



HAL
open science

Réalisation du pré-échantillonneur central d'ATLAS et étude de la séparation gamma / pi0 dans le calorimètre électromagnétique

Sophia Saboumazrag

► **To cite this version:**

Sophia Saboumazrag. Réalisation du pré-échantillonneur central d'ATLAS et étude de la séparation gamma / pi0 dans le calorimètre électromagnétique. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00005397

HAL Id: tel-00005397

<https://theses.hal.science/tel-00005397>

Submitted on 19 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER -GRENOBLE 1-

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique

Présentée et soutenue par

Sophia SABOUMAZRAG

Le 06 février 2004

**Réalisation du pré-échantillonneur central d'ATLAS et étude de la
séparation γ/π^0 dans le calorimètre électromagnétique**

COMPOSITION DU JURY

Johann Collot	Président
David Rouseau	
Abdeslam Hoummada	Rapporteur
Gilles Sauvage	Rapporteur
François Montanet	
Jean-Yves Hostachy	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie.

53 avenue des Martyrs
38026 GRENOBLE Cedex

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier D. Rousseau pour le temps qu'il a bien voulu passer à répondre à mes questions (par mails et téléphone).

Je remercie J. Collot d'avoir accepté que je fasse ma thèse dans le groupe ATLAS.

Un grand merci à L. Serin qui m'a bien conseillé dans les différentes étapes de l'analyse de données.

Bien entendu, je remercie les membres du groupe ATLAS/LPSC pour m'avoir reçu parmi-eux durant trois ans.

Merci encore à A. Hoummada, G. Sauvage et F. Montanet pour leur participation au jury.

Enfin, je remercie mes proches pour leur affection et leur soutien pendant ces trois dernières années et je remercie aussi mes beaux parents d'avoir assisté à ma soutenance.

À mes très chers parents,
mon mari et mon fils.

Table des matières

Introduction	9
1 Les aspects théoriques de la recherche du boson de Higgs	1
1.1 Introduction	1
1.2 Le modèle standard	2
1.2.1 Le groupe de jauge	2
1.2.2 Les particules élémentaires	2
1.2.3 L'interaction électrofaible	3
1.2.4 Brisure spontanée de la symétrie et mécanisme de Higgs	5
1.2.5 Le couplage du boson de Higgs	8
1.2.6 Les paramètres libres du modèle	12
1.2.7 Succès et faiblesses du modèle standard	12
1.2.8 Conclusion sur le modèle standard	14
1.3 Le Higgs et le modèle supersymétrique minimal	14
1.3.1 Intérêt de la supersymétrie	14
1.3.2 Structure théorique	16
1.3.3 Couplages des bosons de Higgs	18
1.4 Limites théoriques sur la masse du Higgs	18
1.5 La recherche expérimentale du boson de Higgs	20
1.5.1 La recherche du Higgs à LEP	20
1.5.2 Le Tevatron	23
1.6 Le bosons de Higgs au LHC	24
1.6.1 Le Higgs du modèle standard	24
1.6.2 Les Higgs du MSSM	28
1.7 Conclusion	29
2 Le collisionneur LHC et le Détecteur ATLAS	33
2.1 Le collisionneur LHC	33
2.1.1 Le système d'injection	33

2.1.2	Description de la machine	33
2.1.3	La physique accessible au LHC	36
2.1.4	Les contraintes imposées par le LHC sur ses détecteurs	38
2.2	Le Détecteur ATLAS	39
2.2.1	Le détecteur interne	39
2.2.2	La calorimétrie	42
2.2.3	Le spectromètre à muons	51
2.2.4	Déclenchement et acquisition de données	54
2.3	Conclusion	55
3	Étude du pré-échantillonneur central d'ATLAS	59
3.1	Description du détecteur	59
3.1.1	But	59
3.1.2	La géométrie du pré-échantillonneur	59
3.2	Composants du pré-échantillonneur	62
3.2.1	Les modules	62
3.2.2	Les électrodes	64
3.2.3	Les cartes-mères	64
3.3	Tests de validation des secteurs du pré-échantillonneur	69
3.3.1	Introduction	69
3.3.2	Tests des secteurs	70
3.3.3	Résultats des tests	74
3.4	Conclusion	77
4	Étude des faisceaux tests	81
4.1	Analyse des données d'électrons	81
4.1.1	Le module 0	81
4.1.2	Acquisition des données	82
4.1.3	Analyse des données	85
4.2	Analyse des données de photons	94
4.2.1	Déscription du dispositif expérimental	94
4.2.2	Résultats des analyses de données	95
4.3	Conclusion	99
5	Étude de la séparation γ/π^0	103
5.1	Intérêt de l'étude de la séparation γ/π^0	103
5.2	Analyse des données de photons	104
5.2.1	Définition des variables utilisées	104

5.2.2	Étude du faisceau de photons	106
5.2.3	Comparaison Données/Monte-Carlo	110
5.3	Étude de la séparation γ/π^0 dans les strips	115
5.3.1	L'étude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	115
5.3.2	Sélection des photons	117
5.3.3	Calcul du facteur de rejet γ/π^0	118
5.4	Étude de la séparation γ/π^0 en fonction de l'angle α	131
5.4.1	Définition de l'angle α	131
5.4.2	Résultats	134
5.5	Conclusion	137
Conclusion générale		141
A L'organisation internationale du CERN		143
Bibliographie		145
Liste des figures		145
Liste des tableaux		151

Introduction

Les principaux objectifs de la Physique des Particules concernent d'une part les tests précis du modèle standard et d'autre part la recherche des particules non encore observées telles que le boson de Higgs, ou les particules supersymétriques.

La découverte du Higgs est importante pour comprendre l'origine des masses. Cette particule est la signature du mécanisme de brisure de la symétrie qui engendre la masse des fermions et des bosons de jauge.

Le LHC est un collisionneur de protons qui fournira une énergie disponible de 14 TeV dans le centre de masse. Il est actuellement en installation au CERN dans l'ancien tunnel du LEP. Le détecteur ATLAS sera installé autour d'un des quatre points de collision et a pour but de détecter le boson de Higgs dont la masse est comprise entre 95 GeV et 1 TeV (voir chapitre 1). Le travail de thèse présenté ici est une participation au programme de recherche mis en place par la collaboration ATLAS.

Le premier chapitre présente un rappel sur le mécanisme de Higgs. Après un court résumé sur le modèle standard, on citera les différentes motivations pour la supersymétrie minimale. Dans une deuxième approche on présentera les résultats trouvés dans d'autres expériences auprès d'accélérateurs comme le TEVATRON et le LEP. Ensuite on donnera une description des modes de production et de désintégration du Higgs au LHC.

Le deuxième chapitre décrit le LHC (Large Hadron Collider) et le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS). Celui-ci est l'un des détecteurs qui équiperont le LHC. Une description détaillée d'ATLAS ainsi que le rôle de chacun de ses sous-détecteurs seront présentés. On verra que le calorimètre électromagnétique jouera un rôle très important dans la détection du boson de Higgs à basse masse.

Le troisième chapitre donne une description plus détaillée du pré-échantillonneur central, l'un des sous-détecteurs d'ATLAS. Outre le LPSC de Grenoble (maître d'œuvre) ; le KTH de Stockholm, les universités de Casablanca et de Rabat et le CNESTEN de Rabat ont participé à sa

construction. J'ai moi-même participé aux tests de validation des secteurs du pré-échantillonneur. Les résultats des tests d'un secteur sont présentés dans ce chapitre.

Certains secteurs du pré-échantillonneur ont été montés sur des modules du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, et testés au CERN à l'aide de faisceaux d'électrons, de photons et de muons. J'ai participé à ces tests. Les données enregistrées avec des électrons et des photons ont été analysées et comparées aux prédictions obtenues avec des simulations Monte-Carlo. Le quatrième chapitre montre les résultats de ces analyses. On verra notamment que l'analyse des données des électrons est beaucoup plus facile que celle des photons.

Le cinquième chapitre est consacré entièrement aux photons. On y trouvera des corrections concernant certains effets provenant des événements multiphotons, de la diaphonie etc... Une étude a été menée à partir de ces données "photons" pour connaître la capacité du calorimètre électromagnétique à séparer les photons des π^0 . Le dernier chapitre montrera donc les résultats de la séparation γ/π^0 pour une quantité de mouvement transverse de 50 GeV/c obtenus après différentes corrections. Il est en effet essentiel de pouvoir rejeter les π^0 afin de sortir le mode de désintégration du boson de Higgs en deux photons ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Ce mode est par ailleurs le plus indiqué (si ce n'est le seul expérimentalement accessible) pour un domaine de masse du Higgs compris entre 95 GeV et 150 GeV.

Il est à noter que les tout derniers résultats du LEP, avant son arrêt en novembre 2000, tendaient à octroyer au boson de Higgs une masse d'environ 115 GeV/c², d'où l'importance de maîtriser ce taux de rejet sans pour autant éliminer les photons issus de la désintégration du Higgs. Le domaine de masse compris entre 95 et 150 GeV/c² est sans doute le plus critique pour l'observation de cette particule.

Chapitre 1

Les aspects théoriques de la recherche du boson de Higgs

1.1 Introduction

L'objectif principal de la physique des particules est l'unification des quatre forces fondamentales : faible, électromagnétique, forte et de gravitation. Glashow, Weinberg et Salam ont proposé d'unifier les forces faible et électromagnétique en utilisant la théorie de jauge [1].

Cette théorie est basée sur des notions de symétrie et de principes d'invariances.

On dira qu'une transformation associée à une symétrie est globale si elle est effectuée partout dans l'espace-temps et locale si elle varie d'un endroit à l'autre. L'invariance sous la transformation de jauge (transformation locale dans l'espace de symétrie de la théorie) fera apparaître d'autres champs qu'on appelle les champs de jauge.

Les particules élémentaires obéissant à la mécanique quantique et à la mécanique relativiste sont décrites par un ensemble de degrés de liberté tels que la position dans l'espace et le temps que l'on représente par des champs.

L'interaction entre deux particules se fait par l'échange d'un boson de jauge.

Les symétries continues d'un lagrangien donnent lieu à des principes de conservation (théorème de Noether) [2]. Dans le cadre de la théorie locale relativiste des champs, il existe une liaison entre l'invariance du vide par rapport à un certain groupe de transformations et le lagrangien par rapport à ce même groupe (théorème de Cowlman) [2]. Si le vide est dégénéré et non invariant alors que le lagrangien est invariant, on dit qu'il y a eu une brisure spontanée de la symétrie.

Ce chapitre introduira le mécanisme de Higgs. La brisure spontanée de symétrie sera appliquée sur le groupe $SU(2) \times U(1)$: le groupe de symétrie du modèle électrofaible standard.

Avec ce mécanisme, les fermions et les bosons vecteur W^\pm et Z^0 acquièrent une masse après la brisure alors que la masse du photon (vecteur de l'interaction électromagnétique) reste nulle.

1.2 Le modèle standard

Les champs de jauge ouvrent des possibilités nouvelles de construction d'une théorie unifiée des interactions des particules élémentaires.

La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (le groupe d'isospin et d'hypercharge faibles) unifie les forces électromagnétique et faible. Cette symétrie permet de décrire les interactions électrofaibles des leptons et des quarks.

1.2.1 Le groupe de jauge

Le modèle standard est le modèle unifié le plus simple des interactions électromagnétique et faible élaboré par Glashow, Weinberg et Salam.

Pour assurer l'interaction faible entre les leptons il faut introduire au moins trois champs de jauge (trois mésons vectoriels intermédiaires). Le groupe unitaire minimal possédant la représentation régulière à trois dimensions est le groupe $SU(2)$, choisi en tant que groupe des interactions faibles. Pour assurer l'interaction électromagnétique entre les leptons il suffit d'introduire un champ de jauge. Le groupe unique possédant la représentation régulière à une dimension est le groupe $U(1)$.

Le groupe de jauge du modèle standard est alors le produit direct des groupes $SU(2)$ et $U(1)$:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

1.2.2 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires sont les fermions et les bosons.

- Les fermions : Ils ont un spin demi-entier, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et sont divisés en deux groupes : les leptons et les quarks. Il existe (jusqu'à maintenant) trois familles de quarks et trois familles de leptons (voir tableau 1.1).

A chaque fermion correspond un anti-fermion, celui-ci possède les mêmes caractéristiques (masse, etc...), excepté les charges qui sont opposées.

Il est à noter que ce sont les fermions qui constituent la matière de tous les jours, surtout la première famille de leptons et de quarks, les autres sont produits par les rayons cosmiques ou à l'aide d'accélérateurs.

Fermions	Familles	Charge électrique
Leptons	$\nu_e \quad \nu_\nu \quad \nu_\tau$	0
	$e^- \quad \mu^- \quad \tau^-$	-1
Quarks	$u \quad c \quad t$	+2/3
	$d \quad s \quad b$	-1/3

TAB. 1.1 – *Leptons et quarks dans le modèle standard*

	Particules	Symbole	Masse approx. (GeV)
Force électromagnétique	Photon	γ	0
Force faible	Boson W	W^\pm	80
	Boson Z	Z^0	91
Brisure de symétrie	Higgs	H	$95 < m_H < 1000$

TAB. 1.2 – *Les bosons du modèle standard*

- Les bosons : ils ont un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Le tableau 1.2 montre les bosons intermédiaire du modèle standard.

1.2.3 L'interaction électrofaible

Pour construire le modèle électrofaible, on a besoin de :

- Fermions de chiralité gauche, qui sont des doublets d'isospin faible de $SU(2)_L$ organisés en trois familles et deux classes : quarks (q_L) et leptons (l_L).

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\nu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix}$$

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix}$$

- Des singulets de lepton droit l_R et quarks droit q_R .

$$l_R = e_R, \mu_R \text{ et } \tau_R \quad T_3 = 0$$

(L'absence de partie droite pour les neutrinos a été observée expérimentalement)

$$q_R = u_R, c_R, t_R \text{ et } d_R, s_R, b_R \quad T_3 = 0$$

T_3 est la valeur d'isospin faible des fermions, liée à la charge électrique Q et à l'hypercharge Y par la relation suivante :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

- **Le lagrangien du modèle électrofaible** : Le lagrangien qui décrit ce modèle électrofaible entre les fermions et les bosons de jauge doit être invariant sous toutes les transformations locales définies à partir des générateurs du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Invariance dans le sous-espace $U(1)_Y$:

Tous les champs fermioniques sont invariants par changement de phase locale :

$$\psi' = e^{\frac{i}{2}f(x)Y} \psi \quad (1.2)$$

La dérivée covariante nécessaire pour maintenir cette invariance s'écrit alors [3] :

$$D_\mu = \delta_\mu + ig_1 B_\mu \frac{Y}{2}$$

Elle fait apparaître un champ vectoriel B_μ auquel est associé un seul boson.

Invariance dans le sous-espace $SU(2)_L$:

Tous les champs fermioniques sont invariants par les transformations du groupe, telles que :

$$\psi' = e^{iv(x)\vec{\tau}} \psi \quad (1.3)$$

Ici : $D_\mu = \delta_\mu + ig_2 \vec{W}_\mu \frac{\vec{\tau}}{2}$

Il apparaît trois bosons vectoriels W_μ^i ($i=1,2,3$).

Les nouvel espace étant le produit direct des deux précédents, on obtient alors :

$$D_\mu = \delta_\mu + ig_2 \left(\frac{\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}}{2} \right) + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.4)$$

La définition de la dérivée covariante fait apparaître les termes d'interactions avec les champs vectoriels de jauge et les fermions. Le lagrangien est défini de la façon suivante :

$$L_{(fermion,jauge)} = \bar{\psi}_R \gamma^\mu (i\delta_\mu - g_2 \frac{Y}{2}) \psi_R + \bar{\psi}_L \gamma^\mu (i\delta_\mu - g_1 (\frac{\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}}{2}) - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) \quad (1.5)$$

Où ψ_R est le champ fermionique droit (singulet) et ψ_L est le champ fermionique gauche (doublet).

Le lagrangien décrivant les champs de jauge (termes cinétiques propres aux champs) est :

$$L_{(jauge)} = \frac{-1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

Où $\overline{W^{\mu\nu}}$ et $B^{\mu\nu}$ sont des tenseurs d'ordre 2 définis par :

$$\begin{cases} W_{\mu\nu}^i = \delta_\nu W_\mu^i - \delta_\mu W_\nu^i + g_1 \epsilon_{jki} W_\mu^j W_\nu^k \\ B_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} B_\mu - \delta_\mu B_\nu \end{cases} \quad (1.7)$$

ϵ_{jki} est le tenseur unité complètement antisymétrique.

À ce stade, la théorie ne reproduit pas exactement les observations expérimentales, plus explicitement, on ne trouve aucun terme de masse pour les fermions ou pour les bosons. Pour cela, il faut introduire un terme $m\psi^\dagger\psi = m(\psi_L^\dagger\psi_R + \psi_R^\dagger\psi_L)$ dans le lagrangien. Ce terme doit être invariant sous les transformations définies précédemment dans 1.2 et 1.3. Cependant la solution est l'utilisation du mécanisme de Higgs qui sera expliqué dans la section suivante.

1.2.4 Brisure spontanée de la symétrie et mécanisme de Higgs

– Théorie abélienne:

Considérons un champ scalaire φ , le lagrangien L qui décrit son évolution est donné par :

$$L = \delta_\mu \varphi \delta^\mu \varphi - V(\varphi) \quad (1.8)$$

Avec : $V(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \lambda |\varphi|^4$ ($\lambda > 0$)

Le lagrangien L est invariant par la transformation globale du groupe de symétrie $U(1)$:

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

Le potentiel minimum s'écrit comme :

$$\mu^2 |\varphi|^2 + \lambda |\varphi|^4 = 0$$

Il existe deux états fondamentaux possibles pour le potentiel $V(\varphi)$:

- Si $\mu^2 > 0$, le potentiel a un minimum trivial $\langle \varphi \rangle = 0$, le vide correspond au minimum d'énergie, il présente donc un état stable (voir figure 1.1 a).
- Si $\mu^2 < 0$, le potentiel est minimum pour une infinité d'états, pour lesquels le vide est devenu dégénéré, la valeur moyenne du champ φ dans le vide étant différente de zéro (voir figure 1.1):

$$\langle \varphi \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v$$

Dans le cas où $\mu^2 < 0$, une perturbation autour de l'état fondamental est appliquée suivant la formule :

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x) + if(x)) \quad (1.9)$$

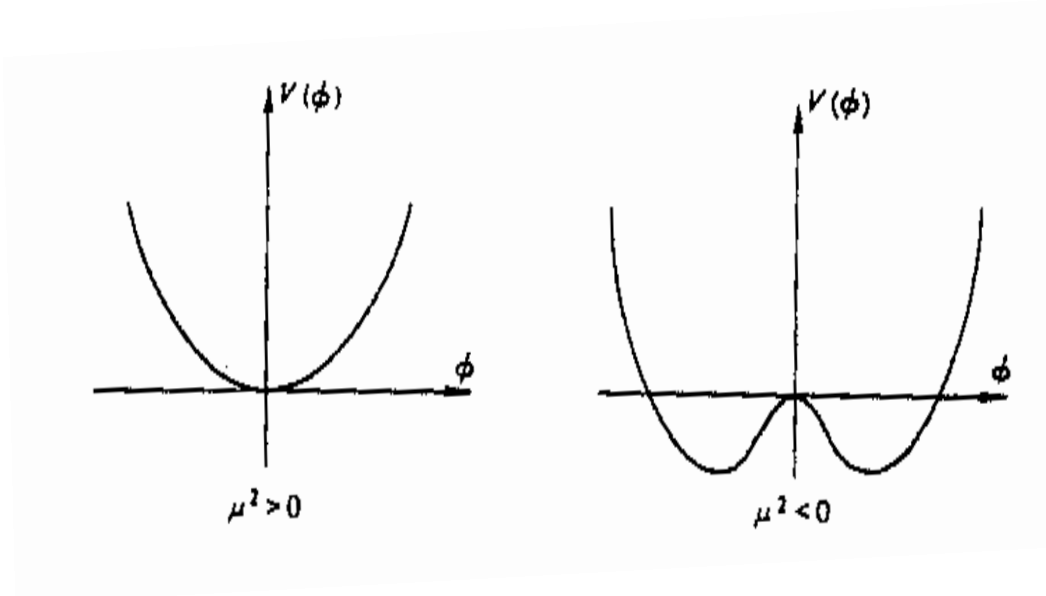


FIG. 1.1 – Forme du potentiel $V(\varphi)$ en fonction du champ φ . à gauche $\mu^2 > 0$, à droite $\mu^2 < 0$.

Puis en portant 1.9 dans 1.8, on constate l'apparition de nouveaux champs physiques. Le lagrangien s'écrit alors :

$$L = \frac{1}{2}(\delta_\mu h)^2 - (\lambda v^2)h^2 + \frac{1}{2}(\delta_\mu f)^2 + \dots \quad (1.10)$$

Dans ce nouveau lagrangien on voit apparaître un terme de masse non nulle pour la particule associé au champ dit champ de Higgs h . Cette masse a pour valeur :

$$m_h = \sqrt{2\lambda}v$$

Dans le lagrangien L , la particule scalaire décrite par la fonction $f(x)$ est sans masse. Elle est apparue suite à la brisure spontanée de la symétrie est appelée bosons de "Goldstone".

– **Théorie non abélienne (modèle standard):**

Dans cette théorie, un doublet de champ scalaire complexe est introduit, il s'écrit sous la forme suivante:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ H(x) + i\phi_3(x) \end{pmatrix}$$

Le potentiel $V(\phi)$ construit à partir de ce doublet maintient l'invariance du lagrangien sous les rotations $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il a pour but d'entraîner la brisure de symétrie (mécanisme dit de Higgs) et de donner des masses aux bosons de jaunge de la force faible.

Le lagrangien de la théorie est alors donné par :

$$L = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.11)$$

Avec : $V(\phi) = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4$

D^μ a été défini précédemment par la relation 1.4. La valeur moyenne dans le vide de ϕ s'écrit :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

Les champs physiques, ou états propres de masse, s'expriment désormais de la façon suivante :

$$\begin{cases} W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \\ Z^\mu = W_3^\mu \cos(\theta_W) - B^\mu \sin(\theta_W) \\ A^\mu = W_3^\mu \sin(\theta_W) - B^\mu \cos(\theta_W) \end{cases} \quad (1.12)$$

θ_W est l'angle de Weinberg, sa valeur a été déterminée par l'expérience ($\sin\theta_W = 0,22$), elle vaut environ 28 degrés. L'angle θ_W fixe le rapport des intensités des deux forces. Il fixe aussi le rapport des masses des W et du Z par la relation : $M_Z = M_W \cos(\theta_W)$.

La charge électrique est liée aux constantes de couplage g_1 et g_2 par :

$$e = g_1 \sin(\theta_W) \quad \text{et} \quad \cos(\theta_W) = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

Les masses sont données par :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{1}{4}g_2^2 v^2 \\ M_Z^2 &= \frac{1}{4}(g_1^2 + g_2^2)v^2 \\ M_\gamma &= 0 \end{aligned}$$

L'introduction du doublet de champ complexes, bien que ne violant pas la symétrie $SU(2) \times U(1)$, conduit à une solution (états physiques) qui violent la symétrie $SU(2) \times U(1)$. On dit qu'il y a eu brisure de symétrie. Les bosons W^+ , W^- et Z^0 acquièrent alors une masse tandis que celle du photon reste nulle, bien que son champ A^μ provienne à la fois des champs de jauge W_3^μ et B^μ (relation 1.12).

Le boson de Higgs obtient une masse donnée par : $m_H = \sqrt{2\lambda}v$. Étant donné que λ est un paramètre indéterminé, la théorie est impuissante à prédire sa masse.

Masse des fermions dans le modèle standard:

Dans le modèle standard, la masse des fermions est donnée tout en respectant l'invariance de jauge. On introduit le mécanisme de Higgs par l'intermédiaire de couplages de Yukawa.

Pour la première génération des leptons on a :

$$L_{leptons} = -G_e \left[\left(\bar{\nu}_e, \bar{e} \right)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R \left(\bar{\phi}, \bar{\phi}^0 \right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right]$$

avec : $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$

On obtient :

$$L_{leptons} = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)H$$

Définissant : $m_e = \frac{G_e}{\sqrt{2}}v$.

On a alors :

$$L_{leptons} = -m_e \bar{e}e - \frac{m_e}{v} \bar{e}eH \quad (1.13)$$

Pour les quarks, le mécanisme est assez analogue. Toutefois, la variété observée dans leur masse autorise la désintégration d'un quark de la famille i vers un quark plus léger de la famille j . Ces couplages entre familles doivent donc être permis dans le lagrangien. Pour cela, on introduit une matrice (3×3) unitaire appelée CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa). Cette matrice exprime les états propres de masse en terme de mélange des états propres d'interaction.

$$L_q = -G_d^{ij} \left(\begin{array}{c} \bar{u}_i, \bar{d}_i \end{array} \right)_L \left(\begin{array}{c} \phi^+ \\ \phi^0 \end{array} \right) d_{jR} - G_u^{ij} \left(\begin{array}{c} \bar{u}_i, \bar{d}_i \end{array} \right)_L \left(\begin{array}{c} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{array} \right) u_{jR} + h.c$$

Où i et $j = 1, 2, 3$. après diagonalisation de la matrice on obtient :

$$L_q = -m_d^i \bar{d}_i d_i \left(1 + \frac{H}{v}\right) - m_u^i \bar{u}_i u_i \left(1 + \frac{H}{v}\right) \quad (1.14)$$

La matrice CKM est constituée de 4 paramètres indépendants. Il s'agit de 3 angles de mélanges et d'une phase. Cette phase est responsable de la violation CP dans le modèle standard.

1.2.5 Le couplage du boson de Higgs

Le Higgs du modèle standard se couple aux bosons de jauge proportionnellement au carré de leur masse, tandis qu'il se couple aux fermions proportionnellement à leur masse. Le tableau 1.3 montre la forme de ces couplages.

La figure 1.2 montre les différents couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions.

Le couplage du boson de Higgs avec les gluons et les photons est plus complexe, car il ne se produit qu'aux ordres supérieurs de la théorie.

Le couplage du boson de Higgs avec les photons se fait via une boucle de quarks top (voir figure 1.3). Avec les gluons, le couplage se fait à travers une désintégration virtuelle du Higgs en une paire quark-antiquark qui s'annihile en deux gluons [4].

g_{3H}	$M_H^2 \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}}$
g_{4H}	$M_H^2 \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)$
g_{H-ZZ}	$2M_Z^2 (G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}}$
g_{H-WW}	$2M_W^2 (G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}}$
g_{2H2W}	$2M_W^2 \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)$
g_{2H2Z}	$2M_Z^2 \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)$
g_{ffH}	$M_f \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}}$

TAB. 1.3 – *Couplages entre les bosons de Higgs et les particules du modèle standard. G_F est la constante de Fermi, reliée à l'ordre le plus bas de la théorie, au couplage de l'interaction faible par la relation : $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_1^2}{8m_W^2}$*

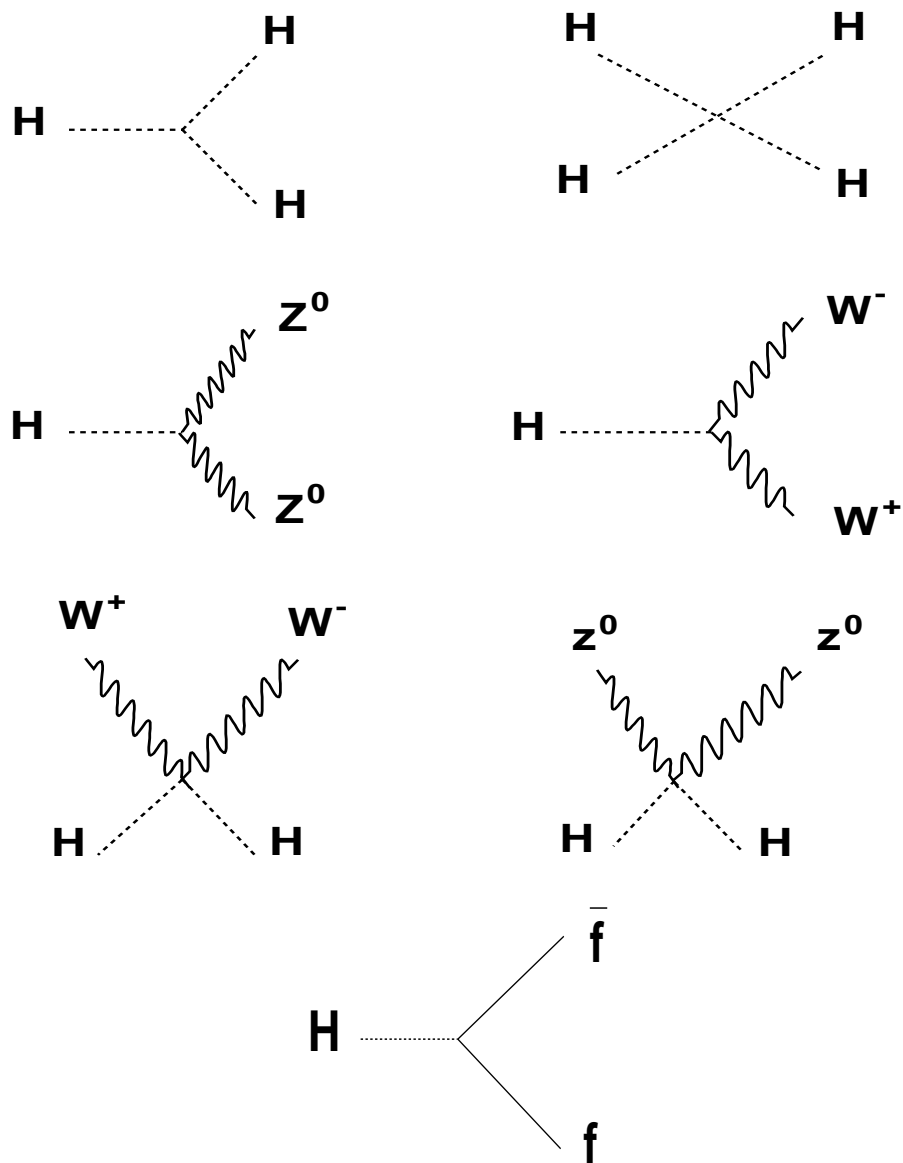


FIG. 1.2 – Couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions

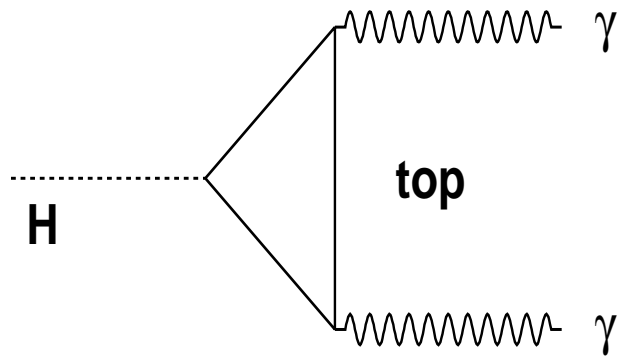


FIG. 1.3 – *Couplage du boson de Higgs aux photons.*

1.2.6 Les paramètres libres du modèle

Une liste possibles des 18 paramètres libres du modèle standard des interactions électrofaibles est :

- Les 2 paramètres du potentiel scalaire : μ^2 (ou m_H , ou v) et λ .
- Les 2 couplages de jauge : g_1 et g_2 .
- Les 9 masses de fermions (6 quarks + 3 leptons).
- Les 4 éléments de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.
- Le paramètre θ_{QCD} de violation de CP qui intervient dans le lagrangien gluonique des interactions fortes.

1.2.7 Succès et faiblesses du modèle standard

Le boson de Higgs reste la seule particule qui n'a pas été observée. Or, la recherche de cette particule constitue l'objectif principal de la physique des particules avec le futur accélérateur LHC.

Les prédictions du modèle standard ont été testées dans de nombreuses expériences. Depuis sa présentation en 1967 et jusqu'à présent, aucune contradiction établie n'est apparue. Par contre dès 1973, l'existence des courants neutres (échange de Z^0) a été mise en évidence dans l'expérience *Gargamelle* au CERN [5]. En 1983 toujours au CERN, les bosons vecteurs W^\pm et Z^0 ont été observés auprès du collisionneur proton-antiproton $S\bar{p}\bar{p}S$ [6] [7] [8] [9]. Le collisionneur LEP mis en service au CERN en 1989 a permis de vérifier qu'il n'existait effectivement que trois types de neutrinos et donc trois types de familles de fermions. Le collisionneur a pu mesurer avec une grande précision la plupart des paramètres libres du modèle standard. Le quark *top* a été observé par deux expériences¹ auprès du collisionneur proton-antiproton Tévatron au FNAL. La masse du quark top ($177,99_{-0,26}^{+0,29} GeV$ [10]) est très proche de celle prédite de manière indirecte à partir des mesures très précises effectuées au LEP [11] [12].

En dépit de tous ces succès, cette théorie ne sera réellement prouvée que lors de l'observation du boson de Higgs. De plus, il subsiste quelques problèmes importants liés au mécanisme de Higgs, voir ci-dessous :

- **La masse des fermions** : Il a été montré précédemment que la masse des fermions et des bosons W^\pm et Z^0 résulte de leur couplages avec le boson de Higgs². Le problème dans le modèle standard, provient de la différence de masse entre ces particules. Les bosons vecteurs ont des masses qui sont de même ordre de grandeur que v , alors que les fermions ont des masses plus faibles sauf le quark *top* (problème dit de Hiérarchie).

1. d'abord CDF (1994) puis D0

2. le photon ne se couple pas avec le boson de Higgs il a une masse nulle

Le modèle standard prévoit des masses nulles pour les neutrinos alors que l'expérience donne une masse de quelques eV/c^2 pour le ν_e par exemple.

- **La violation CP** : Expérimentalement, on a découvert qu'il existe des désintégrations de mésons K neutres où l'invariance CP est violée. Le modèle standard peut introduire une telle invariance (phase δ dans la matce CKM), mais il est incapable d'expliquer l'origine de celle-ci.
- **La non-naturalité de m_H** : Ce problème provient des corrections radiatives de la masse du Higgs : $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$. La renormalisation du paramètre μ^2 reçoit les contributions des diagrammes montrés dans la figure 1.4 :

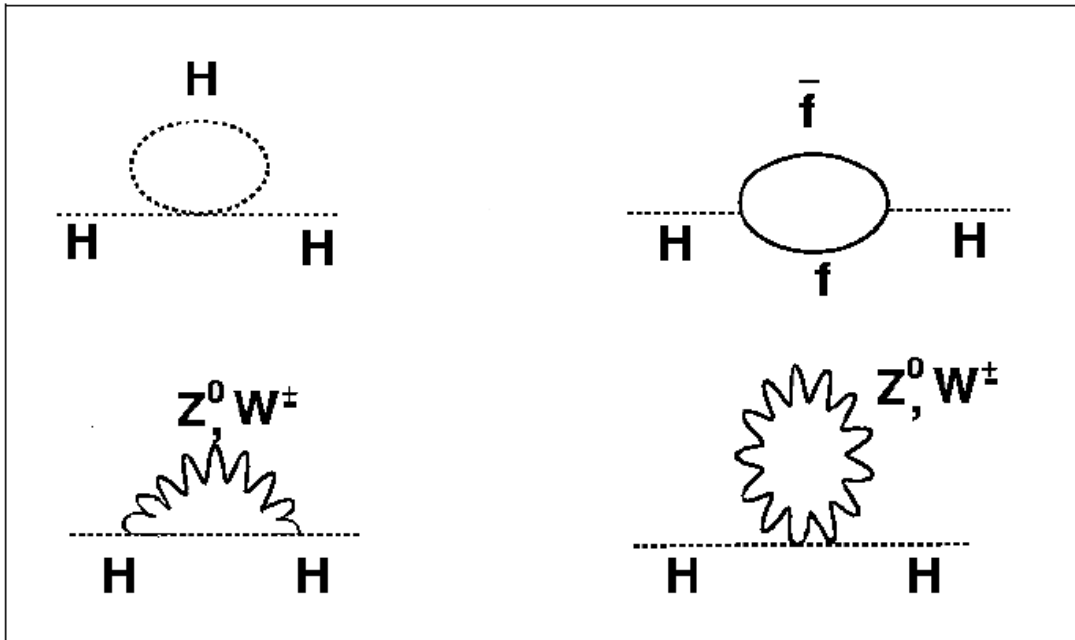


FIG. 1.4 – Les corrections radiatives sur la masse du bosons de Higgs

Les contributions engendrées par les diagrammes 1.4 conduisent aux relations suivantes :

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \delta\mu^2$$

Avec

$$\delta\mu^2 \sim \lambda^2$$

Alors

$$\delta m_H^2 \sim \lambda^2 \tag{1.15}$$

λ désigne l'échelle d'énergie au-delà de laquelle le modèle standard n'est plus valable.

D'après la relation 1.15, on voit que la correction δm_H^2 ne dépend plus de la masse "nue" du boson de Higgs m_H , ceci n'est pas "naturel", et d'autre part, elle diverge quadratiquement. C'est le problème de la non-naturalité qui est dû au fait qu'aucune symétrie ne protège la masse du Higgs et des bosons W^\pm et Z^0 .

Ce type de problème n'apparaît pas pour les fermions. Cependant, les corrections dans ce cas là sont de la forme: $\delta m_f \sim m_f^2 \ln(\frac{\lambda}{m_f})$, et donc sont proportionnelles à m_f , ce qui est naturel, et ne divergent que d'une manière logarithmique et donc sont renormalisables [13].

Si le modèle standard contient trop de paramètres arbitraires, il laisse aussi de nombreuses questions sans réponses, parmi ces questions on citera :

1. Quelle est l'origine des particules?
2. Le boson de Higgs est-il une particule élémentaire?
3. Quelle est l'origine de la violation CP?
4. Pourquoi n'y-a-t'il que trois familles de leptons?

1.2.8 Conclusion sur le modèle standard

Le modèle standard unifie d'une façon élégante les deux forces : faible et électromagnétique, en se basant sur le mécanisme de Higgs.

Des expériences réalisées auprès d'accélérateurs ont permis de vérifier avec précision les prédictions du modèle standard. Malgré tous ces succès, ce modèle connaît des problèmes, surtout liés à la non-naturalité de m_H . Des modèles théoriques complémentaires ont été proposés pour compléter les résultats du modèle standard (voir paragraphes suivants).

1.3 Le Higgs et le modèle supersymétrique minimal

Connaissant les lacunes du modèle standard, il devient nécessaire de dépasser le cadre de ce modèle. Diverses extensions ont été proposées : théorie de grande unification, supersymétrie et modèle composite. Ce dernier suppose que certaines particules du modèle standard ne sont pas élémentaires, mais composées par de nouveaux constituants.

La théorie de grande unification unifie les forces électro-faible et forte à une échelle d'environ 10^{15} GeV en introduisant, par le mécanisme de Higgs, de nouveaux bosons de jauge très massifs, et donc pas encore observés expérimentalement.

1.3.1 Intérêt de la supersymétrie

A)-Motivations esthétiques :

- La symétrie la plus générale :

Le concept de symétrie a toujours joué un rôle prépondérant en physique des particules. Dans les années 60, les symétries globales, ont eu un succès retentissant dans la classification des particules élémentaires. Enfin peu après les symétries locales ou symétries de jauge sont devenues un outil crucial pour la description des interactions fondamentales de la nature.

Dans les années 70, il a été montré que la symétrie la plus large qu'une théorie des champs puisse avoir, est le produit direct d'une supersymétrie locale dont l'algèbre inclut des générateurs du groupe de lorentz par une symétrie de jauge interne aussi compliquée soit elle. La supersymétrie est donc le bon candidat.

– Inclusion de la gravitation :

La supersymétrie peut être le lien entre la théorie de la gravitation et les autres interactions fondamentales. Si la SUSY est formulée comme une symétrie locale, un champ correspondant au graviton doit être introduit. Celui-ci permettra de relier les trois théories fondamentales avec la gravitation. Ces modèles SUSY de gravité ou supergravité (SUGRA) conduisent à la relativité générale dans les limites appropriées. En plus, les théories de champs qui incluent la gravité comme les supercordes, incluent automatiquement la SUSY lors de leur construction [14].

B)-Motivations théoriques :

– Problème de naturalité :

Dans le cadre du modèle standard, on a vu précédemment que le modèle connaît ce problème de naturalité. Les théories supersymétriques nous donnent une solution naturelle à ce problème : les divergences quadratiques proviennent alors des contributions des particules standards et des particules Supersymétriques, mais avec des signes opposés, et donc s'annulent entre elles [15].

– Brisure radiative de la symétrie électrofaible :

Dans le modèle standard, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible a une origine assez obscure : Une masse élevée au carré mais dont la valeur est négative est introduite à la main, avec pour conséquence l'existence d'une valeur moyenne non nulle dans le vide entraînant pour les solutions de plus basses énergies la brisure spontanée de la symétrie initiale.

Dans les théories supersymétriques, ce mécanisme peut être généré de manière assez naturelle à l'échelle de GUT (La Grande Unification). Le champ scalaire a une masse carré positive, mais en évoluant vers les basses énergies (et en raison de la masse élevée du quark top), ce terme au carré devient négatif et induit de manière naturelle la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Ce processus est appelé brisure radiative de la symétrie électrofaible [15] [16].

C)-Motivations phénoménologiques:

– Existence de matière noire froide:

D'après les théories cosmologiques de l'inflation et certaines observations astrophysiques, il existe une quantité de matière dans l'univers qui reste non observée. Des études suggèrent que cette matière manquante est non-baryonique et froide, c'est-à-dire composée de particules non-relativistes et donc assez massives. Dans les théories supersymétriques, on peut imposer de manière naturelle une nouvelle symétrie appelée R-parité qui fait que la particule supersymétrique la plus légère est stable [17]. Dans la majorité des cas, cette particule³ est de plus neutre et faiblement interagissante. L'existence de cette particule et son abondance dans la nature conduit à une solution naturelle au problème de la matière manquante de l'univers [18].

– Masses des fermions:

Concernant le quark top, les modèles supersymétriques prédisent que sa masse devrait être assez grande, si on veut induire la brisure radiative de la symétrie électrofaible.

Dans le cadre de cette thèse nous nous limiterons au modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) qui présente la version la plus simple de SUSY [19].

1.3.2 Structure théorique

– Construction du modèle supersymétrique minimal:

Dans ce modèle, deux doublets de champs de Higgs d'hypercharge opposées (respectivement $Y=-1/2$ et $Y=1/2$) sont utilisés :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Le doublet Φ_1 se couple aux quarks down et aux leptons chargés alors que Φ_2 se couple exclusivement aux quarks up.

L'utilisation de ces deux doublets permet d'une part d'éviter l'apparition de processus de changements de saveur par échange de courant neutre [20], et d'autre part on démontre [20] que l'on ne peut, dans un modèle supersymétrique, fournir une masse aux quarks up, down chargés à l'aide d'un seul doublet de Higgs.

Lors de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, les composantes neutres ϕ_{0_1} et ϕ_{0_2} acquièrent une valeur moyenne non nulle dans le vide.

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

3. appelée LSP=Lightest Supersymmetric Particle

Dans ce cas, la valeur $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = 246 \text{ GeV}$ qui fixe l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible, est remplacée par :

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2$$

Suite à cette brisure de symétrie, nous obtenons 8 (5+3) degrés de liberté : 3 bosons vectoriels W^\pm et Z et les 5 particules physiques de Higgs qui restent sont :

- 2 bosons scalaires h^0 et H^0 qui sont des états propres de CP avec une valeur propre +1 et ont les mêmes caractéristiques que le boson de Higgs standard. On conviendra que :

$$m_{h^0} \leq m_{H^0}.$$

- 1 boson pseudo-scalaire A^0 qui est l'état propre de CP avec une valeur propre -1.
- 2 bosons chargés H^\pm .

On a pour habitude de définir aussi l'angle de mélange β par la relation :

$$tg(\beta) \equiv \frac{v_1}{v_2}$$

Dans le secteur du Higgs, le MSSM laisse libre uniquement 2 paramètres (ce qui fait sa simplicité). Il est d'usage de choisir le paramètre clé $tg(\beta)$ et la masse de l'un des Higgs par exemple m_{A^0} .

Concernant les masses des fermions, comme dans le modèle standard, ces dernières sont obtenues au moyen de couplage de Yukawa.

- **Le secteur de Higgs du MSSM sans correction radiative:**

Les relations sur les masses des bosons de Higgs dans le cadre du MSSM sont les suivantes :

$$\begin{cases} m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_{W^\pm}^2 \\ m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} [m_{A^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta}] \end{cases} \quad (1.18)$$

Un autre angle de mélange α permet de diagonaliser la matrice de masse entre les bosons de Higgs du secteur scalaire. Cet angle est relié à β par la relation suivante :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{m_{A^0}^2 + m_Z^2}{m_{H^0}^2 + m_{h^0}^2} \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0. \quad (1.19)$$

À partir des expressions de masse de Higgs obtenues précédemment, on établit les inégalités suivantes :

$$\begin{aligned} m_{h^0} &\leq m_{A^0} \\ m_{h^0} &\leq m |\cos 2\beta| \leq m_Z \text{ avec } m \equiv \min(m_Z, m_{A^0}) \\ m_{H^0} &\geq m_Z \\ m_{H^\pm} &\geq m_W \end{aligned} \quad (1.20)$$

	$u\bar{u}, c\bar{c}$ et $t\bar{t}$	$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$ $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$	$Z^0 Z^0$ et W^-W^+
h^0	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
H^0	$\sin\alpha/\sin\beta$	$-\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
A^0	$-i\gamma_5 \cot\beta$	$-i\gamma_5 \tan\beta$	0

TAB. 1.4 – Couplages entre les bosons de Higgs du MSSM et les particules du modèle standard.

1.3.3 Couplages des bosons de Higgs

Dans le cas simple où la production et la désintégration du boson de Higgs ne se fait qu'à partir des processus du modèle standard, les facteurs correctifs des couplages entre les Higgs et les fermions dépendent des deux angles α et β . Ces couplages sont présentés dans le tableau 1.4.

$$\text{Avec} \quad \cos^2(\beta - \alpha) = \frac{m_{h^0}^2 (m_Z^2 - m_{h^0}^2)}{(m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2)(m_{H^0}^2 + m_{h^0}^2 - m_Z^2)}$$

À partir de ce tableau, on remarque que le couplage de $t\bar{t}$ ($b\bar{b}$) avec H^0 et A^0 tend à être supprimé (augmenté) quand $\tan\beta > 1$, tandis que ceux de h^0 ressemblent au modèle standard quand m_{A^0} est très grande [21]

1.4 Limites théoriques sur la masse du Higgs

– L'unitarité

Les limites supérieures théoriques de la masse du Higgs proviennent principalement d'arguments d'unitarité.

Dans le modèle standard, un scalaire est nécessaire pour régulariser la section efficace de tous les processus de diffusion. Si on considère la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ avec tous les diagrammes de Feynmann de la figure 1.5 sans le Higgs, on obtient un résultat où la section efficace croît avec s (l'énergie du centre de masse au carré). Par contre les diagrammes impliquant le Higgs annulent cette divergence, dans ce cas l'expression qui permet de calculer l'amplitude totale de cette diffusion s'écrit [19] [22]:

$$A = -\frac{G_F M_H^2}{8\sqrt{2}\pi} \left[2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln\left(1 + \frac{s}{M_H^2}\right) \right] \quad (1.21)$$

Une étude plus détaillée basée sur la formule 1.21 révèle que dans la limite où $s \gg M_H^2$, la limite supérieure sur la masse du Higgs est alors obtenue [22]:

$$M_H < 860 \text{ GeV}/c^2$$

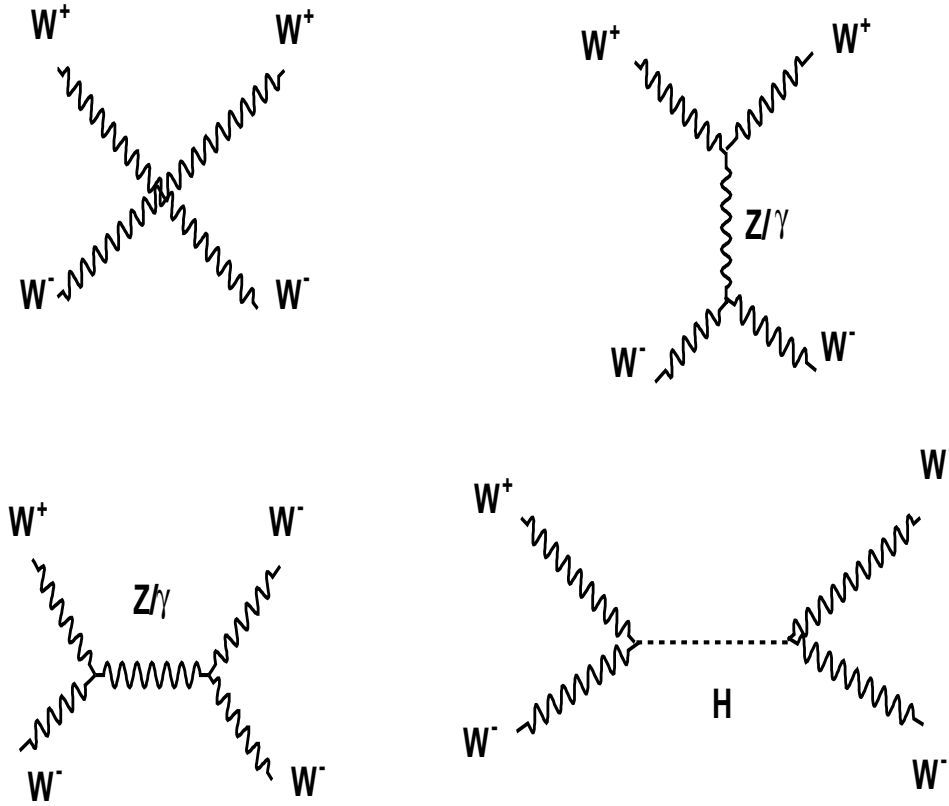


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feymann pour le processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$

Cette relation ne signifie pas que la masse du Higgs soit forcément bornée à cette limite mais plutôt qu'on a affaire ici à une physique non-perturbative.

En appliquant la condition d'unitarité dans la limite $s \ll M_H^2$ on obtient $\sqrt{s} < 1,8 \text{ TeV}$. Cette dernière limite montre que si le boson de Higgs n'existe pas, il doit y avoir de la physique nouvelle autour de 1TeV.

– Trivialité

La notion de trivialité de la théorie permet de fixer une limite supérieure sur M_H .

Le propagateur et la masse du Higgs doivent être corrigés pour des effets de boucle [23].

L'évolution du couplage renormalisé λ_R est donnée par :

$$\lambda_R(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3}{2\pi^2} \lambda(v) \text{Log}(\frac{Q}{v})}$$

Où v représente l'échelle d'énergie électrofaible $\sim 250 \text{ GeV}$ et $\lambda(v)$ est la valeur de λ à cette échelle d'énergie.

Lorsque l'énergie Q tend vers l'infini, $\lambda(v)$ tend vers 0, la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est plus possible. On dit alors que la théorie est triviale.

1995	1996	1997	1998	1999	2000
130-136 GeV	161-172 GeV	183 GeV	189 GeV	192-202 GeV	204-208

TAB. 1.5 – *Énergie disponible dans le centre de masse au LEP pendant la phase LEP2.*

Pour remédier à ce problème, on suppose que le potentiel de Higgs est valable jusqu'à une échelle d'énergie $\sim 10^{19}$ GeV cela implique $m_H < 145 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la précédente démonstration (unitarité), on se base sur un calcul de renormalisation perturbatif. Néanmoins, un traitement non-perturbatif a été effectué sur réseau [24] et donne une limite à la masse de Higgs de 640 GeV.

– La stabilité du vide

Il existe aussi des limites théoriques inférieures. Le calcul de ces limites est basé sur la stabilité du vide. Pour cela, il faut que le potentiel du vide scalaire soit à un minimum, c'est-à-dire, $V(v) < V(0)$.

En supposant que le modèle standard soit valable jusqu'à l'échelle de Planck, la relation qui définit la masse du Higgs à partir de $\lambda(v)$ permet d'écrire la relation :

$$m_H > 135 + 2,1(m_t - 174) \quad (1.22)$$

Où m_t est la masse du quark top ($175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$) [23]. Cette méthode prédit une limite inférieure sur m_H de $135 \pm 13 \text{ GeV}/c^2$. Cette valeur diminue pour des échelles d'énergie plus petites.

1.5 La recherche expérimentale du boson de Higgs

1.5.1 La recherche du Higgs à LEP

le LEP (Large Electron-Positron collider) a été construit dans un tunnel de 27 km de circonférence au CERN. La période de 1989 à 1995, a constitué la phase appelée "LEP1"; l'expérience a fonctionné à une énergie de 91 GeV pour produire des bosons Z. La phase "LEP2" qui a suivi a eu pour but une montée en énergie plus importante (voir tableau 1.7).

Cela a permis d'une part de produire des paires de W avec une grande statistique et de continuer à tester le modèle standard, et d'autre part d'explorer un domaine de masses plus étendu pour la recherche du boson de Higgs.

– le Higgs standard

Le processus dit de Bjorken qui permet la recherche du Higgs est décrit dans la figure 1.6 :

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$$

Ou le boson de Higgs se désintègre principalement en paire de quarks $b\bar{b}$ et la particule Z en $q\bar{q}$, $\mu\bar{\mu}$ ou $l\bar{l}$ comme indiqué ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow H \quad Z \\
 &\rightarrow b\bar{b} \quad q\bar{q} && - 4 \text{ jets} \\
 &\rightarrow b\bar{b} \quad \nu\bar{\nu} && - 2 \text{ jets} + \text{énergie manquante} \\
 &\rightarrow b\bar{b} \quad e^+e^-, \quad b\bar{b} \quad \mu^+\mu^- && - 2 \text{ jets} + 2 \text{ leptons.}
 \end{aligned}$$

Les bruits de fond principaux sont les événements multi-jets provenant de la production d'une paire de Z^0 ou d'une paire de quarks accompagnée de la radiation de gluons.

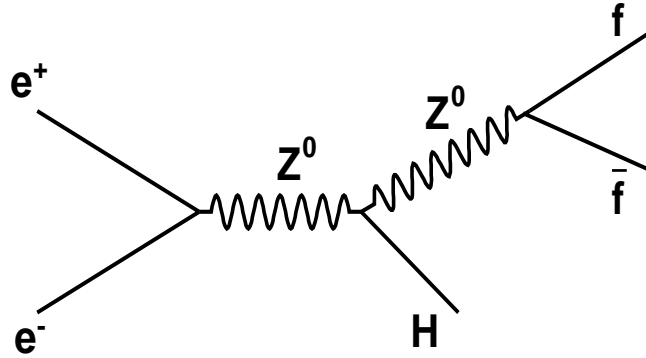


FIG. 1.6 – Mécanisme de Bjorken.

Il existe aussi le processus $Z^0 \rightarrow \gamma H^0$ présenté dans la figure 1.7, mais le mécanisme de Bjorken reste dominant.

Dans les données enregistrées du début de l'expérience jusqu'à 1999, à des énergies dans le centre de masse jusqu'à 202 GeV, l'absence du signal avait permis aux quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) de déterminer que la masse du Higgs du modèle standard était supérieure à $107,7 \text{ GeV}/c^2$.

En l'an 2000, l'accélérateur a pu atteindre des énergies de 209 GeV c'est-à-dire au delà de l'énergie prévue à LEP.

En septembre 2000 a lieu au CERN un séminaire spécial du LEPC (Large Electron Positron collider Committee) où les résultats présentés suggèrent l'existence d'un boson de Higgs ayant une masse de $114\text{-}115 \text{ GeV}/c^2$.

Le 3 novembre, le lendemain de l'arrêt du LEP, a lieu un nouveau séminaire du LEPC. Environ 200 pb^{-1} ont été analysés par chaque expérience, en combinant le canal $H\nu\bar{\nu}$,

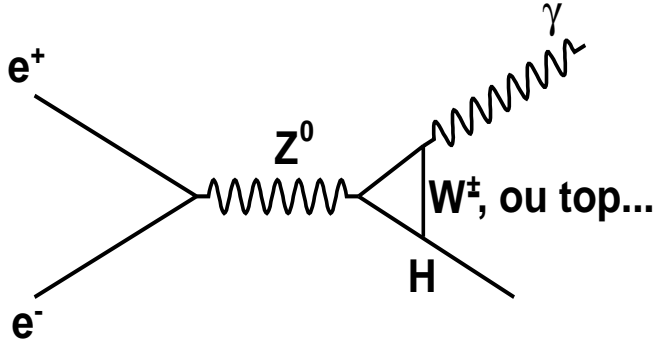


FIG. 1.7 – Mode de production du boson de Higgs associé avec un photon dans l'état final.

avec les canaux Hl^+l^- et $Hq\bar{q}$. La collaboration L_3 a obtenu une limite inférieure à 95% de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs de $112,0 \text{ GeV}/c^2$ pour une limite attendue de $112,4 \text{ GeV}/c^2$ [25].

– Recherche du Higgs supersymétrique

La production du Higgs du MSSM au LEP2 se fait par les processus suivants :

Björken : $e^+e^- \rightarrow Z^0h^0$ ou Z^0H^0

Production associée : $e^+e^- \rightarrow A^0h^0$

$$e^+e^- \rightarrow H^+H^-$$

La signature des processus Z^0h^0 , H^0Z^0 et A^0h^0 est assez similaire à celle recherchée pour le modèle standard. Ces signatures consistent en 4 jets de hadrons provenant de quarks beaux, avec 2 jets provenant de leptons τ .

La recherche du Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow A^0h^0$ avec l'hypothèse $tg\beta > 1$ et $m_{h^0} = m_{A^0}$ a été menée avec les données LEP 2 prises en 1995 et 96 aux énergies 130, 161 et 172 GeV. L'état final A^0h^0 se désintègre dans 85 % des cas en $b\bar{b} \quad b\bar{b}$ et dans 14 % des cas en $b\bar{b} \quad \tau^+\tau^-$. Des analyses dans ces deux canaux ont été faites à Marseille par le groupe ALEPH et permettent d'améliorer les limites d'exclusion.

– $A^0h^0 \rightarrow b\bar{b} \quad b\bar{b}$:

En utilisant des techniques perfectionnées d'étiquetage des quarks b ("b-tagging")

sur les événements reconstruits 4 jets, l'efficacité pour ce canal est de 55 % pour $m_{A^0} = m_{h^0} = 60 \text{ GeV}/c^2$.

– $A^0 h^0 \rightarrow b\bar{b} \tau^+ \tau^-$:

De la même façon, une analyse de ce canal a été faite, basée sur une topologie 4 jets et le "b-tagging", l'efficacité est de 30% . Combinée avec une analyse parallèle du CERN, basée sur l'identification des traces, l'efficacité finale est de 45 % pour $m_{A^0} = m_{h^0} = 60 \text{ GeV}/c^2$.

Aucun candidat n'a été trouvé dans les données. En combinant ces deux canaux ainsi que les résultats obtenus dans le canal $e^+e^- \rightarrow Z^0 h^0$, la limite d'exclusion (à 95% de niveau de confiance) obtenue sur le Higgs supersymétrique est de 62,5 GeV/c² [26].

1.5.2 Le Tevatron

Le Tevatron du Fermilab est un anneau de 10 km de circonférence. Les protons et les anti-protons sont accélérés en sens inverse. Le démarrage du premier faisceau a eu lieu en 1992. Ce faisceau a été ensuite amélioré de façon à fonctionner depuis mi-2001 avec une énergie de collision des protons de 2 TeV et une luminosité élevée de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En 2004, cette luminosité a été portée à $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. On nomme cette nouvelle phase de fonctionnement "Run2". Les collisions se font en deux points autour desquels sont disposés les détecteurs CDF et D0.

La production du Higgs au Tevatron est due principalement au processus de fusion de deux gluons issus des protons et anti-protons des faisceaux. Il s'agit donc d'une production directe donnant un seul Higgs. Il existe aussi un autre mode de production fort intéressant. En partant des quarks q et \bar{q} constituant les faisceaux, un Higgs peut être produit accompagné d'autres particules par : $q\bar{q} \rightarrow H^0 Z^0$ et $q\bar{q} \rightarrow H^0 W$. Ce mode est appelé "*Higgsstrahlung*". On peut aussi produire des Higgs via $q\bar{q} \rightarrow H^0 q\bar{q}$. Ces processus sont cependant au moins dix fois plus rares que la production directe.

Les canaux de désintégration les plus fréquents du boson de Higgs dans la plage de masse intéressant le Tevatron sont : $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ si $M_H < 140 \text{ GeV}/c^2$ puis $H^0 \rightarrow W^+W^-$ si $M_H > 140 \text{ GeV}/c^2$. Le premier canal est loin d'être le plus aisé. Les jets de particules produits à partir des quarks b dans les collisions hadroniques sont bien plus nombreux que ceux dans les collisions e^+e^- à LEP. La stratégie choisie consiste à utiliser la propriété de la signature due à la désintégration du boson vecteur accompagnant le Higgs dans le processus de "*Higgsstrahlung*". Dans ce but on choisit les canaux suivants si $M_H < 140 \text{ GeV}/c^2$:

$$q\bar{q} \rightarrow H^0 V \rightarrow b\bar{b} + \text{leptons}$$

Où V désigne le W^\pm ou le Z^0 .

Quand $M_H > 140 \text{ GeV}/c^2$, le signal est plus clair, et le bruit de fond est moins important, les canaux recherchés sont :

$$\begin{aligned} gg &\rightarrow H^0 \rightarrow W^+W^- \rightarrow \textit{leptons} \\ q\bar{q} &\rightarrow H^0W \rightarrow WWW \rightarrow \textit{leptons} \end{aligned}$$

Des simulations faites par les collaborations CDF et D0 ont montré que si la luminosité nominale est atteinte, le Tevatron pourra confirmer avant 2005 le signal du LEP correspondant à un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$. Une découverte est possible avant la fin 2007 si la masse du Higgs est inférieure à $120 \text{ GeV}/c^2$, et l'exclusion avec un degré de confiance de 95 % pourra être menée jusqu'à des masses de $180 \text{ GeV}/c^2$ [27].

1.6 Le bosons de Higgs au LHC

Le LHC est un collisionneur actuellement en construction au CERN dans l'ancien tunnel du LEP. Il accélérera des protons à 7 TeV conduisant dans le centre de masse à une énergie disponible de 14 TeV.

1.6.1 Le Higgs du modèle standard

– Production du boson de Higgs

La production du Higgs standard au LHC se fait par les processus principaux suivants (voir figure 1.8) :

- La fusion de deux gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quark t ou b : $gg \rightarrow H$.
- La fusion de deux bosons : $qq \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0 \rightarrow Hqq$.
- La fusion de quarks : $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$.
- Le mécanisme de Bjorken : $q\bar{q} \rightarrow W^+H, Z^0H$.

Le processus par fusion de gluons : $gg \rightarrow H$ est le mode dominant efficace jusqu'au TeV (voir figure 1.9). La section efficace au premier ordre de ce processus est plus importante que la section efficace du processus de production en association avec un boson de jauge W^\pm, Z^0 de deux ordres de grandeur pour une masse $M_H = 200 \text{ GeV}$. Malgré cela, ce processus est à considérer dans la région de masse intermédiaire car la présence d'un W ou d'un Z associé facilite grandement la signature et donc l'identification de ces événements. Le mode de production du boson de Higgs par la fusion des bosons W^\pm et Z^0 par rapport au mode de production par la fusion des gluons devient de plus en plus important au fur et à mesure que la masse du Higgs augmente pour atteindre des sections efficaces semblables au voisinage de $m_H = 1 \text{ TeV}$. Ce processus de production par fusion de boson conduit à

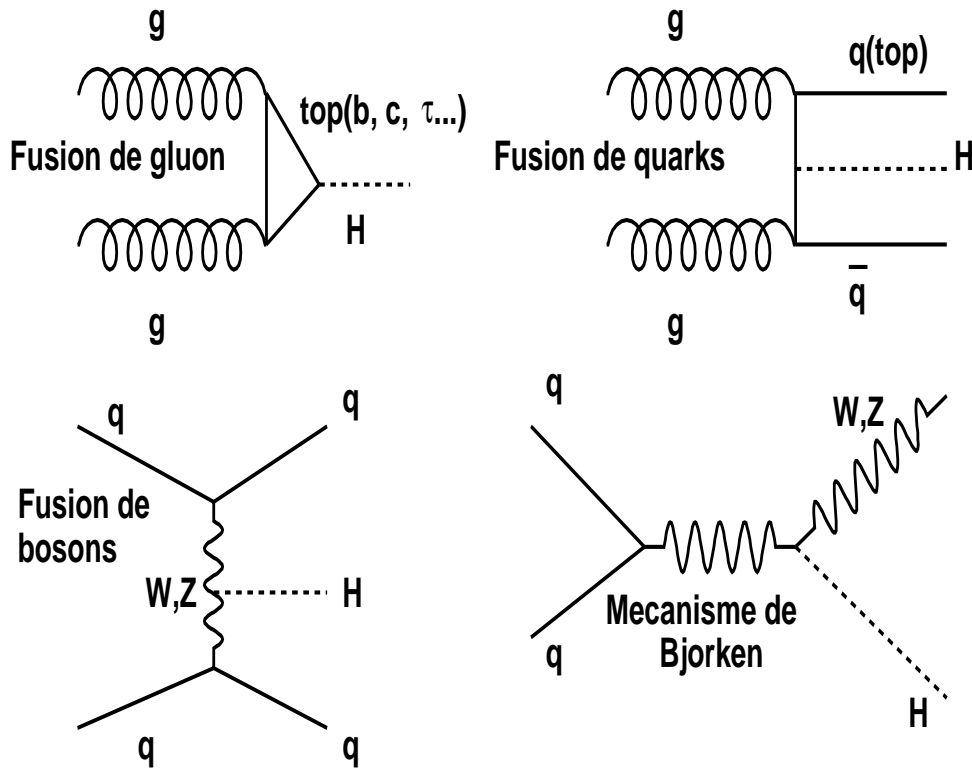


FIG. 1.8 – Principaux processus de production du Higgs au LHC.

une signature très explicite en 2 jets de particules émis à petits angles par rapport à l'axe du faisceau. La section efficace de la production du boson de Higgs avec une paire de $t\bar{t}$ ou un boson W^\pm ou Z^0 est bien plus faible, mais donne néanmoins des états finaux qui sont relativement faciles à extraire du bruit de fond grâce à leur signature.

Néanmoins, un calcul à l'ordre supérieur de la section efficace, en tenant compte des corrections QCD (Chromo Dynamique Quantique), nous donne une section efficace d'environ 15 à 40 % plus importante [28].

– Modes de désintégration du boson de Higgs

Les couplages du boson de Higgs aux fermions sont proportionnels à la masse des fermions tandis que les couplages du boson de Higgs aux bosons W^\pm et Z^0 sont proportionnels au carré de leur masse. Cette caractéristique se reflète dans les rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs M_H présentés sur la figure 1.10 [29].

Les événements complètement hadroniques sont des canaux aux bruits de fond très im-

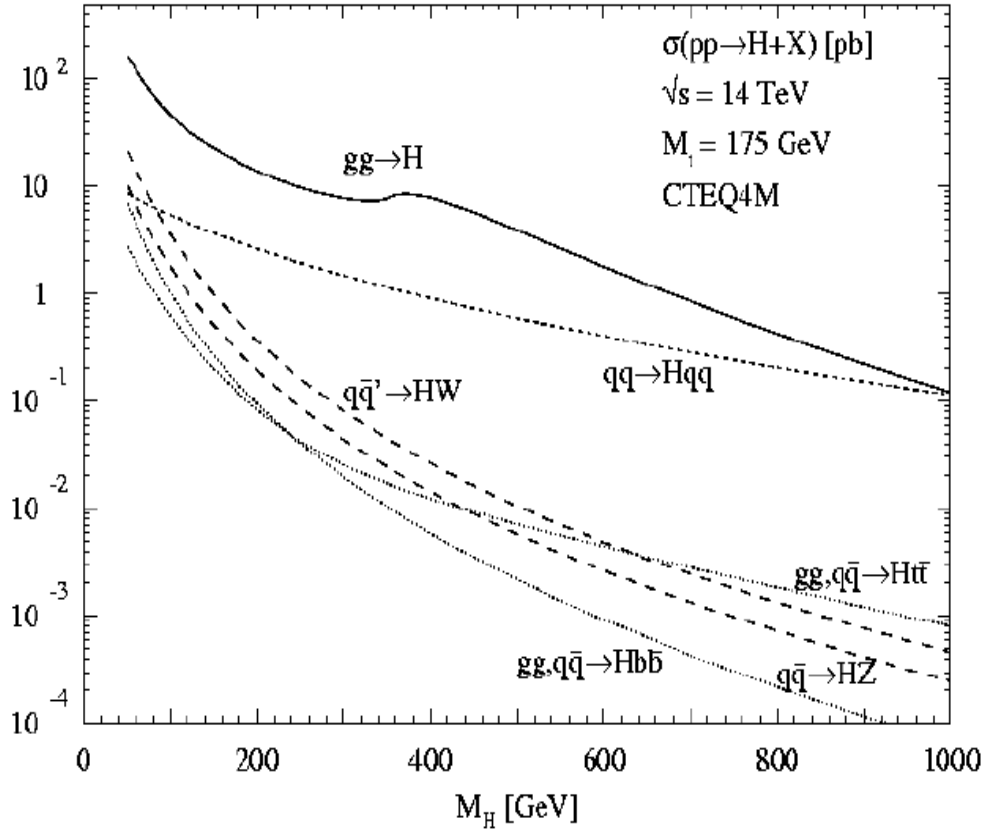


FIG. 1.9 – La section efficace de la production du Higgs au LHC en fonction de sa masse.

portants. Cependant les canaux avec les leptons et les photons sont les plus prometteurs même avec un rapport d'embranchement bien plus faible.

Les modes les plus facilement détectables sont [30] :

$$- 95 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2 : H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow f\bar{f}.$$

canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Malgré un faible rapport d'embranchement ($\simeq 10^{-3}$), ce canal a l'avantage d'avoir un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10^{-2} . L'impulsion transverse des deux photons sera d'environ 50 GeV/c.

C'est l'un des canaux les plus difficile à cause du bruit de fond élevé. Les processus

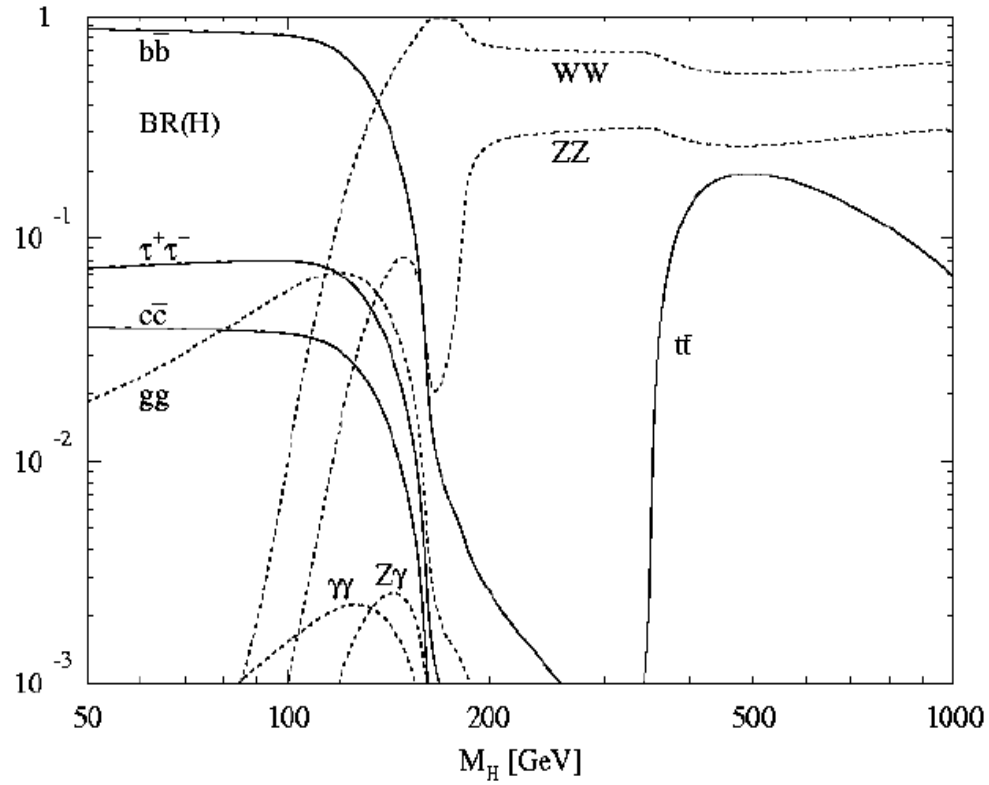


FIG. 1.10 – Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs.

qui y contribuent sont de deux types :

1. Bruit de fond irréductible : c'est la production directe de photons $pp \rightarrow \gamma\gamma$, sa section efficace différentiel est de l'ordre de $\frac{d\sigma}{dm_{\gamma\gamma}} \simeq 1\text{pb}/\text{GeV}/c^2$.
2. Bruit de fond réductible : c'est la production d'un photon accompagné d'un jet j qui simule l'interaction d'un photon dans le détecteur.

canal $H \rightarrow f\bar{f}$

La section efficace du processus $H \rightarrow b\bar{b}$ dans ce domaine de masse est de l'ordre de 20 pb, avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10^{-5} . La recherche du boson de Higgs dans ce canal est très difficile.

Les modes de désintégrations $H \rightarrow c\bar{c}$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ont eux aussi des rapports d'embranchement favorables mais très difficiles à identifier.

- $130 < M_H < 2m_Z$: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2l^+2l^-$

Ce canal donne lieu à une signature caractéristique en quatre leptons (électrons ou muons)

dont la masse invariante devrait contribuer à un pic de masse qui a une valeur centrale compatible avec la masse du boson de Higgs. Cependant, il existe deux types de bruits de fond très importants : irréductible $pp \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2l^+2l^-$, et réductible $t\bar{t} \rightarrow 2l^+2l^- + X$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 2l^+2l^- + X$.

- $M_H > 2m_Z : H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^+2l^-$

C'est une région très favorable pour observer le Higgs au LHC, car ce canal donne lieu à une signature qui se détache du bruit de fond.

- $M_H > 500 GeV : H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- \mu\bar{\mu}, H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^\pm \mu jj$

Ces canaux ont de grands rapports d'embranchement qui peuvent compenser la faiblesse de la section efficace de production.

1.6.2 Les Higgs du MSSM

- **Production des bosons de Higgs [31]**

Dans le MSSM, le processus de production des Higgs neutres est pratiquement le même que celui du modèle standard. Cependant, pour $tg(\beta)$ grand, on prend en considération le quark b, notamment sa contribution dans la fusion gg et dans la production en association avec une paire $b\bar{b}$.

Le boson A^0 ne peut être produit que dans la fusion gg en association avec des quarks lourds. Cependant, il peut être produit avec les autres Higgs neutres, $pp \rightarrow A^0 + h^0/H^0$, mais la section efficace est très petite.

Dans le cas où la valeur de $tg(\beta)$ est assez grande et pour $M_{A^0} > (<) 130 GeV$; les processus de production $gg/q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} + A^0/H^0(h^0)$ et $gg \rightarrow A^0/H^0(h^0)$ deviennent dominant. (voir figure 1.11).

Concernant le Higgs chargé, s'il est moins léger que le quark top, alors il est accessible par la désintégration $t \rightarrow H^\pm b$. La particule H^\pm peut être produite directement par : $gb \rightarrow tH^\pm$ où $qq/gg \rightarrow H^\pm t\bar{b}$. La figure 1.11 montre la section efficace de la production des Higgs au LHC pour $tg(\beta) = 30$.

Dans tous les cas, quand M_{h^0} approche de la valeur maximale, la section efficace de production du h^0 est égale à celle du modèle standard.

- **procédure de recherche des bosons de Higgs du MSSM au LHC**

Plusieurs processus pouvant témoigner de l'existence des bosons de Higgs du MSSM au LHC :

- $A^0/H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ où $\mu^+\mu^-$ pour $tg(\beta)$ grand.
- Des résultats préliminaires [32] [33] [34] [35] ont montré que H^0, A^0, H^\pm peuvent se désintégrer en des neutrinos et des charginos pour des valeurs de $tg(\beta)$ grandes :

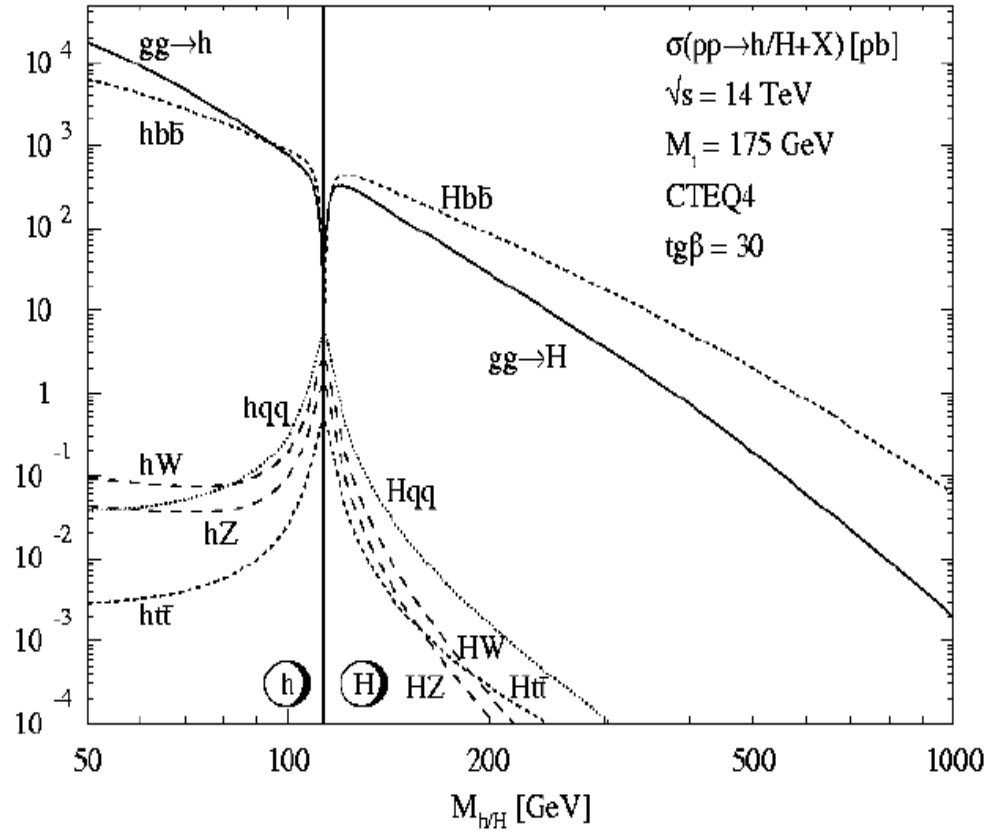


FIG. 1.11 – Section efficace de la production des Higgs à $tg(\beta) = 30$.

$$A^0/H^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow 4l^\pm X \quad (1.23)$$

$$H^\pm \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^\pm \rightarrow 3l^\pm X \quad (1.24)$$

il est aussi possible que le boson h^0 léger se désintègre invisiblement en neutralinos et sneutrinos légers.

1.7 Conclusion

Les deux grandes priorités de la recherche en physique des particules sont la compréhension du mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électrofaible et la découverte de la physique au-delà du Modèle Standard. Ces deux questions sont intimement liées, en effet plus la

masse du boson de Higgs est élevée, plus le domaine de validité en énergie du Modèle Standard se restreint. Le potentiel de découverte du collisionneur LHC est donc très grand.

Bibliographie

- [1] T. Cheng and L. Li, Gauge theory of Elementary Particle physics, Clarendon Press-Oxford (1984).
- [2] Physique des particules élémentaires. N. NELIPA (1981).
- [3] Quantum Field Theory. Claud Itzykson (1980).
- [4] R. N. Cahn. The Higgs boson.
- [5] F. J. Hasert et coll., expérience Gargamelle, Phys.lett. B46 (1973)138.
- [6] G. Arnison et Coll.,expérience UA1, Phys.lett. B122(1983)103.
- [7] G. Arnison et Coll.,expérience UA1, Phys.lett. B129(1983)389.
- [8] M. Banner et Coll.,expérience UA2, Phys.lett. B122(1983)476.
- [9] M. Banner et Coll.,expérience UA2, Phys.lett. B129(1983)130.
- [10] Particle Physics Booklet. July 2002. <http://pdg.lbl.gov/>
- [11] F. Abe et Coll. expérience CDF, Phys.Rev.lett.74 (1995)2626.
- [12] S. Abachi et Coll. expérience D0, Phys.Rev.lett.74 (1995)2632.
- [13] J. Ellis, Testing the Standard Model and Beyond, CERN-TH 95-317 (1995).
- [14] R. Arnowitt and Pran Nath.Supersymmetry and supergravity: Phenomenology and Grand Unification.
- [15] S. Dawson : SUSY and SUCH. BNL-HET-SD-96-9, hep-ph/961229. CTP-TAMU-52/93. NUB-TH-3037-93. SSCL-Preprint-503
- [16] Kazakov. D: Beyond the standard model(in search of supersymmetry) Preprint hep-ph/0012288.
- [17] John. F. GUNION.Howard E.Haber, Nuclear physics B278 (1986) 449-492.
- [18] Ellis, Jonathan Richard. Astroparticle Aspects of supersymmetry. Nucl. Phys.B; Proc.Suppl.101 (2001)205-216
- [19] J. F. GUNION, H. E. Haber, G. L. Kane et S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide (Frontiers in Physics, Addison Wesley Pub. Cie, 1990).
- [20] Perspectives on Higgs Physics. Gordon L.Kane.
- [21] John. F. Gunion. Detecting the Supersymmetric Higgs Bosons.

- [22] S. Dawson, Introduction to the physics of Higgs bosons, BNL-61012, november 1994.
- [23] Thèse de Vincent Tisserand; Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons au LHC. LAL 97-01.
- [24] A. Hasenfratz. Quantum Fields On the computer, Ed. M.Greutz, (World Scientific, Singapore,1992), p.125.
- [25] l'expos de Peter Igo-Kemenes au LEPC du 3 novembre 2000.
http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/talks/pik_lepc_nov3_2000.pdf.
- [26] Résultats présentés au LEPC, 8 oct. 1996. http://marwww.in2p3.fr/ALEPH/al2_anal_fr.html
- [27] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, J. D. Hobbs, Report of Tevatron Higgs Working Group, hep-ph/0010338.
- [28] M. Spira et al., QCD effects in Higgs physics, HEP-PH / 9705337 (1997).
- [29] F.Gianotti, collider physics : LHC, proceeding of the 1999 european school of high energy physics. CERN 2000-07 (2000).
- [30] M. Spira et al., Electroweak Symmetry Breaking and Higgs physics, HEP-PH / 9803257 (1998).
- [31] Djouadi. A. The search for Higgs particles at high-energy colliders : Past present and futur. hep-ph/025248;PM-2002-13.
- [32] H. Bear et al., Phys.Rev. D36(1987)1363; K. Bartl et al.,Phys.Lett.B389(1996)538.
- [33] Griest, H. E. Haber, Phys.Rev.D37(1988)719.A. Djouadi. Phys.Lett.A41(1999)359.
- [34] J. F. Gunion and H. E. Haber, Nucl.Phys.B307(1988)445.
- [35] A. Djouadi et al., Phys.Lett.B376(1996)220.

Chapitre 2

Le collisionneur LHC et le Détecteur ATLAS

2.1 Le collisionneur LHC

Le grand collisionneur hadronique LHC "Large Hadron collider" sera opérationnel à partir de l'année 2007 et sera logé dans l'ancien tunnel du LEP "Large Electron-Positron collider" [1], le grand collisionneur d'électrons positrons où il produira une énergie de 14 TEV dans le centre de masse à partir des collisions proton-proton. Ce projet a été approuvé par le conseil du CERN (Centre Européen de la Recherche Nucléaire) en décembre 1994.

2.1.1 Le système d'injection

Les protons vont subir une succession d'accélération avant d'être injectés dans le LHC. Ils vont tout d'abord être accélérés par "le linac" (accélérateur linéaire) pour monter leur énergie jusqu'à 50 MeV, voir figure 2.1. Ils seront ensuite introduits dans le "Booster" pour atteindre une énergie de 1 GeV, puis de 26 GeV dans le "PS" (Synchrotron à protons) et enfin de 450 GeV dans le "SPS" (Super Synchrotron à protons). Enfin à cette énergie les protons vont être rassemblés par paquets ($1,05 \cdot 10^{11}$ protons) avant de rejoindre la grande circonférence du LHC qui fait 27 Km. Pour que ceux-ci soient injectés avec une très haute précision, le CERN a construit deux lignes de transfert TI 2 et TI 8 qui ont une longueur de 5,6Km.

2.1.2 Description de la machine

Après être passés dans le système (linac+booster+PS+SPS), les protons vont rejoindre le LHC. La trajectoire circulaire des protons est assurée par 1296 aimants supraconducteurs d'une longueur de 14,2 mètres. Chaque aimant dipolaire se compose d'une culasse magnétique contenue dans un cryostat qui est maintenu à une température de 1,9 kelvins par circulation d'hélium

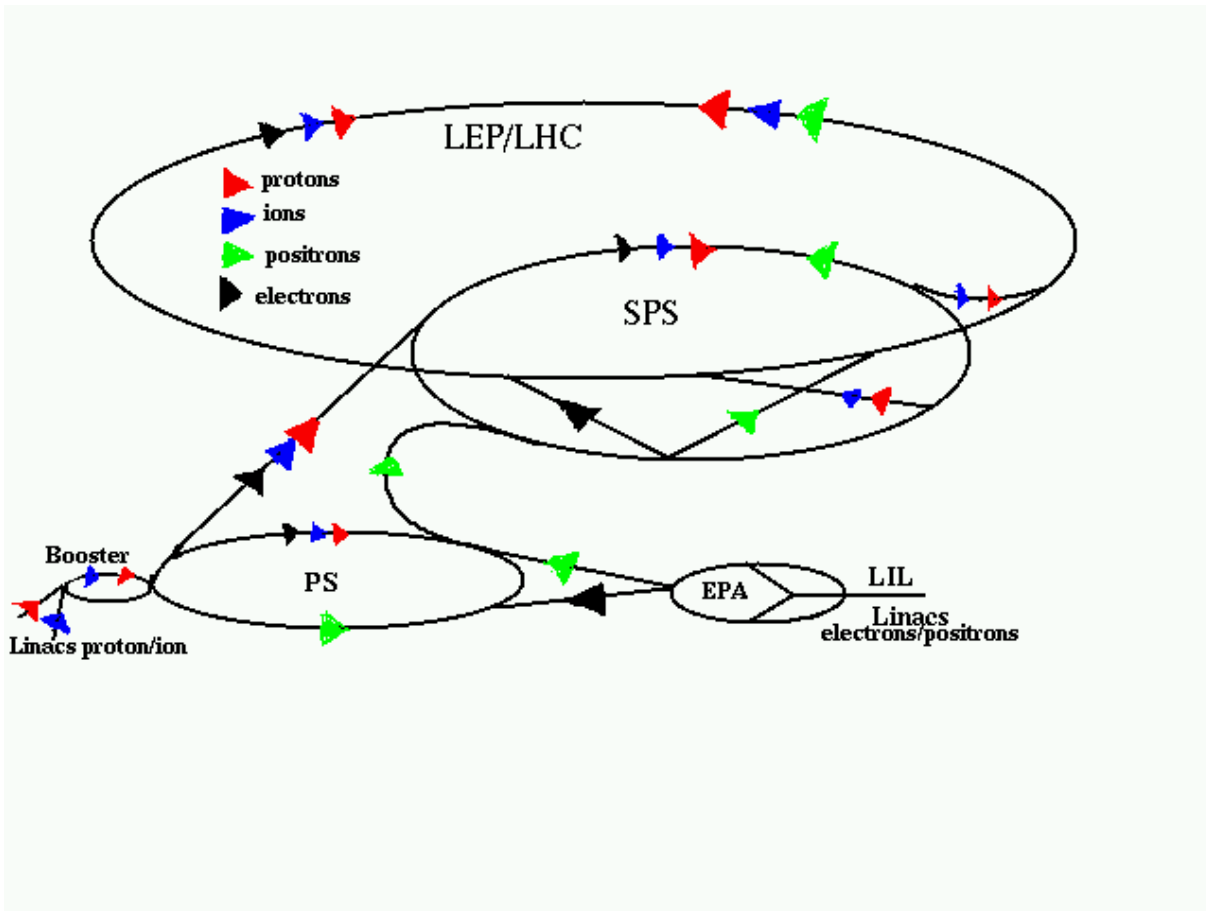


FIG. 2.1 – *Implantation du LHC au CERN*

superfluide. La trajectoire des protons est obtenue à l'aide d'un champ magnétique de 8,4 Teslas dans les deux tubes à vide qui sont situés au centre de la culasse et séparés de 19,4 cm. Le LHC sera la plus grande installation supraconductrice du monde. Les 2835 paquets de $1,05 \cdot 10^{11}$ protons seront successivement injectés dans le premier anneau puis en sens inverse. Les faisceaux se croiseront avec une fréquence de 40 MHz en quatre points (voir figure 2.2), soit toutes les 25 ns.

La luminosité L est la grandeur physique qui définit les caractéristiques d'un collisionneur et qui permet ensuite de calculer le nombre d'interactions proton-proton lors des collisions. Elle est définie comme suit :

$$L = \frac{N^2 k_b f_{rev} E}{m_p 4\pi \beta^* \epsilon} F = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.1)$$

où :

- m_p est la masse du proton.
- N est le nombre de protons.

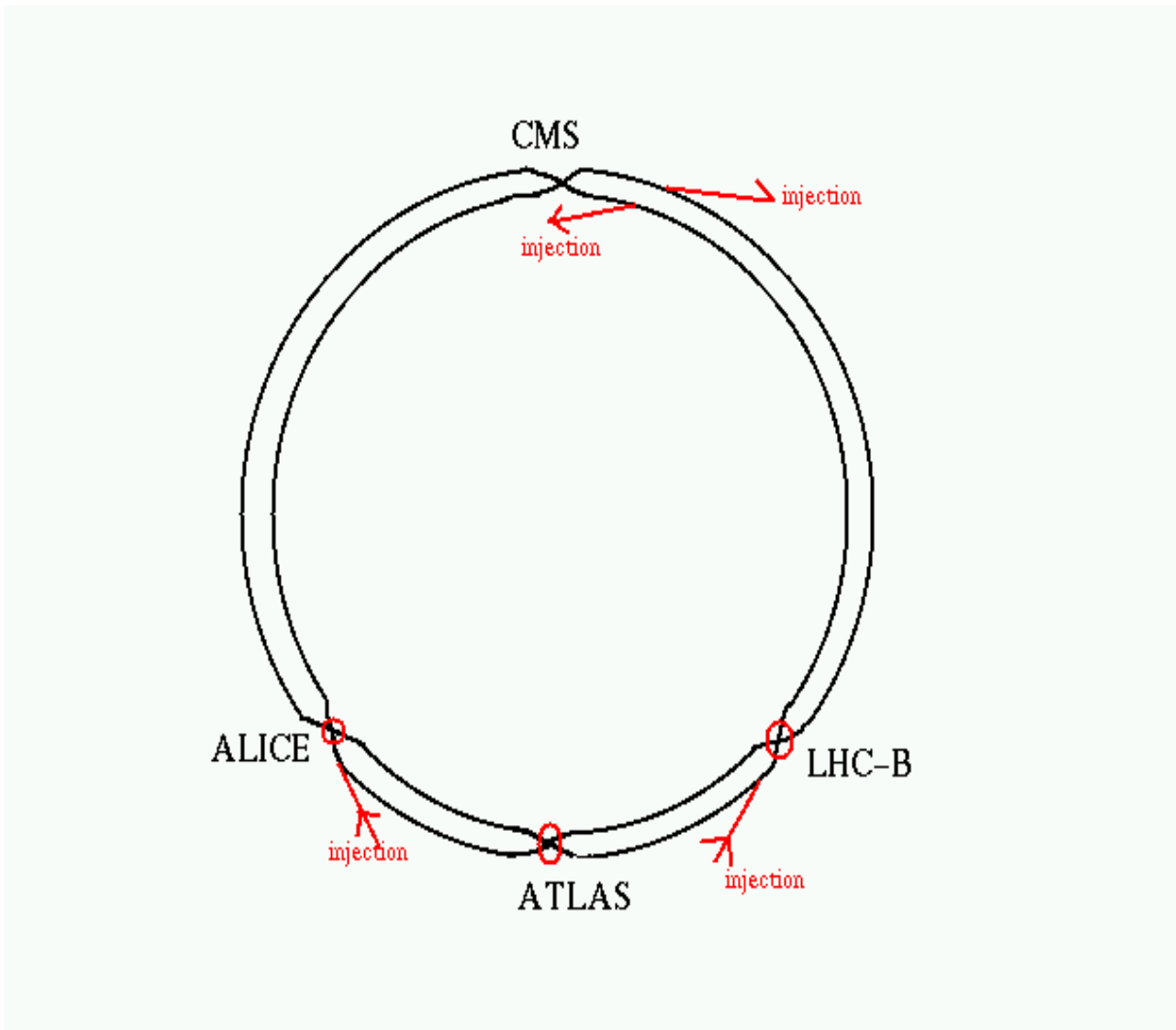


FIG. 2.2 – Future LHC et ses détecteurs

- ϵ est l'emittance (0,0032).
- F est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux ($F \simeq 0,9$).
- k_b est le nombre de paquets de proton (2835).
- f_{rev} est la fréquence de révolution des paquets (11,25 KHz).
- β^* est la fonction d'amplitude dans le point d'interaction (0,5 m0).

Pendant les trois premières années, le LHC fonctionnera à basse luminosité $L = 2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ puis devrait atteindre la valeur nominale, soit $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Enfin, à partir de la cinquième année et jusqu'à la dixième année, la luminosité sera maximale, soit $L = 2,5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Cette évolution est représentée dans le tableau 2.1 [2].

Le second paramètre fondamental est l'énergie dans le centre de masse. Quand les deux protons

Nombre d'années de fonctionnement	1 à 3	4	5 à 10
Luminosité instantanée ($cm^{-2}s^{-1}$)	210^{33}	10^{34}	10^{34} à 2.5×10^{34}
Luminosité intégrée (pb^{-1})	3×10^{34}	10^{35}	3×10^{35}

TAB. 2.1 – *Évolution de la luminosité du LHC durant ses années de fonctionnement*

Paramètre	Valeur
Énergie par faisceau	7 TeV
Énergie à l'injection	450 GeV
Luminosité nominale	$10^{34} cm^{-2}s^{-1}$
Temps de vie de la luminosité	10 heures
Temps de vie du faisceau	22 heures
Nombre de paquets en circulation	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Rayon du paquet $\sigma_x = \sigma_y$	16 μm
Longueur du paquet σ_z	75 mm
Intervalle entre 2 croisements	7,5 m/25 ns
Intensité du courant de protons	0,54 A
Énergie totale par faisceau	334 MJ
Perte en énergie par tour	6,7 KeV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3,6 kW

TAB. 2.2 – *Principales caractéristiques du LHC*

entreront en collision celle-ci est donnée par la relation :

$$E_{cm} = 2E_{faisceau} \quad (2.2)$$

D'autres paramètres de fonctionnement du LHC sont présentés dans le tableau 2.2 [3].

À part la collision des protons, le LHC est aussi prévu pour accélérer des ions Pb à une énergie dans le centre de masse de 1150 TeV. Ces collisions permettront l'étude des interactions entre ions lourds.

2.1.3 La physique accessible au LHC

Depuis l'élaboration du Modèle Standard en 1967, qui décrit l'origine des masses des particules en se basant sur le mécanisme de Higgs, les expériences n'ont cessé de chercher les particules prédites par ce modèle. Il y eut par exemple la découverte des bosons intermédiaires Z^0 et W^\pm au

CERN en 1983 (expériences UA1 et UA2), qui sont les vecteurs de l'interaction faible. Le modèle standard prévoit aussi l'existence d'une particule neutre scalaire dont la masse n'est pas précisée, appelée le boson de Higgs. Néanmoins, les résultats expérimentaux et certaines considérations théoriques indiquent que cette masse appartient à un intervalle d'énergie compris entre 114 et 800 GeV. L'observation de cette particule constitue l'objectif principal du LHC. L'énergie disponible au LHC devrait permettre de créer des bosons de Higgs en quantité suffisante. Les modes de désintégration du boson de Higgs dépendent de sa masse :

- Pour $m_H < 100 \text{ GeV}$, le Higgs se désintègre dans 84% des cas en paires de quarks beaux. La section efficace est de l'ordre de 30 pb mais avec un fort bruit QCD qui rend difficile sa mise en évidence, dans 8% en paires de leptons tau, 4% en $c\bar{c}$, 3% en paires de gluons et moins de 1% pour d'autres modes de désintégrations.
- Pour un intervalle de masse de $90 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$, le canal le plus prometteur est : $H \rightarrow \gamma\gamma$. Néanmoins il reste du bruit assez important dû à l'annihilation en 2γ de quarks ou de gluons ($gg \rightarrow \gamma\gamma$ et $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$), ainsi que du "bremsstrahlung" (rayonnement du freinage) des quarks ($gq \rightarrow \gamma$).
- Pour un Higgs de masse supérieure de 130 GeV, les modes de désintégrations les plus intéressants sont $H \rightarrow Z^0 Z^* \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow WW \rightarrow ll\mu\mu$ où l est un lepton (électron (e) ou muon (μ)), ceux-ci offrent des signatures visibles.

Le LHC aura aussi pour but d'étudier d'autres questions de la physique qui sont toujours en suspens. Parmi ces études il y aura:

- **la violation de CP**: la réaction $p + p \rightarrow b\bar{b}$ a une section efficace assez importante de l'ordre de 0,5 mb et permettra d'étudier la violation CP, principalement à partir des désintégrations :

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$$

$$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$$

En déterminant les angles de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa du triangle d'unitarité, cette étude permettra peut-être d'expliquer l'asymétrie entre la matière et l'antimatière dans notre Univers.

- **le quark top**: les modes principaux de désintégration de cette particule au LHC sera: $t \rightarrow bjj, b\nu$. Cette particule sera produite généreusement, environ 6×10^7 paires $t\bar{t}$ par an. le quark top sera particulièrement intéressant, d'une part on pourra remonter à sa masse avec une grande précision (il a été découvert au Fermilab en 1995, et sa masse est de $175 \text{ GeV}/c^2$) d'autre part des mesures électrofaibles et des tests de la théorie QCD pourront être faites, mais il constituera également un bruit de fond assez important dans l'étude de certains canaux où l'on obtient un lepton isolé.

- **Neutrinos lourds** : L'une des méthodes pour élargir le groupe de jauge du modèle standard consiste à rajouter à l'interaction électrofaible le terme de symétrie $SU(2)_R$ (Les bosons de jauge ou le médiateurs sont alors de chiralité droite). Le groupe résultant $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$, entraîne l'existence de trois nouveaux bosons de jauge (W_R^+ , W_R^- et Z') de sorte qu'à très haute énergie l'interaction faible ne violerait plus la parité et se comporterait comme les 3 autres interactions fondamentales. Le modèle introduit aussi trois neutrinos de Majorana de chiralité droite (N_e , N_μ et N_τ) et dont les masses seront inversement proportionnelles aux masses des neutrinos courants de chiralité gauche (processus dit du "see-saw"). La faiblesse des masses des neutrinos courants devrait entraîner une masse élevée pour les nouveaux neutrinos droits de l'ordre du TeV et qui pourraient être obtenu au LHC.
- **La supersymétrie** : D'autres extensions du modèle standard comme la théorie de la supersymétrie pourront être testés au LHC. Cette symétrie permet d'unifier les interactions fondamentales en incluant la gravitation et tend à stabiliser la masse de certaines particules lorsque l'on prend en compte les corrections d'ordre supérieures. La découverte des s-particules (particules introduites par cette nouvelle symétrie) permettra de répondre à plusieurs questions qui sont liées à la compréhension des forces qui gouvernent l'Univers.

Pour effectuer ces études, quatre détecteurs sont placés autour des points de collision des faisceaux de protons, comme indiqués sur la figure 2.2 soit : ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus). CMS (Compact Muon Solenoid), deux détecteurs consacrés à la physique des particules et qui auront pour but d'observer le bosons de Higgs; le LHC-B un détecteur dédié à la physique du quark b et donc à la violation de CP et de certaines désintégrations rares; ALICE (A Large Ion Collider Experiment), quant à lui, sera consacré à l'étude de la physique des plasmas quarks-gluons, à partir des collisions entre noyaux de plomb à environ 1150 TeV.

2.1.4 Les contraintes imposées par le LHC sur ses détecteurs

Lors des croisements des faisceaux de protons (40 millions de croisements de faisceaux par seconde), des collisions inélastiques non diffractives se produisent (23 collisions par croisement de faisceaux). Ces événements sont considérés comme des interactions parasites puisqu'ils se superposent aux signaux physiques recherchés, leur section efficace étant de l'ordre de 70 mb, il faut alors minimiser leurs effets au maximum et pour cela il faut que les détecteurs disposent d'une fine granularité et d'une bonne segmentation. Une autre conséquence du nombre important de collisions dans le LHC est le taux de radiations qui est assez élevé et peut endommager les divers éléments et composants constituant les détecteurs. Les matériaux utilisés doivent donc supporter des flux de neutrons, photons ou particules qui pourront être assez conséquents et qui dépendent

de leur position dans le détecteur. Ces matériaux devront donc être validés après des tests correspondants à des doses accumulées pendant au moins un flux de 10^{14} et 10^{15} *neutrons/cm²*, correspondant aux doses accumulées 10 années de fonctionnement au LHC.

À haute luminosité, environ 1 milliard de collisions pp par seconde est attendu, mais parmi elles, seulement quelques dizaines sont potentiellement intéressantes. Un système électronique rapide et performant s'impose donc pour sélectionner et stocker toutes les informations intéressantes sans introduire de temps mort.

2.2 Le Détecteur ATLAS

La proposition de sa construction a été approuvée par le CERN en janvier 1996 [4]. Cette expérience regroupe environ 1700 physiciens provenant de 144 instituts et de 34 différents pays participent à sa construction. La figure 2.3 montre ce futur détecteur de forme à peu près cylindrique de 44 m de long et de 22 m de diamètre, pour un poids total d'environ 7000 tonnes [5].

Le choix des différentes parties de ce détecteur est le fruit d'une étude guidée par les simulations de nombreux processus physiques, standards ou exotiques attendus au LHC. Par exemple le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS doit bénéficier pour identifier les photons et les électrons d'une très bonne hermiticité pour la mesure des jets et de l'énergie manquante, d'une bonne couverture spatiale en η , la plus large possible, une bonne reconstruction de trajectoire des particules à haute luminosité pour pouvoir mesurer la quantité de mouvement des leptons chargés.

En partant du point de collision vers les couches les plus externes, une particule virtuelle n'ayant aucune interaction traverse successivement le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons. Ces différents sous-détecteurs vont être brièvement décrits dans les prochains paragraphes.

2.2.1 Le détecteur interne

Dans sa conception, le détecteur interne doit satisfaire les trois contraintes suivantes : une granularité la plus fine possible, une faible épaisseur et une bonne résistance aux rayonnements. Les principaux objectifs sont :

- une bonne détection et reconstruction des trajectoires des particules chargées.
- la mesure des impulsions transverses et des angles polaires.
- l'identification des électrons avec une grande efficacité (supérieure à 90%) pour les distinguer des photons ou des particules hadroniques.
- l'étiquetage des mesons contenant le quark b.

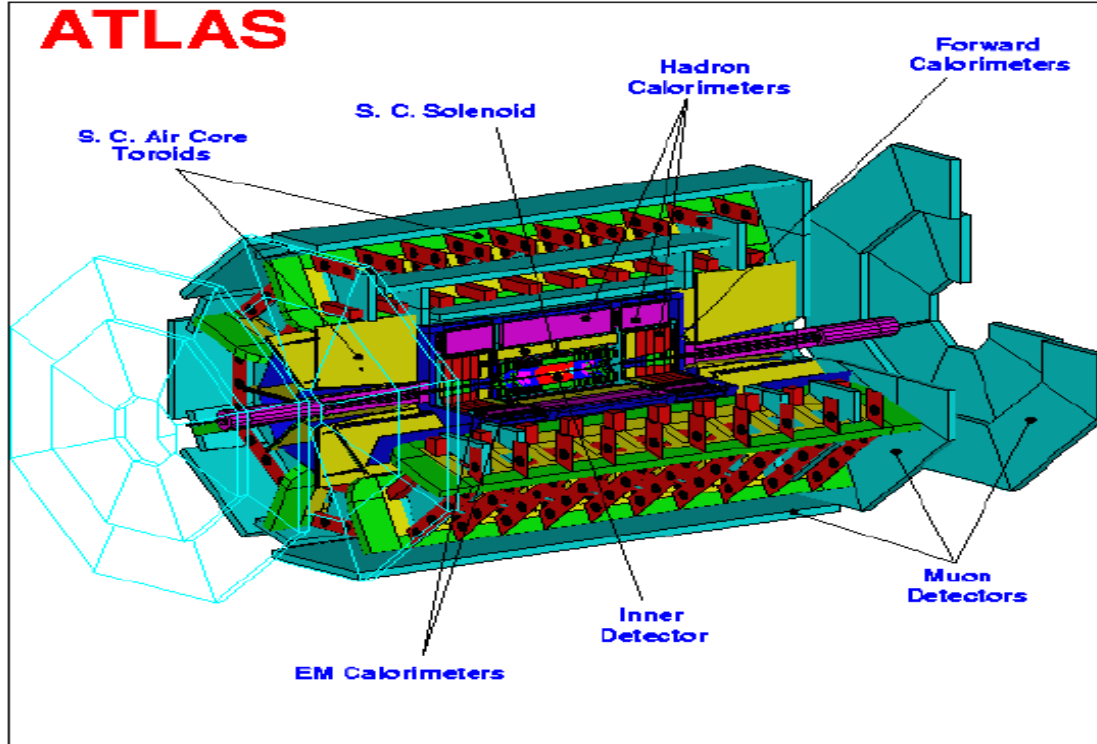


FIG. 2.3 – *Le détecteur ATLAS*

– la mesure de la position des vertex primaires et reconstruire les vertex secondaires.

Le détecteur interne a une forme cylindrique de 7 m de longueur et de 2,3 m de diamètre et couvre une région $|\eta| < 2.5$ (figure 2.4). Il est placé dans un solénoïde supraconducteur qui crée un champ magnétique axial de 2 Tesla, la bobine supraconductrice se situe entre les parois externe et interne du cryostat central du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs :

1. le détecteur à "pixels" en silicium : il est installé le plus près de l'axe des faisceaux et est constitué de 140 millions de capteurs qui sont réparties sur trois couches cylindriques, situées à des rayons de 4 cm, 11 cm et 14 cm de l'axe de faisceau. La taille des pavés "pixels" est de $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$, les résolutions envisagées sont de $14\mu\text{m}$ dans le plan $(R; \Phi)$ et de $87\mu\text{m}$ dans la direction des faisceaux. Ce détecteur permet de déterminer la position

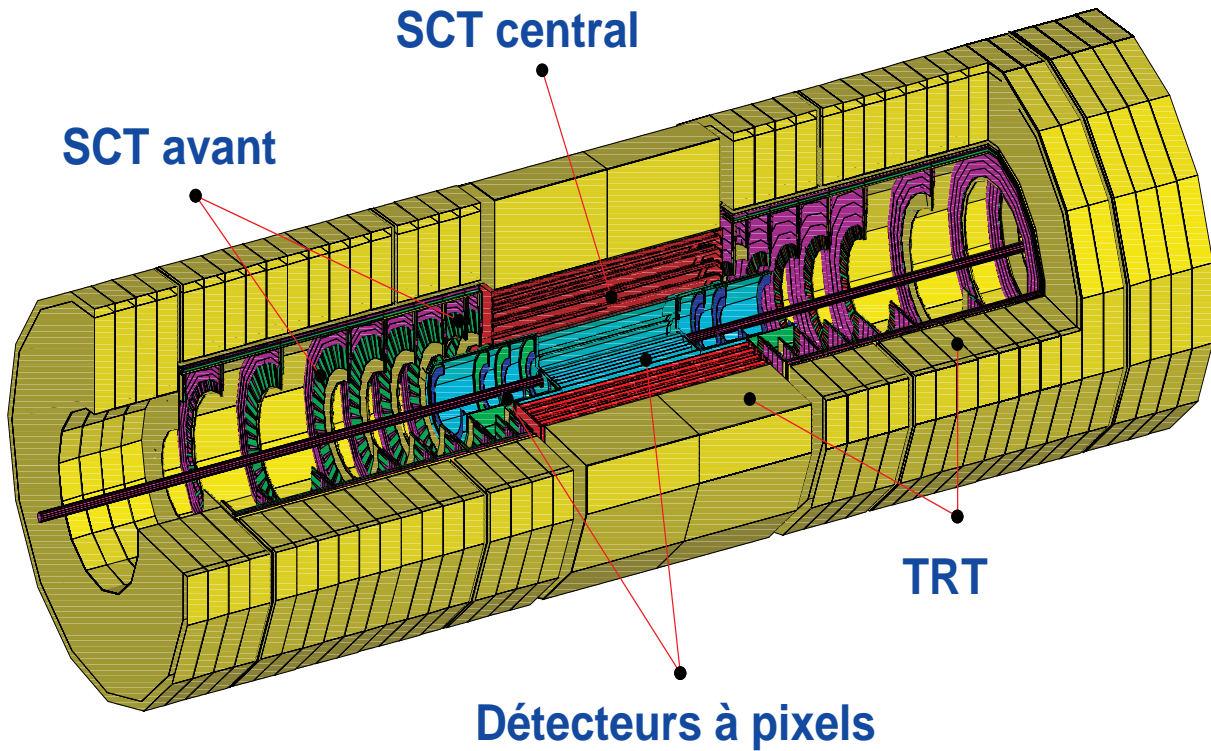


FIG. 2.4 – *Le détecteur interne d'ATLAS*

des vertex secondaires et d'étudier ainsi les particules de courte durée de vie, comme le lepton τ et les hadrons contenant des quarks b ou c . Mais le fort taux de rayonnement au voisinage du point de collision limiteront sa durée de vie à quelques années.

2. Le SCT (Semi-Conductor-Tracker) : celui-ci se trouve autour du détecteur à "pixels". Il est constitué de micro-pistes en silicium qui sont réparties sur quatre cylindres situés à des rayons de 300 mm, 373 mm, 447 mm et 520 mm et aussi sur 18 disques semi-conducteur. Le SCT contribue à la mesure de l'impulsion des particules chargées, du paramètre d'impact et de la position du vertex. Avec ses 6,2 millions de capteurs, une résolution spatiale de $16 \mu\text{m}$ est obtenue dans le plan ($R; \Phi$) et de $580 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau.
3. Le TRT (Transition Radiation Tracker) : c'est le sous-détecteur le plus externe, il est situé dans la zone où la densité des traces est réduite ($56 < R < 107$ (cm)). Ce détecteur est composé de 64 couches de tubes à dérives de 4 mm de diamètre et de longueur maximale de 148 cm. Grâce à ses 420000 capteurs chaque trace est reconstituée à partir 36 points et conduit à une résolution spatiale de $170 \mu\text{m}$. Le TRT joue un rôle très important : il permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées et participe également à l'identification des photons convertis et à la séparation entre les électrons et les hadrons.

Etant donné que le détecteur interne se trouve en amont du calorimètre électromagnétique (EM), l'un des soucis majeurs est de contrôler la quantité de matière traversée par les γ et les e^\pm . Ainsi une quantité de matière trop importante tend à favoriser les conversions des photons en paires e^\pm ou à émettre du rayonnements de freinage. Ces effets rendent plus complexes la reconstruction des trajectoires des particules chargées et dégradent les performances du calorimètre électromagnétique (EM).

2.2.2 La calorimétrie

Rôle des calorimètres d'ATLAS

Les calorimètres électromagnétique et hadronique sont respectivement utilisés pour mesurer l'énergie et la direction des particules dites électromagnétique (γ , e^\pm) et des particules hadroniques (pions, jets, etc.....) dans un domaine allant de quelques GeV à quelques TeV. L'hermiticité de ces détecteurs permet aussi de remonter à l'impulsion manquante due par exemple à des réactions avec émission de neutrinos qui traverse le détecteur sans interagir.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Il s'agit d'un détecteur à échantillonnage composé d'une succession de plaques absorbantes en plomb et de couches actives d'argon liquide. Le choix de cette technique présente de nombreux avantages à savoir :

- résistance aux radiations, ce dernier peut atteindre 10^{14} neutrons/ cm^2 et 10^5 Gy pour 10 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité.
- une bonne stabilité en fonction du temps.
- une bonne uniformité.
- une hermiticité presque totale et facile à réaliser.

Le calorimètre EM est constitué de trois éléments majeurs, la partie centrale (le tonneau) et les deux parties avants (les bouchons) qui sont décrites comme suit :

1. **le tonneau** (ou baril) : celui ci se trouve entre les rayons $R=1,50$ m et $R=1,97$ m. Il est contenu dans un cryostat de 1,15 m de rayon interne, de 2,26 m de rayon externe et de demi-longueur 3,45 m. Le cryostat maintient l'argon liquide à une température de 89,3 K, sous une pression de 1,25 atm. La figure 2.5 présente une vue d'un demi-tonneau dans son cryostat.

Les deux demi-tonneaux du calorimètre EM central sont identiques. Chaque demi-tonneau se compose de 16 modules, et chaque module est formé à partir de 64 absorbeurs et de 64 électrodes. Un module couvre un angle de 22,5 degrés en ϕ . Une cellule élémentaire de

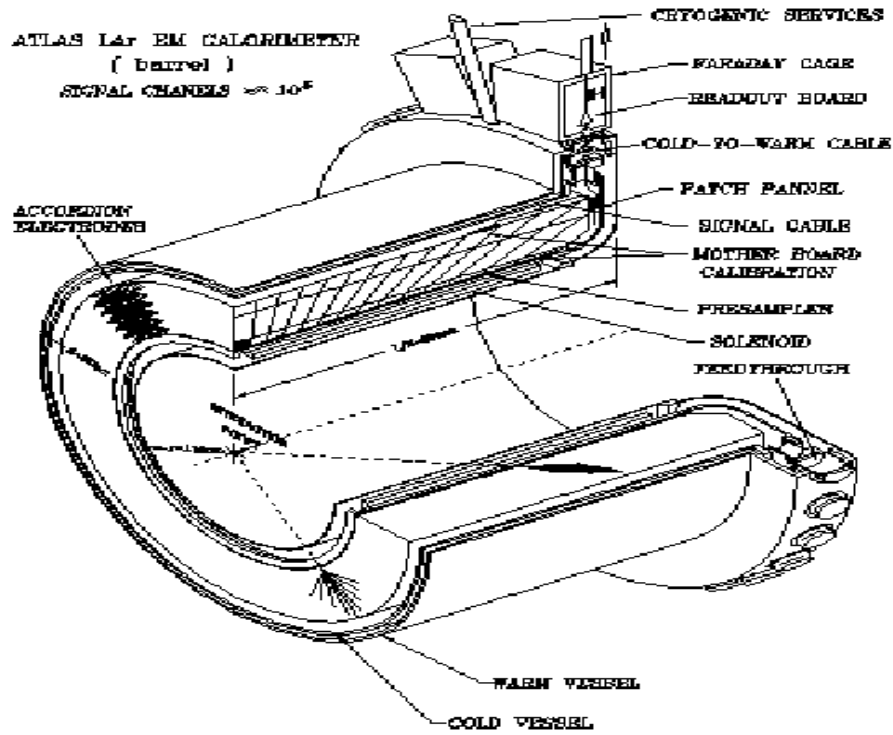


FIG. 2.5 – Vue d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

détection est faite à partir d'une plaque d'absorbeurs, d'électrode et de deux gaps remplis d'argon liquide. Le regroupement d'électrodes permet de définir la granularité des voies de lecture en ϕ . Pour maintenir une bonne hermiticité azimuthale en réduisant le temps de transfert des signaux vers les préamplificateurs, le calorimètre EM est muni d'une géométrie en accordéon, cette dernière étant réalisée en pliant les électrodes et les absorbeurs par rapport à la direction des particules incidentes. La figure 2.6 montre cette structure en accordéon.

En profondeur le calorimètre EM est divisé en 3 compartiments (voir figure 2.7) dont la granularité et le nombre de voies sont données dans le tableau 2.3. Il y a environ 109568 voies de lecture dans tout le tonneau EM. Le premier compartiment qui est caractérisé par une granularité très fine suivant η est situé à l'avant du détecteur. Il sert par exemple à la séparation γ/π^0 . L'énergie des gerbes est principalement déposée dans le premier et le deuxième compartiment, le troisième compartiment est, quant-à-lui, dédié aux gerbes de très haute énergie. Ces deux derniers compartiments sont lus par la face arrière du détecteur et ont une granularité en η moins fine que celle du premier, et permet ainsi de réduire le nombre de voies.

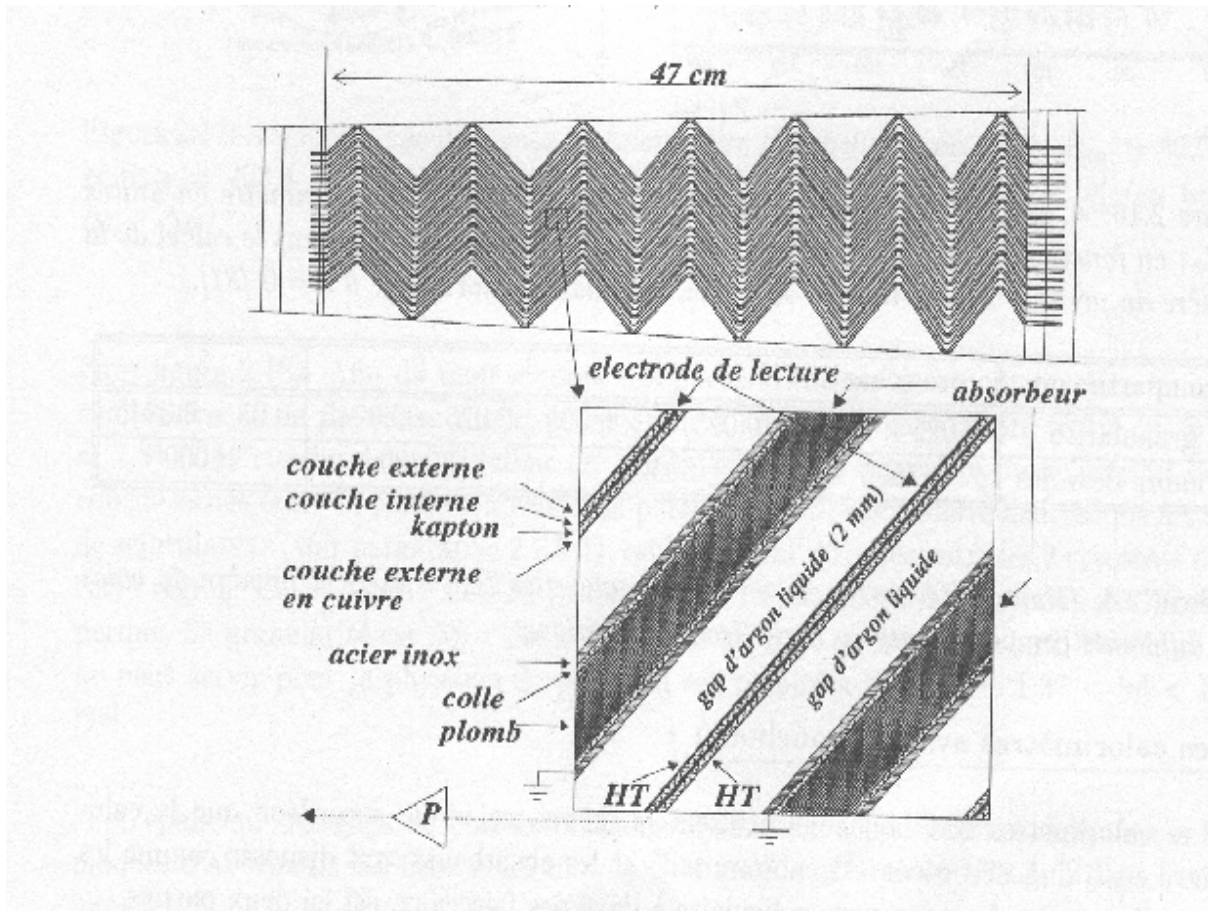


FIG. 2.6 – Coupe transversale (R,ϕ) d'un module du calorimètre EM

Compartiment	1	2	3
Granularité $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$	$(0.025/8) \times 0.1$	0.025×0.0245	0.05×0.0245
Nombre total de voies	60500	30200	15000
Épaisseur	$6 X_0$	entre $6 X_0$ et $24 X_0$	entre $2 X_0$ et $12 X_0$

TAB. 2.3 – Caractéristiques des trois compartiments du baril

Et pour compenser les pertes d'énergie des électrons et des photons dans la matière inerte, on utilise un pré-échantillonneur en amont du calorimètre EM. Celui-ci est constitué de longs secteurs (environ 3,1m) maintenus par des rails vissés sur les arceaux internes du calorimètre. Une étude plus détaillée fera l'objet du prochain chapitre.

2. **les deux bouchons électromagnétiques** (ou "End Cap") : Ils sont caractérisés par une structure en accordéon et utilisent la technique d'échantillonnage : le milieu actif et les

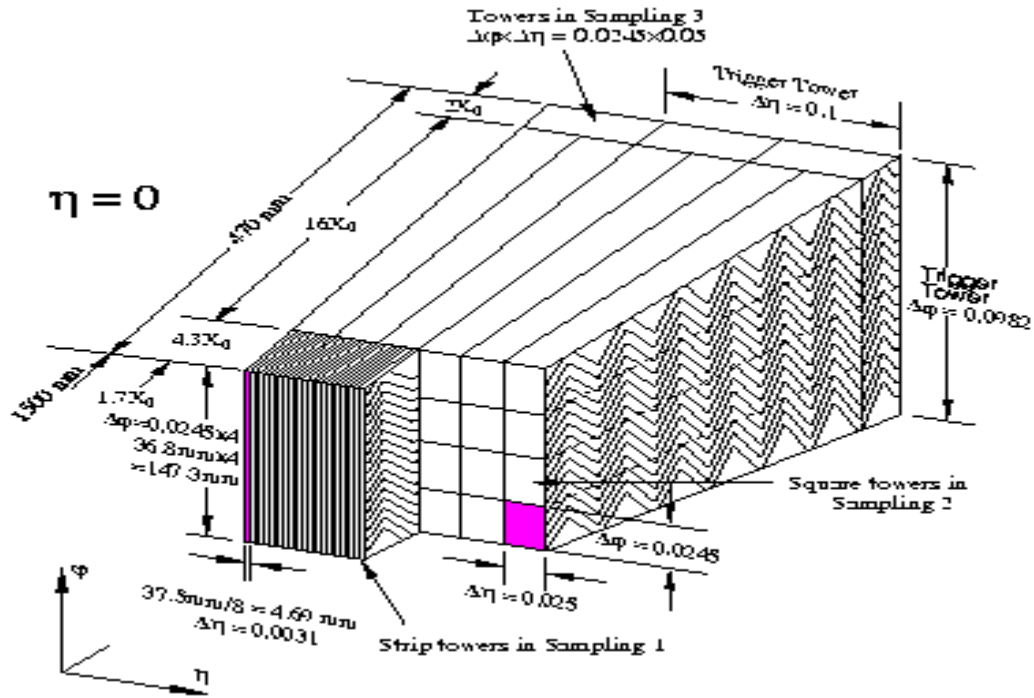


FIG. 2.7 – Segmentation radiale du calorimètre EM à $\eta = 0$

absorbeurs étant respectivement de l'argon liquide et du plomb. Les deux bouchons sont situés à 3641 mm du point de collision et s'étendent sur une longueur de 512 mm selon l'axe des faisceaux. Les absorbeurs sont disposés radialement comme les rayons d'une roue, perpendiculairement à l'axe des faisceaux. Le rayon interne et externe des bouchons valent respectivement 302 mm et 2034 mm.

Chaque bouchon est composé de deux roues concentriques, figure 2.8. La première roue (dite externe) couvre la région $1,375 < |\eta| < 2,5$ et contient 768 plaques d'absorbeur d'épaisseur 1,7 mm. La deuxième roue (dite interne) couvre la région $2,5 < |\eta| < 3,2$ et contient 256 plaques d'absorbeurs d'épaisseur 2,2 mm.

En profondeur, les bouchons sont divisés en trois compartiments dans la roue externe (sauf dans la région $1,375 < |\eta| < 1,5$ qui n'en comporte que deux) et en deux compartiments dans la roue interne. La granularité et le nombre de voie de lecture dans chacun de ces compartiments est reporté dans le tableau 2.4. Dans roue externe, la réunion de 3 gaps d'argon liquide et 3 absorbeurs successifs constitue une cellule de lecture en ϕ . Par contre dans la roue interne il faut quatre gaps et quatre absorbeurs pour constituer une cellule de lecture.

Dans la zone de transition tonneau-bouchon, la quantité de matière devant le calorimètre

Région	Compartiment	Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	Nombre de cellules
$1,375 < \eta < 1,5$	1	$0,025 \times 0,1$	4×64
	2	$0,025 \times 0,025$	4×256
$1,5 < \eta < 1,8$	1	$0,025/8 \times 0,1$	96×64
	2	$0,025 \times 0,025$	12×256
	3	$0,05 \times 0,025$	6×256
$1,8 < \eta < 2,0$	1	$0,025/6 \times 0,1$	48×64
	2	$0,025 \times 0,025$	8×256
	3	$0,05 \times 0,025$	4×256
$2,0 < \eta < 2,4$	1	$0,025/4 \times 0,1$	64×64
	2	$0,025 \times 0,025$	16×256
	3	$0,05 \times 0,025$	8×256
$2,4 < \eta < 2,5$	1	$0,025 \times 0,1$	4×64
	2	$0,025 \times 0,025$	4×256
	3	$0,05 \times 0,025$	2×256
$2,5 < \eta < 3,2$	1	$0,1 \times 0,1$	7×64
	2	$0,1 \times 0,1$	7×256

TAB. 2.4 – Granularité et nombres de cellules dans les divers régions d'un bouchon du calorimètre électromagnétique

électromagnétique (voir figure 2.9). Pour compenser les pertes d'énergie dans cette région, une couche de pré-échantillonneur, dans la zone $1,5 < |\eta| < 1,8$, est disposée devant la roue externe avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,1$. Une couche de scintillateur de 1 cm d'épaisseur et de granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$ est située entre le cryostat central et le cryostat de chaque bouchon. Ce dispositif qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1,6$, participe à la correction de l'énergie perdue.

L'épaisseur des gaps d'argon liquide diminue quand $|\eta|$ augmente, ainsi elle passe de 2,8 à 0,9 mm dans la roue externe et de 3,1 à 1,8 mm dans la roue interne, avec cette configuration, la fraction d'échantillonnage n'est pas uniforme, elle diminue quand $|\eta|$ croît.

Performances requises : L'observation du bosons de Higgs dans les canaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4e^\pm$ font évidemment partie des objectifs du calorimètre électromagnétique. L'étude de ces canaux est fortement tributaire de la résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.3)$$

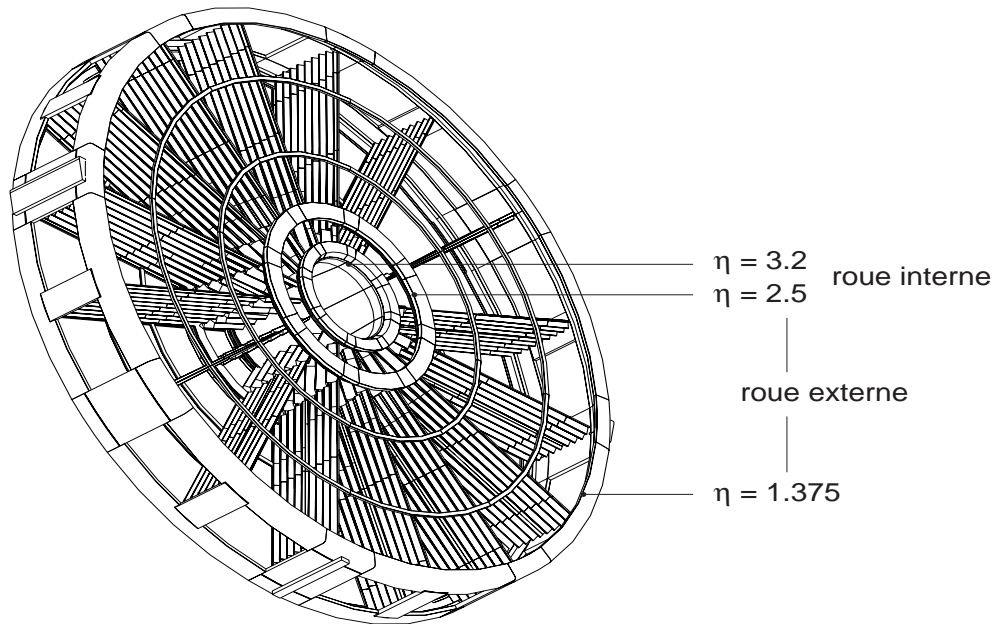


FIG. 2.8 – Vue d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

où a est le terme d'échantillonnage de l'ordre de 9 à 10% à $\eta = 0$, b est le terme de bruit. Ce terme est dû d'une part au bruit électronique et d'autre part aux effets d'empilement d'événements dus à des collisions parasites. La valeur du bruit est d'autant plus grande que la taille du groupement de cellules utilisées pour reconstruire l'énergie d'une particule est importante.

c est le terme dit constant du calorimètre EM. Celui-ci dépend fortement de :

1. l'hermiticité du détecteur (pas de fuite au bilan calorimétrique)
2. l'uniformité électronique (calibration cellule par cellule, forme du signal.....)
3. l'homogénéité de la structure mécanique (épaisseur des gaps d'argon liquide et des absorbeurs, transition tonneau-bouchons, etc.....)
4. effets dus à la matière en amont du calorimètre EM

Le LHC produira environ 10^5 fois plus de jets hadroniques que d'électrons isolés. Une très bonne identification des particules et une discrimination des jets de hadrons est donc nécessaire. Au calorimètre électromagnétique est donc associé un calorimètre hadronique très performant.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique couvre la région $|\eta| < 5$, ses principaux objectifs sont :

- la mesure de l'énergie transverse manquante.

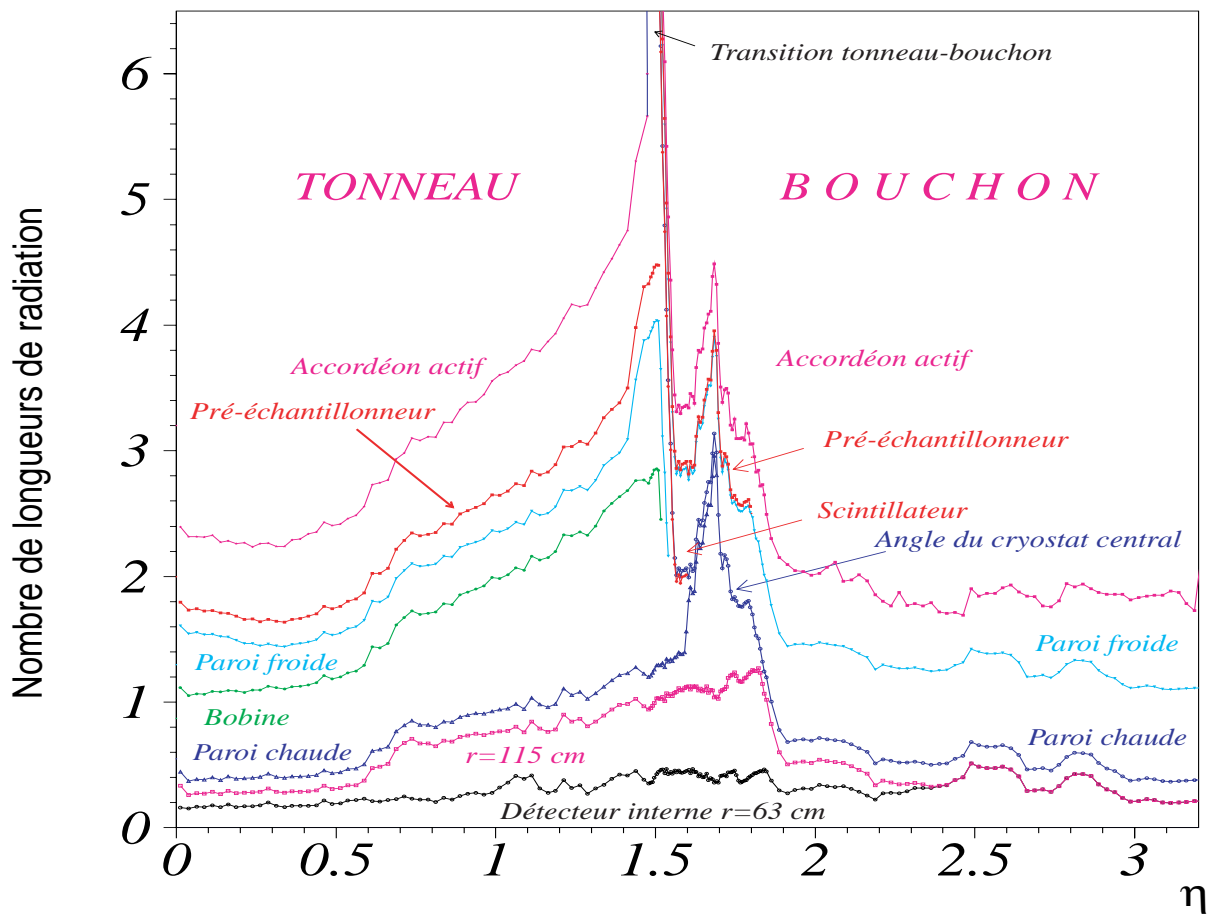


FIG. 2.9 – Estimation de la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

- la reconstruction des jets hadroniques et la détermination de leur énergie.
- l'identification des particules.
- le déclenchement de l'acquisition en association avec le calorimètre électromagnétique

Il est constitué d'un calorimètre central dit à "tuiles scintillantes" et de deux bouchons à argon liquide qui sont décrits ci-dessous :

- **le calorimètre à tuiles scintillantes** : Il couvre la région $0 < |\eta| < 1,5$ et comme montré dans la figure 2.10, il utilise du fer (plaques de 14 mm d'épaisseur) comme milieu absorbeur, et des tuiles scintillantes (plaques de scintillateur d'épaisseur 3 mm) comme milieu actif. Ces plaques sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux et sont alternées en profondeur suivant l'axe z . La lecture des signaux est faite à l'aide de deux fibres à "décalage de longueur d'onde" qui sont lues par des photomultiplicateurs situés à l'arrière du détecteur.

Le calorimètre hadronique est constitué d'un tonneau qui couvre la région $|\eta| < 1,0$ et de

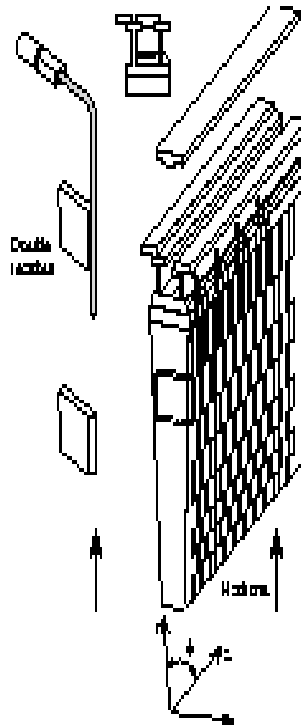


FIG. 2.10 – Vue d'un secteur du calorimètre hadronique à "tuiles scintillantes" d'ATLAS

deux extensions situées chacune entre $|\eta| < 0,8$ et $|\eta| < 1,7$. La segmentation en profondeur des extensions est effectuée en 3 compartiments respectivement de longueurs respectives 1,5; 4,2 et 1,9 λ_I (où λ_I est la longueur d'interaction)¹. La granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dans les deux premiers compartiments vaut $0,1 \times 0,1$ et dans le dernier elle est de $0,2 \times 0,1$.

Le taux de rayonnement est plus fort dans les régions avant du calorimètre hadronique (c-à-d à grand η). Cela impose l'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif. Dans ces régions, deux types de calorimètres hadroniques à argon liquide sont à considérer : le bouchon et le calorimètre avant. Tous deux sont placés dans les même cryostat qui contient aussi les roues du calorimètre électromagnétique.

- **les bouchons du calorimètre hadronique** : ils sont situés dans la région $1,5 < |\eta| < 3,2$ et sont composés de deux roues indépendantes formées de 16 secteurs azimuthaux (voir la figure 2.11). Les plaques de cuivre servant d'absorbeur ont des épaisseurs respectivement égales à 25 mm et 50 mm dans la première et la deuxième roue. Le gap d'argon liquide est de 8,5 mm d'épaisseur, il est équipé de trois électrodes qui le divisent en quatre régions de 1,8 mm d'épaisseur chacune. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi 0,1 \times 0,1$ pour $|\eta| < 2,4$ et de

1. le calorimètre électromagnétique a une épaisseur égale à $1,2 \lambda_I$ à $\eta=0$

$0,2 \times 0,2$ au-delà.

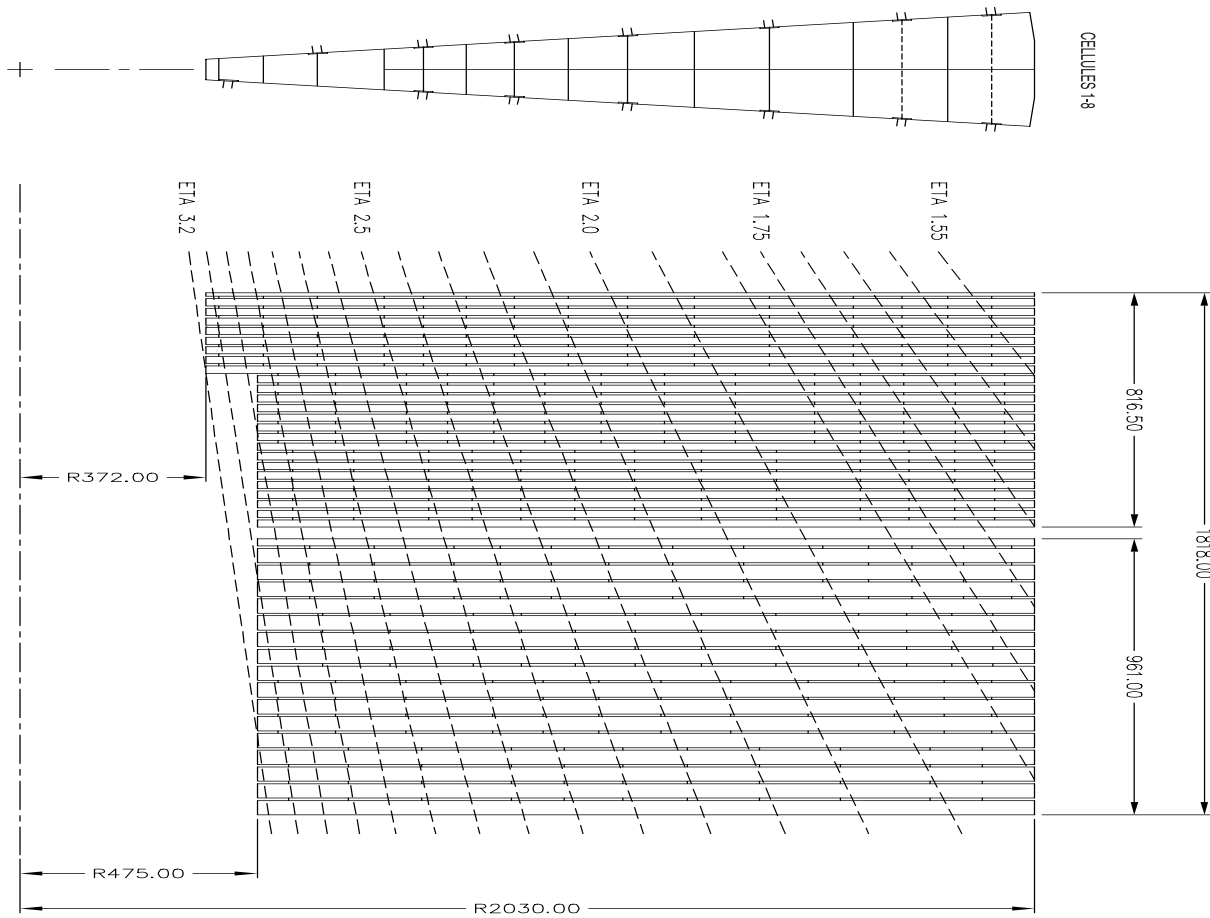


FIG. 2.11 – *Ségmentation du bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS*

- **le calorimètre avant**: Ce calorimètre est soumis à de très importants taux de rayonnements. Il couvre la région $3,1 < |\eta| < 4,9$, et a une épaisseur totale d'environ $9\lambda_I$. Sa granularité moyenne est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Il est divisé en trois compartiments. Dans le premier compartiment, l'absorbeur est en cuivre. Ce compartiment a pour objectif la mesure de l'énergie et la position des photons provenant de la désintégration des pions. Dans les deux autres compartiments l'absorbeur est en tungstène (le tungstène est préféré au cuivre car sa longueur d'interaction λ_I est 2 fois plus faible que celle du Cu, ce qui réduit l'étalement transverse des gerbes). Chaque compartiment du calorimètre avant est composé d'une matrice métallique dans laquelle se trouvent des tubes régulièrement espacés et parallèles à l'axe des faisceaux. À l'intérieur de ceux-ci se trouvent les électrodes en forme de tiges portées à la haute tension. Les zones entre ces tiges et la matrice d'absorbeur sont remplies d'argon liquide. Les principales caractéristiques de ce calorimètre sont résumées dans le tableau 2.5.

Compartiments	1	2	3
Espacement des tubes	7,5 mm	8,18 mm	9,0
Nombre de tubes	12000	10000	8000
Diamètre de l'électrode	0,475 cm	0,475 cm	0,51 cm
Épaisseur des gaps d'argon liquide	0,25 mm	0,375 mm	0,5

TAB. 2.5 – Différentes caractéristiques des cellules de détection du calorimètre avant d'ATLAS

Performances attendues par le calorimètre hadronique d'ATLAS :

Les performances les plus importantes attendues par le calorimètre hadronique en combinaison avec le calorimètre électromagnétique sont énumérés ci-dessous :

1. L'optimisation de la géométrie et des performances du calorimètre hadronique est guidée par la nécessité d'atteindre une résolution en énergie suffisamment bonne. Les performances requises sont les suivantes:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \begin{cases} \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% & \text{pour } |\eta| < 3 \\ \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 7\% & \text{pour } 3 < |\eta| < 5 \end{cases} \quad (2.4)$$

2. L'énergie des jets hadroniques est calculée en sommant l'énergie de toutes les cellules de détection dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. La résolution de cette mesure est fortement liée aux effets du champ magnétique résiduel (toroïde et bobine centrale), qui ont tendance à dévier les particules chargées hors du cône. Elle est aussi liée à la fragmentation des jets avec rayonnement de gluons qui provoque des pertes d'énergie hors du cône. La taille du cône ne doit pas être trop grande pour éviter une dégradation du signal par le bruit électronique et aussi par l'empilement des événements à "biais minimum".
3. Le calorimètre hadronique doit aussi fournir des informations précises sur l'énergie transverse manquante E_T^m qui joue un rôle assez important dans les processus qui font intervenir des particules supersymétriques ou des bosons de Higgs lourds se désintégrant en des leptons τ ou des neutrinos dans l'état final. La résolution obtenue sur E_T^m dépend de l'énergie transverse totale déposée dans les calorimètres, elle est donnée par les relations ci-dessous :

$$\sigma(E_T^m) = \begin{cases} 0,5 \times \sqrt{\Sigma E_T} & \text{à basse luminosité} \\ 1,1 \times \sqrt{\Sigma E_T} & \text{à haute luminosité} \end{cases} \quad (2.5)$$

2.2.3 Le spectromètre à muons

– **But**

le rôle du spectromètre à muons est :

1. de reconstruire la trajectoire des μ^\pm avec efficacité,

2. de mesurer l'impulsion transverse des muons avec une très bonne résolution,
3. de posséder une bonne hermiticité et acceptance, où les chambres de détection couvrent un domaine d'acceptance continu et élevé ($|\eta| < 3$),
4. de déclencher l'acquisition pour des événements muons.

– **Description**

Le spectromètre à muons constitue les couches les plus externes d'ATLAS. Il utilise

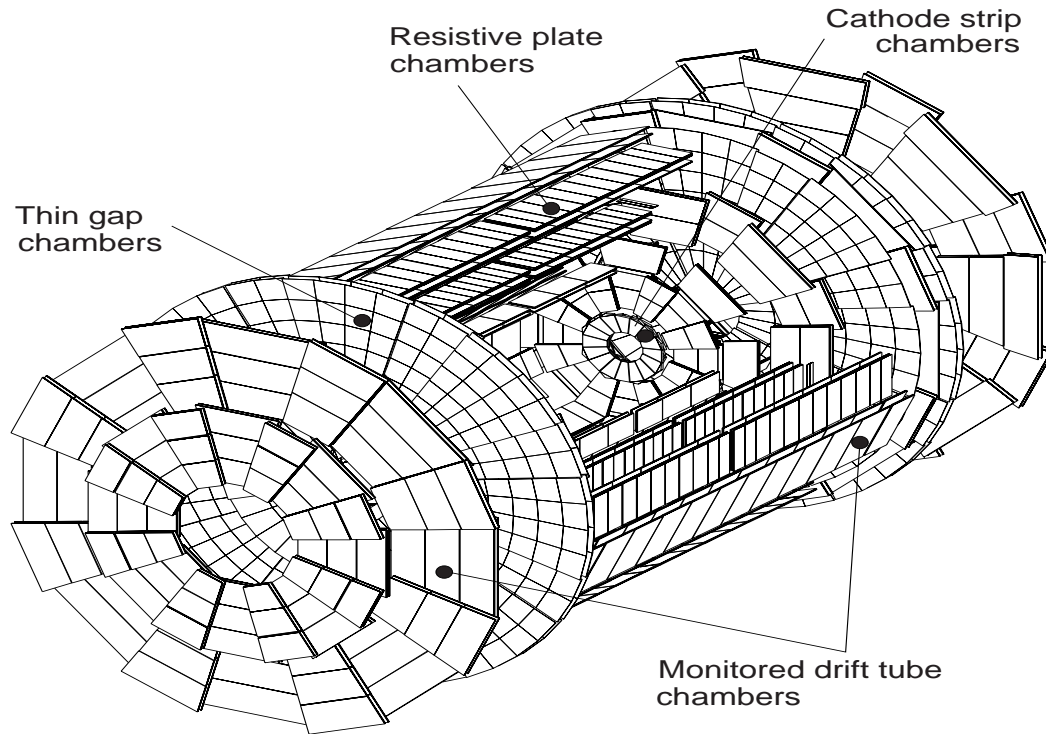


FIG. 2.12 – *Vue 3D du spectromètre à muons d'ATLAS montrant les quatre chambres*

un champ magnétique généré par un toroïde supraconducteur à air, ayant comme axe de symétrie la direction des faisceaux (voir figure 2.13). Dans sa partie centrale, le spectromètre à muons est constitué par 8 bobines supraconductrices de 25 m de longueur et de rayons interne et externe respectivement égaux à 4,7 et 9,4 m. Dans chacune des deux parties à l'avant du détecteur, il y a 8 bobines supraconductrice de 5 m de long, ayant des rayons interne et externe respectivement de 82,5 cm et 5,35 m.

L'intégrale de champ conduit, en fonction de η à des valeurs $\int B dl = 3 \text{ T}\cdot\text{m}$ dans la

zone centrale et 6 T.m dans chaque zone avant.

En choisissant un toroïde à air plutôt qu'un noyau classique en fer, on limite la

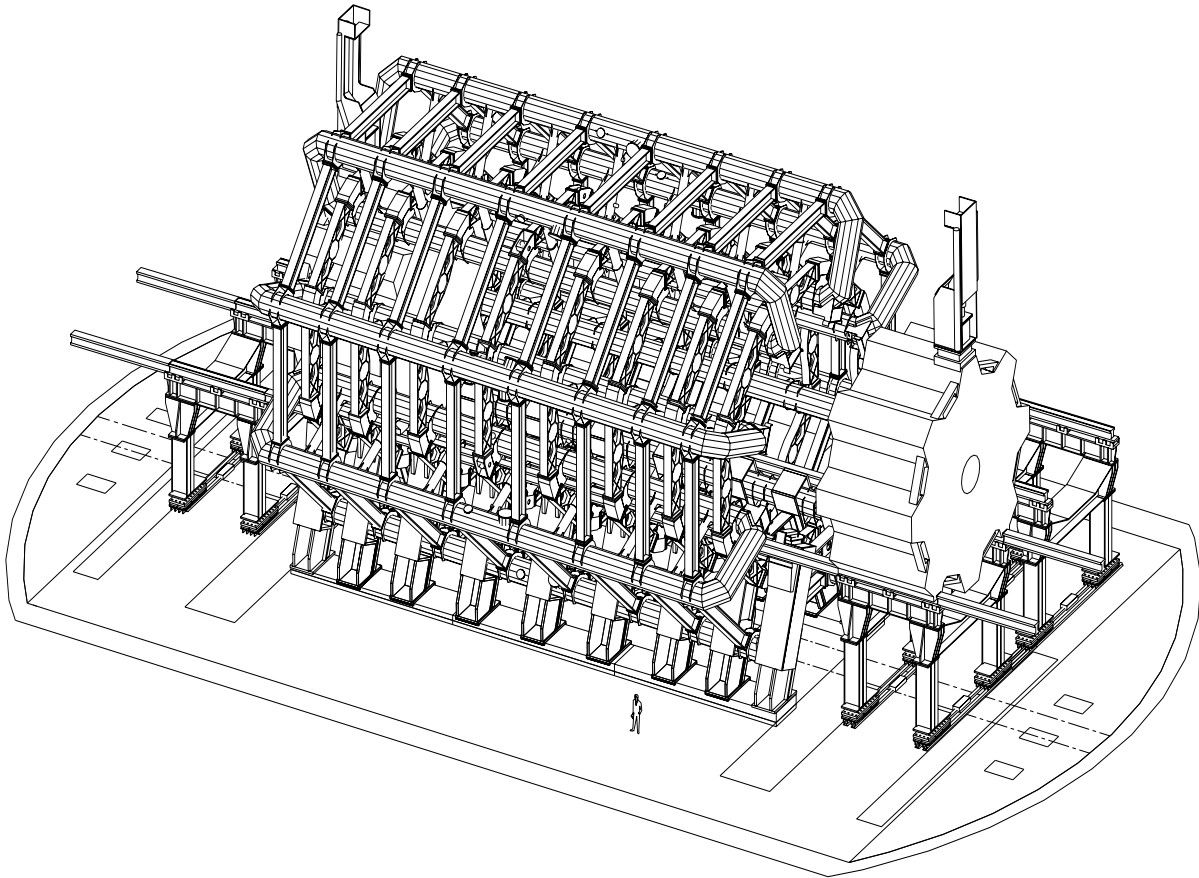


FIG. 2.13 – *Vue du système d'aimants toroïdaux supraconducteurs d'ATLAS*

quantité de matière et par conséquent on améliore la résolution sur la mesure de l'impulsion des muons.

Les deux fonctions du détecteur sont assurées par deux types de chambres à muons. Le nombre total de capteurs de ces chambres est voisin de 1,2 millions. Les chambres à muons sont réparties en trois couches (voir figure 2.12). On trouve :

1. Les chambres MDT "Monitored Drift Tubes" sont situées dans la partie centrale et les CSCs "Cathodes Strips Chambers" couvrent la région $2 < |\eta| < 2,7$. La résolution spatiale atteint une valeur d'environ $50 \mu\text{m}$.
2. Les RPC "Resistive Plate Chambers" et les TGC "Thin Gap Chambers" localisées dans les zones avant, sont des détecteurs rapides avec une résolution spatiale de quelques mm et permettent le déclenchement de l'acquisition.

Performances du spectromètre à muons : Les plus importantes sont :

- l’efficacité de reconstruction des muons de l’ordre de 97 % avec un taux d’erreur de l’ordre de 0,1 %.
- La probabilité de mauvaise identification du signe de la charge électrique. Elle est de l’ordre de 1 à 2 % et ne dépasse pas 4 % pour les muons de très grande impulsion .
- $\sigma(P_T)/P_T$ où P_T désigne l’impulsion transverse qui vaut 2 à 3 %. Toutefois pour les très grandes impulsions transverses la résolution se dégrade fortement (par exemple pour $P_T = 1$ TeV la résolution vaut environ 11 %).

2.2.4 Déclenchement et acquisition de données

Au LHC, le système de déclenchement et d’acquisition des données est rendu complexe par la fréquence des collisions proton-proton qui vaut 40 MHz et la multiplicité élevées des traces due à la forte luminosité des faisceaux. En effet, le nombre d’informations à manipuler est important en raison du nombre de canaux par sous-détecteurs (environ 10^8 voies dans le détecteur central, 10^5 dans les calorimètres et de l’ordre de 10^6 pour le spectromètre à muons). Il faut donc sélectionner les événements rares qui présentent des signatures physiques intéressantes, tout en réduisant au maximum les temps morts. Pour cela, ATLAS a mis au point un système de déclenchement d’acquisition organisé en trois niveaux.

- **le niveau 1:** opère à la même fréquence que celle du LHC, il utilise les informations contenues dans les calorimètres et le spectromètre à muons, mais sans en exploiter toutes les potentialités. En effet la granularité des calorimètres n’est pas considérée entièrement et les chambres de précision du spectromètre à muons ne sont pas utilisées.
Le premier niveau requiert un temps de latence de $2 \mu s$ pour traiter les données. Les informations collectées sont stockées dans des files d’attente ”pipelines” placées derrière l’électronique de lecture avec une fréquence de 75 à 100 kHz.
- **le niveau 2:** ce niveau traite les informations correspondant aux régions d’intérêt dans les sous-détecteurs sélectionnées par le niveau 1. À ce niveau toutes les données qui étaient stockées dans les ”pipelines” sont toutes en forme digitale et accessibles en pleine granularité. Le temps de latence varie de 1 à 10 ms suivant les opérations effectuées.
- **le niveau 3:** À l’aide d’une ferme de processeurs, ce niveau reconstitue complètement les événements sélectionnés au deuxième niveau.

La quantité d’information sélectionnée et stockée sur bandes en sortie du système de déclenchement sera de 1 à 100 MBytes/s soit 10 TBytes/jour. Une quantité de données correspondant à environ 10^6 GBytes sera produite par an pour extraire les quelques événements importants qui pourront peut être changer le cours de la physique des particules.

2.3 Conclusion

Le choix de la géométrie du détecteur ATLAS a été bien étudié afin de répondre aux différentes questions en suspens de la physique des particules. Dans la suite de cette thèse, les données obtenues avec les faisceau tests vont être utilisées pour connaître la capacité du détecteur ATLAS à détecter le boson de Higgs dans le canal deux photons.

Bibliographie

- [1] Comptes rendus des ateliers ECFA-CERN à Lausanne, document CERN 84-10 (1984).
- [2] D.Froidevaux, présentation au comité LEPC, 7 juin 1995 (CERN).
- [3] P.Lefèvre, T.Petterson et le groupe d'étude LHC, LHC conceptual Design, CERN. AC 95-05 (LHC) 1995 : L.Evans, présentation à la réunion plénière de la collaboration ATLAS (LHC Machine Status) au CERN le 27/6/1996 et document ATLAS GEN-TR-334.
- [4] Collaboration ATLAS. Technical Proposal, CERN-LHCC 94-93, décembre 1994
- [5] CERN/LHCC/99-14, ATLAS, TDR14 (1994).

Chapitre 3

Étude du pré-échantillonneur central d'ATLAS

3.1 Description du détecteur

3.1.1 But

Le rôle du pré-échantillonneur central d'ATLAS est de compenser les pertes d'énergies dues à la présence du détecteur interne, de la bobine supraconductrice et du cryostat qui sont situés en amont du calorimètre électromagnétique. La quantité de matière attendue est de l'ordre de $1,8 X_0$ à $\eta=0$ jusqu'à $4,2 X_0$ à $\eta=1.5$ (la figure 3.1 montre la distribution de cette matière en fonction de η). En effet les particules incidentes interagissent avec la matière inerte et commencent à développer la gerbe avant d'arriver dans le calorimètre électromagnétique, entraînant ainsi une perte d'énergie non comptabilisée par ce dernier. L'utilisation du pré-échantillonneur permet d'améliorer la résolution en énergie [1].

3.1.2 La géométrie du pré-échantillonneur

Couvrant l'intervalle $|\eta| < 1,52$, le pré-échantillonneur central d'ATLAS a une structure polygonale proche d'une forme cylindrique de longueur 6,2 m, de diamètre 2,9 m et d'épaisseur d'environ 35 mm. Il consiste en une couche d'argon liquide actif de 11 mm d'épaisseur qui lui permet d'avoir un bon rapport signal sur bruit. Le pré-échantillonneur est constitué de 32 secteurs identiques dont chacun d'eux a une largeur de 280,7 mm, une épaisseur de 28,5 mm et une longueur d'environ 3 m. Ces secteurs sont montés sur des rails en FR4 vissés sur les anneaux internes du calorimètre électromagnétique (voir figure 3.2), le câblage de chaque secteur est ensuite recouvert par une feuille de protection en verre-epoxy de 0.4 mm d'épaisseur. Chaque secteur couvre environ $0,2^1$ en ϕ (voir figure 3.3).

1. le secteur couvre exactement $\frac{2\pi}{32}$

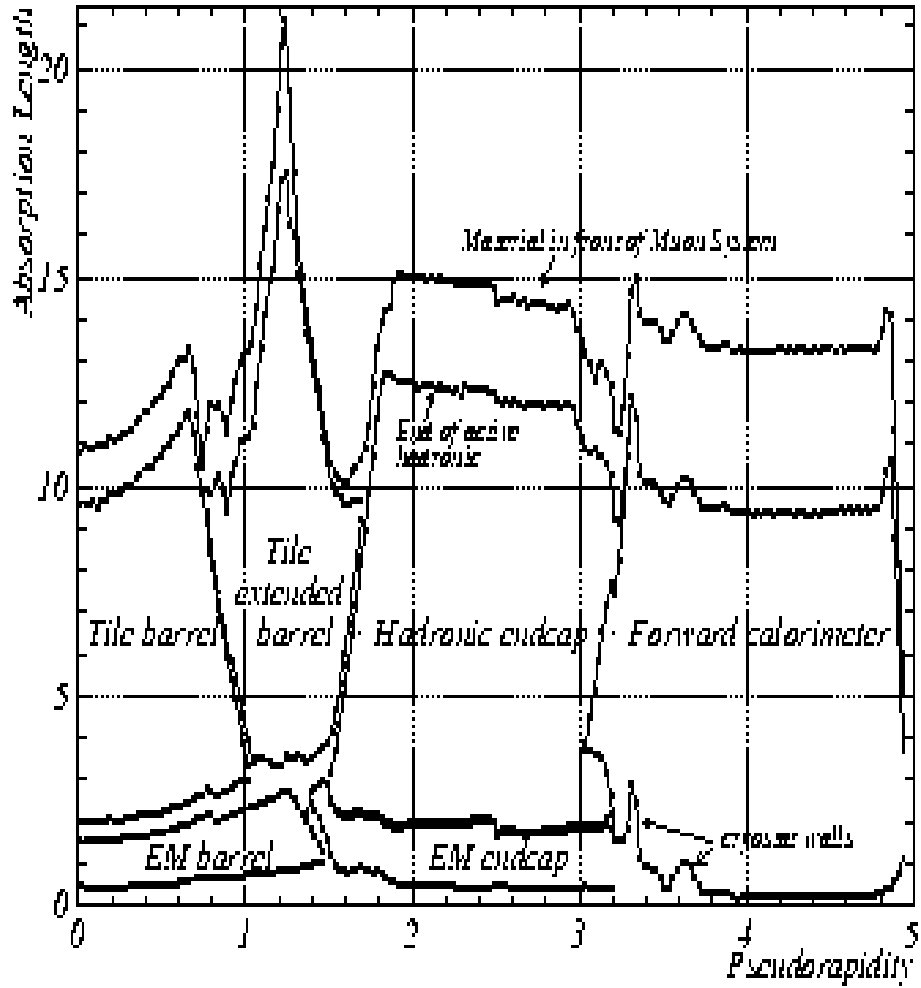


FIG. 3.1 – Quantité de matière présente devant le calorimètre électromagnétique.

3.2 Composants du pré-échantillonneur

3.2.1 Les modules

Chaque secteur du pré-échantillonneur est composé de huit modules qui ont une largeur de 279,9 mm, une épaisseur de 19,5 mm et ont tous la même couverture en η ($\Delta\eta = 0,2$). Par conséquent leur longueur augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne du point d'interaction (c-à-d quand η augmente). Quant au huitième module, il ne couvre que 0,12 en η à cause de l'espace limité réservé au pré-échantillonneur. Ainsi huit types de modules différents seront utilisés.

Dans les 64 secteurs du pré-échantillonneur, il y a 512 modules, dont chacun contient 8 cellules en η et 2 cellules en ϕ , sauf le dernier secteur qui ne contient que 5 cellules en η et 2 cellules en ϕ .

Dans chaque module, les charges déposées par les gerbes électromagnétique dans les 11 mm d'argon liquide actif sont collectées par des électrodes. Ces derniers sont inclinés avec un angle de 25 degrés par rapport à la direction perpendiculaire de l'axe des faisceaux protons-protons pour les modules situés dans la région $0,0 \leq \eta \leq 0,2$ (modules de type 1), de 12 degrés pour ceux qui sont dans la région $0,2 \leq \eta \leq 0,4$ (modules de type 2) et au delà de $\eta = 0,4$ les électrodes ne sont plus inclinées. Cela permet à une particule chargée provenant du vertex primaire d'interaction de traverser de part en part au moins une cellule élémentaire assurant de la sorte une forme (constante) triangulaire du signal de détection[2]. Pour faire dériver les charges créées lors de l'ionisation de l'argon liquide, une différence de potentiel est appliquée entre électrodes consécutives : soit +2 kV sur les surfaces externes des anodes tandis que les cathodes sont connectées à la masse. La distance séparant deux électrodes consécutives (anode-cathode) restant à peu près constante (~ 2 mm), le nombre d'électrodes utilisées pour définir une cellule de détection varie d'un module à l'autre. Le nombre total de voies de lecture est de 7808 (122 pour chaque secteur). Le tableau 3.1 résume les caractéristiques géométriques des différents modules du pré-échantillonneur d'ATLAS.

La fabrication des modules requiert de positionner les électrodes à l'aide de cales de précision dans un moule dont les dimensions correspondent aux modules à fabriquer. Des plaques en verre-epoxy couvertes par un tissu pré-imprégné, sont placées au dessus et au dessous des électrodes. Ce tissu fait 0,3 mm d'épaisseur et sert à coller les électrodes. Le module est ensuite porté dans une étuve à 40 degrés Celcius pendant 16 heures.

La figure 3.4 montre la photo d'un module après collage.

Type de module	Longueur (mm)	Gap (mm)	Nombre d'anodes	Nombre de cathodes	Nombre d'anodes par cellule	Nombre de cellules	Angle d'inclinaison (degrés)
1	281,4	1,96	56	56	7	16	25
2	298,4	1,96	64	64	8	16	12
3	322,3	1,93	72	72	9	16	0
4	356,8	1,93	80	80	10	16	0
5	404,8	2,00	88	88	11	16	0
6	478,4	2,00	104	104	12	16	0
7	563,2	1,90	128	128	16	16	
8	380,6	1,90	86	87	18	8	0
					14	2	

TAB. 3.1 – Quelques propriétés des différents modules du pré-échantillonneur d'ATLAS à température ambiante.

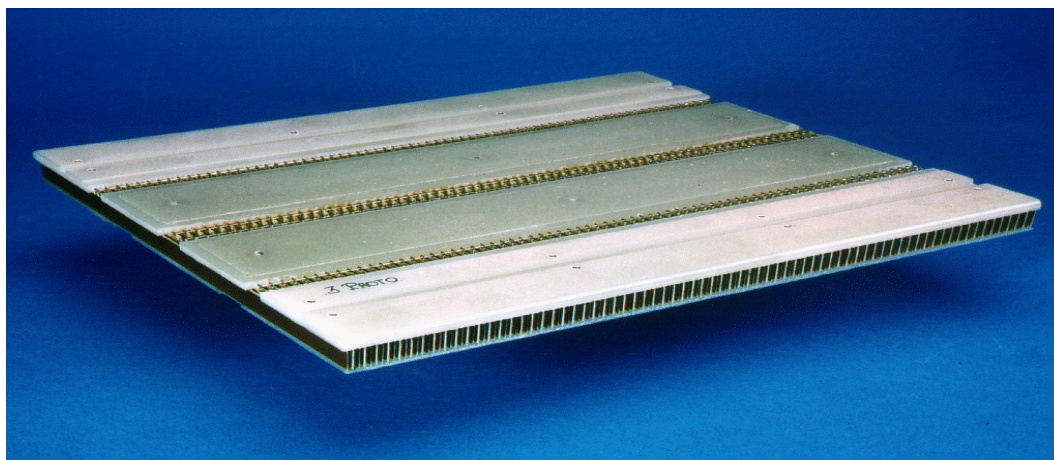


FIG. 3.4 – Photographie d'un module du type 3 du pré-échantillonneur central d'ATLAS.

3.2.2 Les électrodes

Le nombre total d'électrodes qui équiperont le pré-échantillonneur est de 86 848. On en distingue deux types :

1. Les électrodes de taille 1 qui équiperont les modules type 1.
2. les électrodes de taille 3 qui équiperont les modules type 2² à 8.

Ces différentes électrodes se répartissent en deux catégories : anodes et cathodes qui ont la même longueur 277,5 mm.

- **Les anodes :** Les anodes sont des circuits imprimés d'une épaisseur de $330^{+30}_{-40}\mu\text{m}$. Elles sont obtenues en utilisant trois couches de cuivre d'épaisseur $18\mu\text{m}$. Une couche centrale séparée d'un côté par deux couches de prepreg³ d'épaisseur $63\mu\text{m}$ et de l'autre côté par $150\mu\text{m}$ de FR4 (voir figure 3.5). Une tension de +2KV est appliquée sur les deux couches externes de l'anode à travers une résistance de $1\text{M}\Omega$ soudées sur l'anode, tandis que la couche centrale permet de recueillir le signal par couplage capacitif (voir figure 3.6).

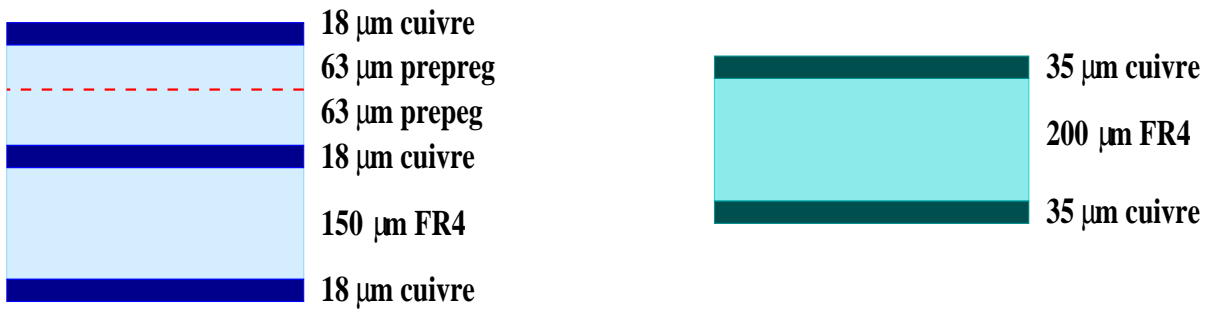


FIG. 3.5 – Composition des électrodes : à gauche les anodes et à droite les cathodes.

- **Les cathodes :** Les cathodes sont des circuits imprimés à deux couches d'une épaisseur de $270 \pm 30\mu\text{m}$. Elles sont obtenues en utilisant un support de $200\mu\text{m}$ en FR4 recouvert par $35\mu\text{m}$ de cuivre sur chacune de ses faces. La figure 3.7 montre la structure d'une cathode.

3.2.3 Les cartes-mères

Les cartes-mères servent à distribuer la haute tension, injecter les signaux d'étalonnage et à transmettre les signaux provenant des anodes au système électronique de lecture et de traitement.

2. Pour des raisons d'économie, les électrodes de type 2 qui devraient équiper les modules de type 2 ont été remplacées par des électrodes de taille 3.
3. le prepreg est un tissu d'époxy et de fibres de verre

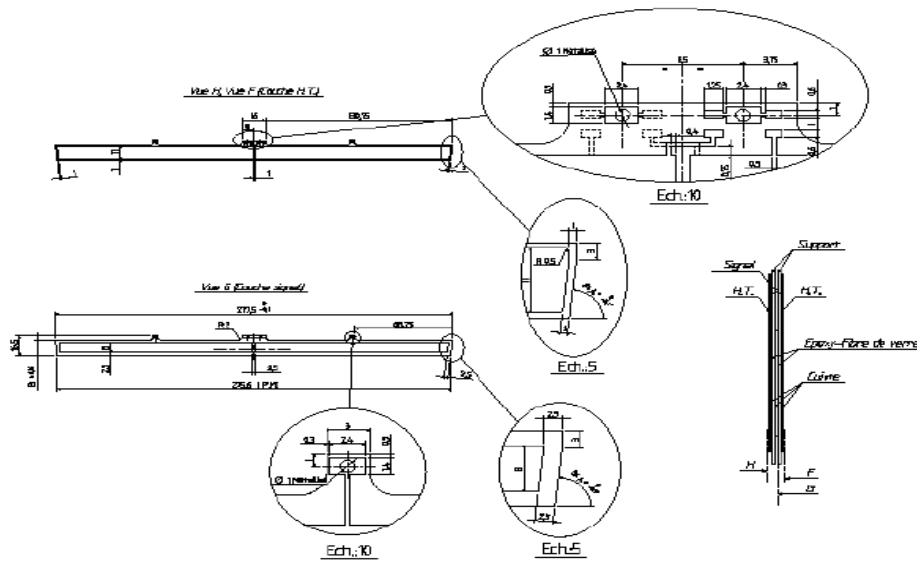


FIG. 3.6 – Structure d'une anode de type 3.

Chaque module de chaque secteur du pré-échantillonneur d'ATLAS est équipé d'une carte mère (voir figure 3.8). Ces dernières sont vissées sur les modules et les connexions électro-cartes-mère-modules sont réalisées par soudure de brins de fils préalablement étamés.

Toutes les cartes mères ont la même épaisseur ($2,3_{-0,2}^{+0}$ mm), la même largeur (169 mm) mais des longueurs différentes. Ces longueurs valent respectivement 280, 297, 321, 356, 404, 477, 567 et 395 mm pour les types de modules suivants : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8. Les cartes-mères sont des circuits imprimés à cinq couches séparées par des couches isolantes en FR4, voir figure 3.9. Le système d'injection des signaux d'étalonnage des cartes-mères est composé de résistances. Ce système est identique pour les modules 1 à 7, et légèrement différent pour le huitième. Pour les sept premiers modules il permet de distribuer les signaux d'étalonnage dans 16 cellules de détection alors que pour le huitième, il n'en distribue que sur 10 cellules.

Pour injecter les signaux d'étalonnage, on utilise pour chaque secteur huit câbles coaxiaux⁴, d'environ 1mm de diamètre et de 50 Ω d'impédance à température de l'argon liquide. Il en va de même des 122 voies de lecture des signaux en sortie de chaque carte-mère. La figure 3.10 montre l'ensemble du câblage d'un secteur du pré-échantillonneur central.

4. AXON CABLE SA. Route de chalons en champagne, 51210 Montmirail, France

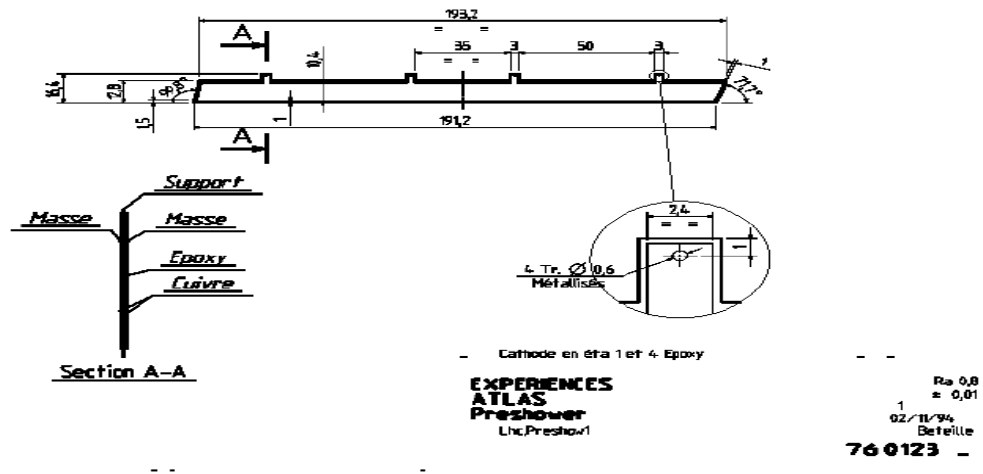


FIG. 3.7 – Structure d'une cathode de type 3.

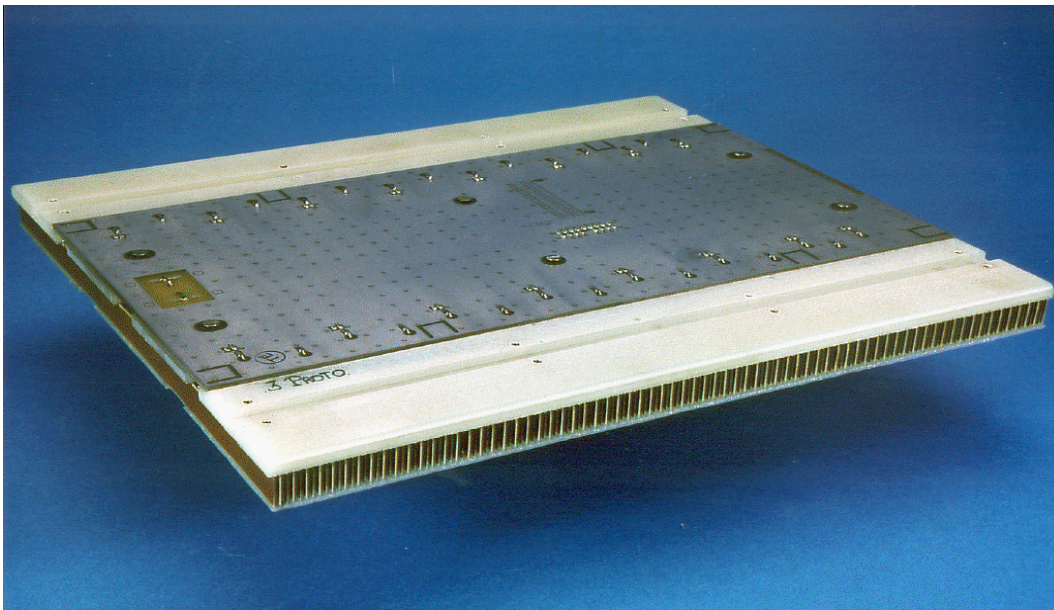


FIG. 3.8 – Photographie d'un module équipé d'une carte mère.

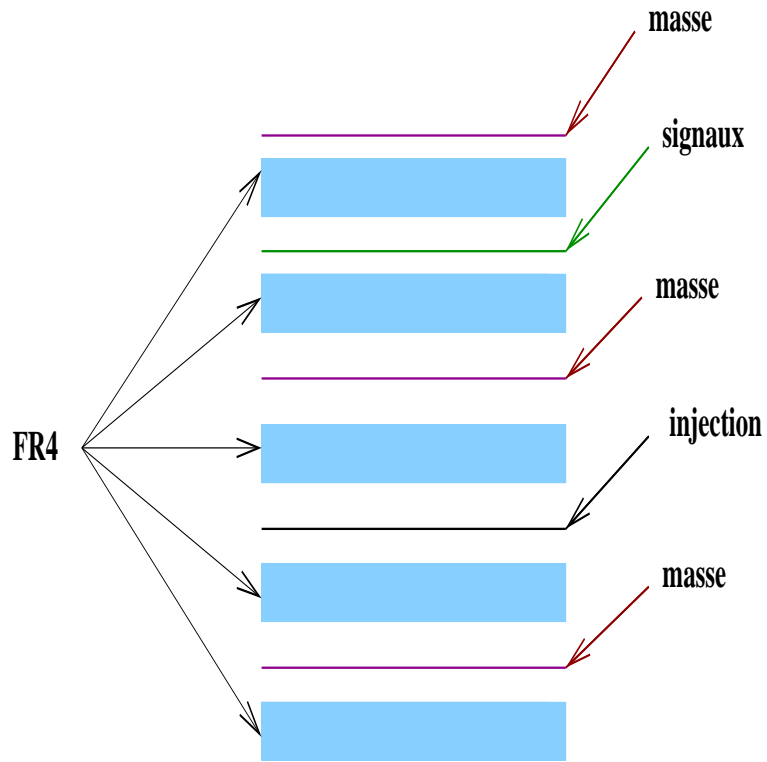


FIG. 3.9 – schéma des différentes couches composant les cartes-mères.

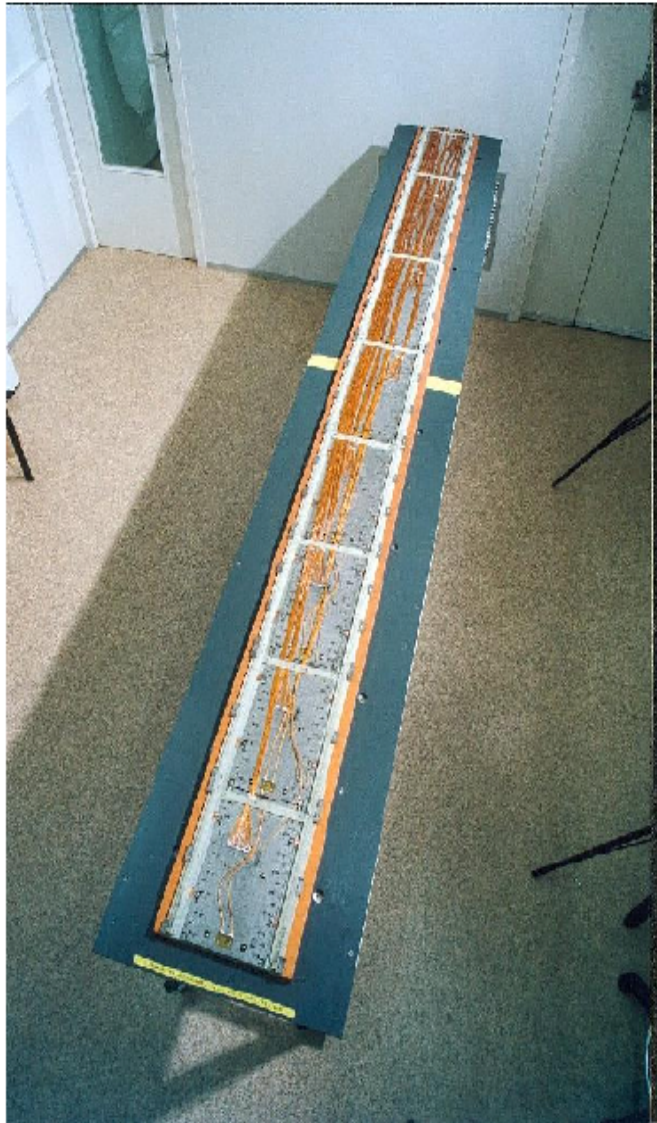


FIG. 3.10 – Photographie d'un secteur avec son câblage.

3.3 Tests de validation des secteurs du pré-échantillonneur

3.3.1 Introduction

Avant l'assemblage de chaque secteur du pré-échantillonneur, les modules et les cartes-mères qui le composent subissent des tests électroniques afin de s'assurer de leur bon fonctionnement. Une fois le secteur assemblé, ce dernier est testé à l'aide d'un banc de test conçu à l'ISN⁵, comme le montre la figure 3.11.

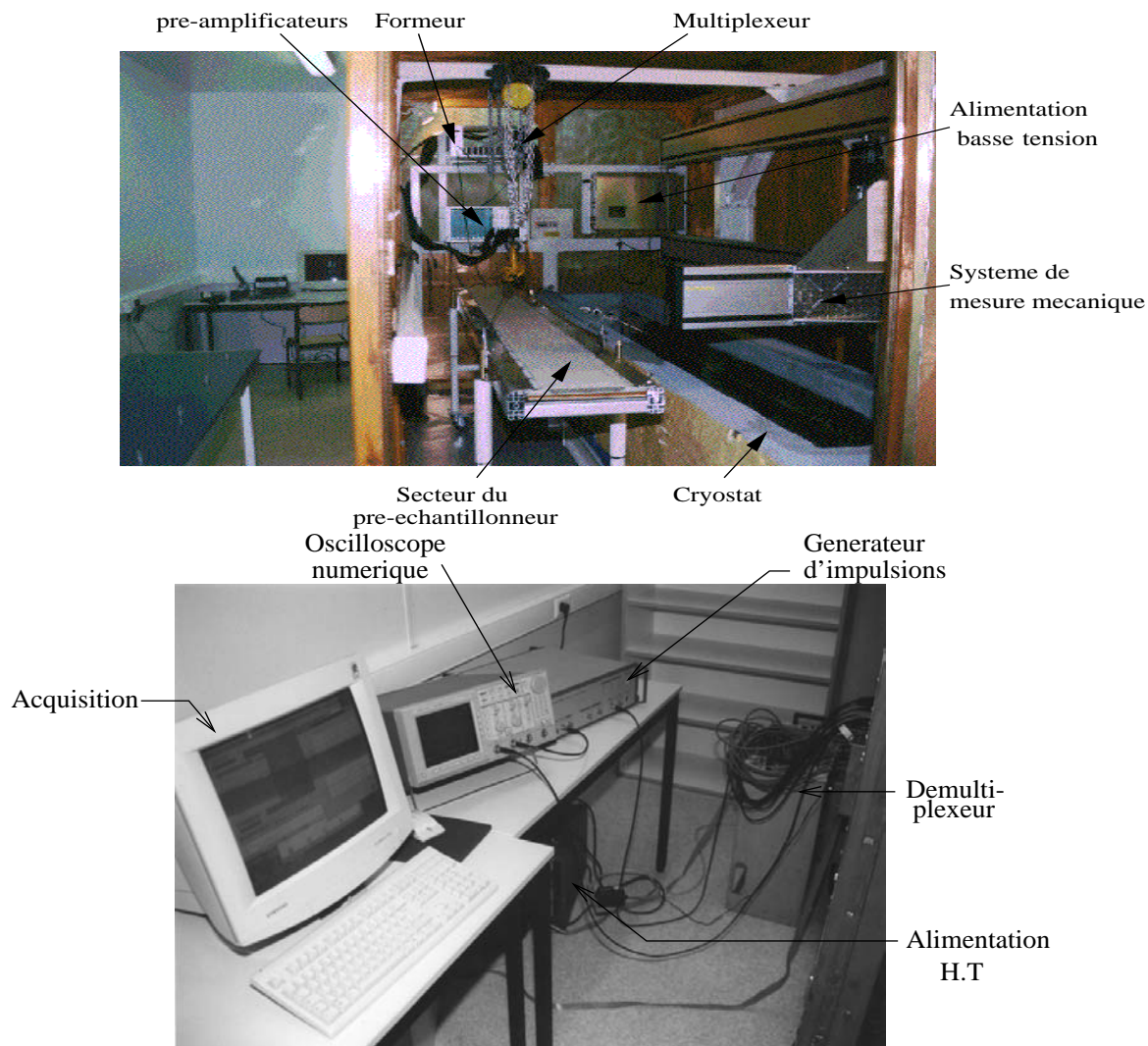


FIG. 3.11 – Photographie du banc de test à l'ISN-Grenoble.

5. Institut des Sciences Nucléaires à Grenoble, actuellement LPSC.

3.3.2 Tests des secteurs

Les tests d'un secteur du pré-échantillonneur sont d'abord effectués à température ambiante, puis à froid (77 K).

Pendant ces tests, les voies de lecture du secteur sont contrôlées, voie après voie, grâce à un PC qui est aussi relié à un générateur d'impulsion et à un oscilloscope numérique qu'il dirige. Afin de diminuer le bruit, ces appareils sont placés à l'extérieur d'une cage de Faraday, tandis que le secteur du pré-échantillonneur se trouve à l'intérieur ainsi que les amplificateurs, suivis d'un multiplexeur puis d'un filtre CR-RC² [3].

tests à haute tension

Après avoir testé les modules séparément à haute tension +2 KV; le secteur, une fois assemblé est porté à +1 KV dans un cryostat rempli d'azote gazeux sec à température ambiante. Le cryostat est ensuite rempli d'azote liquide et un test à +2 KV est effectué pendant plus de 24 heures. Lors de ces tests, les courants de fuite sont mesurés au bout de 24 heures. Le tableau 3.2 montre les résultats obtenus pour le secteur 22.

À température ambiante								
Numéro de voie	1	2	3	4	5	6	7	8
Courant de fuite (nA)	20	10	20	20	30	40	10	60
À froid (77 K)								
Numéro de voie	1	2	3	4	5	6	7	8
Courant de fuite (nA)	20	10	20	10	20	30	10	60

TAB. 3.2 – *Mesure du courant de fuite après 24 heures pour le secteur 22 à température ambiante et à froid (77 K).*

Mesure d'étalonnage

Dans un secteur du pré-échantillonneur, il y a 122 voies de lectures comme le montre la figure 3.12. Les réponses de ces voies sont étalonnées en injectant un signal triangulaire similaire à un signal produit par un électron dans le détecteur. Le temps de montée de ce signal est d'environ 5 ns, son amplitude est de 120 mV et sa durée 400 ns. La figure 3.13 montre la forme du signal injecté et la réponse d'une voie de lecture d'un module (module 1) après amplification et mise en forme avec le filtre CR-RC².

L'amplitude de cette réponse dépend du type de module et doit être uniforme pour les cellules de détection d'un même module. Étant donné que le module 8 ne possède que 10 cellules de

détection, la valeur moyenne de l'amplitude de ce module va être plus grande (environ 16/10) que celles provenant des autres modules.

Mesure du bruit des cellules "ENI"

L'ENI "Equivalent Noise current (I)", est un courant qui, en entrée d'un système, correspond au bruit (écart type) mesuré en sortie du système.

Sa formule mathématique est la suivante :

$$ENI = \frac{\sigma * I_{cal}}{V_{cal}} \quad (3.1)$$

où V_{cal} est l'amplitude (en volt) du signal à la sortie de la chaîne électronique quand un courant I_{cal} (signal test) est injecté dans la cellule de détection et

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{on}^2 - \sigma_{off}^2}$$

où σ_{on} (mV) est l'écart type du bruit mesuré en volt lorsque toute la chaîne électronique fonctionne, et σ_{off} (mV) est l'écart type du bruit quand les amplificateurs ne sont plus en marche. Le courant injecté dans les cellules de détection lorsque l'amplitude en volt du signal à la sortie du système d'injection vaut V_{cal} est donné par :

$$I_{cal} = \frac{V_{cal}}{R_{eq}} \quad (3.2)$$

où R_{eq} est la résistance équivalente du système d'injection, c'est-à-dire ici du système d'étalonnage.

Vérification des connexions des anodes

Ce test permet de vérifier les connexions des anodes dans les modules. Pour cela on étalonne d'abord les amplificateurs en injectant un signal sinusoïdal d'amplitude 0.5 V et de basse fréquence (10 kHz) dans le système d'étalonnage des cartes-mères. Ensuite, on envoie dans chaque ligne de haute tension un signal sinusoïdal de même fréquence, et on calcule les rapports R1 et R2, où :

$$R_i = \frac{amplitude(HT_i)}{amplitude(calibration)} \quad (3.3)$$

Avec $i = 1$ ou 2

Module 1	1	2	3	4	9	10	11	12
	5	6	7	8	13	14	15	16
Module 2	17	18	19	20	25	26	27	28
	21	22	23	24	29	30	31	32
Module 3	33	34	35	36	41	42	43	44
	37	38	39	40	45	46	47	48
Module 4	49	50	51	52	57	58	59	60
	53	54	55	56	61	62	63	64
Module 5	65	66	67	68	73	74	75	76
	69	70	71	72	77	78	79	80
Module 6	81	82	83	84	89	90	91	92
	85	86	87	88	93	94	95	96
Module 7	97	98	99	100	105	106	107	108
	101	102	103	105	109	110	111	112
Module 8	113	114	115	116	121			
	117	118	119	120	122			

FIG. 3.12 – Schéma montrant la numérotation des voies dans les 8 modules d'un secteur du pré-échantillonneur.

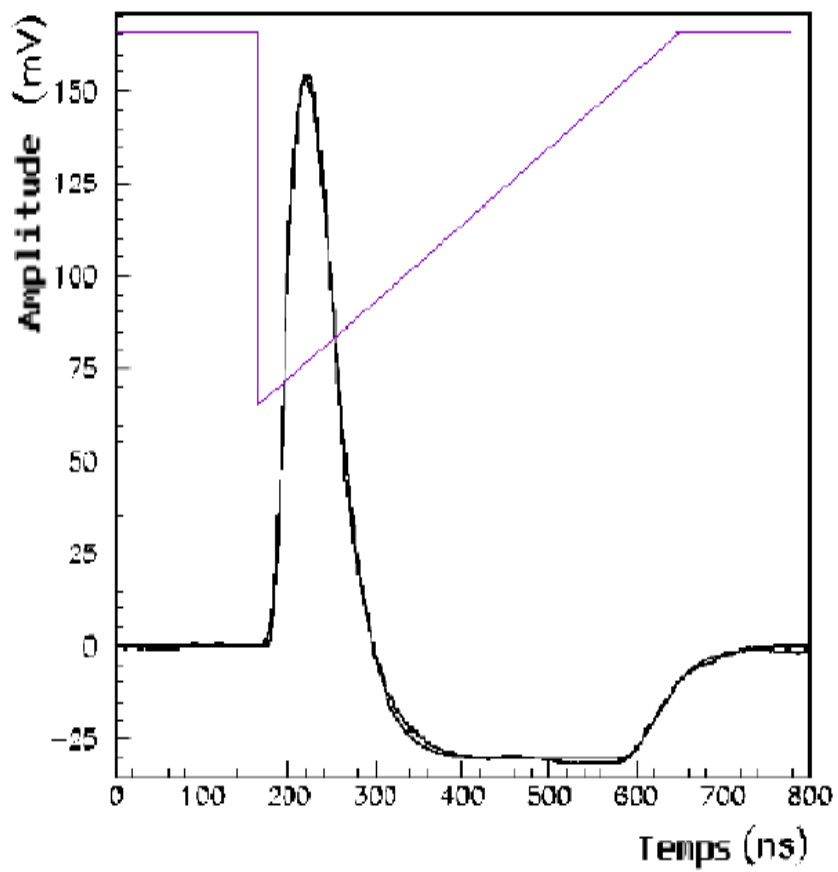


FIG. 3.13 – *Forme du signal triangulaire injecté (ligne bleue) et les réponses mesurée et calculée (ligne noire).*

3.3.3 Résultats des tests

En guise d'exemple, les résultats des tests à température ambiante et à froid (77 K) du secteur 22 sont présentés dans les figures 3.14 et 3.15. Les distributions déduites des résultats des tests à 77 K et à température ambiante conduisent à des formes et à des interprétations semblables.

L'ensemble des tests ci-dessous permet de vérifier toutes les connexions électriques : sortie des signaux, système d'étalonnage, y compris les soudures des résistances de protection HT placées sur chaque anode, soit un peu plus de 2700 résistances par secteur.

La figure 3.14 a montre l'amplitude mesurée pour le secteur 22 à température ambiante. Les réponses des 122 voies sont étalonnées en injectant un signal test dans le système d'étalonnage des cartes mères, on mesure ensuite l'amplitude après amplification et mise en forme. On remarque que l'amplitude des 112 premières voies (correspondent aux 7 premiers modules) décroît faiblement. Cet effet est dû à l'augmentation progressive des capacités des cellules de détection en fonction de η et donc de leur numérotation. Le décalage observé pour les 10 dernières voies est dû au système d'étalonnage du module 8 qui est différent des 7 autres modules (injection des signal test dans 10 cellules au lieu de 16). Enfin les amplitudes correspondant aux deux dernières voies (numéro 121 et 122) du module 8 sont légèrement plus grandes à cause de leur capacité de détection qui est plus petite.

La figure 3.14 b montre la distribution de l'ENI obtenu pour le secteur 22 à température ambiante. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un oscilloscope numérique pendant une durée de 2 ms et avec une période d'échantillonnage de 40 ns afin d'éviter les corrélations temporelles dues au filtrage. La croissance de l'ENI en fonction du numéro de voie est due à l'augmentation de la capacité de détection du module 1 au module 8.

Les figures 3.14 c et d montrent les rapports R_1 et R_2 en fonction du numéro de voie, mesurés pour le secteur 22 à température ambiante. La valeur de ces supports est indépendante de la chaîne électronique et en particulier de son gain. Pour un module donné, les rapports R_1 et R_2 doivent être constants, tout écart indiquant une défaillance (exemple : une résistance de protection à la HT mal soudée). Ces mesures permettent donc de contrôler les connexions des anodes à l'intérieur des modules.

La figure ?? montre les résultats obtenus lors du test effectué dans l'azote liquide pour le même secteur 22. Les interprétations des différentes distributions sont les mêmes que précédemment.

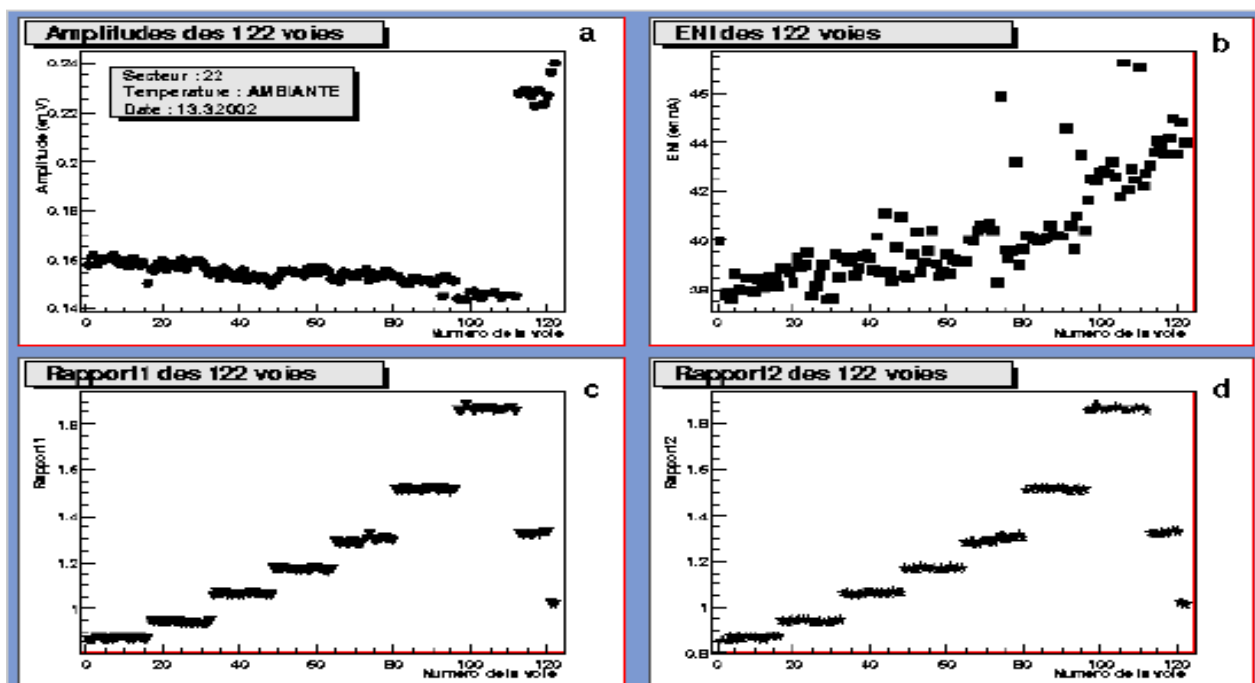


FIG. 3.14 – Résultats des tests du secteur 22 à température ambiante

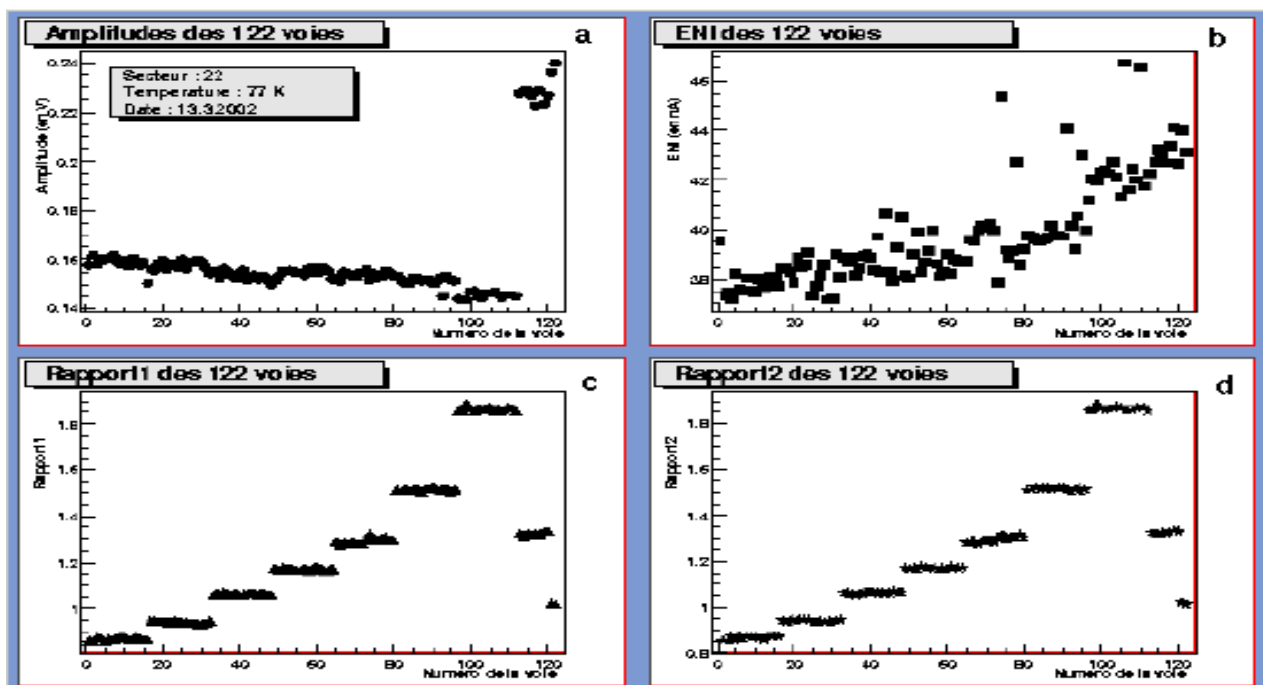


FIG. 3.15 – Résultats des tests du secteur 22 à 77 K

3.4 Conclusion

Le LPSC de Grenoble a construit, testé et validé 41 secteurs du pré-échantillonneur d'ATLAS dont le secteur 22. En novembre 2002, la moitié de détecteur (c'est-à-dire 32 secteurs) a été installée sur la face interne de la première roue du calorimètre électromagnétique à argon liquide au CERN (voir figure 3.16). L'insertion dans la deuxième et dernière roue au CERN a été réalisée en juillet 2003. Pré-échantillonneur et calorimètre électromagnétique ont ensuite été placés dans leur cryostat commun et ont fait l'objet de nouveaux tests à température ambiante. À ce jour, toutes les cellules de détection du pré-échantillonneur sont électriquement connectées et répondent correctement à un signal test d'étalonnage.

Enfin la réalisation de deux secteurs supplémentaires en 2003 permettra l'étude des performances d'une tranche azimutale presque complète d'ATLAS à partir, de différents faisceaux de particules au CERN en 2004.

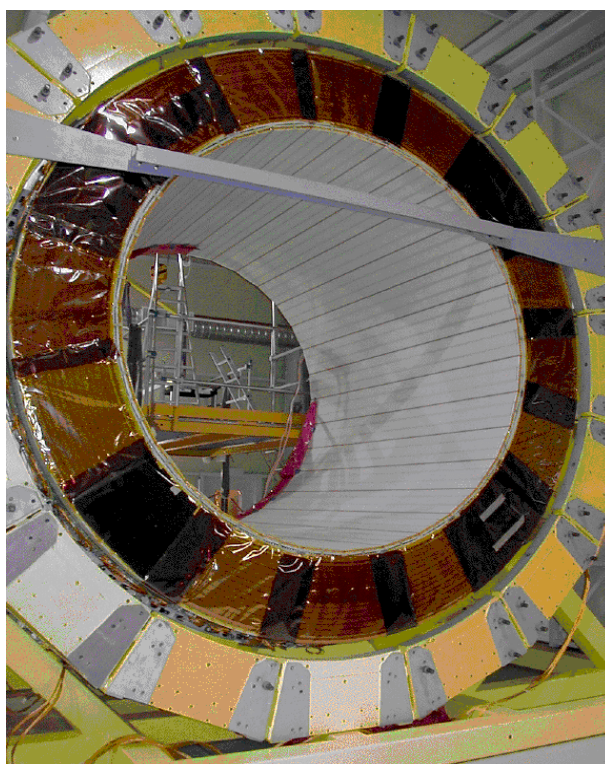


FIG. 3.16 – Photographie de la première roue montée au CERN. Les 32 secteurs du pré-échantillonneur couvrent la surface interne de la roue.

Bibliographie

- [1] A. Ferrari, ATLAS Note: ATL-LARG-99-016, Sept. 1999.
- [2] Slanted or straight electrodes for the barrel E.M presampler. J.Y.Hostachy. ATLAS note. LARG-No-90. February 24, 1998.
- [3] Thèse de Bouchra BELHORMA. Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central d'ATLAS

Chapitre 4

Étude des faisceaux tests

Dans ce chapitre, nous analysons les données prises pendant la période comprise entre le 31 mai 2000 et le 16 août 2000. L'étude des performances du module 0 du calorimètre électromagnétique a été réalisée à partir de faisceaux d'électrons et de photons. Cette analyse, comparée aux résultats de simulations Monte-Carlo, nous permettra de comprendre le comportement de ces deux types de particules dans le calorimètre électromagnétique, et d'estimer l'impact d'effets tels que le bruit électronique, la diaphonie, etc....

4.1 Analyse des données d'électrons

4.1.1 Le module 0

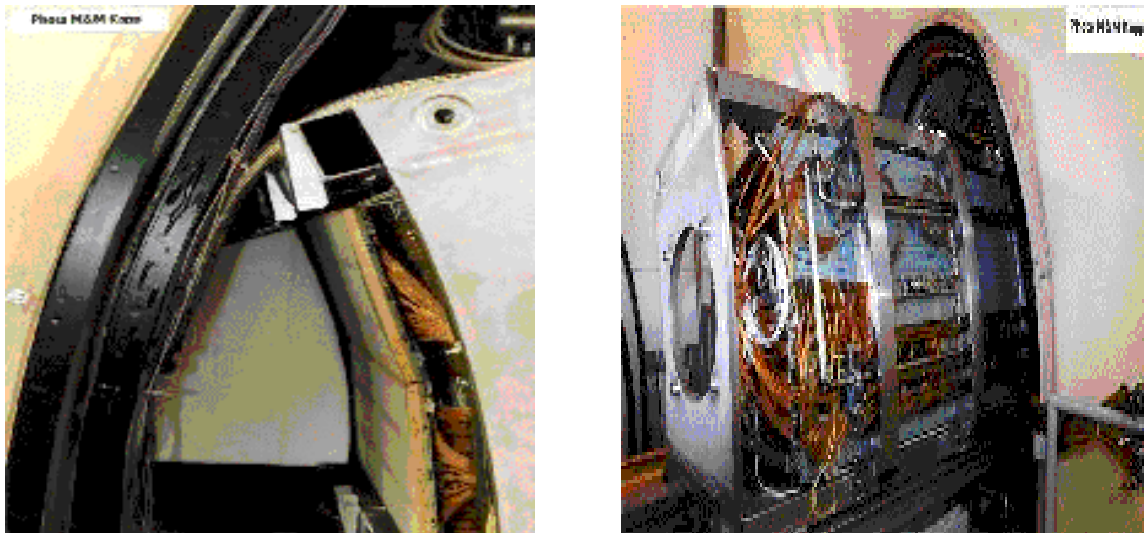


FIG. 4.1 – Photos de l'insertion du module 0 dans le cryostat test au CERN

L'étude des performances du système pré-échantillonneur + calorimètre électromagnétique a été réalisée à partir de différents faisceaux de particules au CERN. A cette fin, un cryostat test

a été spécifiquement construit, dans lequel peut être inséré un module du calorimètre précédé de ses deux secteurs de pré-échantillonneur (voir figure 4.1).

Le cryostat est ensuite rempli d'argon liquide dont on contrôle avec précision la pression [1].

Pendant l'année 2000 et durant 3 mois, le premier module construit (module 0) et 2 secteurs du pré-échantillonneur ont été testés au CERN sur la ligne H8 décrite dans la figure 4.2. Le cryostat se situe à 18 m de la première chambre de faisceau. Trois autres chambres ont aussi été utilisées pour contrôler la trajectoire des électrons. La ligne du faisceau était aussi équipée de 3 scintillateurs placés en amont du calorimètre. L'énergie des électrons pouvait être ajustée de 10 GeV jusqu'à 245 GeV [2]. Comme la ligne de faisceau est fixe, on a installé le cryostat sur une table mobile permettant de changer la position du cryostat et donc du module en η et ϕ .

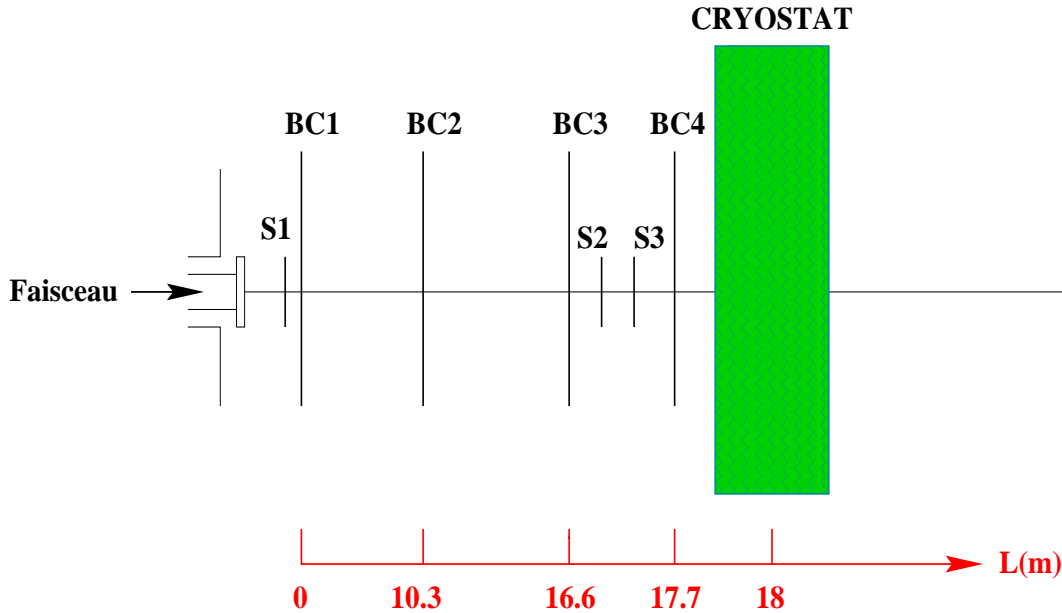


FIG. 4.2 – Schéma de la ligne H8. Les scintillateurs sont notés S et les chambres de faisceau sont notées BC.

4.1.2 Acquisition des données

Le système d'acquisition des données (DAQ) traite les événements en utilisant les informations provenant des chambres de faisceau, des scintillateurs et du calorimètre [3]. Les données sont ensuite compressées, écrites sur un disque et transférées automatiquement au système de stockage central du CERN.

Pendant l'acquisition, plusieurs types de données "runs" ont été enregistrées :

- Données sur les piédestaux¹ : toutes les 8 heures un fichier de 2000 événements est enre-

1. La distribution des piédestaux permet de contrôler le déplacement de la valeur 0 "vraie" du signal

gistré.

– Données d'étalonnage :

1. Données d'étalonnage retard "Delay runs" : le tableau d'étalonnage est obtenu à partir d'amplitude fixe mais avec un temps de retard variable.
2. Rampes "ramp runs" : dans ce cas le tableau de calibration génère des pulses avec des amplitudes qui augmentent linéairement et un temps de retard fixé.

Le premier type de données permet de reconstruire la forme du signal pour chaque cellule, tandis que le deuxième permet de calculer leur coefficient de gain.

– Données physiques : ce type de données concerne les événements liés au faisceau. Vingt mille événements sont enregistrés en utilisant aux choix un type de gain électronique adapté (exemple : haut gain ou moyen gain) pour une position du cryostat et une énergie donnée du faisceau.

Traitement du signal provenant d'une cellule

Le signal triangulaire à la sortie d'une cellule est d'abord préamplifié par des amplificateurs bas bruit placés hors du cryostat. Le signal est ensuite mis en forme à l'aide d'un filtre bipolaire de type $CR - RC^2$. Il est ensuite échantillonné à la fréquence 40 MHz, c'est-à-dire toutes les 25 ns. Les valeurs échantillonnées sont ensuite stockées dans une mémoire analogique, appelée "analogic pipeline" composée d'un ensemble de capacités commandées par des bascules SCA (Switcher Capacitor Array). La figure 4.3 représente des valeurs échantillonnées pris sur un signal idéal.

Le système de gestion des "pipelines" analogiques transmet les échantillons à un module de conversion analogique-numérique (ADC). La figure 4.4 montre l'injection du signal test à partir d'un convertisseur numérique-analogique (DAC) et le traitement électronique (décrit ci-dessus) de la réponse à ce signal.

Pour que la reconstruction de l'énergie d'une gerbe électromagnétique ne souffre pas d'effets dus à l'utilisation de gains différents parmi les échantillons, un algorithme choisit le gain approprié et seuls les échantillons correspondants sont transmis.

L'énergie reconstruite $E_{reconstruite}$ déposée dans une cellule est donnée par la relation suivante :

$$E_{reconstruite} = \sum_{i=1}^{N_{ech}} a_i \times ADC_i \quad (4.1)$$

Où ADC_i est la valeur numérisée du i-ème échantillon provenant de l'ADC. N_{ech} est le nombre d'échantillons utilisés et a_i est le poids caractérisant chacun des échantillons. Ce coefficient peut être calculé à partir de deux méthodes dites : méthode de la parabole et méthode du filtrage optimal.

1. La méthode de la parabole : le maximum est calculé à l'aide d'un fit parabolique en trois points autour du maximum.

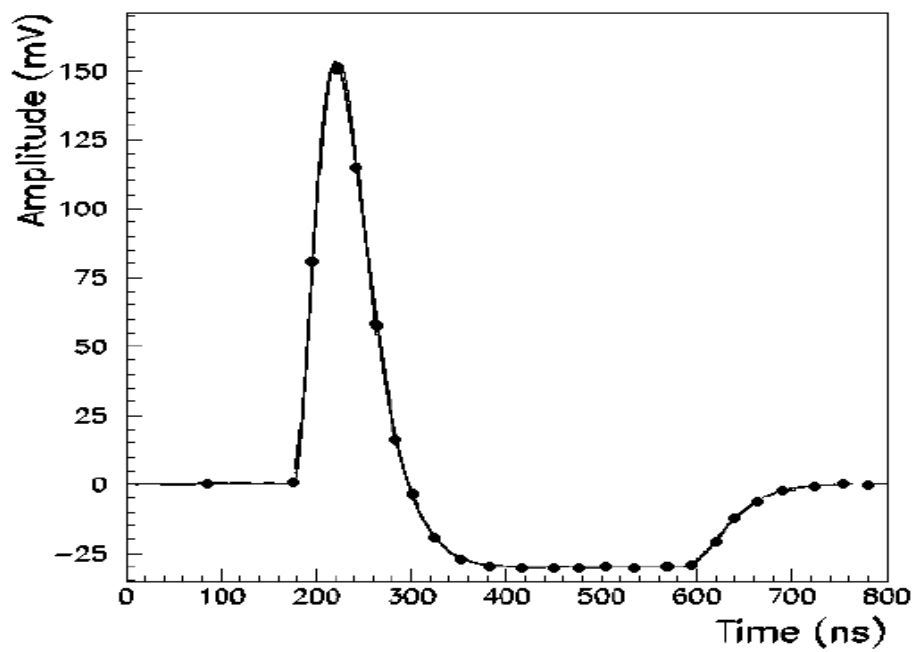


FIG. 4.3 – Échantillonnage à 40 MHz du signal en sortie du module de mise en forme.

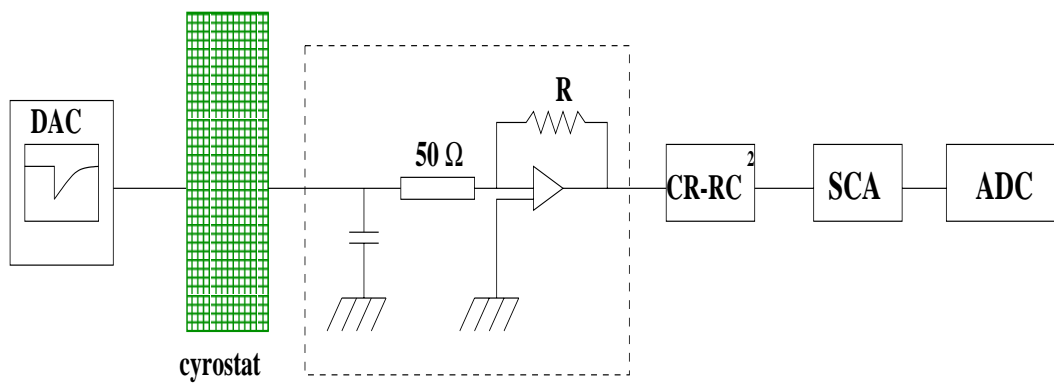


FIG. 4.4 – Schéma électronique du système d'étalonnage et de lecture des signaux.

2. La méthode du filtrage optimal : cette méthode est basée sur une minimisation du χ^2 avec :

$$\chi^2 = \sum_{\text{evenements}} (DAC - \sum_{i=1}^{N_{ech}} a_i \times ADC_i)^2 \quad (4.2)$$

Le poids a_i doit correspondre à la meilleur estimation de la valeur DAC².

Cette dernière méthode optimise le rapport signal/bruit [6].

4.1.3 Analyse des données

Dans notre étude, des événements dus à des électrons de 50 GeV ont été analysés. Pour cela nous avons utilisé le programme EMTB [3]. Ce dernier permet d'accéder facilement aux données ainsi qu'aux constantes d'étalonnage.

L'analyse d'événements correspondant à des électrons avec une énergie de 50 GeV, $\eta = 14$ et $\phi = 10$ position en numéro de cellule dans le compartiment milieu du calorimètre dit "middle" (voir tableau 4.1) a été faite. Les résultats ont ensuite été comparés à une simulation Monte-Carlo appelée "DICE" [5] et utilisant le logiciel GEANT 3 [8]. "DICE" permet de générer des événements dans les différents compartiments du détecteur. La quantité de matière correspondant aux parois du cryostat, aux scintillateurs et aux câblage a été prise en compte. Elle est par exemple de 1.2 X0 à $\eta = 0$ à l'entrée du pré-échantillonneur [6].

Dans le programme d'analyse EMTB, j'ai choisi la taille de matrice de cellules de détection

Compartiment	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$
Strip	0,025/8	$2\pi/64$
Middle	0,025	$2\pi/256$
Strip	0,050	$2\pi/256$

TAB. 4.1 – *Ségmentation du module 0 du barrel pour $\eta < 1,3$*

"cluster" en η , et en ϕ de 3×3 (voir figure 4.5). Celle-ci est construite autour de la cellule contenant le dépôt maximum d'énergie. Le nombre de cellule en η et en ϕ peut être augmenté. Dans ce cas, l'énergie prise en compte sera augmentée ainsi que le bruit.

La figure 4.6 montre la fraction de l'énergie dans les "strips" (premier compartiment du calorimètre). Une différence de 2 % entre les données expérimentales et la simulation est observée. Ceci peut être expliqué par une mauvaise évaluation de la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique dans la simulation.

2. Dans notre cas 1 unité DAC \equiv 0,0322 GeV soit 1 GeV \equiv 31,1 DAC.

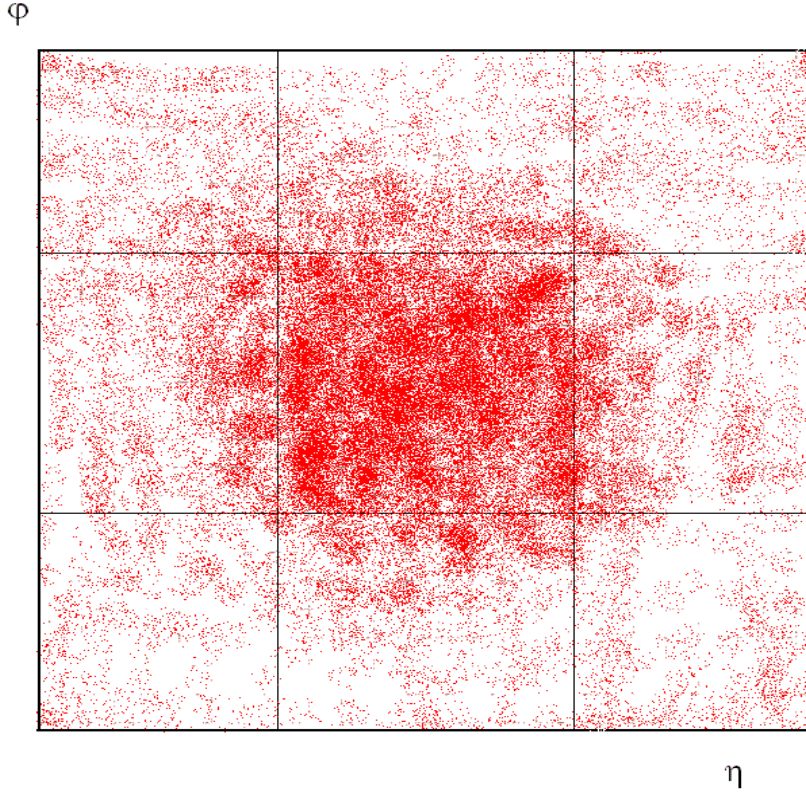


FIG. 4.5 – Schéma montrant la matrice de détection choisie.

Afin de résoudre ce problème, la largeur de la gerbe dans 3 strips autour de la strip la plus énergétique a été calculée en utilisant la formule suivante :

$$\omega_{3st} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \quad (4.3)$$

Où i est le numéro de la strip et i_{max} est le numéro de la strip où l'énergie maximum a été localisée.

On définit aussi la quantité : $\Delta\eta = \text{mod}[(\frac{\sum i E_i}{\sum E_i}), 1.]$ qui présente le barycentre de la gerbe dans la strip (étiquetée i_{max}) où l'énergie maximale a été déposée (Avec cette définition, $\Delta\eta = 0$ ou $\Delta\eta = 1$ correspond au centre de la cellule où l'énergie maximum a été déposée et $\Delta\eta = 0,5$ aux 2 bords de la cellule en question)

La figure 4.7 montre que la largeur ω_{3st} dépend du positionnement $\Delta\eta$ de la gerbe. On constate que si le barycentre est centré sur une cellule ($\Delta\eta = 0$ ou 1) alors la largeur de la gerbe tend à être minimale. Le barycentre de la gerbe ne peut se situer exactement sur les bords de la cellule

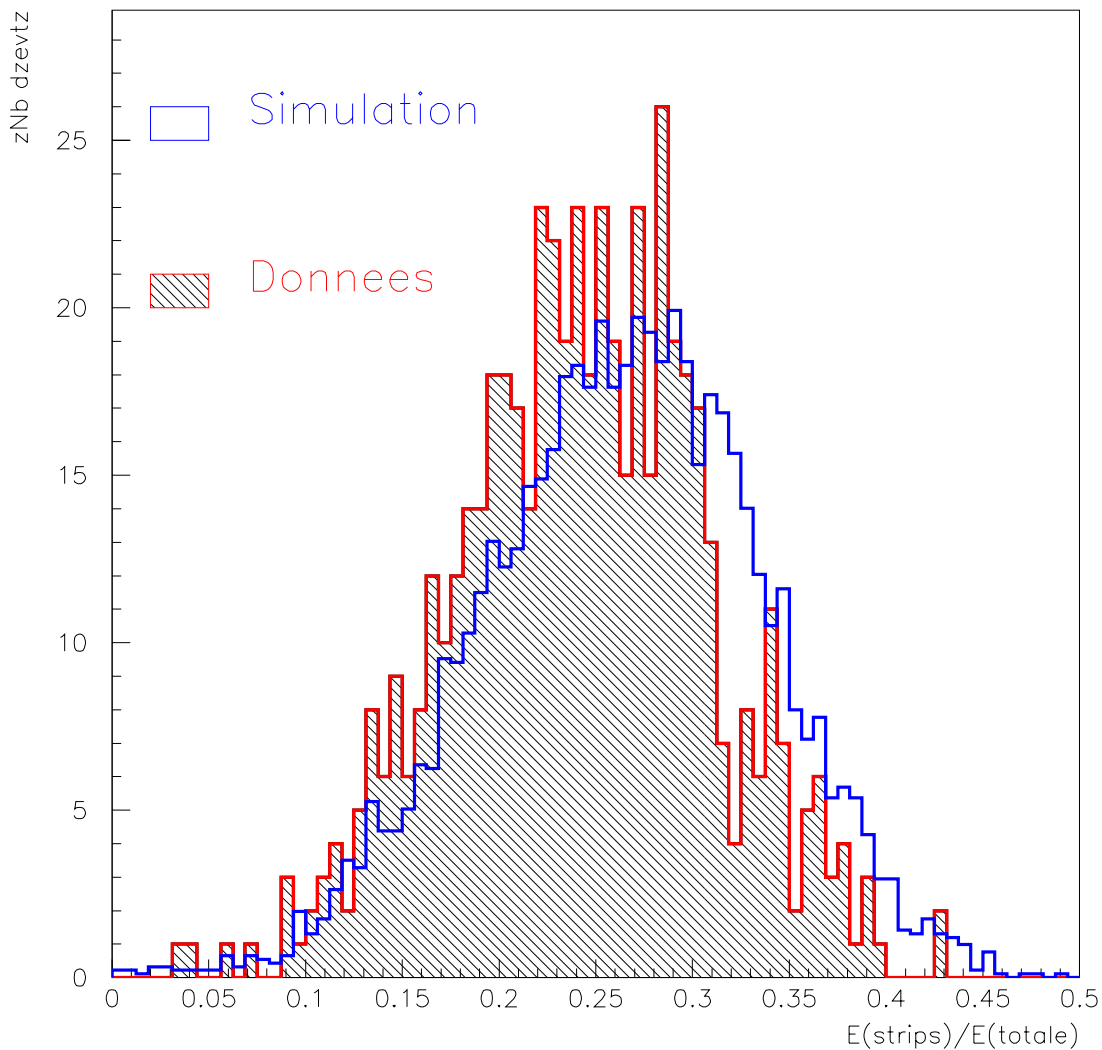


FIG. 4.6 – Comparaison entre données et simulation des fractions d'énergie déposée dans les "strips" pour des électrons de 50 GeV.

($\Delta\eta = 0,5$, aucun événement observé) car ceux-ci ne sont pas expérimentalement actifs (zone morte séparant les strips).

Pour corriger cet effet de dépendance, on fait une correction en fonction du baycentre $\Delta\eta$ à l'aide de deux arcs de parabole. La figure 4.8 montre la largeur de la gerbe dans 3 strips après correction.

La figure 4.9 du haut montre ce que l'on obtient lorsqu'on présente cette largeur (obtenue à partir

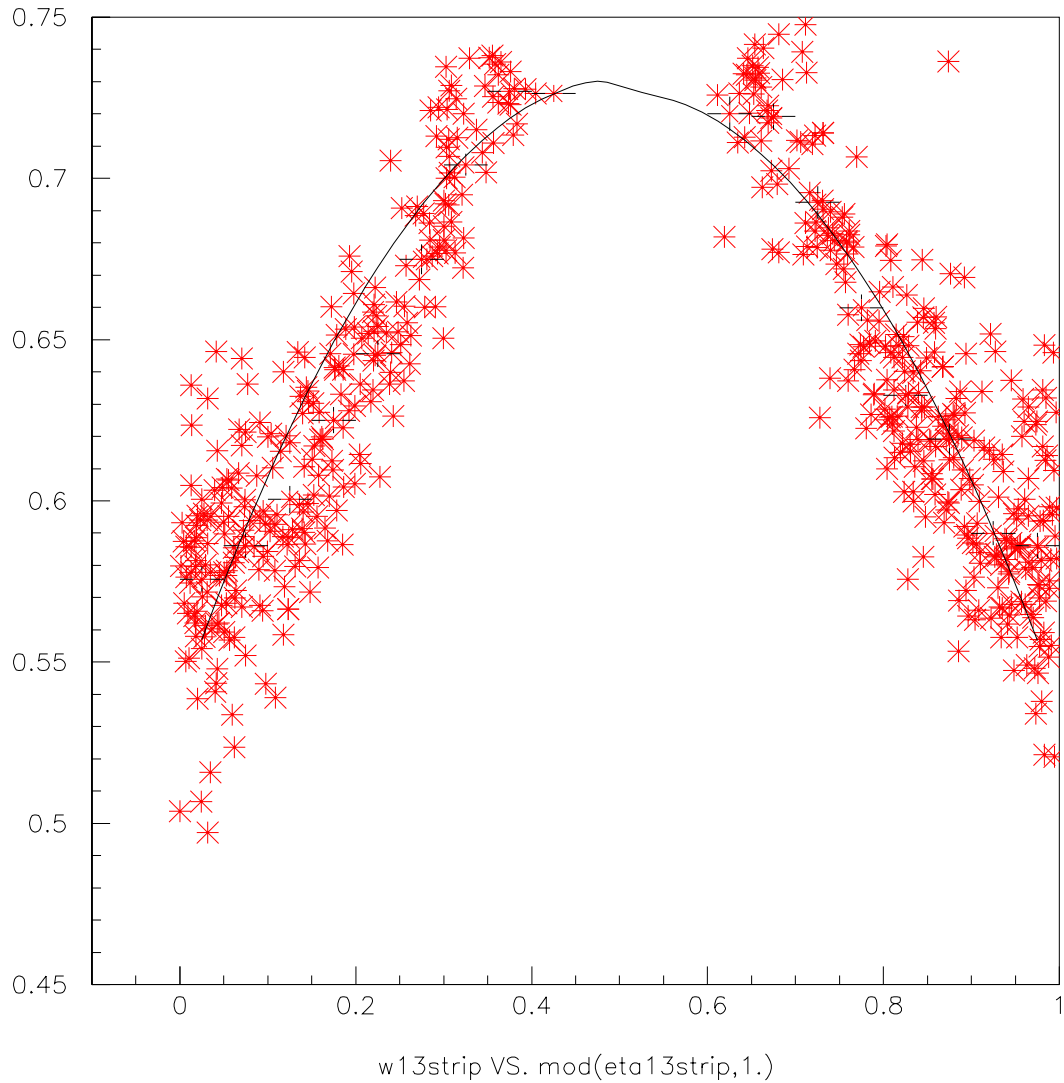


FIG. 4.7 – La largeur de la gerbe (en unité de strips) en fonction de $\Delta\eta$ (voir texte) pour des électrons de 50 GeV.

de trois strips) après correction pour les données expérimentales et la simulation, en fonction de la fraction d'énergie déposée dans les strips. la figure 4.9 du bas montre la largeur de la gerbe en utilisant 21 strips autour du maximum. Une différence entre les données expérimentales et les résultats des simulations est observée. Les deux courbes sont parallèles. Deux hypothèses peuvent expliquer cette différence :

1. l'existence de plus de matière inerte en amont du calorimètre électromagnétique,
2. l'effet de diaphonie dit "cross-talk" entre les strips.

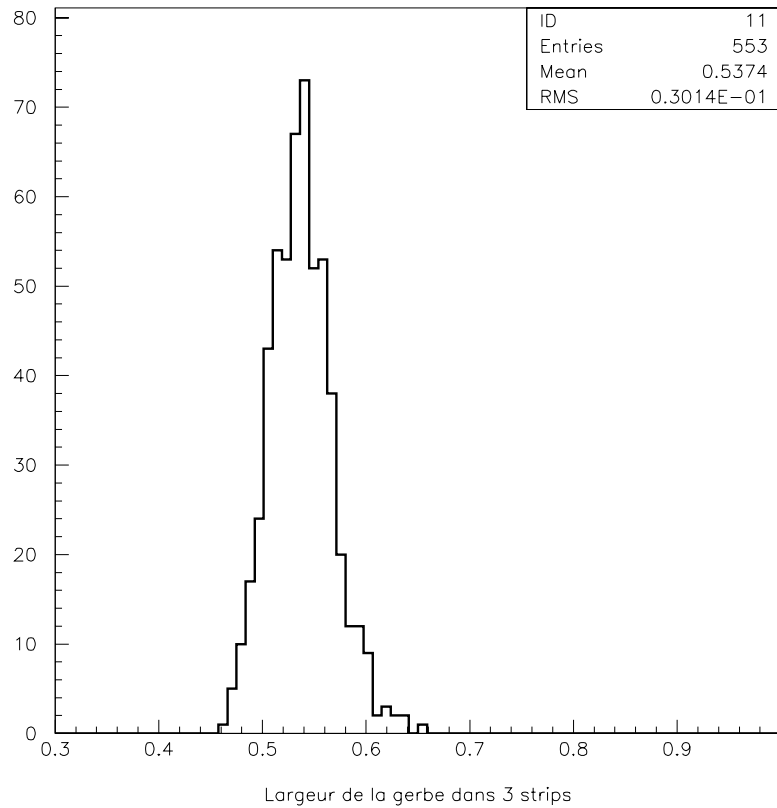


FIG. 4.8 – *La largeur de la gerbe (en unité de strips) pour des électrons de 50 GeV.*

Ce dernier effet est dû à la transmission d'une partie du signal de chaque cellule à sa voisine (voir figure 4.10). Cet effet a pu être mesuré en utilisant les différents tableaux de données d'étalonnage. Il a été trouvé un effet de diaphonie de 4,16 % entre strips [7].

J'ai introduit ce pourcentage, d'une façon simplifiée, uniquement en prenant compte les effets entre strips adjacentes. Par exemple on n'a pas tenu compte du crosstalk, plus petit, entre la strip i et $i \pm 2$. La prise en compte de cet effet est réalisé sous forme de matrice 3×3 dans les données de la simulation et permet ensuite de recalculer la largeur de la gerbe dans 3 strips. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.11. Le pic de la distribution des largeurs de gerbe se déplace de 0,1 unité de strip. Ceci prouve que l'impact de cet effet est non négligeable dans notre étude et doit donc être corrigé dans les prochaines analyses. Une fois introduit dans la simulation, les deux courbes de données et de simulation se confondent (voir figure 4.12).

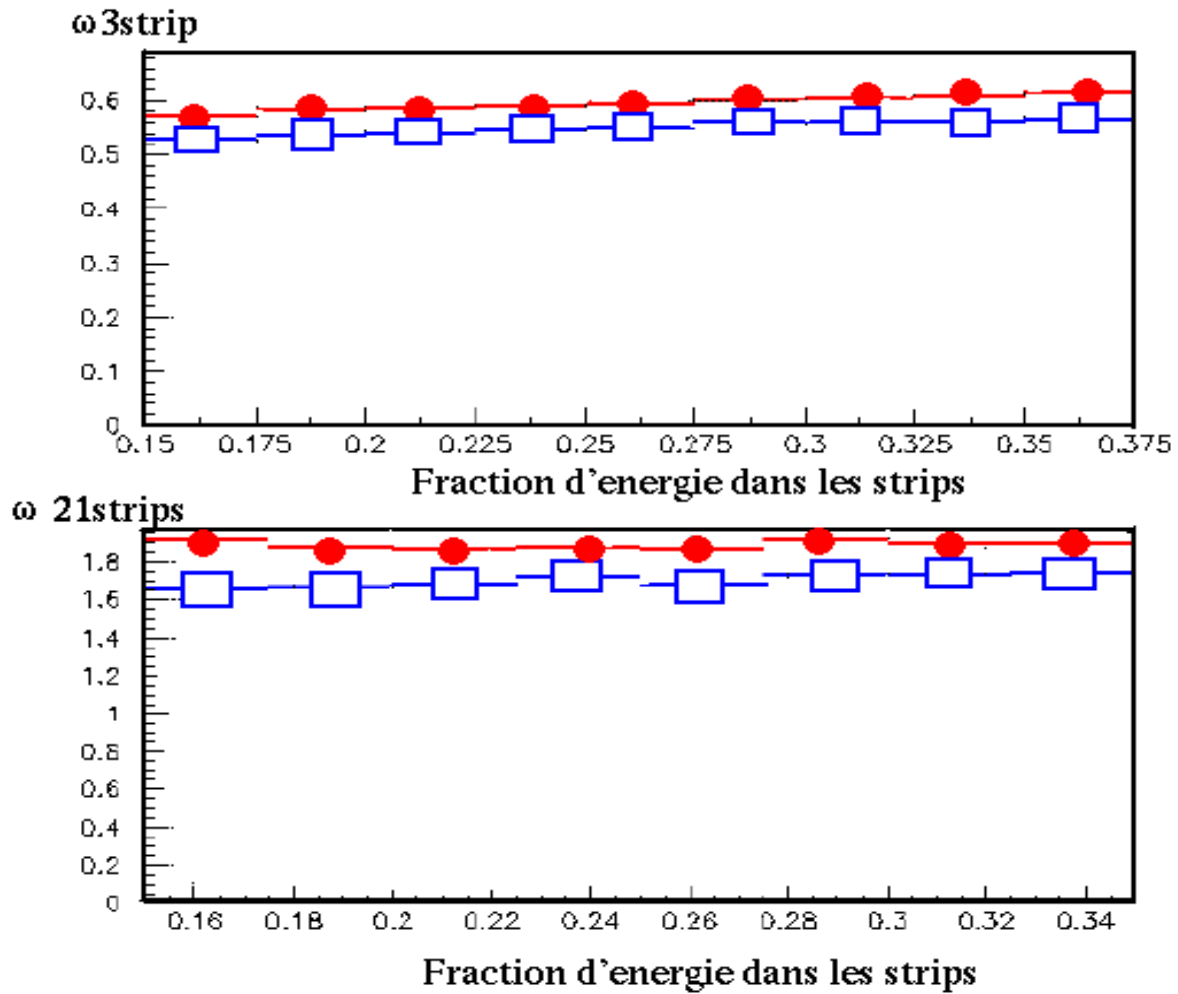


FIG. 4.9 – En haut : largeur de la gerbe dans 3 strips après correction, en bas : largeur de la gerbe dans 21 strips. Les données expérimentales et les résultats de simulation correspondent à des électrons de 50 GeV. Les cercles représentent les données expérimentales et les carrés représentent la simulation.

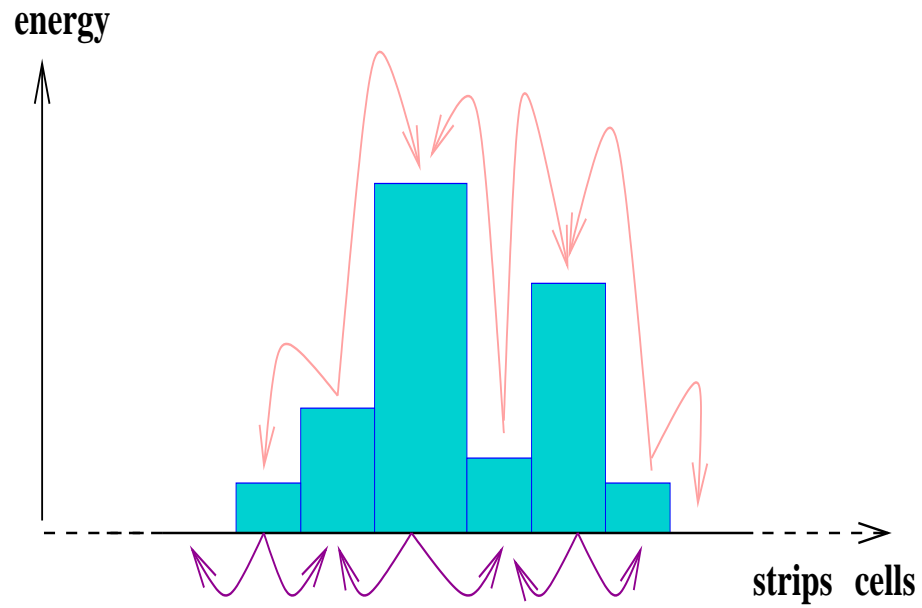


FIG. 4.10 – Schéma de principe montrant l'effet de diaphonie entre les cellules de détection (strips) du calorimètre électromagnétique. La direction des flèches montre le passage de 4,16 % du signal d'une cellule donnée à sa voisine.

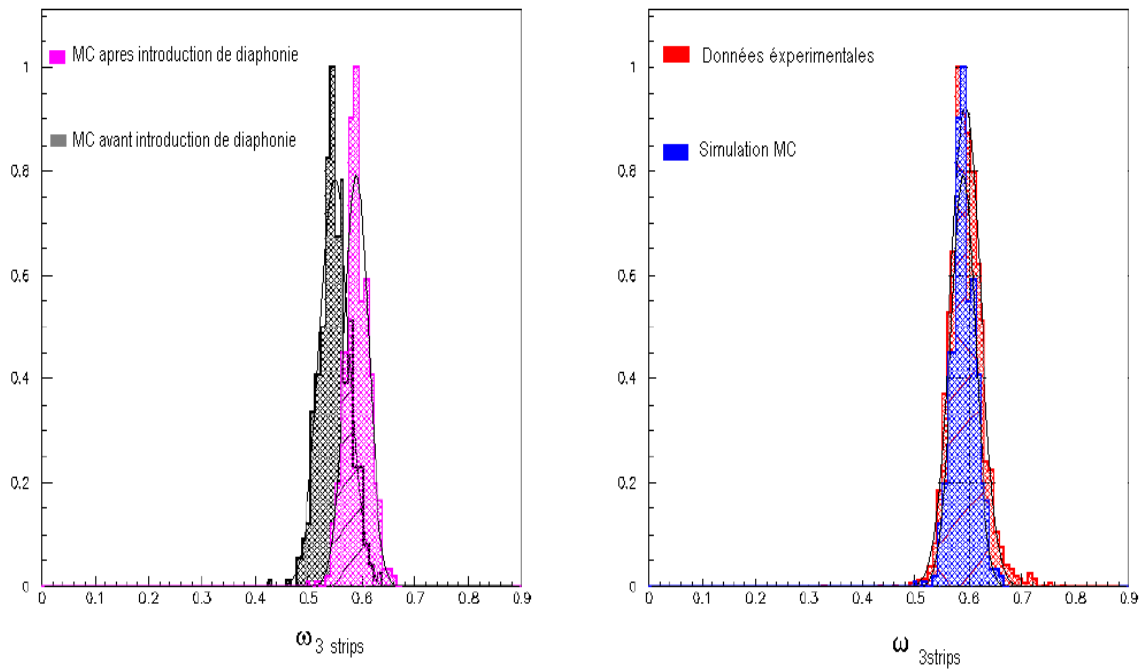


FIG. 4.11 – La largeur de la gerbe dans 3 strips. À gauche : dans le cas de la simulation avant et après inclusion des 4,16 % de diaphonie. À droite : dans les données et dans la simulation après inclusion de l'effet de diaphonie.

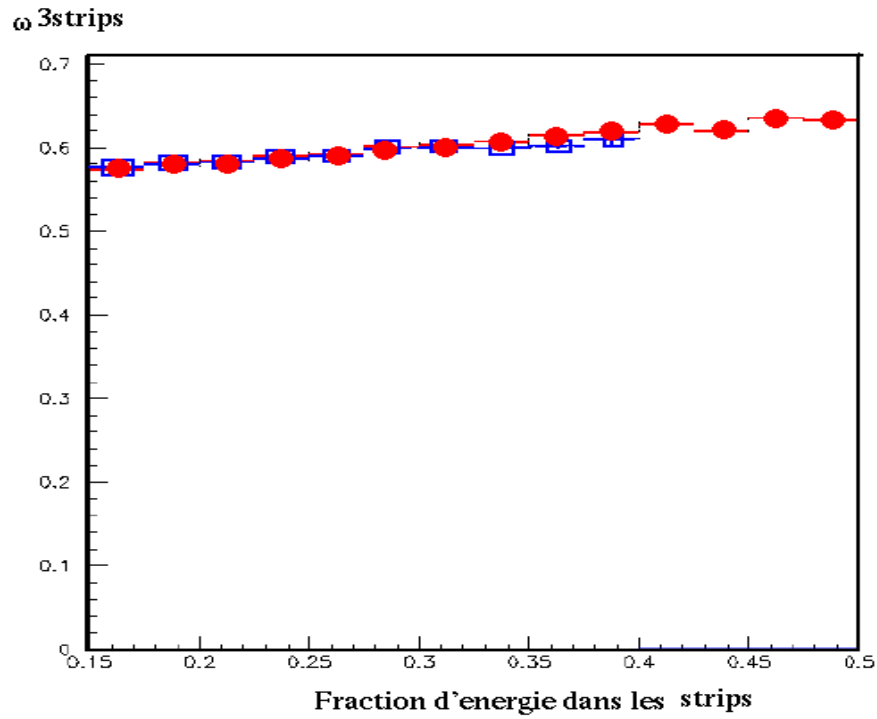


FIG. 4.12 – Largeur de la gerbe dans 3 strips en fonction de la fraction de l'énergie déposée dans les strips pour les données expérimentales (cercles) et pour les résultats de la simulation (carrés).

4.2 Analyse des données de photons

4.2.1 Description du dispositif expérimental

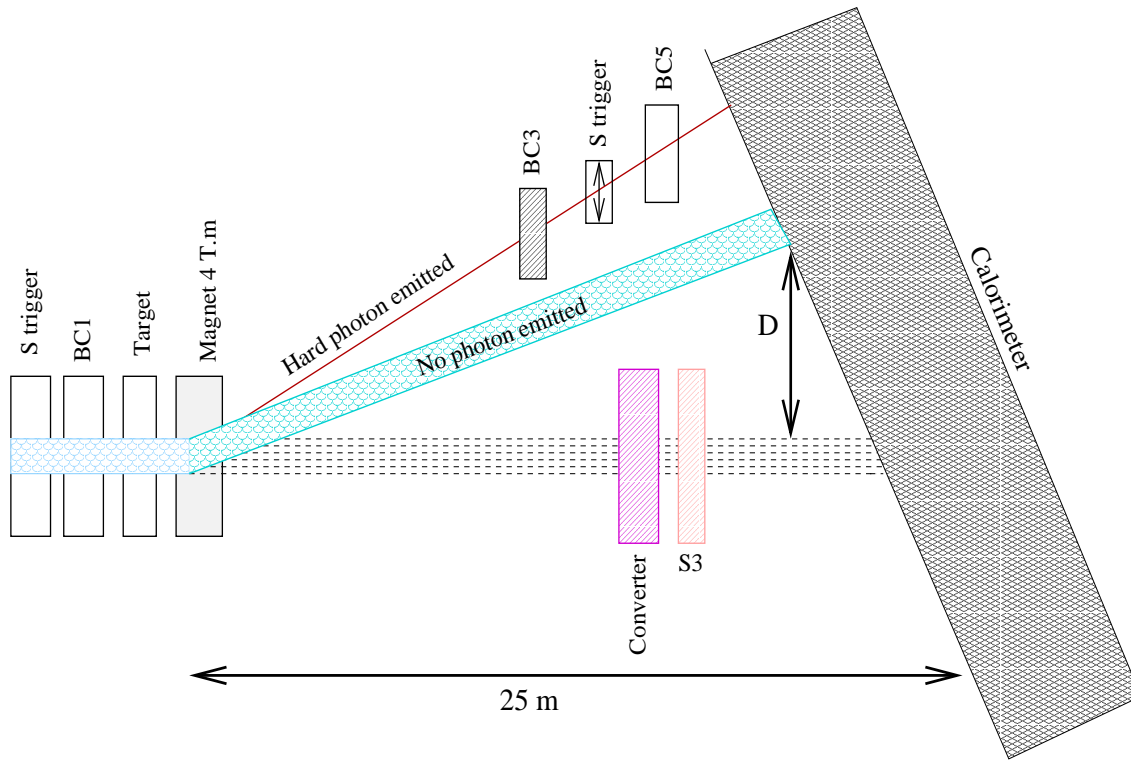


FIG. 4.13 – Schéma montrant le dispositif expérimental utilisé pour produire les photons.

Le même dispositif expérimental (un module du calorimètre + 2 secteurs du pré-échantillonneur) a été testé du 10 août 2000 au 12 août 2000, mais avec des photons.

Pour produire les photons, une plaque de plomb de $0,1 X_0$ servant de cible de production a été disposée dans la trajectoire des électrons. Les photons sont alors produits par rayonnements de freinage, voir figure 4.13.

Un aimant de 4,1 T.m est placé derrière la cible de production. Cet aimant permet de dévier les électrons et donc de les séparer des photons. Afin de rejeter préférentiellement les événements multi-photons produits par rayonnements de freinage, on a placé un convertisseur avant le calorimètre. Les événements multi-photons contribuent à favoriser un développement rapide de la gerbe en profondeur (partage de l'énergie totale enlevée à l'électron entre 2 photons) et donc aussi à élargir son profil.

L'anti-coïncidence (ou veto) est réalisée à l'aide d'un scintillateur placé derrière le convertisseur qui détectera la paire e^+e^- produite par un photon converti. Le calorimètre est placé à 25 m

de l'aimant permettant ainsi une séparation entre les photons et les électrons de la distance $D = \frac{3060}{E_e} \text{ cm}$, où E_e est l'énergie de l'électron dévié. Un petit scintillateur pouvant être déplacé par un moteur permettant de déclencher l'acquisition pour une déviation variable et donc une énergie donnée des électrons. La déviation est d'autant plus importante que l'électron aura perdu de l'énergie et donc sera accompagné d'un photon de haute énergie.

4.2.2 Résultats des analyses de données

Notre analyse sera principalement axée sur le premier compartiment du calorimètre électromagnétique c'est-à-dire les strips. La figure 4.14 montre la fraction de l'énergie mesurée dans ce compartiment correspondant aux données expérimentales et aux résultats de la simulation Monte-Carlo pour des photons. Une différence plus importante que pour les électrons de l'ordre de 6 % est observée.

La figure 4.15 montre la largeur de la gerbe dans 3 et 21 strips pour les données et la simulation. Des gerbes beaucoup plus larges sont observées pour les données expérimentales. On introduit alors dans la simulation le même pourcentage de diaphonie que celui utilisé précédemment avec des électrons. La figure 4.16 montre les résultats obtenus. On remarque qu'il subsiste une différence entre données expérimentales et simulation.

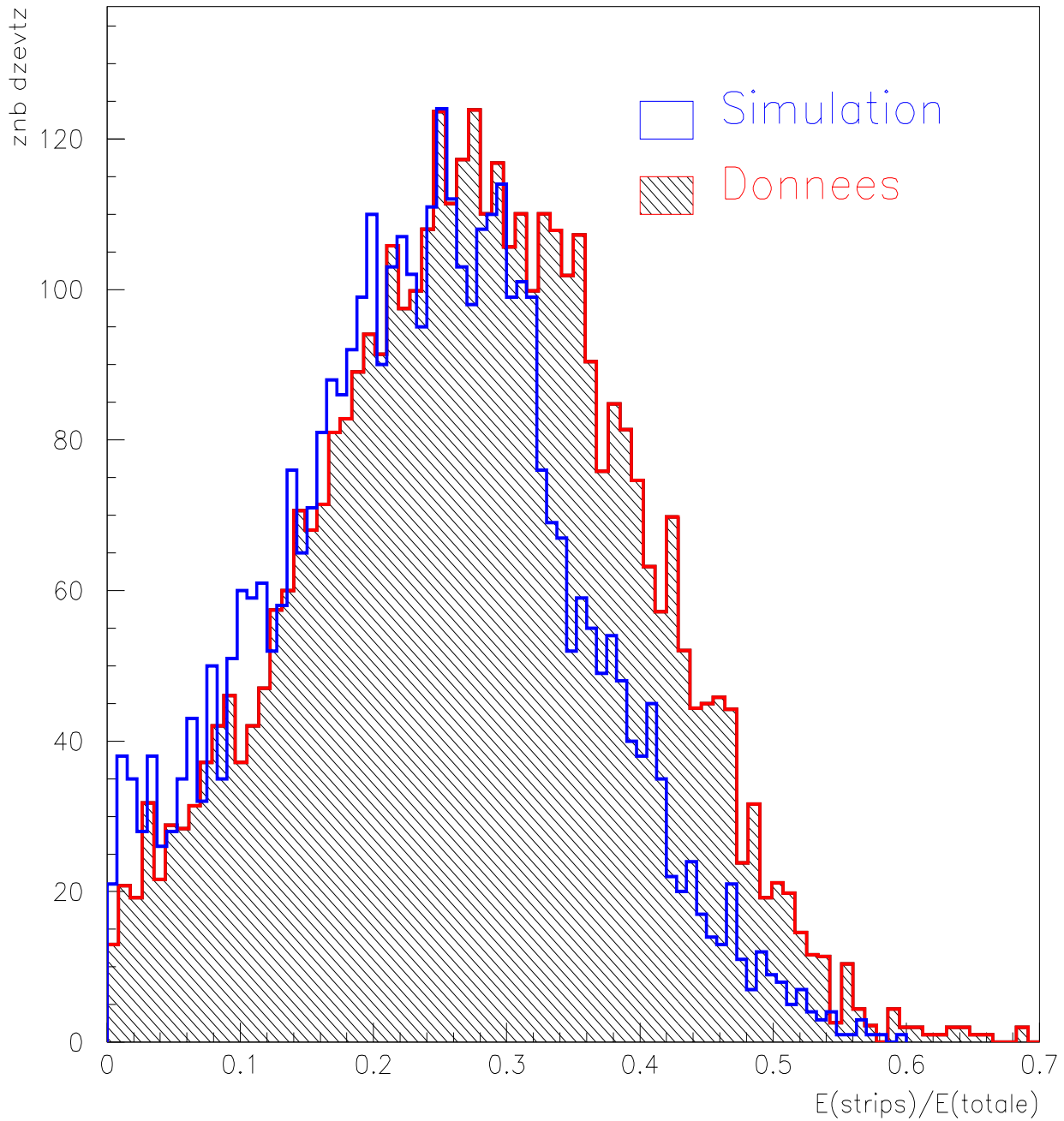


FIG. 4.14 – Fraction d'énergie mesurée dans les strips correspondant aux données expérimentales et aux résultats de la simulation pour des photons.

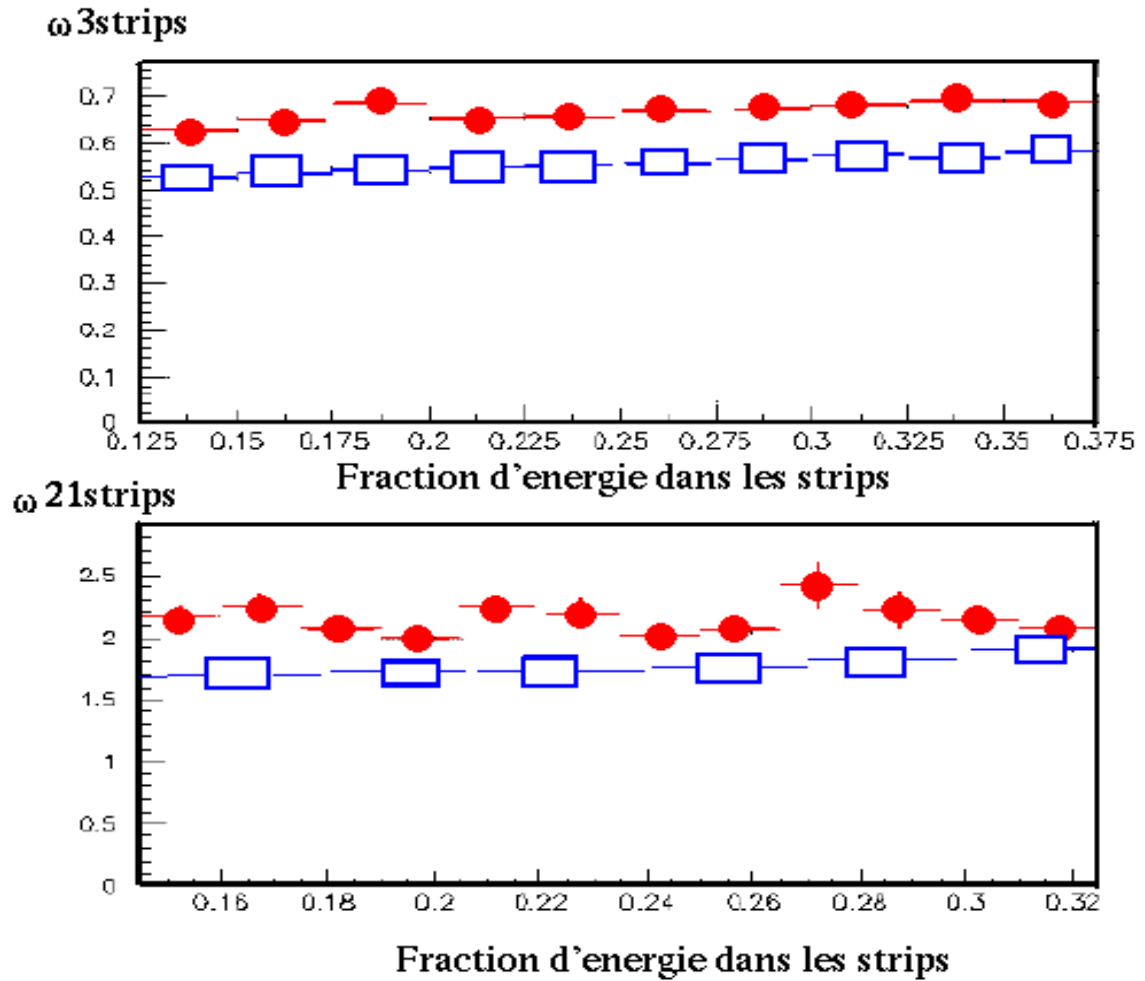


FIG. 4.15 – Largeur de gerbe en fonction de la fraction d'énergie mesurée correspondant aux données (cercles) et la simulation (carrés) pour des photons. En haut : dans 3 strips. En bas : dans 21 strips.

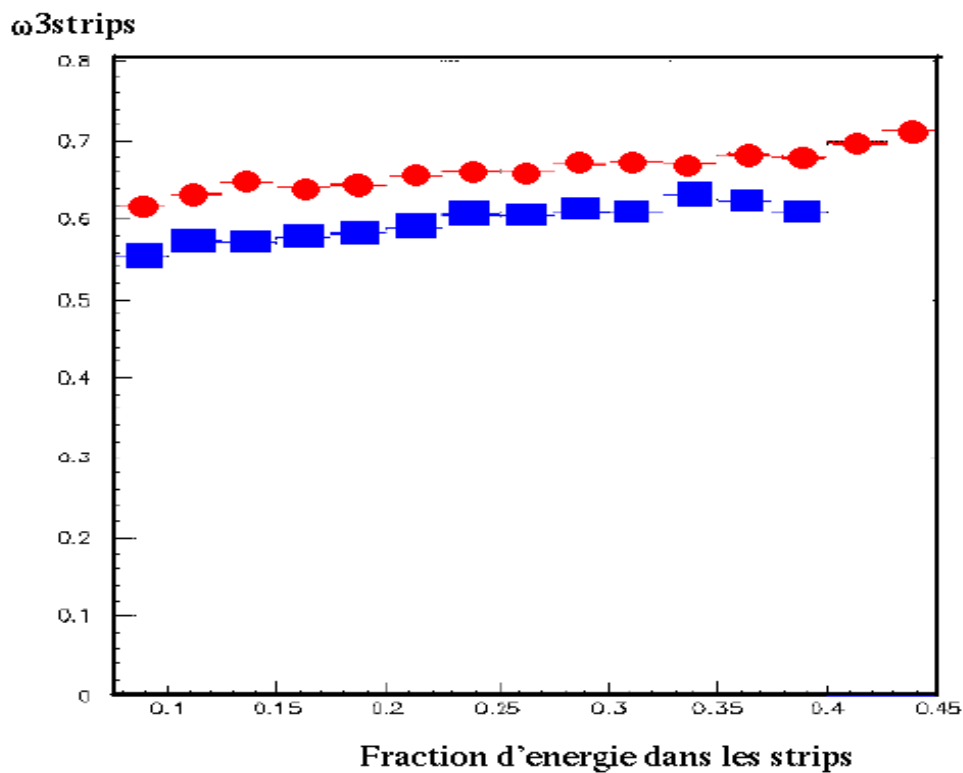


FIG. 4.16 – Largeur de gerbe dans 3 strips en fonction de la fraction d'énergie mesurée pour les données (cercles) et pour la simulation après inclusion de la diaphonie dans le cas des photons (carrés).

4.3 Conclusion

L'analyse des données des photons est beaucoup plus complexe que celle des électrons. Il faut donc revoir les coupures utilisées avant d'analyser et étudier de plus près l'impact que peut avoir chaque effet sur le comportement des photons avant de calculer la séparation γ/π^0 . Ceci va être détaillé dans le prochain chapitre.

Bibliographie

- [1] M. Chalifour et al., Cryogenic System for the Test Facilities of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Modules, CERN-LHC-Project-Report-234.
- [2] CERN-SPS-LEP (SL0 Division)
<http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/beams.html#h6>
- [3] Thèse de Guillaume Eynard : Étude de la production associée du boson de Higgs HW ; $Ht\bar{t}$; $HZ \rightarrow \gamma\gamma + e/\mu + X$ avec le détecteur ATLAS auprès du LHC. LAPP Annecy 1998.
- [4] Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0. Nucl. Instr. and Meth. in physics research A 500 (2003) 202-231.
- [5] EMTB User Guide.
<http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQUARGON/TESTBEAM/EMTB.HTML>
- [6] Robert Zitoun, LAPP, Annecy. Use of optimal filtering in the 1999 data. ATL-LARG-2001-003.
W.E. Cleland and E.G. Stern, Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 467.
- [7] status of the ATLAS calorimetry simulation for the TP in DICE. ATLAS internal note, SOFT-NO16; 22 december 94.
- [8] Geant detector description and simulation tool, CERN program library long write-up w5013, Application software group, IT division. CERN.
- [9] Material between the presampler and the EMB module 0. ATL-LARG-2001-002. 08/01/2001.
- [10] P. Pralavorio and D. Sauvage, Review of the Cross-talk in the module 0 of the Electromagnetic End Cap Calorimeter. ATL-LARG-2001-006.
- [11] Thèse d'Olivier Linossier. Évaluation du potentiel d'ATLAS pour la recherche des bosons de Higgs de masses intermédiaires dans le canal $H^0 \rightarrow 4e^\pm, 4\nu^\pm, 2e^\pm, 2\nu^\pm$ et test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique.

Chapitre 5

Étude de la séparation γ/π^0

5.1 Intérêt de l'étude de la séparation γ/π^0

L'identification des particules est une étape très importante dans toute analyse d'interaction. Or, chaque sous détecteur est dédié à la reconnaissance d'un type de particule. Par exemple : les électrons et les photons dans le calorimètre électromagnétique et les muons dans le spectromètre. En considérant qu'un pion neutre dépose une énergie plus ou moins égale à 60 GeV dans le calorimètre électromagnétique, il peut être confondu avec un photon.

La meilleure façon de mettre en évidence un boson de Higgs dans le domaine de masse compris entre 95 GeV et 150 GeV est la recherche du canal de désintégration $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Toutefois la probabilité de la désintégration $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ n'est que de l'ordre de 3×10^{-3} à comparer à 0,9 pour $H^0 \rightarrow b\bar{b}$. La recherche du signal correspondant au canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ reste très difficile en raison d'un bruit de fond important. Les événements de bruit de fond sont de deux types :

- Bruit irréductible : celui-ci correspond à la production directe de photon à partir de deux gluons (processus dit de "Born") ou à partir de deux quarks (processus dit "Box"), voir figure 5.1. Pour diminuer au mieux le taux d'événements dû à ce bruit de fond, on utilise des coupures cinématiques.
- Bruit réductible : celui-ci est lié au taux élevé de paires de jets de hadrons produites par les collisions proton-proton qui simulent des photons dans l'état final. Une grande partie de ce type de bruit de fond est rejeté en demandant que les gerbes produites dans le calorimètre soient purement électromagnétiques. Mais une partie des événements échappe à ce critère, ce sont des événements qui correspondent à des π^0 (avec une impulsion transverse moyenne de 50 GeV/c). Les pions se désintègrent dans 98,8 % des cas en deux photons. Un facteur de rejet γ/π^0 de l'ordre de 3 est espéré pour observer le Higgs dans le canal de désintégration en deux photons [1].

Dans ce chapitre une étude complète du rejet γ/π^0 a été réalisée. A cette fin on a utilisé les événements obtenus avec le faisceau de photons. Un pion va être reconstruit à partir de

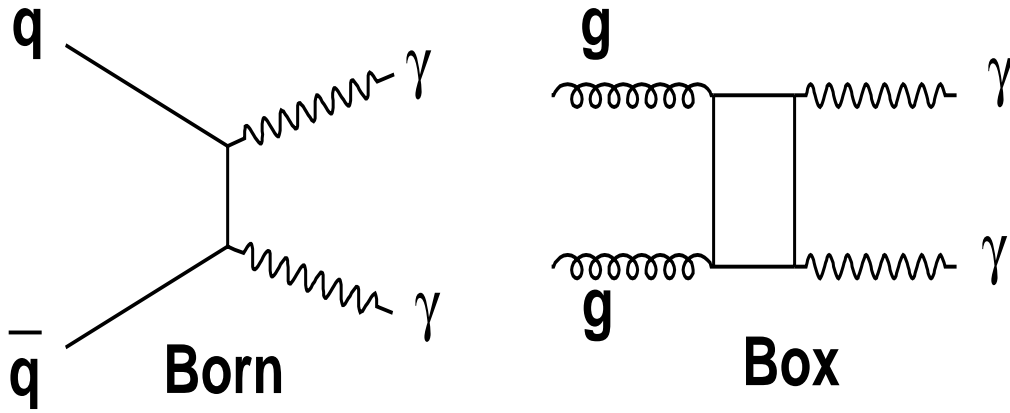


FIG. 5.1 – Diagramme montrant l’origine du bruit irréductible dans la détection d’un Higgs dans le canal à deux photons.

deux photons, en se basant sur la cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Les largeurs de gerbe dans 3 et 21 strips et d’autres variables définies le paragraphe suivant seront d’un apport essentiel.

5.2 Analyse des données de photons

5.2.1 Définition des variables utilisées

Avant de commencer l’analyse des données, on définira certaines variables, utilisées dans la référence [4]. Les distributions déduites de ces variables seront tout d’abord calculées pour les photons et les électrons afin de comprendre et de comparer le comportement des gerbes issues de ces deux particules dans le calorimètre électromagnétique. Les mêmes variables seront ensuite utilisées sur des événements ”pion neutre” (2 photons) reconstitués, ce qui nous permettra alors de donner une estimation du facteur de rejet γ/π^0 .

Les variables seront essentiellement efficaces dans le premier compartiment du calorimètre E.M, c’est-à-dire les strips, en raison de leur segmentation très fine en $\Delta\eta = 0,00313$.

On définira donc les variables suivantes :

- E_{1etot} : la fraction d’énergie dans les strips calculée à partir de la relation suivante :

$$E_{1etot} = \frac{E_{Strips}}{(E_{Presampler} + E_{Strips} + E_{Middle} + E_{Back})} \quad (5.1)$$

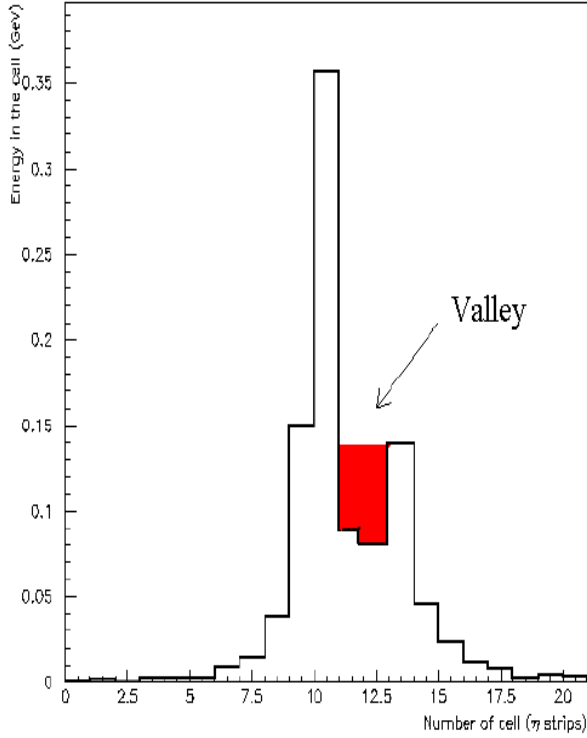


FIG. 5.2 – Exemple d'un événement correspondant à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de trouver l'énergie du deuxième maximum et de calculer la variable $E1Dmax$.

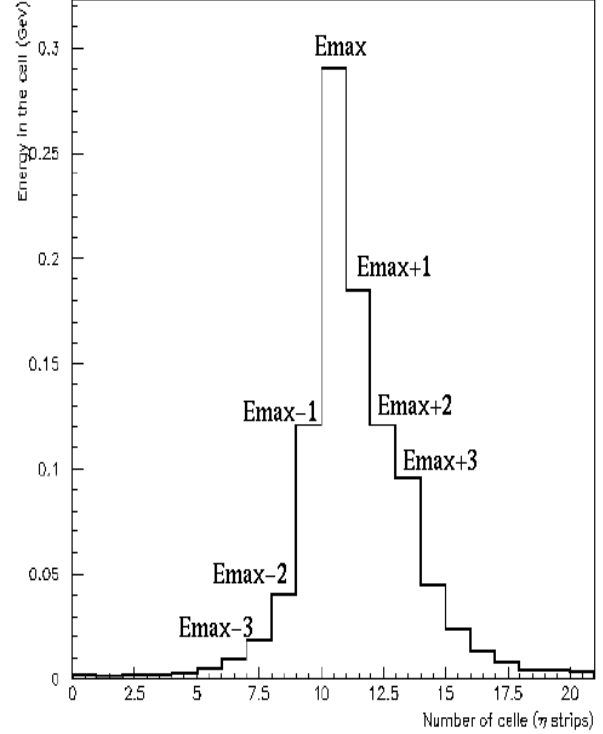


FIG. 5.3 – Exemple d'un événement correspondant à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de calculer la variable $E1ocore$.

- $E12max$: l'énergie du deuxième maximum. Ce deuxième maximum est déduit à partir du profil de la gerbe, c'est-à-dire du dépôt d'énergie dans chacune des strips selon la direction η . Voir figure 5.2.
- $E1Dmax$: la hauteur du deuxième maximum au-dessus de la vallée c'est-à-dire la hauteur $E12max$ du second maximum moins le point le plus bas de la vallée (voir figure 5.2) :

$$E1Dmax = E12max - Emin \quad (5.2)$$

La valeur de cette variable doit être assez élevée pour être sûr que le deuxième maximum est un vrai pic d'énergie et non pas le fruit de fluctuations.

- E_{1ocore} : la fraction d'énergie en dehors d'un groupement de 3 strips centré autour du premier maximum. Ce rapport est défini comme étant la différence des énergies déposées dans ± 3 strips et ± 1 strips autour du premier maximum divisé par l'énergie déposée dans les ± 1 strips, voir figure 5.3.

$$E_{1ocore} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (5.3)$$

- ω_{21st} : le RMS ou la largeur de la gerbe dans 21 strips centrées autour du premier maximum. (Cette variable a déjà été définie dans le chapitre précédent).
- ω_{3st} : la largeur de la gerbe dans 3 strips autour du premier maximum. Comme cette variable dépend de la position en η , on utilisera les mêmes corrections que dans le chapitre 4.

5.2.2 Étude du faisceau de photons

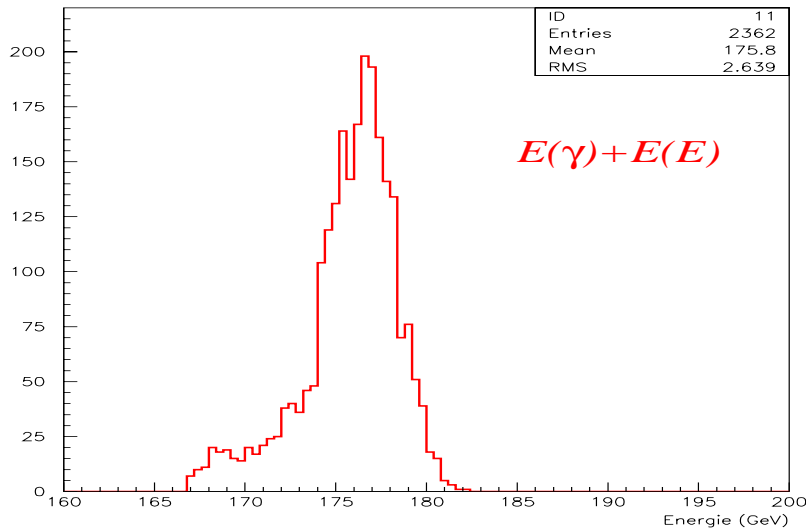


FIG. 5.4 – Énergie totale mesurée dans le module du calorimètre.

Les données ont été prises en août 2000 avec le Module 0, à la position $\eta = 0,7125$ soit $\eta=28$ et $\phi=10$ en numéro de cellule du 2^{ème} compartiment dit "middle" du calorimètre pour des énergies du faisceau d'électrons de 50 jusqu'à 175 GeV.

Ces données ont été analysées à l'aide du programme EMTB développé au CERN. Nous avons utilisé un algorithme de "clustering" (3×3) centré sur la cellule ayant recueilli l'énergie la plus élevée dans le compartiment "middle". Electron et photon étaient simultanément détectés

et enregistrés (voir chapitre 4). Grâce à la carte CARD_PHOTON=1, le programme EMTB permet de traiter l'électron et le photon détectés pour chaque événement. Deux "clusters" sont donc utilisés, celui associé au photon correspond aux grandes valeurs de η , l'autre étant lié à l'électron.

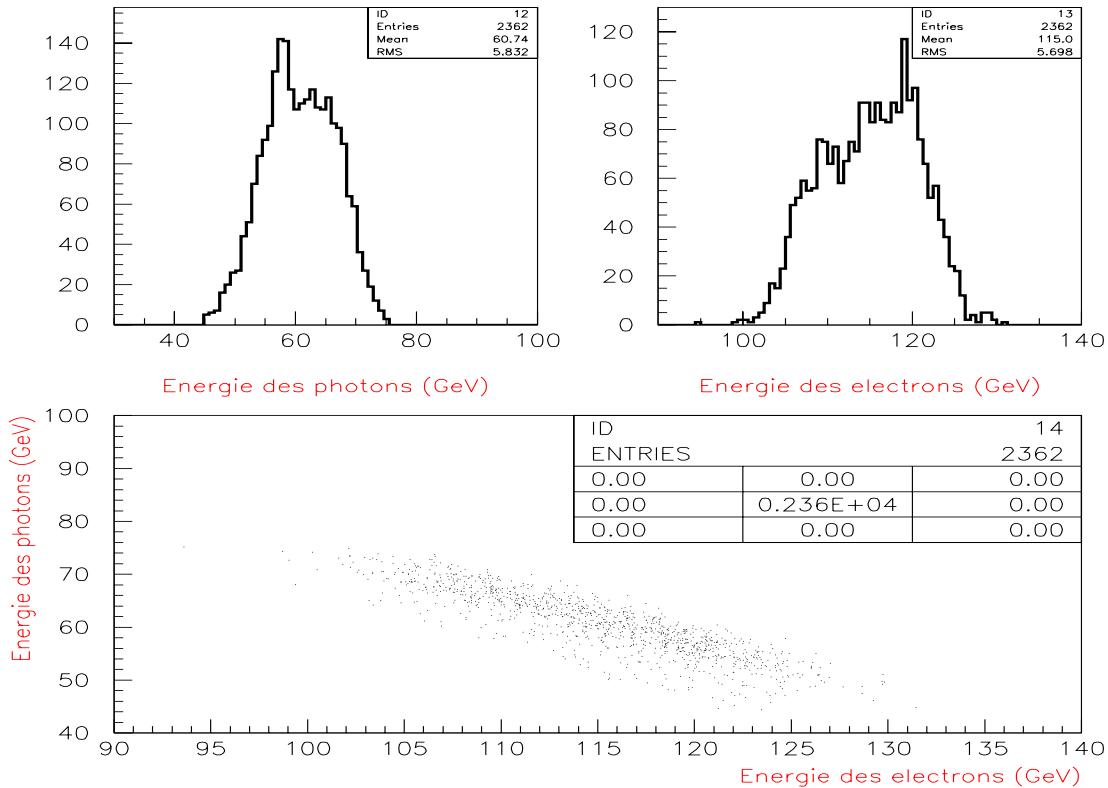


FIG. 5.5 – En haut : énergies mesurées pour les photons et les électrons. En bas : figure montrant la corrélation entre l'énergie de l'électron et celle du photon.

L'énergie totale déposée dans le module du calorimètre ($E_{Total} = E_e + E_\gamma$) a été portée sur la figure 5.4. Cette énergie doit correspondre à l'énergie de l'électron avant interaction dans la cible de production du photon ($E_{Faisceau} = E_e + E_\gamma$).

La distribution du bas de la figure 5.5 montrant qu'il existe effectivement une corrélation entre l'énergie de l'électron et celle du photon. En fait, cette contrainte permet de rejeter les événements incohérents.

Les photons et les électrons déposent leur énergie dans les quatre compartiments du calorimètre électromagnétique : pré-échantillonneur, strips, middle et back. Les figures 5.6 et 5.7

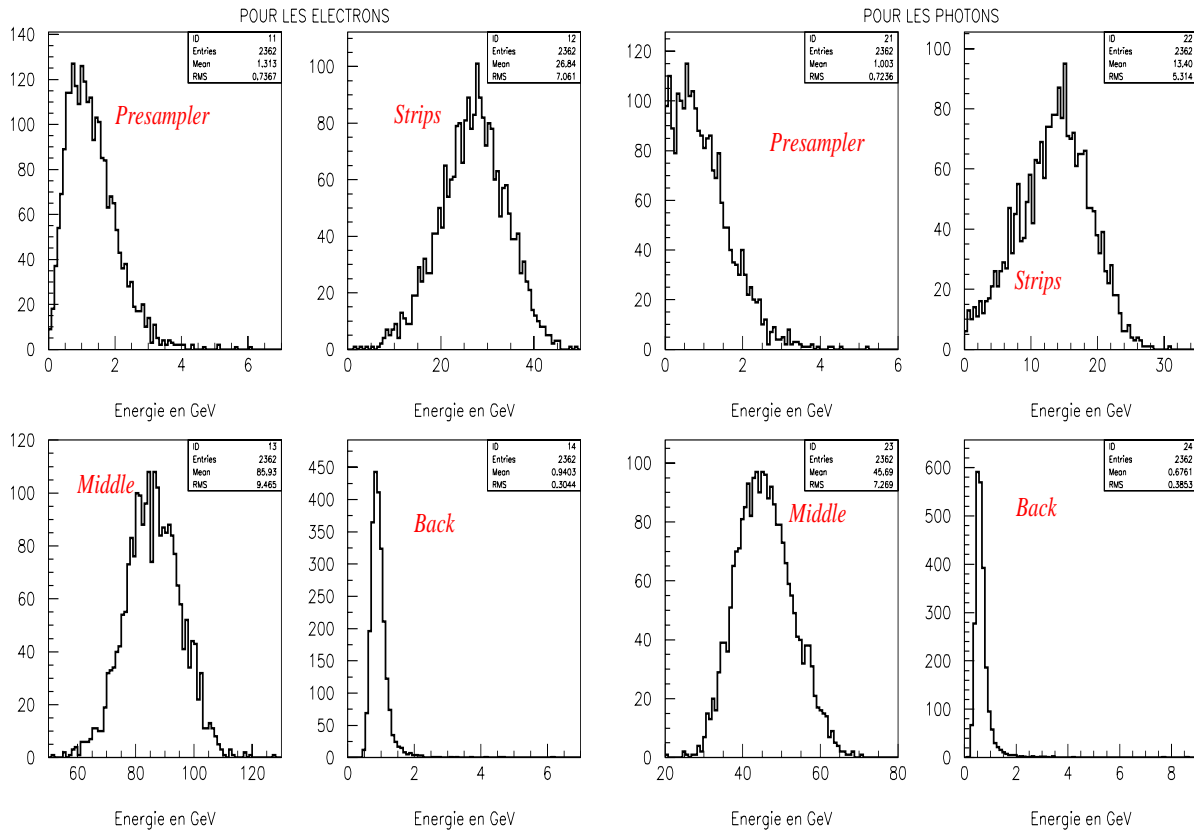


FIG. 5.6 – *Énergie des électrons dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique.* FIG. 5.7 – *Énergie des photons dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique.*

montrent les distributions des énergies déposées dans chacun de ces compartiments.

Les distributions associées aux variables définies dans la section 5.2.1 pour les photons et les électrons montrent une différence entre ces deux types de particules, voir figures 5.8 et 5.9. Concernant la variable E1etot (fraction d'énergie dans les strips), la différence est due au fait que pour les photons, la gerbe commence au moment où ils se convertissent en une paire e^+e^- . Cette conversion "retarde" en profondeur la gerbe due à des photons. Les photons déposeront donc moins d'énergie dans les strips que les électrons.

Les variables E12max, E1Dmax et E1ocore (voir la section 5.2.1 de ce chapitre) sont plus larges dans le cas des photons. Les gerbes dues à des photons étant retardées en profondeur par rapport à celles provenant des électrons, entraînent une plus faible statistique dans les strips et donc une plus forte fluctuation. Ainsi, on remarquera que les largeurs dans 3 et 21 strips sont plus élevées pour les photons que pour les électrons.

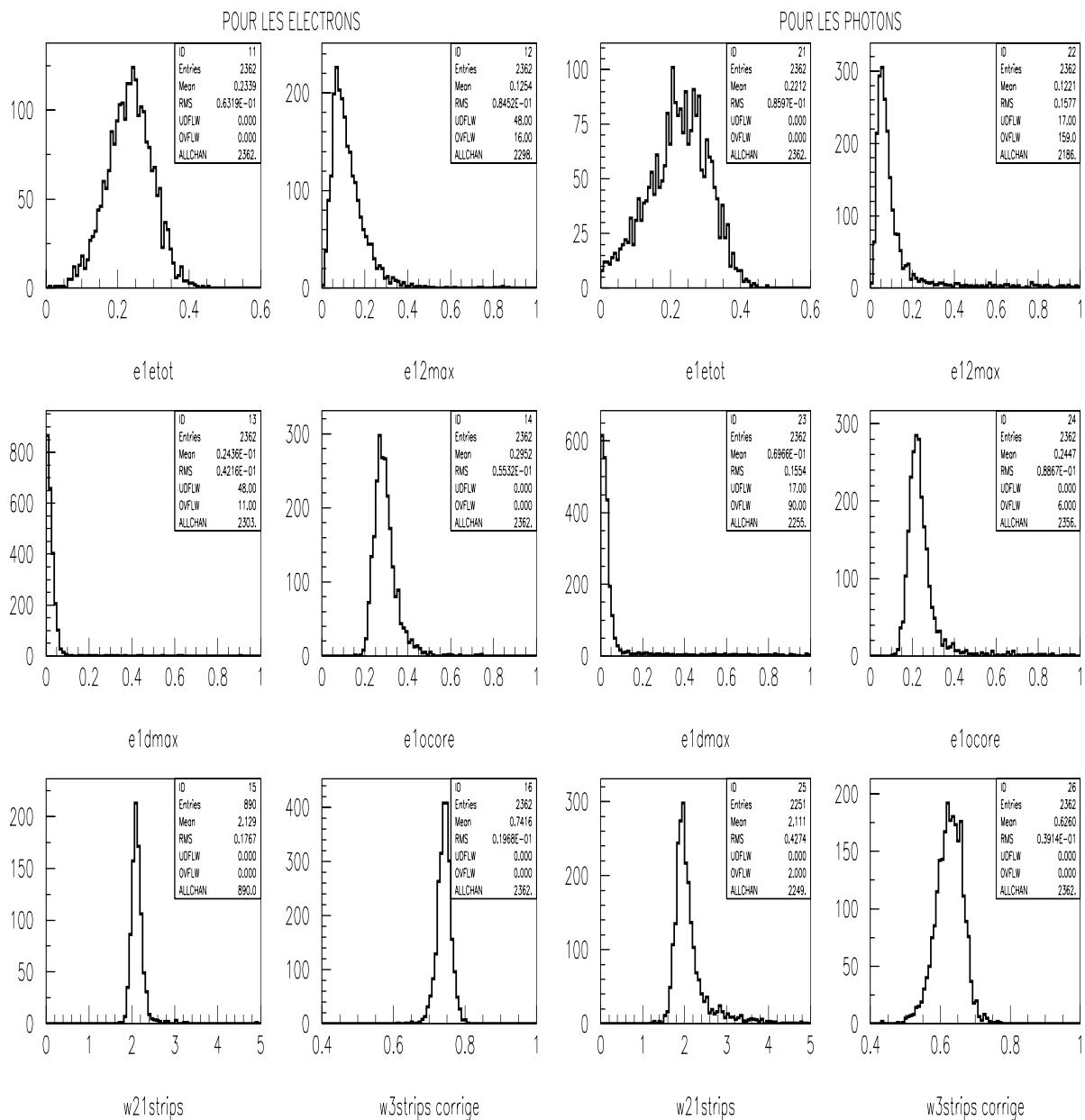


FIG. 5.8 – Distribution des variables dans les strips pour des électrons de 50 GeV.

FIG. 5.9 – Distribution des variables dans les strips pour des photons de 50 GeV.

5.2.3 Comparaison Données/Monte-Carlo

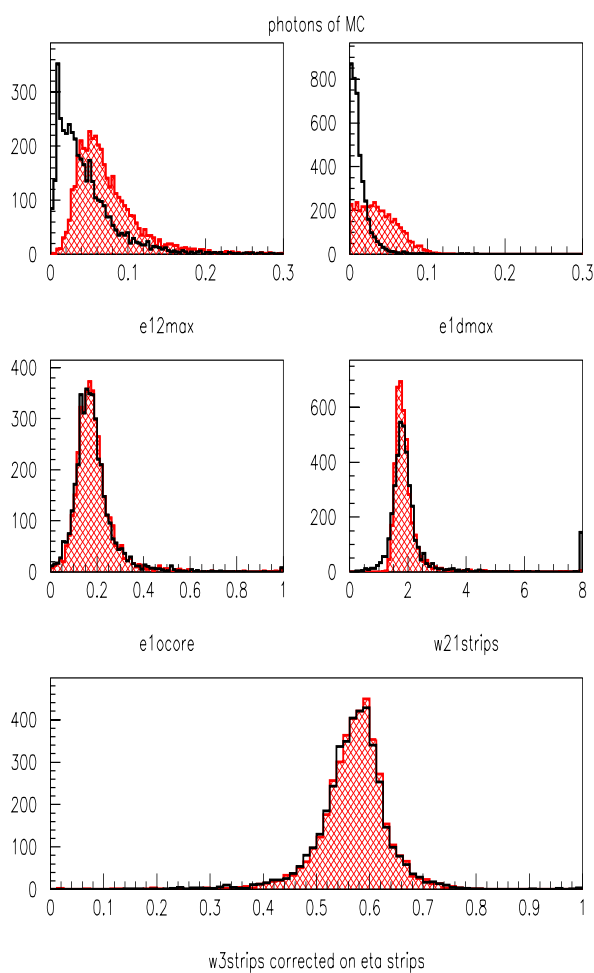


FIG. 5.10 – Variables utilisées pour calculer le facteur de rejet γ/π^0 dans le cas de la simulation avec du bruit électronique (histogrammes hachés) et sans bruit électronique (histogrammes vides) pour $0 < Pt_\gamma < 50\text{GeV}/c$, $\eta = 28$ et $\phi = 10$.

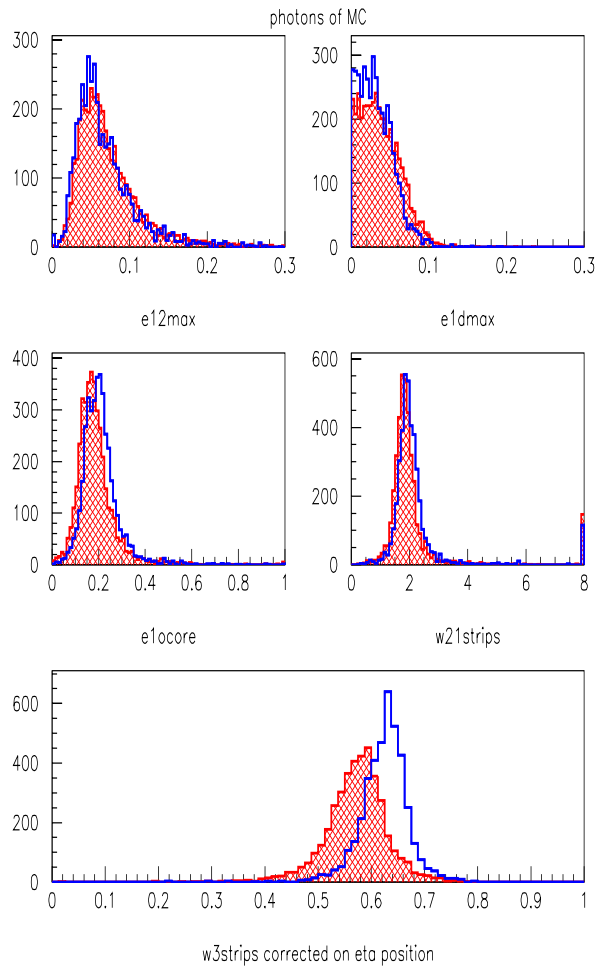


FIG. 5.11 – Variables utilisées pour calculer le facteur de rejet γ/π^0 dans le cas de la simulation en introduisant l'effet de la diaphonie entre cellules (histogrammes hachés) et sans diaphonie (histogrammes vides) à $0 < Pt_\gamma < 50\text{GeV}/c$, $\eta = 28$ et $\phi = 10$. Dans les 2 cas, nous avons pris en compte le bruit électronique.

Dans cette section, on s'intéressera aux photons puisqu'ils vont être utilisés pour reconstruire des pions neutres et étudier par la suite le facteur de rejet entre photons isolés et pions neutres (soit 2 photons en général très proches).

Pour valider ces photons et comprendre les différents effets qui peuvent avoir un impact sur les variables définies précédemment, nous avons réalisé une simulation. Les photons ont été simulés avec le programme DICE (voir chapitre 4) à la position $\eta=28$ et $\phi=10$ (en numéro de

cellule du "middle"), avec des énergies allant de 0,5 jusqu'à 60 GeV. La simulation a été réalisée avec et sans bruit électronique. La valeur de ce bruit électronique est de l'ordre de 15 MeV dans les strips. La figure 5.10 montre que les variables sensibles à cet effet sont : $E12max$, $E1Dmax$ et la largeur de la gerbe dans 21 strips (ω_{21st}). Les distributions de ces mêmes variables sont affectées par l'introduction de l'effet de diaphonie (cross-talk), voir figure 5.11. Cet effet a été introduit dans les données de la simulation pour toutes les cellules de strips en utilisant une matrice (21 \times 21) donné par la relation 5.4. Cette matrice va modifier le profil de la gerbe avec 21 strips ce qui permettra ensuite de calculer les variables définies dans la section 5.2.1.

$$\begin{pmatrix} 1-a & a & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ a & 1-2a & a & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & a & 1-2a & a & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & a & 1-2a & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & a & 1-a \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

avec $a=4,16$ % (pourcentage de l'effet de diaphonie entre strips adjacentes).

Pour corriger les données expérimentales de l'effet de diaphonie, j'ai utilisé la matrice inverse de 5.4. Les différentes variables sont ensuite calculées après cette correction. Dans le chapitre 4, on avait observé des différences entre les données expérimentales et la simulation. Ces différences peuvent être expliquées par l'existence d'événements multiphotons. En effet, la présence de multiphotons dans le faisceau a pour effet d'élargir la gerbe. Les photons que j'ai utilisé pour comparer les données à la simulation correspondent tous à des données enregistrées avec un convertisseur. Ce dernier permet de réduire le pourcentage d'événements multiphotons dans le faisceau. L'utilisation de ce convertisseur réduit aussi la statistique par un pourcentage de 60 %. Malheureusement, même si l'on utilise ce convertisseur, il peut subsister des événements multiphotons dans les données.

Afin d'appréhender ce phénomène, la figure 5.12 montre l'énergie du 2ème maximum dans les données et la simulation. Dans le cas des données, on remarque l'existence de certains événements au-dessus de la valeur 0,3, alors que dans la simulation, il n'en existe pas. La valeur élevée de ce second pic (pour les données expérimentales) pourrait être due à la présence d'un deuxième photon. La figure 5.13 a et b représentent respectivement le profil de la gerbe dans 21 strips pour des événements vérifiant $E12max < 0,3$ et pour des événements où $E12max > 0,3$. Dans ce dernier cas, la distribution est beaucoup plus large, résultant probablement des événements multiphotons.

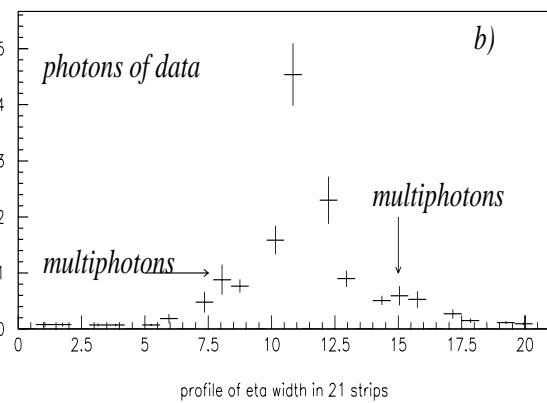
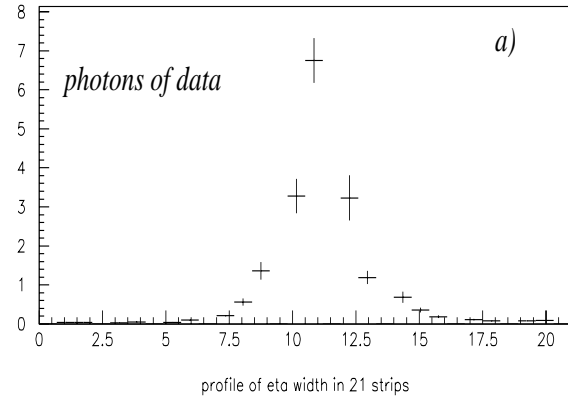
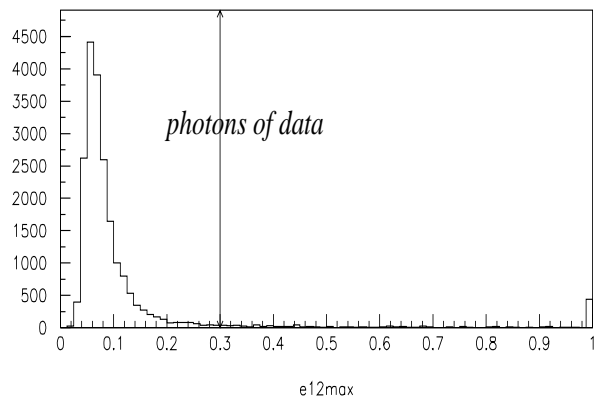
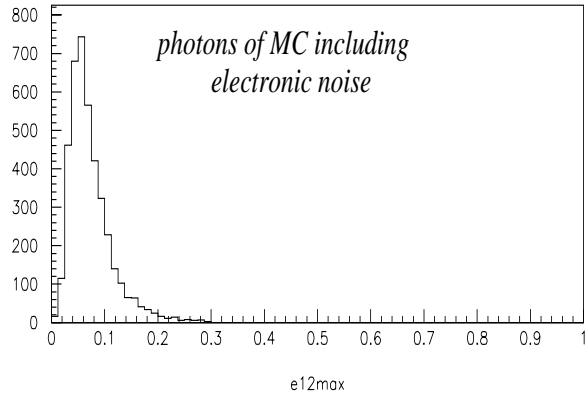


FIG. 5.12 – Variable $E12max$ dans le cas de la simulation Monte-carlo et pour les données expérimentales à $\eta = 28$, $\phi = 10$ et avec $0 < Pt_\gamma < 50/cGeV$.

FIG. 5.13 – Profil de gerbe dû à des photons dans 21 strips dans le cas des données expérimentales a) quand $E12max < 0.3$ b) quand $E12max > 0.3$.

Par suite, nous appliquerons systématiquement une coupure $E_{12max} < 0,3$ aux données expérimentales correspondant aux photons. La figure 5.14 montre une comparaison entre la simulation Monte-Carlo avec bruit électronique et prise en compte de l'effet de diaphonie, et les données expérimentales.

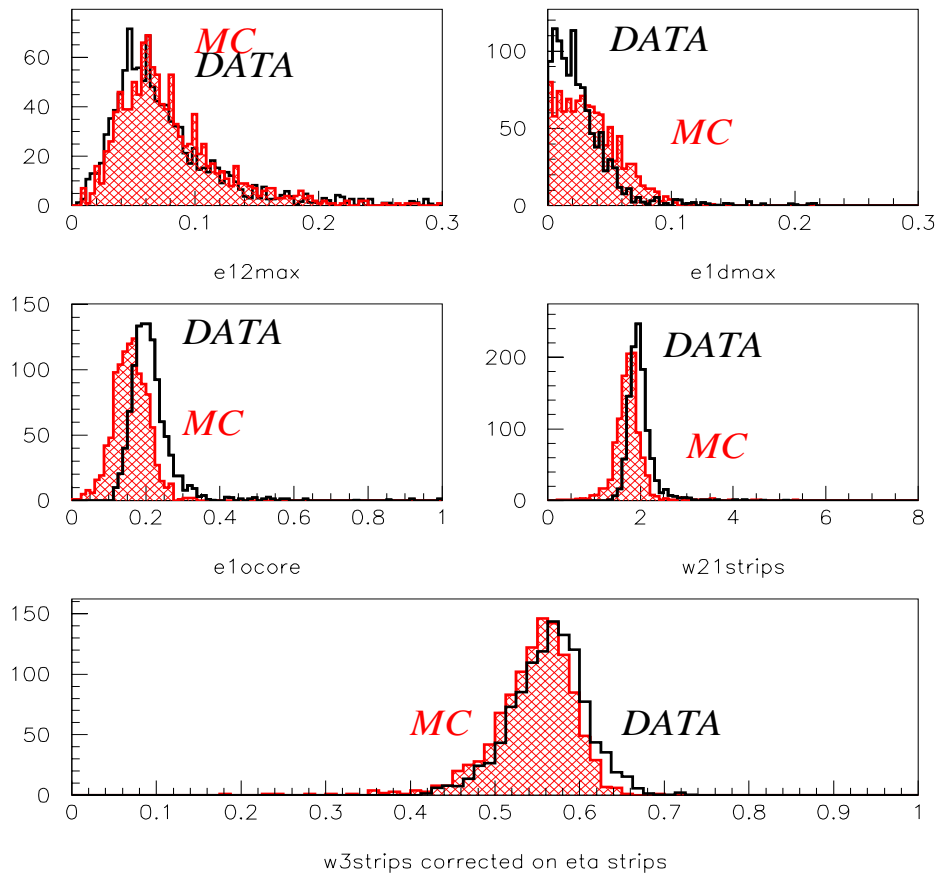


FIG. 5.14 – *Comparaison entre données expérimentales et simulation pour des photons à la position $\eta = 28$ et $\phi = 10$ pour $0 < Pt_\gamma < 50\text{GeV}/c$. Les histogrammes vides représentent les distributions expérimentales corrigées de l'effet de diaphonie. Les histogrammes hachés correspondent aux distributions des photons simulés.*

La figure 5.15 montre la largeur de la gerbe dans 3 strips en fonction de la fraction de l'énergie dans le même compartiment. Les différences observées dans le chapitre 4 ont nettement diminuées. Toutefois, il subsiste encore des différences quand on regarde les autres variables de la figure 5.14. Cela est probablement dû à l'existence d'événements multiphotons avec $E_{12max} < 0,3$ et qui malheureusement ne peuvent être rejetés.

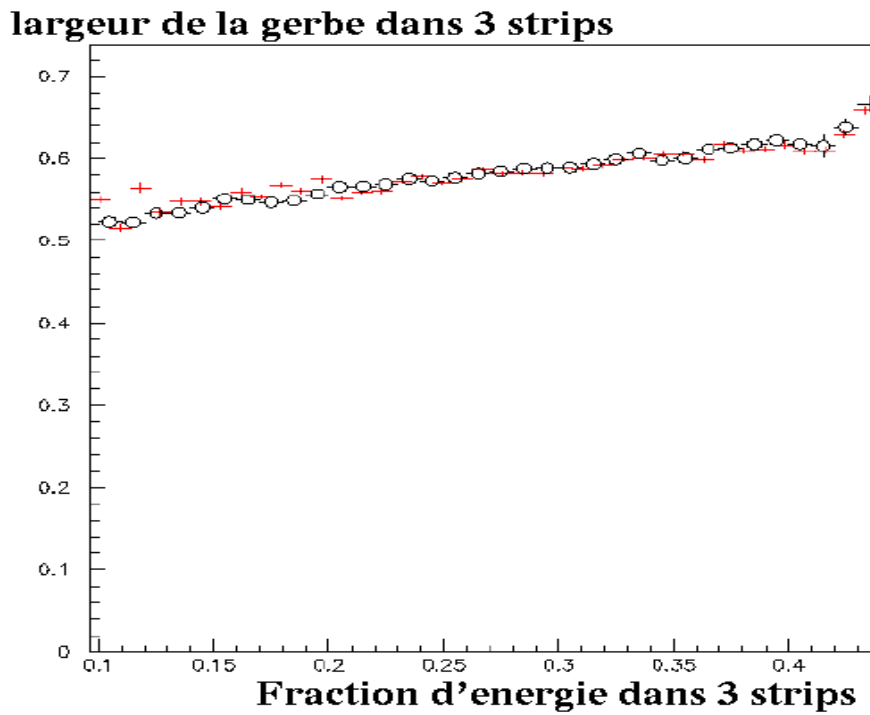


FIG. 5.15 – Largeur de la gerbe dans trois strips en fonction de la fraction de l'énergie dans ce même compartiment. Les croix et les cercles correspondent respectivement à la simulation et aux données expérimentales.

5.3 Étude de la séparation γ/π^0 dans les strips

5.3.1 L'étude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Il est à noter que le pion π^0 étant scalaire (spin nul et donc aucune direction privilégiée), sa désintégration dans son référentiel propre est isotrope (les produits de désintégration sont émis uniformément dans l'espace, les 2 photons s'éloignant avec des directions opposées). Le tirage aléatoire tridimensionnel dans les simulations Monte-Carlo, d'un des deux photons dans le référentiel où le pion neutre est au repos, vérifiera évidemment cette propriété d'isotropie.

Notre étude se fera sur des pions de $P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$ correspondant à $E(\pi^0) = 60 \text{ GeV}/c$. à $\eta = 0,7$. Les deux photons émis vérifient :

- $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 60 \text{ GeV}$, conservation de l'énergie au cours de la désintégration.
- L'angle d'ouverture ω entre les deux photons dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie des photons est donné par :

$$\cos(\omega) = \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2 \cdot E_{\gamma 1} \cdot E_{\gamma 2}}\right) \quad (5.5)$$

La distance vraie (non projetée sur un axe) entre les deux photons au niveau du calorimètre est donnée :

$$D_{\gamma\gamma}(\text{mm}) = \frac{1400}{\sin(\theta)} \times 2\text{tg}\left(\frac{\omega}{2}\right) \simeq \frac{1400}{\sin(\theta)} \times \omega \quad (5.6)$$

Le calorimètre est distant de 1,4 m de l'origine des axes et θ est l'angle d'incidence sur le calorimètre. Étant donné que la largeur d'une cellule de strip est de 4,68 mm, on trouve que la distance

$$d_{\gamma 1\gamma 2} = \Delta\eta = |\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2}|$$

entre deux photons issus de la désintégration d'un pion de $P_T = 50 \text{ GeV}/c$ à $\eta = 0,7$ est de l'ordre de deux strips, voir figure 5.16.

La figure 5.17 représente la distribution non projetée de la distance $d_{\gamma 1\gamma 2} = |\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2}|$ entre les deux photons issus de la désintégration du π^0 en fonction de leur énergie. D'après la relation 5.6, la distance est minimale lorsque le photon a une énergie de $E_{\gamma} = \frac{E_{\pi^0}}{2}$. Lorsque l'énergie d'un des photons est très grande, c'est-à-dire quand l'un des deux photons part avec la quasi totalité de l'énergie du pion, alors la séparation entre photons est beaucoup plus importante.

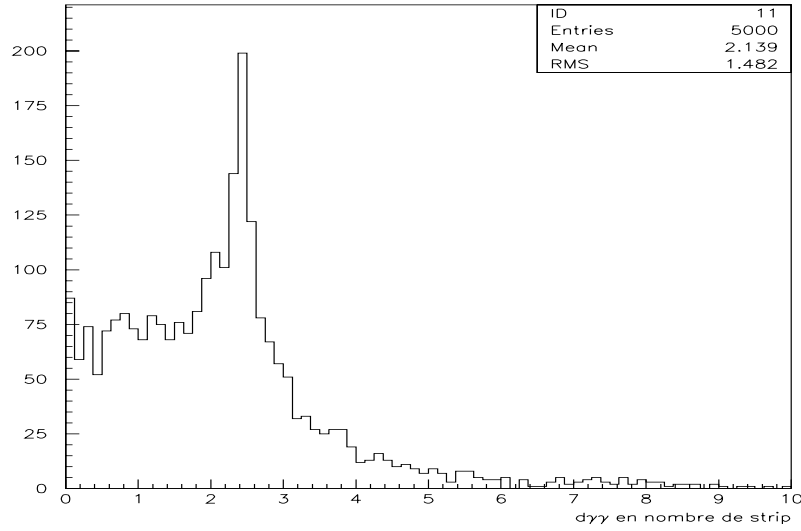


FIG. 5.16 – La distance $\Delta\eta = |\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2}|$ attendue entre les deux photons en nombre de strips.

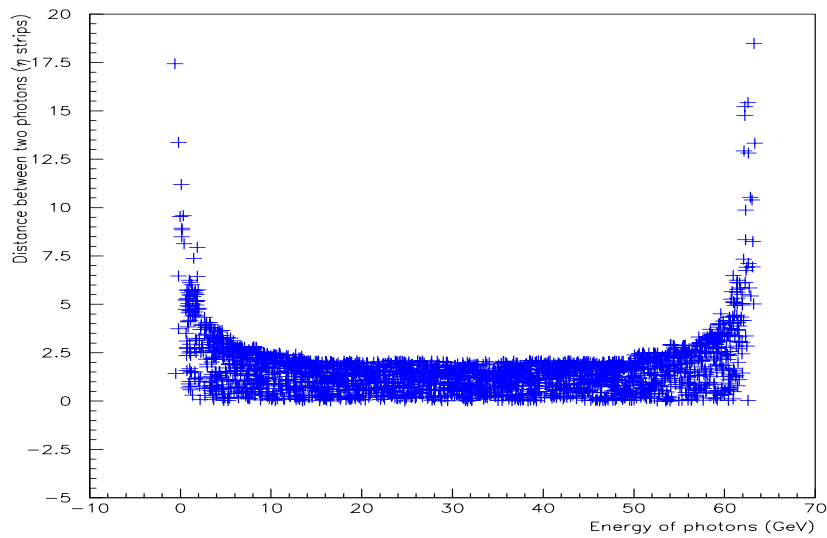


FIG. 5.17 – La distance $\Delta\eta$ entre les deux photons en fonction de leur énergie.

5.3.2 Sélection des photons

Pour calculer le facteur de rejet et effectuer un maximum de comparaison, on utilisera à la fois les photons issus des données expérimentales et ceux provenant des simulations Monte-Carlo. La désintégration du pion neutre sera reproduite en remplaçant les deux photons "Monte-Carlo" par des photons réellement détectés, vérifiant évidemment la cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ avec $P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$.

On dispose dans les données expérimentales, de lots de photons à la position $\eta = 28$ et $\phi = 10$ (en cellule du "middle"), soit 53 prises de données (runs) avec convertisseur et 55 prises de données sans convertisseur, soit encore la totalité les données disponibles. Pour connaître l'impact de l'effet des événements multiphotons, on calculera le facteur de rejet moyen en utilisant les données avec et sans convertisseur. Ensuite, pour connaître l'effet du bruit électronique, on utilisera que des données avec convertisseur, mais en s'appuyant sur la méthode de la parabole et puis sur la méthode du filtrage optimal.

Pour reconstruire un pion, on a besoin d'un lot de photons. Dans ce lot on choisit d'abord un premier photon qui a une énergie qui correspond à l'énergie du 1er photon simulé issu de la désintégration du pion neutre (voir figure 5.18). La recherche de ce premier photon est facile et rapide. Ensuite un deuxième photon est recherché mais avec la condition :

$$E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 60 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

Une fois la paire de photons trouvée, on calcule la distance

$$d_{\gamma 1 \gamma 2} = |\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2}|$$

en nombre de strips entre les deux photons. Cette distance est calculée directement à partir de la position du barycentre en η des deux photons dans les strips. On autorise une marge de 0,03 unité de strip entre les deux photons et de 4 GeV pour l'énergie totale. Le choix de ces marges est suffisant pour assurer une bonne reconstruction de l'événement.

Les événements photons pré-sélectionnés dans l'analyse sont parcourus aléatoirement pour trouver les paires des photons qui correspondent aux critères de sélection ci-dessus. On a aussi introduit un test pour éviter de sélectionner en permanence les mêmes événements [2].

La condition de la distance sur le deuxième photon est la plus sélective. En effet, le taux d'événement est réduit d'à peu près 65 % à l'application de cette condition. Une fois trouvés les deux photons correspondant aux critères de sélection, on calcule le profil centré autour du

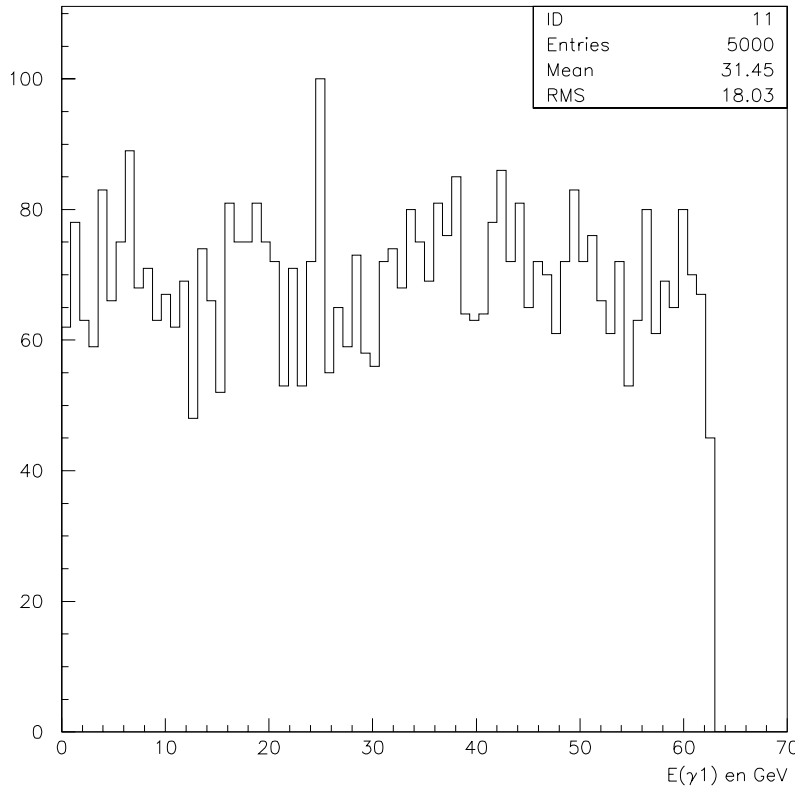


FIG. 5.18 – Énergie d'un des photons de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

barycentre de la gerbe dans 21 strips pour chacun des deux photons. Ensuite, on déplace le profil du deuxième photon par rapport au premier de la distance

$$\Delta\eta = |\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2}|$$

calculée entre eux. Enfin on somme leur profil, strip par strip pour obtenir celui de la gerbe provenant de la désintégration d'un pion "reconstruit".

À partir du profil de gerbe du pion reconstruit dans 21 strips, on peut déterminer toutes les variables nécessaires pour le calcul du facteur de rejet γ/π^0 .

5.3.3 Calcul du facteur de rejet γ/π^0

Définition du facteur de rejet γ/π^0

Le facteur de rejet γ/π^0 est défini comme le rapport de l'efficacité des coupures sur les données de photons à l'efficacité ou plus exactement le taux de pions non rejetés à partir de ces mêmes coupures.

$$R = \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\pi^0}} \quad (5.8)$$

$$\text{avec : } \epsilon_\gamma = \frac{G}{G_0} \quad \text{et} \quad \epsilon_{\pi^0} = \frac{Pi}{Pi_0}$$

Avec :

- $Pi(G)$ est le nombre de pions (photons) après l'application des coupures.
- $Pi_0(G_0)$ est le nombre de pions (photons) avant l'application des coupures (initial).

Le facteur de rejet moyen est une moyenne harmonique. Pour une segmentation donnée, le facteur de rejet R_i associé à un intervalle d'énergie est défini comme suit :

$$R_i = \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_{\pi^0}} = \frac{G/G_0}{Pi/Pi_0} \quad (5.9)$$

Le facteur de rejet moyen R calculé à partir d'efficacité moyenne s'écrit :

$$R = \frac{G/G_0}{\frac{\sum_{i=1}^n Pi}{\sum_{i=1}^n Pi_0}} \quad (5.10)$$

Or pour une segmentation en intervalles égaux appliquée sur une distribution plate (voir figure 5.18) on a :

$$\sum_{i=1}^n Pi_0 = nPi_0 \quad (5.11)$$

Donc :

$$\frac{\sum_{i=1}^n Pi}{\sum_{i=1}^n Pi_0} = \frac{\sum_{i=1}^n Pi}{nPi_0} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{Pi}{Pi_0} \quad (5.12)$$

En divisant la relation 5.10 en haut et en bas par G/G_0 , On obtient finalement :

$$R = \frac{1}{\frac{1}{n} (\sum_{i=1}^n [\frac{Pi}{Pi_0}])} = \frac{1}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}} \quad (5.13)$$

Donc le facteur de rejet moyen R (moyenne harmonique) est égale à l'inverse de la moyenne des inverses des R_i .

L'erreur sur le facteur de rejet s'exprime comme suit [2] :

$$\Delta R = \frac{1}{Pi_0 (\frac{1}{R})^2} \sqrt{Pi_0 (\frac{1}{R} (1 - \frac{1}{R}))} \quad (5.14)$$

Cette relation nous permettra de calculer l'erreur sur R .

Résultats

Nous avons vu que deux événements photons ayant la bonne énergie et la bonne distance

$$\Delta\eta = d_{\gamma_1\gamma_2}$$

entre eux, sont sommés cellule par cellule, afin de reproduire la désintégration d'un π^0 . La figure 5.19 montre une comparaison entre la distribution de la distance $\Delta\eta$ vraie (simulation de l'étude cinématique) et celle résultant d'une pré-sélection dans l'analyse des photons des

données expérimentales. On remarque que dans notre pré-sélection, on choisit des photons distants jusqu'à six strips. La figure 5.20, représente la distance $\Delta\eta$ entre les deux photons de notre pré-sélection issues des données expérimentales, en fonction de l'énergie de l'un des deux photons. Cette figure est semblable à celle résultant de notre étude cinématique (voir figure 5.17). La distance minimale du creux de la distribution est de deux strips et demi.

La masse invariante déduite des deux photons choisis pour reconstruire le pion a été calculée.

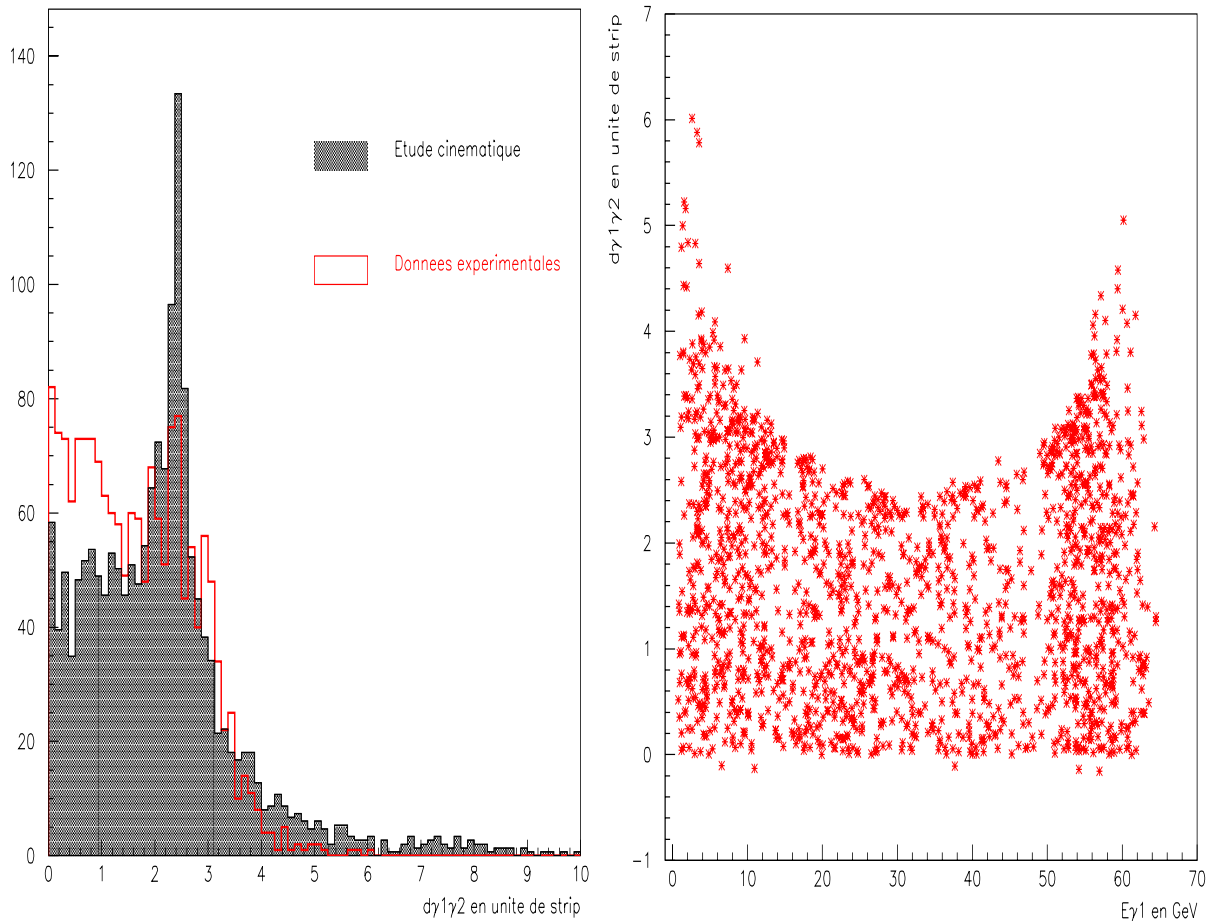


FIG. 5.19 – Distributions de la distance $\Delta\eta$ entre les deux photons calculées à partir de l'étude cinématique et à partir des deux photons de la pré-sélection dans l'analyse des données expérimentales.

FIG. 5.20 – Distance $\Delta\eta$ entre les deux photons choisis pour la reconstruction d'événements π^0 en fonction de leur énergie dans le cas des données expérimentales.

La figure 5.21 montre ce qu'on a obtenu. On remarque que la masse invariante déduite après

simulation est de l'ordre de celle du pion soit $0,132 \text{ GeV}$ au lieu de $m_{\pi^0} = 0,134 \text{ GeV}$. Toutefois, la masse invariante à partir des photons prélevés dans les données expérimentales conduit à un résultat plutôt décevant, mais prévisible dans la mesure où la granularité en ϕ du calorimètre ne permet pas de remonter à $\Delta\phi$ avec suffisamment de précision et donc à l'angle d'ouverture et par la même à la masse invariante.

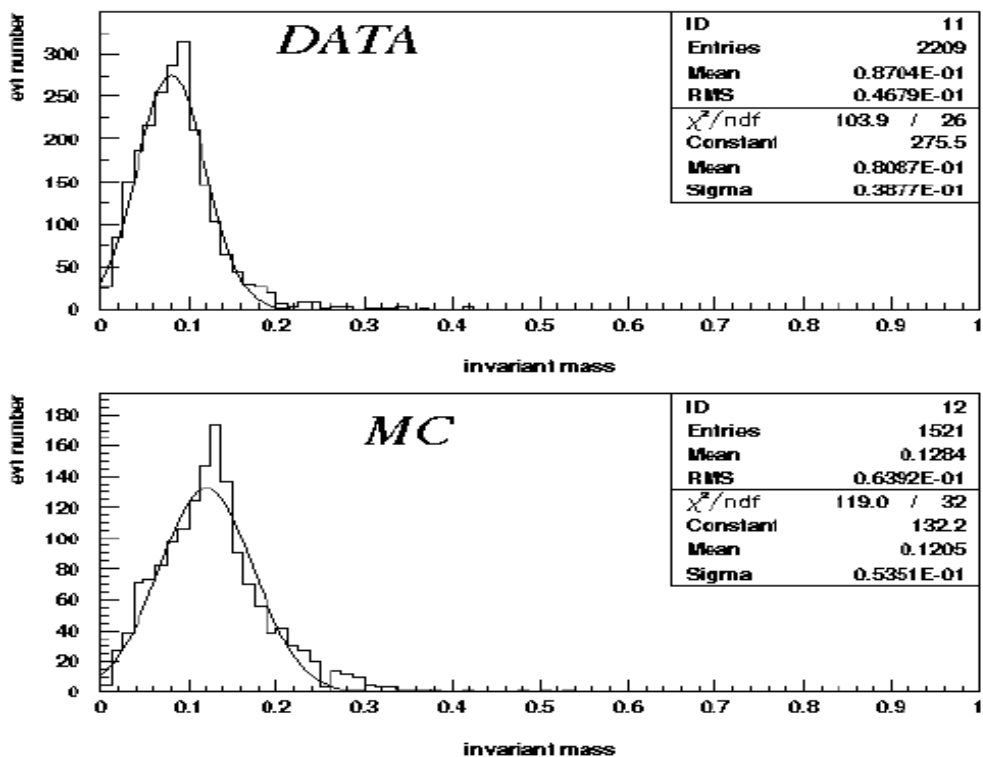


FIG. 5.21 – Masse invariante déduite des deux photons choisis pour reconstruire le pion neutre dans le cas des données expérimentales et de la simulation Monte-Carlo.

La figure 5.22 représente la distribution du rapport de l'énergie minimale des deux photons sélectionnés pour reconstruire des événements pion, sur l'énergie du pion. On remarque que cette distribution n'est pas plate comme dans le cas de la simulation (voir figure 5.23). Ceci est dû au lot de photons de données expérimentales qu'on a utilisées pour effectuer cette étude. En effet, on dispose de photons favorisant certaines énergies par rapport à d'autres. On a trois intervalles

d'énergies de photons :

- Photons de P_T de $[0,5;10]$ GeV/c : environ 2521 événements.
- Photons de P_T de $[10;40]$ GeV/c : environ 3950 événements.
- Photons de P_T de $[40;60]$ GeV/c : environ 4079 événements.

La figure 5.24 montre la distribution de l'énergie des photons disponibles dans les données expérimentales avant la sélection.

Cette différence du nombre d'événements dans les différents intervalles d'énergie des photons a

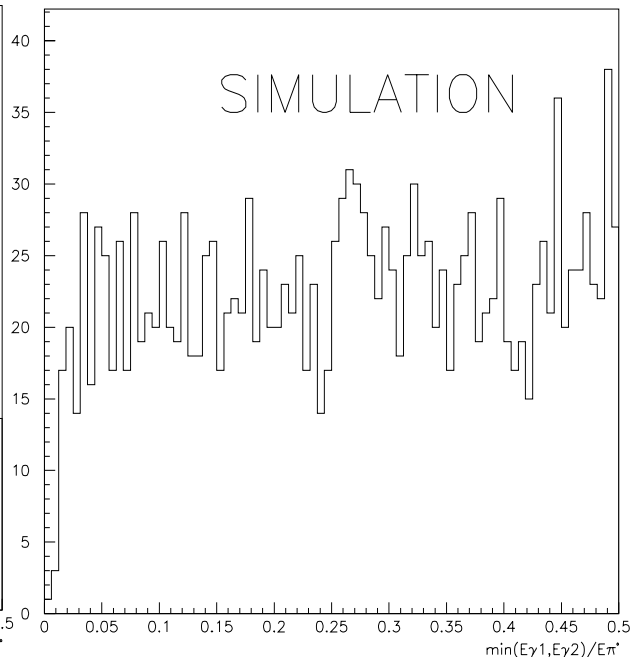
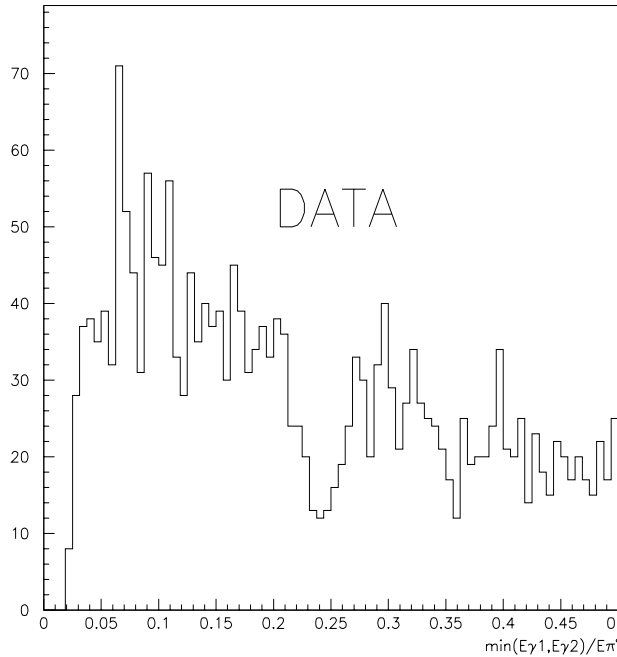


FIG. 5.22 – Distribution du rapport $\frac{\min(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})}{E_{\pi^0}}$ dans le cas des données expérimentales. FIG. 5.23 – Distribution du rapport $\frac{\min(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})}{E_{\pi^0}}$ dans le cas de la simulation.

pour effet d'introduire un biais lors du calcul de la masse invariante et par la suite dans le calcul du facteur de rejet γ/π^0 .

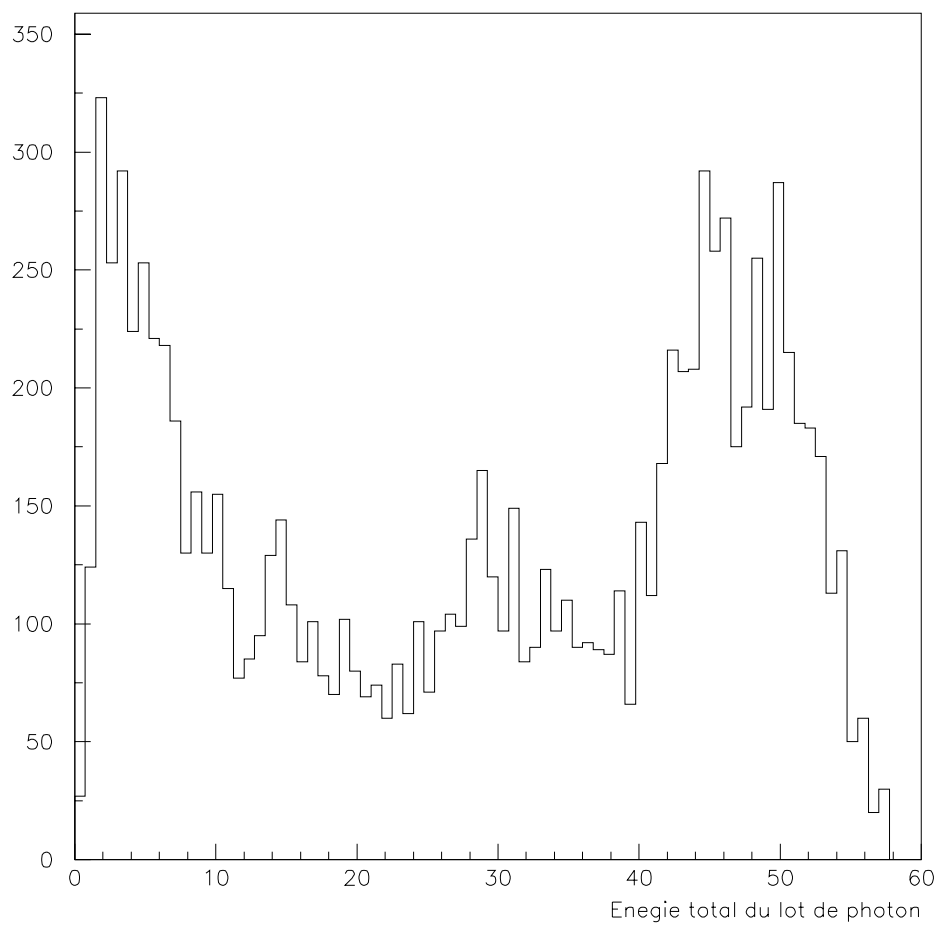


FIG. 5.24 – *Distribution de l'énergie des photons disponibles dans les données expérimentales.*

La figure 5.25 représente les distributions des différentes variables de rejet (E12max, E1Dmax, E1core, ω_{21st} et ω_{3st}) obtenues pour des photons et pour des événements pions "reconstruit" (désintégration en deux photons). Dans les deux cas nous avons utilisé des photons issus des données expérimentales. On remarque que les distributions correspondant aux pions sont plus larges et décalées par rapport à celles des photons. Cela permettra, après application de coupures appropriées, de rejeter un maximum d'événements "pions" sans trop rejeter les photons isolés.

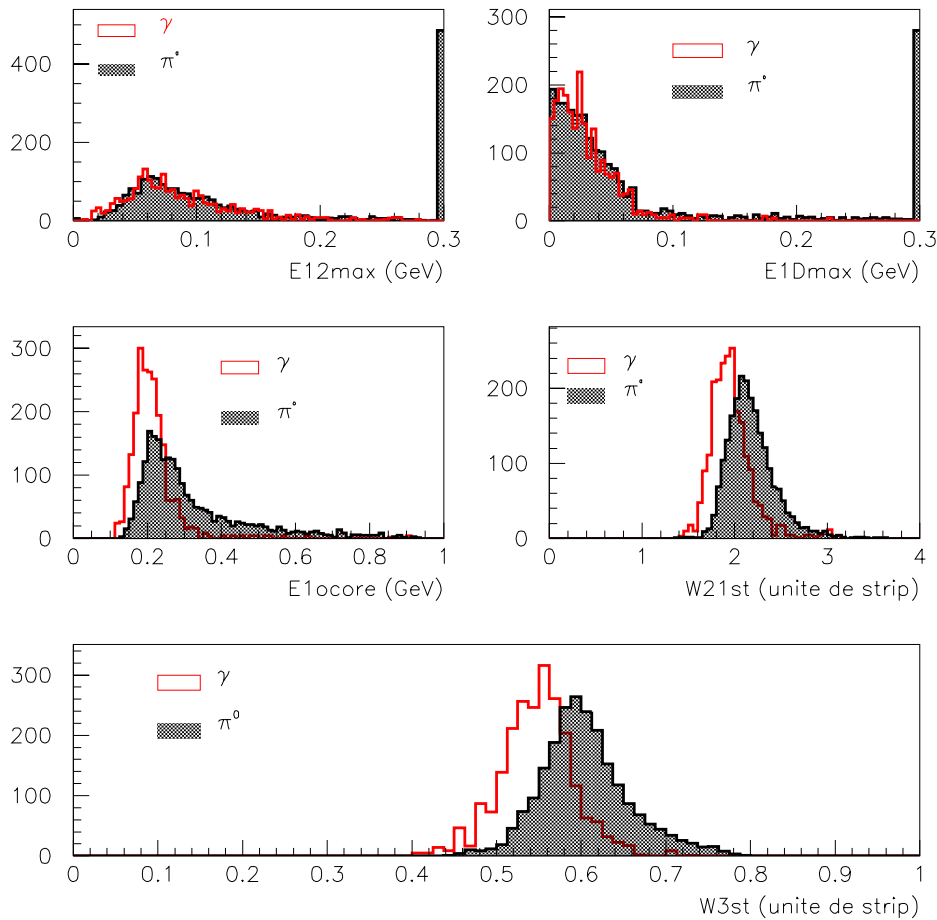


FIG. 5.25 – Distributions des variables servant au rejet des π^0 , calculées pour les photons isolés et des événements pions (désintégration en 2 photons) de $P_T = 50 \text{ GeV}/c$. Dans les 2 cas, il s'agit de photons réellement détectés à l'aide du calorimètre.

Pour calculer le facteur de rejet moyen, on commence par ajuster les coupures de telle façon que l'efficacité sur les photons soit de 83 %. Ensuite, on applique ces mêmes coupures sur les pions. En utilisant la relation 5.8, on déduit le facteur de rejet pour une valeur du rapport $\frac{Pt_\gamma}{Pt_{\pi^0}}$ donnée. La figure 5.26 montre l'évolution du facteur de rejet en fonction du rapport $\frac{Pt_\gamma}{Pt_{\pi^0}}$. Ces résultats sont obtenus en utilisant les photons issus des données expérimentales et vérifiant les conditions suivantes (se reporter à la figure 5.26 histogrammes de gauche):

1. Données sans convertisseur + analyse avec la méthode de parabole (étoiles).
2. Données sans convertisseur + analyse avec la méthode du filtrage optimal (carrés).
Le but de ces deux premières études est d'évaluer l'effet du bruit électronique sur le facteur de rejet.
3. Données avec convertisseur + analyse avec la méthode de filtrage optimal (triangles) : le but de cette nouvelle étude est de connaître l'effet dû aux événements multiphotons.
4. Données avec convertisseur + analyse avec la méthode du filtrage optimal + correction de l'effet de diaphonie (cercles).

Sur la même figure, histogramme de droite, on a représenté le facteur de rejet en utilisant des photons de simulation et en introduisant ensuite l'effet de diaphonie. Le but de cette dernière étude est de permettre une comparaison directe avec la simulation.

Données expérimentales	R (efficacité des $\gamma = 83\%$)
Sans convertisseur et avec la méthode de parabole	1.82 ± 0.04
Sans convertisseur et avec la méthode de filtrage optimal (OF)	2.04 ± 0.04
Avec convertisseur et avec OF	2.55 ± 0.04
Avec convertisseur + OF + correction de 4,1% de diaphonie	3.23 ± 0.05
Simulation Monte-carlo	$\langle R \rangle$ (efficacité des $\gamma = 83\%$)
Avec bruit électronique et en introduisant 4,1 % de diaphonie	2.67 ± 0.07
Avec bruit électronique	3.39 ± 0.07

TAB. 5.1 – *Facteur de rejet moyen pour une efficacité de détection des photons de 83%.*

Dans le tableau 5.1 on a reporté le facteur de rejet moyen pour l'ensemble des cas mentionnés ci-avant.

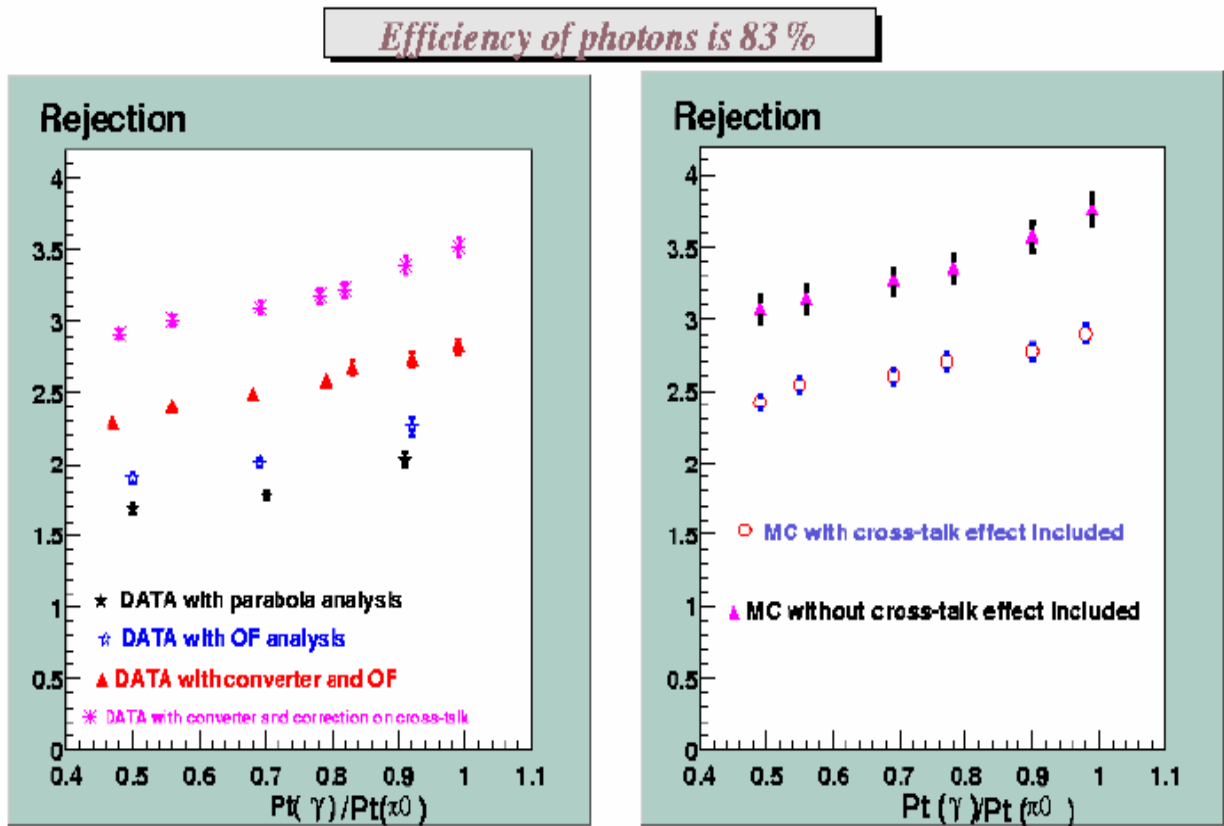


FIG. 5.26 – Facteur de rejet γ/π^0 en fonction du rapport $\frac{Pt_\gamma}{Pt_{\pi^0}}$.

On remarque que la méthode d'analyse (parabole ou filtrage optimal) a un effet perceptible de 0,22 sur le facteur de rejet moyen. La méthode du filtrage optimal a pour effet d'optimiser le rapport signal/bruit (voir chapitre 4) et sera donc d'autant plus convaincante que le signal sera petit, ce qui est le cas de cette étude. De plus on gagne un facteur de 0,51 (donc non négligeable) en utilisant le convertisseur. Quand on corrige les données de l'effet de diaphonie, la valeur du facteur de rejet moyen augmente de 0,68, ce qui conduit à une valeur finale après correction de tous ces effets de $3,23 \pm 0,05$. La comparaison directe avec la simulation montre une légère différence de 0,16 en faveur de la simulation.

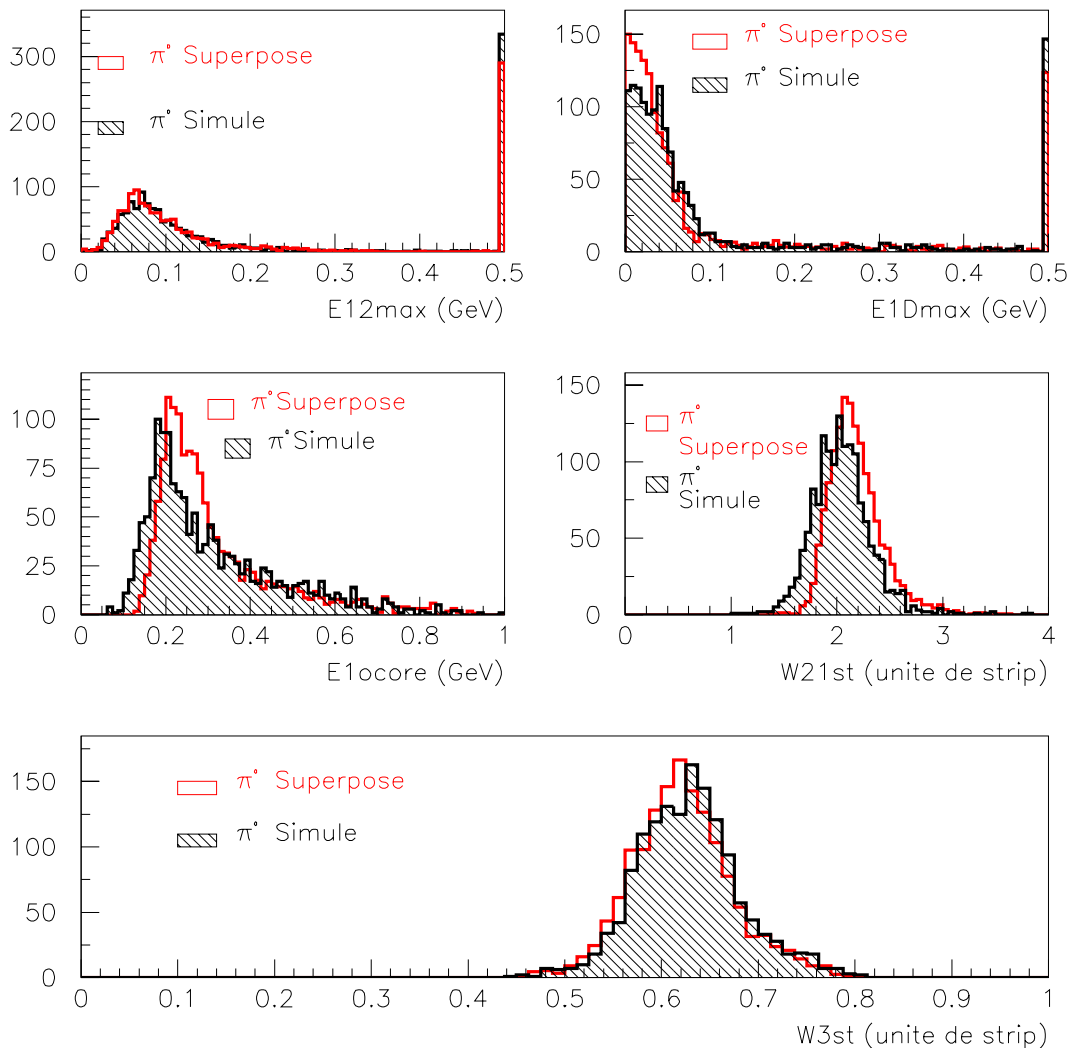


FIG. 5.27 – Distributions des variables servant à rejeter les pions "reconstruits" à partir de deux photons issus des données expérimentales et les pions directement simulés à $P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$.

La figure 5.27 montre ce qu'on obtient lorsqu'on compare les pions reconstruits à partir des photons issus des données avec les pions directement simulés. On remarque une légère différence entre les distributions, par exemple sur la variable E1core, cette différence est de 0,04 et pour la variable ω_{21st} , elle est de 0,2. Ces différences peuvent être attribuées au bruit électronique, sur-estimé lorsqu'on reconstruit le pion à partir de deux photons. En effet, lorsqu'on somme les deux photons cellule par cellule pour reconstruire le pion, la contribution due au bruit électronique

elle aussi est directement sommée. Cela conduit à une surestimation du bruit. Evidemment, il est impossible dans les données de séparer la contribution due au bruit de celle du signal proprement dit.

La figure 5.28 montre la même comparaison avec des pions reconstruits à partir de photons de simulation Monte-carlo et les pions simulés directement. On remarque de très légères différences sur les mêmes variables, qui sont dues au même effet. Dans le cadre de cette thèse aucune correction n'a été apportée à cet effet.

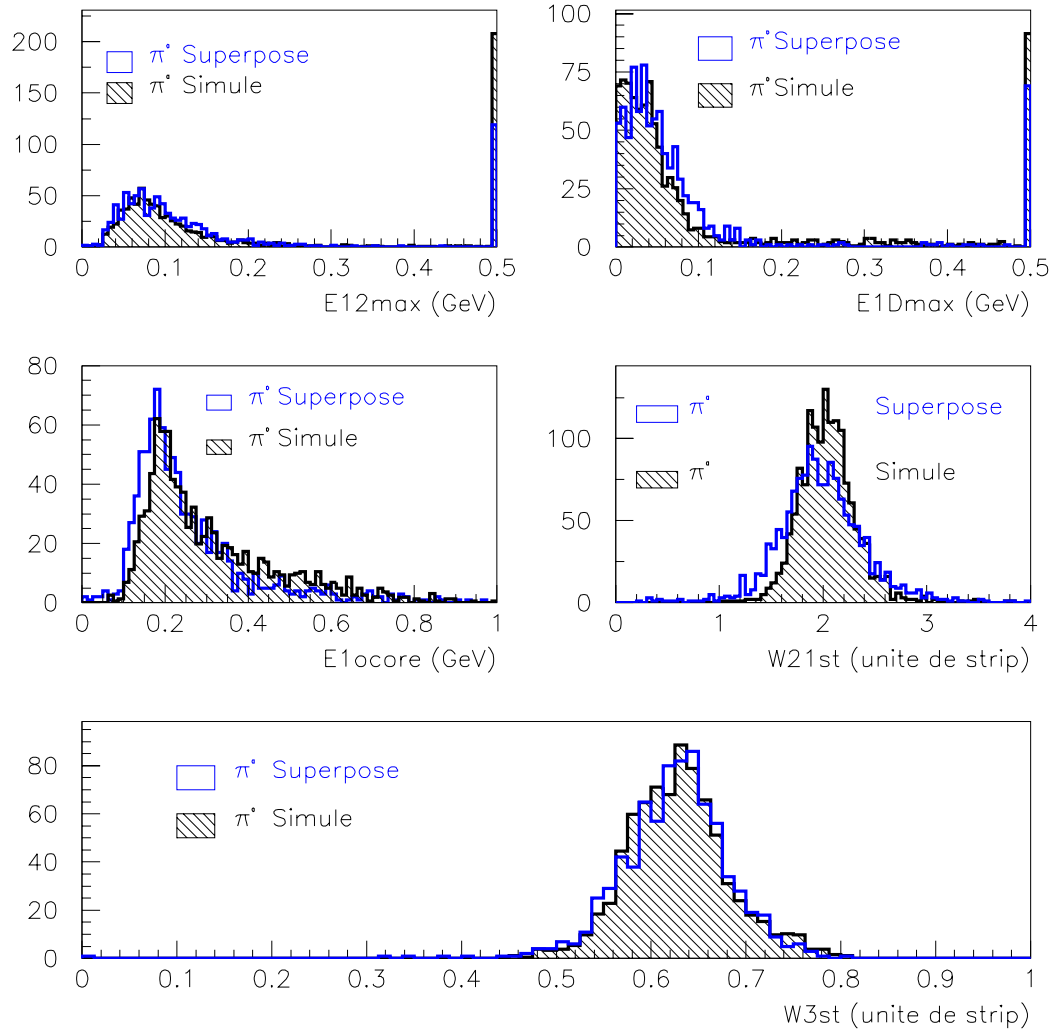


FIG. 5.28 – Distributions des variables servant à rejeter les pions "reconstruits" à partir de deux photons de simulation et des pions directement simulés à $P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$.

Pour détecter un boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, on espère un facteur de rejet de l'ordre de 3 pour une efficacité après coupures pour les photons isolés de 90 % [1]. La figure 5.29

donne le facteur de rejet moyen pour 90 % d'efficacité γ , en utilisant des photons issus des données avec convertisseur et dans les conditions suivantes : utilisation de la méthode du filtrage optimal avec correction de la diaphonie. Cette figure montre aussi l'évolution du facteur de rejet en fonction de $P_T(\gamma)/P_T(\pi^0)$ dans le cas de la simulation Monte-Carlo en 2 étapes : 1) simulation de la désintégration du π^0 en 2 photons, 2) substitution des 2 photons ainsi obtenus par des événements photons simulés dans le calorimètre. Le facteur de rejet moyen est de 2,5 dans le cas de données expérimentales, il est de 2,75 quand utilise des photons issus de la simulation. La différence entre les deux résultats est sans doute redevable à la présence d'événements multiphotons dans nos données malgré les coupures. Le facteur de rejet moyen a aussi été calculé dans le cas de l'utilisation des pions simulés directement. La figure 5.30 montre qu'il existe une très petite différence de 0,07 entre les résultats de simulation directe des pions et ceux obtenus en utilisant des pions reconstruits à partir de photons de simulation. Les deux types de simulation conduisent donc aux mêmes résultats.

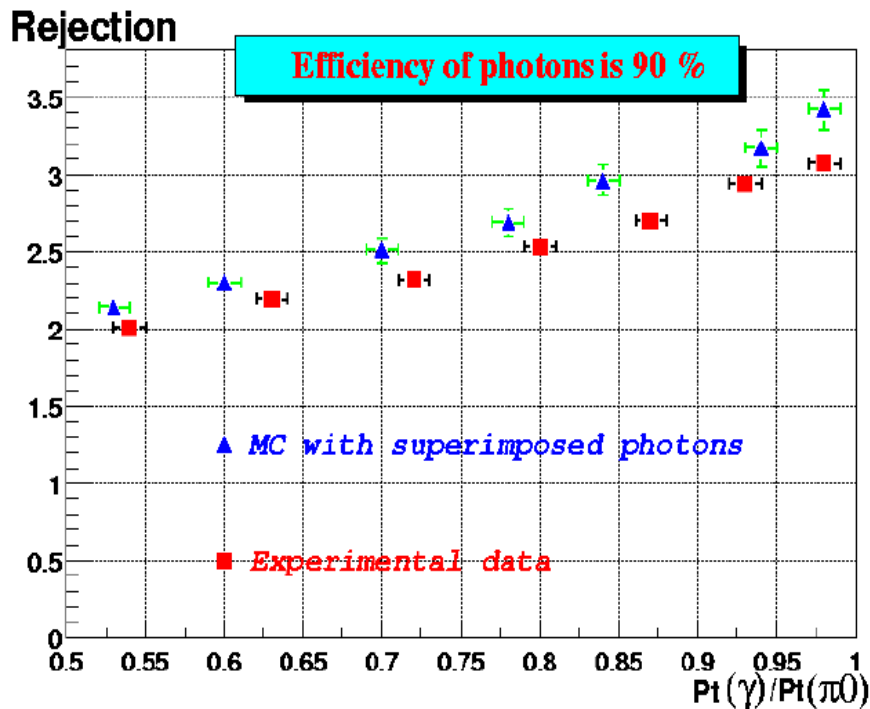


FIG. 5.29 – Facteur de rejet en fonction de $P_T(\gamma)/P_T(\pi^0)$ dans le cas des données expérimentales et de la simulation Monte-carlo.

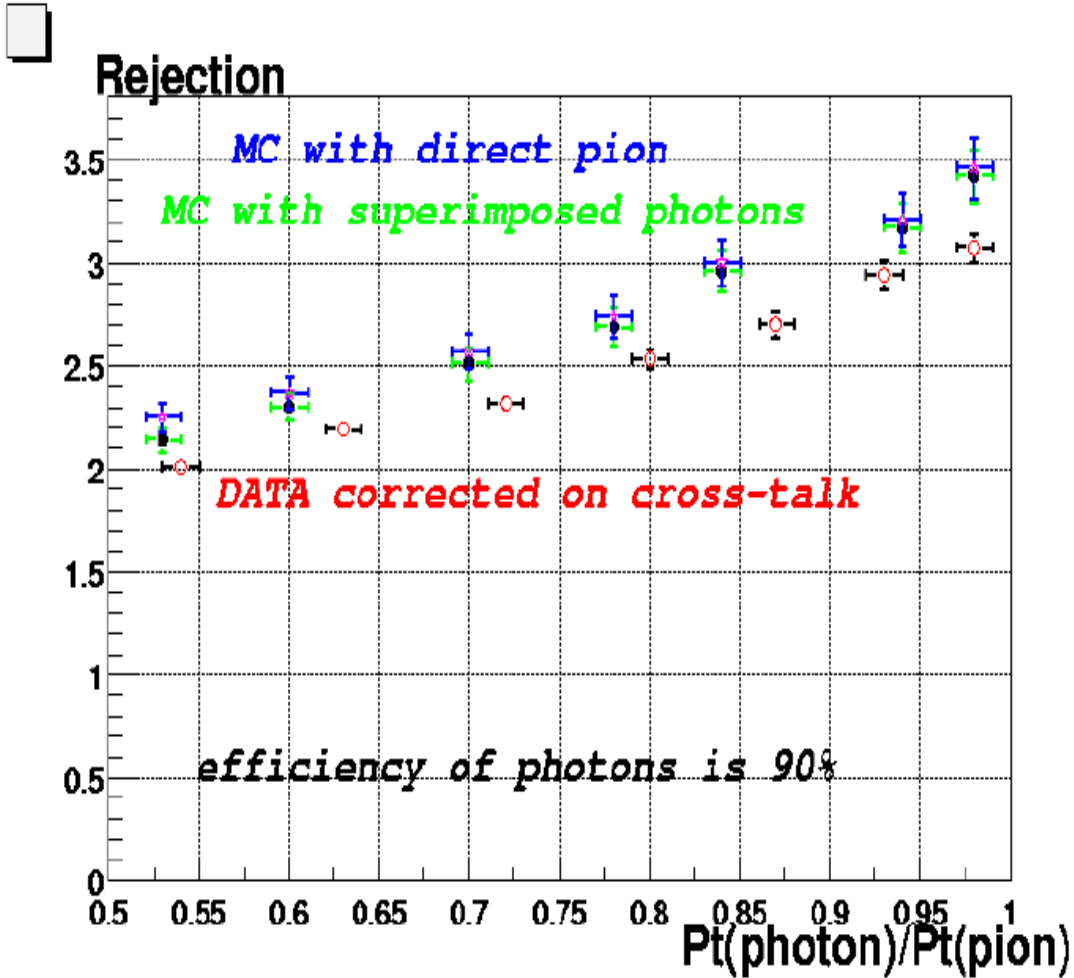


FIG. 5.30 – Facteur de rejet en fonction de $P_T(\gamma)/P_T(\pi^0)$ en utilisant: 1) les photons des données expérimentales, 2) la simulation Monte-Carlo avec substitution par des photons issus des données, 3) la simulation directe des pions.

5.4 Étude de la séparation γ/π^0 en fonction de l'angle α

5.4.1 Définition de l'angle α

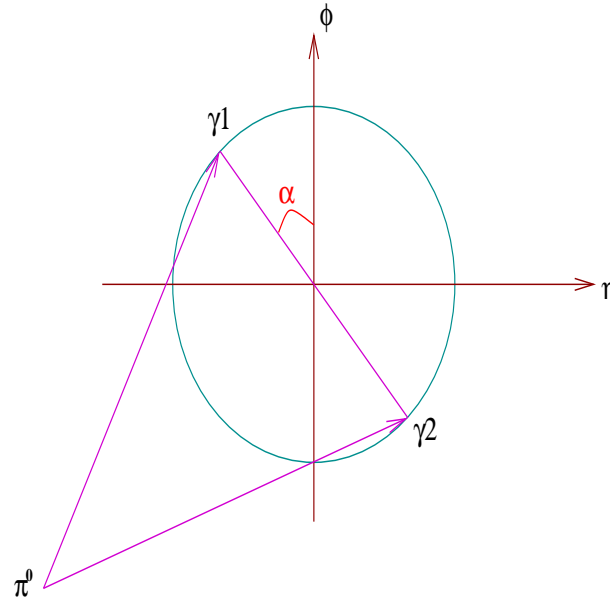


FIG. 5.31 – Schéma montrant la désintégration d'un pion en deux photons; α est l'angle formé par le segment $[\gamma_1\gamma_2]$ et l'axe ϕ .

On définit α comme étant l'angle entre le plan contenant les deux photons de désintégration d'un π^0 et l'axe ϕ , voir figure 5.31.

La figure 5.32 montre la distribution $(\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2})$ versus $(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2})$ des deux photons provenant de la désintégration d'un pion neutre de $P_T = 50 \text{ GeV}/c$ et dont la direction pointe vers $\eta = 0,7$.

La figure 5.33 du haut montre la distribution de l'angle α . Pour des raisons de symétrie nous avons représenté cette distribution uniquement dans le premier quadrant, l'angle α variant de 0 jusqu'à 90° . Dans la figure 5.33 du bas on remarque que la valeur de l'angle α augmente quand la valeur de la distance $\Delta\eta$ entre les deux photons issus de la désintégration d'un pion neutre croît. Ceci nous donne déjà une idée du comportement du facteur de rejet R en fonction de l'angle α . Par exemple pour $\alpha > 50^\circ$, la séparation entre les 2 photons sera beaucoup plus aisée.

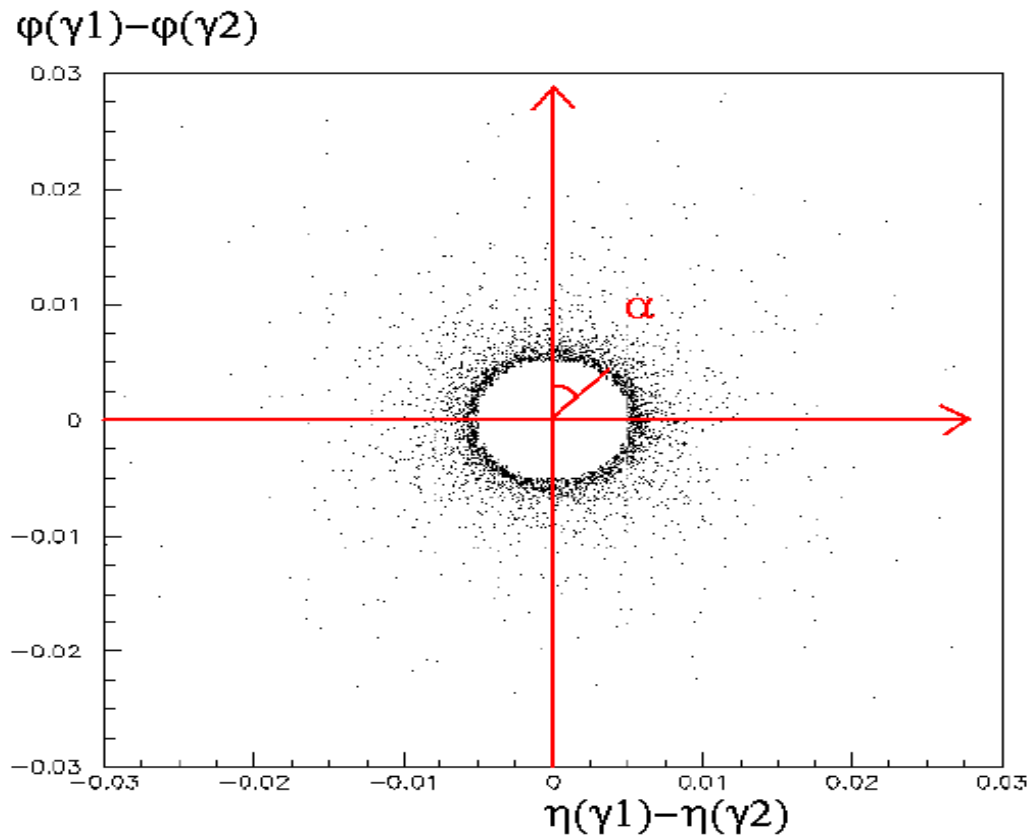


FIG. 5.32 – *Distribution de la différence entre les positions en ϕ des deux photons provenant de la désintégration d'un pion neutre, en fonction de la différence de leur position en η .*

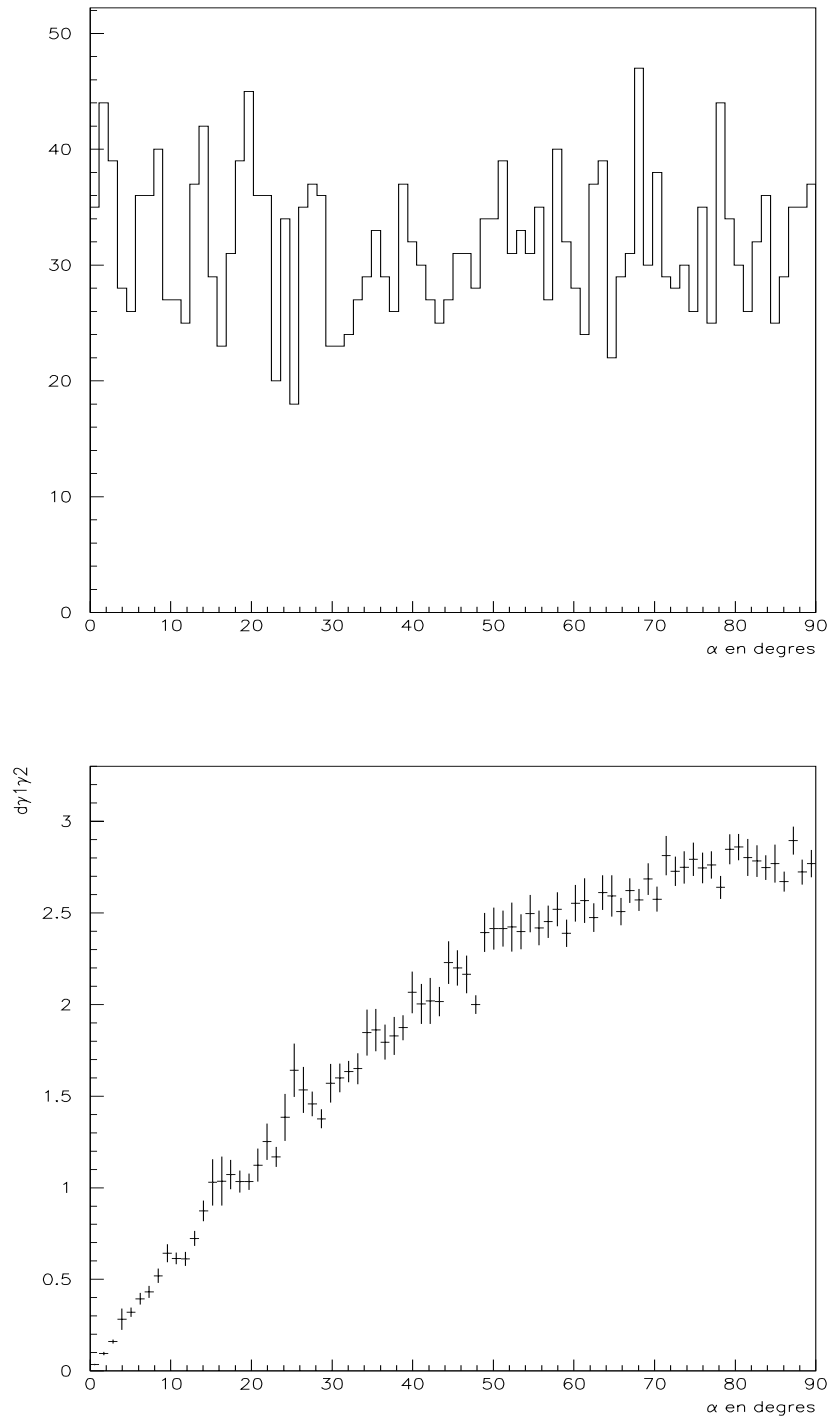


FIG. 5.33 – En haut : Distribution de l'angle α . En bas : $(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2})$ moyen en unite de strips, en fonction de l'angle α .

5.4.2 Résultats

Dans ce paragraphe, le facteur de rejet est calculé en fonction de l'angle α .

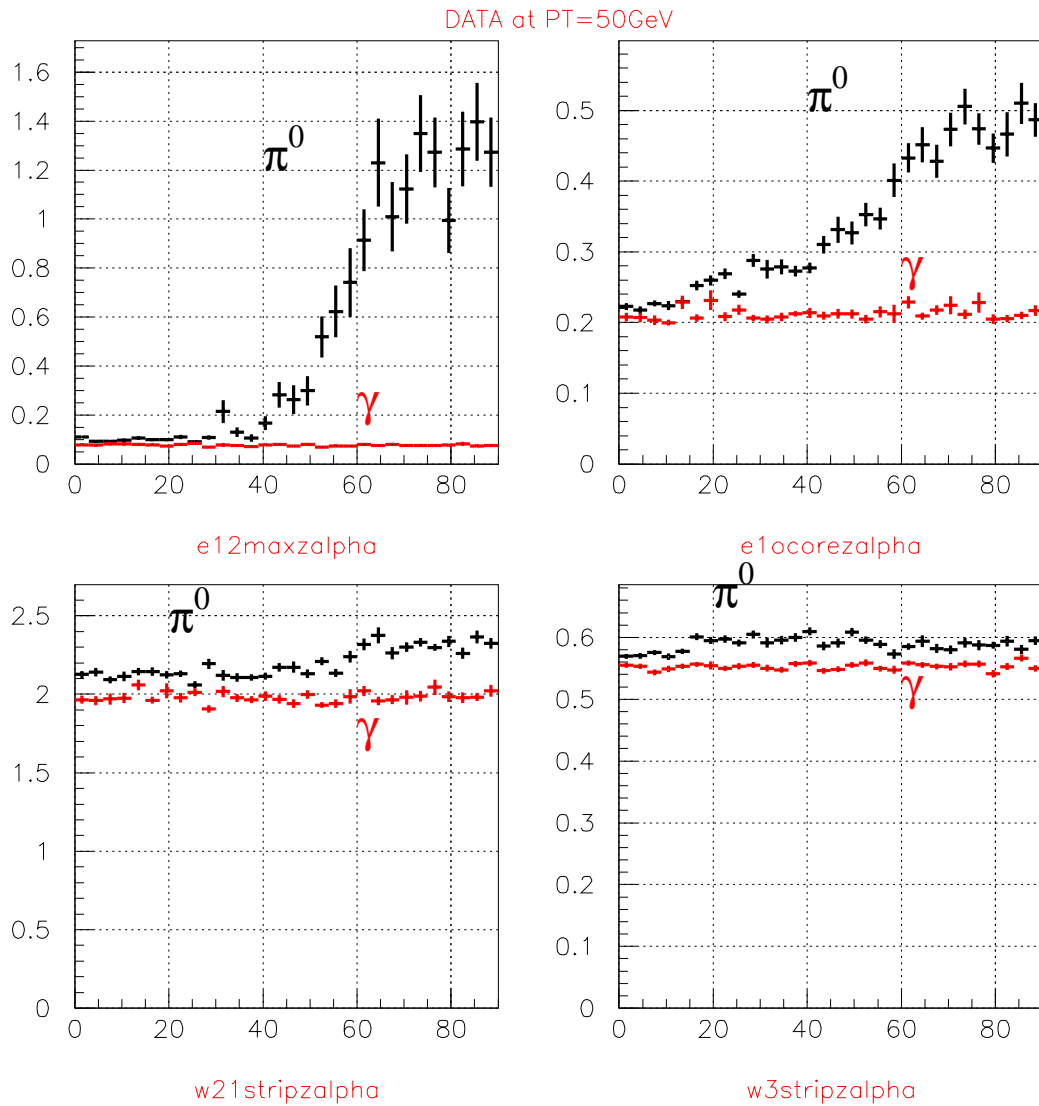


FIG. 5.34 – Quelques variables servant au rejet des π^0 en fonction de l'angle α , pour les pions "reconstruits" et les photons isolés.

La figure 5.34 représente la distribution des variables servant au rejet des π^0 en fonction de l'angle α pour le signal π^0 reconstruit et des photons isolés de $P_T = 50 \text{ GeV}/c$. Dans les deux cas les photons proviennent des données expérimentales.

On remarque pour les variables E12max, E10core et la largeur de la gerbe dans 21 strips (ω_{21st}) que la séparation γ/π^0 devient plus importante quand $\alpha > 40^\circ$.

- Dans le cas où $\alpha = 0^\circ$, c'est-à-dire $d_{\gamma_1\gamma_2} = 0$ ($\eta_{\gamma_1} = \eta_{\gamma_2}$), les photons et les pions se superposent. Rien ne permet alors d'identifier l'origine du ou des photons (photon simple ou photons issus de la désintégration d'un π^0). Or dans la figure 5.34 on remarque que nos variables de rejet calculées pour les π^0 et les γ ne commencent pas à partir du même point. Ceci est peut être expliqué par l'effet du bruit électronique. En effet, on a vu que lors de la reconstruction du π^0 , on somme deux fois donc de manière excessive le bruit. Le facteur de rejet dans ce cas particulier est égale à 1. Voir figure 5.35.
- Quand $0 < \alpha < 40^\circ$, les photons commencent à être un peu mieux séparés des pions reconstruits, mais pas suffisamment pour donner un bon facteur de rejet. R est alors compris entre 1 et 2,4 si l'on utilise des photons issus des données expérimentales.
- Quand $\alpha > 40^\circ$, les deux photons provenant de la désintégration d'un π^0 sont bien séparés et conduisent à un facteur de rejet supérieure à 3.

La figure 5.35 représente le facteur de rejet en fonction de l'angle α lorsqu'on utilise les données expérimentales¹, et la simulation Monte-Carlo avec substitution par des photons simulés et lorsqu'on utilise des pions directement simulés. On trouve un assez bon accord entre les différents résultats.

1. En fait simulation de la désintégration d'un π^0 avec substitution par des photons issus des données expérimentales

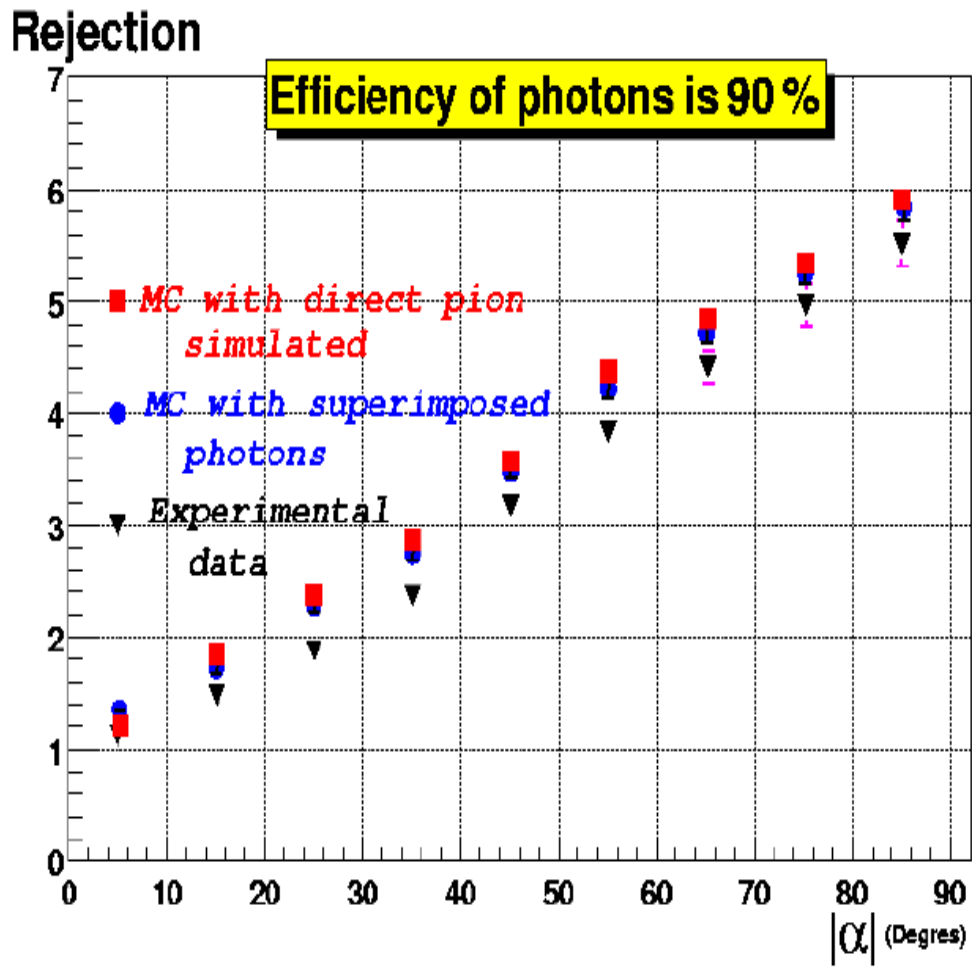


FIG. 5.35 – Facteur de rejet en fonction de l'angle α ($P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0,7$).

5.5 Conclusion

L'analyse des données en photons a permis de mieux comprendre le fonctionnement du calorimètre électromagnétique. Les effets dus au bruit électronique, à la diaphonie entre cellule adjacentes, et à la présence d'événements multiphotons ont pu être évalués. Après corrections, étape par étape, des contributions de chacun de ces effets, les résultats ont été comparés à ceux déduits d'une simulation du dispositif expérimental. L'accord s'avère alors relativement bon.

Une étude du facteur de rejet γ/π^0 a alors pu être menée. Pour une efficacité de détection des photons de 90 % (83 %) elle conduit à un facteur de rejet moyen de 2,5 (3,23) très légèrement inférieur aux prédictions de la simulation 2,75 (3,39).

Une analyse du facteur de rejet en fonction de l'angle α montre que pour une efficacité de détection des photons de 90 % et une valeur de α supérieur à 40° , la valeur du facteur de rejet moyen est supérieure à 3. cette étude nous a permis de vérifier l'accord entre les données expérimentales et la simulation Monte-carlo et de comprendre l'effet des différents variables.

Bibliographie

- [1] ATLAS Calorimeter Performance, Technical Design Report, ATLAS Collaboration, CERN/LHCC/96-40, (paragraphe 4.2).
- [2] Thèse d'OLIVIER LINOSSIER. Évaluation du potentiel d'ATLAS pour la recherche des bosons de Higgs de masses intermédiaires et test en faisceau d'un prototype de calorimètre électromagnétique. LAPP 1997.
- [3] EMTB User Guide,
<http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQUARGON/TESTBEAM/EMTB.HTML>
- [4] Photon Identification with the ATLAS Detector. ATL-PHYS-99-016.(ATL-COM-PHYS-99-011).
- [5] Status of the ATLAS calorimetry simulation for the TP in DICE. ATLAS internal note, SOFT-NO16; 22 december 94.
- [6] Material between the presampler and the EMB module 0. ATL-LARG-2001-002. 08/01/2001.
- [7] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Group, Nucl. Instr. and Methods A500(2003)202.
- [8] Simulation and optimization of ATLAS electromagnetic calorimeter : γ/π^0 separation. Daniel Froidevaux, Fabiola Gianotti. CAL-NO-72. 24 Fevrier 1995.

Conclusion générale

Le travail de cette thèse est subdivisé en deux parties, toutes deux concernant le calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS.

Dans la première partie j'ai détaillé les tests effectués sur les secteurs du pré-échantillonneur d'ATLAS au LPSC. En effet, on a construit, testé et validé 41 secteurs. Pour cela, toute l'équipe ATLAS du LPSC, c'est-à-dire 8 physiciens et 12 techniciens ont participé à cette tâche. Pendant toute cette période d'assemblage et de tests, on s'est heurté à des problèmes plus ou moins importants auxquels on a pu apporter des solutions appropriées.

Les mesures de bruit (assez difficiles) qui n'étaient pas véritablement "obligatoires" nous ont néanmoins contraint à maintenir tout le dispositif électronique à un niveau de performance assez élevé (mesures de courant avec une précision de quelques nano-ampères pour un secteur de plus de 3 m de long). Les problèmes de cryogénies, bouchons dans les conduites par exemple, ont nécessité plusieurs réparations, interrompant momentanément les prises de données. Ces tests étaient absolument nécessaires, ne serait-ce que pour vérifier la tenue à haute tension et à basse température des modules. Le système d'étalonnage de chaque module a pu être contrôlé à température ambiante mais aussi à température cryogénique (77 K).

Enfin, notons qu'un secteur est équipé d'environ 2500 résistances de protection à la HT, exigeant une qualité des soudures de quelques dix millièmes, et qui donc seraient, malgré tous les soins que l'on peut apporter, matériellement irréaliste sans tests de validation. Ces tests ont donc entraîné de multiples petites réparations qui assurent aujourd'hui une finition presque "parfaite" des secteurs.

Dans la deuxième partie, j'ai pris part à l'analyse des données du faisceau test du module 0 du calorimètre et des deux secteurs de pré-échantillonneurs associés. Dans un premier temps, je me suis attachée à comprendre le fonctionnement du calorimètre électromagnétique vis-à-vis des électrons puis des photons. Par exemple, on a pu remarquer que l'effet de diaphonie (4,16 %) entre cellules adjacentes n'était pas négligeable. La correction a été introduite dans ce travail de thèse. Les comparaisons entre la simulation Monte-Carlo et les résultats expérimentaux montrent un bon accord. Ensuite, on a reconstruit des pions neutres en se basant sur les résultats

de l'étude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et en remplaçant les photons ainsi obtenus par des événements photons issus des données expérimentales.

Cette étude a permis d'estimer le facteur de rejet γ/π^0 . Il est en effet indispensable de rejeter les événements π^0 qui peuvent être confondus avec un photon provenant de la désintégration du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dans un domaine de masse du Higgs compris entre 95 et 150 GeV. Ce mode est par ailleurs le plus probant pour l'observation de cette particule. La maîtrise des coupures qui conditionnent le taux de rejet des π^0 et l'efficacité de détection des γ est donc capitale, d'autant que les dernières prédictions du LEP laissent envisager pour le boson de Higgs une masse de 115 GeV, située exactement dans le domaine considéré. On trouve un facteur de rejet de 2,5 (3,23) pour une efficacité de détection des photons de 90 % (83 %) et qui est à comparer aux résultats de la simulation, soit 2,75 (3,39).

Les résultats de la méthode de reconstruction des pions neutres à partir de photon simulés a été comparée aux résultats d'une simulation directe des pions neutres. On trouve un bon accord qui corrobore la méthode utilisée dans laquelle les photons simulés sont remplacés par des photons issus des données expérimentales.

Le facteur de rejet γ/π^0 a aussi été calculé en fonction de l'angle entre la direction η des strips et le plan contenant les 2 photons de désintégration du pion (angle α). Un facteur de rejet supérieur à 3 est obtenu lorsque l'angle α dépasse 40° pour une efficacité de détection des photons de 90 %.

Annexe A

L'organisation internationale du CERN

Présentation du CERN

Le CERN: le Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, fut créé en 1954 par une convention entre 12 états européens. Cette convention a pour but de mettre en commun les moyens humains, techniques et financiers de chaque pays afin de concevoir et d'utiliser de grands instruments pour la physique nucléaire et la physique des particules. Il est financé par 20 états membres.

Le CERN emploie aujourd'hui environ 2900 fonctionnaires permanents et accueille six mille cinq cent visiteurs scientifiques qui représentent 500 universités ou instituts et plus de 83 nationalités.

Les plus grandes réussites du CERN

Depuis sa création, le CERN a fait de nombreuses découvertes importantes pour lesquelles les scientifiques du CERN ont reçu des distinctions prestigieuses comme le prix nobel obtenu en 1984 par **Carlo Rubbia** et **Simon Van der Meer** pour leurs contributions décisives à l'expérience qui a conduit à la découverte des particules W^\pm et Z^0 , médiateurs de l'interaction faible. Moins de dix ans après, **Georges Chapak** recevait le prix nobel de physique en 1992 pour l'invention de la chambre proportionnelle multi-fils.

À la fin de 1990, **Tim Berners-Lee** et **Robert Cailliau**, informaticiens du CERN inventèrent le World Wide Web. À l'origine, la toile ou le web, comme on le surnomme, fut conçu et développé pour répondre au besoin de partage automatique d'informations entre les scientifiques travaillant dans différentes universités et instituts du monde. Aujourd'hui le WWW est utilisé par des millions de personnes et dans tous les domaines.

Table des figures

1.1	Forme du potentiel $V(\varphi)$ en fonction du champ φ . à gauche $\mu^2 > 0$, à droite $\mu^2 < 0$.	6
1.2	Couplages du bosons de Higgs aux bosons de jauge et aux fermions	10
1.3	Couplage du boson de Higgs aux photons.	11
1.4	Les corrections radiatives sur la masse du bosons de Higgs	13
1.5	Diagrammes de Feymann pour le processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$	19
1.6	Mécanisme de bjorken.	21
1.7	Mode de production du boson de Higgs associé avec un photon dans l'état final. .	22
1.8	Principaux processus de production du Higgs au LHC.	25
1.9	La section efficace de la production du Higgs au LHC en fonction de sa masse. .	26
1.10	Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs.	27
1.11	Section efficace de la production des Higgs à $tg(\beta) = 30$	29
2.1	Implantation du LHC au CERN	34
2.2	Future LHC et ses détecteurs	35
2.3	Le détecteur ATLAS	40
2.4	Le détecteur interne d'ATLAS	41
2.5	Vue d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	43
2.6	Coupe transversale (R,ϕ) d'un module du calorimètre EM	44
2.7	Segmentation radiale du calorimètre EM à $\eta = 0$	45
2.8	Vue d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	47
2.9	Estimation de la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	48
2.10	Vue d'un secteur du calorimètre hadronique à "tuiles scintillantes" d'ATLAS . .	49
2.11	Ségmentation du bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS	50
2.12	Vue 3D du spectromètre à muons d'ATLAS montrant les quatres chambres . . .	52
2.13	Vue du système d'aimants toroïdaux supraconducteurs d'ATLAS	53
3.1	Quantité de matière présente devant le calorimètre électromagnétique.	60

3.2	Dessins techniques de deux secteurs du pré-échantillonneur d'ATLAS placés sous un module du calorimètre électromagnétique.	61
3.3	Vue d'un secteur du pré-échantillonneur.	61
3.4	Photographie d'un module du type 3 du pré-échantillonneur central d'ATLAS. . .	63
3.5	Composition des électrodes : à gauche les anodes et à droite les cathodes.	64
3.6	Structure d'une anode de type 3.	65
3.7	Structure d'une cathode de type 3.	66
3.8	Photographie d'un module équipé d'une carte mère.	66
3.9	schéma des différentes couches composant les cartes-mères.	67
3.10	Photographie d'un secteur avec son câblage.	68
3.11	Photographie du banc de test à l'ISN-Grenoble.	69
3.12	Schéma montrant la numérotation des voies dans les 8 modules d'un secteur du pré-échantillonneur.	72
3.13	Forme du signal triangulaire injecté (ligne bleue) et les réponses mesurée et calculée (ligne noir).	73
3.14	Résultats des tests du secteur 22 à température ambiante	75
3.15	Résultats des tests du secteur 22 à 77 K	76
3.16	Photographie de la première roue montée au CERN. Les 32 secteurs du pré-échantillonneur couvrent la surface interne de la roue.	77
4.1	Photos de l'insertion du module 0 dans le cryostat test au CERN	81
4.2	Schéma de la ligne H8. Les scintillateurs sont notés S et les chambres de faisceau sont notées BC.	82
4.3	Échantillonnage à 40 MHz du signal en sortie du module de mise en forme. . . .	84
4.4	Schéma électronique du système d'étalonnage et de lecture des signaux.	84
4.5	Schéma montrant la matrice de détection choisie.	86
4.6	Comparaison entre données et simulation des fractions d'énergie déposée dans les "strips" pour des électrons de 50 GeV.	87
4.7	La largeur de la gerbe (en unité de strips) en fonction de $\Delta\eta$ (voir texte) pour des électrons de 50 GeV.	88
4.8	La largeur de la gerbe (en unité de strips) pour des électrons de 50 GeV.	89
4.9	En haut : largeur de la gerbe dans 3 strips après correction, en bas : largeur de la gerbe dans 21 strips. Les données expérimentales et les résultats de simulation correspondent à des électrons de 50 GeV. Les cercles représentent les données expérimentales et les carrés représentent la simulation.	90

4.10	Schéma de principe montrant l'effet de diaphonie entre les cellules de détection (strips) du calorimètre électromagnétique. La direction des flèches montre le passage de 4,16 % du signal d'une cellule donnée à sa voisine.	91
4.11	La largeur de la gerbe dans 3 strips. À gauche : dans le cas de la simulation avant et après inclusion des 4,16 % de diaphonie. À droite : dans les données et dans la simulation après inclusion de l'effet de diaphonie.	92
4.12	Largeur de la gerbe dans 3 strips en fonction de la fraction de l'énergie déposée dans les strips pour les données expérimentales (cercles) et pour les résultats de la simulation (carrés).	93
4.13	Schéma montrant le dispositif expérimental utilisé pour produire les photons. . .	94
4.14	Fraction d'énergie mesurée dans les strips correspondant aux données expérimentales et aux résultats de la simulation pour des photons.	96
4.15	Largeur de gerbe en fonction de la fraction d'énergie mesurée correspondant aux données (cercles) et la simulation (carrés) pour des photons. En haut : dans 3 strips. En bas : dans 21 strips.	97
4.16	Largeur de gerbe dans 3 strips en fonction de la fraction d'énergie mesurée pour les données (cercles) et pour la simulation après inclusion de la diaphonie dans le cas des photons (carrés).	98
5.1	Diagramme montrant l'origine du bruit irréductible dans la détection d'un Higgs dans le canal à deux photons.	104
5.2	Exemple d'un événement correspondant à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de trouver l'énergie du deuxième maximum et de calculer la variable E1Dmax. . .	105
5.3	Exemple d'un événement correspondant à la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de calculer la variable E1ocore.	105
5.4	Énergie totale mesurée dans le module du calorimètre.	106
5.5	En haut : énergies mesurées pour les photons et les électrons. En bas : figure montrant la corrélation entre l'énergie de l'électron et celle du photon.	107
5.6	Énergie des électrons dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique. 108	
5.7	Énergie des photons dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique. 108	
5.8	Distribution des variables dans les strips pour des électrons de 50 GeV.	109
5.9	Distribution des variables dans les strips pour des photons de 50 GeV.	109
5.10	Variables utilisées pour calculer le facteur de rejet γ/π^0 dans le cas de la simulation avec du bruit électronique (histogrammes hachés) et sans bruit électronique (histogrammes vides) pour $0 < Pt_\gamma < 50 GeV/c$, $\eta = 28$ et $\phi = 10$	110

5.11	Variables utilisées pour calculer le facteur de rejet γ/π^0 dans le cas de la simulation en introduisant l'effet de la diaphonie entre cellules (histogrammes vides) et sans diaphonie (histogrammes hachés) à $0 < Pt_\gamma < 50 GeV/c$, $\eta = 28$ et $\phi = 10$. Dans les 2 cas, nous avons pris en compte le bruit électronique.	110
5.12	Variable E_{12max} dans le cas de la simulation Monte-carlo et pour les données expérimentales à $\eta = 28$, $\phi = 10$ et avec $0 < Pt_\gamma < 50/cGeV$	112
5.13	Profil de gerbe dû à des photons dans 21 strips dans le cas des données expérimentales a) quand $E_{12max} < 0.3$ b) quand $E_{12max} > 0.3$	112
5.14	Comparaison entre données expérimentales et simulation pour des photons à la position $\eta = 28$ et $\phi = 10$ pour $0 < Pt_\gamma < 50 GeV/c$. Les histogrammes vides représentent les distributions expérimentales corrigées de l'effet de diaphonie. Les histogrammes hachés correspondent aux distributions des photons simulés.	113
5.15	Largeur de la gerbe dans trois strips en fonction de la fraction de l'énergie dans ce même compartiment. Les croix et les cercles correspondent respectivement à la simulation et aux données expérimentales.	114
5.16	La distance $\Delta\eta = \eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2} $ attendue entre les deux photons en nombre de strips.	116
5.17	La distance $\Delta\eta$ entre les deux photons en fonction de leur énergie.	116
5.18	Énergie d'un des photons de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	118
5.19	Distributions de la distance $\Delta\eta$ entre les deux photons calculées à partir de l'étude cinématique et à partir des deux photons de la pré-sélection dans l'analyse des données expérimentales.	120
5.20	Distance $\Delta\eta$ entre les deux photons choisis pour la reconstruction d'événements π^0 en fonction de leur énergie dans le cas des données expérimentales.	120
5.21	Masse invariante déduite des deux photons choisis pour reconstruire le pion neutre dans le cas des données expérimentales et de la simulation Monte-Carlo.	121
5.22	Distribution du rapport $\frac{\min(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})}{E_{\pi^0}}$ dans le cas des données expérimentales.	122
5.23	Distribution du rapport $\frac{\min(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})}{E_{\pi^0}}$ dans le cas de la simulation.	122
5.24	Distribution de l'énergie des photons disponibles dans les données expérimentales.	123
5.25	Distributions des variables servant au rejet des π^0 , calculées pour les photons isolés et des événements pions (désintégration en 2 photons) de $P_T = 50 GeV/c$. Dans les 2 cas, il s'agit de photons réellement détectés à l'aide du calorimètre.	124
5.26	Facteur de rejet γ/π^0 en fonction du rapport $\frac{Pt_\gamma}{Pt_{\pi^0}}$	126
5.27	Distributions des variables servant à rejeter les pions "reconstruits" à partir de deux photons issus des données expérimentales et les pions directement simulés à $P_T(\pi^0) = 50 GeV/c$	127
5.28	Distributions des variables servant à rejeter les pions "reconstruits" à partir de deux photons de simulation et des pions directement simulés à $P_T(\pi^0) = 50 GeV/c$	128

5.29	Facteur de rejet en fonction de $P_T(\gamma)/P_T(\pi^0)$ dans le cas des données expérimentales et de la simulation Monte-carlo.	129
5.30	Facteur de rejet en fonction de $P_T(\gamma)/P_T(\pi^0)$ en utilisant : 1) les photons des données expérimentales, 2) la simulation Monte-Carlo avec substitution par des photons issus des données, 3) la simulation directe des pions.	130
5.31	Schéma montrant la désintégration d'un pion en deux photons; α est l'angle formé par le segment $[\gamma_1\gamma_2]$ et l'axe ϕ	131
5.32	Distribution de la différence entre les positions en ϕ des deux photons provenant de la désintégration d'un pion neutre, en fonction de la différence de leur position en η	132
5.33	En haut : Distribution de l'angle α . En bas : $(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2})$ moyen en unite de strips, en fonction de l'angle α	133
5.34	Quelques variables servant au rejet des π^0 en fonction de l'angle α , pour les pions "reconstruits" et les photons isolés.	134
5.35	Facteur de rejet en fonction de l'angle α ($P_T(\pi^0) = 50 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0,7$).	136

Liste des tableaux

1.1	Leptons et quarks dans le modèle standard	3
1.2	Les bosons du modèle standard	3
1.3	Couplages entre les bosons de Higgs et les particules du modèle standard. G_F est la constante de Fermi, reliée à l'ordre le plus bas de la théorie, au couplage de l'interaction faible par la relation: $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_1^2}{8m_W^2}$	9
1.4	Couplages entre les bosons de Higgs du MSSM et les particules du modèle standard. 18	
1.5	Énergie disponible dans le centre de masse au LEP pendant la phase LEP2.	20
2.1	Évolution de la luminosité du LHC durant ses années de fonctionnement	36
2.2	Principales caractéristiques du LHC	36
2.3	Caractéristiques des trois compartiments du barrel	44
2.4	Granularité et nombres de cellules dans les divers régions d'un bouchon du calorimètre électromagnétique	46
2.5	Différentes caractéristiques des cellules de détection du calorimètre avant d'ATLAS 51	
3.1	Quelques propriétés des différents modules du pré-échantillonneur d'ATLAS à température ambiante.	63
3.2	Mesure du courant de fuite après 24 heures pour le secteur 22 à température ambiante et à froid (77 K).	70
4.1	Ségmentation du module 0 du barrel pour $\eta < 1,3$	85
5.1	Facteur de rejet moyen pour une efficacité de détection des photons de 83%.	125