématiques.

Comme pour l'état final $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$, cette acceptance augmente à 90% (78%) lorsque l'on resserre la coupure sur $m_Z^{rec} = m_Z \pm 6 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la proposition technique, cette acceptance était 93%. Mais cette mesure ne tenait pas compte du bremsstrahlung interne, ni des événements avec un des électrons dans la transition tonneau-bouchon.

Effet de la transition tonneau-bouchon

Les résultats qui ont été donnés, intègrent les événements dont un des leptons se trouve dans la zone de transition tonneau-bouchon et dont la reconstruction de l'énergie est dégradée. Nous n'avons pas appliqué de correction particulière à ces événements.

20% des événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ dont les 4 électrons ($p_T > 5 \text{ GeV}/c$) sont dans la gamme de rapidité $|\eta| < 2.5$, ont l'un au moins de leur électron qui arrive dans la zone ($1.375 < \eta < 1.525$). L'efficacité aux coupures cinématiques de ces événements est seulement de 47%, contre 92% pour les autres événements. Cette faible efficacité fait tomber l'efficacité de reconstruction totale de 76% à 70%.

Fonctionnement à luminosité nominale

L'ensemble des résultats mentionnés ci-dessus s'entendent pour un fonctionnement à basse luminosité du LHC, c'est à dire sans événements empilés. Dans le cadre du fonctionnement à $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce sont principalement les performances du calorimètre électromagnétique qui se trouvent affectées par la présence du bruit d'empilement.

En présence de l'empilement, le terme de bruit passe de $\sigma = 270 \text{ MeV}$ à $\sigma = 500 \text{ MeV}$. La contribution du terme de bruit à la résolution en masse croit alors de $\sigma = 0.53 \text{ GeV}$ à $\sigma = 0.96 \text{ GeV}$ dans le canal 4 électrons pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. La résolution en masse mesurée après une simulation complète du lot $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ correspondant à $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$ est alors $\sigma = 1.70 \pm 0.10 \text{ GeV}/c^2$.

Reconstruction de la masse du Z

La reconstruction de la masse du Z avec le calorimètre permet là encore de caractériser ses performances. Pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$, la résolution sur la masse reconstruite du Z est $\sigma_{m_Z} = 2.55 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$, une partie des Z sont hors couche de masse. Les figures 5.14, 5.15, 5.16, montrent la distribution de la masse reconstruite pour l'ensemble des événements, pour les événements sans bremsstrahlung interne, et enfin pour les événements sans bremsstrahlung interne et sur couche de masse ($m_Z^{\text{kin}} \pm 6 \text{ GeV}/c^2$). Cette dernière distribution fait ressortir les effets du détecteur. On mesure alors $\sigma_{m_Z} = 2.4 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$.

Reconstruction avec le détecteur interne.

Dans ce paragraphe, nous montrons que la reconstruction des états finaux avec des électrons est difficile avec le détecteur interne.

Les événements analysés sont préalablement sélectionnés avec le lot de coupure cinématiques, appliqué aux informations provenant du calorimètre. La coupure sur la masse reconstruite du Z sur le calorimètre est durcie : $|m_Z - m_Z^{\text{rec-calor}}| <$

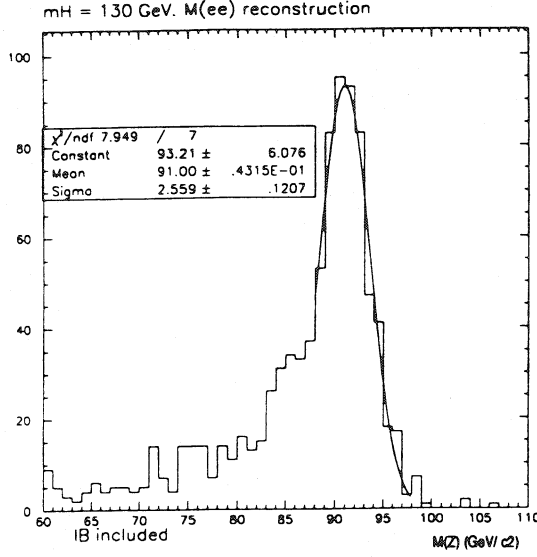


Figure 5.14: Masse reconstruite du Z sur le lot d'événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

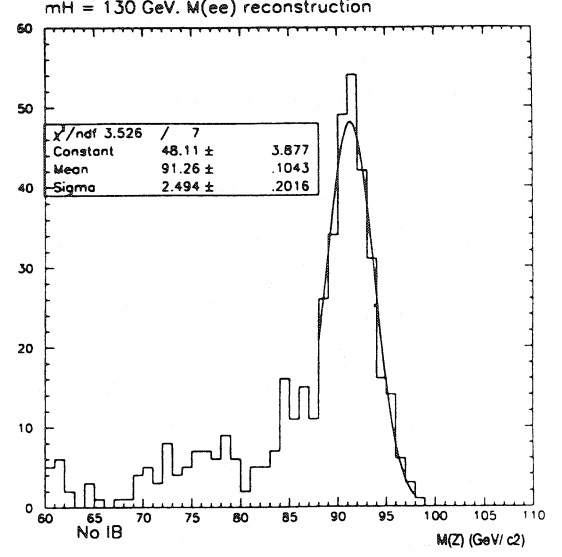


Figure 5.15: Masse reconstruite du Z sur le lot d'événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Les événements avec du bremsstrahlung interne sont retirés.

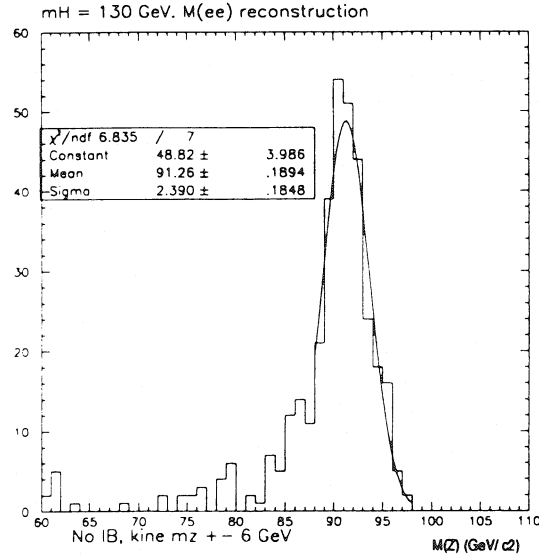


Figure 5.16: Masse reconstruite du Z sur le lot d'événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Les événements avec du bremsstrahlung interne sont retirés. Une coupure $m_Z^{rec} = 91.2 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$ est appliquée au niveau particules.

6 GeV/c².

La résolution en masse mesurée est $\sigma = 3.9 \pm 0.2$ GeV/c². Hormis les corrections du bremsstrahlung avec les algorithmes du brem-fit et de l'électron fit, nous avons appliqué une correction à partir de la masse reconstruite du Z :

Après que les coupures cinématiques ont été appliquées sur les impulsions reconstruites sur le calorimètre, on observe une corrélation entre la masse reconstruite du boson de Higgs et la masse reconstruite du Z (fig 5.17).

La correction appliquée à la masse reconstruite du boson de Higgs est alors définie par :

$$m_{H^0} = m_{Al} + (m_Z - m_Z^{rec})$$

Cette correction n'est appliquée que dans la mesure où $m_Z^{rec} < m_Z - 6$ GeV/c².

Sans cette correction la résolution est nettement dégradée par la queue radiative et conduit alors à $\sigma = 5.5 \pm 0.5$ GeV/c².

Avec cette correction, mais sans le brem-fit, la résolution passe à $\sigma = 4.6 \pm 0.5$ GeV/c².

5.4.3 reconstruction de l'état final : $H^0 \rightarrow 2e^\pm 2\mu^\pm$

Les états finaux $2e^\pm 2\mu^\pm$ représentent 50% de l'espace de phase du canal 4 leptons. Il avait déjà été montré dans [81] que la reconstruction de ces événements donne des résultats intermédiaires à ceux des événements $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ et à ceux des événements $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$. La résolution en masse a été à nouveau mesurée, pour les 3 types d'états finaux, en effectuant une simulation rapide du calorimètre et du détecteur interne. La figure 5.18 montre l'évolution des résolutions obtenues en fonction de la masse du boson de Higgs.

5.5 Conclusion

Résultats

Les techniques utilisées dans cette reconstruction permettent d'évaluer dans un cadre réaliste (sans utiliser de données cinématiques), la capacité pour le détecteur ATLAS de reconstruire le signal avec le calorimètre et le détecteur de traces. Les acceptances aux coupures cinématiques sont entachées d'une efficacité de reconstruction qui est de 93% pour $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ et de 70% pour $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.

Avec l'utilisation du spectromètre à muons, la résolution en masse sur les événements $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ est de $\sigma = 1.6 \pm 0.1$ GeV/c². Toutefois, l'efficacité de reconstruction du spectromètre dégrade l'acceptance au signal ($\epsilon = 72\%$).

Les acceptances à $m_{H^0} \pm 1.4\sigma$ dépendent des coupures cinématiques appliquées pour sélectionner le signal. Nous utilisons les coupures optimisées pour la recherche du boson de Higgs à 130 GeV/c² (chap. 6).

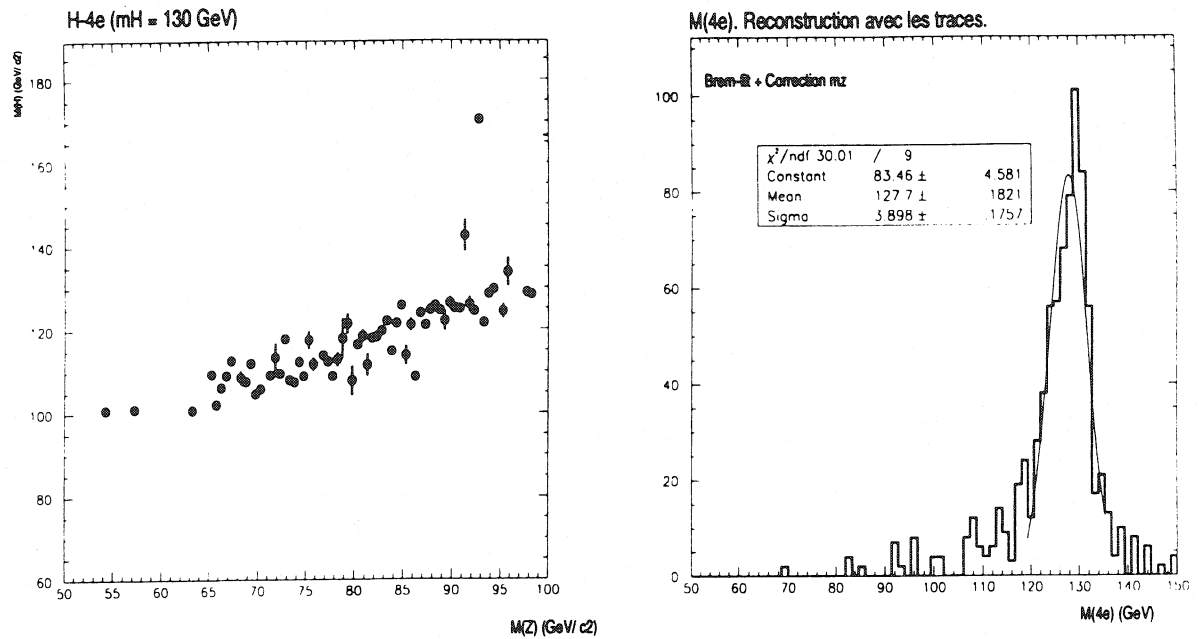


Figure 5.17: Reconstruction de m_{H^0} pour $H^0 \rightarrow 4e^\pm$ avec le détecteur de traces. A gauche : m_{H^0} versus m_Z^{rec} . Une coupure a été appliquée auparavant sur la masse reconstruite du Z sur le calorimètre ($m_Z - 6 < m_Z^{\text{calo}} < m_Z + 6$ GeV/c²). A droite la distribution en masse obtenue après correction.

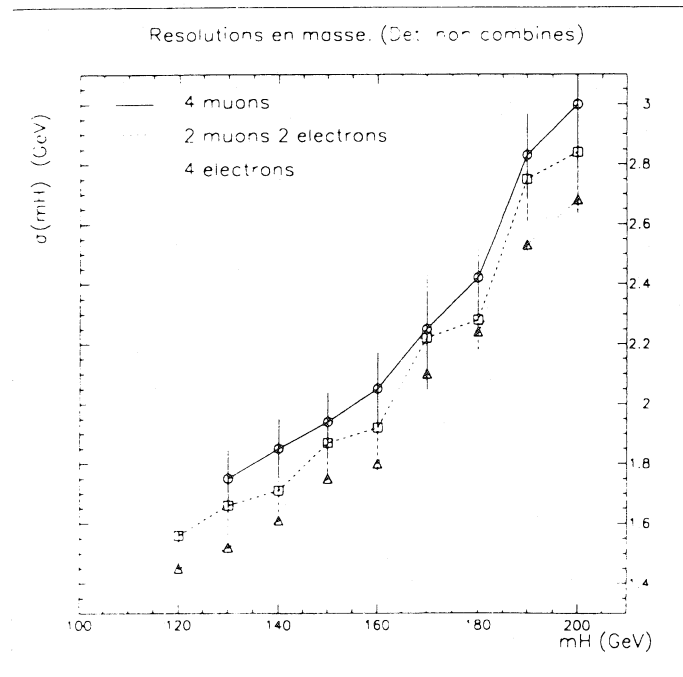


Figure 5.18: Résolution sur la masse reconstruite du boson de Higgs évaluée entre $m_{H^0} = 120$ GeV/c² et $m_{H^0} = 180$ GeV/c². L'étude a été faite au niveau particules pour trois lots $H^0 \rightarrow 4\mu$, $H^0 \rightarrow 2e2\mu$ et $H^0 \rightarrow 4e$. La reconstruction des électrons correspond à $L = 10^{33}$ cm⁻²s⁻¹.

$m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$, Simulation complete			
	$H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$		$H^0 \rightarrow 4e^\pm$
	INDET seul	INDET + MUONS	CALO
ϵ_{rec}	93%	67%	70%
$\sigma_{m_H} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	1.9 ± 0.1	$1.6 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$	1.5 ± 0.1
$\epsilon(m_{H^0} \pm 1.4\sigma)$	79%	-	74%

Le tableau ci-dessus résume les performances de la reconstruction, les résolutions sur les masses restent dans les deux modes nettement en dessous de $2 \text{ GeV}/c^2$ pour un boson de Higgs de $130 \text{ GeV}/c^2$.

Exploitation pour la recherche du boson de Higgs

Les résolutions et les acceptances obtenues ci-dessus seront utilisées telles quelles dans le chapitre prochain pour la recherche du H^0 .

On notera toutefois que la géométrie du détecteur interne, telle qu'elle est définie, ne reproduit pas parfaitement la distribution de la matière des couches de détection. Les résultats, obtenus avec une meilleure description de la géométrie du détecteur interne [58], montrent que la résolution en masse n'est pas dégradée mais que l'acceptance dans l'intervalle de masse décroît de 8%. Nous tiendrons compte de ces incertitudes dans l'analyse finale sur l'observabilité du boson de Higgs.

Chapitre 6

Réjection des bruits de fond

- Définition et optimisation des coupures cinématiques.
- Etude de la réjection du $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ avec l'isolation.
- Etude de la réjection du $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ avec le paramètre d'impact transverse.
- Evaluation du potentiel de réjection de l'énergie transverse manquante.
- Bilan général de la reconstruction et de la réjection des bruits de fond.
- Evaluation de l'observabilité du boson de Higgs.
- Généralisation au boson H du MSSM.

Ce chapitre présente les performances du détecteur en terme de réjection des bruits de fond. La première section décrit les coupures cinématiques permettant de sélectionner le signal. La seconde décrit les réjections obtensibles avec le critère d'isolement des leptons et avec le paramètre d'impact transverse¹. En conclusion, nous décrivons le potentiel d'observabilité du boson de Higgs pour trois années de fonctionnement à basse luminosité et une année à haute luminosité.

6.1 Coupures cinématiques

Le lot de coupures cinématiques a déjà été évoqué au chapitre précédent. Nous avons utilisé ces coupures dans le but de sélectionner les événements du signal, avant de mesurer les performances de la reconstruction. L'origine de ces coupures n'avait pas été discutée.

Dans cette partie, nous montrons comment les coupures cinématiques sont optimisées pour la sélection du signal et la réjection des bruits de fond.

Ces coupures sont optimisées pour obtenir la meilleure pertinence statistique en fin d'analyse. Cela revient à les optimiser pour la réjection du bruit de fond irréductible $pp \rightarrow ZZ^*$. Les bruits de fond réductibles sont en effet largement diminués, dans la suite de l'analyse, par les coupures sur l'isolement et le paramètre

¹Distance minimale d'approche de la trajectoire du lepton au vertex dans le plan transverse

d'impact des leptons.

6.1.1 Impulsion et rapidité des leptons

L'étendue du domaine de rapidité est fixée par la couverture angulaire du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$) qui est utilisé pour l'identification des leptons et la réjection des bruits de fond. La figure 6.1 montre l'évolution de la pertinence statistique relative, en fonction du domaine de rapidité considéré, en ne prenant en compte que le signal et le bruit de fond ZZ^*/γ^* .

Le gain entre 2.5 et 3 en rapidité est limité à 5%.

En ce qui concerne les coupures en impulsion, on considère deux seuils de coupure : Un seuil pour les deux leptons de plus grande impulsion transverse, et un seuil pour les deux leptons de plus faible impulsion transverse (respectivement : p_{T2} et p_{T4}). Le choix de la coupure p_{T2} est fixé par le système de déclenchement qui requiert deux leptons d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV/c. La figure 6.2 montre la variation de la pertinence statistique relative, en fonction de cette coupure, pour $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2 et $m_{H^0} = 170$ GeV/ c^2 . La figure 6.3 montre les taux de déclenchement de niveau 1 attendus pour différentes valeurs de cette coupure. Celui-ci peut être comparé au taux maximum sur ATLAS qui doit être 75 kHz.

La seconde coupure, sur p_{T4} , est fixée à 7 GeV/c. Cette valeur est un compromis entre l'évolution de la pertinence statistique relative (fig 6.2) et la facilité d'identification des leptons pour des impulsions transverses plus élevées.

6.1.2 Coupure sur m_Z^{rec}

m_Z^{rec} désigne la masse reconstruite du Z en utilisant la meilleure combinaison possible parmi les 4 leptons.

Cette variable permet de rejeter le bruit de fond non résonnant $t\bar{t}$. Dans les précédentes analyses, c'est la coupure $m_Z^{rec} = m_Z \pm 6$ GeV/ c^2 qui avait été utilisée, car elle optimise cette réjection. Mais pour les bosons de Higgs de faible masse, une partie des Z sont hors couche de masse et cette coupure stricte réduit l'acceptance au signal.

Comme le bruit de fond $t\bar{t}$ est négligeable après les coupures d'isolation et de paramètre d'impact (voir 6.5), nous relâchons la coupure afin d'augmenter l'acceptance au signal.

$$m_Z - \Delta m_{cut} < m_Z^{rec} < m_Z + 6 \text{ GeV}/c^2$$

Pour $m_{H^0} = 130$ GeV/ c^2 , le passage $\Delta m_{cut} = 6 \rightarrow 15$ GeV/ c^2 induit un gain de 10% sur la pertinence statistique finale.

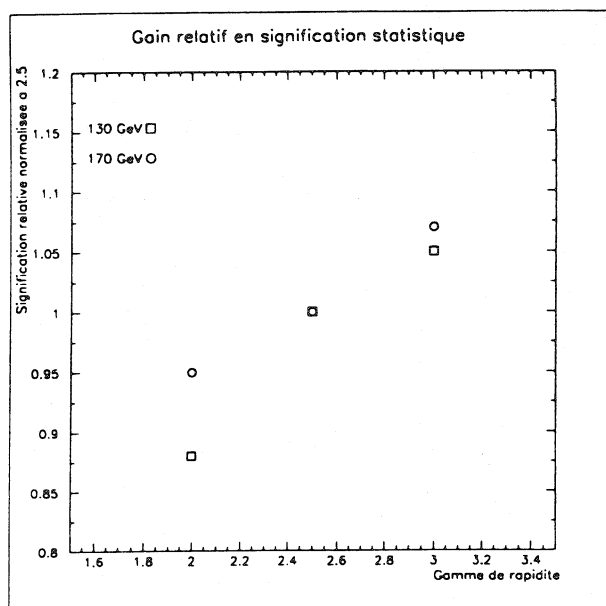


Figure 6.1: Gain relatif en pertinence statistique en fonction du domaine de rapidité ouvert à l'acceptance des leptons.

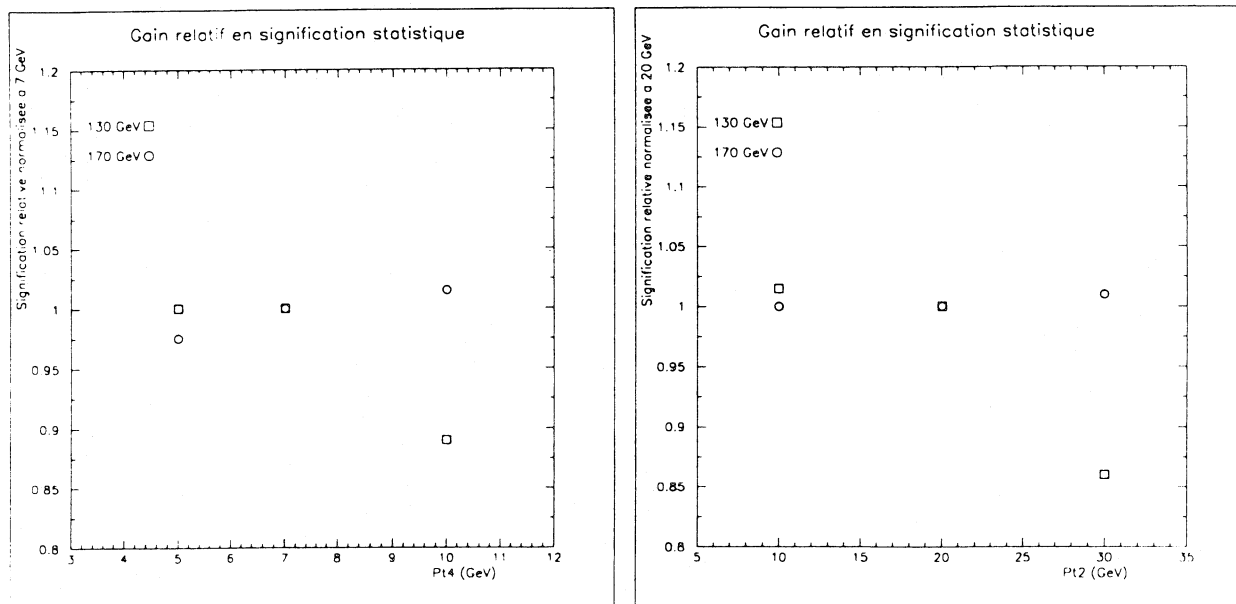
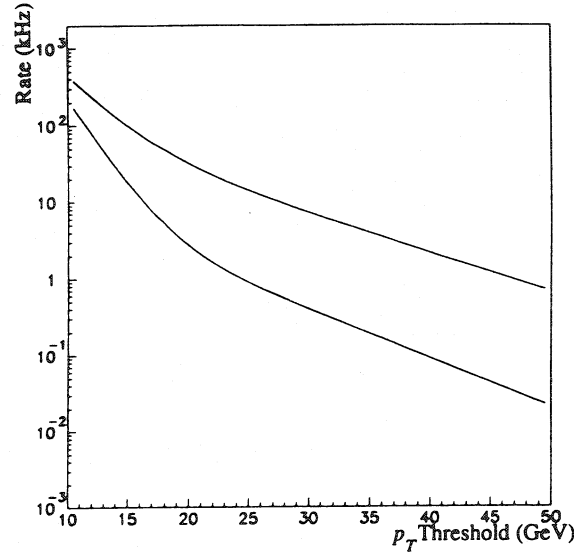


Figure 6.2: Gain relatif en pertinence statistique, en fonction des coupures sur le second lepton et le 4ème lepton, classés par ordre décroissant d'impulsion transverse.



p_T^{high} (GeV/c)	10	15	20	25	30
2 cluster $p_T > p_T^{high}$	400 kHz	100 kHz	40 kHz	15 kHz	9 kHz
+ isolation	200 kHz	20 kHz	5 kHz	2 kHz	0.6 kHz

Figure 6.3: Taux de déclenchement à haute luminosité en fonction du seuil en impulsion transverse pour les deux clusters les plus énergétiques à haute luminosité. La courbe la plus haute ne comprend que la sélection sur les impulsions. La courbe inférieure comprend en sus une coupure d'isolation. Figure tirée de ([57] p 145)

La figure 6.4 montre les distributions de m_Z pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{H^0} = 170 \text{ GeV}/c^2$ établies au niveau particule. Les barres indiquent la coupure envisagée initialement. La figure du bas montre l'évolution de l'acceptance du signal et des différents bruits de fond, en fonction de cette coupure, dans le cas d'un boson de Higgs de $130 \text{ GeV}/c^2$.

La table 6.1 indique la valeur de Δm_{cut} optimisée pour chacune des masses. Cette optimisation est réalisée sur la pertinence statistique finale, et prend en compte, le gain en efficacité aux coupures cinématiques, l'augmentation des bruits de fonds, et l'évolution de l'acceptance du signal dans $m_{H^0} \pm 1.4\sigma$.

6.1.3 Masse reconstruite du Z^*

On désigne par m_{Z^*} la masse reconstruite des deux leptons restants. Celle-ci représente la masse du Z^* dans les événements $H^0 \rightarrow ZZ^*$.

La coupure sur cette variable permet de rejeter le pôle γ^* du bruit irréductible,

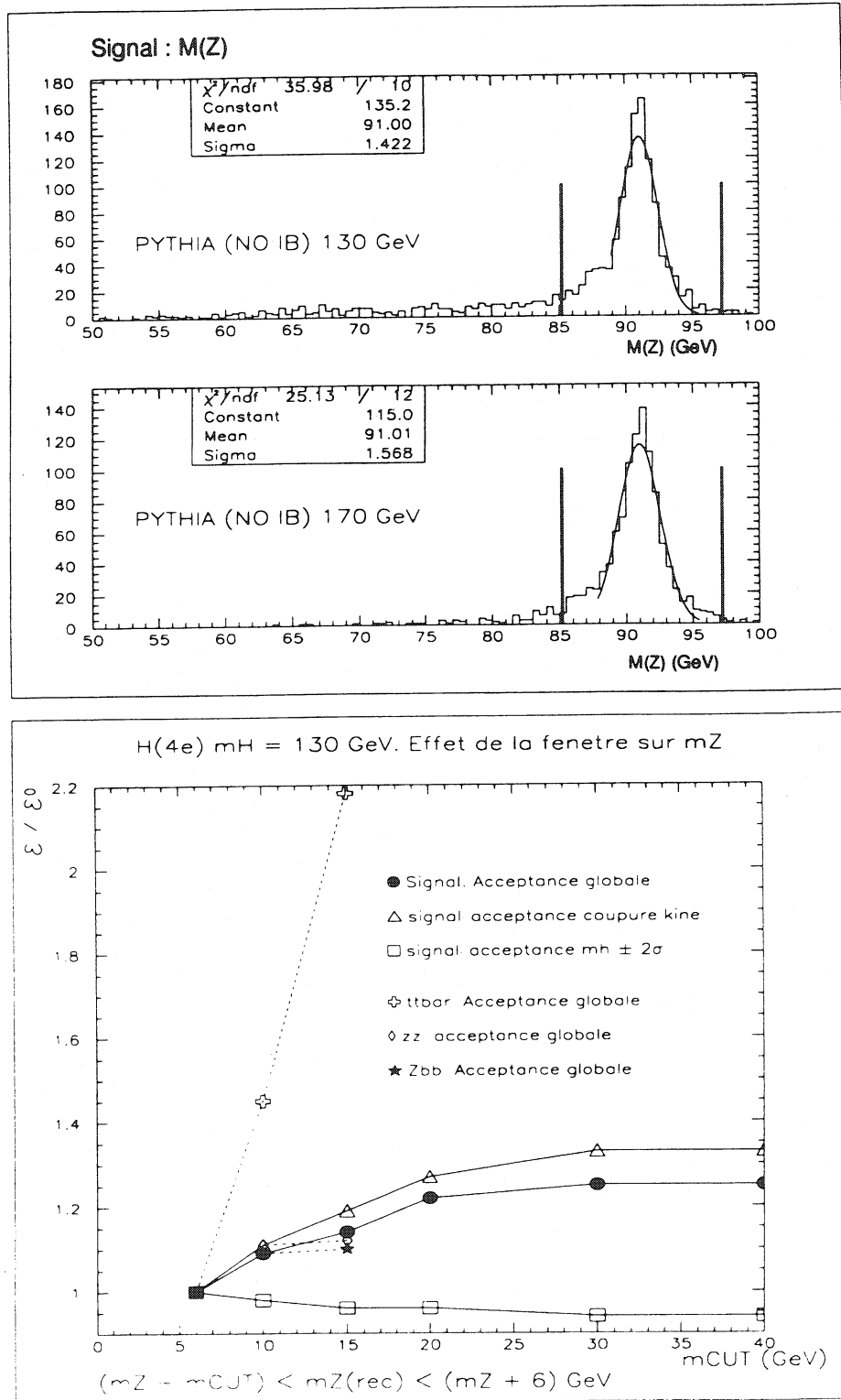


Figure 6.4: (haut): Masse du Z pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{H^0} = 170 \text{ GeV}/c^2$. Le bremsstrahlung interne n'est pas inclu. Niveau particules. (bas): Evolution de l'acceptance aux coupures cinématiques en fonction de la coupure sur m_Z pour le signal et les bruits. Pour le signal, on détaille l'acceptance relative au coupures cinématiques et l'acceptance relative dans un intervalle de masse $m_{H^0} \pm 2\sigma$ après simulation complète.

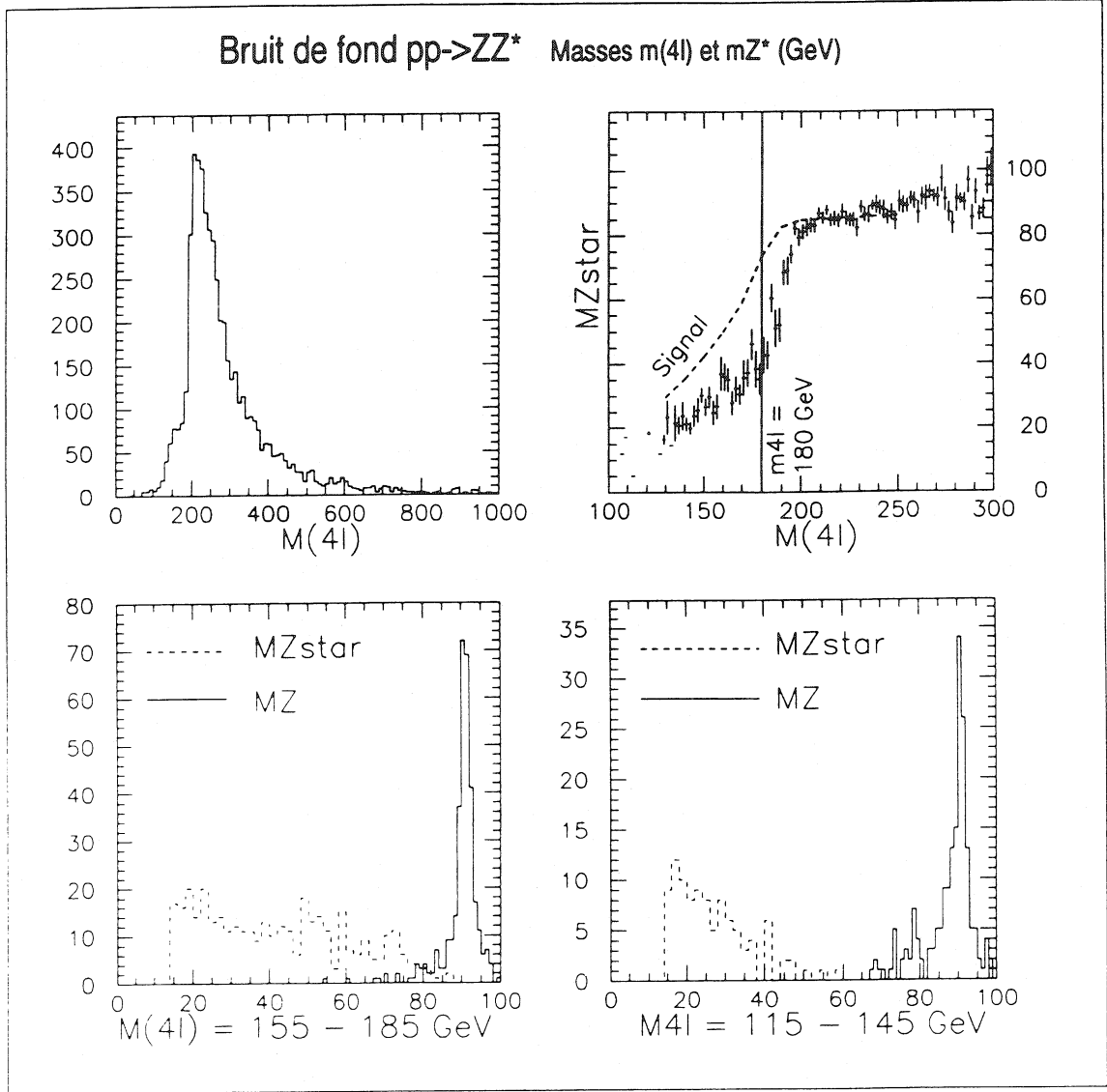


Figure 6.5: Caractéristiques du bruit de fond irréductible. 1) Répartition des événements ZZ^*/γ^* en fonction de la masse reconstruite des 4 leptons ($M(4l)$). 2) Masse reconstruite du Z^* en fonction de $M(4l)$. 3) et 4), Masses du Z et Z^* dans les fenêtres de masse 155-185 GeV/c^2 et 115-145 GeV/c^2 . Les masses sont données en GeV/c^2 .

m_{H^0} (GeV/ c^2)	120	130	140	150	160	170	180
Δm_{cut} (GeV/ c^2)	20	15	15	10	10	6	6

Tableau 6.1: Coupure sur la masse reconstruite du Z optimisée en fonction de m_{H^0} et définie par la relation : $(m_Z - \Delta m^{cut}) < m_Z^{rec} < m_Z + 6 \text{ GeV}/c^2$.

ainsi que les contributions des leptons venant des désintégrations en cascades des quarks b. Cette coupure est optimisée en fonction de la réjection du bruit de fond irréductible, et est fixée à $m_{Z^*} > 20 \text{ GeV}/c^2$ pour le lot correspondant à $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 6.5 montre que cette coupure dépend de la masse du boson de Higgs. Après optimisation sur la pertinence statistique finale, la coupure sur m_{Z^*} est fixée en fonction de m_{H^0} suivant les valeurs du tableau 6.2.

$m_{H^0} \text{ GeV}/c^2$	120	130	140	150	160	170	180
$m_{Z^*} > (\text{GeV}/c^2)$	15	20	25	30	45	45	60

Tableau 6.2: Coupure sur la masse reconstruite des deux leptons finaux en fonction de la masse du boson de Higgs.

6.1.4 Bilan de la sélection cinématique.

Le tableau 6.3 reprend le lot de coupures cinématiques établies pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$, et donne les variations relatives de la pertinence statistique lors de la modification des différents paramètres. Cette table est évaluée au niveau particules pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$.

Le lot de coupures cinématiques est donc fixé comme suit :

- On doit avoir 4 leptons chargés avec $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ dans une gamme de rapidité $|\eta| < 2.5$. On note $p_{T4} > 7 \text{ GeV}/c$ où p_{T4} désigne l'impulsion transverse du lepton de plus faible impulsion.
- 2 de ces leptons doivent être tels que $p_T > 20 \text{ GeV}/c$. Cela revient à requérir $p_{T2} > 20 \text{ GeV}/c$, où p_{T2} est l'impulsion transverse du second lepton de plus grande impulsion.
- $m_Z - \Delta m^{cut} < m_Z^{rec} < m_Z + 6 \text{ GeV}/c^2$. La valeur de Δm^{cut} est définie dans le tableau 6.5.
- $m_{Z^*} > M(m_{H^0})$. La coupure $M(m_{H^0})$ est définie dans le tableau 6.5.

$m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$, Niveau particules.					
$ \eta $	p_{T2} (GeV/c)	p_{T4} (GeV/c)	m_Z (GeV/ c^2)	m_Z^* (GeV/ c^2)	pertinence relative
2.5	20	7	6	20	référence
2.5	10	7	6	20	1.01
2.5	30	7	6	20	0.85
2.5	20	5	6	20	1.0
2.5	20	10	6	20	0.9
2.5	20	7	15	20	1.1
2.5	20	7	4	20	1.0
2.5	20	7	6	10	1.01
2.5	20	7	6	25	0.90

Tableau 6.3: pertinence statistique relative, en fonction de différents lots de coupures cinématiques.

Coupure	Efficacité pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$
4 leptons $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ dans $ \eta < 2.5$	67%
$p_{T4} > 7 \text{ GeV}/c$	58%
$p_{T2} > 20 \text{ GeV}/c$	54%
$m_Z - 15 < m_Z^{rec} < m_Z + 6 \text{ GeV}/c^2$	42%
$m_{Z^*} > 20 \text{ GeV}/c^2$	36.5%

Tableau 6.4: Efficacité cumulée des coupures cinématiques pour $m_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$

$m_{H^0} \text{ GeV}/c^2$	120	130	140	150	160	170	180
$m_{Z^*} > (\text{GeV}/c^2)$	15	20	25	30	45	45	60
$\Delta m^{cut} (\text{GeV}/c^2)$	20	15	15	10	10	6	6
Efficacité des coupures cinématiques							
$\epsilon \text{ signal } (\%)$	29.3	36.5	43.3	46.6	42.4	51.5	57.5

Tableau 6.5: Acceptance aux coupures cinématiques pour les événements du signal (voir texte). Les lignes " $m_{Z^*} >$ " et " Δm^{cut} " désignent respectivement les valeurs des coupures sur la masse du Z^* et sur la masse du Z , optimisées pour chacune des masses.

L'efficacité à l'ensemble des coupures cinématiques pour $120 < m_{H^0} < 180$ GeV/ c^2 est donnée dans les tables 6.4 et 6.5.

Ces acceptances tiennent compte de la perte d'efficacité de 10% induite par le bremsstrahlung interne.

Une comparaison aux résultats de la proposition technique est donnée dans à la fin de ce chapitre lors du bilan sur les analyses.

Avec cette première sélection, le bruit irréductible est ramené à 10% du signal. Les bruits réductibles sont réduits d'un facteur 10^5 , mais restent de l'ordre de grandeur du signal (fig 6.6). Un facteur de réjection complémentaire doit être obtenu sur ceux-ci pour assurer la mise en évidence du boson de Higgs dans le canal 4 leptons.

Afin de conserver une marge de sécurité sur leurs mécanismes de production, on cherche à réduire les bruits réductibles à moins de 10% du bruit de fond ZZ^* , soit à moins de 1% du signal.

La suite de ce chapitre est dédiée à cette réjection à travers l'utilisation de l'isolement des leptons, de l'identification des b et de l'énergie transverse manquante.

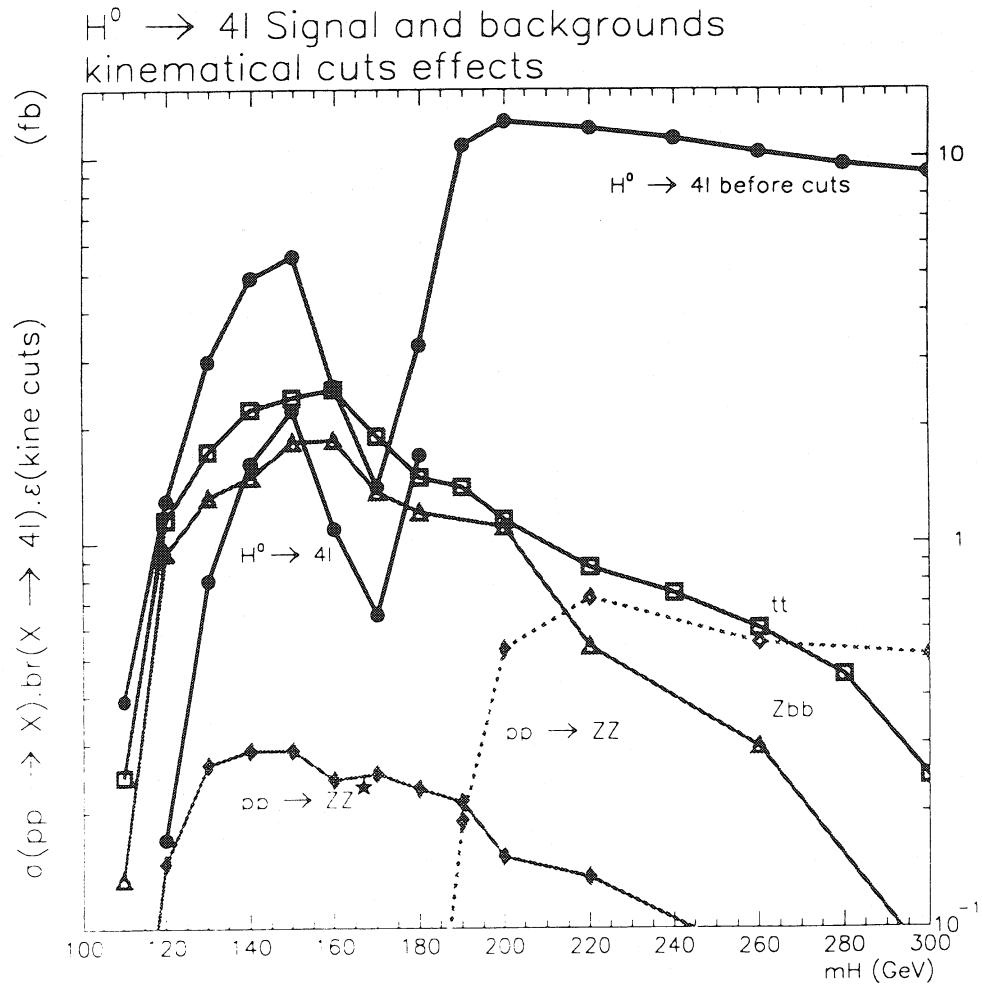


Figure 6.6: Sections efficaces exclusives du signal et des bruits fond, normalisées par les acceptances aux coupures cinématiques. Une fenêtre en masse $m_{H^0} \pm 5 \text{ GeV}/c^2$ est appliquée aux bruits de fond. Les sections efficaces sont normalisées aux résultats de [33].

6.2 Réjection des bruits réductibles

Les leptons des bruits de fond réductibles sont accompagnés de particules provenant de la désintégration des quarks b (les leptons sont alors dits non-isolés). L'étude de l'isolement des leptons permet de différencier le signal des bruits de fond.

Pour cette étude, il est possible d'utiliser le calorimètre électromagnétique et le détecteur de traces (isolation calorimétrique et isolation sur les traces).

Un second moyen de différenciation du signal et des bruits de fond consiste à mettre en évidence le vertex de désintégration décalé des mésons B . Le paramètre d'impact transverse est défini comme la distance minimale d'approche de la trajectoire des leptons au vertex d'interaction dans le plan transverse. Il permet de mettre en évidence l'origine décalée du lepton dans le plan transverse. Il est utilisé par la suite pour supprimer les événements $Zb\bar{b}$ et les événements $t\bar{t}$.

Enfin, l'émission de neutrinos, lors des désintégrations de W dans les événements $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$, est à l'origine d'une énergie transverse manquante supérieure à celle du signal. Celle-ci permet de différencier les bruits de fond réductibles du signal.

Les sections qui suivent décrivent successivement ces quantités, en expliquant comment elles sont utilisées et quelles sont les performances obtenues en terme de réjection.

6.3 Isolation

6.3.1 Performance de l'isolation $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$

La réjection des bruits de fond pour les états finaux 4μ est étudiée à partir de l'isolement sur les traces.

Critère d'isolement

L'isolement d'un lepton est évalué à partir de l'impulsion transverse (p_T^{cone}) de la trace chargée de plus grande impulsion, dans un cône de rayon $R^c=0.2$ autour du lepton.

La réjection est assurée en requérant 4 leptons isolés simultanément. La variable d'isolation correspond alors à l'impulsion transverse la plus grande parmi les 4 variables p_T^{cone} ($p_{T_{max}}$).

La figure 6.7 montre la distribution de cette variable pour le signal et les bruits de fond réductibles.

Demander que seulement deux ou trois leptons soient simultanément isolés, ne permet pas d'atteindre le même niveau de réjection que l'isolation simultanée des 4 leptons :

Lorsque l'on considère les états finaux $4\mu^\pm$, l'isolation simultanée de trois leptons

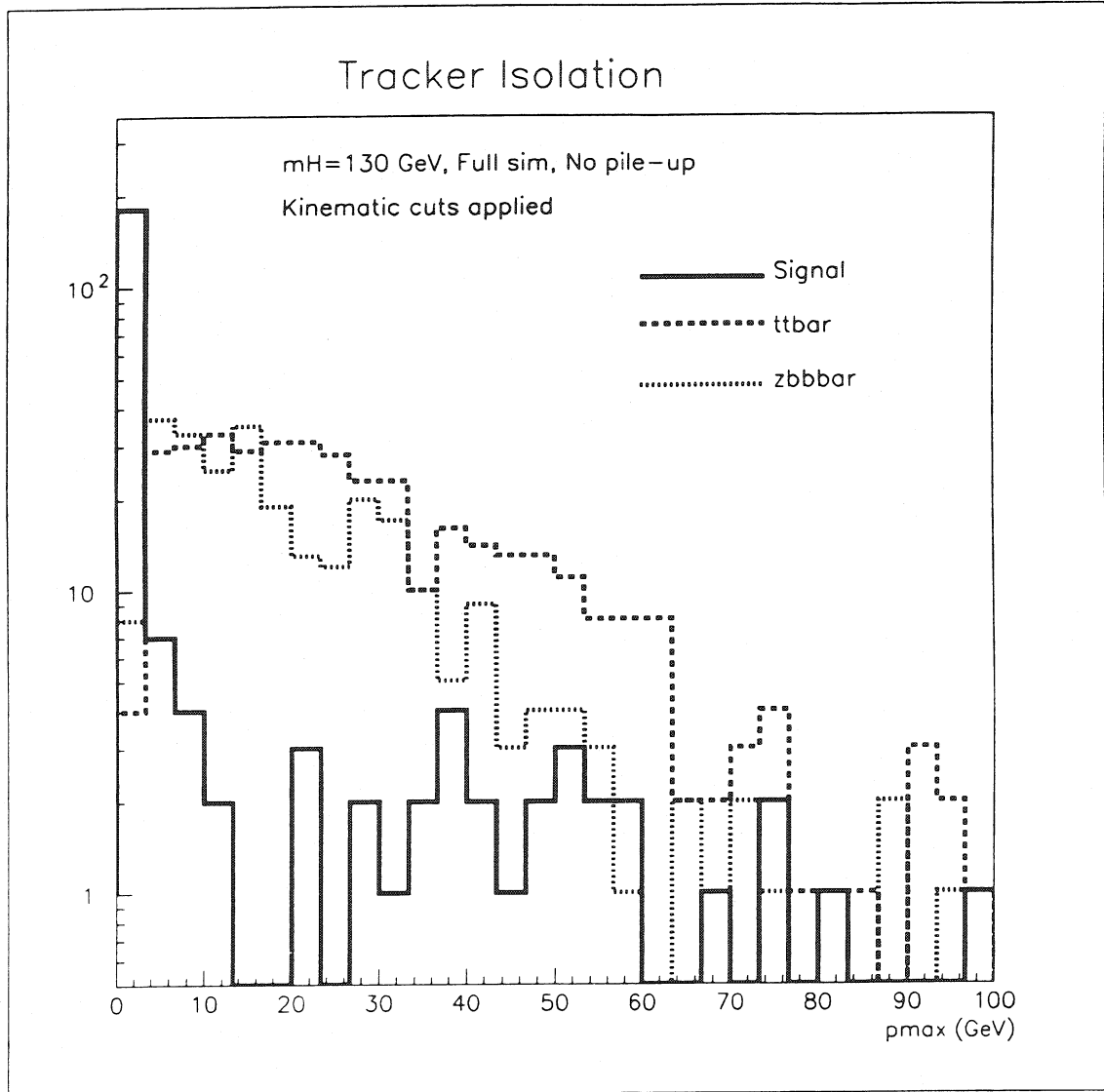


Figure 6.7: Variable d'isolation obtenue après simulation complète du détecteur et après coupures cinématiques pour le signal $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ ($m_H = 130$ GeV/ c^2) et les bruits de fond réductibles. Celle-ci consiste en l'impulsion transverse maximale des traces reconstruites dans des cônes de rayon $R^c=0.2$ autour de chacun des leptons (exprimée en GeV/ c).

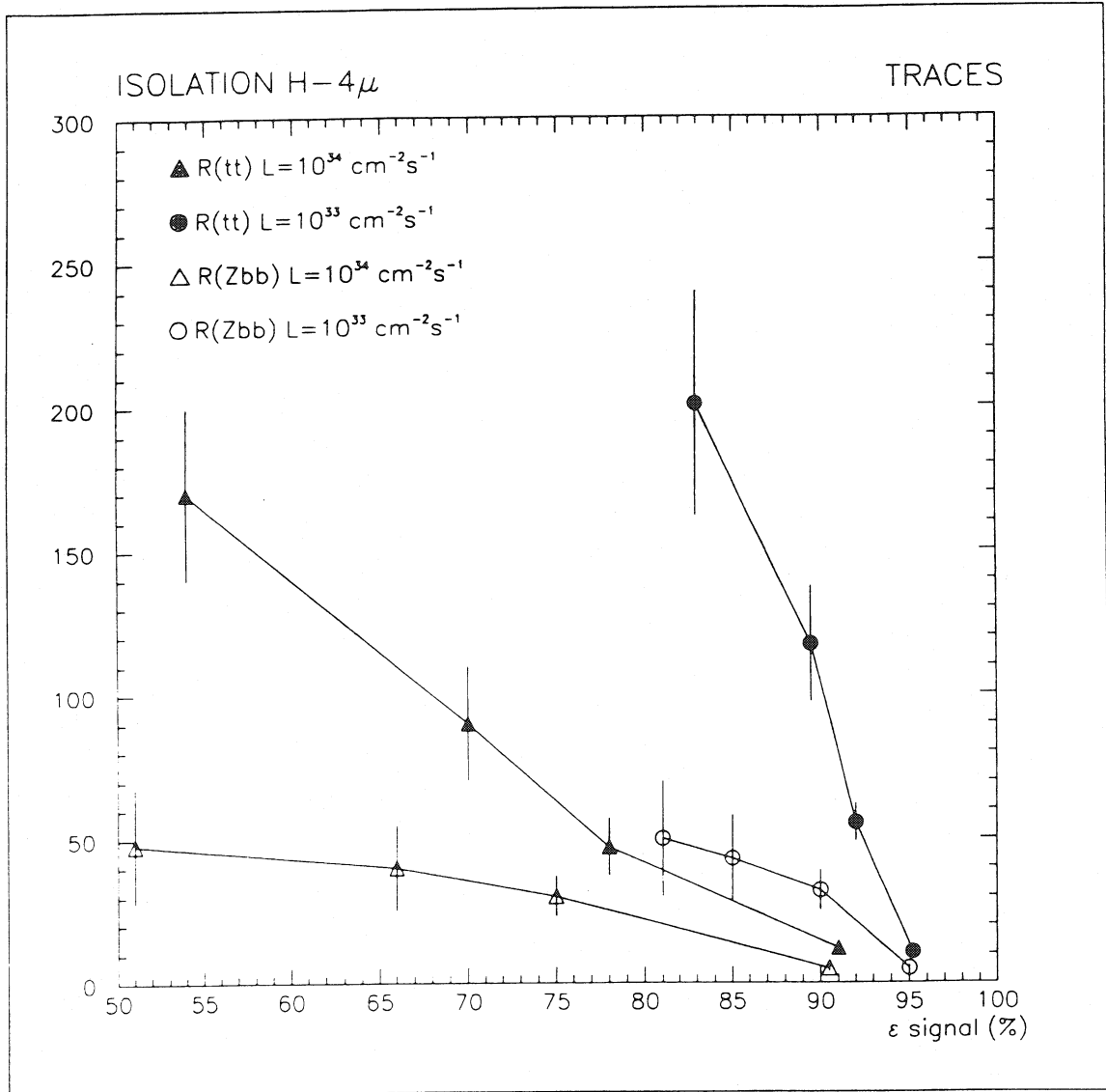


Figure 6.8: Isolation sur les traces. Réjection des bruits $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ en fonction de l'efficacité au signal $H^0 \rightarrow 4\mu$ pour $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$. Les symboles pleins indiquent la réjection au $t\bar{t}$ et les vides la réjection au $Zb\bar{b}$. Les cercles correspondent au fonctionnement à basse luminosité, et les triangles incluent l'effet des événements empilés.

ne permet d'atteindre qu'une réjection au $t\bar{t}$ de $R = 25 \pm 3$ pour une efficacité au signal de 85%. Alors qu'en demandant 4 leptons isolés, on obtient une rejection de près de $R=170$ pour la même efficacité.

Une étude complémentaire a été menée en utilisant comme variable d'isolation, non pas l'impulsion transverse de la trace chargée la plus énergétique dans le cône, mais la somme des impulsions transverses des traces dans le cône. Cette seconde approche n'apporte pas de gain sur la capacité de réjection des bruits réductibles.

Pouvoir de réjection

La figure 6.8 montre les réjections obtenues pour les événements $t\bar{t} \rightarrow 4\mu^\pm + X$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4\mu^\pm + X$, lorsque la coupure sur la variable d'isolation $p_{T_{max}}$ varie entre 1 et 3 GeV/c.

Pour le $t\bar{t}$, les réjections obtenues varient extrêmement vite avec l'efficacité au signal. Le tableau 6.6 donne les réjections caractéristiques qui ont été obtenues.

Efficacité au signal :	85%	90%
Réjection $t\bar{t}$:	170 ± 35	110 ± 22
Réjection $Zb\bar{b}$:	48 ± 18	32 ± 10

Tableau 6.6: Réjection aux bruits de fond mesurée à partir de l'isolation sur les traces pour les états finaux $4\mu^\pm$

La réjection est plus importante pour les événements $t\bar{t}$ que pour les événements $Zb\bar{b}$.

La moins grande réjection des leptons du $Zb\bar{b}$ est relié à leur plus faible impulsion et à la moindre proportion de leptons provenant de désintégration en cascades des b.

Ces derniers sont efficacement réduit par l'isolation. Si l'on considère les événements $t\bar{t}$, la proportion d'événements contenant des leptons provenant de désintégration en cascade des b, passe de 75% après les coupures cinématiques, à 30% après isolation. Pour le $Zb\bar{b}$, ce taux passe de 33% à 10%.

Evolution des résultats avec m_H

Il a été vérifié, que la capacité de réjection mesurée avec une simulation rapide, pour le fonctionnement à basse luminosité, est en parfaite adéquation avec la réjection mesurée après simulation complète du détecteur [92]. Dans le souci d'économiser du temps de calcul, l'extrapolation à d'autres masses a été réalisée avec des simulations rapides. Cette analyse a montré que dans la fenêtre de masse

$120 < m_H < 170 \text{ GeV}/c^2$, la capacité de réjection sur l'isolation ne dépend pas significativement de m_H .

Effet de l'empilement à haute luminosité

A haute luminosité, les événements de biais minimum peuvent affecter les mesures de l'isolement des leptons, en ajoutant de nouvelles traces chargées à proximité de ceux-ci ($\langle p_T \rangle \simeq 500 \text{ MeV}/c$).

En fonction de la vitesse de réponse des détecteurs internes, il faut superposer de 23 à 46 événements (De un à deux croisements de faisceaux). Leur effet a été mesuré avec une simulation rapide. L'utilisation de coupures plus souples permet de garder une réjection du même ordre de grandeur que pour la basse luminosité, en autorisant une perte d'acceptance de 25% sur le signal.

	Réjection	Acceptance au signal
$t\bar{t}$	110 ± 22	65%
$Zb\bar{b}$	32 ± 10	65%

Tableau 6.7: Réjection aux bruits de fond en utilisant l'isolation sur les traces des muons. 46 événements de biais minimum sont ajoutés pour simuler un fonctionnement à haute luminosité.

6.3.2 Performance de l'isolation $H^0 \rightarrow 4e^\pm$

Isolation sur les traces

La réjection sur l'isolation des électrons se fait de la même manière que pour les muons. Mais seule l'approche après simulation complète, qui tient compte des diverses interactions sur la matière du détecteur, permet de décrire traiter correctement l'isolation.

Ces mesures ont montré une diminution de 10% de l'acceptance au signal par rapport aux muons (fig 6.9).

Isolation calorimétrique

L'isolation calorimétrique a été étudiée par JC. Chollet dans [99].

Son étude confirme les résultats obtenus sur l'isolation des traces.

L'impact des événements d'empilement a été étudié après une simulation complète du détecteur et en ajoutant 48 événements d'empilement. Ce nombre d'événements ajoutés est déterminé par le temps d'intégration du signal par le calorimètre.

La réjection peut être maintenue au prix d'une diminution de l'efficacité au signal de 85% à 70%. Cette perte est du même ordre que celle que nous avons mesurée au niveau particules sur les muons. Les résultats de cette analyse sont présentés sur la figure 6.9. Les résultats de l'isolation calorimétrique tendent à

être légèrement moins bons que ceux de l'isolation sur les traces. Les résultats les moins bons sont obtenus sur le $Zb\bar{b}$ dont les leptons sont plus mous que ceux du $Zb\bar{b}$, et sont donc plus sensibles au bruit sur le calorimètre (excepté pour les coupures très lâches).

6.3.3 Conclusion sur l'isolation

Les études menées sur l'isolation simultanée des quatre leptons ont permis de mesurer les rejections sur le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$.

A basse luminosité, les résultats les meilleurs sont apportés par l'isolation sur les traces. Dans ce cas, on mesure une réjection de l'ordre de 110 sur le $t\bar{t}$. Par contre, pour le $Zb\bar{b}$, la réjection de l'ordre de 32 doit être complétée par l'utilisation du paramètre d'impact. L'efficacité au signal est de 90% pour $H \rightarrow 4\mu$ et de 82% pour $H \rightarrow 4e$.

Le passage à haute luminosité induit une perte d'acceptance sur le signal. Cette variation a été évaluée précisément avec l'isolation calorimétrique pour les électrons et confirmée avec l'isolation sur les traces pour les muons :

- La première donne une réjection de 100 au $t\bar{t}$ et de 18 au $Zb\bar{b}$, pour une efficacité de 70%.
- La seconde apporte une réjection de 120 au $t\bar{t}$ et de 40 au $Zb\bar{b}$ pour une efficacité de 65%.

6.4 Paramètre d'impact transverse

Comme nous l'avons vu précédemment, l'isolation n'est pas suffisante pour rejeter le bruit de fond $Zb\bar{b}$ du facteur 100 requis. Le paramètre d'impact permet de compléter cette réjection.

6.4.1 Mesure du paramètre d'impact

Dans un premier temps, le paramètre d'impact est évalué par rapport à la position centrale du faisceau dans le plan transverse (x,y). Cette évaluation ne tient pas compte de la position réelle du vertex primaire qui est distribué selon $\sigma = 14\mu m$ autour du point (0,0). Le moyen de compenser cet effet est décrit plus loin.

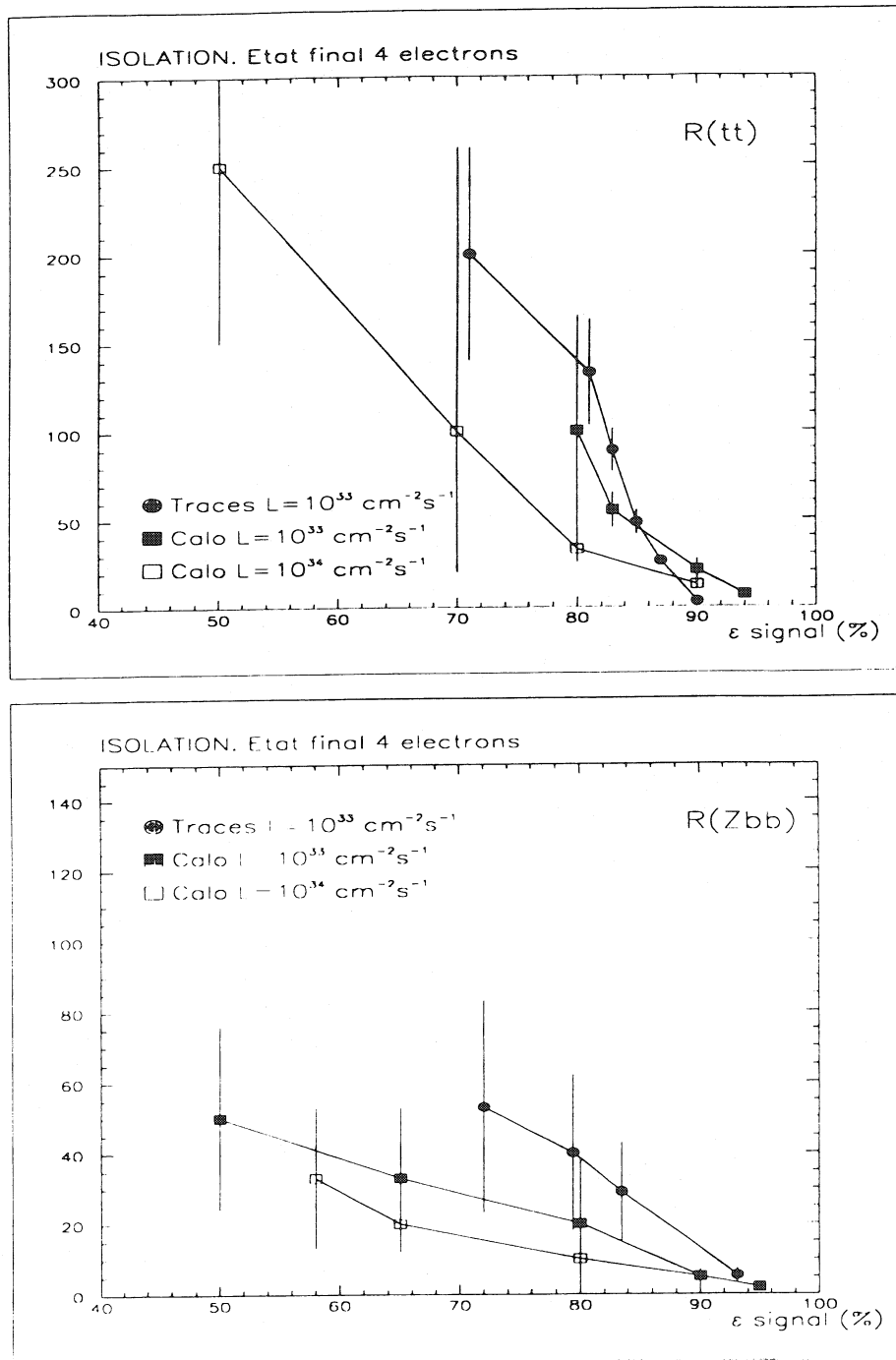
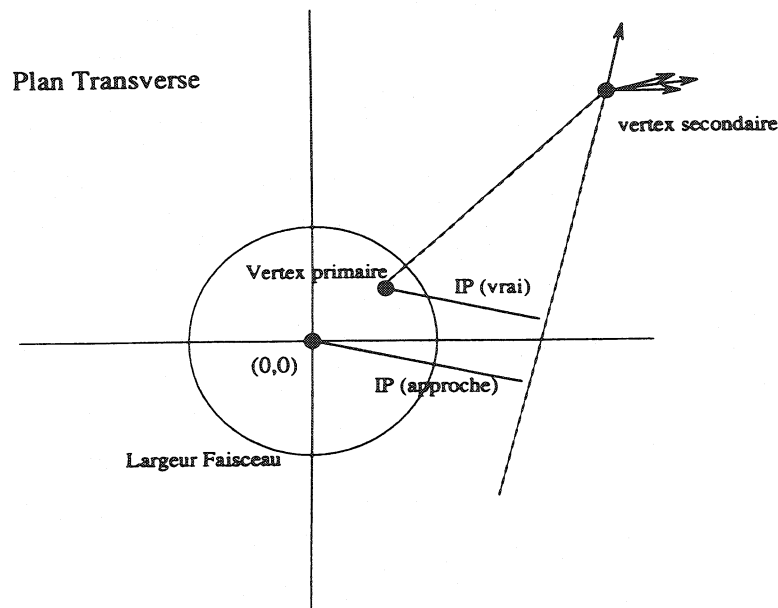


Figure 6.9: $H^0 \rightarrow 4e^\pm$. Isolation sur les traces (cercles) et calorimétrique (carrés). Réjection des bruits $t\bar{t}$ (Haut) et $Zb\bar{b}$ (Bas) en fonction de l'efficacité au signal. Les sigles plein correspondent au fonctionnement à basse luminosité, tandis que le sigle ouvert correspond à l'isolation calorimétrique à haute luminosité lorsque 48 événements de biais minimum sont superposés.



Les figures 6.10 et 6.11 montrent la différence significative des résolutions sur le paramètre d'impact transverse, obtenues avec ou sans étalement transverse du faisceau du LHC. Ces résolutions ont été mesurées pour des lots $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$ et $H^0 \rightarrow 4e^\pm$, sachant que les mêmes résultats sont obtenus sur un lot $t\bar{t} \rightarrow 4\mu^\pm$.

Faisceau :	$\sigma_{(x,y)} = 0$	$\sigma_{(x,y)} = 14 \mu m$
Résolution IP (Muons)	$19 \mu m$	$25 \mu m$
Résolution IP (Electrons)	$26 \mu m$	$30 \mu m$
Brem-fit	$20 \mu m$	$26 \mu m$

Ces mesures sont faites en utilisant le programme de réduction du bremsstrahlung "brem-fit" évoqué dans le chapitre précédent. La figure 6.12 montre la résolution sur le paramètre d'impact des électrons avec et sans l'utilisation du "brem-fit".

6.4.2 réjection des bruits de fond au moyen du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact normalisé par l'erreur de l'ajustement paramétrique ($IP_N = \frac{IP}{\sigma_{IP}}$), permet de déceler les leptons issus de la désintégration des B, dont la distance de vol est de l'ordre de la centaine de microns. Dans tout le reste de cette section, on applique une coupure sur le plus grand IP_N parmi les 4 leptons. La figure 6.13 montre les distributions de ces variables pour le signal et les bruits de fond réductibles avant l'utilisation de l'isolation.

La figure 6.14 montre les erreurs mesurées et calculées, sur le paramètre d'impact des muons provenant de la désintégration du boson de Higgs. Cela justifie de la bonne qualité de la reconstruction avec XKALMAN

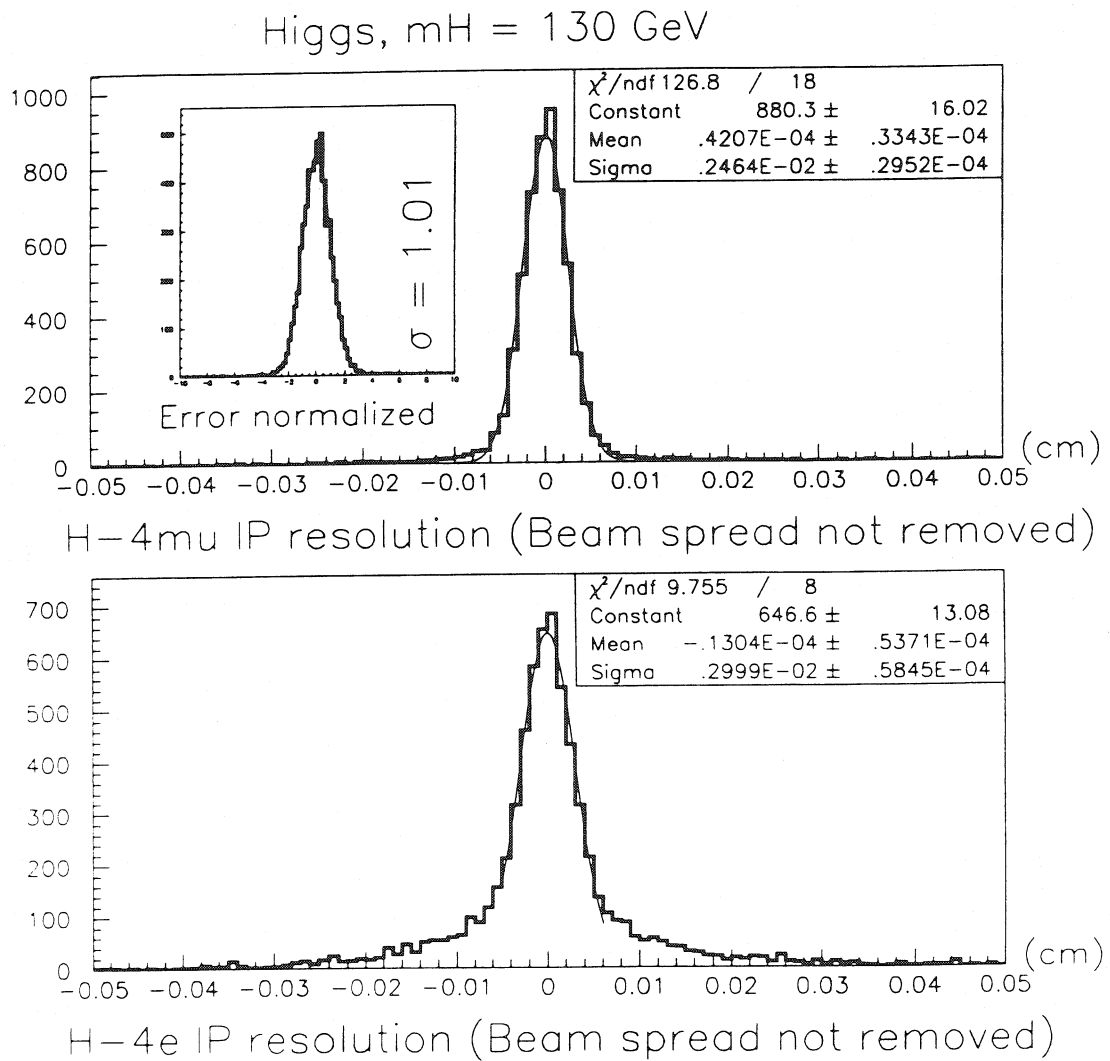


Figure 6.10: Résolutions sur le paramètre d'impact pour les muons et électrons du signal. La largeur du faisceau dans le plan transverse est conservée. En incrustation, est représentée la résolution normalisée par l'erreur de la matrice de covariance.

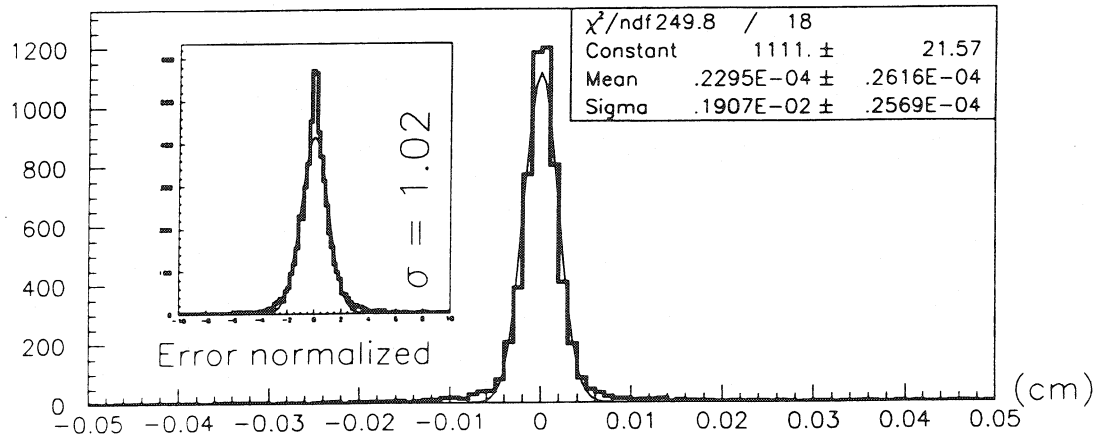
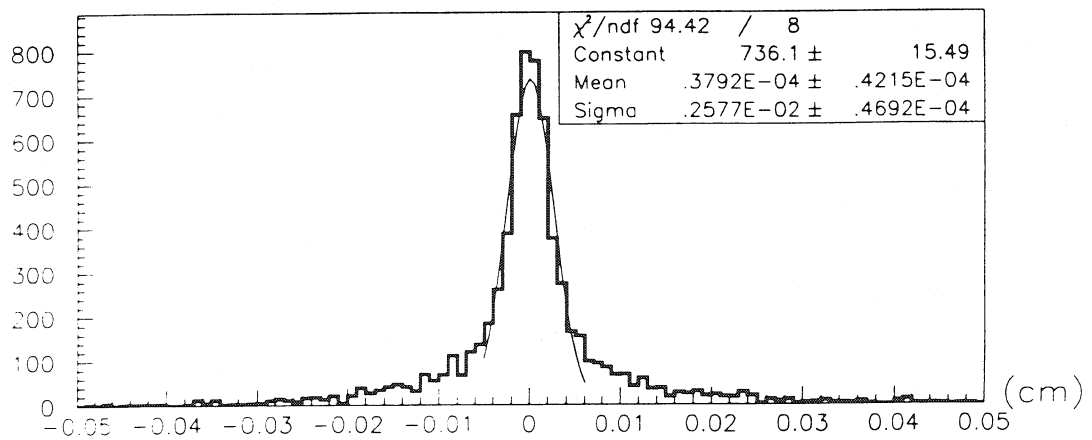
Higgs, $m_H = 130 \text{ GeV}$ H-4mu IP resolution ($\sigma_{(x,y)} = 0 \mu\text{m}$)H-4e IP resolution ($\sigma_{(x,y)} = 0 \mu\text{m}$)

Figure 6.11: Résolutions sur le paramètre d'impact pour les muons et électrons du signal. L'étalement transverse du faisceau est mis à zéro dans la simulation. En incrustation, est représentée la résolution normalisée par l'erreur de la matrice de covariance.

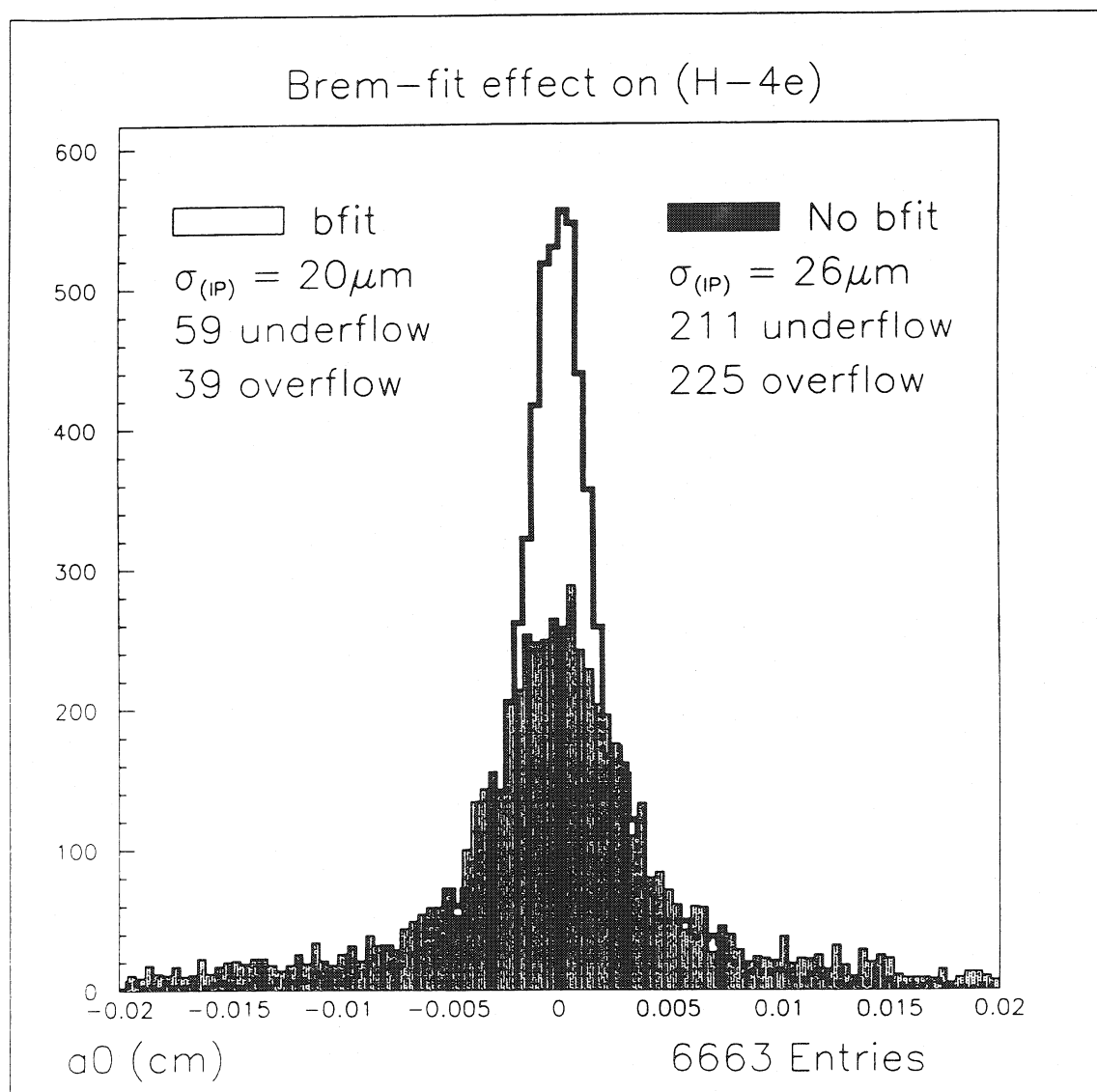


Figure 6.12: Amélioration de la distribution de la résolution sur le paramètre d'impact avec l'utilisation de la routine dite du "brem-fit", sans fluctuation de la position du vertex.

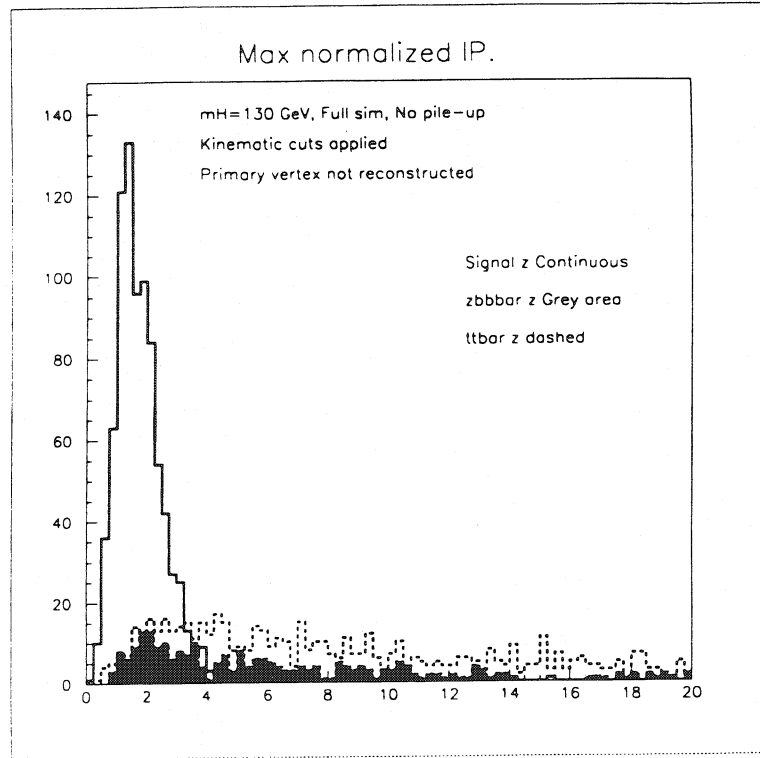


Figure 6.13: Etat final $4\mu^\pm$. IP_N maximum, reconstruit pour des événements du signal et des bruits de fond réductibles.

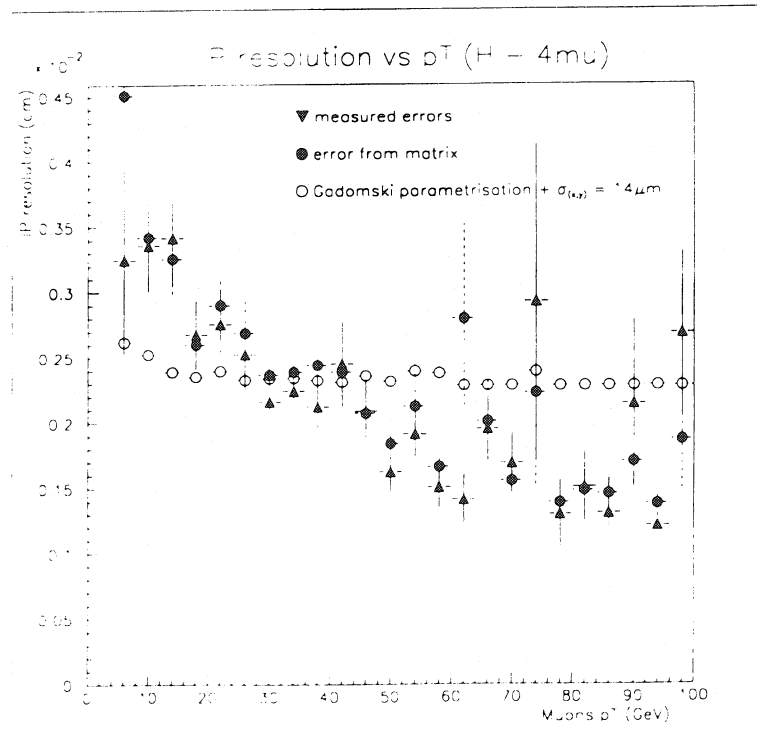


Figure 6.14: $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$. Erreur mesurée sur le paramètre d'impact (triangles), erreurs calculées à partir de la matrice de covariance (rond plein), et enfin erreurs paramétriques de la formulation de Gadoski (ronds vides), en fonction de l'impulsion transverse des muons.

D'autres coupures ont été envisagées sans pour autant observer de gain sur la réjection. Ainsi, nous avons essayé d'utiliser la somme des paramètres d'impact normalisés des leptons, et les paramètres d'impact des deux leptons dont la masse reconstruite ne pointe pas à m_Z .

La figure 6.15 montre les réjections mesurées pour le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$ pour des états finaux $4\mu^\pm$. Sont représentées sur ce diagramme, les réjections avec un faisceau ponctuel dans le plan transverse et les réjections pour une configuration prenant en compte la fluctuation de la position du vertex primaire dans le plan transverse.

Lorsque la position du vertex primaire est contrainte à (0,0), les réjections sur les événements $t\bar{t}$ sont meilleures que celles des événements $Zb\bar{b}$. Cela est dû aux différences dans la cinématique de désintégration des b pour chacun des processus. Les impulsions des leptons émis par le $Zb\bar{b}$ sont plus faibles que dans le cas du $t\bar{t}$, ce qui affecte la reconstruction du paramètre d'impact (diffusion multiple).

$$\langle p_T^{min} \rangle_{Zb\bar{b}} \simeq 15 \text{ GeV}/c$$

$$\langle p_T^{min} \rangle_{t\bar{t}} \simeq 20 \text{ GeV}/c$$

p_T^{min} désigne l'impulsion transverse du lepton le moins énergétique parmi les 4 leptons des bruits de fond.

Lorsque la fluctuation de la position du vertex primaire est introduite, la perte occasionnée sur la réjection des événements $t\bar{t}$ (30%) est un peu supérieure en proportion, à celle occasionnée sur les événements $Zb\bar{b}$ (15%). Nous supposons que la moins bonne réjection initiale $Zb\bar{b}$ contribue à noyer l'effet de la fluctuation du vertex primaire.

Effet de la largeur transverse du faisceau

La largeur transverse du faisceau ($\sigma_{(x,y)} = 14\mu m$) est responsable de la perte d'une partie du pouvoir de réjection (essentiellement sur le $t\bar{t}$). Une méthode a été introduite pour corriger cet effet.

Dans le plan transverse, les points de concours des trajectoires des leptons prises deux à deux sont calculées, donnant les coordonnées de leurs six points de concours (figure: 6.16):

$$(x_{ij}, y_{ij}) = \text{Trace}_i \cap \text{Trace}_j$$

Pour le boson de Higgs, ces points sont très proches les uns des autres, tandis que pour le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$, la distance est plus grande.

Nous définissons D_{sum} , la somme des distances des points deux à deux :

$$D_{sum} = \sum_{(i,j), j>i} \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$$

Les événements peuvent alors être sélectionnés en utilisant une coupure sur $D_{sum} < 1.5$ (figure: 6.17). Les points représentés par les cercles sur la figure

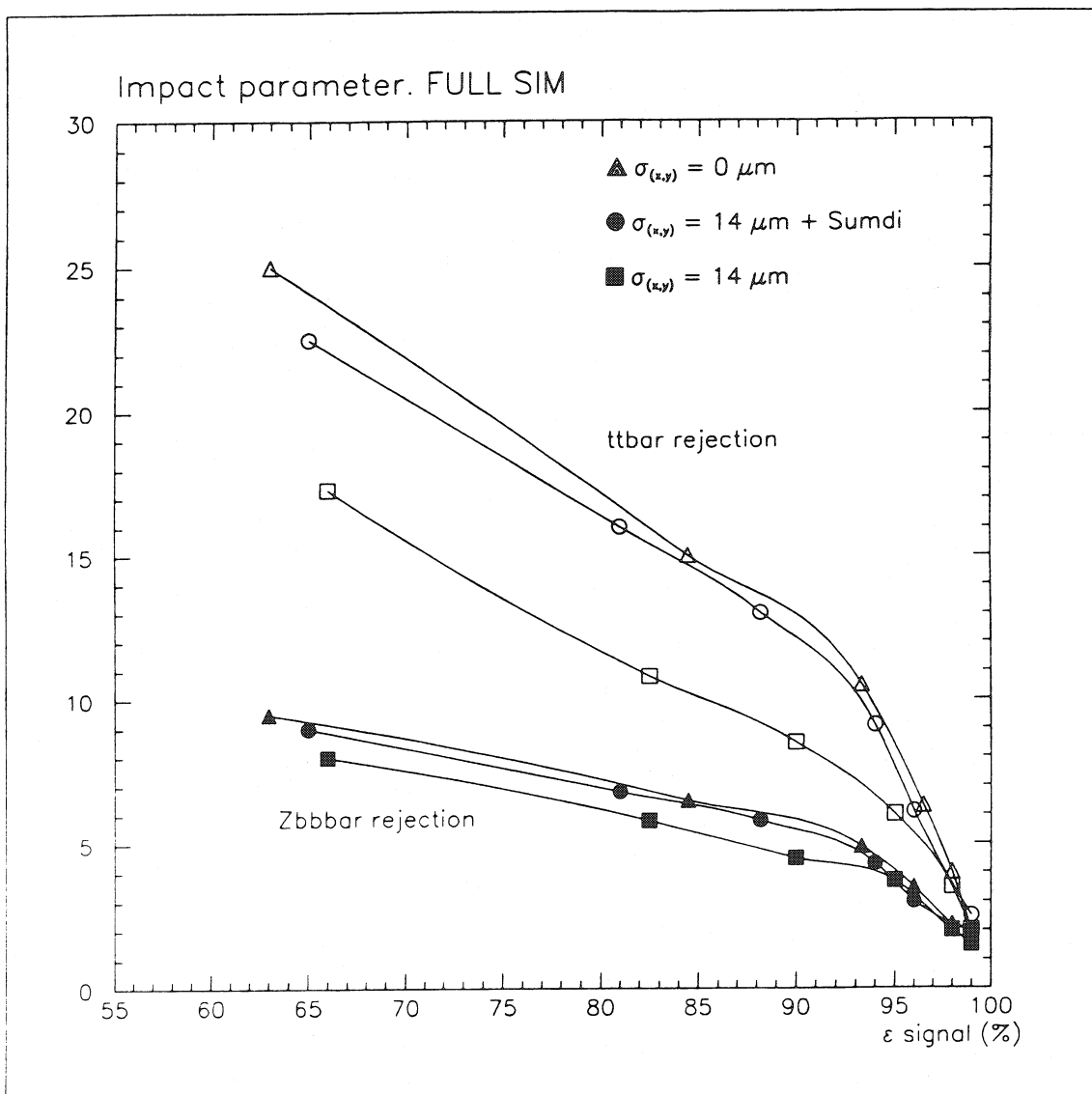


Figure 6.15: Avant isolation: Réjection sur le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$ en fonction de l'efficacité au signal en utilisant comme critère le paramètre d'impact normalisé. Les symboles vides concernent les événements $t\bar{t}$, tandis que les symboles pleins concernent les événements $Zb\bar{b}$. Parmi les trois courbes associée à chacun des types d'événements, les triangles correspondent aux résultats qui peuvent être obtenus lorsque la position du point d'interaction est fixée. Les carrés correspondent à la réjection lorsque cette position fluctue suivant $\sigma = 14\mu m$ dans le plan transverse. Enfin, les ronds indiquent la réjection qui peut être obtenue quand on utilise la correction définie dans le texte. Les erreurs sur la réjection sont données dans la table de conclusion.

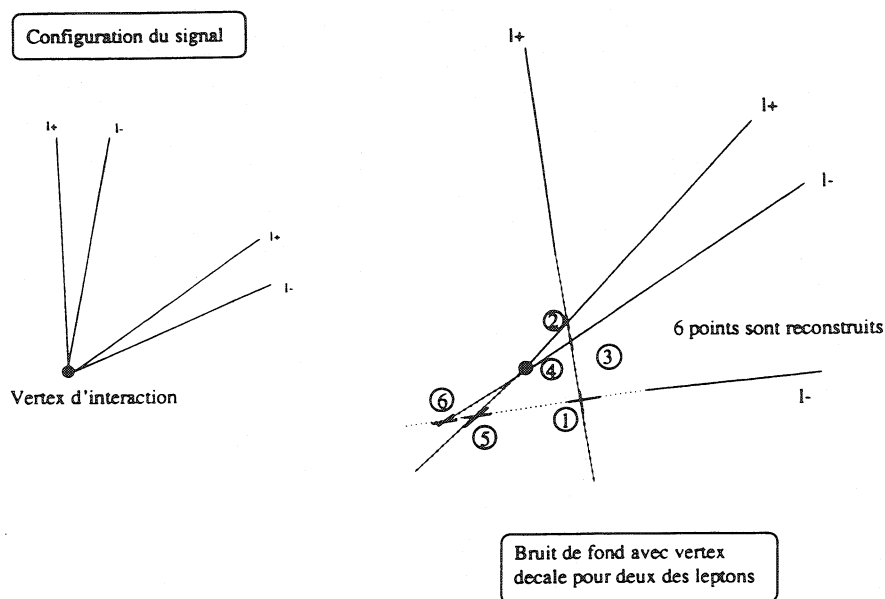


Figure 6.16: Principe de reconstruction des points d'intersection des traces des leptons.

6.15 correspondent à la réjection obtenue en combinant cette approche avec le critère sur le paramètre d'impact.

L'utilisation de cette coupure permet de retrouver une partie du potentiel de réjection des bruits de fond réductibles. Le tableau 6.8 montre la réjection mesurée en fin de compte avec et sans cette correction.

		Réjections avec IP $H^0 \rightarrow 4\mu^\pm$	
		$\sigma_{(x,y)=14\mu m}$	$\sigma_{(x,y)} = 14\mu m + D_{sum} < 1.5$
90%	$t\bar{t}$	9 ± 0.5	12.5 ± 0.9
	$Zb\bar{b}$	4.5 ± 0.5	5.5 ± 0.65
85%	$t\bar{t}$	10 ± 0.6	15 ± 1.1
	$Zb\bar{b}$	5.5 ± 0.6	6.5 ± 0.85

Tableau 6.8: Réjections des événements $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ en utilisant le paramètre d'impact. Les valeurs sont données pour une acceptation au signal de 90% et 85%.

Avec cette méthode, pour l'état final $4\mu^\pm$, il est possible d'obtenir une réjection de 15 sur le $t\bar{t}$ et 6.5 sur le $Zb\bar{b}$ pour une efficacité au signal de 85%.

Pour l'état final $4e^\pm$ ces chiffres de réjection sont similaire moyennant une perte

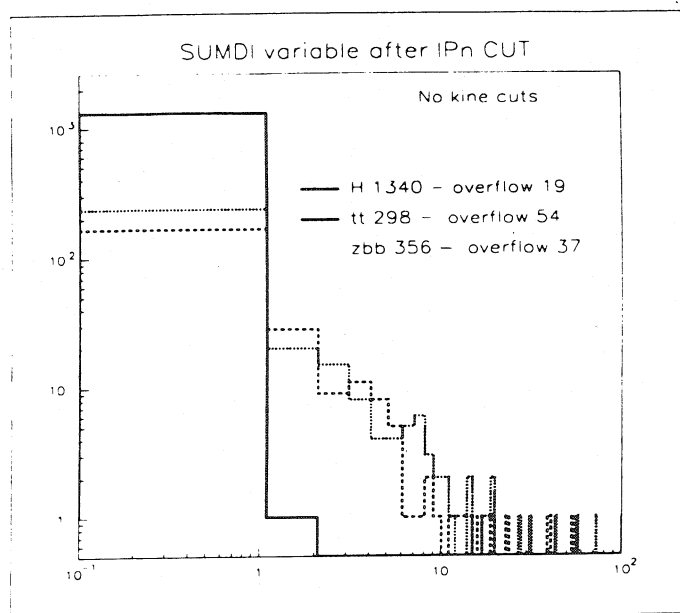


Figure 6.17: Distribution de la variable $D_{sum} = \sum_{(i,j), (j>i)} \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$, caractérisant la distance entre les points de concours des trajectoires des leptons

de 20% sur l'efficacité au signal. Cette perte atteint 30% sans l'utilisation du "brem-fit".

Contribution à haute luminosité

Pour ce qui concerne le paramètre d'impact, l'effet du passage à haute luminosité a deux conséquences :

- D'une part, la reconstruction des traces et donc la reconstruction du paramètre d'impact peuvent être affectées par la présence des nombreuses traces d'empilement.
- D'autre part, la première couche de précision située à 6 cm de l'axe du faisceau est supprimée, et le détecteur de précision le plus proche sera à 11.5 cm².

Des deux difficultés, la seconde est la plus dommageable. Les groupes de recherche et développement travaillant sur les détecteur de précision d'ATLAS ont montré [96], que la reconstruction du paramètre d'impact n'est pas altérée outre mesure par les événements d'empilements. En effet les études vont se faire sur des leptons isolés avec donc une faible activité dans leur voisinage.

La réjection dans ces conditions de haute luminosité, est évaluée à l'aide d'une simulation rapide où la résolution sur le paramètre d'impact est introduite sous forme paramétrique.

La perte sur la capacité de réjection est de 40% pour le $t\bar{t}$ et de 30% pour le $Zb\bar{b}$ à efficacité constante.

²La possibilité de conserver la couche de précision à 6 cm, dans le cadre de la haute luminosité, est actuellement à l'étude

6.5 Combinaison de l'isolation et du paramètre d'impact.

Les sections précédentes ont permis d'évaluer, séparément, les réjections attendues avec le paramètre d'impact et l'isolation. La réjection des bruits de fond lorsque l'on applique simultanément l'isolation et le paramètre d'impact atteint de l'ordre de 1000 pour le $t\bar{t}$ et de l'ordre de 150 pour le $Zb\bar{b}$. La statistique initiale n'est pas suffisante pour permettre de mesurer avec précision ces quantités.

Nous nous proposons donc de faire varier les coupures d'isolation et de paramètre d'impact afin d'observer la variation de la réjection totale, et d'en déduire, si il suffit d'utiliser le produit des réjections individuelles, ou bien si la réjection est moindre.

Corrélation des coupures

Si nous définissons

- R_{isol} : Réjection obtenue avec Isolation seulement.
- R_{ip} : Réjection obtenue avec le paramètre d'impact.
- R_{total} : Réjection obtenue avec l'application successive de l'isolation et du paramètre d'impact.

Alors, la variable $\rho = \frac{R_{total}}{R_{isol} \times R_{ip}}$ met en évidence une éventuelle corrélation entre les coupures d'isolation et de paramètre d'impact. La figure 6.5 montre l'évolution de cette variable en fonction de la réjection totale.

La perte de réjection dans l'application successive des coupures d'isolation et de paramètre d'impact est inférieure à 10% pour le $t\bar{t}$, tandis qu'elle atteint 40% sur le $Zb\bar{b}$.

Là encore, cet effet est principalement dû à la différence de cinématique des leptons. Après isolation les impulsions transverses des leptons les moins énergétiques du $Zb\bar{b}$ et du $t\bar{t}$ sont respectivement $\langle p_T^{min} \rangle_{Zb\bar{b}} \simeq 8 \text{ GeV/c}$ et $\langle p_T^{min} \rangle_{t\bar{t}} \simeq 15 \text{ GeV/c}$.

Résultats combinés

Malgré les pertes de réjection mentionnées ci-dessus, l'isolation et le paramètre d'impact permettent de réduire les bruits de fond du facteur 100 requis. Pour le bruit de fond $t\bar{t}$, le facteur de réjection est tel (1000) qu'il devient négligeable.

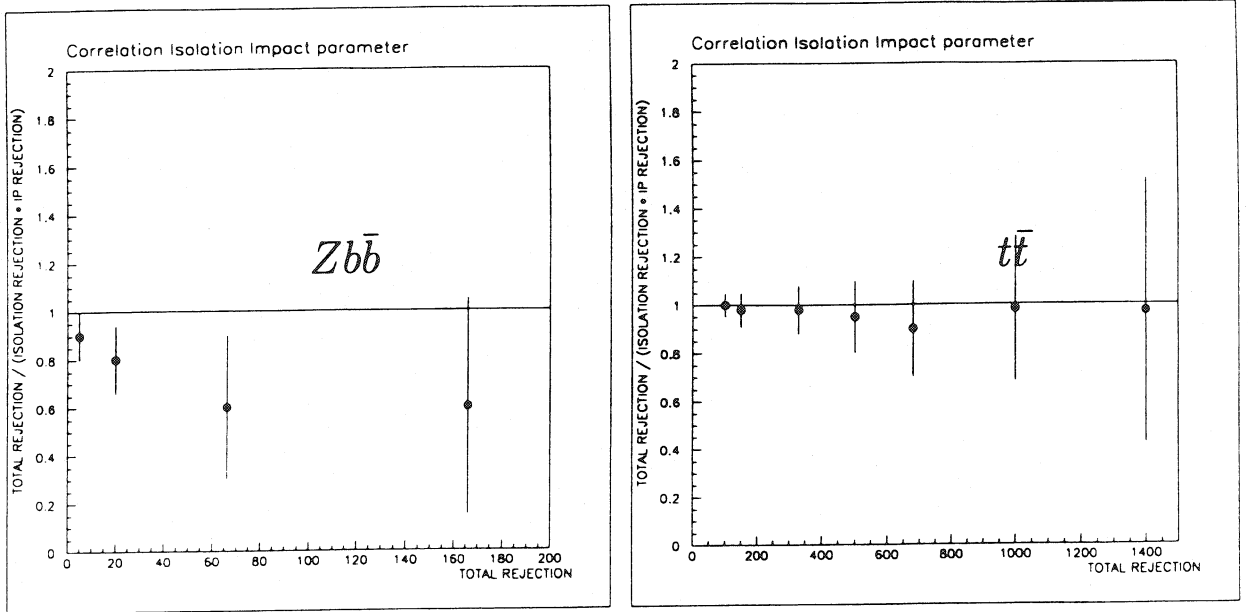


Figure 6.18: Corrélation entre l'isolation et le paramètre d'impact. Variable $\frac{R_{total}}{R_{isol} \times R_{ip}}$ en fonction de la réjection totale obtenue sur le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$

Effet combiné des coupure sur l'isolation et le paramètre d'impact				
$m_H = 130$	$4\mu^\pm$		$4e^\pm$	
Luminosité $cm^{-2}s^{-1}$	$L = 10^{33}$	$L = 10^{34}$	$L = 10^{33}$	$L = 10^{34}$
Signal	81%	58%	59%	47%
$t\bar{t}$	1200 ± 350	810 ± 200	1200 ± 350	810 ± 200
$Zb\bar{b}$	105 ± 50	94 ± 50	132 ± 80	47 ± 20

Ces chiffres seront repris pour l'analyse de l'observabilité du signal.

6.6 Impulsion transverse manquante

Le chapitre 1 a montré que l'émission de neutrinos dans la désintégration des $W^\pm$ est à l'origine d'une impulsion transverse manquante importante pour le bruit de fond $t\bar{t}$. A l'opposé, le signal n'a pas une telle caractéristique. Le bruit de fond $Zb\bar{b}$ de manière intermédiaire possède un peu d'énergie transverse manquante (figure: 6.19) venant des désintégrations semi-leptoniques des b à priori plus mous.

La possibilité d'exploiter cette caractéristique a été étudiée avec des simulations rapides, en utilisant, d'une part la résolution sur l'impulsion transverse manquante évaluée dans [89], et d'autre part ATLFAST 2.0 (voir chapitre 5).

Les deux méthodes donnent des résultats compatibles avec une réjection $R=12$ pour le $t\bar{t}$ et $R=2$ pour le $Zb\bar{b}$, pour une efficacité au signal de $\epsilon = 90\%$ (fig 6.20).

La réjection sur l'impulsion transverse manquante ne dépend pas de la masse du boson de Higgs dans la gamme (130-170 GeV/ c^2) et est corrélée à l'isolation. La réjection obtenue sur le $t\bar{t}$ est meilleure de 10% après isolation qu'avant isolation. Comme le pouvoir de réjection de cette coupure est faible par rapport aux autres coupures, et comme les événements des bruits de fond réductibles sont en fin d'analyse en nombre négligeable vis à vis du bruit de fond irréductible, cette coupure n'est pas intégrée dans notre calcul l'observabilité du boson de Higgs.

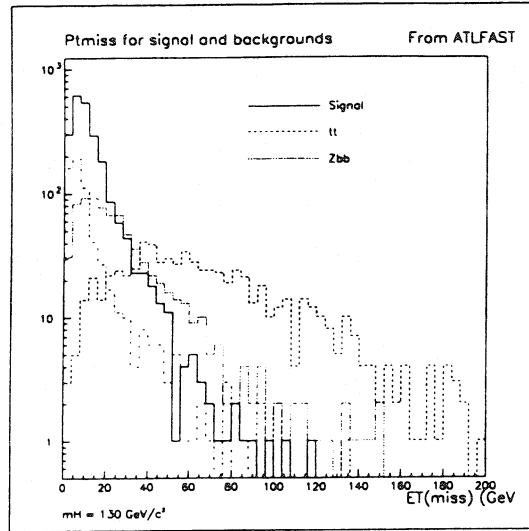


Figure 6.19: Impulsion transverse manquante évaluée sur le signal ($m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$), et sur les bruits de fond réductibles. L'analyse repose sur une simulation rapide des événements avec ATLFast. (continu : signal / Traits : $t\bar{t}$ / Points : $Zb\bar{b}$) .

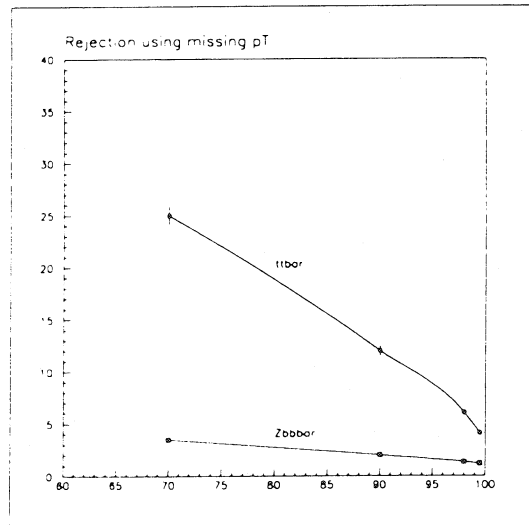


Figure 6.20: Réjection obtenue sur le $t\bar{t}$ et le $Zb\bar{b}$ en fonction de l'efficacité du signal, avec l'utilisation de l'impulsion transverse manquante.

6.7 Observabilité du boson de Higgs.

Les paragraphes qui précèdent ont montré le potentiel de réjection des bruits de fond par les coupures cinématiques, par l'isolation, par la coupure sur le paramètre d'impact transverse et éventuellement par l'énergie transverse manquante des événements $t\bar{t}$.

Dans un premier temps, cette partie donne un bilan de ces différentes réjections. Elle rappelle aussi les efficacités de reconstruction du signal mesurées au chapitre précédent.

Dans un second temps, ces données sont utilisées pour évaluer le nombre d'événements du signal et du bruit de fond attendus par ATLAS pour trois années de LHC à basse luminosité ($3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$) et pour une année à luminosité nominale (10^5 pb^{-1}).

6.7.1 Bilan des analyses

Résultats de l'analyse

Le tableau 6.9 rappelle l'ensemble des résultats obtenus sur l'analyse du canal $H^0 \rightarrow 4l$ pour les états finaux $4e^\pm$ et $4\mu^\pm$.

Les performances sur les états finaux $2e^\pm 2\mu^\pm$ n'ont pas été étudiées avec une simulation complète du détecteur. Une étude, après simulation rapide, a montré que les acceptances aux coupures cinématiques, ainsi que la résolution sur m_H , sont à mi-chemin entre les résultats des événements $4e^\pm$ et $4\mu^\pm$. Elle confirme les études précédemment faites [42] [43].

Nous faisons l'hypothèse qu'il en va de même en ce qui concerne l'isolation, le paramètre d'impact et les efficacités de reconstruction.

Les résultats sont donnés pour $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$. L'évolution en fonction de m_H des efficacités aux coupures cinématiques, de l'acceptance dans l'intervalle de masse $m_H \pm 1.4\sigma$, et des résolutions en masse, est donnée dans le tableau 6.10. De manière pessimiste, les efficacités de reconstruction sont supposées constantes avec m_H .

Enfin, il a été montré dans l'analyse que les résultats de l'isolation et du paramètre d'impact demeuraient eux aussi stables en fonction de la masse du boson de Higgs.

Connaissant cela, on peut retenir les points suivants :

- L'efficacité de reconstruction du signal est de l'ordre de 70%.
- L'acceptance aux coupures cinématiques varie de 29% pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ à 58% pour $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$.

- La résolution sur m_H varie de 1.5 à 2.4 GeV/ c^2 entre, $m_H = 130$ GeV/ c^2 et $m_H = 180$ GeV/ c^2 , à basse luminosité pour $H^0 \rightarrow 4e^\pm$.
- Les coupures d'isolation et de paramètre d'impact assurent la réjection de 100 requise sur les bruits de fond réductibles. Cela suffit à les rendre négligeables vis à vis du bruit de fond irréductible. Seul l'état final $4e^\pm$ ne répond pas à ce critère dans le cas de la haute luminosité. Les efficacités au signal pour ces coupures sont toujours supérieures à 47%.

Comparaison aux analyses précédentes

Il est aussi possible d'énumérer les changements par rapport aux analyses précédentes [57]. Pour $m_H = 130$ GeV/ c^2 :

- Le bremsstrahlung interne, que nous avons introduit dans cette analyse, induit une perte de 10% sur les efficacités aux coupures cinématiques.
- L'efficacité aux coupures cinématiques a été augmentée en relachant la coupure sur m_Z^{rec} .
- Les efficacités de reconstruction ont été confirmées ($\simeq 70\%$).
- La réjection combinée de l'isolation et du paramètre d'impact, mesurée sur plus de statistique, et après simulation complète, a crû d'un facteur deux pour les $t\bar{t}^3$ et a été confirmée pour le $Zb\bar{b}$.
- L'efficacité du signal à ces coupures a été améliorée (5%), par rapport à l'isolation calorimétrique, avec l'utilisation de l'isolation sur les traces à basse luminosité. A haute luminosité, elle a été améliorée de 15% par rapport à l'hypothèse de la proposition technique.

A basse luminosité, on attend donc un nombre d'événements proche des analyses précédentes. A haute luminosité, les meilleures acceptances aux coupures permettent d'avoir un gain de 20-30% sur le nombre d'événements signal.

Pour des masses plus élevées, les événements perdus du fait du bremsstrahlung interne ne sont pas compensés par le relachement sur m_Z^{rec} , mais le bruit de fond irréductible est réduit de 30-40% en adaptant la coupure sur m_Z^* pour chacune des masses.

³L'analyse précédente ne disposait pas de suffisamment de statistique pour mesurer cette réjection

		Muons		Electrons	
		$L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$m_H = 130$	Eff. cinématique	37. %		35. %	
	Eff. Rec. calo, dét. int.	93%		70 %	
	Perte dans crack (inclue)			9 %	
	Eff. spect. muons	72 %			
	Eff. Recons.	67 %		70%	
	$\sigma(m_H)$ calo.			1.5 GeV	1.7 GeV
	$\sigma(m_H)$ dét interne	1.9 GeV		3.9 GeV	
	$\sigma(m_H)$ spec. muons	1.95 GeV			
	Acc. $m_H \pm 1.4\sigma$ GeV	79%		74%	73%
	Meilleur $\sigma(m_H)$	1.6 GeV	1.6 GeV	1.5 GeV	1.7 GeV
(Signal)	Isolation	90%	65%	82%	65%
	Paramètre d'impact	90%	90%	72%	72%
	combinés	81%	58. %	59%	47%
	Isolation	110	120	110	120
(tl)	Paramètre d'impact	12.5	7.5	12.5	7.5
	combinés	1200	810	1200	810
(Zbb)	Isolation	32	40	40	18
	Paramètre d'impact	5.5	3.9	5.5	3.9
	combinés	106	94	132	47
(ptmiss)	Efficacité signal	90%			
	réjection $t\bar{t}$	12			
	réjection $Zb\bar{b}$	2			

Tableau 6.9: Bilan des performances attendues pour le canal 4 leptons.

m_H GeV/ c^2	120	130	140	150	160	170	180
Efficacité des coupures cinématiques + $m_H \pm 4$ GeV/ c^2							
ϵ signal (%)	29.3	36.5	43.3	46.6	42.4	51.5	57.5
$m_H \pm 1.4\sigma$ (%)	76	76	76	80	80	80	80
$\sigma_{m_{4e\pm}}$ (GeV/ c^2) (sim. rapide)	1.45	1.52	1.61	1.75	1.80	2.1	2.24

Tableau 6.10: Acceptance aux coupures cinématiques pour les événements du signal, et acceptance dans un intervalle de masse $m_H \pm 1.4\sigma$. Cette acceptance est établie sur le lot $m_H = 130$ GeV/ c^2 , et nous supposons qu'elle dépend de la coupure appliquée sur la masse reconstruite du Z .

Enfin, on trouve la résolution sur la masse du boson de Higgs évaluée sur une simulation rapide pour l'état final 4 électrons.

6.7.2 Observabilité du boson de Higgs.

Définition de la pertinence statistique

Le nombre d'événements en fin d'analyse est évalué pour trois ans de fonctionnement du LHC à faible luminosité ($L = 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et pour une année à luminosité nominale ($L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Ce nombre d'événements est évalué dans un intervalle de masse $m_H \pm 1.4\sigma(m_H)$. La taille de cette fenêtre est optimale pour la mise en évidence d'un signal de forme gaussienne par rapport à un bruit de fond plat.

La pertinence statistique est évaluée de deux manières :

- Avec le paramètre $S/\sqrt{B}$, où S est le nombre d'événements attendus pour le signal, et B le nombre d'événements attendus pour les bruits de fond. Cette approche n'est valable que dans le cas où les fluctuations sur le nombre d'événements du bruit de fond sont de type gaussien. Avec de 1 à 7 événements bruits de fond attendus selon les cas, cette condition n'est pas respectée. Toutefois, afin de pouvoir comparer nos résultats aux précédents, nous continuerons à expliciter la pertinence statistique sous cette forme.
- En calculant la probabilité poissonnienne que le nombre d'événements B du bruit de fond fluctue jusqu'à $S+B$, où S est le nombre d'événements attendus pour le signal. On peut alors définir une relation entre la probabilité calculée et celle égale dans le cas d'une distribution gaussienne.

Pour préjuger de l'observabilité d'un signal au LHC, on demande communément à être à plus de 5σ du niveau du bruit de fond.

Nombre d'événements et pertinence statistique

La table 6.11 montre le nombre d'événements et les pertinences statistiques attendus. Le bruit de fond est dominé par les événements du type $pp \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$.

m_H (GeV/ c^2)	120	130	140	150	160	170	180
Nombre d'événements. $L=3.10^4 pb^{-1}$. $m_H \pm 1.4\sigma$.							
N signal	4.3	12.4	23.4	30.8	12.8	8.6	22.3
N $t\bar{t}$	0.03	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02	0.04
N $Zb\bar{b}$	0.12	0.11	0.08	0.13	0.03	0.04	0.04
N ZZ^*	1.38	2.41	1.29	1.46	0.69	1.72	1.12
$S/\sqrt{B}$	3.5	7.8	19.8	24.3	14.8	6.5	20.7
n σ poisson	2.4	5.2	9.7	11.4	7.1	4.2	9.6
pertinence statistique. $L=3.10^4 pb^{-1}$. $m_H \pm 2\sigma$.							
$S/\sqrt{B}$	2.9	6.6	16.9	20.2	13.1	5.5	17.8

Nombre d'événements. $L=10^5 pb^{-1}$. $m_H \pm 1.4\sigma$.							
N signal	10.5	30.4	58.3	75.4	31.4	20.9	50.5
N $t\bar{t}$	0.18	0.16	0.20	0.14	0.10	0.12	0.02
N $Zb\bar{b}$	0.72	0.70	0.50	0.83	0.21	0.37	0.21
N ZZ^*	4.5	6.2	3.8	3.9	1.7	4.5	2.8
$S/\sqrt{B}$	4.5	11.4	27.5	34.1	22.2	9.4	29.2
n σ poisson	3.6	8	> 14	> 14	11	6.5	> 14

Tableau 6.11: Nombre d'événements et pertinence statistique attendus pour 3 ans de fonctionnement du LHC à basse luminosité, et un an à haute luminosité. Les événements sont comptabilisés dans un intervalle de masse $m_H \pm 1.4\sigma(m_H)$ sauf précision contraire. Les pertinences statistiques sont évaluées dans un contexte gaussien ($S/\sqrt{B}$), et poissonien ($n\sigma$ poisson).

La figure 6.21 montre les pertinences statistiques gaussiennes en fonction de m_H , pour le fonctionnement à basse luminosité et à luminosité nominale.

La ligne continue au-dessous de la ligne principale correspond à des hypothèses extrêmes sur les incertitudes liées à la production et à la reconstruction des événements, définie dans le paragraphe suivant.

Ces différents résultats confirment la possibilité de mettre en évidence le boson de Higgs entre 130 et 180 GeV/c^2 dans le canal 4 leptons sur ATLAS. En trois années à basse luminosité le Higgs est observable sur l'ensemble de la fenêtre $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 170 \text{ GeV}/c^2$. A haute luminosité, il sera possible de trouver un boson de Higgs jusqu'à $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. Une luminosité intégrée de 10^5 pb^{-1} sera insuffisante. Mais au bout de deux années ($2 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$), on devrait avoir de l'ordre de 20 événements signal pour dix événements bruit de fond, soit un potentiel de découverte à 6σ .

La figure 6.22 reproduit les distributions en masse attendues pour le signal et les bruits de fond pour $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$. Les événements sont sélectionnés aléatoirement et reproduisent le nombre moyen d'événements attendus après 3 ans à basse luminosité ou 1 an à haute luminosité.

6.7.3 Incertitudes

Des incertitudes demeurent sur les résultats de cette analyse. Nous différencions les incertitudes liées aux mécanismes de production des événements, et les incertitudes sur la reconstruction des événements ou la réjection des bruits de fond.

Incertitudes liées au mécanisme de production

Nous avons évoqué, dans le chapitre précédent, le biais sur les corrélations angulaires des leptons, introduit dans PYTHIA par l'utilisation d'un élément de matrice inadéquat.

Comme la nouvelle version de PYTHIA ne sera disponible qu'au printemps 1997, il n'est pas possible d'évaluer précisément le biais introduit dans notre analyse. Toutefois, nous remarquerons que notre analyse ne se sert pas directement des angles entre les leptons et que l'on peut supposer que l'effet sera négligeable.

Il a déjà été fait remarquer que les facteurs K n'ont été introduits ni pour le signal ni pour les bruits de fond. Des résultats partiels suggèrent que ces facteurs sont favorables à la recherche du boson de Higgs ($K_{\text{signal}} \simeq 1.5$, $K_{\text{bruits}} \simeq 1.1 - 1.2$). [34].

Les sections efficaces de production du signal et des bruit de fond, diffèrent au maximum de 10% avec les différentes fonctions de structure. Pour le bruit réductible $Zb\bar{b}$, cet écart atteint 20% [33].

Un travail d'E. Richter-Was [97] pour le canal de recherche $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, a montré que le choix de ces fonctions de structure affectait aussi les cinématiques des

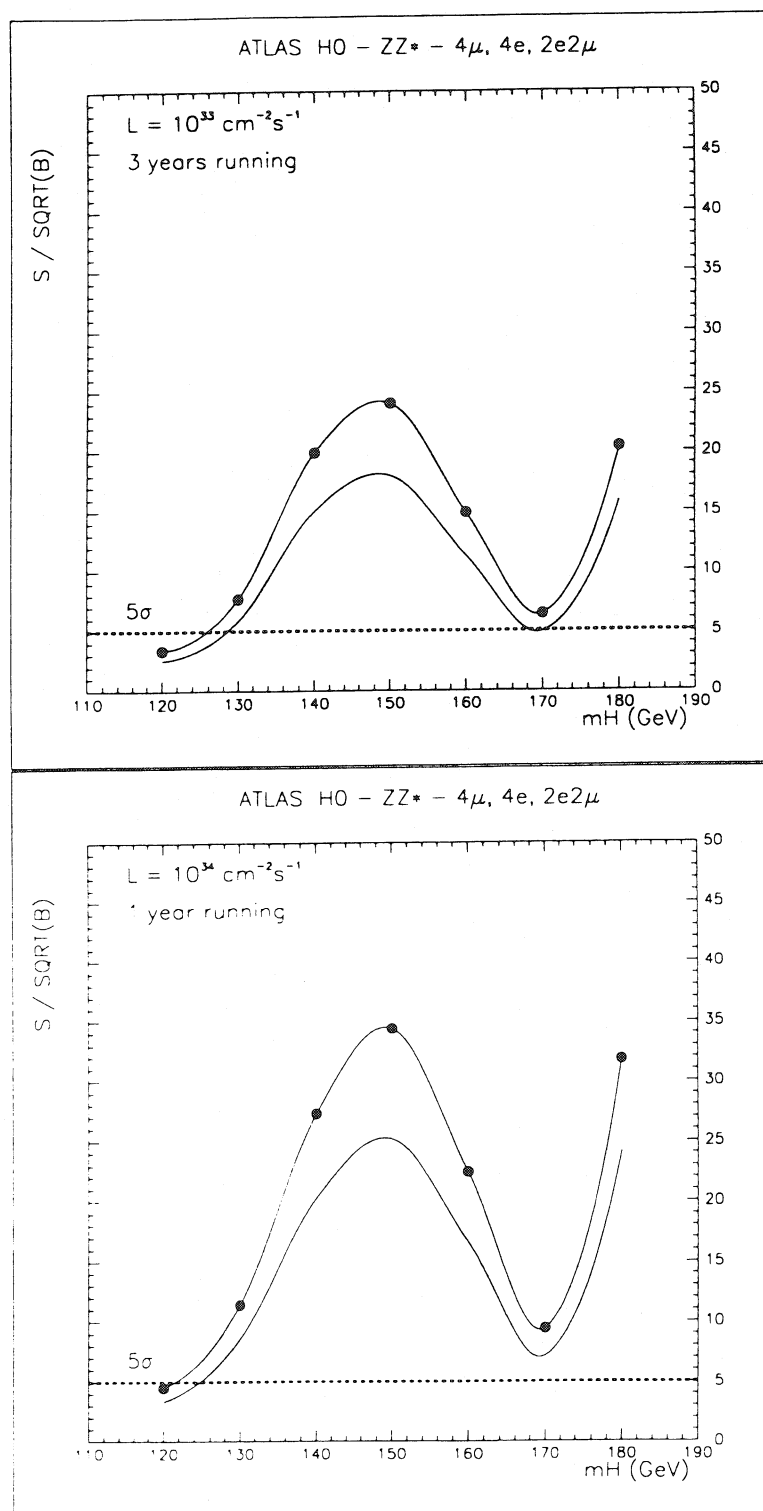


Figure 6.21: Pertinence statistique pour la recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons pour 3 ans de fonctionnement à basse luminosité (haut) ou 1 an à luminosité nominale (bas). Les lignes continues, sans points, prennent en compte un facteur "pessimiste" mettant en évidence la faible sensibilité de la recherche à une dégradation des performances.

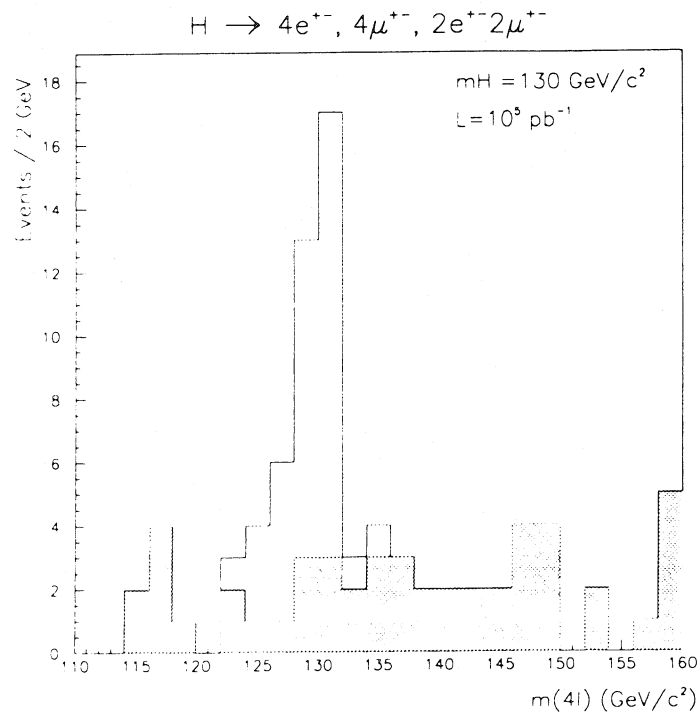
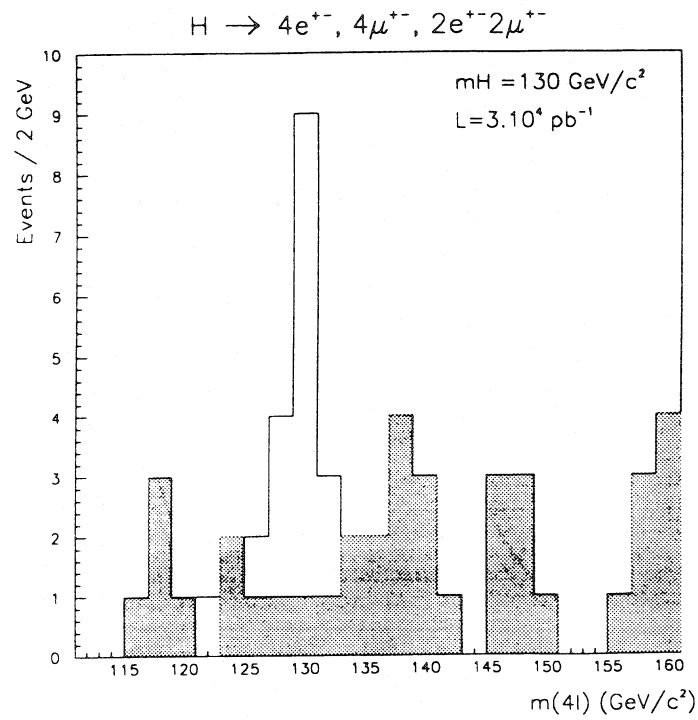


Figure 6.22: Distributions en masse obtenues pour : le signal + bruit de fond (blanc) et le bruit de fond (gris), après trois ans à basse luminosité (haut) et une année haute luminosité (bas). Les événements sont sélectionnés aléatoirement, et reproduisent le nombre moyen d'événements par intervalle de masse de 2 GeV/c^2 , attendus après 3 ans à basse luminosité ou 1 an à haute luminosité.

événements. Des écarts de l'ordre de 10% ont été mesurés sur les sections efficaces différentielles ($d\sigma/dp_t$).

Les processus radiatifs de l'état initial et de l'état final sont soumis eux aussi à des incertitudes. Les effets inclusifs des processus radiatifs de l'état initial sont contenus en partie dans les fonctions de structure [97]. Par contre, les effets exclusifs peuvent affecter les distributions cinématiques et l'isolation des leptons. Pour ce qui concerne l'état final, il faut différencier les simples processus de radiation QED des effets d'hadronisation de QCD :

- Les premiers affectent la cinématique des leptons. Pour le signal, PHOTOS a été utilisé pour modéliser au mieux ces phénomènes. A des fins conservatives et de simplicité, ces processus ont été simulés par le modèle de la gerbe partonique (JETSET) pour les bruits de fond.
- Les phénomènes QCD sont plus difficiles à modéliser:
 - Le choix de Λ_{QCD} modifie le spectre des gluons émis par les quarks b, et donc la cinématique et l'isolation des leptons de désintégration.
 - Les mécanismes d'hadronisation sont modélisés par les cordes de Lund de JETSET. JETSET a été étalonné essentiellement sur des mesures à plus faible énergie (LEP) sur des modes inclusifs. La dépendance de ces modèles avec l'échelle d'énergie n'a pas encore été étudiée complètement et il a été montré que certains modes exclusifs étaient mal reproduit par les générateurs [98].

Ces diverses incertitudes sont difficilement quantifiables. Nous nous bornons donc à supposer qu'elle demeurent limitées à une dizaine de pourcent pour ce qui concerne le taux de production, et à quelques dizaines de pourcent pour ce qui concerne les caractéristiques cinématiques et topologiques (isolation..) [103].

Incertainitudes liées au détecteur et à la réjection des bruits

L'analyse du canal 4 leptons repose sur une modélisation du détecteur. Cette modélisation tient compte d'hypothèses de fonctionnement décrites dans le chapitre deux de cette thèse.

Ces différentes hypothèses ont été largement testées tant au travers de simulations, qu'au travers de tests en faisceau. Nous faisons toutefois ici des hypothèses sur d'éventuelles difficultés non prévues qui affecteraient le fonctionnement de ces détecteurs.

- **Détecteur interne :**

Nous supposons ici que deux types de difficultés peuvent être rencontrées avec le détecteur interne : D'une part, une impossibilité de réaliser les alignement prévus à quelques microns près, et d'autre part, un dysfonctionnement

complet d'un des détecteurs (radiations).

– Alignements, résolutions :

Pour ce qui concerne le canal 4 leptons, les problèmes d'alignement se ressentent essentiellement au travers de la résolution sur le paramètre d'impact. On a vu dans ce chapitre que la fluctuation en position de $\sigma = 14\mu\text{m}$ du faisceau dans le plan transverse est responsable d'une perte de 30% du pouvoir de réjection des événements $t\bar{t}$ par le détecteur. Les bruits de fond réductibles étant largement minoritaires, ces pertes de potentiel de réjection ne sont pas fatales à la recherche du boson de Higgs.

– Radiations, disfonctionnement d'un détecteur :

Le niveau de radiations est plus problématique. Outre, l'empilement qui peut induire des pertes d'efficacité de reconstruction, le flux de particules peut abimer l'électronique ou le détecteur au Silicium et empêcher le fonctionnement de tout ou partie du détecteur. L'impossibilité d'utiliser les couches de précision rendrait inutilisable le paramètre d'impact comme critère de réjection. Cela correspond à une perte d'un facteur 12 sur les événements $t\bar{t}$ et 6 sur les événements $Zb\bar{b}$. Là encore, seule la réjection des événements des bruits réductibles serait affectée. Ceux-ci étant minoritaires en fin d'analyse, la recherche du boson de Higgs pourrait quand même se faire.

La perte de l'ensemble du détecteur interne serait plus "problématique". La reconstruction des muons ne pourrait être assurée que par le spectromètre à muons. La résolution en masse serait alors dégradée. L'identification des électrons serait compliquée, et malgré un renforcement des critères d'isolation calorimétrique, il ne serait pas possible de l'effectuer convenablement. La mesure des angles des électrons devrait être assurée par le calorimètre. Avec une résolution de 50 mrad sur θ et ϕ , on peut s'attendre à une dégradation de la résolution en masse de 20% (fig. 5.4).

• Calorimètre :

Une dégradation de la résolution en énergie du calorimètre (bruit électronique, terme constant, terme stochastique) a un effet sur la masse reconstruite du boson de Higgs pour les états finaux avec des électrons. Le tableau suivant montre la variation relative de la résolution en masse quand la paramétrisation de la résolution en énergie varie :

Variation de la résolution	Effet
Stochastique: $\frac{10\%}{\sqrt{E}} \rightarrow \frac{12\%}{\sqrt{E}}$	Perte de 20% sur $\sigma(m_H)$
Terme constant: $0.7\% \rightarrow 1.5\%$	$\sigma(m_H) \rightarrow \sigma(m_H) \times 1.08$
Terme de bruit: $250 \rightarrow 400$ MeV	$\sigma(m_H) \rightarrow \sigma(m_H) \times 1.14$

Nous avons aussi vu en conclusion du chapitre 5, que par comparaison à la géométrie finale d'ATLAS, nous surestimons l'acceptance à l'intervalle de masse $m_H \pm 1.4\sigma$ de 8%. Cet effet est dû à l'augmentation de la quantité de matière dans le détecteur interne. Cette matière, très centrale, tend à augmenter le taux d'interaction par bremsstrahlung des électrons et donc l'émission de photons.

Hypothèse sur les cas extrêmes

Afin de tester les effets de ces différentes incertitudes, nous avons réitéré l'analyse de recherche du boson de Higgs dans le canal 4 leptons, en affectant des facteurs correctifs aux efficacités et aux réjections. Nous avons essayé de nous en tenir à des conditions "plausibles". Nous n'avons donc pas considéré les cas extrêmes où un détecteur dans son ensemble ne fonctionne pas, mais seulement des effets modérés.

Les incertitudes, décrites dans le paragraphe précédents, se résument ou bien à une augmentation des bruits de fond (incertitudes liées à la production, perte de réjection des détecteurs) ou bien à une diminution du signal (section efficace, perte d'efficacité de reconstruction, durcissement des coupures.). Des deux types d'incertitudes, c'est la seconde qui domine, car elle est liée linéairement à la pertinence statistique.

Nous avons établi notre hypothèse extrême comme suit :

- Une perte de 10% sur les sections efficaces de production du signal.
- Une augmentation de 10% des bruits de fond.
- Une perte d'efficacité de 10% sur le signal.
- Une perte de 50% sur la réjection des bruits de fond réductibles.

Les pertinences statistiques évaluées avec une loi gaussienne, obtenues dans ces conditions sont représentées sur la figure 6.21 par la ligne continue en dessous de la ligne principale. A basse luminosité comme à haute luminosité, l'effet reste modéré.

6.7.4 Conditions de la recherche dans CMS

L'expérience CMS [105] cherchera elle aussi le boson de Higgs.

Nous donnons ci-dessous une brève comparaison de l'analyse du canal 4 leptons de CMS [106] avec notre propre analyse.

Conditions instrumentales

La conception du détecteur est quelque peu différente de celle d'ATLAS. Malgré le niveau de radiations élevé, la collaboration a choisi de privilégier la mesure des impulsions des muons combinant le détecteur de muons et le détecteur interne. Le détecteur interne, d'un rayon de 1.3 m, est baigné par champ magnétique solénoïdal de 4 Tesla. La mesure des impulsions des muons est alors réalisée avec une précision $\delta p/p \simeq 1.5\%$ pour $p_T^\mu < 100 \text{ GeV}/c$.

Les énergies des électrons sont mesurées avec un calorimètre électromagnétique à crystal situé à l'intérieur de la bobine magnétique. Ce calorimètre devrait permettre d'obtenir un terme stochastique de l'ordre de $5\%/\sqrt{E}$ et un terme constant de l'ordre de 0.5%.

Globalement, on peut considérer que les performances attendues pour les détecteurs ATLAS et CMS sont sensiblement équivalentes, à l'exception de la résolution en masse de CMS sur l'état final 4 muons qui atteint $\sigma(m_{4\mu}) \simeq 1. \text{ GeV}/c^2$.

Les résultats quelques peu moins prometteurs de CMS, par comparaison aux résultats présentés dans cette étude, proviennent pour l'essentiel de la méthode d'analyse. À analyse égale, les résultats devraient être proches pour les deux expériences.

6.7.5 Extension supersymétrique minimale

Les résultats obtenus précédemment ont été étendus à la recherche du boson de Higgs H du MSSM.

Pour ce faire, les bruits de fond sont considérés constants par rapport à l'analyse du modèle standard, et les sections efficaces du signal sont renormalisées pour tenir compte des couplages différents (voir chapitre 1).

Le tableau 6.12 donne les sections efficaces de production $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm$, pour différentes valeurs de $\tan\beta$ et m_H . Les courbes de pertinence statistiques pour les différentes valeurs de $\tan\beta$ et pour une année à haute luminosité, sont représentées sur la figure 6.23.

Ce canal devrait permettre l'observation du boson de Higgs supersymétrique H dans le canal 4 leptons pour des faibles valeurs de $\tan\beta \simeq 1$ et pour de grandes masses du boson de Higgs $m_H > 140 \text{ GeV}/c^2$.

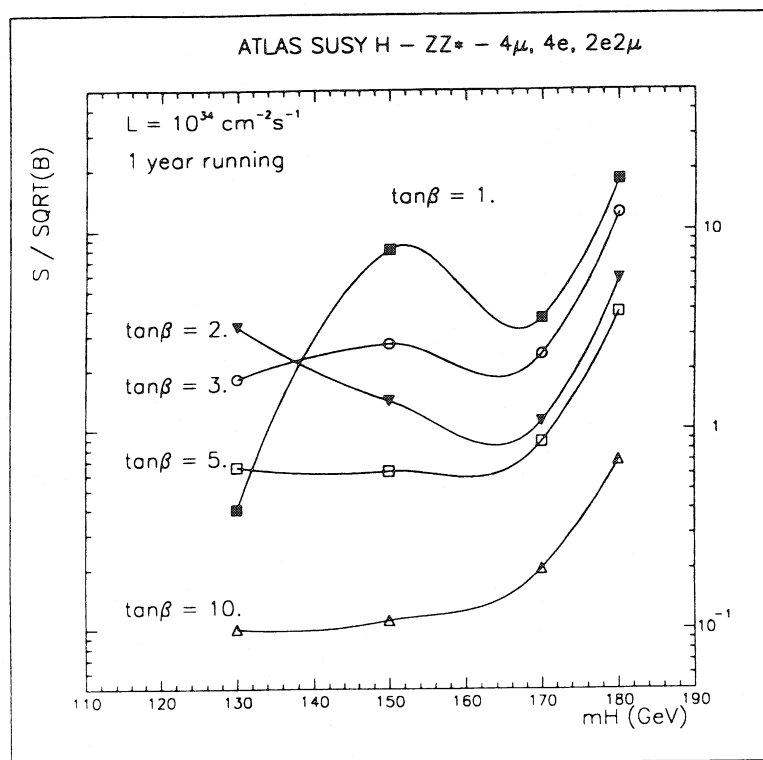


Figure 6.23: Pertinence statistique attendue pour la recherche du boson de Higgs H dans le canal quatre lepton, dans différents modèles du MSSM.

$\sigma(pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm, 4\mu^\pm, 2e^\pm 2\mu^\pm) \text{ fb}$					
$m_H \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	$\tan\beta = 1$	$\tan\beta = 2$	$\tan\beta = 3$	$\tan\beta = 5$	$\tan\beta = 10$
130	0.1	0.82	0.44	0.16	0.024
150	1.31	0.22	0.44	0.10	0.019
170	0.54	0.16	0.35	0.13	0.027
180	1.83	0.58	1.25	0.40	0.075

Tableau 6.12: Section efficace de production des bosons de Higgs supersymétriques se désintégrant dans le canal 4 leptons. ([33]).

6.8 Conclusion de la recherche du boson de Higgs

L'analyse du canal H^0 en quatre leptons a été faite en simulant au mieux les caractéristiques du détecteur et des événements. Dans cette modélisation, il est confirmé que le boson de Higgs peut être recherché entre 130 et 180 GeV/c^2 avec de larges marges de sécurité, à basse et à haute luminosité. Il a aussi été montré qu'une recherche serait possible jusqu'à 120 GeV/c^2 à haute luminosité, assurant un recouvrement encore plus important avec le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Dans le modèle supersymétrique minimal, les faibles sections efficaces de production du signal rendent difficile la recherche du boson H et la limitent à la région $\tan\beta < 2$ déjà couverte par d'autres canaux.

Au-delà de cette évaluation de l'observabilité du boson de Higgs, cette analyse a permis de nous renseigner sur les performances du détecteur pour l'analyse de processus leptoniques.

Les résolutions, identification et reconstruction ont été étudiées en détail et nous ont permis de mieux situer les performances du détecteur ATLAS.

Partie IV

Conclusion générale

Nous avons pu, dans le cadre de cette thèse, évaluer une partie des performances du détecteur ATLAS, à travers le test en faisceau du prototype de calorimètre et à travers l'étude du canal test : $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

L'approche instrumentale a montré qu'il est possible de construire et de faire fonctionner un calorimètre accordéon à argon liquide avec un détecteur de position intégré.

Dans le cadre plus particulier de cette thèse, nous avons pu, après avoir construit ce prototype, nous intéresser au potentiel de réjection π^0/γ . Nous avons montré que celui-ci répondait aux critères imposés par la recherche du boson de Higgs dans le canal deux photons :

$$R_{\pi^0/\gamma}^0 > 3 \text{ pour } \epsilon_\gamma = 90\% \text{ et } p_T^{\pi^0} \simeq 50 \text{ GeV}/c$$

Cette mesure a aussi été l'occasion d'étudier en détail le phénomène de diaphonie qui peut altérer les performances du calorimètre. Nous avons montré qu'il est possible de le corriger lorsque son amplitude est de quelques pourcents.

L'approche simulateur a permis de tester les performances d'ATLAS, en réponse à un canal de physique caractéristique des processus que nous rechercherons au LHC. En même temps, elle a servi à évaluer la possibilité de mettre en évidence le boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ après trois ans de fonctionnement du LHC à basse luminosité ($L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), ou un an à haute luminosité ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Après trois années à basse luminosité, on attend 12 événements signal pour 2.5 événements bruit de fond dans l'intervalle de masse $1.4\sigma_{m_{H^0}}$

Pour ce faire, nous avons travaillé en complément des études précédentes qui n'avaient pas atteint un degré de précision suffisant pour conclure de manière définitive.

L'analyse a été réalisée en utilisant une simulation complète d'ATLAS avec une attention particulière portée à la reconstruction combinée du détecteur interne et du calorimètre. Les effets du bremsstrahlung interne ont été pris en compte. L'effet du bremsstrahlung externe a été réduit au moyen du programme du "brem-fit".

Ces outils ont été utilisés pour évaluer les performances de la reconstruction du signal et les réjection obtensibles sur les bruits de fond.

En fin de compte, en utilisant ces méthodes et en optimisant mieux les coupures cinématiques, nous avons pu montrer que ATLAS pourrait trouver le boson de Higgs dans ce canal, jusqu'à une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ après deux années à haute luminosité.

Partie V
ANNEXE

Cette partie décrit le calcul de l'élément de matrice $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Celui-ci, sera intégré à la prochaine version du programme PYTHIA et a été réalisé avec l'aide de R. Zitoun. Pour plus de détails, on se référera à la note [46].

6.9 Calcul de l'élément de matrice

Afin d'introduire les différences entre la désintégration du Higgs en W^+W^- utilisée par PYTHIA, et la désintégration en ZZ , nous décrivons tout d'abord la désintégration en deux bosons réels. Dans un second temps, le calcul sera mené pour la désintégration complète.

Nous utilisons les notations suivantes: m_H , m_W , m_Z sont les masses respectives du boson de Higgs, du W et du Z. $g = e/\sin\theta_W$, $g_Z = g/\cos\theta_W$ sont les constantes de couplage.

6.9.1 Désintégration en deux bosons réels

$H \rightarrow WW$

Nous donnons ici, l'expression de l'élément de matrice $H \rightarrow WW$.

$$i\mathcal{M} = igm_W g_{\mu\nu} \epsilon_+^\mu \epsilon_-^{*\nu} .$$

Après élévation au carré et sommation sur les polarisation du W :

$$\epsilon^\mu \epsilon^{*\nu} \rightarrow -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} ,$$

Et alors,

$$|\mathcal{M}|^2 = g^2 m_W^2 \left[2 + \frac{(q_+ \cdot q_-)^2}{m_W^4} \right] .$$

q_+ and q_- sont les impulsions des W^{+-} créés.

Comme $m_H^2 = (q_+ + q_-)^2 = 2m_W^2 + 2q_+ \cdot q_-$, l'expression devient :

$$|\mathcal{M}|^2 = g^2 \frac{m_H^4}{4m_W^2} \left[\frac{x_W^2}{2} + \left(1 - \frac{x_W}{2} \right)^2 \right] = g^2 \frac{m_H^4}{4m_W^2} \left(1 - x_W + \frac{3x_W^2}{4} \right) . \quad (6.1)$$

où $x_W = 4m_W^2/m_H^2$.

La largeur partielle s'écrit alors :

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2m_H} |\mathcal{M}|^2 \frac{p^* \times 4\pi}{2^8 \pi^6 m_H} ,$$

et s'exprime sous la forme :

$$\Gamma(WW) = \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1 - x_W} \left(1 - x_W + \frac{3x_W^2}{4} \right) . \quad (6.2)$$

C'est l'expression de la largeur de désintégration en WW.

H → ZZ

Le passage à la désintégration en ZZ se simplement en remplaçant g par g_Z , et m_W par m_Z . un facteur $\frac{1}{2}$ vient du fait que l'espace des phases est symétrique dans l'échange des deux Z.

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2m_H} |\mathcal{M}|^2 \frac{p^* \times 2\pi}{2^8 \pi^6 m_H} = \frac{g_Z^2}{128\pi} \frac{m_H^3}{m_Z^2} \sqrt{1-x_z} \left(1 - x_z + \frac{3x_z^2}{4}\right),$$

Ce qui peut se réexprimer :

$$\Gamma(ZZ) = \frac{g^2}{128\pi} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1-x_z} \left(1 - x_z + \frac{3x_z^2}{4}\right). \quad (6.3)$$

qui est complètement équivalent à l'expression (2), mais pour la désintégration en ZZ. On a utilisé dans cette formule : $x_z = 4m_Z^2/m_H^2$.

6.9.2 Désintégration en deux paires de leptons: Calcul général

Nous considérons maintenant le calcul général pour la désintégration du boson de Higgs. Tout d'abord, nous présentons le calcul $H \rightarrow WW \rightarrow l_1 \bar{l}_2 l_3 \bar{l}_4$ (l est un lepton ou un neutrino). Dans la prochaine partie, nous décrirons l'équivalent pour le processus $H \rightarrow ZZ \rightarrow l_1 \bar{l}_2 l_3 \bar{l}_4$.

$$H \rightarrow WW \rightarrow l_1 \bar{l}_2 l_3 \bar{l}_4$$

L'élément de matrice est :

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= igm_W g_{\mu\nu} \\ &\times i \frac{-g^{\mu\rho} + q_{12}^\mu q_{12}^\rho / m_W^2}{M_{12}^2 - m_W^2 + im_W \Gamma} \times \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{v}_2 \gamma_\rho \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) u_1 \\ &\times i \frac{-g^{\nu\sigma} + q_{34}^\nu q_{34}^\sigma / m_W^2}{M_{34}^2 - m_W^2 + im_W \Gamma} \times \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{v}_4 \gamma_\sigma \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) u_3 \end{aligned}$$

En utilisant la propriété de la conservation du courant ($q \cdot j = 0$), on obtient :

$$\mathcal{M} = \frac{g^3 m_W}{2} \frac{1}{P_{12} P_{34}} \left[\bar{v}_2 \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) u_1 \right] \left[\bar{v}_4 \gamma_\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) u_3 \right].$$

P_{12} et P_{34} sont les propagateurs respectifs des systèmes comprenant les leptons (12) et (34).

En élevant au carré et en sommant sur les polarisations des leptons :

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}|^2 &= \frac{g^6 m_W^2}{4} BW(12)BW(34) \\
 &\times Tr \left[p_2 \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) p_1 \gamma^\nu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \right] \\
 &\times Tr \left[p_4 \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) p_3 \gamma^\nu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \right] \\
 &= 4g^6 m_W^2 \frac{(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4)}{[(M_{12}^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma^2][(M_{34}^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma^2]} \quad (6.4)
 \end{aligned}$$

Les relations de factorisation de l'espace de phase permettent de simplifier cette expression :

$$\begin{aligned}
 d\Phi_4(1234; 1, 2, 3, 4) &= d\Phi_2(1234; 12, 34)d\Phi_2(12; 1, 2)(2\pi)^3 dM_{12}^2 \\
 &\times d\Phi_2(34; 3, 4)(2\pi)^3 dM_{34}^2
 \end{aligned}$$

où $p^* = m_H \sqrt{1 - x_W}/2$. On obtient alors l'expression de la largeur de désintégration du boson de Higgs en 4 leptons à travers le cannal W^+W^- .

$$\begin{aligned}
 d\Gamma(H \rightarrow WW \rightarrow 4f) &= \frac{g^6 m_W^2}{2^{15} \pi^8 m_H^2} \times p^* (p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) \\
 &\times \frac{dM_{12}^2}{(M_{12}^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma^2} \frac{dM_{34}^2}{(M_{34}^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma^2} d\Omega^* d\Omega_{12} d\Omega_{34} \quad (6.5)
 \end{aligned}$$

C'est cette expression qui est utilisée dans PYTHIA pour décrire les désintégrations $H \rightarrow W^+W^-$ and $H \rightarrow ZZ^*$ avec les cinématiques adéquates. Nous allons dériver maintenant l'expression correcte pour la désintégration à travers (ZZ^*) .

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow l_1 \bar{l}_2 l_3 \bar{l}_4$$

Par rapport à la désintégration au travers d'une paire de W , nous avons juste à introduire les changements suivants :

- $(1 - \gamma^5)$ devient $g_v - g_a \gamma^5$;
- g est maintenant g_Z pour le vertex $H \rightarrow ZZ^*$;
- g devient $\sqrt{2}g_Z$ pour le vertex $Z \rightarrow f\bar{f}$.

Avec ces modifications, on obtient l'élément de matrice :

$$|\mathcal{M}|^2 = 2g_Z^6 m_Z^2 \frac{(g_v^4 + g_a^4 + 6g_v^2 g_a^2)(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (g_v^2 - g_a^2)^2(p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)}{[(M_{12}^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2][(M_{34}^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2]} \quad (6.6)$$

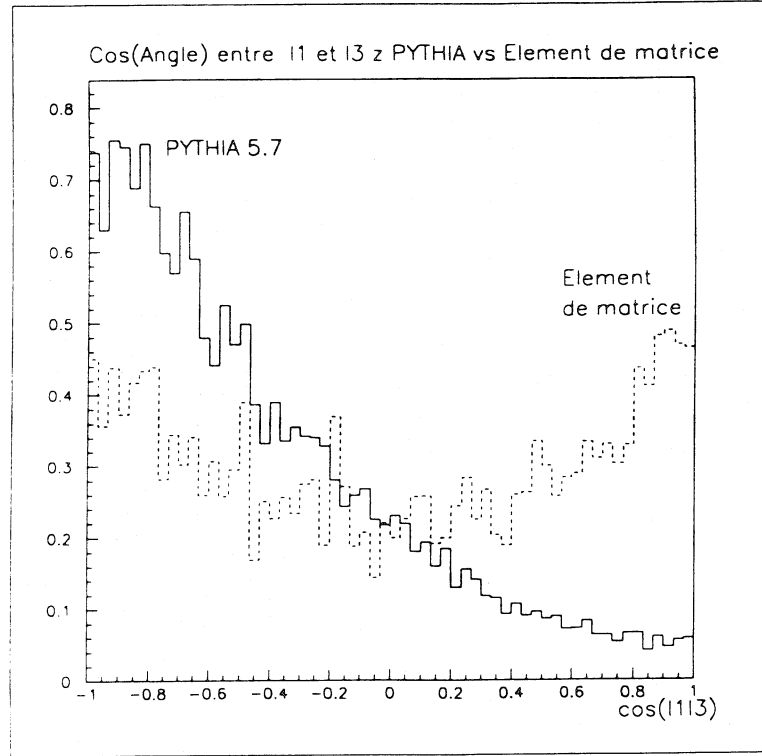


Figure 6.24: Cosinus de l'angle entre les leptons 1 et 3 (leptons réels) émis dans la désintégration du Higgs au travers d'une paire de Z. La courbe continue correspond aux résultats de PYTHIA 5.7, et la courbe en pointillés au résultat obtenu avec l'élément de matrice.

qui donne l'expression finale de la largeur :

$$\begin{aligned}
 d\Gamma(ZZ \rightarrow 4f) &= \frac{g_Z^6 m_Z^2}{2^{16} \pi^8 m_H^2} p^* \\
 &\times \left[(g_v^4 + g_a^4 + 6g_v^2 g_a^2)(p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) + (g_v^2 - g_a^2)^2 (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3) \right] \\
 &\times \frac{dM_{12}^2}{(M_{12}^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2} \frac{dM_{34}^2}{(M_{34}^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma^2} d\Omega^* d\Omega_{12} d\Omega_{34} \quad (6.7)
 \end{aligned}$$

La différence avec la désintégration sur les W, provient du terme $(g_v - g_a \gamma^5)$ qui ne se factorise pas aussi bien que $(1 - \gamma^5)$. Il apparait des termes croisés qui tendent à diminuer les corrélations angulaires entre les leptons.

La figure 6.24 montre la distribution obtenue avec PYTHIA et avec l'élément de matrice, pour le cosinus de l'angle entre les leptons 1 et 3.

Bibliographie

- [1] A. Doughty. Lagrangian Interaction. Chapitre 9. Addison-Wesley
- [2] G. Cohen-Tannoudji. Cours de mécanique quantique, complément H3.
Voir aussi: Messiah, Mécanique quantique Chap. 21 par. 22.
- [3] E. Verlinde. An introduction to quantum Field theory. Yellow-report "European school of High energy physics" CERN 96-04 p. 15
- [4] Baier, Fadin, Khose, Kuraev: Inelastic process in high energy quantum electrodynamics. Phys Rep 78 n3 (1981) 293-393.
- [5] S.L. Glashow Nucl. Phys. 22 (1961) 579
S. Weinberg Phys. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam dans Elementary particle theory édité par N. Svartholn 1969 p367
- [6] P. Binetruy. Cours de DEA Orsay 1994.
B.A. Arbuzov. Standard Theory. CERN 96-04 p. 23
Tcheng Li. Gauge theories of particle physics
C. Quigg. Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions (frontiers in physics. Addison-Wesley)
- [7] M. Kobayashi et T. Maskawa Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [8] P.W. Higgs Phys. Lett. 12 (1964) 132
- [9] P. Janot. Cours de DEA 1994. Le mécanisme de Higgs.
- [10] Collaboration UA1: G Arnison et al.: Phys. Lett. 122B (1983) 113
Collaboration UA2: M Banner et al.: Phys. Lett. 122B (1983) 476
Collaboration UA1: G Arnison et al.: Phys. Lett. 126B (1983) 398
Collaboration UA2: P Bagnaia et al.: Phys. Lett, 129B (1983) 130
- [11] M. Herrero. FTUAM Jan/96/01. Hep/th 9601
- [12] V. Lafage. Thèse. Université d'Orsay numéro 4515. 1996
- [13] M. Carena et al. Higgs physics, CERN 96-01 p358
- [14] M. Carena dans: CERN academic training program. Higgs and supersymmetric particle physics at LEP2 (juin 96).

- [15] Physical review D. Vol 54 N1 96 p227.
Physics at LEP2, Yellow report. Volume 1 p351 CERN 96-01
- [16] Ellis, Fogli, Lisi: phys let. 333B (1994) p118
M Carena et al. Higgs physics CERN 96-01 p 359.
- [17] Proceedings de ICHEP 96.
- [18] G. 't Hooft Nucl. Phys. B35 (1971) 167
- [19] Kinoshita. Journal of mathematical physics vol3 N4.
Lee. et Nauenberg. Phys. Rev vol 133 number 6B p. b1549
- [20] *Introduction aux techniques de calcul pour les mesures de précision:*
Arbuzov. Standard Theory . ESHP DUBNA 95
Reports of the working group on precision calculation CERN 95-03
Mesures de précision:
Proceeding de ICHEP 96, à paraître.
- [21] Mesure de la masse du quark top. Proceeding de ICHEP 96.
- [22] E. Pilon Quelques éléments de chromodynamique ENSLAPP-A-597/96
Dokshitzer. "Perturbative QCD for beginners" dans CERN 96-04
- [23] G. Altarelli et Parisi Nucl. Phys. B126 1977 298-318
- [24] Physical review D. Vol 54 N1 96 p82.
- [25] D. Martin, QCD and Deep Inelastic scattering ESHP 93 Zakopane. page 20
vol 2.
- [26] Casher, Kogut, Susskindt. Vacuum polarization and the absence of free
quarks. Phys Rev D Vol 10-2 p 732
Ecole de GIF 77. Le cours de C. Itzikson sur le confinement.
Ecole de GIF 78: Cours intitulé "Jets de quarks et gluons" de M. Fontannaz.
- [27] T. Sjöstrand. CERN-TH 7112/93
- [28] Physics at LEP2, Yellow report. Volume 2 p103. CERN 96-01
- [29] E. Barberio, Z Was: Photos 2.0 Comp. Phys . com. 79 1994 291-308
- [30] E. Richter-Was Note Interne ATLAS-PHYS. 34 (1994)
- [31] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 214
- [32] D. Denegri dans: proceedings du workshop d'AACHEN
CERN 90-10/ECFA 90
- [33] E. Richter-Was et al. Note Interne ATLAS-PHYS. 48 (1995)

- [34] M. Mangano, Communication privée
S. Catani et al. CERN TH/96-21
M. Krämer et al. CERN TH/96-231
- [35] D. Froidevaux et E. Richter-Was Note Interne ATLAS-PHYS. 43 (1994)
- [36] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 225
- [37] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 215.
Voir aussi : V. Tisserand. Thèse Université d'Orsay. 97-01
- [38] Le groupe de travail comprend entre autre : E. Richter-Was, Y. Zolnierovski pour la partie ATLAS, et P. Aurenche, J.P. Guillet, E. Pilon pour la partie théorique.
- [39] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 217
- [40] M. Dittmar, H. Dreiner. ETH Zurich Prep. 96-02
- [41] dans : proceedings du workshop d'AACHEN
CERN 90-10/ECFA 90 chap A5 et plus précisément p 509
- [42] R. Hawking, Note Interne ATLAS-PHYS. 62 (1995)
- [43] L. Poggioli, Note Interne ATLAS-PHYS. 66 (1995)
- [44] D. Froidevaux dans : proceedings du workshop d'AACHEN
CERN 90-10/ECFA 90
- [45] Technical Design Report (Atlas Calorimeter performance).
CERN-LHCC 96-40 ATLAS-TDR1 p. 146.
- [46] O. Linossier and R. Zitoun, Note Interne ATLAS-PHYS. 96 (1996)
- [47] S. Zmushko et al. Note interne ATLAS-PHYS. 8 (1992)
- [48] M. Nessi et M. Bossman. Note interne ATLAS-PHYS. 50 (1994)
- [49] Gian. F. Giudice. Beyond the Standard Model : dans Yellow report, CERN 96-04 Proceedings de ESHP 95
- [50] S. Weinberg Phys rev D19 (1978) 1277
L. Susskind Phys Rev. D20 (1979) 2619
- [51] H. Georgi and S.L. Glashow Phys rev Lett 32 (1974) 438
- [52] J. Wess and B. Zumino Phys Lett B49 (1974) 52.
- [53] L. Susskind Phys rev D20 (1979) 2619
G 't Hooft in Recent Developments in Gauge Theories (Plenum press 1980).

- [54] Supersymmetry at the LHC. Transparent du "LHC workshop" 10/96 CERN
- [55] E. Richter-Was. communication privée.
- [56] D. Froidevaux et al. Note Interne ATLAS-PHYS 74 (1995)
- [57] Proposition technique d'ATLAS CERN LHCC-94-43
- [58] Technical Design Report (Atlas Liquid Argon calorimeter).
CERN-LHCC 96-41 ATLAS-TDR2.
- [59] LHC. Yellow book. CERN-AC 95-05
- [60] G. Altarelli, "Proton-Proton physics at LHC an overview", dans les proceedings du workshop d'Aachen. CERN 90-10/ECFA 90, Vol I page 153. (1989)
- [61] I. Wingerter-Seez, Note Interne ATLAS-LARG 19 (1995)
- [62] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 179
- [63] Technical Design Report (Atlas Calorimeter performance).
CERN-LHCC 96-40 ATLAS-TDR1 p. 19.
- [64] Atlas Technical Design Report. Partie détecteur interne. (En préparation).
- [65] Proposition technique ATLAS CERN/LHCC 94-43 p. 91
- [66] S. Haywood. Notes Internes ATLAS-INDET 91, 92, et 95.
I. Gavrilenko et al. Note Interne ATLAS-INDET 115
- [67] E. Rossi, High Energy particles. Prentice Hall (1952) G. Amaldi, Physica scripta 23 (1981) 409
- [68] M Lefebvre et al. Note interne ATLAS-RD3-41 (1993)
- [69] Technical Design Report (Atlas Calorimeter performance).
CERN-LHCC 96-40 ATLAS-TDR1 p. 51.
- [70] Technical Design Report (Atlas Calorimeter performance).
CERN-LHCC 96-40 ATLAS-TDR1 p. 68.
- [71] S. Nicoleau et al. Note Interne ATLAS-LARG. 61 (1996)
- [72] S. Nicoleau, Thèse de l'université de Savoie 97-04
- [73] L. Poggioli et al. Note Interne ATLAS-PHYS. 76 (1995)
- [74] Collaboration RD3: CERN PPE 92/46
- [75] GEM Technical design report. TN 93-262

- [76] J. Colas, S. Jézéquel, B. Mansoulié. Principes d'un preshower stereo intégré dans le calorimètre accordéon. Note de travail.
- [77] Technical Design Report. ATLAS, partie Calorimètre page 360.
- [78] Collaboration RD3: Test Beam results of a stereo preshower integrated in the liquid argon accordion calorimeter. (soumis à NIM).
- [79] D. Froidevaux et al. Note Interne ATLAS-CAL. 72 (1995)
- [80] F. Gianotti et al. Note Interne ATLAS-CAL. 70 (1994)
- [81] ATLAS proposition technique LHCC 94-43 p 225
- [82] O. Linossier, L. Poggioli. Note Interne AT-PHYS 75 (1995)
- [83] DICE. Documentation en ligne sur [http: //atlasinfo.cern.ch/Dice](http://atlasinfo.cern.ch/Dice)
- [84] GEANT 3.21 Manuel CERN-CN
- [85] Glover et Van der Bij, Phys Lett B219 (1991) 488
- [86] R. Hawking's Thèse. Université d'Oxford (1994).
- [87] B. van Eijk et R Kleiss. On the calculation of the exact $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ cross section including Z decay and b quark mass effects. Dans " Proceedings of the LHC workshop". Aachen. CERN 90-10/ECFA 90-133 vol 2 p 183.
- [88] T. Sjöstrand Communication privée.
- [89] D. Cavalli. Note interne ATLAS-PHYS. 080 (1996)
D. Cavalli et al. Note interne ATLAS-PHYS. 051 (1994)
- [90] E. Richter-Was. Note Interne ATLAS-PHYS. 79 (1996)
- [91] I. Gavrilenko Note Interne ATLAS-INDET (à paraître)
- [92] O. Linossier et L. Poggioli Note interne AT-PHYS 101 (1997)
- [93] RD2 collaboration. ASCOT/EAGLE note interne Indet 15 1992 p.19.
- [94] ATLAS proposition technique d'ATLAS. CERN LHCC 94-43 p. 68
- [95] Proposition technique d'ATLAS. CERN LHCC-94-43 p. 225
- [96] L. Vacavant, Communication privée.
- [97] E. Richter-Was Note interne ATLAS-PHYS 40 (1994)
- [98] D. Duscheneau, E. Pilon communications privées.

- [99] J.C. Chollet, Performance of the calorimetric isolation. Note interne à paraître.
- [100] LEP Electroweak working group. 1996 (dans [14])
- [101] Vol. 1 p354 dans [102]
- [102] Physics at LEP2. Yellow report. CERN 96-01.
- [103] T. Sjöstrand. E. Pilon. Communications privées
- [104] PYTHIA 6.1 [http: //thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html](http://thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html)
- [105] CMS Proposition technique. CERN-LHCC 94-38 (1994)
- [106] I. Iashvili et al. Note Technique CMS TN 95-059 (1994)
C. Charlot et al. Note Technique CMS en préparation. (1997)

Résumé

Evaluation des performances du détecteur ATLAS à travers le test en faisceau du prototype de calorimètre et à travers l'étude du canal test : $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$:

La recherche du boson de Higgs est la principale motivation de la construction du collisionneur LHC auprès duquel fonctionnera l'expérience ATLAS en 2005.

Dans le cadre de l'optimisation du détecteur, nous avons construit et testé en faisceau un prototype de calorimètre électromagnétique, à argon-liquide, à géométrie accordéon, avec un détecteur de position intégré. Une étude a été menée pour mesurer la capacité de celui-ci à séparer les photons des π_0 . C'est une propriété essentielle pour la recherche d'un boson de Higgs léger ($m_H < 150$ GeV), que l'on observera au travers de sa désintégration en deux photons.

Dans le même temps, nous avons évalué et corrigé les phénomènes de diaphonie entre les cellules de détection.

Nous avons aussi étudié systématiquement, le canal où le Higgs se désintègre en 4 leptons à travers une paire ZZ^* pour les masses intermédiaires ($130 < m_H < 180$ GeV). Cette fenêtre de masse est la zone la plus problématique pour ce canal qui devient facile au dessus de 180 GeV, lorsque le boson de Higgs se désintègre en deux Z réels.

Cette étude a été faite en utilisant des simulations complètes du détecteur pour évaluer son aptitude à reconstruire le signal et à rejeter les bruits de fond sur des critères cinématiques et topologiques.

Ces résultats sont utilisés pour démontrer la possibilité de chercher le boson de Higgs dans le canal 4 leptons à partir de 120 GeV.

Cette étude est généralisée aux bosons de Higgs de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard.

Summary

This thesis aims to present the construction and the test of an electromagnetic calorimeter prototype designed for the ATLAS experiment at the LHC collider. It also describes the analysis of the Higgs to four leptons channel, which is one the benchmark channels used to test the detector optimization.

The quest for the Higgs boson is one the main motivation for the ATLAS experiment. We have measured, in test-beam, the π^0/γ rejection capability for the accordion large ECAL prototype incorporating an integrated preshower. This rejection is crucial for the Higgs search in the $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ channel, which covers the $m_H = 80 - 150$ GeV mass range. At the same time some electronics studies have been performed.

Under 500 GeV, the $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ channel is the main way to look for the Higgs at the LHC. Under 180 GeV one of the emitted Z is off-shell the search is difficult. This domain has been investigated using some full detector simulation. It has been shown that, at a luminosity of the LHC $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, it will be possible to look for the Higgs below $m_H = 120$ GeV after two years and $m_H = 130$ GeV after one year.