



Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles

Lionel Neukermans

► **To cite this version:**

Lionel Neukermans. Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. <tel-00001601>

HAL Id: tel-00001601

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001601>

Submitted on 2 Sep 2002

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.

LYON I
N° D'ORDRE : 47-2002

LAPP-T-2002/02

École doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique des particules

par

Lionel NEUKERMANS

SUJET :

**Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.
Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles**

Soutenue le 22 mai 2002 devant la commission d'examen

MM. Ursula BASSLER	
Jacques COLAS	directeur de thèse
Jacques DUMARCHEZ	rapporteur
Stavros KATSANEVAS	président
Pascal PERRODO	co-directeur de thèse
Elzbieta RICHTER-WAS	rapporteur

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel du Ministère de l'Education Nationale, de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche et du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, avec un support partiel de la commission franco-polonaise entre l'IN2P3 et les laboratoires polonais.

Mes remerciements vont tout d'abord à Jacques Colas et Pascal Perrodo qui m'ont fait confiance en acceptant d'encadrer ce travail pendant ces trois années. Jacques, qui par la pertinence et la justesse de ses remarques m'a suggéré la réponse à de nombreux problèmes. Ce travail a énormément bénéficié de sa grande culture en physique et en techniques expérimentales. Pascal a guidé mes premiers pas dans ce formidable métier. J'ai beaucoup appris en travaillant avec lui, aussi bien sur la démarche scientifique nécessaire dans un travail de recherche que sur le plan personnel. Sa rigueur légendaire, sa curiosité et son enthousiasme nous ont toujours permis d'avancer, même dans les moments de doute.

Je tiens également à remercier les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail, Stavros Katsanevas, Ursula Bassler et en particulier les rapporteurs, Jacques Dumarchez et Elzbieta Richter-Was. J'ai eu le plaisir de travailler avec Elzbieta lors de mon séjour en Pologne. Je la remercie chaleureusement pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble. Ce travail a grandement bénéficié de ses nombreux conseils. Pendant ces trois ans, j'ai eu la chance de travailler et d'avoir de nombreux échanges avec les membres du groupe ATLAS du LAPP, en particulier: notre chef Gilles Sauvage, Robert, Lucia, Isabelle, Rémi, Christophe, Michel, Luc, Helenka, Nicolas et Olivier. Je tiens également à remercier les personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler, je pense particulièrement à Laurent Serin, Karl Jakobs et Beniamino di Girolamo qui ont montré un grand intérêt pour mon travail et m'ont conseillé en de nombreuses occasions.

J'ai une pensée particulière pour tous ceux qui par leur amitié, leurs encouragements, un bol de barszcz, un canyon, une attente, une mousse, ou simplement un sourire ont contribué à rendre ces trois années très agréables.

Enfin, mes remerciements les plus profonds vont à ma mère qui m'a toujours encouragé à faire ce que j'aimais.

Table des matières

Préface	vii
1 Introduction	1
1.1 Le modèle standard	1
1.1.1 Les interactions dans le modèle standard	1
1.1.2 La brisure de la symétrie électrofaible	2
1.1.3 Les limites du modèle standard	4
1.2 Un possible au delà: la supersymétrie	6
1.2.1 Le problème de naturalité	6
1.2.2 La supersymétrie	6
1.2.3 Le modèle supersymétrique minimal	7
1.2.4 Le lagrangien du MSSM	8
1.2.5 La brisure de la symétrie dans le MSSM	10
1.2.6 Le secteur du Higgs dans le MSSM	11
1.3 Phénoménologie et recherche des bosons de Higgs auprès des collisionneurs	12
1.3.1 Limites actuelles	12
1.3.2 Production et désintégration du boson de Higgs	13
1.3.3 Recherche des bosons de Higgs auprès des collisionneurs futurs	14
2 ATLAS au LHC	17
2.1 Le LHC	17
2.1.1 Les performances de la machine	17
2.1.2 Variables cinématiques utilisées au LHC	17
2.1.3 Environnement au LHC: contraintes sur les détecteurs	18
2.2 Le détecteur ATLAS	19
2.2.1 Détecteurs internes	19
2.2.2 Le calorimètre électromagnétique	22
2.2.3 Les calorimètres hadroniques	22
2.2.4 Le calorimètre vers l'avant	23
2.2.5 Spectromètre à muons	25
2.2.6 Système de déclenchement et acquisition	26

3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	27
3.1	Principe de la calorimétrie à argon liquide	27
3.1.1	Processus d'interactions	27
3.1.2	Développement d'une gerbe électromagnétique	28
3.1.3	Calorimètres à échantillonnage	29
3.2	Description du calorimètre	30
3.2.1	Performances	30
3.2.2	Description géométrique	31
3.3	Réponse du calorimètre	35
3.3.1	Signal d'ionisation	35
3.3.2	Canaux de lecture du calorimètre	36
3.3.3	Chaîne de lecture du signal	38
3.4	Carte électronique d'étalonnage d'ATLAS	40
3.4.1	Principe de fonctionnement	41
3.4.2	Injection du signal	42
3.4.3	Procédure typique d'étalonnage des voies d'électronique	42
3.4.4	Performances	44
3.5	Termes constants du calorimètre	44
3.5.1	Terme constant local	44
3.5.2	Terme constant global	45
3.6	Tests en faisceau d'un module prototype	45
3.6.1	Description du module 0	46
3.6.2	Description des tests en faisceau	46
4	Etalonnage du calorimètre électromagnétique	49
4.1	Stratégies pour l'étalonnage	49
4.1.1	Etalonnage absolu du détecteur	49
4.1.2	Méthodes de reconstruction de l'amplitude du signal	50
4.1.3	Différences Physique-Etalonnage	51
4.1.4	Les données à disposition	52
4.2	Etude de la forme du signal	56
4.2.1	Modèle électrique	56
4.2.2	Traitement des réflexions	58
4.2.3	Analyse des tests sur la maquette	63
4.2.4	Conclusion	64
4.3	Méthode de la convolution	66
4.3.1	Principe de la méthode	66
4.3.2	Analyse des tests réalisés sur la maquette	71
4.3.3	Analyse des tests en faisceau	71
4.3.4	Facteur d'étalonnage électronique	77
4.4	Résultats sur la réponse en énergie lors des tests en faisceau	78
4.4.1	Réduction du bruit	78
4.4.2	Uniformité de la réponse	79
4.5	Discussion	83

4.5.1	Dépendance avec le temps t_{tdc}	83
4.5.2	Erreur sur la forme du signal $g(t)$	83
4.5.3	Résultat sur les modules de série	84
4.5.4	Diaphonie en physique	88
4.6	Conclusions et perspectives	90
5	Analyse des données de faisceau test	93
5.1	Production des coefficients de filtrage optimal	93
5.2	Reconstruction de l'énergie d'un électron	94
5.2.1	Corrections du développement longitudinal de la gerbe	94
5.2.2	Corrections géométriques	94
5.3	Linéarité et résolution en énergie	96
5.4	Etude de l'uniformité de la réponse	97
5.4.1	Uniformité	98
5.4.2	Etalonnage et terme constant global	101
5.5	Conclusions	101
5.5.1	Module 0	101
5.5.2	Modules de série	101
6	Recherche d'un Higgs invisible au LHC	103
6.1	Désintégration du Higgs en invisible	103
6.1.1	Motivations	103
6.1.2	Désintégration en invisible dans le MSSM	104
6.1.3	Perspectives pour les collisionneurs	106
6.2	Cinématique et reconstruction du signal	107
6.2.1	Fusion de bosons vecteurs: $qq \rightarrow qq(VV) \rightarrow qqH$	107
6.2.2	Signature et bruits de fond	109
6.2.3	Cinématique et sélections des événements	111
6.2.4	Simulation et reconstruction	113
6.3	Etude des bruits de fond	113
6.3.1	Fond QCDjj	113
6.3.2	Fonds Wjj et Zjj	116
6.4	Détermination expérimentale des bruits de fond	119
6.4.1	Estimation expérimentale du fond Zjj	120
6.4.2	Estimation expérimentale du fond Wjj	122
6.5	Potentiel de découverte	124
6.6	Implémentation d'un déclenchement de niveau 1 spécifique	126
6.7	Discussion et perspectives	128
	Conclusion	129
A	Filtrage optimal	131

Préface

Depuis maintenant une trentaine d'année, les physiciens bâtissent une théorie qui décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes entre les constituants de la matière, appelée le modèle standard. Les nombreuses confirmations expérimentales ont fait le succès de ce modèle, et ce, malgré des problèmes théoriques qui subsistent à un niveau fondamental. Parmi ceux-ci, le nombre élevé de paramètres, une unification formelle des interactions à haute énergie, le problème de hiérarchie des échelles fondamentales d'énergie et enfin l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible liée à la génération des masses. Le modèle standard explique cette brisure par le mécanisme de Higgs et prédit l'existence d'un boson scalaire de masse inférieure à 1 TeV . Cette particule n'a pas encore été observée auprès des accélérateurs. Les expériences ATLAS et CMS au LHC sont en partie destinées à cette quête. Le travail de thèse présenté ici s'inscrit dans ce cadre de recherche:

- en améliorant la réponse du calorimètre électromagnétique d'ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant dans les modes photoniques et leptoniques prédits par le modèle standard.
- en évaluant le potentiel du détecteur ATLAS lors d'une désintégration dans des modes non standards.

Ce travail a été effectué durant la construction de l'expérience ATLAS, plus précisément sur son calorimètre à argon liquide. Pendant cette période, des prototypes en vraie grandeur ont été fabriqués et testés en faisceau pour valider complètement la technique, suivi de la production des modules de série, également testés en faisceau. La partie expérimentale de cette thèse a porté sur la compréhension de la réponse et sur l'étalonnage des modules prototypes.

Les principaux sujets qui seront abordés auprès de l'expérience ATLAS sont la recherche du boson de Higgs et l'exploration d'un nouveau domaine d'énergie ($\sim 100 GeV - \sim 1 TeV$). Pour ce dernier point, la supersymétrie constitue le candidat le plus sérieux. Les recherches effectuées au LEP ont laissé la possibilité, dans l'espace des paramètres supersymétriques, d'une désintégration du boson de Higgs en particules interagissant faiblement. L'étude de ce canal avec le détecteur ATLAS, ainsi que la possibilité de déclencher sur de tels événements constitue la seconde partie de cette thèse.

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre présente les éléments théoriques du modèle standard permettant de décrire l'état actuel de notre compréhension des particules élémentaires et leurs interactions. Une attention particulière est portée au secteur du Higgs qui décrit la brisure de la symétrie électrofaible. Les limitations théoriques du modèle seront mises en évidence, et la supersymétrie, qui repousse les limites du modèle standard, sera présentée. Enfin, un point sera fait sur la recherche du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques futurs.

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard [1, 2] peut être décrit à l'aide de trois composantes intimement liées: les particules, leurs interactions et le mécanisme de brisure spontanée de symétrie.

- Les constituants élémentaires de la matière (fermions) sont les leptons et les quarks regroupés en trois familles de structures identiques.
- Ceux-ci interagissent par l'échange de bosons de jauge. L'ensemble des particules et de leurs interactions est décrit par une théorie de jauge dont le lagrangien est invariant sous une transformation locale de

$$G_{MS} = SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

où c désigne la charge de couleur, I l'isospin faible et Y l'hypercharge. Ce modèle ne décrit pas l'interaction gravitationnelle.

- La troisième composante du modèle est le mécanisme de Higgs. Il permet d'introduire de façon naturelle des termes de masse pour les leptons, les quarks et les bosons de jauge électrofaibles. Dans ce cadre théorique, une particule scalaire devrait être observée.

1.1.1 Les interactions dans le modèle standard

Le groupe de symétrie non abélien de l'interaction forte est $SU(3)_c$. Les champs de jauge, 8 gluons G^i , sont couplés aux charges de couleur. Cette interaction dépend d'un

paramètre, la constante de couplage de l'interaction forte g_s . Ce secteur du modèle ne sera pas décrit davantage.

Le groupe non abélien de l'isospin faible est $SU(2)_I$, auquel sont associés 3 champs de jauge W^1, W^2 et W^3 .

Enfin, $U(1)_Y$ est le groupe de symétrie abélien de l'hypercharge. L'hypercharge est liée à la charge électrique Q et à l'isospin I_3 par la relation $Y = 2(Q - I_3)$. Le champ de jauge associé B et la composante neutre des champs W se mélangent pour former le photon γ et le boson vecteur Z . La théorie basée sur le groupe $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ est la théorie de l'interaction électrofaible. Elle fait intervenir deux paramètres g et g' , les couplages des bosons de jauge aux fermions, respectivement associés aux symétries $SU(2)_I$ et $U(1)_Y$.

1.1.2 La brisure de la symétrie électrofaible

Un terme de masse pour les bosons de jauge dans le lagrangien électrofaible brise l'invariance de jauge et rend la théorie non renormalisable. Afin de rendre compte des masses des bosons W et Z , tout en préservant l'invariance de jauge, on brise la symétrie $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ par l'introduction d'un doublet de champs scalaires $\phi = (\phi^+, \phi^0)$ d'hypercharge $Y = 1$ dont la valeur moyenne dans le vide de la composante neutre est non nulle et vaut $v/\sqrt{2}$.

Les champs scalaires peuvent interagir entre eux. Ainsi l'état fondamental du système, correspondant au minimum du potentiel d'interaction

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{2} \left(|\phi|^2 - \frac{v^2}{2} \right)^2 \quad (1.2)$$

est réalisé pour des valeurs non nulles du champ ϕ . λ est le paramètre associé au couplage quartique. La composante H qui décrit de petites oscillations autour du minimum est défini comme le champ de Higgs physique. On peut alors, en gardant l'invariance sous $U(1)_{em}$, écrire ϕ comme

$$\phi = U \begin{bmatrix} 0 \\ (v + H)/\sqrt{2} \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

où U est la matrice $SU(2)$ qui contient les trois degrés de libertés de Goldstone restants. Ces trois degrés de libertés sont utilisés pour donner une masse aux bosons W et Z . Le dernier degré de liberté décrit le boson de Higgs de masse $m_H^2 = \lambda v^2/2$.

Bien que l'état fondamental ne soit plus invariant que sous le groupe $U(1)$ électromagnétique, les termes introduits dans le lagrangien respectent l'invariance de jauge du groupe électrofaible. Cette symétrie existe donc dans l'état fondamental, mais est cachée dans les termes de masse des bosons. On dit que la symétrie est brisée spontanément.

Ces termes de masse apparaissent simplement en substituant ϕ par $(0, v/\sqrt{2})$ dans le lagrangien et se paramètrent par

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{1}{4} g^2 v^2 \\ m_Z^2 &= \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v^2 \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.4)$$

	1 ^{re} génération	2 ^e génération	3 ^{me} génération
leptons	$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L$ e_R	$\begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{bmatrix}_L$ μ_R	$\begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{bmatrix}_L$ τ_R
quarks	$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L$ u_R d_R	$\begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix}_L$ c_R d_R	$\begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}_L$ t_R b_R

TAB. 1.1 – Représentation des fermions dans le groupe de symétrie électrofaible.

Les champs de matière sont, dans le modèle standard, regroupés en doublets d'isospin pour les fermions d'hélicité gauche et en singlets pour les fermions d'hélicité droite, et ce pour les trois générations de fermions, comme représentés dans le tableau 1.1. Cette structure pour l'isospin permet d'introduire la violation de parité dans les courants faibles. De la même façon, des termes de masses pour les fermions $m_f f f^\dagger = m_f (\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R)$ brisent l'invariance de jauge $SU(2)_I$. C'est le couplage effectif du champ ϕ aux fermions qui apparaît comme un terme de masse pour les fermions dans le lagrangien

$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}} \quad (1.5)$$

Ainsi, l'introduction d'un champ scalaire supplémentaire permet de décrire les interactions entre particules massives dans une théorie invariante de jauge.

La valeur de l'état fondamental du potentiel de Higgs peut être reliée à la constante de couplage de Fermi en utilisant les approximations de basse énergie dans les désintégrations β : $G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2$. En utilisant l'expression de m_W dans (1.4) on obtient

$$v = [1/\sqrt{2}G_F]^{1/2} \simeq 246 \text{ GeV} \quad (1.6)$$

La masse du boson de Higgs dépendant de λ est un paramètre libre de la théorie. Néanmoins, la cohérence du modèle permet de poser des limites. La condition d'unitarité sur l'amplitude de diffusion élastique $\mathcal{A}(W_L W_L \rightarrow W_L W_L)$ par échange de W et H dans la limite asymptotique ($\sqrt{s} \rightarrow \infty$) s'écrit [3]

$$\text{Re}(\mathcal{A}) \rightarrow \frac{G_F m_H^2}{4\sqrt{2}\pi} < \frac{1}{2} \quad (1.7)$$

qui se traduit par $m_H < 850 \text{ GeV}/c^2$.

D'autres limites peuvent être posées en considérant l'échelle d'énergie Λ à partir de laquelle des nouveaux phénomènes non perturbatifs dominent les prédictions du modèle standard. En effet, en prenant en compte les fluctuations quantiques pour le couplage quartique λ (voir la figure 1.1), celui-ci devient un couplage effectif $\lambda \rightarrow \lambda(\mu)$ caractérisé par l'échelle d'énergie μ . Les contributions d'une boucle de Higgs augmentent la valeur du couplage effectif λ . En demandant que dans la limite $\mu \rightarrow \Lambda$, le couplage $\lambda(\mu)$ soit fini, il est possible de donner une limite supérieure à la masse du Higgs. Une limite inférieure est imposée à m_H afin d'éviter une instabilité du vide ($\lambda < 0$). Pour une échelle d'énergie Λ de 1 TeV (resp. 10^{19} GeV), les limites théoriques pour la masse du Higgs standard

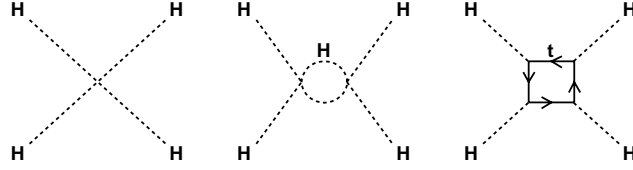


FIG. 1.1 – Diagrammes d'ordre supérieurs participant à l'évolution du couplage quartique λ .

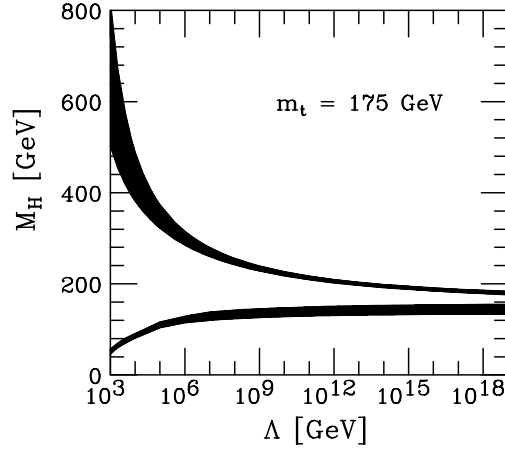


FIG. 1.2 – Limites sur la masse du Higgs [4] dans le modèle standard ($m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ et $\alpha_s(m_Z) = 0.118$). Λ est l'échelle d'énergie à partir de laquelle le couplage quartique du Higgs est infini (limite supérieure); la limite inférieure est donnée par la condition de stabilité du vide. Les bandes correspondent aux incertitudes théoriques.

sont $55 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 700 \text{ GeV}/c^2$ (resp. $130 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 190 \text{ GeV}/c^2$) comme indiquées sur la figure 1.2. Dans ce cadre théorique, on s'attend donc à observer le boson de Higgs avec une masse inférieure au TeV.

1.1.3 Les limites du modèle standard

Dans ce strict cadre du modèle standard, on peut chercher à vérifier la cohérence interne de la théorie. Ce type d'étude soulève certains problèmes rapidement décrits ci-dessous.

Jusqu'à ce jour, aucune évidence expérimentale provenant des données d'accélérateurs n'est venue mettre en défaut le modèle standard [5]. Cependant, le fait que l'interaction gravitationnelle ne soit pas intégrée dans la théorie, laisse supposer qu'une nouvelle physique doit apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre de la masse de Planck $M_P \sim 10^{19} \text{ GeV}$. Cette nouvelle physique pourrait même apparaître avant, à $M_{GUT} = 10^{15} \text{ GeV}$, en demandant l'unification des constantes de couplages [6]. Au delà de M_{GUT} ,

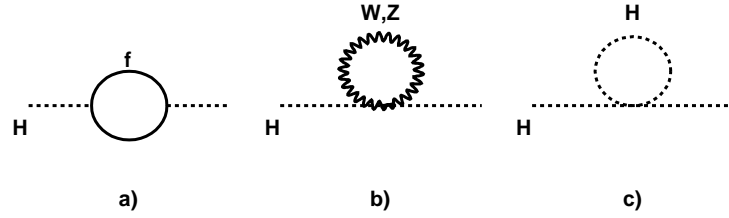


FIG. 1.3 – Graphes contribuant, à l'ordre le plus bas, à l'évolution de la masse du Higgs avec l'échelle d'énergie.

les interactions seraient regroupées en une seule, brisée à l'échelle d'unification. Cependant la différence entre l'échelle de brisure électrofaible et l'échelle d'unification reste inexplicée. Ce problème apparaît à plus basse énergie en évaluant les corrections apportées au propagateur du Higgs avec l'échelle d'énergie Λ . Les différentes contributions sont représentées sur la figure 1.3, et peuvent s'écrire

$$m_H^2(\Lambda) = m_H^2(v) + a \Lambda^2 + b \ln\left(\frac{\Lambda}{m_f}\right) + \dots \quad (1.8)$$

où a et b sont positifs. Ces divergences quadratiques font que la masse du Higgs préfère être proche des grandes échelles. Si Λ représente l'échelle de la nouvelle physique, les corrections radiatives sont bien plus importantes que l'échelle de grandeur v fixée à l'ordre de l'arbre. C'est le problème dit de hiérarchie des échelles fondamentales d'énergie.

La condition d'unitarité sur la section efficace de diffusion élastique WW de l'équation (1.7) imposerait d'ajuster des termes de compensations c de telle façon que

$$(1\text{TeV})^2 \simeq m_H^2(\Lambda) = m_H^2(v) + \delta m_H^2 + c \quad (1.9)$$

ce qui revient, pour une échelle d'énergie proche de l'échelle d'unification, à ajuster c à 30 décimales. C'est le problème dit de naturalité. Ce type de réglage fin ne peut être satisfaisant.

Si ce dernier point est le plus faible du modèle standard, il existe d'autres problèmes non résolus ou non satisfaisant intellectuellement, dont:

- Le nombre important de paramètres libres: Les 3 constantes de couplages, les 9 paramètres de masses, les 2 paramètres du potentiel de Higgs, 3 angles et une phase pour la matrice CKM, un angle de violation de CP dans les processus d'interaction forte.
- L'origine de la brisure de la symétrie électrofaible reste inexplicée.
- Le mélange des saveurs et le nombre de générations sont imposés dans la théorie.
- Le spectre des masses est inexplicé.

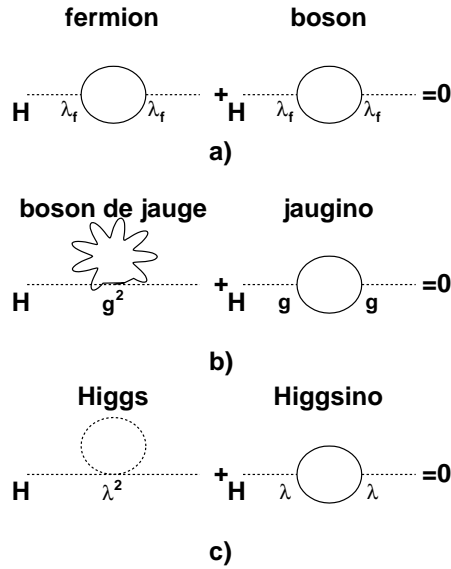


FIG. 1.4 – Graphes contribuant, dans un modèle supersymétrique, à l’annulation des divergences quadratiques.

1.2 Un possible au delà: la supersymétrie

1.2.1 Le problème de naturalité

De façon générale, la modification apportée à la masse d’un fermion par les corrections radiatives à l’ordre 1 est logarithmique avec l’échelle d’énergie Λ et proportionnelle à m_f . Les fermions sont dits *naturels* car la correction apportée à leur masse à une énergie égale à M_P est seulement $\delta m_f^{(\Lambda)} \simeq 2(\alpha_{em}/\pi) \ln(M_P/m_f) \simeq 0.2 m_f$. Si la symétrie chirale $\Psi_f \rightarrow e^{i\gamma_5\theta} \Psi_f$ était exacte, c’est à dire si les fermions avaient une masse nulle, la correction serait nulle. Comme les couplages de Yukawa (proportionnels à m_f) brisent cette symétrie, les corrections à apporter sont aussi proportionnelles à m_f . C’est cette symétrie sous jacente qui protège la masse des fermions des divergences.

Ce principe permet de rendre la masse du boson de Higgs *naturelle* en invoquant une symétrie supplémentaire, et ainsi de s’affranchir du problème de naturalité.

1.2.2 La supersymétrie

Grâce à cette symétrie supplémentaire entre fermions et bosons, appelée supersymétrie [7], les contributions à la masse du Higgs de la figure 1.3 peuvent être annulées en considérant les contributions des partenaires supersymétriques de chaque particule. Ainsi, la contribution des fermions (figure 1.4-a) est annulée par la contribution de leurs partenaires bosoniques. Cette annulation est exacte dans le cas où la supersymétrie n’est pas brisée. Dans le cas où la supersymétrie est brisée, et elle l’est car aucune particule scalaire de même masse que l’électron n’a été observée, la contribution des fermions et

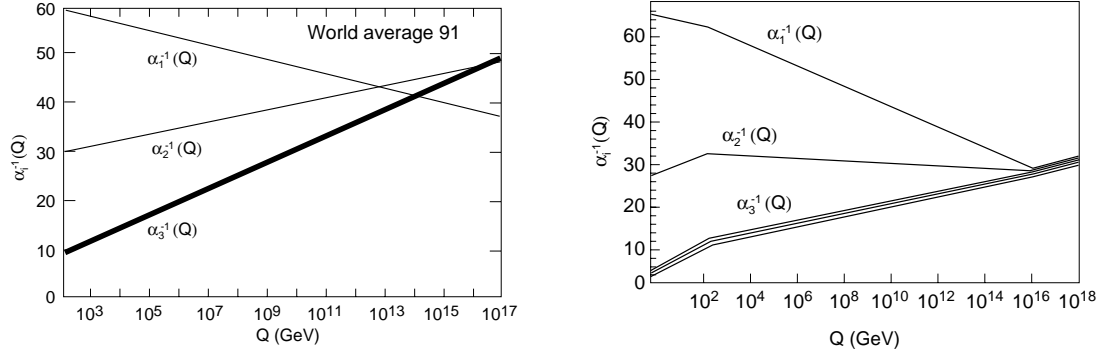


FIG. 1.5 – Evolution des inverses des trois constantes de couplages dans le modèle standard (gauche) et dans l'extension supersymétrique du modèle standard (droite). L'échelle de brisure M_{SUSY} est ici fixée à 1 TeV [8].

de leur partenaire scalaire s'écrit

$$\delta m_H^2 = \frac{N_f \lambda_f^2}{4\pi^2} [m_f^2 - m_b^2] \quad (1.10)$$

Ainsi, la supersymétrie satisfait la condition de naturalité pour la masse du Higgs, à savoir $\delta m_H^2 \sim m_H^2$, dans la limite où l'échelle de brisure $M_{SUSY} \simeq |m_f^2 - m_b^2|$ est de l'ordre de 1 TeV.

Les modèles supersymétriques peuvent s'intégrer dans une théorie de grande unification [6]. A partir des mesures actuelles, on peut extrapoler les valeurs des constantes de couplages $\alpha_i = g_i^2/4\pi$ grâce aux équations du groupe de renormalisation. L'expression de α_i à l'énergie Q est donnée, à l'ordre d'une boucle, par:

$$\frac{d\alpha_i}{d\ln Q^2} = \frac{b_i}{2\pi} \alpha_i^2 \quad (1.11)$$

où b_i est relié aux champs contribuant à l'ordre le plus bas du calcul. La figure 1.5 montre que l'unification est réalisée dans l'extension supersymétrique du modèle standard pour une échelle de brisure $M_{SUSY} = 1$ TeV et conduit à $\alpha_{GUT} \simeq 1/25$ à $M_{GUT} = 10^{16}$ GeV [8]. Ce résultat fait de la supersymétrie le modèle le plus séduisant pour une extension du modèle standard.

1.2.3 Le modèle supersymétrique minimal

L'extension supersymétrique à basse énergie la plus simple est appelée le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Il est basé sur la symétrie de jauge du groupe $G_{MS} = SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Les particules et leurs partenaires supersymétriques sont regroupées dans un super-multiplet. Les bosons de spin 1 et leurs partenaires de spin 1/2, les *jauginos*, se trouvent dans des super-multiplets vecteurs

Superchamps	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Particules
\hat{G}^a	8	1	0	G^μ, \tilde{g}
\hat{W}^i	1	3	0	$W_i^\mu, \tilde{\omega}_i$
\hat{B}	1	1	0	B^μ, \tilde{b}

TAB. 1.2 – *Superchamps vecteurs du MSSM.*

Superchamps	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Particules
\hat{Q}	3	2	$\frac{1}{6}$	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
\hat{U}^c	$\bar{3}$	1	$-\frac{2}{3}$	\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*
\hat{D}^c	$\bar{3}$	1	$\frac{1}{3}$	\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*
\hat{L}	1	2	$-\frac{1}{2}$	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
\hat{E}^c	1	1	1	\bar{e}_R, \tilde{e}_R^*
\hat{H}_1	1	2	$-\frac{1}{2}$	(H_1, \tilde{h}_1)
\hat{H}_2	1	2	$\frac{1}{2}$	(H_2, \tilde{h}_2)

TAB. 1.3 – *Superchamps chiraux du MSSM (première génération uniquement).*

comme indiqué dans le tableau 1.2.

Les trois générations de fermions chiraux de spin 1/2 et leurs partenaires scalaires, les *sfermions*, sont regroupés dans des super-multiplets chiraux. Pour simplifier, le tableau 1.3 ne regroupe que les particules de la première génération. Il contient également 2 superchamps chiraux d'hypercharge +1 et -1 qui représentent deux doublets de Higgs H_1 et H_2 et leurs partenaires de spin 1/2, les *higgsinos*. Il y a deux raisons fondamentales à l'introduction de deux doublets:

- Le partenaire fermionique d'un Higgs peut contribuer à des graphes du type de ceux représentés sur la figure 1.6 qui mettent en jeu un couplage axial et deux couplages vectoriels; afin que la théorie reste renormalisable, la condition $Tr(I_3^2 Y) = 0$ doit être vraie. Cette condition est réalisée avec un deuxième doublet de Higgs d'hypercharge opposée.
- Dans un lagrangien supersymétrique, les termes de Yukawa impliquant des champs de chiralités différentes ne sont pas autorisés; pour donner la masse aux quarks, deux doublets de Higgs sont alors nécessaires.

1.2.4 Le lagrangien du MSSM

Une des caractéristiques de la supersymétrie consiste à ne laisser que peu de liberté dans la construction du lagrangien des interactions. C'est ce pouvoir prédictif qui rend

la théorie attrayante. Le lagrangien cinétique s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cin} = & \sum_i \left\{ (D_\mu S_i^*) (D^\mu S_i) + i \bar{\psi}_i D \psi_i \right\} \\ & + \sum_A \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{\mu\nu A} + \frac{i}{2} \bar{\lambda}_A D \lambda_A \right\} \end{aligned} \quad (1.12)$$

où D est la dérivée covariante sous G_{MS} . Les champs ψ_i représentent les fermions et S_i leurs partenaires scalaires, ainsi que deux doublets de Higgs et leur partenaires. Le second terme correspond aux termes cinétiques des champs de jauges et de leurs partenaires scalaires.

Les interactions entre les superchamps du tableau 1.3 et les jauginos ou bosons de jauges du tableau 1.2, ainsi que les couplages quartiques entre scalaires sont complètement spécifiés par le lagrangien d'interaction

$$\mathcal{L}_{int} = -\sqrt{2} \sum_{i,A} g_A \left[S_i^* T^A \bar{\psi}_{iL} \lambda_A + \text{h.c.} \right] - \frac{1}{2} \sum_A \left(\sum_i g_A S_i^* T^A S_i \right)^2 \quad (1.13)$$

Ici, les couplages sont déterminés en termes de constantes associées à leur groupe de jauge.

La seule liberté se situe dans le choix du super-potentiel W qui fournit le potentiel scalaire pour la brisure de symétrie électrofaible et les interactions de Yukawa par:

$$\mathcal{L}_W = - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial z_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \sum_{ij} \left[\bar{\psi}_{iL} \frac{\partial^2 W}{\partial z_i \partial z_j} \psi_j + \text{h.c.} \right] \quad (1.14)$$

Ce dernier contient uniquement les superchamps chiraux z_i et des termes de dimension 2 ou 3 afin de garantir la renormalisabilité. On peut écrire le potentiel supersymétrique le plus général qui respecte l'invariance sous $SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$

$$\begin{aligned} W = & -\epsilon_{ij} \mu \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j + \epsilon_{ij} \left[\lambda_L \hat{H}_1^i \hat{L}^{cj} \hat{E}^c + \lambda_D \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D}^c + \lambda_U \hat{H}_2^j \hat{Q}^i \hat{U}^c \right] \\ & + \epsilon_{ij} \left[\lambda_1 \hat{L}^i \hat{L}^j \hat{E}^c + \lambda_2 \hat{L}^i \hat{Q}^j \hat{D}^c \right] + \lambda_3 \hat{U}^c \hat{D}^c \end{aligned} \quad (1.15)$$

Pour des raisons de simplicité, ce potentiel contient uniquement les champs de la première génération, mais les λ_i pourraient être des matrices de mélange. Le terme $\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$ donnera les termes de masse dans le lagrangien. Le paramètre μ est associé à la masse du Higgs. Les termes $\lambda_L, \lambda_D, \lambda_U$ fourniront les termes de Yukawa, et sont fixés par les masses des fermions et les minimums de potentiel des composantes scalaires des doublets de Higgs. Enfin, les termes $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ contribuent à une violation explicite des nombres leptoniques et baryoniques et permettent la désintégration du proton. Les limites expérimentales sur son temps de vie [9] imposent une valeur petite pour ces paramètres. Cependant, une telle approche n'est pas satisfaisante car une des motivations de la supersymétrie consiste précisément à s'affranchir des ajustements fins de paramètres. On

introduit alors une nouvelle symétrie, la R-parité, qui interdit ce type de couplage. Cette symétrie discrète associe à chaque particule du modèle standard (resp. supersymétrique) un nombre R égal à $+1$ (resp. -1), où R est défini à partir des nombres leptonique L , baryonique B et du spin s de la particule par la relation :

$$R = (-1)^{3(B-L)+s} \quad (1.16)$$

La conservation de cette symétrie a des conséquences phénoménologiques très importantes. Notamment, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable, neutre et interagit faiblement avec la matière. Ceci en fait un candidat très sérieux pour la matière noire et, comme il sera détaillé par la suite, dans le cas d'un couplage important avec le Higgs, motive la recherche du Higgs dans ses désintégrations invisibles.

1.2.5 La brisure de la symétrie dans le MSSM

Actuellement, aucun mécanisme de brisure de la supersymétrie n'est satisfaisant théoriquement. C'est pourquoi, il est convenu de considérer qu'elle est une théorie effective de basse énergie. La brisure est donc introduite explicitement dans le lagrangien. Elle est dite *douce* car les termes d'interactions ne réintroduisent pas de divergences quadratiques. Le lagrangien de brisure le plus général (qui respecte $SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ et la R-parité) s'écrit pour la première génération :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{bris} = & m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - B\mu\epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + \text{h.c.}) + M_{\tilde{Q}}^2(\tilde{u}_L^* \tilde{u}_L + \tilde{d}_L^* \tilde{d}_L) \\ & + M_{\tilde{u}}^2 \tilde{u}_R^* \tilde{u}_R + M_{\tilde{d}}^2 \tilde{d}_R^* \tilde{d}_R + M_L^2(\tilde{e}_L^* \tilde{e}_L + \tilde{\nu}_L^* \tilde{\nu}_L) + M_e^2 \tilde{e}_R^* \tilde{e}_R \\ & + \frac{1}{2} \left[M_3 \bar{g} \tilde{g} + M_2 \bar{\omega}_i \tilde{\omega}_i + M_1 \bar{b} \tilde{b} \right] + \frac{g}{\sqrt{2} m_W} \epsilon_{ij} \left[\frac{M_d}{\cos \beta} A_d H_1^i \tilde{Q}^j \tilde{d}_R^* \right. \\ & \left. + \frac{M_u}{\sin \beta} A_u H_2^j \tilde{Q}^i \tilde{u}_R^* + \frac{M_e}{\cos \beta} A_e H_1^i \tilde{L}^j \tilde{e}_R^* + \text{h.c.} \right] \end{aligned} \quad (1.17)$$

Encore une fois, tous les termes de masses et de couplages de l'équation (1.17) peuvent être des matrices complexes de mélange des trois générations. Les termes de masses lèvent la dégénérescence entre les différents partenaires. Les couplages tri-linéaires A_i permettent les mélanges des partenaires des fermions f_L et f_R . L'angle β est relié aux valeurs moyennes dans le vide des composantes neutres des doublets de Higgs et intervient ici dans la normalisation des couplages tri-linéaires. Le terme bi-linéaire B , mélange les composantes scalaires des 2 doublets de Higgs.

Ces termes de brisures ont pour effet d'augmenter le nombre de paramètres libres de la théorie, qui passe de 19 pour le modèle standard à 124. Cependant, comme les interactions de jauge des particules supersymétriques sont complètement fixées, la théorie garde

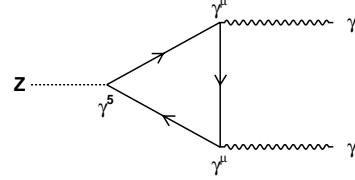


FIG. 1.6 – Boucle triangulaire fermionique qui peut causer des anomalies.

un grand pouvoir de prédiction. Le fait que la supersymétrie ne doit pas introduire de nouvelles sources de violation de CP ou de courants neutres changeant la saveur, permet de contraindre le nombre de paramètres. On peut aussi demander l'universalité des 2 premières générations (unification des masses à l'échelle d'unification). Ainsi le modèle qui sera étudié par la suite, appelé MSSM *phénoménologique* ne contient plus que 19 paramètres:

- Les masses des jauginos M_1, M_2 et M_3 .
- Les couplages tri linéaires A_t, A_b et A_τ .
- Les masses des sfermions $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}_R}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{e}_R}, m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{t}_R}, m_{\tilde{b}_R}, m_{\tilde{L}}$ et $m_{\tilde{\tau}_R}$.
- 3 paramètres pour le secteur du Higgs: $\tan\beta, m_A$ et μ .

1.2.6 Le secteur du Higgs dans le MSSM

Le potentiel scalaire impliquant les bosons scalaires de Higgs s'écrit à partir des lagrangiens (1.13), (1.15) et (1.17):

$$V_H = \left(|\mu|^2 + m_1^2 \right) |H_1|^2 + \left(|\mu|^2 + m_2^2 \right) |H_2|^2 - \mu B \epsilon_{ij} \left(H_1^i H_2^j + \text{h.c.} \right) + \frac{g^2 + g'^2}{8} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2 \right)^2 + \frac{1}{2} g^2 |H_1^* H_2|^2 \quad (1.18)$$

Les couplages quartiques étant fixés en termes de couplage de jauge (équation (1.13)), ce potentiel ne dépend que de trois paramètres non nuls indépendants:

$$\begin{aligned} \bar{m}_1^2 &= |\mu|^2 + m_1^2 \\ \bar{m}_2^2 &= |\mu|^2 + m_2^2 \\ \bar{m}_3^2 &= \mu B \end{aligned} \quad (1.19)$$

Les conditions de stabilité du potentiel et d'un minimum de type "point selle" sont équivalentes à poser $m_1^2 \neq m_2^2$. Dans le cas de la supersymétrie, il existe donc une relation entre la brisure électrofaible et la brisure de supersymétrie. On peut alors toujours redéfinir les champs de Higgs tels que les valeurs de leur composante neutre dans le vide soient $\langle H_1^0 \rangle = v_1$ et $\langle H_2^0 \rangle = v_2$, où v_1 et v_2 sont positives. Les trois paramètres du potentiel de Higgs peuvent être redéfinis par $m_W, \tan\beta = v_1/v_2$ et m_A qui est la masse du Higgs pseudo-scalaire introduit plus loin.

Les deux doublets complexes de $SU(2)_L$ représentent 8 degrés de liberté. Trois sont absorbés pour donner les masses aux bosons de jauge. Il reste 5 degrés physiques correspondant à 5 particules de Higgs. Pour les composantes neutres des champs, les parties imaginaires des doublets se mélangent avec l'angle β pour donner un boson de Goldstone (qui donne la masse du Z) et un boson CP-impair de masse m_A . Les parties réelles se mélangent avec l'angle α pour donner deux Higgs physiques, H et h , de masses $m_H > m_h$. Les composantes chargées des doublets, donneront deux champs physiques chargés H^\pm et deux bosons de Goldstone G^\pm absorbés par les W .

Les masses des bosons de Higgs et l'angle de mélange α sont complètement déterminées

par les paramètres m_A et $\tan\beta$. A l'ordre le plus bas, on a :

$$\begin{aligned}
\tan 2\alpha &= \tan 2\beta \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \quad , \quad -\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 \\
m_A^2 &= \frac{2|\mu B|}{\sin 2\beta} \\
m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \mp \left((m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta \right)^{1/2} \right] \\
m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_A^2
\end{aligned} \tag{1.20}$$

ce qui conduit à une hiérarchie dans les masses ($m_h < m_Z$, $m_A < m_H$, $m_W < m_{H^\pm}$). A la limite de découplage $m_A \gg m_Z$, tous les Higgs lourds sont dégénérés en masse et $\alpha \sim \pi/2 - \beta$.

Le fait que la supersymétrie soit brisée introduit des corrections radiatives qui ne s'annulent pas. Dans le secteur du Higgs, elles sont essentiellement dues au secteur du top (proportionnelles à m_t^2 et au logarithme de la masse des squarks \tilde{m}) et sont de la forme :

$$\epsilon = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} \frac{m_t^4}{\sin^2\beta} \ln \left(1 + \frac{\tilde{m}^2}{m_t^2} \right) \tag{1.21}$$

Ainsi, la masse du Higgs le plus léger a pour limite supérieure :

$$m_h^2 < m_Z^2 \cos^2 2\beta + \epsilon \tag{1.22}$$

Cette limite est de l'ordre de $110 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas d'un mélange dans le secteur du top négligeable ($A_t \sim 0$). La valeur maximale est $m_h \simeq 135 \text{ GeV}/c^2$, et est atteinte pour un mélange maximal $A_t = \sqrt{6} M_{SUSY}$. Dans des modèles moins contraints, ou avec un secteur de Higgs plus compliqué, cette limite est évidemment changée. Néanmoins, une limite indépendante du modèle à $150 \text{ GeV}/c^2$ a été établie [10] dans le cas où les couplages quartiques restent perturbatifs jusqu'à l'échelle de Planck. Ainsi, soit il existe un boson de Higgs léger, donc sûrement observable à TeVatron ou au LHC, soit il existe une nouvelle physique entre m_Z et l'échelle de Planck dont les couplages de Higgs sont non perturbatifs.

1.3 Phénoménologie et recherche des bosons de Higgs auprès des collisionneurs

1.3.1 Limites actuelles

Les recherches menées à LEP ont réduit de façon significative le domaine de masse permis par le modèle standard pour le boson de Higgs.

- Les observables électrofaibles sont particulièrement sensibles aux contributions du Higgs et du top dans les boucles d'ordres supérieurs. Le couplage de Fermi peut alors s'écrire :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2 2\theta_W m_Z^2} [1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_H] \tag{1.23}$$

Δr_α est la correction au couplage α à l'échelle m_Z , Δr_t comprend les contributions des quarks lourds. Δr_H tient compte des boucles virtuelles du Higgs dans les propagateurs des W et Z . Ce terme a une dépendance logarithmique de m_H , ce qui donne une faible sensibilité des mesures à m_H . Au premier ordre, il s'écrit:

$$\Delta r_H = \frac{G_F m_W^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{11}{3} \left[\log \frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right] \quad (1.24)$$

Cette mesure a été rendue possible depuis la découverte du quark top au TeVatron en 1995 [11, 12]. Les dernières mesures donnent $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ [13], qui, combinées avec celles effectuées par les collaborations LEP, favorisent un Higgs léger $m_H = 85_{-3.4}^{+5.4} \text{ GeV}/c^2$ et donne une limite supérieure $m_H < 196 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance [5].

- Les derniers résultats combinés des recherches directes effectuées par les collaborations LEP excluent un Higgs de masse inférieure à $114.4 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance [14].

Ainsi, les résultats du LEP, en accord avec les limites théoriques sur m_H , favorisent un Higgs léger.

1.3.2 Production et désintégration du boson de Higgs

Couplages

Le couplage de Yukawa, proportionnel à la masse des fermions, privilégie un couplage aux fermions massifs (b,t). Si la cinématique le permet, ces modes de désintégrations sont dominants. La figure 1.7 montre la section efficace de production du Higgs standard pour différents processus, ainsi que ses rapports de branchement en fonction de sa masse [15]. Pour un Higgs léger, le mode de désintégration privilégié est le mode $b\bar{b}$ avec un rapport de branchement supérieur à 85%. A partir de $140 \text{ GeV}/c^2$ ($150 \text{ GeV}/c^2$), les seuils de production cinématiques des paires WW (ZZ) sont atteints. La largeur de désintégration en boson vecteur est proportionnelle à m_H^3 ; les modes $H \rightarrow WW$ (resp. ZZ) deviennent les modes dominants de désintégration pour atteindre les valeurs asymptotiques de 2/3 (resp. 1/3) pour les grandes valeurs de m_H .

Production au LHC

Les modes de production dominants du Higgs au LHC sont la fusion de gluons, la fusion de bosons vecteurs et les productions associées à un boson vecteur ou à une paire $t\bar{t}$.

La production par fusion de gluons ($gg \rightarrow H$) représente le mode dominant pour des masses allant jusqu'à 1 TeV . La recherche associée à cette production se fait par la recherche d'une résonance $H \rightarrow \gamma\gamma$ ou $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$.

Le second processus le plus important au LHC est la production par fusion de bosons vecteurs (WBF) [17]. La section efficace de production est de l'ordre de $\sim 4 \text{ mb}$ pour les Higgs de basse masse, soit un ordre de grandeur sous la production $gg \rightarrow H$. Elle devient compétitive pour les Higgs de grandes masses. Ce mode de production, utilisé dans la recherche du Higgs en invisible est décrit de manière plus approfondie dans la

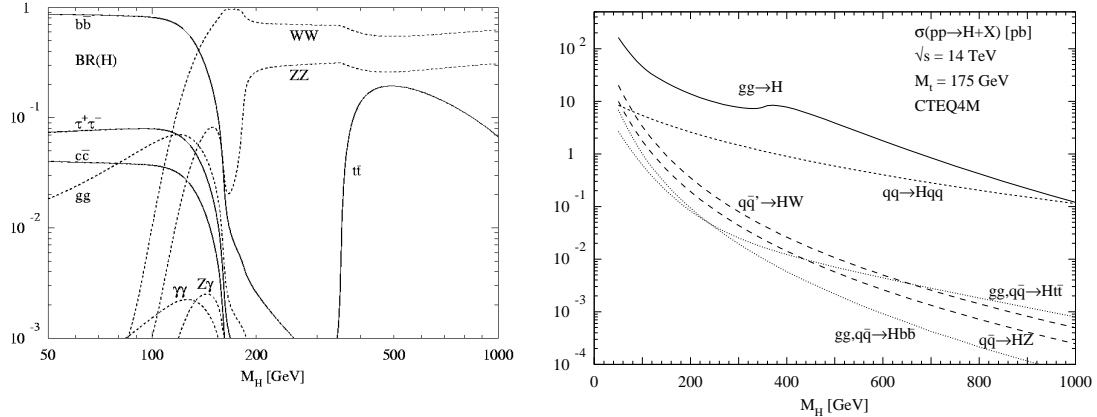


FIG. 1.7 – *A gauche: rapports de branchement des modes de désintégration dominants du Higgs standard en fonction de sa masse [16]. A droite: sections efficaces de production du Higgs au LHC pour différents mécanismes en fonction de m_H .*

section 6.2.1.

La production associée à un boson vecteur ($q\bar{q} \rightarrow VH$) est un mode important au LHC malgré sa section efficace relativement faible. Les désintégrations leptoniques des bosons vecteurs constituent un filtre très puissant pour la réjection des bruits de fond.

La production associée au quark top ($q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H$) est négligeable pour des grandes valeurs de m_H . Néanmoins, il constitue un mode important pour $m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$ et permet la mesure du couplage $t\bar{t}H$.

1.3.3 Recherche des bosons de Higgs auprès des collisionneurs futurs

Dans les prochaines années, la recherche des bosons de Higgs se fera avec les expériences auprès des collisionneurs hadroniques: CDF et D0 au TeVatron et ATLAS et CMS au LHC.

La recherche du boson de Higgs standard au TeVatron se fera essentiellement à partir des productions associées à un boson vecteur WH , ZH [18], où le W et le Z se désintègrent dans un mode leptonique. Pour les basses masses ($m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$), le mode privilégié est $H \rightarrow b\bar{b}$. Pour des masses plus élevées, différents canaux utilisant la désintégration $H \rightarrow WW$ seront utilisés. Avec les 15 fb^{-1} prévus par expérience à la fin du run *IIB* en 2007, le TeVatron pourrait mettre en évidence un Higgs de masse $m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ avec une signification statistique (S) de 3 déviations standard, et découvrir un Higgs de masse $m_H < 120 \text{ GeV}/c^2$ ($S > 5$).

Au LHC, la difficulté des recherches qui seront entreprises vient du fait que le signal doit être extrait d'un nombre important d'événements de même topologie. La recherche se fera essentiellement par la mesure d'une distribution résonnante dans un continuum.

Le détecteur ATLAS, présenté dans le chapitre 2, a été optimisé pour cette recherche. Il existe une multitude de canaux de découverte permettant de découvrir un Higgs standard sur presque tout le spectre de masse avec seulement 10 fb^{-1} [19, 20]. La plupart de ces canaux ont des modes de désintégration photoniques ou leptoniques. La recherche du Higgs au LHC demande donc une excellente calorimétrie électromagnétique.

Une grande partie de ce travail de thèse a consisté à améliorer la compréhension de la réponse en énergie pour une meilleure reconstruction des événements. Le calorimètre électromagnétique sera présenté dans le chapitre 3, et une méthode d'étalonnage de l'électronique sera discutée dans le chapitre 4. Enfin, les performances d'un module prototype seront évaluées dans le chapitre 5.

La plupart des analyses réalisées par les collaborations ATLAS et CMS, envisagent la désintégration du Higgs en particules du modèle standard. Cependant, certaines théories, dont la supersymétrie, n'excluent pas des modes de désintégrations en particules interagissant faiblement et donc pouvant échapper à la détection. C'est pourquoi, la recherche de l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible au LHC, doit prendre en compte le cas d'une désintégration *invisible* du Higgs. Ce point a fait l'objet d'une partie de ce travail de thèse et sera discuté dans le chapitre 6.

Chapitre 2

ATLAS au LHC

La recherche de particules de grande masse, impliquant des processus de faibles sections efficaces, nécessite une grande énergie dans le centre de masse et une luminosité importante. Ces facteurs ont motivé la conception et la construction du collisionneur LHC et du détecteur ATLAS qui sont présentés dans ce chapitre.

2.1 Le LHC

2.1.1 Les performances de la machine

Le *Large Hadron Collider* [21] (LHC) produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ à la luminosité nominale $\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pendant les trois premières années, le LHC devrait fonctionner en régime de basse luminosité $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0/10$ accumulant ainsi 30 fb^{-1} de luminosité intégrée. Le LHC est construit dans le tunnel du LEP (*Large Electron Positron collider*) au CERN (voir la figure 2.1). Des protons de 450 GeV seront injectés dans le grand anneau de 27 km puis accélérés par des cavités radio-fréquences jusqu'à une énergie de 7 TeV . Une des particularités du LHC est de contenir les deux faisceaux dans la même cuvette magnétique représentée sur la figure 2.2. L'accélérateur utilise 1232 dipôles supra-conducteurs délivrant un champ de 8.4 T et 376 quadrupôles supra-conducteurs. Quatre expériences utiliseront le LHC. L'expérience LHC-B [22] sera consacrée à l'étude de la violation CP et des désintégrations rares dans le système des mésons beaux. Le LHC pourra aussi produire des collisions d'ions lourds (Pb-Pb) à une énergie de 5.5 TeV/nucéon à la luminosité $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette physique sera étudiée auprès du détecteur ALICE [23]. Enfin, deux expériences étudieront la physique du modèle standard et au-delà dans le mode p-p à haute luminosité: ATLAS [24] et CMS [20].

2.1.2 Variables cinématiques utilisées au LHC

Au LHC, les variables utilisées pour décrire la cinématique des particules sont la pseudo-rapacité η , l'angle azimutal ϕ et l'impulsion transverse p_T . On peut définir un repère cylindrique autour du point d'interaction. L'axe de symétrie

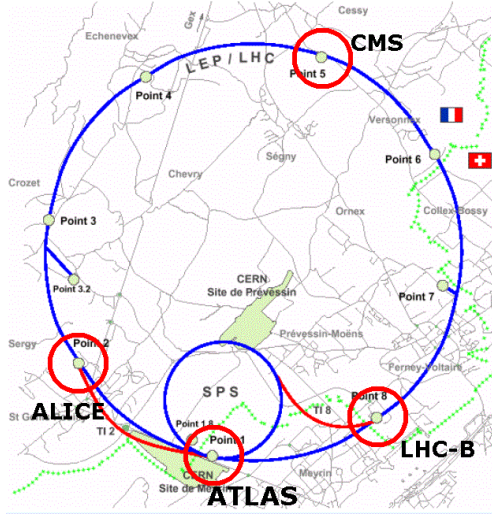


FIG. 2.1 – L’anneau du LHC avec ses quatre points de collisions.

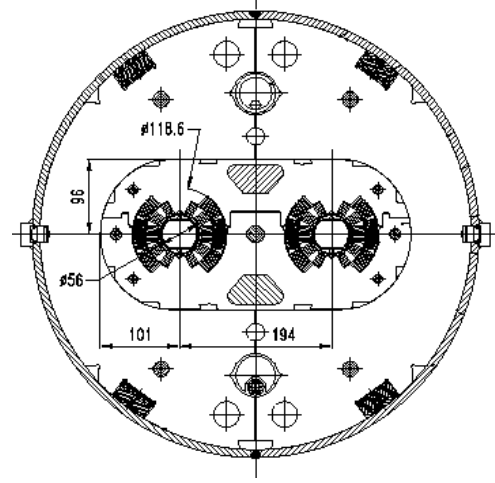


FIG. 2.2 – Coupe transverse d’un aimant dipolaire du LHC.

(Oz) correspond à l’axe du faisceau, et ϕ l’angle dans le plan transverse (xOy). Si θ est l’angle de diffusion par rapport à z , on définit la pseudo-rapacité par :

$$\eta = -\ln \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \quad (2.1)$$

η est l’approximation de la rapidité pour des masses petites devant l’impulsion. Une différence de rapidité est invariante sous une transformation de Lorentz. Ainsi, la rapidité permet d’accéder à la cinématique d’un événement dans le centre de masse de la collision. De plus, la section efficace de diffusion proton-proton est uniforme par unité de rapidité et invariante de Lorentz. Ainsi, les détecteurs sont segmentés selon la variable η afin de maintenir constante l’occupation des canaux de lecture.

On définit l’impulsion et l’énergie transverse par :

$$\begin{aligned} p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ E_T &= E/c\eta \end{aligned} \quad (2.2)$$

Les quantités p_T et E_T sont invariantes sous une transformation de Lorentz selon (Oz). Au LHC, les interactions se font entre les partons des protons; il n’est pas possible de connaître l’énergie de la réaction. Cependant, la condition de conservation de l’impulsion transverse est réalisée; p_T et E_T sont les observables utilisées pour décrire la cinématique des réactions au LHC.

2.1.3 Environnement au LHC : contraintes sur les détecteurs

Les grandes luminosité et énergie, essentielles pour le programme de physique, imposent des contraintes importantes sur les détecteurs [25].

- La grande section efficace de diffusion élastique proton-proton (~ 70 mb) induit

un taux d'interaction important (1 GHz). La plupart de ces événements sont produits par diffusion élastique où le moment transféré p_T^h entre les deux partons est faible ($p_T^h \lesssim 500 \text{ MeV}/c$). Les particules produites dans l'état final ont une grande impulsion longitudinale et une petite impulsion transverse. Ces événements sont appelés de *biais minimum*. Au LHC, la période de croisement des paquets de protons est de 25 ns et le nombre d'événements de biais minimum par croisement sera de l'ordre de 20 pour la luminosité nominale. Ce fait est connu sous le nom d'empilement. Il est accentué lorsque la réponse des détecteurs est supérieure au temps de croisement des faisceaux. Les effets d'empilement peuvent être diminués en ayant une électronique très rapide ainsi qu'une bonne granularité afin de garder bas le taux d'occupation des canaux. Les événements de biais minimum ont une impulsion transverse faible devant celle des processus recherchés. Cette propriété est exploitée, en appliquant un seuil sur p_T pour le déclenchement et la reconstruction, ou encore, comme il sera vu plus tard dans le cas du calorimètre électromagnétique, en utilisant une électronique et une méthode de reconstruction spécifique de l'énergie.

- Un système de déclenchement complexe est nécessaire pour faire les calculs en parallèle et amener le taux d'événements enregistrés à un niveau acceptable ($\simeq 10^2 \text{ Hz}$). Des signatures claires dans les processus étudiés sont requises afin de séparer les événements intéressants d'un bruit de fond important. Pour réaliser cela, l'identification des photons, des leptons de grand p_T ou des jets sera faite au niveau du système de déclenchement. L'information sur les jets et l'énergie transverse manquante sera aussi utilisée.
- La fréquence de croisement des faisceaux implique un système de mémoire afin de stocker l'information durant l'attente de la décision de déclenchement ($\sim 2 \mu\text{s}$).
- Les produits d'interactions et les pertes du faisceau produisent un grand niveau de radiations ($\sim 10^{13} \text{ neutrons}/\text{cm}^2/\text{an}$ et $\sim 10^4 \text{ Gy}/\text{an}$ à haute luminosité au niveau du détecteur interne) susceptible de détériorer les détecteurs et leur électronique associée.

2.2 Le détecteur ATLAS

Comme la plupart des détecteurs auprès de collisionneurs, le détecteur ATLAS [26, 19] représenté sur la figure 2.3, présente une géométrie en couches. En partant du point de collision, on trouve successivement les détecteurs internes de traces chargées, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et le détecteur à muons. Le système d'aimants est composé d'un aimant solénoïdal dont le champ baigne le détecteur interne et d'un système d'aimants à champ toroïdal associé au détecteur à muons.

2.2.1 Détecteurs internes

Les exigences posées par les mesures que l'on veut réaliser dans ATLAS ($t\bar{t}H \rightarrow WbW\bar{b}b\bar{b}$, masse du W ...) sur la résolution sur l'impulsion ou sur les vertex d'interac-

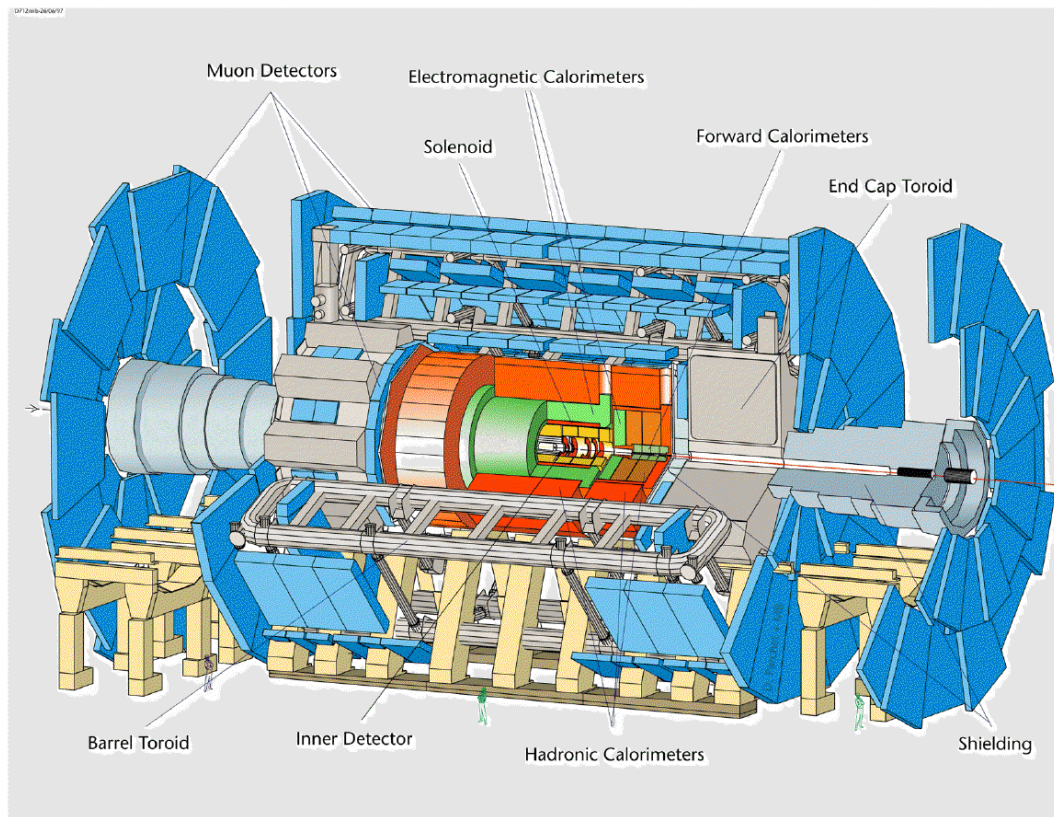


FIG. 2.3 – Vue générale du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs.

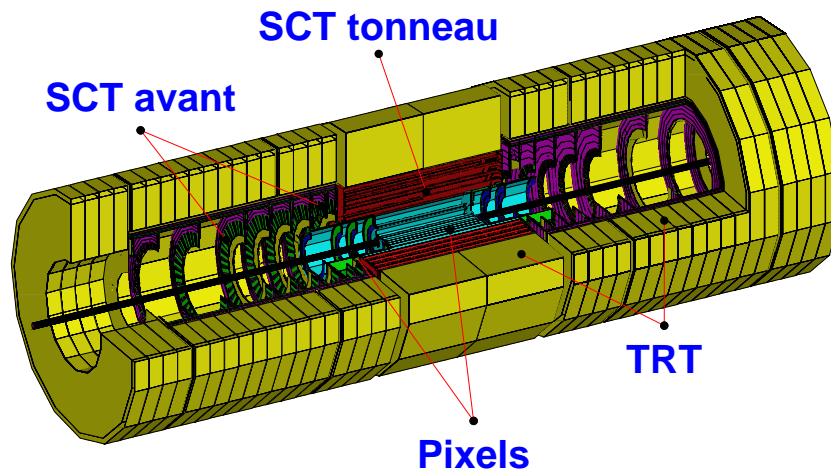


FIG. 2.4 – Détecteur interne d'ATLAS avec ses différents éléments.

Système	Position	Résolution	Canaux	couverture
		$\sigma(\mu\text{m})$	(10^6)	en η
Pixels	1 couche proche du point d'interaction ($R \sim 5$ cm)	$R_\phi = 12, z = 66$	16	± 2.5
	2 couches tonneau	$R_\phi = 12, z = 66$	81	± 1.7
	2×5 couches bouchon	$R_\phi = 12, z = 77$	43	$1.7 - 2.5$
SCT	4 couches tonneau	$R_\phi = 16, z = 580$	3.2	± 1.4
	2×9 couches bouchon	$R_\phi = 16, z = 580$	3.0	$1.4 - 2.5$
TRT	tubes tonneau (axiaux)	170/tube	0.1	± 0.7
	tubes bouchon (radiaux)	170/tube	0.3	$0.7 - 2.5$

TABLE 2.1 – Paramètres du détecteur interne (les résolutions indiquées sont des valeurs typiques, dépendant du paramètre d'impact).

tions demandent un détecteur avec une granularité fine, très proche du point d'interaction, ainsi qu'un champ magnétique important. L'aimant solénoïdal associé fournira un champ parallèle à (Oz) de 2 T. Le détecteur interne est aussi essentiel pour la séparation des électrons du fond hadronique. Il contribue, associé au calorimètre électromagnétique à l'identification des photons. Il permet l'étiquetage des jets issus des hadrons beaux. Il doit enfin mesurer les vertex secondaires pour la reconstruction des hadrons B et des τ . Afin de minimiser les pertes d'énergie par Bremsstrahlung ainsi que les diffusions multiples, son épaisseur doit être la plus fine possible.

Description générale

Il est composé de trois sous-détecteurs avec une acceptance $|\eta| < 2.5$, limitée par le niveau élevé de radiations dans les régions de grande rapidité. Il représente une quantité de matière d'environ $0.5 X_0$. Ses performances sont résumées dans le tableau 2.1.

- Le détecteur à pixels, situé au plus proche du point d'interaction, utilise la technologie silicium. Il comprend 3 couches de granularité $50 \times 300 \mu\text{m}$.
- Le SCT (*SemiConductor Tracker*) utilise la même technologie, avec une résolution plus grossière. Il permet, dans la zone centrale, huit points de mesure par traces chargées.

Ces deux détecteurs de très fine granularité permettent une reconstruction efficace dans une région de grande densité de traces tout en gardant un taux d'occupation faible ($\sim 10^{-4}$).

- Le TRT (*Transition Radiation Tracker*) utilise des tubes à dérive de 4 mm de diamètre, ce qui permet d'ajouter un nombre important de points (~ 36). De plus, la présence entre les tubes d'un radiateur constitué de fibres en polyéthylène permet l'identification des électrons par émission de rayonnement de transition.

Performances attendues

Les performances principales attendues pour le détecteur interne sont:

- Mesure des angles polaires avec une précision meilleure que 2 mrad.

- Reconstruction des traces isolées de plus de $5 \text{ GeV}/c$ d'impulsion transverse, avec une efficacité supérieure à 95%.
- Etiquetage des jets beaux avec une efficacité supérieure à 30% et une réjection¹ des jets des quarks légers meilleure que 10.
- Identification avec le calorimètre électromagnétique des photons de $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ avec une efficacité $> 90\%$ et des réjections $R_{e^\pm} > 500$ et $R_{\pi^0} > 3$.

2.2.2 Le calorimètre électromagnétique

La recherche du boson de Higgs est l'étude qui a le plus contraint les performances du détecteur. Pour un Higgs de masse inférieure à $150 \text{ GeV}/c^2$, les modes de désintégrations considérés sont $H \rightarrow \gamma\gamma$ [27] et $t\bar{t}H(\rightarrow b\bar{b})$ [28] avec au moins un lepton dans l'état final pour augmenter l'efficacité de déclenchement. La production associée à un W , Z ou une paire $t\bar{t}H(\rightarrow \gamma\gamma)$ permet, avec un signal clair (un lepton isolé et 2 photons), d'augmenter la signification statistique à haute luminosité [29]. Comme le montre la figure 2.5, la recherche d'un Higgs léger demande une excellente calorimétrie électromagnétique pour extraire des signaux faibles d'un continuum important. Le choix de la collaboration ATLAS s'est porté sur un calorimètre à échantillonnage plomb/argon avec une géométrie en accordéon. Une grande partie de cette thèse traite de l'étude de ce détecteur; il sera décrit de manière approfondie dans le chapitre suivant.

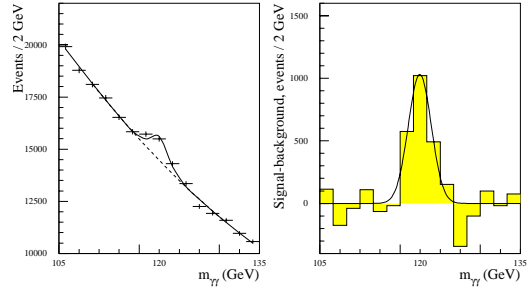


FIG. 2.5 – Signal attendu pour la désintégration du Higgs en 2 photons pour une masse du Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ et une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} [19]. Le signal est représenté avant (à gauche) et après soustraction du bruit de fond irréductible (à droite).

2.2.3 Les calorimètres hadroniques

Ils ont pour but la mesure de l'énergie des jets et des hadrons isolés. Une grande couverture est nécessaire, et l'acceptance s'étend jusqu'à $|\eta| < 4.9$. Une profondeur de ~ 10 longueurs d'interactions est nécessaire pour contenir les gerbes hadroniques et diminuer le niveau de bruit dans le détecteur à muons. La granularité choisie est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1^2$ dans la région centrale ($|\eta| < 3$) et 0.2×0.2 dans la région avant ($3 < |\eta| < 4.9$). Afin d'optimiser l'identification des jets et la résolution en énergie, le calorimètre est segmenté longitudinalement en trois compartiments. La résolution en énergie nécessaire pour une bonne reconstruction des jets et des masses invariantes est

1. Pour un critère de sélection donné, on définit le facteur de réjection comme le rapport du nombre d'événements qui ne satisfont pas le critère pour un événement qui le satisfait.

2. Afin de simplifier les nombres relatifs à la segmentation selon ϕ , on a l'habitude d'approximer 2π à 6.4 et donc $2\pi/64 \simeq 0.1$.

$\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 3\%$ pour $|\eta| < 3$ et $\Delta E/E = 100\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 10\%$ pour $3 < |\eta| < 5$.

Le calorimètre hadronique consiste en deux détecteurs de principe et de granularité différents. Un calorimètre tonneau couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.7$ et un calorimètre bouchon couvre $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Le détecteur tonneau est un calorimètre à échantillonnage fer/scintillateurs dont le principe est illustré sur la figure 2.6. Des morceaux de scintillateurs de 3 cm d'épaisseur sont placés perpendiculaires à l'axe z du faisceau. Le détecteur est composé de trois compartiments en profondeur, eux-mêmes divisés en 64 modules selon la direction azimuthale. Le découpage des cellules de lecture réalise une géométrie semi-projective vers le point d'impact d'ATLAS pour une meilleure mesure de la direction des gerbes. Le signal lumineux est conduit par fibres optiques où il est lu par des photo-multiplicateurs situés à l'arrière du détecteur.

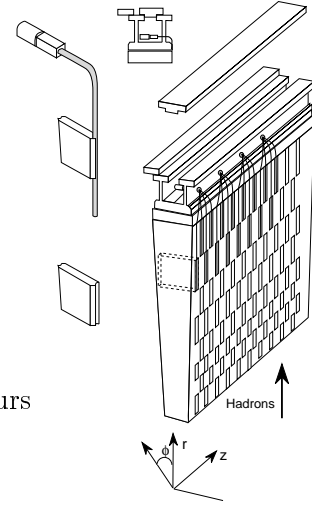


FIG. 2.6 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique tonneau.

Les calorimètres bouchons sont des détecteurs à échantillonnage cuivre/argon liquide choisis pour leur bonne tenue aux radiations. Chaque bouchon est mécaniquement divisé en deux roues coaxiales de fraction d'échantillonnage et de granularité différentes. Les cellules de lectures sont projectives en ϕ et semi-projectives en η .

2.2.4 Le calorimètre vers l'avant

Le FCAL est un calorimètre électromagnétique et hadronique dans la région de grande rapidité. Il est essentiel pour la mesure de l'énergie transverse manquante d'un événement (SUSY, $H \rightarrow$ Invisible, ...). Cette région est soumise à des doses de radiations allant jusqu'à 10^{16} Gy/an et des flux de neutrons supérieurs à 10^9 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-2}$. Il a été conçu avec des matériaux résistants et de grande densité. Comme indiqué sur la figure 2.7, il est composé de quatre compartiments. Le premier (FCAL1) est un détecteur cuivre/argon, optimisé pour la reconstruction des électrons. Les deux compartiments suivants (FCAL2 et FCAL3) sont des détecteurs hadroniques tungstène/argon. Un quatrième compartiment, non instrumenté, est une couverture pour les chambres à muons vers l'avant. Tous les modules ont la même structure qui consiste en une matrice d'absorbeur dans laquelle on place des électrodes tubulaires parallèles à la ligne de faisceau comme le montre la figure 2.8.

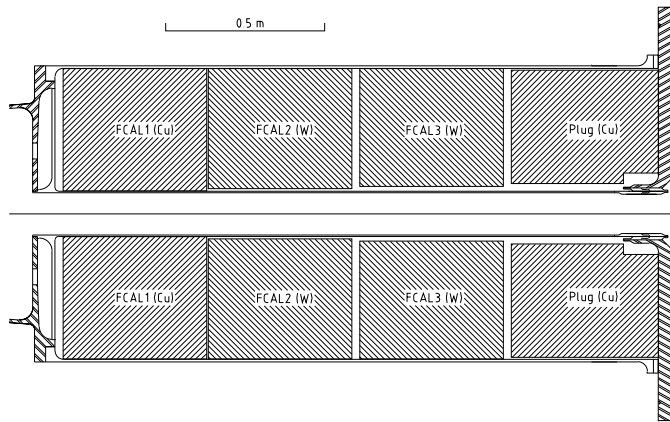


FIG. 2.7 – Coupe transverse du calorimètre vers l'avant.

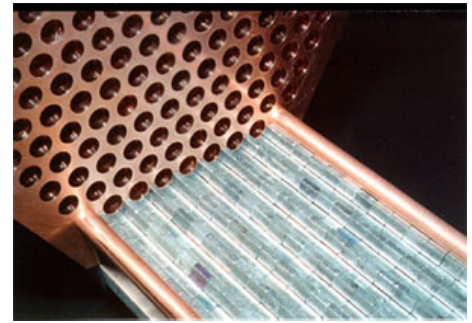


FIG. 2.8 – Insertion des tiges dans la matrice de tungstène.

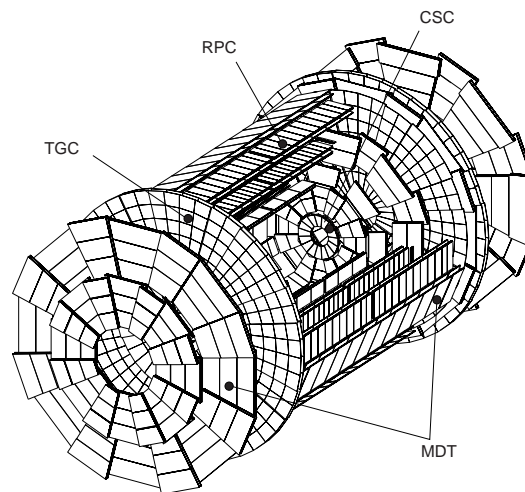


FIG. 2.9 – Vue du spectromètre à muons. Les quatre technologies utilisées sont indiquées.

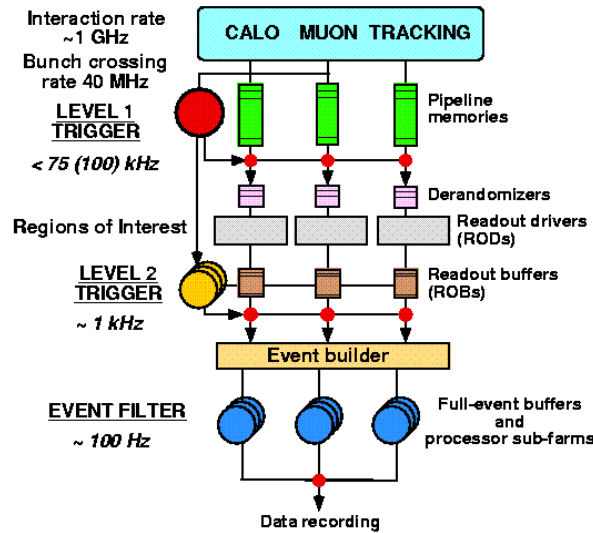


FIG. 2.10 – Diagramme du système de déclenchement et d'acquisition.

2.2.5 Spectromètre à muons

Ce détecteur utilise un système de trois ensembles de huit bobines produisant un champ toroïdal. Un aimant couvre la région centrale ($|\eta| < 1.1$) avec un champ intégré de 2.6 Tm, et deux aimants couvrent les régions vers l'avant ($1.1 < |\eta| < 2.7$) avec un champ intégré de ~ 6 Tm. La partie instrumentée consiste en un système de mesure précis des trajectoires ($\sigma = 60\mu\text{m}$) et un système à réponse rapide utilisé pour le déclenchement de niveau 1.

Le système de mesure des trajectoires consiste dans la partie tonneau en 3 cylindres concentriques formés de chambres MDT (*Monitored Drift Tubes*). Dans la partie bouchon, 4 disques de chambres MDT permettent une couverture complète du détecteur. Des chambres proportionnelles CSC (*Cathode Strips Chambers*) sont également utilisées dans la partie à très grande rapidité.

Le système de déclenchement consiste en un système de RPC (*Resistive Plate Chambers*) dans la partie centrale et de TGC (*Thin Gap Chambers*) vers l'avant. La figure 2.9 représente une vue d'ensemble du spectromètre indiquant les différentes technologies utilisées.

L'efficacité d'identification attendue est supérieure à 90% pour des muons de $p_T > 6$ GeV/c. La résolution sur l'impulsion transverse requise ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu\mu$, $Z' \rightarrow \mu\mu$) est de l'ordre de $\Delta p_T/p_T \simeq 1\%$ (resp. 10%) pour des impulsions transverses de 5 GeV/c (resp. 1 TeV/c.)

2.2.6 Système de déclenchement et acquisition

Un des grands défis du LHC est la réalisation d'un système de déclenchement rapide, capable de sélectionner des processus rares parmi un nombre important d'interactions ($\sim 10^9$ Hz) avec des détecteurs complexes comportant un grand nombre de canaux ($\sim 10^7$). Pour des raisons de limitation de puissance de calcul, le seuil du taux d'événements enregistrables représente ~ 100 Hz pour une taille d'événement de ~ 1 Mbytes. Le diagramme de la figure 2.10 représente le système de déclenchement pour la réduction du taux d'événements. Celui-ci est constitué de trois niveaux:

- Un premier niveau, LVL1, identifie des signatures intéressantes de physique et définit des régions physiques d'intérêt (*RoI*) pour le niveau suivant.
- Un second niveau, LVL2, examine les RoIs sur tous les sous-détecteurs afin de confirmer la décision du niveau 1, et de construire des objets physiques (candidats e^\pm, γ, μ^\pm , jets, p_T , E_T ...).
- Le troisième niveau procède à la sélection finale des événements qui seront écrits pour l'analyse.

Déclenchement de niveau 1: LVL1

Le déclenchement de niveau 1 [30] se fait à partir des calorimètres et du spectromètre à muons. Il utilise les données des chambres rapides du détecteur à muons et de tours de sommation analogique du signal dans les calorimètres. Des algorithmes simples définissent des régions d'intérêt. Le calcul consiste à construire des objets (muons, dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques, jets dans les calorimètres hadroniques) en utilisant des seuils en fonction de la multiplicité, de l'énergie transverse manquante, de l'énergie transverse totale. Pendant ce calcul ($\sim 2 \mu\text{s}$), les données des détecteurs sont stockées dans des mémoires. Si l'événement est accepté, toutes les données sont lues, formatées et un premier niveau de calcul est effectué ($ADC \rightarrow GeV$) par les RODs (*Read-Out Drivers*) en ce qui concerne les calorimètres. A ce niveau le taux d'événements est de ~ 75 kHz. Les données sont alors stockées dans des mémoires en attendant le résultat du déclenchement de niveau 2.

Actuellement, seuls les calorimètres électromagnétiques, hadroniques et le spectromètre à muons sont utilisés pour former le signal LVL1. La recherche du Higgs dans ses désintégrations invisibles demande un déclenchement spécifique au niveau du FCAL. Ce point sera discuté dans la partie 6.6.

Déclenchement de niveau 2: LVL2

Les algorithmes utilisent les régions d'intérêt et les données des détecteurs pour reconstruire des objets plus complexes qui deviennent les candidats électrons, photons, jets, muons, τ ou jets de b . Ces informations sont ensuite combinées pour la sélection de processus complexes (calcul de masses invariantes de 2 leptons ...). Le temps de calcul moyen est de ~ 10 ms pour un taux de ~ 1 kHz en sortie.

Filtre d'événement

Le troisième niveau reconstruit complètement l'événement en utilisant la granularité complète du détecteur et permet la sélection finale à un taux de ~ 100 Hz.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Ce chapitre décrit le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Une attention particulière est portée sur la formation et la reconstruction du signal électrique. Les principes de la calorimétrie à argon liquide sont rappelés dans la première partie. Une présentation générale du calorimètre (mécanique, électronique de lecture et d'étalonnage) est ensuite faite.

La phase de construction des modules finals du détecteur a été précédée par la construction et les tests en faisceau d'un module prototype (dit module 0). Ce module, ainsi que l'appareillage de test en faisceau, sont décrits ici afin d'alléger le chapitre suivant de tout détail technique.

3.1 Principe de la calorimétrie à argon liquide

Le rôle de la calorimétrie est de mesurer l'énergie d'une particule par absorption totale ou partielle de son énergie dans un milieu détecteur. Dans cette partie sont décrits les processus d'interaction des électrons et des photons avec la matière pour les échelles d'énergie du LHC et le principe de détection dans un calorimètre à échantillonnage (une description plus complète des principes de calorimétrie peut être trouvée dans [31]).

3.1.1 Processus d'interactions

La perte d'énergie d'un électron ou d'un photon pénétrant dans un milieu fait intervenir plusieurs mécanismes dépendant de l'énergie de la particule incidente et du milieu traversé. Les figures 3.1 et 3.2 représentent ces différents mécanismes pour un électron et un photon dans le plomb. Pour une énergie supérieure à 100 MeV, la perte d'énergie se fait par interaction avec le champ électrique du noyau - Bremsstrahlung pour les électrons et création de paires pour les photons - donnant naissance à une cascade de particules (gerbe). Cette cascade s'arrête lorsque le processus d'ionisation devient dominant. Cette transition a lieu à l'énergie critique du milieu, donnée par la formule

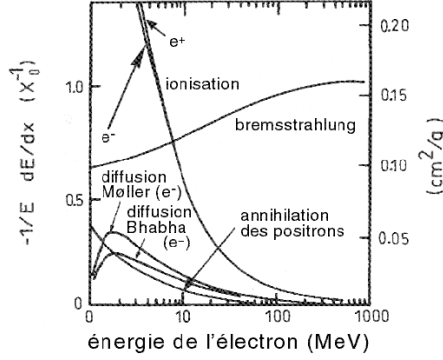


FIG. 3.1 – Perte d'énergie des électrons dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus [13].

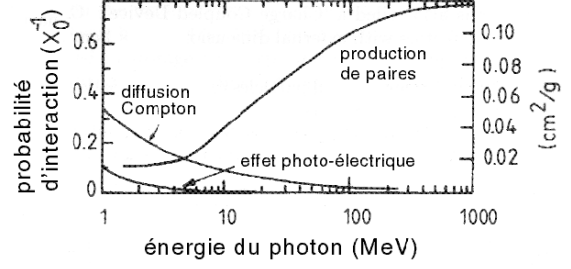


FIG. 3.2 – Probabilité d'interaction d'un photon dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus [13].

approchée:

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (3.1)$$

où Z est le nombre de charge du noyau du matériau traversé. La perte d'énergie des électrons que l'on veut identifier au LHC ($5 \text{ GeV} \rightarrow 5 \text{ TeV}$) se fait essentiellement par Bremsstrahlung. Pour décrire les pertes d'énergie indépendamment du matériau traversé, on définit la longueur de radiation X_0 comme la longueur de matériau pour laquelle l'énergie est réduite d'un facteur $\frac{1}{e}$ par Bremsstrahlung. Elle est donnée par la formule approchée:

$$X_0 \simeq \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (\text{g.cm}^{-2}) \quad (3.2)$$

où A est le nombre de masse du noyau du matériau traversé. De la même façon, on définit la distance moyenne de conversion du photon par $X_\gamma = \frac{9}{7}X_0$. Ainsi, le parcours moyen d'un photon avant interaction est de 30% plus long que pour un électron.

3.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique

Les dimensions caractéristiques de la gerbe sont données par ses développements longitudinal et latéral. Le développement longitudinal peut être approximé par la formule [31]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.3)$$

où t est la profondeur en unité de radiation, E_0 est l'énergie incidente, $a \simeq b \ln(ZE_0)$ et $b \simeq 0.5$ sont des paramètres dépendants de la nature et de l'énergie de la particule incidente et du matériau traversé. Une gerbe produite par un électron de 100 GeV sera presque ($\sim 98\%$) totalement contenue dans $25 X_0$. De plus, le maximum de cette fonction a une dépendance en $\ln(\frac{E_0}{E_c})$; ceci permet de garder des calorimètres compacts pour les énergies des particules attendues au LHC.

Le développement latéral de la gerbe est principalement dû aux électrons ayant subi des diffusions multiples qui n'interagissent pas sur un grand parcours. On le caractérise par le rayon de Molière défini comme:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \quad (3.4)$$

Un cylindre de rayon $2 \times R_M$ contient $\sim 95 \%$ de la gerbe. Son extension peut aller bien au delà car les photons de quelques MeV ont une section efficace d'interaction faible (voir figure 3.2).

Ces deux grandeurs caractéristiques permettent de définir la taille et la segmentation latérale du détecteur afin d'optimiser la reconstruction de l'énergie et l'identification des particules. L'extension spatiale d'une gerbe hadronique est différente d'une gerbe électromagnétique du fait des processus nucléaires entrant en jeu; la combinaison avec le calorimètre hadronique permet ainsi l'identification des particules et la réjection γ/jet et e^\pm/jet .

3.1.3 Calorimètres à échantillonnage

Le choix de la collaboration ATLAS s'est porté sur un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide. Le principe d'un tel calorimètre est d'utiliser une succession de matériau *absorbeur* de grande densité (plomb) favorisant le développement de la gerbe et de matériau *actif* où l'énergie est mesurée. Les épaisseurs pour la séquence plomb/argon utilisées dans ATLAS sont respectivement (à $z = 0$) $L_P = 0.280 X_0$ et $l_A = 0.015 X_0$; le développement de la gerbe se fait principalement dans le plomb. Les électrons créés perdent leur énergie par ionisation de l'argon. Il existe une relation de proportionnalité entre le nombre de charges créées et l'énergie déposée dans l'argon. Ainsi, la mesure de l'énergie se fait par comptage des charges créées lors de l'ionisation.

Résolution intrinsèque

On peut approximer le nombre de particules traversant la couche d'argon liquide comme le nombre de particules N_S produites par Bremsstrahlung dans le milieu absorbeur.

$$N_S \sim \frac{E_0}{E_c} \frac{1}{L_P} \quad (3.5)$$

On définit alors la résolution intrinsèque du calorimètre à partir des fluctuations statistiques poissonniennes du nombre de particules détectées:

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{N_S}} = \frac{a}{\sqrt{E_0}} \quad (3.6)$$

où $a \sim \sqrt{E_c L_P}$ est le terme *stochastique*. Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS: $a \simeq 10 \%$.

Il est aussi important de définir la fraction d'échantillonnage du calorimètre, qui représente la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide et qui s'écrit:

$$f = \frac{\Delta E_A}{\Delta E_P + \Delta E_A} \quad \text{avec} \quad \Delta E_{A,P} = L_{A,P} \times E_c \quad (3.7)$$

Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS: $f \sim 20\%$.

Mesure de l'énergie

Les deux quantités les plus importantes pour caractériser un calorimètre sont la linéarité de la réponse et la résolution en énergie.

La linéarité est fortement liée à l'électronique et à la matière inactive présente devant le détecteur. Dans le cas d'ATLAS, on demande une linéarité de la réponse meilleure que 0.5% (resp. 1%) pour une énergie inférieure (resp. supérieure) à 300 GeV. Le but à atteindre est 0.02% dans le domaine de $[M_Z, M_W]$ pour une mesure de la masse du boson W meilleure que 25 MeV [19]. Ces buts sont difficiles à atteindre au LHC à cause de la grande gamme dynamique (de quelques GeV à quelques TeV) et aux conditions d'empilement.

La résolution en énergie est généralement paramétrée par la somme quadratique:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.8)$$

où a est le terme stochastique décrit plus haut, b est le terme de bruit et c est le terme constant. Le terme de bruit est dominant à basse énergie, il est indépendant de l'énergie déposée et vaut ~ 400 MeV pour un électron dans calorimètre d'ATLAS à la luminosité nominale. Il comprend le bruit électronique (~ 300 MeV) et le bruit d'empilement (~ 250 MeV). Nous verrons que ce terme dépend fortement du choix de l'électronique et de la méthode de reconstruction de l'énergie. Le terme constant, dominant à haute énergie, comprend les différentes non-uniformités du calorimètre. Dans le cas d'ATLAS, un terme constant inférieur à 0.7% est requis sur l'ensemble du calorimètre. Les différentes contributions seront détaillées dans la partie 3.5 dans le cas du calorimètre d'ATLAS.

3.2 Description du calorimètre

Cette section décrit la géométrie et les performances du calorimètre électromagnétique [32, 33].

3.2.1 Performances

L'acceptance

L'acceptance du détecteur interne ainsi que le fond $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, important à grande rapidité, limite la région de mesure de précision à $|\eta| < 2.5$. C'est dans cette région que le détecteur possède la granularité la plus fine. Dans les régions vers l'avant ($|\eta| \rightarrow 3.2$) une granularité plus grossière est acceptable pour la mesure de l'énergie manquante et la reconstruction des jets.

La reconstruction de l'énergie.

Pour les électrons de basse énergie (1 – 2 GeV), produits dans les désintégrations semi-leptoniques des b , le calorimètre contribue à améliorer de façon significative l'identifica-

tion des b . Ceci représente un atout important pour la recherche du Higgs ($H \rightarrow b\bar{b}$), les recherches de supersymétrie ou la physique du b . Pour les électrons de grande énergie, produits par exemple par des désintégrations de bosons W' ou Z' , une gamme dynamique de 50 MeV (qui représente le niveau de bruit attendu) à 3 TeV est nécessaire. Cette gamme importante nécessite de numériser l'énergie sur 16 bits

Afin d'extraire un signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ une bonne résolution en énergie dans la gamme 10-300 GeV est nécessaire. Ceci impose une bonne uniformité de la réponse sur un très grand nombre de canaux. De plus, afin de limiter la contribution des fluctuations longitudinales des gerbes dans la résolution, la longueur totale de radiation est de l'ordre de $24 X_0$ à $\eta = 0$.

Afin de limiter l'incertitude sur les masses reconstruites, une bonne précision sur l'échelle d'énergie absolue (inférieure à 0.1 %) et une linéarité meilleure que 0.5 % jusqu'à 300 GeV est nécessaire.

La reconstruction de l'énergie sera décrite de façon plus approfondie dans le chapitre suivant.

Résolution spatiale

Afin de minimiser la contribution angulaire sur la largeur de la masse invariante des deux photons provenant de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$, une résolution angulaire d'environ $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ est nécessaire. Pour atteindre cette performance, le calorimètre est segmenté longitudinalement en trois compartiments (avant, milieu et arrière). Seuls les deux premiers compartiments sont utilisés pour mesurer la direction. Une fine segmentation latérale dans le premier compartiment associée à un pré-échantillonneur contribue à rejeter le fond π^0 . De plus, un excellent pouvoir de séparation γ/jet (efficacité de 80% avec un facteur de réjection de $5 \cdot 10^3$), électron/jet (efficacité de 70% avec un facteur de réjection de 10^6), τ/jet (efficacité de 30% avec un facteur de réjection de 400) est demandé.

3.2.2 Description géométrique

Le calorimètre électromagnétique couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 3.2$ [32]. Le choix de la technologie argon liquide offre de nombreux avantages. Le niveau de radiation attendu durant les 10 ans de fonctionnement du LHC est 10^{14} neutrons/cm² et 10^5 Gy. Les liquides nobles sont par nature résistants aux radiations. Ils offrent une grande stabilité pour une meilleure uniformité de la réponse dans l'espace et dans le temps. Le découpage des électrodes de lecture permet une granularité très fine (~ 170000 voies) ainsi qu'une segmentation en profondeur qui permet la reconstruction de la direction des particules incidentes. De plus, une géométrie de type *accordéon* a été développée [34], permettant ainsi une grande rapidité de réponse ainsi qu'une réduction du bruit et une herméticité totale en ϕ .

Le calorimètre est composé d'un tonneau, de rayon interne 1.4 m, couvrant la région $|\eta| < 1.475$ (voir figure 3.3) et de deux bouchons, placés à $z = 4.3$ m, couvrant

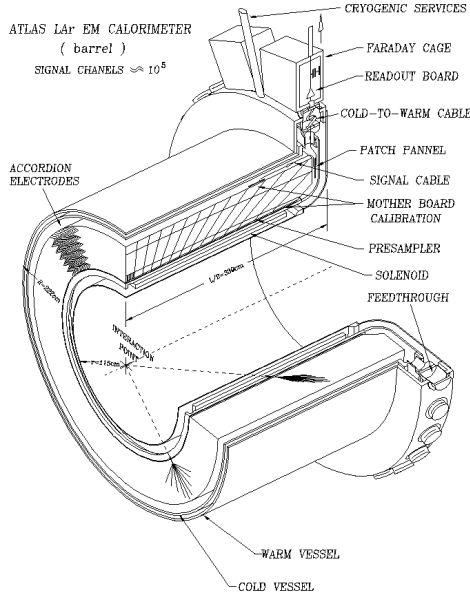


FIG. 3.3 – Vue projective d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique et de son cryostat.

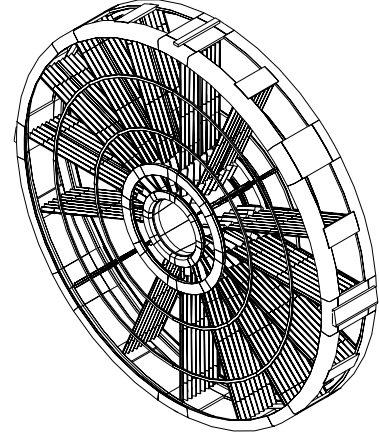


FIG. 3.4 – Vue projective d'un bouchon du calorimètre avec quelques absorbeurs.

$1.375 < |\eta| < 3.2$ (voir figure 3.4).

Le calorimètre tonneau (EMB)

La figure 3.3 représente une moitié de tonneau dans le cryostat. Cette figure montre la spécificité de la géométrie accordéon pour une totale uniformité du détecteur selon la direction azimuthale ainsi que la projectivité des cellules de lecture avec le point d'interaction d'ATLAS. Le détecteur est divisé en deux demi-tonneaux ($z > 0$ et $z < 0$) qui sont formés chacun de 16 modules. La figure 3.5 représente un module prototype lors du montage au LAPP en 1999. La géométrie en accordéon ainsi que les segmentations latérales et longitudinales sont clairement visibles. La figure 3.6 représente les longueurs des différents compartiments en unité de longueur de radiation. Le premier compartiment, finement segmenté en η , permet une bonne mesure du point d'impact pour une bonne réjection des π^0 . Le second compartiment, d'une longueur de $16 X_0$, contient la majorité de la gerbe électromagnétique et permet, avec la mesure dans le compartiment avant, la mesure de l'angle d'incidence de la particule. Le troisième compartiment permet d'estimer les pertes à l'arrière du détecteur.

La longueur de plomb traversée par une particule augmente avec la pseudo-rapacité. Afin de garder un terme stochastique bas, l'épaisseur de plomb change à $|\eta| = 0.8$ (voir tableau 3.2). La figure 3.7 montre sur une électrode de lecture les segmentations latérale et longitudinale. Les connecteurs pour la récupération du signal et la distribution de la haute tension sont également représentés. Pour des raisons de taille, l'électrode est séparée en deux parties appelées *de type A* et *B* qui couvrent les régions $|\eta| < 0.8$ et

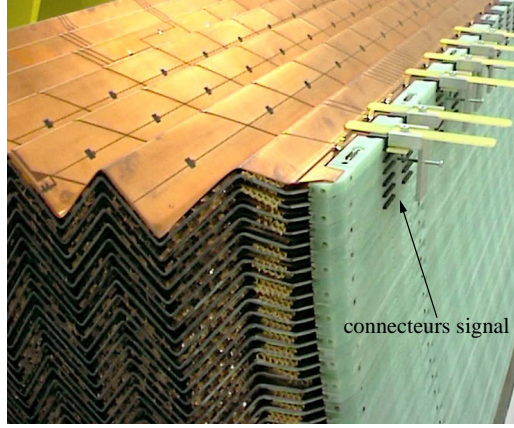


FIG. 3.5 – Photographie du module prototype lors de son montage.

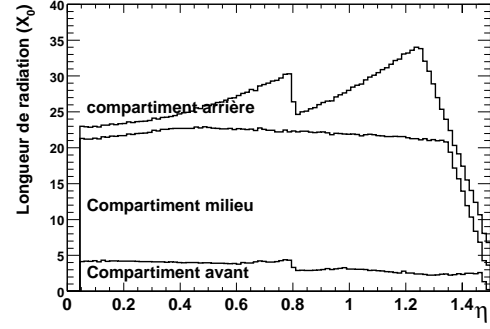


FIG. 3.6 – Contribution des différents compartiments du tonneau du calorimètre électromagnétique (en unité de X_0) en fonction de η .

	Tonneau	Pré-échantillonneur
Couverture	$ \eta < 1.475$	$ \eta < 1.52$
Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)		0.025×0.1
1 ^r compartiment	0.003×0.1	
2 ^e compartiment	0.025×0.025	
3 ^{me} compartiment	0.05×0.025	

TAB. 3.1 – Taille des cellules de lecture du calorimètre tonneau.

$|\eta| > 0.8$. Les caractéristiques de ces trois compartiments et du pré-échantillonneur sont regroupées dans le tableau 3.1.

Le calorimètre bouchon (EMEC)

Les calorimètres bouchons sont contenus dans un cryostat bouchon avec le calorimètre hadronique bouchon (HEC) et le calorimètre avant (FCAL). Il couvre la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. La figure 3.4 représente une vue projective d'une roue du calorimètre. Chaque bouchon est divisé en deux roues coaxiales et est composé de 8 modules. Comme l'amplitude des plis de l'accordéon augmente avec le rayon, la géométrie de

	Rapidité	Épaisseur de Pb	Épaisseur d'argon
Tonneau	$ \eta < 0.8$	1.5 mm	2.1 mm
	$0.8 < \eta < 1.475$	1.1 mm	2.1 mm
Bouchon	$1.375 < \eta < 2.5$	1.7 mm	2.8 – 0.9 mm
	$2.5 < \eta < 3.2$	2.2 mm	3.1 – 1.8 mm

TAB. 3.2 – Épaisseur des absorbeurs de plomb et de l'argon liquide dans le calorimètre électromagnétique en fonction de la pseudo-rapidité.

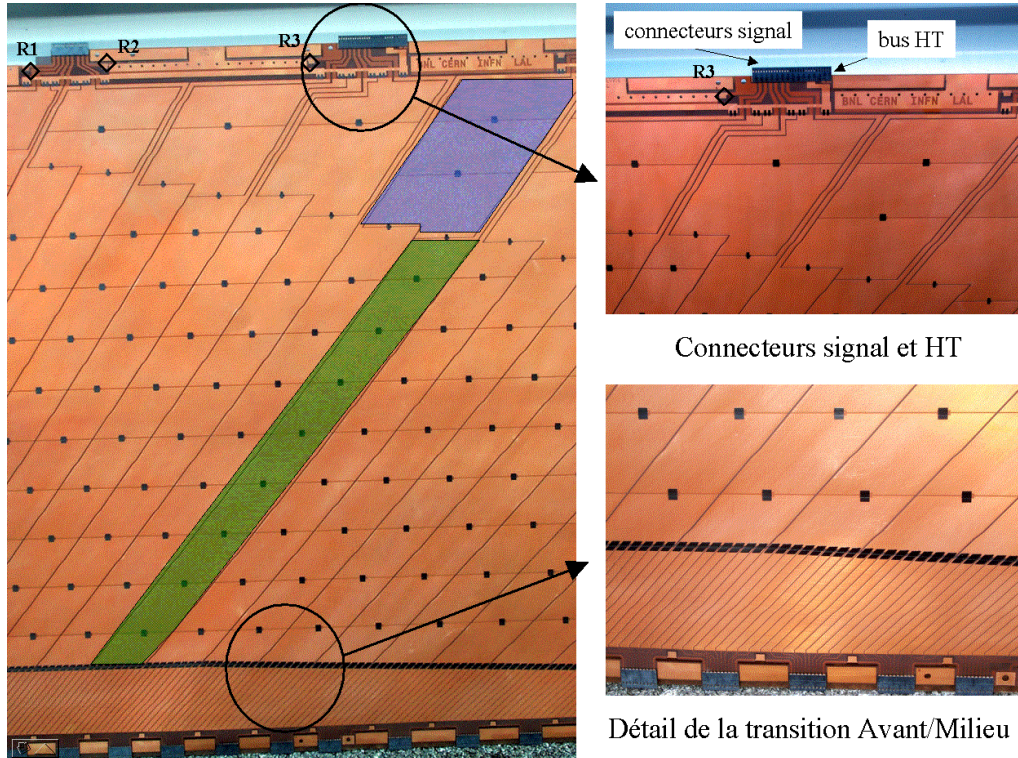


FIG. 3.7 – Photographie d'une électrode avant pliage en forme d'accordéon (gauche). Les deux parties grisées correspondent aux surfaces d'une cellule du compartiment milieu et arrière. Les détails des régions avant et arrière sont représentés sur les photographies de droite. Les connecteurs signal sont visibles sur les faces avant et arrière. Un connecteur haute tension est visible sur la face arrière. Les losanges R1, R2 et R3 montrent l'emplacement des retours à la masses sur l'électrode.

ce détecteur est plus complexe que celle du tonneau. Le tableau 3.2 donne les valeurs nominales de l'épaisseur des absorbeurs et de la couche d'argon liquide en fonction de la pseudo-rapacité, choisies afin d'optimiser la résolution en énergie.

3.3 Réponse du calorimètre

Cette partie décrit les différentes étapes qui conduisent à la mesure de l'énergie d'une particule traversant le calorimètre, à savoir, la collection des charges d'ionisation, la construction des cellules de lecture, la digitisation de l'information et enfin la reconstruction de l'énergie initiale.

3.3.1 Signal d'ionisation

Les charges produites par l'ionisation de l'argon sont récupérées en appliquant un champ électrique ($E_0 = 10 \text{ kV.cm}^{-1}$) entre l'absorbeur et une électrode de lecture. La figure 3.8 représente une séquence absorbeur/milieu actif qui se décompose ainsi: un absorbeur de plomb recouvert d'une fine couche d'acier, pour assurer une bonne tenue mécanique, relié à la masse. Une structure alvéolée en kapton communément appelée *nid d'abeille* qui maintient une distance constante entre l'électrode et les deux absorbeurs. Enfin, l'électrode de lecture, composée de trois couches de cuivre séparées par du kapton. Les couches externes, portées à une tension de 2000 V, jouent le rôle de cathode, la couche interne est l'électrode de lecture du signal, les couches de kapton jouent le rôle de capacité de découplage. Le passage d'une particule ionisant l'argon produit une distribution de charge uniformément répartie le long de sa trajectoire. Le courant induit $I(t)$ récolté au niveau de l'électrode de lecture possède une forme triangulaire (voir figure 3.9) de la forme:

$$I_{phy}(t) = \frac{Q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) = I_{phy}^0 \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (3.9)$$

où Q_0 est la charge totale déposée dans l'argon et t_d est le temps de dérive moyen des électrons dans l'argon liquide et vaut $t_d \sim 400 \text{ ns}$. Ainsi l'amplitude du courant est directement proportionnelle à la charge déposée avec la constante $I_0/E \simeq 2.8 \mu\text{A.GeV}^{-1}$. Le temps de montée, dû au temps de propagation de la gerbe dans l'argon et de thermalisation des électrons est très petit devant t_d (de l'ordre de la nanoseconde). Le courant $I_{phy}(t)$ est sensible à une variation de la température qui se traduit par une variation de la densité (qui affecte Q_0) et une variation de la vitesse de dérive des charges (qui affecte t_d). Ainsi, une variation de 1 Kelvin induit une variation de l'amplitude du signal de 2%. Des sondes de température permettront de corriger ces effets. L'amplitude et la forme du signal sont également affectées par les phénomènes de capture électroniques et de recombinaison dus à la présence d'impuretés dans l'argon. Pour s'assurer qu'ils sont dans la limite de tolérance, des sondes de pureté sont utilisées. Dans l'étude qui sera faite, on considérera que la forme du courant $I_{phy}(t)$ est triangulaire.

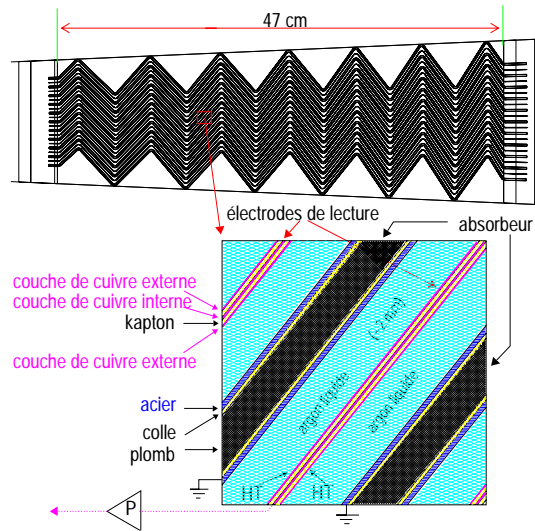


FIG. 3.8 – Schéma des différentes couches composant le calorimètre. La figure du haut représente la géométrie en accordéon des absorbeurs. La figure du bas représente une séquence absorbeur/milieu actif.

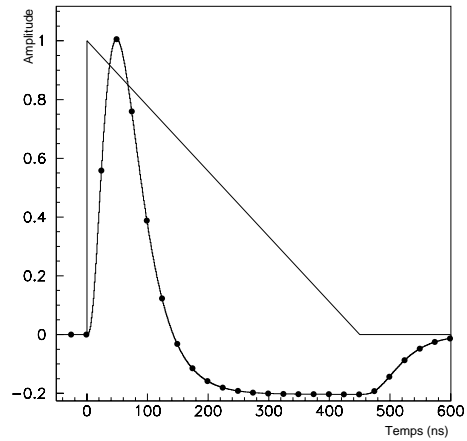


FIG. 3.9 – Réponse du calorimètre à un signal d'ionisation avant (triangle) et après mise en forme. Les points correspondent aux temps de croisement des faisceaux.

3.3.2 Canaux de lecture du calorimètre

Les électrodes

La figure 3.7 montre une photographie d'une électrode de lecture. L'électrode est découpée en pavés qui définissent la taille des cellules de lecture. La capacité de détection équivalente varie de ~ 160 pF pour les cellules du compartiment avant à ~ 2 nF pour les cellules du compartiment arrière. Le signal collecté par chaque pavé de l'électrode est acheminé vers les connecteurs *signal* situés sur les faces à petit rayon (pour le compartiment avant) ou à grand rayon (pour les compartiments milieu et arrière) par de fines bandes cuivrées situées sur l'électrode de lecture et dont la longueur varie avec la position de la cellule en η . Des références de masse sont faites au niveau des connecteurs situés à l'arrière. Ceci est réalisé à l'aide de *ressorts de retour de masse* qui relient les électrodes aux absorbeurs. Enfin, la haute tension est délivrée pour un secteur correspondant à $\Delta\eta = 0.2$ sur l'arrière de l'électrode.

Les cartes électriques

Les signaux sont ensuite sommés pour définir des cellules de lecture. La figure 3.10 montre les cartes électriques qui forment les signaux des cellules de lecture avant et après câblage. Elles consistent en une carte *sommatrice* et une carte *mère*. La carte sommatrice, directement connectée aux électrodes, somme les signaux dans la direction azimuthale selon la granularité. Quatre (resp. 16) électrodes correspondent à une cellule du compartiment milieu ou arrière (resp. avant). Une carte mère supporte 2×2 cartes

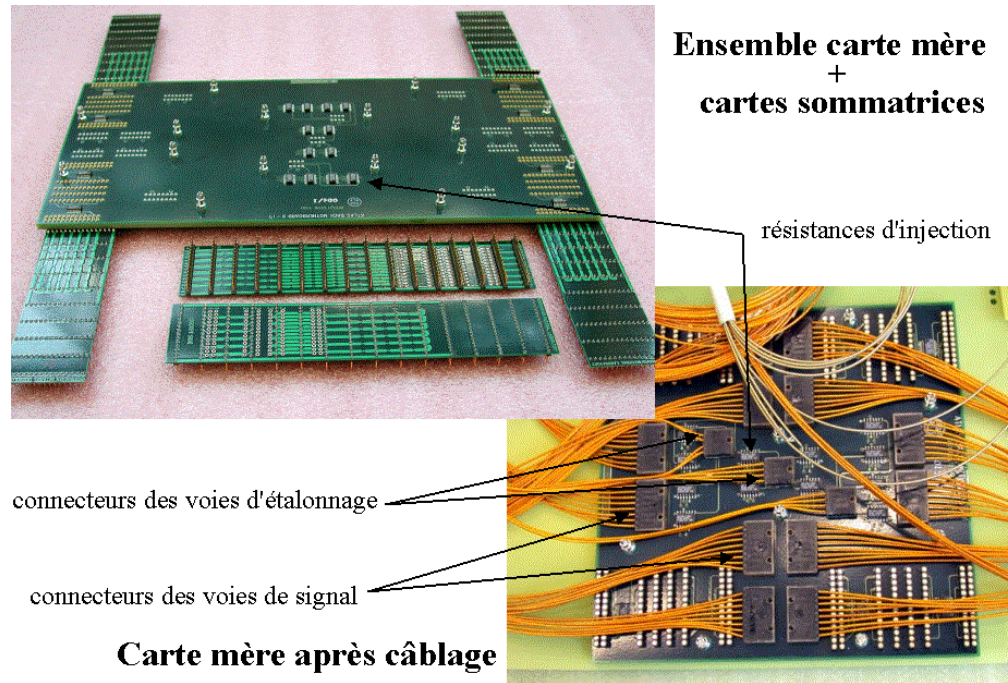


FIG. 3.10 – Photographies d'un ensemble carte mère (CM) + cartes sommatrices (CS) pour la partie arrière. La photographie de gauche représente une CM connectée à ses quatre CS. Deux CS seules sont présentées devant le montage. La photographie de droite représente une CM après câblage. Les différents connecteurs ainsi que les résistances d'injections sont indiqués.

sommatrices et couvre une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. La configuration des canaux de lecture sur la carte sommatrice pour une position en ϕ fixe est M-B-M-M-B-M, où M (resp. B) dénote une voie du compartiment milieu (resp. arrière). Chaque ligne de signal possède sa référence de masse reliée aux absorbeurs à travers les ressorts de retour de masse des électrodes. Les cartes sommatrices sont dessinées pour avoir une connection à la masse de chaque côté. Cependant, pour des raisons d'espace (liées au bus haute tension), les électrodes ne comportent pas de ressort pour la partie à grande rapidité de la seconde moitié de la carte mère. Les signaux sont ensuite acheminés vers l'électronique de lecture située à l'extérieur du cryostat. Comme il sera vu plus tard, les cartes mères distribuent aussi le signal d'étalonnage.

Les câbles électriques (pour le signal, l'étalonnage et la haute tension) sont acheminés du détecteur vers l'extérieur du cryostat par un système de traversées étanches appelées *feed-through* (voir figure 3.3).

3.3.3 Chaîne de lecture du signal

Description générale

La figure 3.11 montre une vue d'ensemble de la chaîne de lecture des signaux. Elle est composée:

- D'une électronique passive proche du détecteur qui forme les canaux de lecture et distribue les signaux d'étalonnage (cartes mères et cartes sommatriques).
- D'une électronique active, située dans un châssis (*Front End Crate*) attaché aux traversées étanches du cryostat. Elle permet d'adapter les signaux aux conditions du LHC, de former les signaux de déclenchement de niveau 1 et de contrôler leur synchronisation avec l'horloge 40 MHz du LHC.
- D'une électronique de calcul analogique de premier niveau chargée de déclencher (LVL1) et d'un système de CPU qui permet de reconstruire l'énergie après décision du système de déclenchement (ROD). Cette électronique est située à l'extérieur du détecteur ATLAS.

L'emplacement des différents éléments de la chaîne résulte d'un compromis entre les contraintes liées aux radiations importantes proche du détecteur et le bas niveau de bruit.

Préamplification et mise en forme

Un système de préamplificateurs de courant amplifie le signal au dessus du bruit introduits par les éléments suivants de la chaîne. Le temps de réponse du calorimètre $t_d = 400 \text{ ns}$ est très grand devant la fréquence de croisement des faisceaux. Ceci ne permet pas d'intégrer directement la charge. Afin d'adapter les signaux à la fréquence de croisement, ils sont mis en forme par un filtre bipolaire de type $CR - RC^2$ [35]. La figure 3.9 montre le signal après mise en forme. La forme bipolaire permet de considérer les signaux provenant d'événements de biais minimum comme un bruit dont la contribution est nulle en moyenne. Le rôle de ce circuit est de maximiser le rapport signal sur bruit (électronique + empilement) en effectuant une différenciation suivie d'une double intégration. La différenciation permet d'accéder au maximum du triangle et d'obtenir la forme bipolaire. L'intégration joue le rôle de filtre passe-bas pour une réduction du bruit électronique. Le temps de mise en forme $\tau_s = RC$ correspond au temps d'intégration du signal triangulaire. Sa valeur est un compromis entre une minimisation du bruit d'empilement (petit τ_s) et du bruit électronique (grand τ_s). La valeur optimale dépend de la luminosité et de la position en η . Cependant, il a été choisi de n'utiliser qu'une constante $\tau_s = 15 \text{ ns}$ qui minimise le bruit total à la luminosité nominale pour l'ensemble des canaux de lecture. Le circuit de mise en forme permet aussi d'amplifier le signal avec un système de 3 gains linéaires appelés {Bas:Moyen:Haut} qui sont respectivement dans un rapport {1:9.3:93}.

Stockage

Les signaux sont échantillonnés toutes les 25 ns et stockés dans un système de mémoires analogiques (*Switch Capacitor Array*) composé de 144 capacités, dans l'attente d'un signal de déclenchement de niveau 1 qui arrive en moyenne après 2.5 μs . La mise en

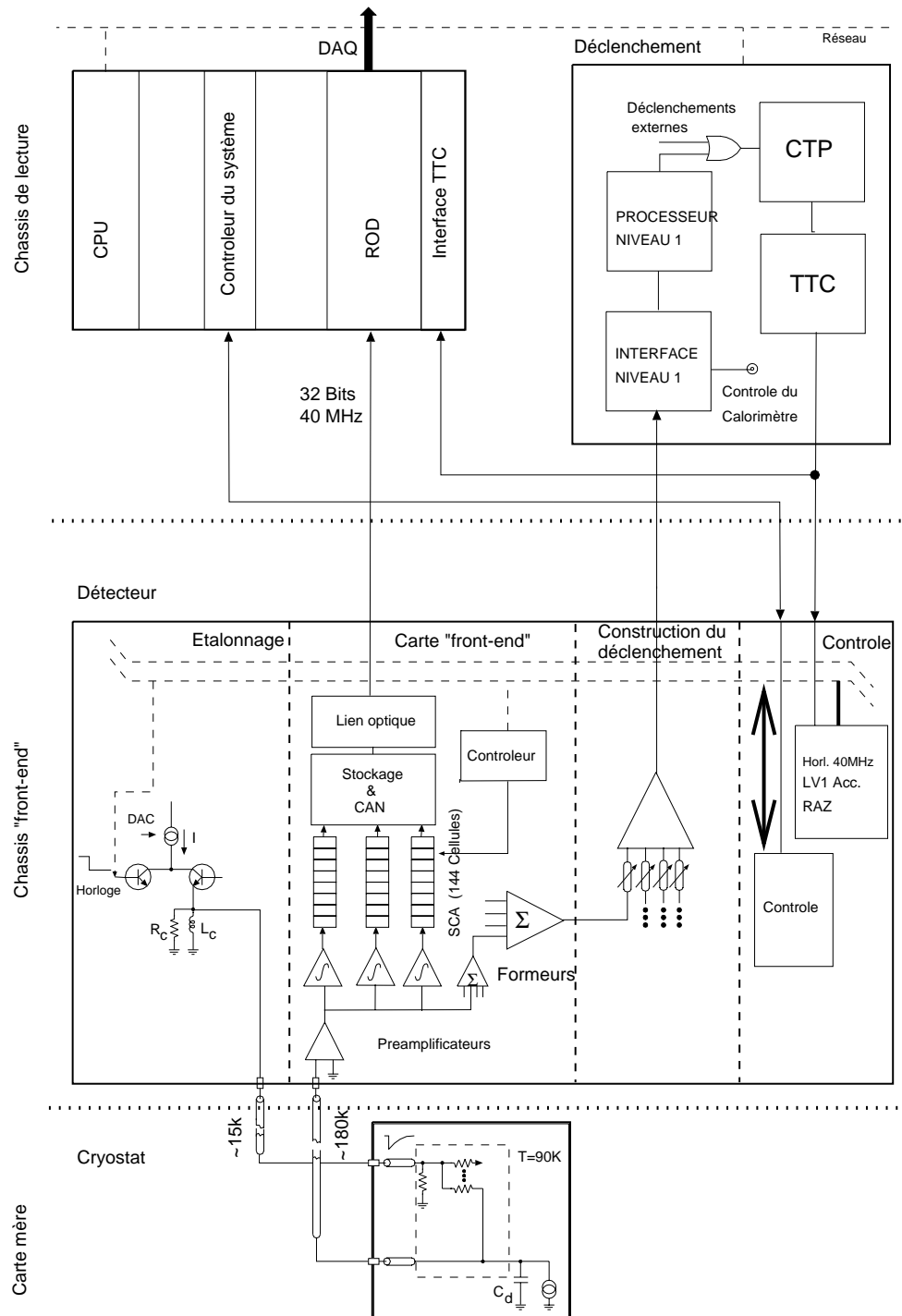


FIG. 3.11 – Schéma de la chaîne électronique de lecture et du système d'étalonnage.

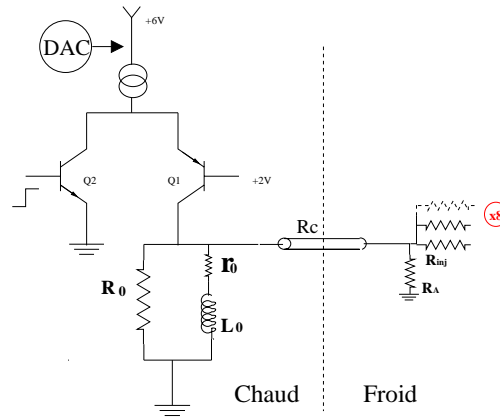


FIG. 3.12 – Schéma de principe du circuit d'étalonnage

temps du système est calée de façon à échantillonner le signal à son maximum. Si l'événement est retenu par LVL1, le gain optimal est choisi par un circuit logique et les échantillons sont envoyés vers le convertisseur analogique-numérique.

Conversion numérique

Cinq échantillons sont nécessaires à une reconstruction de l'énergie optimale [36]. les signaux sont lus et numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits. Ces valeurs sont ensuite envoyées par lien optique vers les RODs pour la reconstruction de l'énergie.

Reconstruction de l'énergie

Elle se fait par un premier étage de calcul du calorimètre dont le rôle est multiple:

- Le calcul des constantes d'étalonnage lors de prises de données consacrées.
- La reconstruction de l'énergie (en GeV) et du temps d'arrivée de l'événement à partir des 5 échantillons en appliquant une méthode de filtrage optimal décrite dans l'annexe A.

3.4 Carte électronique d'étalonnage d'ATLAS

Le rôle du système d'étalonnage électronique est de tenir l'uniformité de la réponse à un niveau suffisamment bas pour limiter sa contribution au terme constant de la résolution. Pour le calorimètre d'ATLAS, l'électronique représente une des contributions les plus importantes au terme constant ($\sim 0.25\%$) [32]. Le système d'étalonnage [37],

situé dans le Front End Crate, doit répondre aux contraintes suivantes:

- le signal injecté doit être aussi proche que possible du signal triangulaire.
- La non linéarité doit rester inférieure à 0.1% sur toute la gamme dynamique (200 nA \rightarrow 10 mA).
- La dispersion de l'amplitude du signal sur tous les canaux doit rester inférieure à 0.2%.
- L'alignement temporel entre le signal d'étalonnage et le signal d'ionisation doit être inférieur à $\pm 1ns$.
- La carte doit fonctionner dans les conditions de radiations du LHC.

3.4.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de la carte est illustré par le schéma de la figure 3.12. Le signal d'étalonnage est obtenu en coupant le passage d'un courant continu I_p traversant une inductance L_0 . Un convertisseur numérique-analogique (*DAC*) de grande gamme dynamique (18bits) produit une tension (0 \rightarrow 5V) qui après conversion en courant donne le signal I_p ($\sim 3\mu A \rightarrow 200mA$). Dans la suite, l'amplitude du signal de calibration sera souvent associée à la valeur du DAC utilisée pour le générer. L'envoi d'un signal de commande au transistor Q_2 envoie I_p à la masse et bloque Q_1 . L'énergie emmagasinée dans l'inductance L_0 se décharge dans les résistances R_0 et R_c de mêmes valeurs. La tension de sortie peut alors s'écrire:

$$\begin{aligned} V_c(t) &= -\frac{R_0}{2}fI_p & (t < 0) \\ V_c(t) &= \frac{R_0}{2}(1-f)I_p e^{-t/\tau_{exp}} & (t > 0) \end{aligned} \quad (3.10)$$

où $\tau_{exp} = 2L_0/(2R_0+r_0)$ est le temps caractéristique de l'exponentielle et vaut $\sim 360 ns$. La composante continue, $f = 2r_0/(2r_0 + R_0)$, vient du fait que L_0 a une composante résistive r_0 . Il est à noter que la résistance r_0 ($\sim 2 \Omega$) n'intervient pas dans l'amplitude initiale du signal.

On observe que lorsque la valeur du *DAC* programmée est nulle, le signal de sortie n'est pas exactement zéro. Ceci est expliqué par deux effets:

- Il existe un couplage capacitif entre le récepteur Q_2 et l'injecteur Q_1 dont la valeur passe de ~ 3 à 0 V en 1 ns. La charge injectée ($\sim 1.8 pC$) varie très peu avec la valeur du DAC programmée. C'est l'effet d'injection de charge.
- Le circuit de commande injecte une impulsion rapide équivalent à une charge de $\sim 0.6 pC$. Il existe une petite dépendance avec la valeur de *DAC*, considérée comme négligeable. C'est le problème de clock-feedthrough.

La distorsion du signal à basses valeurs de DAC est clairement visible sur la figure 3.13 où les réponses à différentes valeurs de DAC sont représentées. Ces deux effets représentent une contribution de l'ordre de quelques centaines de MeV, mais ils peuvent être diminués en soustrayant la réponse à un signal généré par une petite valeur de DAC. Néanmoins, la non linéarité de l'injection de charge dégrade légèrement la linéarité du système d'étalonnage, particulièrement en gain haut. Comme il sera vu, et au niveau de précision voulu, ceci affecte également la reconstruction des signaux.

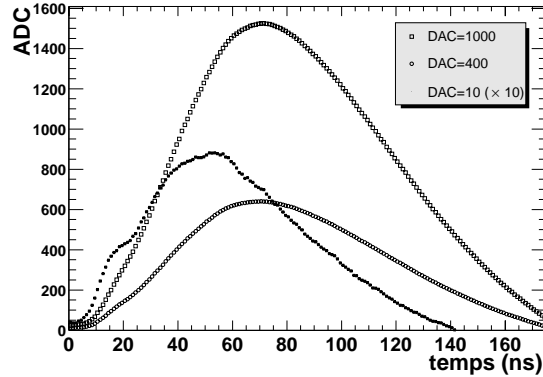


FIG. 3.13 – Signaux d'étalonnage après mise en forme pour différentes valeurs de DAC (1000, 400, 10). La courbe correspondant à DAC=10 a été multipliée par 10.

Enfin, afin d'aligner temporellement les signaux de physique et d'étalonnage, un circuit logique permet de retarder l'envoi du signal par pas de 1 ns.

3.4.2 Injection du signal

Le signal provenant d'un canal de la carte est distribué sur un nombre limité de cellules formant une ligne d'étalonnage. Il est ensuite distribué directement sur les électrodes à travers des résistances d'injections R_{inj} très précises ($\pm 0.1\%$) situées sur les cartes mères (voir figure 3.10). La figure 3.14 représente le schéma de distribution des lignes d'étalonnage dans les différents compartiments. Une ligne d'étalonnage est distribuée sur 8 (resp. 32) canaux de lecture dans les compartiments milieu et arrière (resp. avant). Afin d'étudier la diaphonie, les configurations d'injection sont telles que 2 cellules adjacentes ne sont pas reliées à la même ligne d'étalonnage.

3.4.3 Procédure typique d'étalonnage des voies d'électronique

Le bruit est évalué par la mesure du piédestal qui consiste à mesurer la réponse de l'électronique sans injection de charge.

Le système d'étalonnage permet de faire différentes mesures.

- Une mesure des gains associés au système d'étalonnage (procédure de *rampes*). Elle consiste à déclencher sur chaque voie 100 événements avec 10 valeurs de DAC différentes. La figure 3.15 montre pour une cellule du compartiment milieu, la réponse du détecteur pour différentes valeurs de DAC en gain moyen et haut. L'ajustement d'un polynôme de second ordre, pour tenir compte des non-linéarités, permet de mesurer la correspondance $ADC \leftrightarrow DAC$.
- Une mesure de la forme du signal qui consiste à déclencher 100 événements pour une valeurs de DAC particulière pour différents retards à l'envoi du signal.

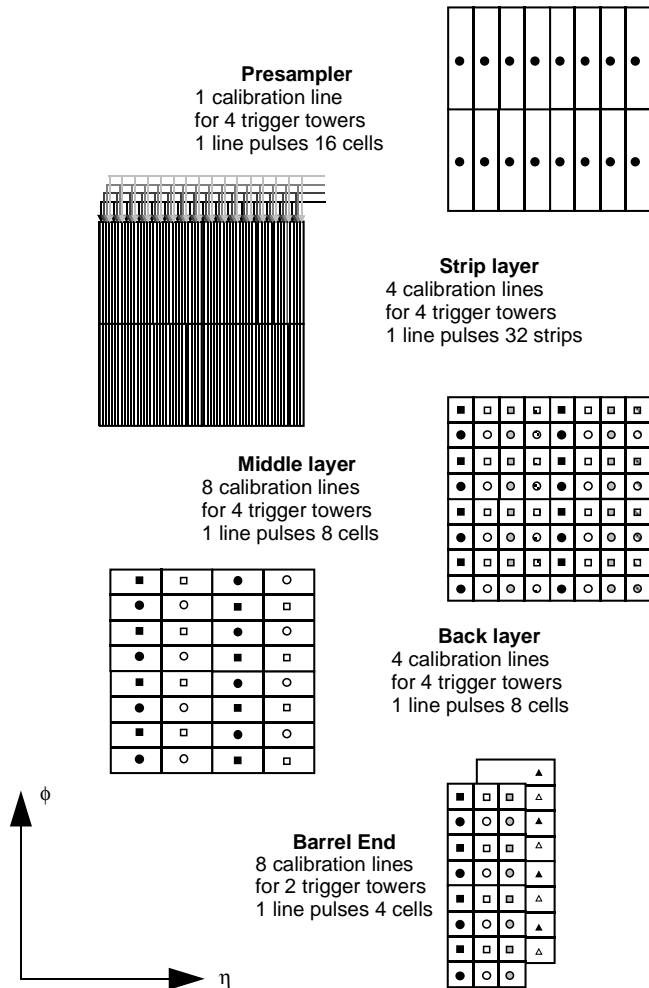


FIG. 3.14 – Schéma de la distribution des lignes d'étalonnage pour les trois compartiments et le pré-échantillonneur. Chaque symbole représente une ligne différente[33].

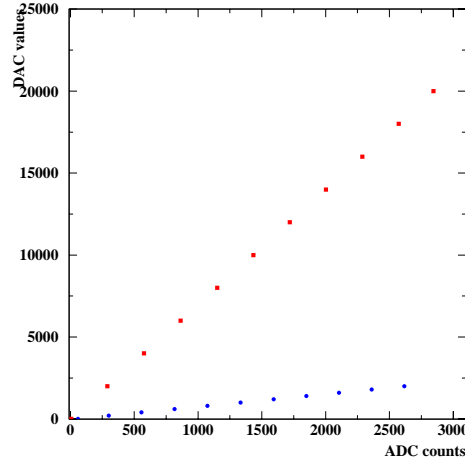


FIG. 3.15 – Corrélation entre la réponse d'une cellule du compartiment milieu à une impulsion d'étalonnage (en coups d'ADC) et le nombre de coups de DAC générés. Les carrés (ronds) correspondent au gain moyen (haut).

3.4.4 Performances

L'effet le plus important sur l'amplitude du signal est dû à la dispersion sur l'impédance des câbles R_c [38] qui relie la carte au détecteur. Une dispersion de 10% autour de la valeur nominale, implique une dispersion sur l'amplitude (atténuée par le fait que la terminaison à chaque extrémité est $R_0 = R_c = 50 \Omega$) de l'ordre de 0.25%. Cette condition est remplie pour tous les câbles [39], et cette contribution à la non-uniformité devrait être corrigée par une mesure de tous les câbles.

3.5 Termes constants du calorimètre

3.5.1 Terme constant local

Par construction et avec l'étalonnage de la chaîne de lecture, un terme constant local d'environ 0.5% est attendu dans une des 440 régions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$. Le tableau 3.3 donne les différentes contributions attendues au terme constant [32, 40].

Les contributions d'origine mécanique ne dépendent pas du temps. De plus, les mesures de contrôles pendant la phase d'assemblage des modules permettent de garder cette contribution dans la limite de tolérance [41].

La pollution dans l'argon et les variations de température affectent le signal d'ionisation. Le choix de la technologie argon liquide assure que ces contributions sont faibles et varient peu dans le temps.

Le circuit d'étalonnage précis décrit précédemment permet d'étalonner la chaîne de lecture avec une très grande précision afin de garder un terme sur la mesure de l'amplitude

Origine		Contribution
Mécanique ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$)	Absorbeurs	< 0.2%
	Espacement électrode/absorbeur	< 0.15%
	Modulation en ϕ	< 0.2%
Étalonnage ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$)	Mesure de l'amplitude	< 0.25%
	Stabilité	$\sim 0.1\%$
	différences physique/étalonnage	< 0.3%
Autres (global)	Impuretés dans l'argon	< 0.1%
	variations de température	$\sim 0.2\%$
	variations de haute tension	< 0.1%
Total		$\sim 0.55\%$

TAB. 3.3 – Contributions au terme constant du calorimètre électromagnétique tonneau.

bas (< 0.25%) avec une grande stabilité. La contribution la plus importante vient alors de la capacité à prédire la réponse à un signal d'ionisation pour la reconstruction de l'énergie. Ce point a fait l'objet d'une grande partie de cette thèse et sera décrit dans le chapitre suivant.

3.5.2 Terme constant global

L'inter-calibration des 440 régions utilisera le nombre important d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ attendus au LHC ($\sim 1\text{Hz}$). Cet étalonnage *in situ* permettra de corriger des non-uniformités à grande échelle, du matériau devant le calorimètre ou des gradients de température importants. Un ajustement de la masse invariante des deux électrons sur la masse du Z permet de contraindre les 440 paramètres. Après 48 h de prise de données à basse luminosité, la contribution des Z à la non-uniformité est attendue à 0.3%, ce qui donne un terme constant total de $\sim 0.6\%$, en dessous des 0.7% attendus [26].

3.6 Tests en faisceau d'un module prototype

Plusieurs campagnes de tests en faisceau ont été réalisées (juillet 1999, juin et août 2000) sur un module prototype du calorimètre: le *module 0*. Ils ont permis de tester différents types d'électrodes, de cartes mères et sommatriques et de mesurer les performances d'un module à l'échelle 1. Les données de ces tests ont permis d'élaborer une procédure pour la reconstruction de l'énergie. Cette partie décrit le module 0 et son équipement tel qu'il était lors de la dernière campagne d'août 2000. La plupart des résultats présentés dans la suite portent sur ces données.

Le seul estimateur de qualité pour une méthode d'étalonnage est donné par la mesure d'une énergie connue; les principes de la reconstruction d'un événement au niveau le plus élémentaire sont présentés afin d'améliorer la compréhension du chapitre suivant. Une étude plus détaillée des performances de ce module utilisant des méthodes de reconstruction plus évoluées sera faite dans le chapitre 5.

3.6.1 Description du module 0

Le module 0 est un module complet du calorimètre tonneau qui couvre $2\pi/16$ en ϕ et $0. \rightarrow 1.475$ en η . Le module testé en août 2000 était équipé d'une électronique très proche de l'électronique finale d'ATLAS. Une description détaillée du module peut être trouvée dans [42]. La nomenclature utilisée dans la suite pour le positionnement du faisceau utilise la numérotation des cellules du compartiment milieu: de 0 à 15 selon ϕ et de 0 à 56 selon η .

3.6.2 Description des tests en faisceau

Installation

Les tests en faisceau du calorimètre tonneau sont réalisés avec la ligne de faisceau *H8* du CERN. Le calorimètre est placé dans un cryostat dédié à ces tests. Celui-ci est disposé sur une table permettant une rotation selon η et ϕ afin de garder la projectivité des cellules du calorimètre avec la ligne de faisceau. Le déclenchement se fait à partir d'un système de trois scintillateurs. Comme le déclenchement est asynchrone avec l'horloge 40 MHz, un système *TDC* (*Time Discriminator Counter*) mesure avec une précision de 50 ps le temps t_{tdc} séparant le déclenchement et l'échantillonnage suivant. Derrière le cryostat, deux scintillateurs sont utilisés pour l'identification des pions et des muons. La ligne de faisceau est également instrumentée par un système de 4 chambres à fils. Une description complète de la zone de test, du système de déclenchement et d'acquisition peut être trouvée dans [42].

Prises de données

La prise de donnée consiste en séquences (*runs*) où le faisceau pointe sur le centre d'une cellule du compartiment milieu. Différentes énergies de faisceau (10 GeV \rightarrow 245 GeV) ont été utilisées pour des études de résolution, de linéarité et d'uniformité. Un certain nombre de runs d'étalonnage ont été réalisés pour la mesure du piédestal, le calcul des gains et la reconstruction de la forme du signal.

Reconstruction de l'énergie pendant la prise de données

L'énergie totale E_{tot} déposée par une particule s'écrit

$$E_{tot} = \alpha_0 E_0 + E_1 + E_2 + \alpha_3 E_3 \quad (3.11)$$

Les énergies E_i reconstruites dans le pré-échantillonneur ($i = 0$) et dans les trois compartiments du calorimètre sont représentées sur figure 3.16 en fonction de la pseudo-rapacité. α_i sont des poids relatifs aux pertes d'énergie à l'avant du détecteur, aux fuites longitudinales de la gerbe vers l'arrière ou à une diaphonie entre les compartiments. Les poids sont estimés localement en minimisant la résolution sur l'énergie.

Une gerbe est étalée sur plusieurs cellules. Dans ATLAS, dus à la présence d'une quantité de matière plus importante devant le détecteur et du champ magnétique qui courbe la trajectoire des particules chargées, les amas utilisés devraient être $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ ou 3×5 (pour les γ non convertis) en unités de cellule du compartiment milieu. Lors

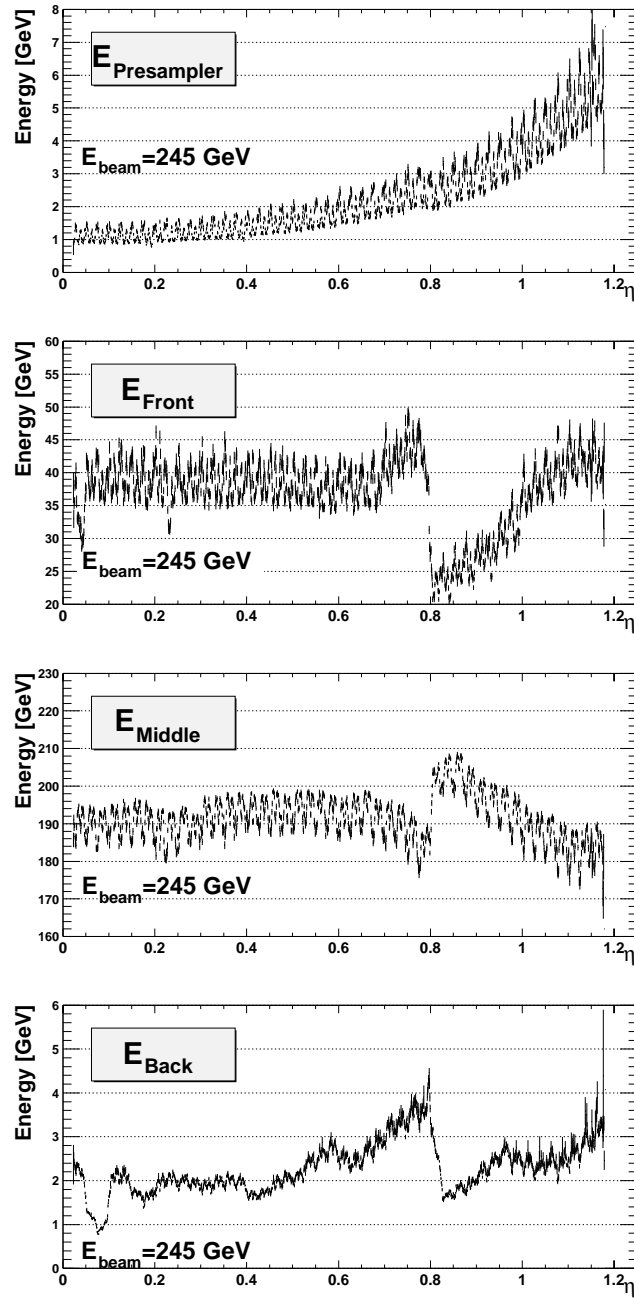


FIG. 3.16 – Energie déposée dans chaque compartiment du calorimètre en fonction de η pour des électrons de 245 GeV. Les oscillations sont dues au fait qu'on utilise un amas de taille finie pour la reconstruction. Elles seront discutées dans le chapitre 5.

des tests en faisceau on utilise un amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$, ou *nonet*, afin de minimiser la contribution du bruit. Des amas similaires sont utilisés dans le pré-échantillonneur (3×1), dans les compartiments avant (24×1) et arrière (2×3). Enfin, on reconstruit la position de la gerbe dans le détecteur par une méthode de barycentre. On choisit la distribution d'énergie dans le compartiment le plus finement segmenté: soit le compartiment avant pour le calcul du barycentre en η et le milieu pour le barycentre en ϕ .

Chapitre 4

Étalonnage du calorimètre électromagnétique

Le principe de l'étalonnage consiste à retrouver à partir des quantités digitisées mesurées pour chaque cellule l'énergie déposée dans cette cellule. Il a été vu que cette énergie est proportionnelle à l'amplitude du signal. Pour réaliser un bon étalonnage du calorimètre, il faut donc:

- Bien reconstruire l'amplitude du signal digitisé.
- Bien connaître la relation $ADC \leftrightarrow GeV$.

La réalisation de ces deux points demande une très bonne connaissance du signal collecté.

Les buts des travaux présentés dans ce chapitre sont:

- la compréhension la réponse électronique du détecteur
- de réaliser l'étalonnage absolu du calorimètre
- le développement d'une procédure d'étalonnage (en utilisant une méthode de filtrage optimal) pour mesurer les performances du calorimètre prototype d'ATLAS.

4.1 Stratégies pour l'étalonnage

4.1.1 Etalonnage absolu du détecteur

L'énergie E déposée dans une cellule est reliée à l'amplitude ADC_{max} de la réponse à travers la relation:

$$E = \frac{1}{I_0/E} \times C \times ADC_{max} \quad (4.1)$$

Les différentes méthodes de reconstruction de la quantité ADC_{max} sont présentées dans la section 4.1.2. Le rapport I_0/E ($\mu A/GeV$) est le facteur de conversion entre l'énergie déposée et le courant collecté à l'entrée des préamplificateurs [33] et vaut $I_0/E \sim 2.8 \mu A/GeV$. Le facteur d'étalonnage électronique C ($[C] = \mu A/ADC$), peut s'exprimer par:

$$C = r \times \frac{V_0}{(2^{17} - 1) \times R_{inj}} \times R \quad (4.2)$$

où:

- r est le facteur déterminé par la procédure de rampes définie dans la section 3.4.3 ($[r] = \text{coups de DAC} / \text{coups d'ADC}$).
- Le second terme (en μA par coup de DAC) représente le courant injecté à travers la résistance R_{inj} pour une valeur de DAC de 1, sachant que le DAC a 18 bits et fournit une tension maximale $V_0 = 5\text{V}$.

Ces deux termes sont déterminés par l'étalonnage de la chaîne de lecture lors de la procédure de rampes.

- R tient compte du fait, que pour une même charge injectée, la réponse à un signal d'ionisation diffère du signal d'étalonnage. La connaissance de ce terme constitue l'un des enjeux majeurs pour réaliser l'étalonnage, il sera discuté dans la section 4.1.3.

4.1.2 Méthodes de reconstruction de l'amplitude du signal

Le signal est affecté par du bruit (électronique et empilement dans ATLAS). De plus, il peut exister une phase entre le temps d'arrivée du signal et le temps d'échantillonnage. Il convient de limiter les biais introduits par ces effets sur la détermination de l'amplitude maximale. Différentes méthodes sont envisageables:

Echantillonnage au pic

Dans ce cas, on s'arrange pour échantillonner le signal sur la crête, et on utilise seulement cet échantillon pour calculer l'énergie. Cependant, une fluctuation possible du temps d'échantillonnage par rapport au temps nominal affecte la mesure de l'énergie. Cette méthode n'est donc pas adaptée.

Méthode de la parabole

Elle consiste à estimer l'amplitude du signal par l'ajustement d'une forme parabolique sur les trois échantillons présentant les plus grandes valeurs d'ADC. Elle est utilisée lors des tests en faisceau pour une reconstruction *en ligne* de l'énergie car elle permet une estimation du maximum avec un déclenchement asynchrone par rapport à l'horloge 40 MHz. Il existe néanmoins un biais systématique en fonction de la position des échantillons par rapport au maximum car la réponse du circuit de mise en forme n'est pas parabolique. De plus, cette méthode ne tient pas compte du bruit affectant chaque échantillon; elle n'est pas adaptée aux faibles signaux où le bruit prédomine.

Filtrage optimal

Cette méthode, décrite dans l'annexe A, réalise une somme linéaire des 5 échantillons. Les coefficients sont optimisés pour que l'amplitude reconstruite ne soit pas biaisée par le bruit ou un petit décalage temporel. Cette méthode, qui sera utilisée dans ATLAS, demande une connaissance de la forme $g(t)$ du signal.

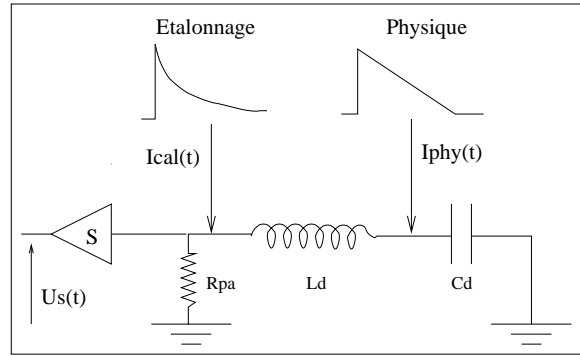


FIG. 4.1 – Schéma de principe du calorimètre vu comme une capacité C_d et une inductance L_d . Les points d'injections des signaux d'étalonnage et d'ionisation sont représentés. La tension de sortie $U_s(t)$ celle est lue à la sortie du circuit de mise en forme.

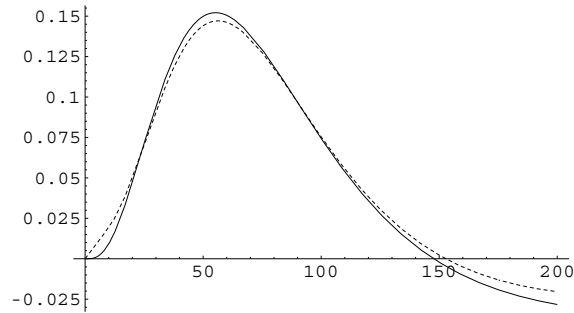


FIG. 4.2 – Réponses théoriques à un signal de physique (trait plein) et d'étalonnage (pointillés) après mise en forme. Les paramètres utilisés sont $C_d = 1.5$ nF, $L_d = 20$ nH, $\tau_s = 15$ ns, $t_d = 400$ ns et $\tau_{exp} = 365$ ns.

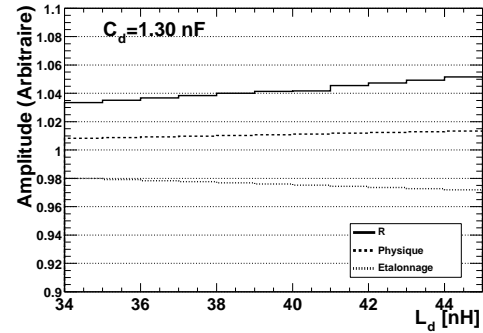


FIG. 4.3 – Amplitude d'un signal d'étalonnage (pointillé), de physique (tirets), des rapports d'amplitude R (trait plein) en fonction de l'inductance.

4.1.3 Différences Physique-Etalonnage

La figure 4.1 représente un schéma électrique équivalent du détecteur très simplifié. Le courant induit par une gerbe déposée dans une cellule est modélisé par un générateur de courant de forme triangulaire au niveau de la capacité de détection C_d . Le signal passe de la capacité aux cartes électroniques par des bandes de cuivre considérées comme purement inductives. Le signal d'étalonnage de forme exponentielle est injecté au niveau des cartes mères. Ainsi, une inductance équivalente L_d (bandes + cartes) sépare les points d'injection du courant de physique et d'étalonnage. Cette inductance, qui varie de 30 nH à 50 nH, est l'une des principales causes de non-uniformité. La figure 4.2 représente une simulation des réponses d'étalonnage et de physique pour une même charge injectée, en considérant une valeur d'inductance $L_d = 20$ nH. Les amplitudes des deux signaux diffèrent de quelques pourcent. La figure 4.3 montre la dépendance

de ces deux amplitudes avec L_d ainsi que de leur rapport

$$R = \frac{M_{Phy}}{M_{cal}} \quad (4.3)$$

Cette quantité représente la correction à apporter aux constantes d'étalonnage pour corriger de l'effet d'inductance et de la forme des signaux injectés. L'effet de l'inductance est dominant: la dépendance de R avec L_d est de l'ordre de $0.2\%/nH$. Comme l'énergie reconstruite est directement proportionnelle à ce rapport, il est indispensable de déterminer avec une bonne précision sa valeur afin de garder une contribution au terme constant inférieure à 0.3% . Ce point sera discuté dans la section 4.5.3.

4.1.4 Les données à disposition

La reconstruction des signaux obtenus à partir des données d'étalonnage ou de physique doit éliminer les effets systématiques qui ne seront pas pris en compte dans les études. Un de ces effets est la diaphonie affectant les signaux de physique et d'étalonnage [41, 43]. Dans un premier temps, les différents effets de diaphonie sont présentés, suivis des méthodes de reconstruction des signaux avec les données des tests en faisceau.

Effets de la diaphonie

Les mesures effectuées lors des tests faisceaux montrent que l'amplitude du signal de diaphonie est importante [44] et provient de sources multiples. Le schéma 4.4 représente ces principales sources.

- Un couplage capacitif peut être vu comme une capacité parasite C_x entre les capacités de détection C_d de deux canaux voisins. Ce type de composante est essentiellement dérivative, donc affecte peu l'amplitude du signal et son effet est réduit par application du filtrage optimal. Il est dominant entre les cellules du compartiment avant, où il est de l'ordre de 7% au plus.
- Un effet de mutuelle inductance entre les inductances détecteurs L_d par proximité des pistes acheminant les signaux de cellules voisines génère une diaphonie qui perturbe le front de montée du signal.
- Un retour de masse inductif L_m au niveau des cartes mères introduit également une diaphonie.

La figure 4.5 montre deux estimations de la diaphonie moyenne entre deux cellules du module de série $M10$. La première consiste à mesurer l'amplitude maximale du signal induit dans une cellule. Une méthode moins conservatrice estime la diaphonie en considérant l'amplitude du signal induit au temps correspondant à la crête. Les effets inductifs sont particulièrement importants dans les compartiments milieu et arrière, ($\sim 1.5\%$) et affectent le maximum du signal ($\sim 0.6\%$). Dans l'étude présentée dans ce chapitre, la diaphonie n'a pas été prise en compte. Cependant, les effets et l'erreur induite sur la reconstruction du signal et la mesure de l'énergie seront discutés dans la partie 4.5.4.

Reconstruction des signaux d'étalonnage

La forme du signal d'étalonnage est obtenu en utilisant les lignes de retard par pas de

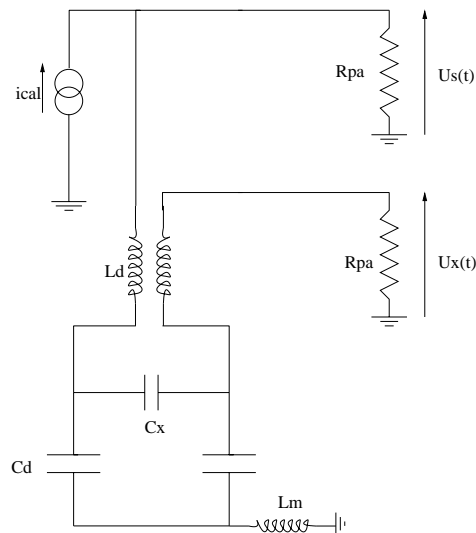


FIG. 4.4 – Schéma de principe des différentes sources de diaphonie affectant le signal d'étalonnage.

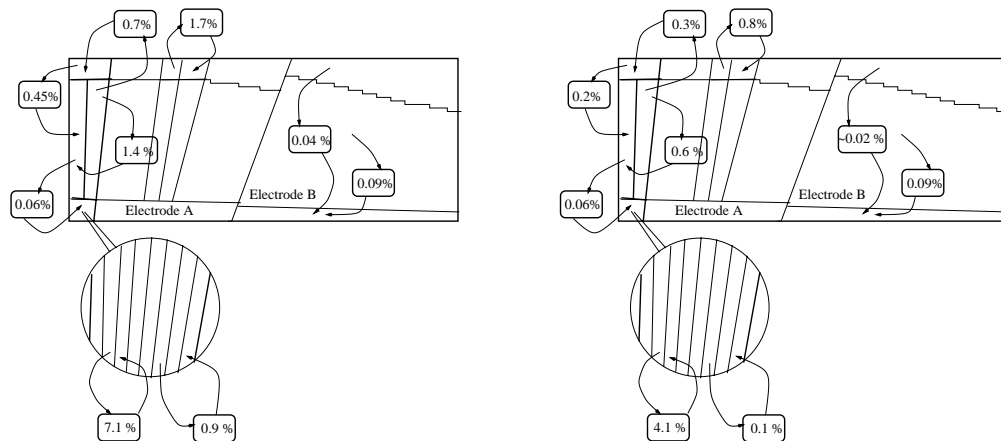


FIG. 4.5 – Fraction moyenne du signal induit par diaphonie dans chaque compartiment sur le module de série M10 [45]. Sur la figure de gauche, la fraction est estimée en prenant l'amplitude maximale du signal induit. Sur la figure de droite, la fraction est estimée en prenant l'amplitude au temps correspondant à la crête du signal générant la diaphonie.

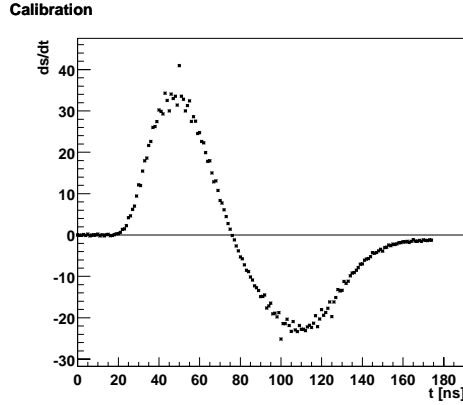


FIG. 4.6 – Dérivée d'un signal d'étalonnage montrant des discontinuités toutes les 25 ns.

1 ns du système d'étalonnage. Sept échantillons espacés de 25 ns ont été lus pour les tests d'août 2000, permettant de reconstruire le signal sur une durée de 175 ns comme sur la figure 3.13. Afin de corriger des effets de clock-feedthrough et d'injection de charge communs (au premier ordre) à toutes les valeurs de DAC, les signaux à DAC=0 ont été soustraits. Les signaux obtenus montrent des discontinuités toutes les 25 ns qui apparaissent sur la dérivée du signal (voir figure 4.6). Elles sont expliquées par le fait que la valeur programmée du retard est différente de la valeur mesurée [37]. Si on appelle α , le coefficient de proportionnalité entre la valeur programmée du retard et le retard obtenu. La minimisation de la dérivée seconde du signal d'étalonnage permet de mesurer pour l'ensemble des canaux d'étalonnage et les 25 valeurs de retard $\langle \alpha \rangle = 0.99$ avec une dispersion de 0.01 [46]. Si cet effet affecte peu l'amplitude du signal, il intervient dans la mesure du temps d'arrivée de la particule (voir l'équation (A.8)). Un traitement préliminaire des signaux d'étalonnage est donc appliqué pour corriger de cet effet.

Reconstruction des signaux de physique

Les signaux de physique sont reconstruits en utilisant un faisceau d'électrons de 245 GeV, asynchrone avec l'horloge 40 MHz. La forme du signal est obtenue en prenant la moyenne de la distribution des ADC auquel on a soustrait le piédestal, pour un gain fixé, en fonction du temps reconstruit t_{reco} . Ce temps est donné à partir de la phase entre le déclenchement et l'échantillonnage suivant t_{tdc} et le numéro d'échantillon i_s par $t_{reco} = 25 \times i_s - t_{tdc}$. Un pas de 1 ns a été choisi pour la reconstruction.

La figure 4.7 montre l'importance de la diaphonie dans un signal de physique; seuls les cellules dont le dépôt en énergie est le plus important sont considérées. Cette condition est moins contraignante dans le compartiment avant où le dépôt d'énergie dans une cellule doit être au moins 40% du dépôt maximal. De plus, un seuil sur l'énergie déposée dans chaque compartiment est imposé pour l'acceptation d'un événement afin de minimiser la diaphonie entre les compartiments. Il est de 0.5 GeV pour le pré-échantillonneur, 10 GeV pour le compartiment avant, 100 GeV pour le compartiment

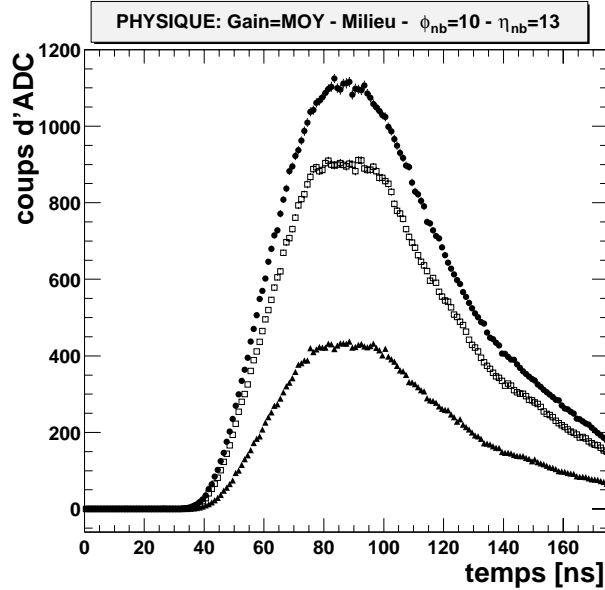


FIG. 4.7 – Réponse à un signal d'électrons après mise en forme pour une cellule du compartiment milieu. La courbe avec des triangles est obtenue lorsque le dépôt d'énergie est maximal dans une cellule voisine. La courbe avec des cercles est obtenue lorsque le dépôt d'énergie est maximal dans la cellule considérée. La courbe avec des carrés est obtenue avec tous les événements.

milieu et 0.8 GeV pour l'arrière. Ces coupures résultent d'un compromis entre la minimisation de la diaphonie et celle des fluctuations statistiques.

Comme pour les signaux d'étalonnage, les signaux de physique sont affectés de discontinuités toutes les 25 ns. Cependant, le pas d'horloge du système TDC a été mesuré en utilisant l'horloge 40 MHz comme référence et est compatible avec 50 ps avec une précision de 1%. Pour chaque run, des bornes, données par la mi-hauteur de la distribution des t_{tdc} , sont définies, et seuls les événements ayant un t_{tdc} compris entre ces bornes sont sélectionnés.

Tests sur une maquette du détecteur

Une série de tests ont été réalisés dans la zone H8 en mai 2000 dans le but de tester et valider les cartes sommatriques et cartes mères définitives. La figure 4.8 représente le schéma de principe de ces tests. Ils consistent à remplacer le calorimètre par des capacités de précision ($C_d = 1.36$ nF) au niveau des cartes sommatriques. L'inductance des cartes est estimée à $L_d = 20$ nH. Le système d'injection et de lecture est le même que pour les tests en faisceau. Cependant, les tests ont été effectués à température ambiante; les distorsions sont plus importantes que dans l'argon liquide. Le signal de physique est obtenu en injectant directement le signal exponentiel issu du système d'étalonnage à travers une résistance de 500 Ω au niveau des capacités. Les intérêts de ces tests pour

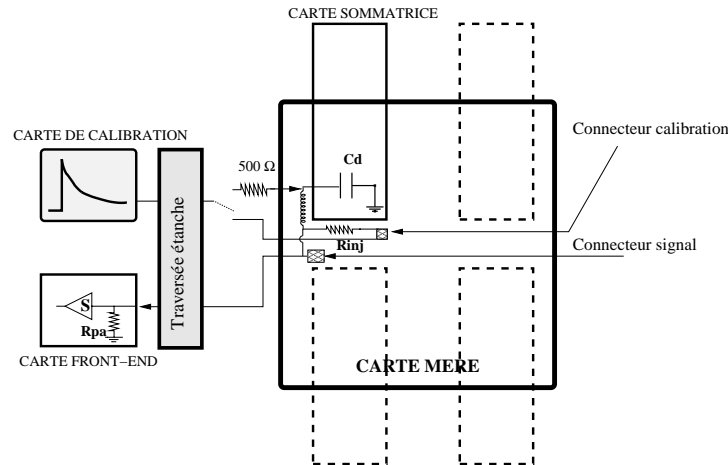


FIG. 4.8 – Schéma de principe des tests électriques réalisés sur la maquette. Les deux voies d'injection du signal sont représentées : par le circuit d'injection d'étalonnage ou directement au niveau de la capacité C_d .

la compréhension du signal sont :

- Le signal injecté est connu à la précision du système d'étalonnage ($\sim 0.1\%$).
- Les fluctuations statistiques affectant la réponse sont petites.
- Le signal ne contient pas de composante de diaphonie due au calorimètre.

4.2 Etude de la forme du signal

Cette partie donne une description analytique des signaux de physique et d'étalonnage à partir des paramètres électriques du détecteur, du circuit d'étalonnage et de la chaîne électronique de lecture du signal. Ce modèle sera ensuite comparé aux données provenant des tests sur la maquette du détecteur.

4.2.1 Modèle électrique

Le calorimètre peut être considéré comme un circuit électrique connecté à l'électronique de lecture. L'injection d'un signal d'étalonnage ou de physique est modélisée par des générateurs de courant. Dans ce modèle simple, les lignes de transfert sont considérées comme idéales. Cependant l'analyse des signaux montre clairement des distorsions. Celles-ci sont essentiellement dues à des réflexions dans les lignes de transfert et ont été intégrées au modèle électrique.

Il existe aussi des effets de peau ou d'atténuation. Ils ont été négligés par simplicité dans toute cette étude et seront discutés plus tard.

Détecteur et chaîne de lecture

La figure 4.1 représente le modèle électrique équivalent pour un canal de lecture. On

suppose que le préamplificateur est linéaire et a une impédance d'entrée R_{pa} . Pour le pré-échantillonneur et le compartiment avant, où les capacités varient de 160 à 500 pF, des préamplificateurs d'impédance d'entrée $R_{pa} = 50\Omega$ sont utilisés. Dans les compartiments milieu et arrière, où les capacités sont plus grandes, de meilleures performances en termes de bruit sont obtenues avec des préamplificateurs d'impédance 25Ω . Le circuit de mise en forme a une fonction de transfert [35]:

$$H_{sh}(s) = \frac{s\tau_s}{(1 + s\tau_s)^3} \quad (4.4)$$

dans l'espace de Laplace¹.

Signal de physique

En prenant la transformée de Laplace de l'équation (3.9), on peut exprimer le courant d'ionisation:

$$\mathcal{L}[I_{phy}](s) = I_{phy}^0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-st_d}}{s^2 t_d} \right) \quad (4.5)$$

Le signal sortant des circuits de mise en forme peut s'écrire:

$$\mathcal{L}[U_{phy}](s) = \mathcal{L}[I_{phy}](s) H_{det}^{phy}(s) H_{sh}(s) \quad (4.6)$$

où

$$H_{det}^{phy}(s) = \frac{\omega^2}{s^2 + \omega^2 \tau s + \omega^2} \quad (4.7)$$

avec $\omega^2 = \frac{1}{L_c C_d}$ et $\tau = R_{pa} C_d$, est la fonction de transfert du détecteur dans le cas où le courant est injecté au niveau de la capacité.

Signal d'étalonnage

Le signal d'étalonnage à la sortie de la carte est celui donné par la formule (3.10). Soit dans l'espace de Laplace:

$$\mathcal{L}[I_{cal}](s) = I_{cal}^0 \left(\frac{f}{s} + (1 - f) \frac{\tau_{exp}}{1 + s\tau_{exp}} \right) \quad (4.8)$$

et la réponse à un signal d'étalonnage s'écrit:

$$\mathcal{L}[U_{cal}](s) = \mathcal{L}[I_{cal}](s) H_{det}^{cal}(s) H_{sh}(s) \quad (4.9)$$

où

$$H_{det}^{cal}(s) = \frac{s^2 + \omega^2}{s^2 + \omega^2 \tau s + \omega^2} \quad (4.10)$$

Les fonctions $H_{det}^{phy}(s)$ (resp. $H_{det}^{cal}(s)$) sont trouvées en écrivant la réponse du circuit de la figure 4.1 à la sortie du préamplificateur lorsque le signal d'entrée est I_{phy} (resp. I_{cal}). Afin de reproduire un temps de montée fini du courant d'étalonnage, on ajoute un terme empirique, proportionnel à une impulsion de Dirac $\alpha\delta(t)$. Ce terme sera discuté dans

1. La transformée de Laplace $\mathcal{L}[f](s)$ d'une fonction $f(t)$ est définie par $\int_0^\infty e^{-st} f(t) dt$

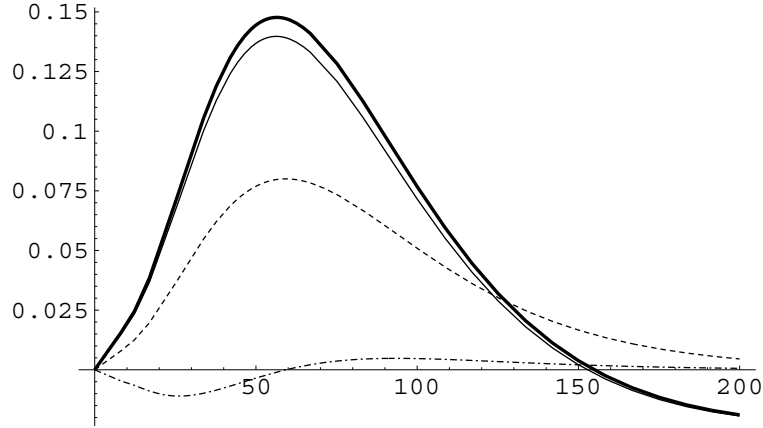


FIG. 4.9 – Composantes du signal de calibration après mise en forme correspondant à l'équation (4.11). La ligne fine est l'exponentielle, les tirets ($\times 10$) correspondent à la composante continue, la ligne pointillée ($\times 50$) correspond au Dirac. La somme correspond au trait gras.

la conclusion. En ajoutant cette réponse impulsionnelle du circuit de mise en forme, le signal d'étalonnage s'exprime ainsi:

$$U_{cal}(t) = \frac{R_0}{2} (I_{cal}(t) * \mathcal{L}^{-1}[H_{det}] * \mathcal{L}^{-1}[H_{sh}] + \alpha \mathcal{L}^{-1}[H_{sh}]) \quad (4.11)$$

Une forme analytique dans l'espace temporel du signal d'étalonnage après mise en forme est obtenue en utilisant MATHEMATICA [47]. La contribution des différentes composantes est montrée sur la figure 4.9

4.2.2 Traitement des réflexions

L'ajustement sur les signaux mesurés donne de mauvais résultats, principalement dus aux distorsions qui affectent le signal. Les causes de distorsions sont multiples et constituent la raison principale qui limite la description analytique du signal par un modèle simple. Les réflexions représentent l'effet le plus important et leur modélisation est décrite dans cette section. La ligne de transmission du signal est composée de câbles situés dans l'argon, de l'enceinte de passage du cryostat, et des câbles qui conduisent le signal vers le Front End Crate. Le schéma 4.11 représente les différents éléments considérés dans le modèle. Les câbles sont considérés comme des lignes purement résistives d'impédance $R_{cal} = 50\Omega$ (câble de transmission du signal d'étalonnage) et R_{sig} (câble de transmission du signal) dont la longueur varie avec η [48]. R_{sig} est adapté à l'impédance du préamplificateur.

Réflexions dans la chaîne de lecture

La ligne de transmission, décrite comme une succession de quadrupôles d'impédance

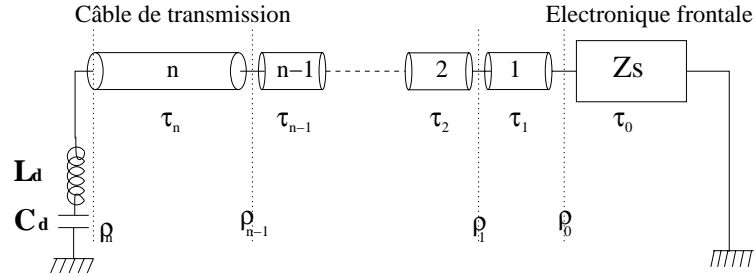


FIG. 4.10 – Schéma de la ligne de transmission pour la lecture du signal. τ_i est le temps de propagation du signal dans l'élément i et $\rho_i = (Z_{i+1} - Z_i)/(Z_{i+1} + Z_i)$ est le coefficient de réflexion entre deux éléments successifs.

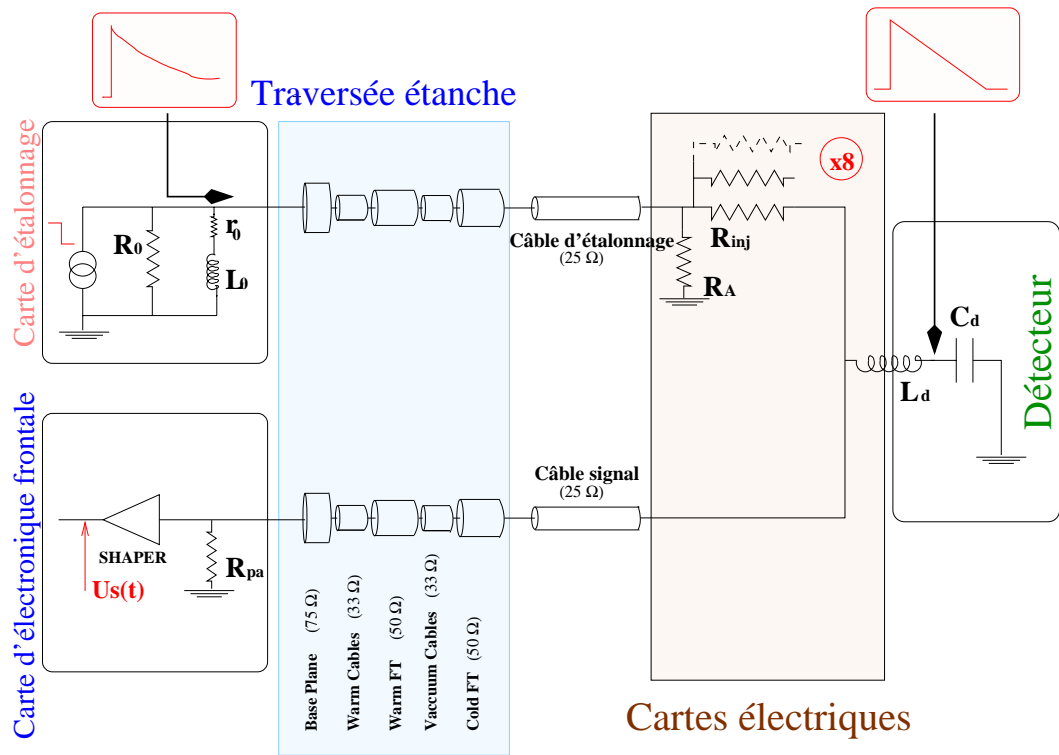


FIG. 4.11 – Schéma électrique du circuit d'étalonnage et de lecture pour un canal (25Ω). Les différents éléments des lignes de transfert sont représentés.

Élément	N^0	Z (Ω)	ρ_i	τ_i (ns)
préamplificateur	0	25.		0.
Support des Câbles	1	75.	0.5	0.2
câbles <i>internes</i>	2	33.	-0.4	2.
FT <i>externe</i>	3	50.	0.2	2.4
câbles <i>vides</i>	4	33.	-0.2	4.2
FT <i>interne</i>	5	50.	0.2	4.6
Câble signal	6	25.	-0.33	$4.6 + L_{cable}/v_{cable}$
Détecteur	n	Z_{det}	ρ_n	

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des éléments de la ligne de lecture (voir détails dans [48, 50]). L_{cable} est la longueur du câble de lecture et v_{cable} est la vitesse de propagation du signal dans les câbles.*

Z_i , est représentée sur la figure 4.10. On peut montrer [49] que le signal de sortie U s'exprime comme

$$\mathcal{L}[U](s) = \mathcal{L}[U^0](s) \frac{1 + \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \rho_i \rho_j}{1 + \sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \rho_i \rho_j e^{-s(\tau_j - \tau_i)}} \quad (4.12)$$

où la quantité $U^0(t)$ est le signal de sortie sans réflexions, soit $U_{phy}(t)$ (resp. $U_{cal}(t)$) pour la physique (resp. étalonnage) donné par l'équation (4.6) (resp. (4.11)). La quantité ρ_i est le coefficient de réflexion entre le i^e et le $(i+1)^e$ élément d'impédances Z_i et Z_{i+1} , τ_i est le temps de propagation du signal entre le détecteur et l'élément i . Les valeurs utilisées pour ces différents paramètres sont reportées dans le tableau 4.1. Un développement au second ordre en ρ , c'est à dire en se limitant à moins de trois réflexions, donne:

$$U(t) = U^0(t) + A(t) + B(t), \quad \text{avec} \quad (4.13)$$

$$A(t) = U^0(t) \sum_{i=0}^{n-2} \sum_{j=i+1}^{n-1} \rho_i \rho_j - \sum_{i=0}^{n-2} \sum_{j=i+1}^{n-1} \rho_i \rho_j U^0(t - (\tau_j - \tau_i)) \quad (4.14)$$

$$B(t) = \sum_{i=0}^{n-1} \rho_i V(t) + \sum_{i=0}^{n-1} \rho_i V(t - (\tau_n - \tau_i)) \quad (4.15)$$

où $V(t) = \rho_n U^0(t)$ est le signal réfléchi sur le détecteur, entre l'élément n et l'inductance L_d sur la figure 4.10.

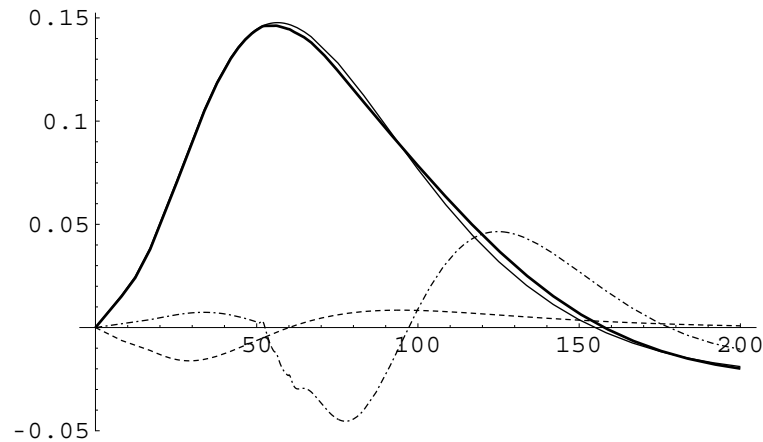


FIG. 4.12 – Composantes des différents termes de réflexions dans la ligne de lecture pour le signal d'étalonnage. La ligne fine est la forme sans réflexions $U_{cal}^0(t)$, la ligne en tirets est le terme $A(t)$ ($\times 10$), la ligne tiret-pointillé est la composante $B(t)$ ($\times 10$). La ligne en gras est la somme de toutes les composantes, $U_{cal}(t)$.

Une expression analytique de la réponse $U(t)$ est obtenue avec MATHEMATICA, et les résultats pour le signal d'étalonnage sont donnés sur la figure 4.12. Le premier terme de (4.13), $U^0(t)$, représente le signal sans réflexions. Le terme $A(t)$ contient les composantes avec une réflexion sur le préampli suivie d'une réflexion sur un élément de la chaîne. Le terme $B(t)$ représente les composantes avec une réflexion sur un élément de la chaîne suivies d'une réflexion sur le détecteur. Cette dernière composante a pour effet de d'avancer la position du maximum du signal.

Réflexions dans la chaîne d'injection

Une étude similaire a été menée pour les réflexions dans la ligne d'étalonnage (voir figure 4.11). Il a été montré [51] que cette contribution est petite comme représenté sur la figure 4.13. Cela est essentiellement dû à la double adaptation de la ligne d'étalonnage. Cet effet sera négligé par la suite.

Cas d'un signal d'ionisation

La même étude a été réalisée pour les signaux de physique. Les différentes contributions sont représentées sur la figure 4.14. Elles ont des formes similaires à celles obtenus avec le signal d'étalonnage avec cependant des différences d'amplitude. Les effets de la composante $B(t)$ sont moins prononcés que sur le signal d'étalonnage et affectent essentiellement la queue du signal.

Distorsion du signal

Il existe d'autres sources de distorsions du signal. La plus importante est due aux effets de peau. L'effet de peau produit dans un câble de longueur l , une atténuation dans l'espace des fréquences proportionnelle à $e^{\sqrt{st_{se}}}$. Le temps caractéristique

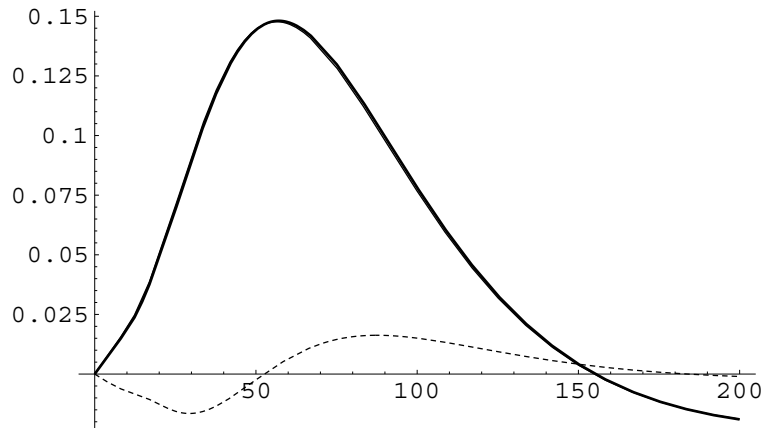


FIG. 4.13 – Terme de réflexion dans la ligne d'injection. La ligne fine est la forme sans réflexions, la ligne en tirets est le terme de réflexion ($\times 10$). La ligne en gras est la somme des deux.

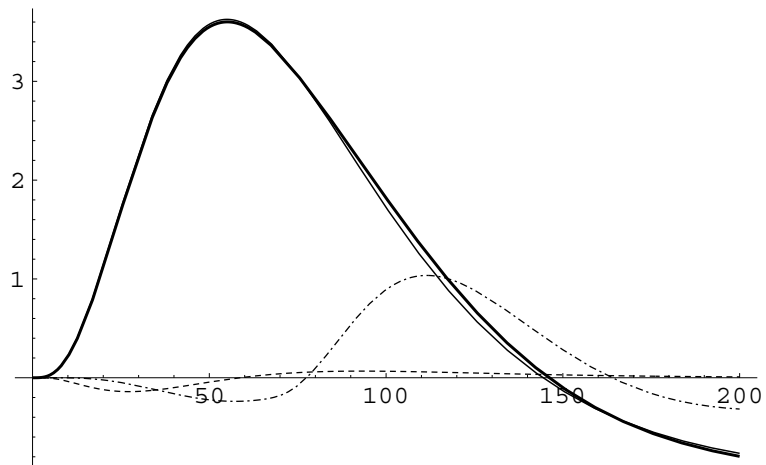


FIG. 4.14 – Composantes des différents termes de réflexions dans la ligne de lecture pour le signal de physique. La ligne fine est la forme sans réflexions $U_{phy}^0(t)$, la ligne en tirets est le terme $A(t)$ ($\times 10$), la ligne tiret-pointillé est la composante $B(t)$ ($\times 10$). La ligne en gras est la somme de toutes les composantes, $U_{phy}(t)$.

$t_{se} = \frac{\mu}{32\pi^2\sigma Z_0^2} \left(\frac{l}{a}\right)^2$, où μ est la perméabilité magnétique du cuivre, σ sa conductivité, Z_0 et a sont respectivement l'impédance caractéristique et le diamètre du conducteur interne du câble. Numériquement, $t_{se} \simeq 0.85 l^2 ps$ pour les câbles d'étalonnage de longueur $l [m]$. Pour une fréquence de 10 MHz (typique pour les signaux mis en forme), l'atténuation est de l'ordre de 1% pour 5 m de câble. Un développement limité en $\sqrt{st_{se}}$ permet d'exprimer la contribution des effets de peau au signal $g(t)$:

$$\Delta g(t) = \frac{dg}{dt} * \sqrt{\frac{t_{se}}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t + t_{se}/6}} \quad (4.16)$$

Pour des raisons de simplicité, les effets de peau n'ont pas été pris en compte dans cette étude.

4.2.3 Analyse des tests sur la maquette

Ce modèle a été testé sur les données prises sur la maquette du détecteur (voir section 4.1.4). Le modèle a été modifié pour que la forme du courant injecté en physique soit la forme exponentielle donnée par l'équation (4.8). Les réponses de la maquette du détecteur ont été mesurées et comparées à la réponse donnée par le modèle analytique décrit précédemment. Le but de cette analyse est de:

- Vérifier si la description analytique du signal d'étalonnage décrit les données. Aussi, les différents paramètres sont ajustés et comparés aux valeurs nominales.
- Utiliser une forme analytique pour prédire la réponse de physique afin de trouver le facteur d'étalonnage électronique C (relation $ADC \leftrightarrow \mu A$).

Procédure d'ajustement

L'expression analytique des signaux avec réflexions comprend un nombre importants de paramètres qui sont recensés dans le tableau 4.2. Tous les paramètres ne peuvent être ajustés simultanément pour des raisons de convergence. L'ajustement n'est pas assez stable, et de plus, certains paramètres tendent vers des minimums où ils n'ont pas de signification physique. Ce dernier point est compris comme étant dû aux effets de distorsion non inclus dans le modèle.

L'inductance des cartes utilisées n'était pas connue précisément; L_d a été ajustée. Même si la capacité est connue, les effets de peau tendent à ralentir le signal et donc à augmenter sa valeur. Elle est donc ajustée.

La longueur des câbles est connue, mais la tolérance sur leur impédance est de 10% par rapport à la valeur nominale. L'ajustement avec des valeurs de ρ_i fixées aux valeurs nominales donne de mauvais résultats. On fixe donc les ρ_i et on ajuste deux paramètres effectifs R_1 et R_2 pour l'amplitude des termes de réflexions $A(t)$ et $B(t)$. La forme ajustée devient $U(t) = U^0(t) - R_1 A(t) + R_2 B(t)$ (les signes de R_1 et R_2 sont arbitraires).

Résultats

Dans un premier temps, l'ajustement est réalisé sur la réponse d'étalonnage. Les résultats sont présentés sur la figure 4.15 pour quelques canaux. Les résidus sont définis comme la différence entre la courbe ajustée et les données, divisée par le maximum

Paramètre		Valeur	Statut
Temps de mise en forme	τ_s	15.2 ns	fixé
Temps de l'exponentielle	τ_{exp}	365 ns	fixé
Capacité détecteur	C_d		
Temps de dérive	τ_d	400 ns	fixé
Composante continue	f	$\simeq 5\%$	fixé
Inductance	L_d		
Impédance du préamplificateur	R_{pa}	50 Ω ou 25 Ω	fixé
Résistance d'injection	R_{inj}	500 Ω	fixé
Amplitude des réflexions	R_1, R_2		
Longueur des câbles			fixé
Vitesse du signal	v_{cable}	(1/6.1)m ns ⁻¹	fixé
Terme de "Dirac"	α		

TAB. 4.2 – Liste des paramètres utilisés dans l'ajustement avec leur statut dans la procédure (fixé ou libre).

de la réponse expérimentale. Les résidus pour le signal d'étalonnage sont $\sim 0.3\%$ au maximum et de 1% au plus. Ceci est bien sûr à comparer avec les 0.1% demandés pour l'étalonnage de l'électronique. Tous les résidus montrent une forme identique, mettant en évidence les effets systématiques non pris en compte. Ainsi la compréhension du signal d'étalonnage demande sûrement une description plus complexe que celle proposée. Les valeurs des capacités données par l'ajustement (voir la figure 4.16) sont plus élevées que celles attendues. Ceci est expliqué par les effets de peau dans les câbles qui ralentissent le signal. Une asymétrie entre les deux cartes sommatriques (correspondant respectivement aux cellules $\eta = 31$ à 35 et $\eta = 36$ à 39) est observée. La valeur des termes de réflexion (donnés sur la figure 4.17) pour les différents canaux sont plus grands que ceux attendus ($R_1 = -1$ et $R_2 = 1$). Enfin la contribution du terme α est du second ordre ($\langle \alpha \rangle \sim 0.01$) devant les effets de réflexion.

Les valeurs des paramètres données par l'ajustement sur le signal d'étalonnage ont été ensuite utilisées dans la forme analytique du signal de physique. On dispose ainsi d'une prédiction de la réponse $g(t) = U_{phy}(t)$. La ligne d'étalonnage et la résistance d'injection n'étant pas les mêmes pour l'injection d'étalonnage et de physique (voir figure 4.8), la phase temporelle et l'amplitude du signal ont été ajustés. L'ajustement sur les données (voir la figure 4.18) donne des résidus de l'ordre de 3% sur la première partie du signal et jusqu'à 7% sur la queue.

4.2.4 Conclusion

Dans cette partie, un modèle électrique assez complexe du calorimètre a été élaboré. Une description détaillée du système d'étalonnage a été utilisée, les réflexions dans les lignes de transfert ont été prises en compte. L'analyse sur les données provenant de tests électriques réalisés sur une maquette du détecteur a montré que la description utilisée

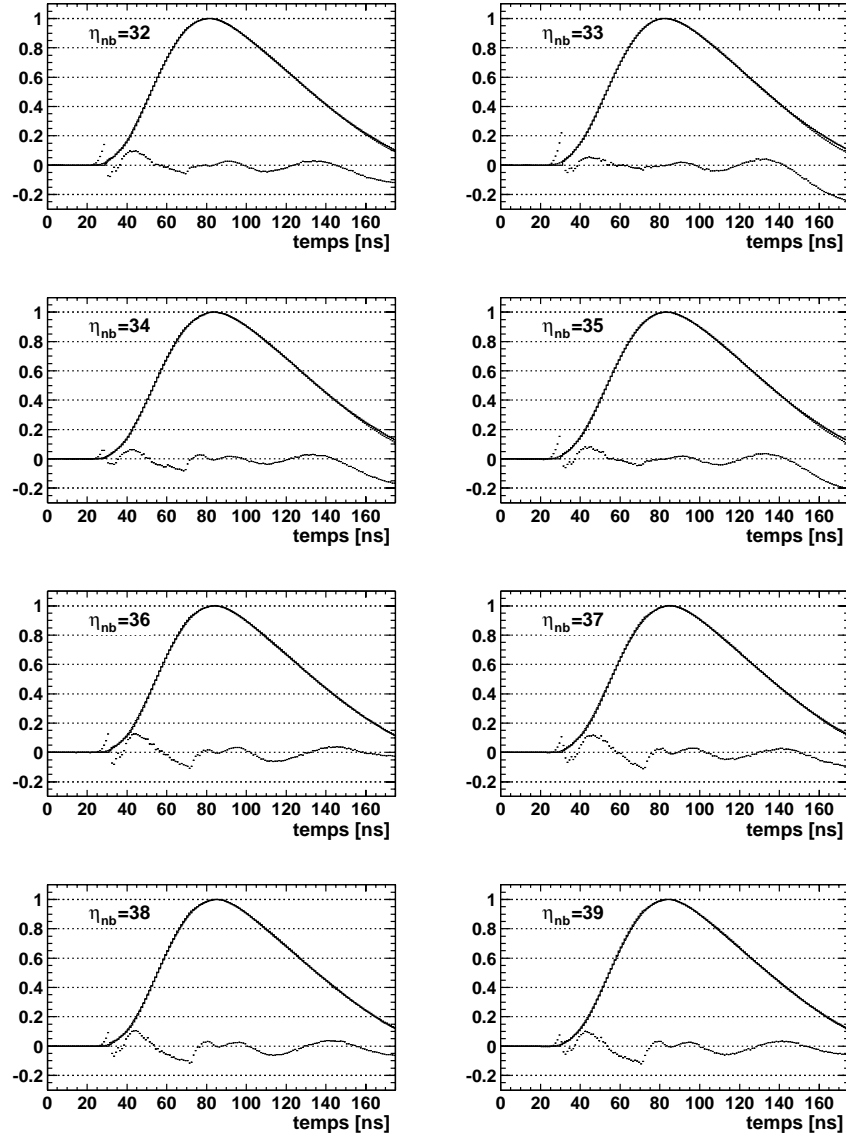


FIG. 4.15 – Ajustement du modèle avec réflexions sur les données de la maquette du détecteur. Les huit “cellules” correspondent à une carte mère arrière. Chaque figure correspond aux données superposées à la courbe ajustée (non visible). Les résidus sont multipliés par 10.

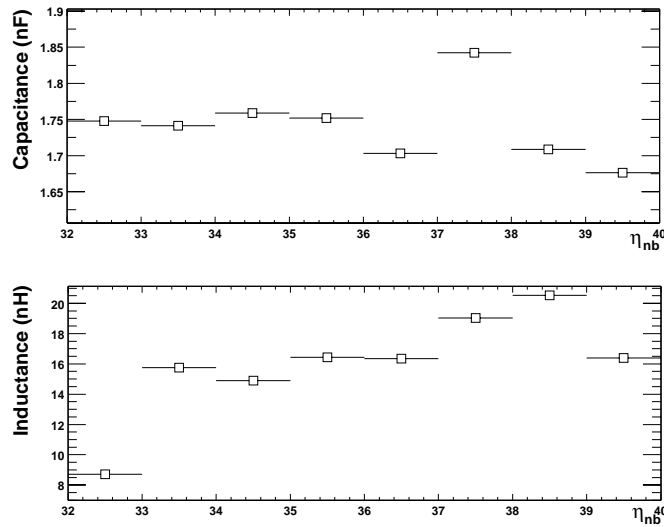


FIG. 4.16 – Valeurs des paramètres C_d et L_d ajustés pour les différents canaux de la maquette.

n'est pas satisfaisante. Le nombre élevé de paramètres libres et la complexité du modèle utilisant des paramètres effectifs est la principale limitation à une description analytique du signal. En effet, la prédiction, pour être satisfaisante, doit uniquement utiliser des paramètres ayant une signification physique. Il a été conclu qu'une méthode analytique n'est pas encore appropriée pour la reconstruction des signaux.

Une autre solution consiste à utiliser les mesures par réflectométrie des lignes de transfert pour décrire les effets de distorsion du signal. La tolérance sur les câbles et les mesures qui ont été faites sur une série de câbles ont montré qu'aucune forme analytique n'était satisfaisante pour décrire la ligne de transfert. Enfin, une telle méthode de prédiction semi-analytique demande de mesurer la totalité des câbles lors de l'installation du calorimètre dans le cryostat.

4.3 Méthode de la convolution

Dans cette partie est présentée une méthode numérique pour la prédiction du signal de physique. Son principe est dans un premier temps expliqué. Cette méthode a d'abord été testée sur les données prises sur la maquette du détecteur, puis sur les données des tests en faisceau.

4.3.1 Principe de la méthode

Dans la partie précédente, il a été montré qu'il est important de bien comprendre la chaîne de lecture: câbles, feed-through, préamplificateurs et circuit de mise en forme.

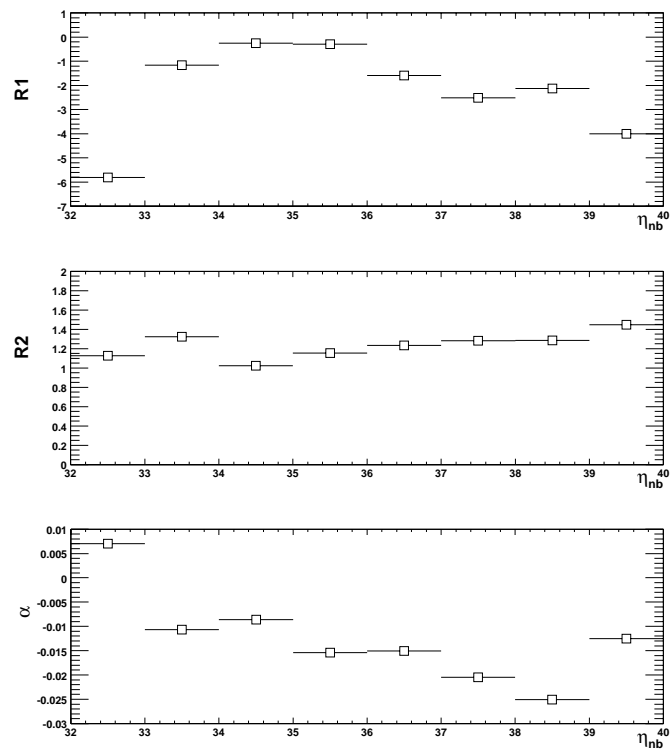


FIG. 4.17 – Valeurs des paramètres R_1 , R_2 et α ajustés pour les différents canaux de la maquette.

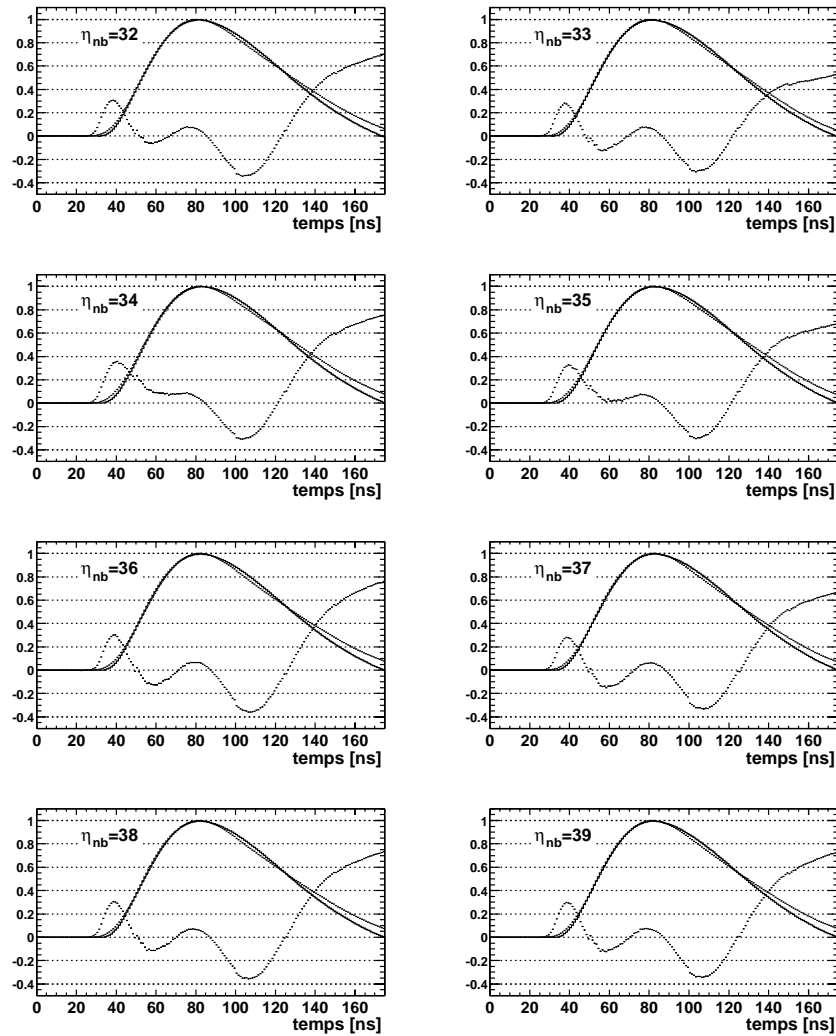


FIG. 4.18 – Ajustement du modèle électrique avec réflexions sur les données de “physique” de la maquette. Les paramètres (C_d , L_d , α , R_1 et R_2) du modèle proviennent de l’ajustement sur les données de d’étalonnage. Chaque figure représente les données (solide) et la fonction analytique (pointillé). Les résidus ont été multipliés par 10.

Or cette chaîne de lecture est commune aux signaux d'étalonnage et de physique. On peut donc réécrire les équations (4.9) et (4.6) comme:

$$\mathcal{L}[U_{cal}](s) = \mathcal{L}[I_{cal}](s) H_{det}^{cal}(s) H_{ro}(s) \quad (4.17)$$

$$\mathcal{L}[U_{phy}](s) = \mathcal{L}[I_{phy}](s) H_{det}^{phy}(s) H_{ro}(s) \quad (4.18)$$

où $H_{ro}(s)$ est la fonction de transfert des câbles et de l'électronique de lecture. On néglige les distorsions dans la ligne d'étalonnage pour l'expression de I_{cal} car on a vu que leurs effets importaient moins. Le rapport de ces deux équations permet d'éliminer la composante $H_{ro}(s)$ inconnue. On obtient:

$$\mathcal{L}[U_{phy}](s) = \frac{\mathcal{L}[I_{phy}](s)}{\mathcal{L}[I_{cal}](s)} \frac{\omega^2}{s^2 + \omega^2} \mathcal{L}[U_{cal}](s) \quad (4.19)$$

La réponse de physique peut être directement prédite à partir des données d'étalonnage. Cette convolution permet d'éliminer les problèmes liés à une prédiction analytique détaillée, à savoir:

- Une réduction imposante du nombre de paramètres.
- Un traitement des distorsions du signal: toute l'information est déjà contenue dans le signal d'étalonnage.
- La forme de physique prédite ne dépend plus de paramètres non physiques (comme R_1 , R_2 dans la section précédente).

Prédiction du signal de physique

Pour des raisons techniques (simplicité et rapidité), l'algorithme utilisé pour faire la convolution est basé sur une méthode de transformée de Fourier rapide [52]. La fenêtre utilisée pour traiter les données est de 128 échantillons de pas de 1 ns. Le changement de variable $f = is^2$ permet de réécrire l'équation (4.19) sous la forme:

$$FT[U_{phy}](f) = G(f) FT[U_{cal}](f) \quad \text{avec} \quad G(f) = \frac{FT[I_{phy}](f)}{FT[I_{cal}](f)} \frac{\omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (4.20)$$

Si on appelle t_0^{cal} le temps d'arrivée du signal d'étalonnage par rapport au temps $t = 0$ sur la figure 3.13, $FT[U_{cal}](f)$ est calculée pour les 128 échantillons correspondants aux valeurs $U_{cal}(\Delta t + t_0^{cal})$ avec $k \in 0,127$ et $\Delta t = 1$ ns. Le module et l'argument de $FT[U_{cal}](f)$ sont représentés sur la figure 4.19a.

La fonction $G(f)$, représentée sur la figure 4.19b, est le produit de deux termes contenant les effets suivants:

- Le fait que les courants injectés en étalonnage et en physique n'ont pas la même dépendance en temps.
- Le fait que les points d'injection ne sont pas les mêmes.

Le produit de ces deux fonctions donne le signal de physique prédit représenté sur la figure 4.19c. Ainsi, le signal de physique ne dépend plus que des deux paramètres ω^2 et t_0^{cal} .

2. Si $h(t)$ est une fonction réelle, on note sa transformée de Fourier $FT[h](f) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)e^{-ift} dt$

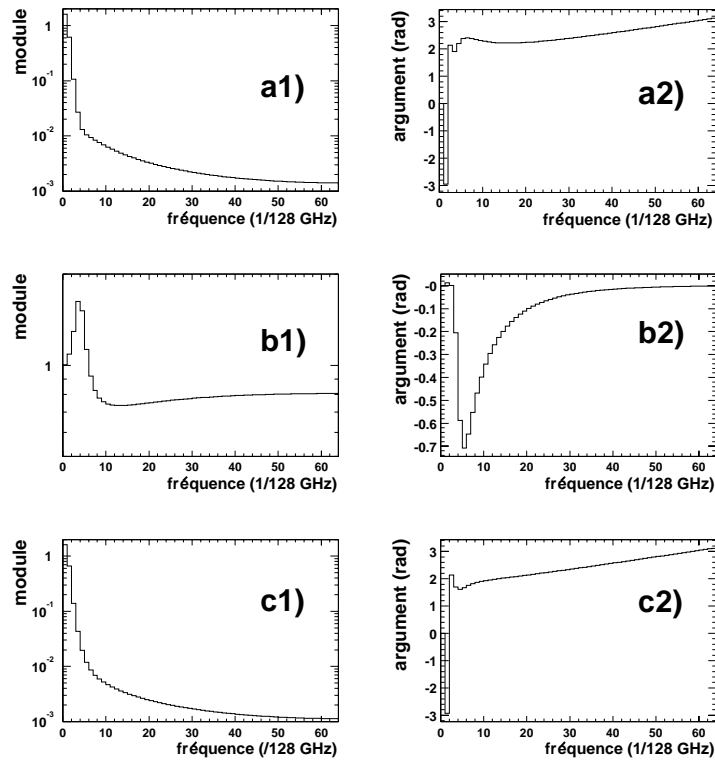


FIG. 4.19 – Module et argument des transformées de Fourier des signaux d'étalonnage (a1 et a2), de la fonction $G(f)$ (b1 et b2) et de la réponse de physique prédite (c1 et c2).

4.3.2 Analyse des tests réalisés sur la maquette

La méthode décrite précédemment a été appliquée aux tests effectués sur la maquette du détecteur. Le produit $\omega = 1/\sqrt{LC}$ a été fixé avec les valeurs nominales de L_d et C_d , soit $\omega = 0.17 \text{ ns}^{-1}$. La figure 4.20 montre les résultats de l'ajustement. Les résidus obtenus sont de l'ordre de 1.5% dans les 100 premières ns du signal et 4% sur la queue du signal.

L'amélioration de la prédiction est considérable si on compare avec les résultats du modèle analytique (voir figure 4.18). Cependant, ces résidus montrent des effets systématiques qui sont expliqués par le fait que :

- Ces tests ont été effectués à température ambiante. Les distorsions dans les lignes d'étalonnage sont plus importantes que dans l'argon liquide. Cet effet sera diminué avec les données provenant des tests en faisceau.
- La diaphonie inductive au niveau des cartes électriques n'est pas prise en compte dans le modèle.
- Une valeur non optimale des paramètres de la carte d'étalonnage (f et τ_{exp}).

L'ajustement avec ω comme paramètre libre permet de prédire le signal de physique avec une précision meilleure que 0.6%. Il sera montré dans la section 4.5.2 que c'est meilleur que la précision requise pour que la contribution au terme constant provenant de la détermination de $g(t)$ reste inférieure à 0.3%.

4.3.3 Analyse des tests en faisceau

Cette section présente les résultats de la méthode de convolution sur les données du module prototype 0 testé au CERN en août 2000.

Procédure d'ajustement

La procédure d'ajustement doit s'affranchir des fluctuations statistiques qui affectent les courbes expérimentales. L'ajustement de la courbe prédite sur les données est réalisée en minimisant un χ^2 qui tient compte des corrélations fortes entre les échantillons correspondant à une même valeur de t_{tdc} . Le vecteur \vec{y} des N_s ($N_s = 7$) échantillons est modélisé par :

$$\vec{y} = E_a \vec{g} + \vec{n} \quad (4.21)$$

où E_a est l'amplitude du signal pour une valeur de $t_{tdc} \in [a, a + 1]$, \vec{g} est le vecteur de composantes $g_i = U_{phy}(25 \times i - a + t_0^{phy})$ et \vec{n} est le vecteur associé au bruit. Les temps de démarrage du signal de physique prédit et reconstruit sont a priori différents; on introduit un temps t_0^{phy} pour tenir compte de cette phase. Les paramètres à estimer sont les 25 grandeurs E_a , et les paramètres de la fonction $U_{phy}(t)$. Le χ^2 minimisé s'écrit alors :

$$\chi^2 = \sum_{a=1}^{25} (\vec{y} - E_a \vec{g})^t B^{-1} (\vec{y} - E_a \vec{g}). \quad (4.22)$$

où la somme porte sur les 25 intervalles en temps (de 1 ns) possibles pour t_{tdc} . B est la matrice d'auto-corrélation du bruit. La dépendance des paramètres E_a dans le χ^2

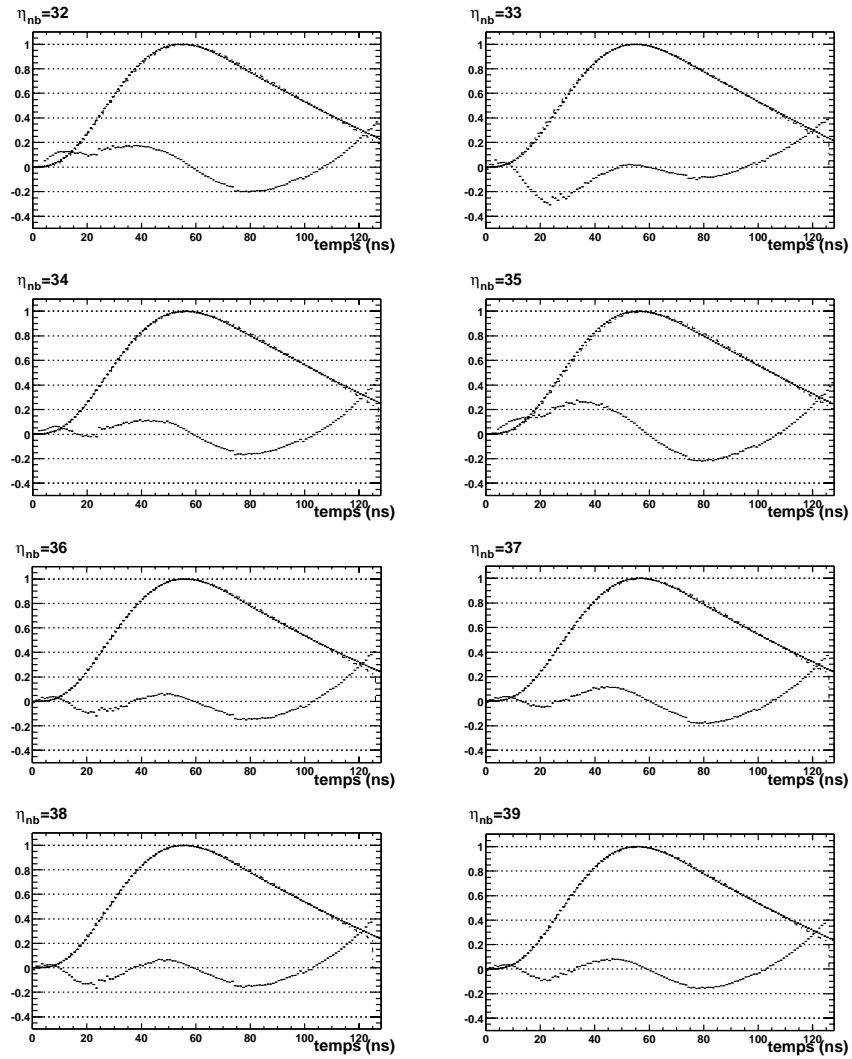


FIG. 4.20 – Ajustement du modèle de convolution sur les données de “physique” de la maquette. Chaque figure représente les données (solide) et la forme ajustée (pointillé). Les résidus ont été multipliés par 10.

peut être éliminée en exprimant E_a en fonction de $g(t)$ et \vec{y} . C'est ce qui est fait dans la méthode de filtrage optimal. En utilisant les relations (A.1) et (A.7) on montre que pour toute valeur de t_{tdc} on a :

$$E_a = \frac{\vec{g}^t B^{-1} \vec{y}}{\vec{g}^t B^{-1} \vec{g}} \quad (4.23)$$

Ainsi le résultat de la minimisation est indépendant de la valeur moyenne Ea . Il sera montré dans la section 4.4.1 que les corrélations du bruit sont petites devant la précision attendue pour la reconstruction du signal. Elles ont été négligées dans la procédure de minimisation (soit $B = 1$). Le χ^2 est alors donné par :

$$\chi^2 = \sum_{a=1}^{25} \left(\vec{y}^2 - \frac{(\vec{g}^t \vec{y})^2}{\vec{g}^2} \right) \quad (4.24)$$

qui reflète la complète corrélation entre les échantillons espacés de 25 ns. Ce χ^2 dépend seulement de trois paramètres :

- $\omega^2 = \frac{1}{L_d C_d}$
- du temps d'arrivée du signal d'étalonnage t_0^{cal}
- du temps d'arrivée du signal de physique t_0^{phy}

Ces trois paramètres ont été laissés libres dans la procédure d'ajustement.

Résultats

Les résidus des ajustements sont représentés sur les figures 4.21 à 4.24.

- Les résidus sont inférieurs à 2% dans le compartiment milieu (figure 4.23). Ils sont du même ordre de grandeur dans le pré-échantillonneur (figure 4.21) et dans le compartiment avant (figure 4.22). Dans le compartiment arrière (figure 4.24), ils sont plus importants à cause du fait que les formes de physique sont plus affectées par la diaphonie que dans les autres compartiments. En effet, l'énergie déposée par un électron incident de 245 GeV dans une cellule du compartiment arrière est d'environ 2 – 3 GeV, qui correspond à l'ordre de grandeur du signal induit par une cellule du compartiment milieu sur une cellule de l'arrière à cette énergie.

- La figure 4.25 représente les valeurs de L_d ajustées en fonction de η pour trois lignes en ϕ dont la largeur correspond à une cellule du compartiment milieu, C_d ayant été fixées aux valeurs provenant de la simulation du détecteur.

On peut voir que ces valeurs ont une périodicité correspondant à celle des cartes mères ($\Delta\eta = 0.2$) et aux valeurs attendues par le dessin des électrodes. Pour des cellules à η fixé, la variation de 2 – 3 nH pour différentes valeurs de ϕ correspond aux longueurs de pistes différentes sur les cartes sommatriques (voir figure 3.10) et sont compatibles avec des mesures effectuées par ailleurs [53]. Les points aux valeurs élevées correspondent à un retour à la masse non symétrique au niveau des électrodes (voir section 3.3.2). Cela se traduit par une inductance équivalente plus élevée pour certaines cellules et une variation de quelques % sur le rapport R défini dans l'équation (4.3). Suite à cette étude, il a d'ailleurs été décidé de modifier le dessin des électrodes afin d'inclure un retour à la masse supplémentaire.

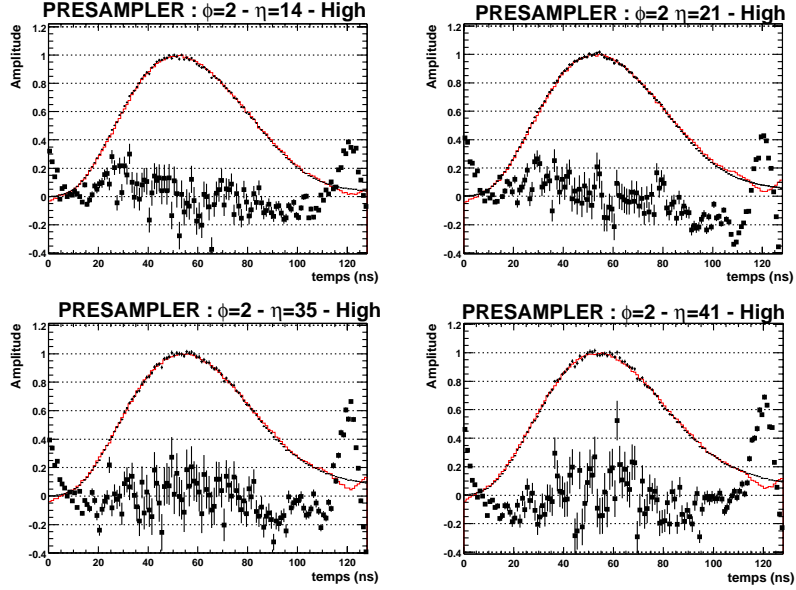


FIG. 4.21 – Résultat de l’ajustement sur des cellules du pré-échantillonneur avec la méthode de la convolution. Chaque figure représente les données (croix), la courbe prédite (ligne) et les résidus (carrés) multipliés par 10.

- Les résidus montrent des effets systématiques au début et à la fin de la fenêtre. Les origines possibles sont dues à un effet propre à la méthode numérique utilisée lié à l’échantillonnage ou au fenêtrage. Un ajustement non optimal de t_0^{cal} peut aussi induire de telles discontinuités dans le cas où le signal utilisé pour la convolution est coupé au démarrage.

Mise en temps des signaux

Les valeurs des temps t_0^{cal} et t_0^{phy} peuvent être en principe prédites par les différents retards programmés dans le système de distribution des signaux de déclenchement (appelé système TTC dans ATLAS) [54].

La valeur prédite de t_0^{cal} est donnée par:

$$T_0^{cal} = A + T_{cal} + T_{sig} - T_{cal}^{pdg} \quad (4.25)$$

où T_{cal} (resp. T_{sig}) est le temps de propagation du signal dans la ligne d’étalonnage (resp. de lecture du signal). La vitesse du signal a été mesurée comme étant $v_{cable} = 0.18 \text{ m.ns}^{-1}$ avec une dispersion de 0.02 m.ns^{-1} sur l’ensemble des câbles. T_{cal}^{pdg} est un retard ajustable par pas de 50 ps dans le système TTC afin que le quatrième échantillon soit proche du pic du signal (*pdg* est le nom pour une carte *Pulse Delay Generator*). A est une constante globale au système. La figure 4.26 montre un accord de l’ordre de 2 ns , excepté pour le compartiment arrière où les signaux sont déformés par la diaphonie. Dans le compartiment milieu, si les sauts entre chaque FEB sont bien prédits, une

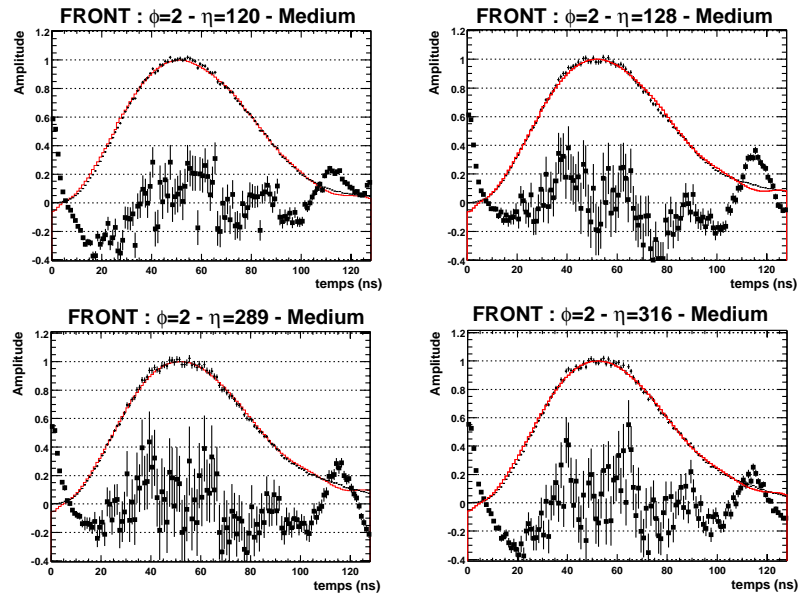


FIG. 4.22 – Résultat de l'ajustement sur des cellules du compartiment avant avec la méthode de la convolution. Chaque figure représente les données (croix), la courbe prédite (ligne) et les résidus (carrés) multipliés par 10.

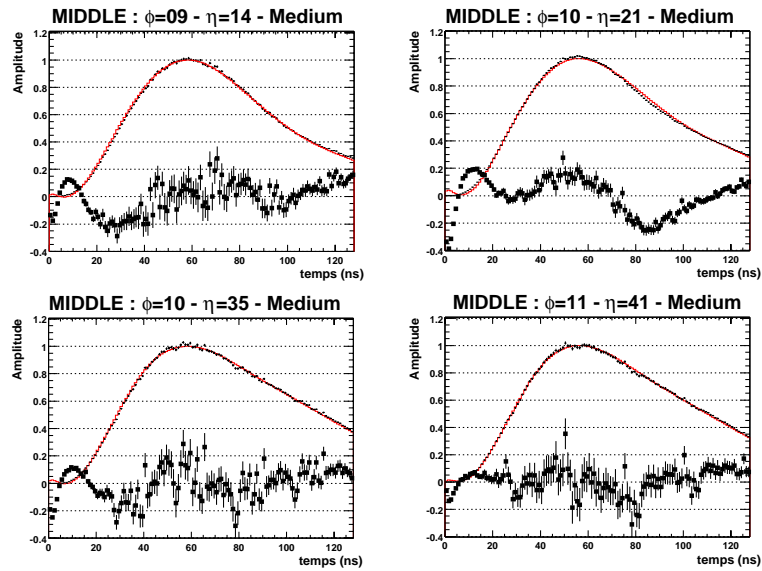


FIG. 4.23 – Résultat de l'ajustement sur des cellules du compartiment milieu avec la méthode de la convolution. Chaque figure représente les données (croix), la courbe prédite (ligne) et les résidus (carrés) multipliés par 10.

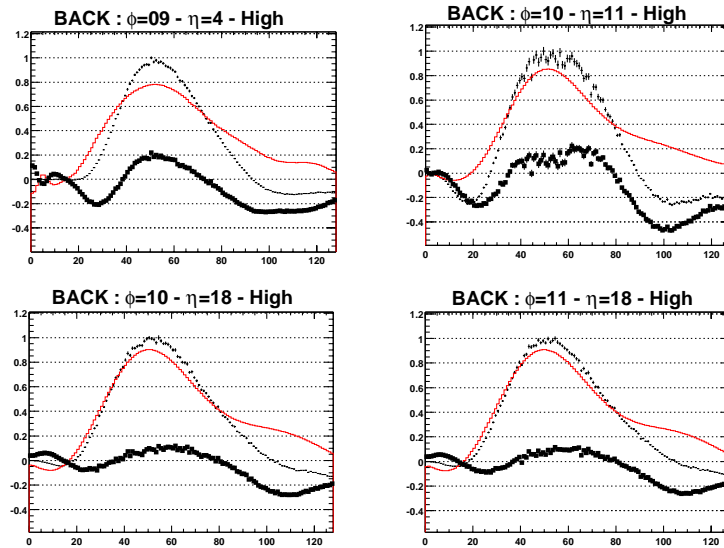


FIG. 4.24 – Résultat de l'ajustement sur des cellules du compartiment arrière avec la méthode de la convolution. Chaque figure représente les données (croix), la courbe prédite (ligne) et les résidus (carrés).

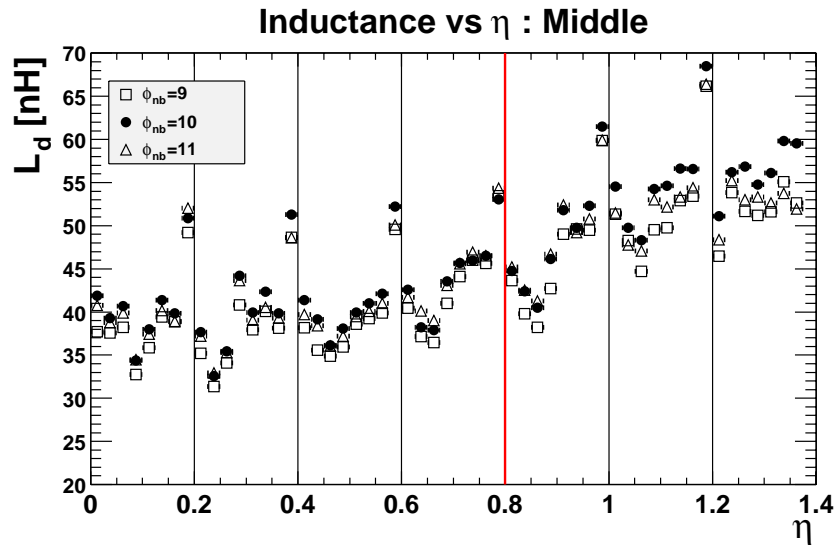


FIG. 4.25 – Inductances prédites par le modèle de convolution pour les canaux du compartiment milieu, pour trois lignes en ϕ .

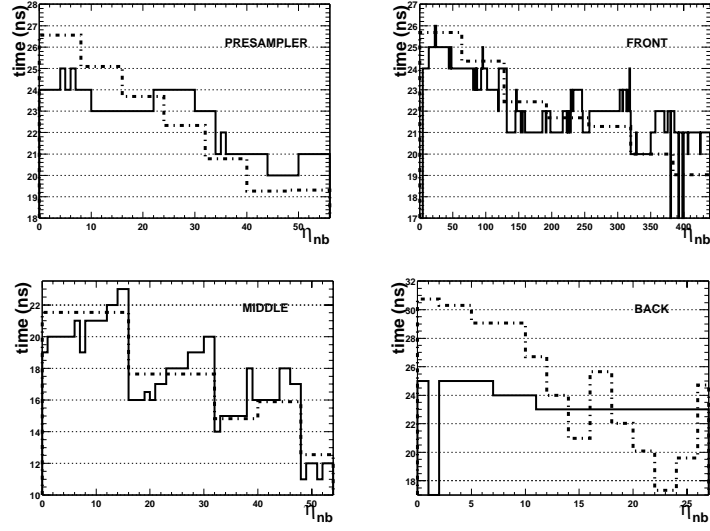


FIG. 4.26 – Les paramètres t_0^{cal} (solide) et T_0^{cal} (pointillé) en fonction du numéro de cellule en η pour les quatre compartiments.

pente causant une variation de $4ns$ dans chaque FEB n'est pas encore complètement comprise.

On peut également écrire le temps prédit pour le signal de physique:

$$T_0^{phy} = B + T_{OF} + T_{sig} - T_{phy}^{pdg} \quad (4.26)$$

où T_{OF} est le temps de vol des particules entre le scintillateur déclenchant le niveau 1 et le calorimètre dans l'installation faisceau test. Il dépend de la pseudo rapidité et est donné par la formule $T_{OF} = (1.470ch\eta - 0.954/ch\eta - 1.162th\eta + 4.400)/(c (m.s^{-1}))$. La figure 4.27 montre un accord de l'ordre de $2 ns$ entre t_0^{phy} et T_0^{phy} , excepté pour les régions à grande rapidité.

Cette étude montre que les temps de démarrage peuvent être connus à $2 ns$ près. Cette différence est notamment due à la dispersion importante sur la vitesse de propagation du signal dans les câbles. De plus, les vitesses peuvent être différentes dans chaque élément de la chaîne. Dans le cas d'ATLAS, une dispersion inférieure à $1 ns$ est demandée; une meilleure compréhension de la propagation du signal dans la chaîne électronique est nécessaire.

4.3.4 Facteur d'étalonnage électronique

Le rapport d'amplitude R utilisé pour calculer les coefficients d'étalonnage absolu est évalué pour chaque cellule du calorimètre en imposant dans (4.20) la même amplitude pour les courants I_{cal} et I_{phy} . La figure 4.28 représente ce rapport en fonction de η pour les cellules du compartiment milieu avec les données d'août 2000. Ce facteur corrige

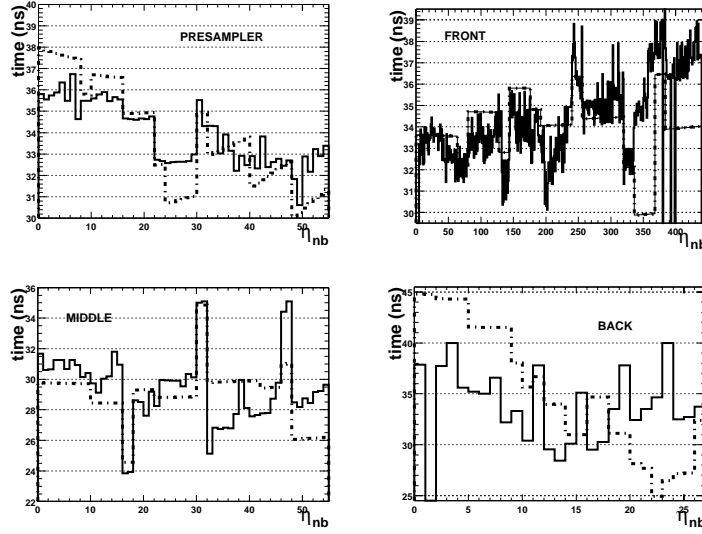


FIG. 4.27 – Les paramètres t_0^{phy} (solide) et T_0^{phy} (pointillé) en fonction du numéro de cellule en η pour les quatre compartiments.

d'environ 5% les gains standards associés au système d'étalonnage. La variation de cellule à cellule est de l'ordre de $\pm 2\%$. La comparaison des figures 4.25 et 4.28 montre que ce coefficient est fortement dominé par l'effet d'inductance.

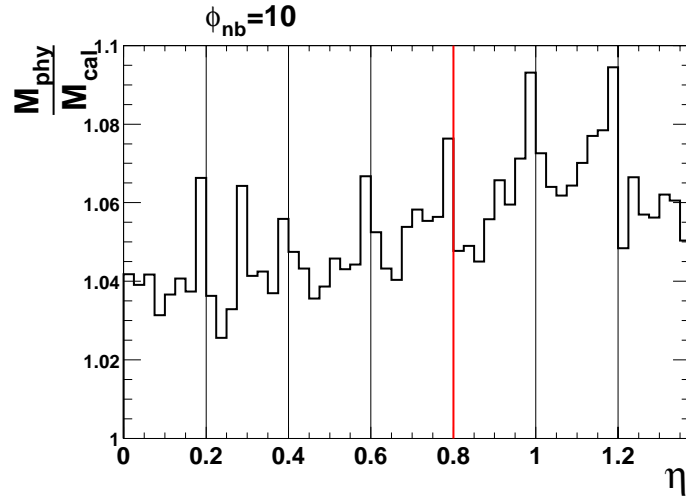
4.4 Résultats sur la réponse en énergie lors des tests en faisceau

Dans cette section, on estime l'apport de la méthode d'étalonnage développée en terme de bruit et d'uniformité de la réponse du détecteur. La réponse en énergie est donnée à partir des quantités digitisées par les equations (4.1) et (4.2), où R est calculé comme indiqué plus haut et ADC_{max} est estimé en utilisant une méthode de filtrage optimal dont les coefficients sont calculés avec les formes $g(t)$ prédites par la méthode de la convolution.

4.4.1 Réduction du bruit

La réduction du bruit dû à la méthode de filtrage optimal par rapport à une méthode d'échantillonnage au pic est donné en écrivant la variance de l'estimateur de l'énergie pour un signal de type bruit à partir de l'équation (A.1):

$$var(u) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (4.27)$$


 FIG. 4.28 – Rapport R en fonction de la pseudo-rapidité.

t_i	0	25	50	75	100
$\mathbf{g}(t_i)$	0.076	0.598	1.	0.737	0.449
$\mathbf{R}(t_i - 0)$	1.	-0.001	-0.048	-0.043	0.006
$\mathbf{a}(t_i)$	0.049	0.243	0.457	0.372	0.246

 TAB. 4.3 – Valeurs de la réponse normalisée, des coefficients de filtrage optimal, et de la matrice d'auto-corrélation du bruit pour 5 échantillons pour la cellule du compartiment milieu $\eta = 19_{nb} - \phi_{nb} = 10$ en gain moyen. Les éléments diagonaux de la matrice ont été normalisés à l'unité.

On peut alors estimer le facteur de réduction du bruit, $f = R_{00}/\text{var}(u)$, apporté par le filtrage optimal. Les valeurs reportées dans le tableau 4.3 sont les valeurs de $\mathbf{g}(t)$, des éléments de la matrice \mathbf{R} et des coefficients de filtrage optimal calculés pour 5 échantillons. Les valeurs de la matrice montrent une faible corrélation entre les échantillons. Ceci est dû au fait que seul le bruit électronique est considéré (pas de bruit d'empilement). Le calcul donne un facteur attendu $f = 1.51$. Les distributions de l'énergie reconstruite des événements aléatoires avec et sans filtrage optimal (voir figure 4.29) montrent une réduction d'un facteur $f \sim 1.6$ compatible avec ce qui est attendu.

4.4.2 Uniformité de la réponse

L'analyse des tests en faisceau des modules prototypes de 1999 et 2000 a montré une non-uniformité apparente dans la réponse du détecteur. La figure 4.30 montre cette réponse à un faisceau d'électrons de 245 GeV en fonction du barycentre en η de la gerbe, pour la méthode de la parabole et une méthode de filtrage optimal utilisant les formes prédites par la méthode de convolution. La réponse mesurée avec la technique de

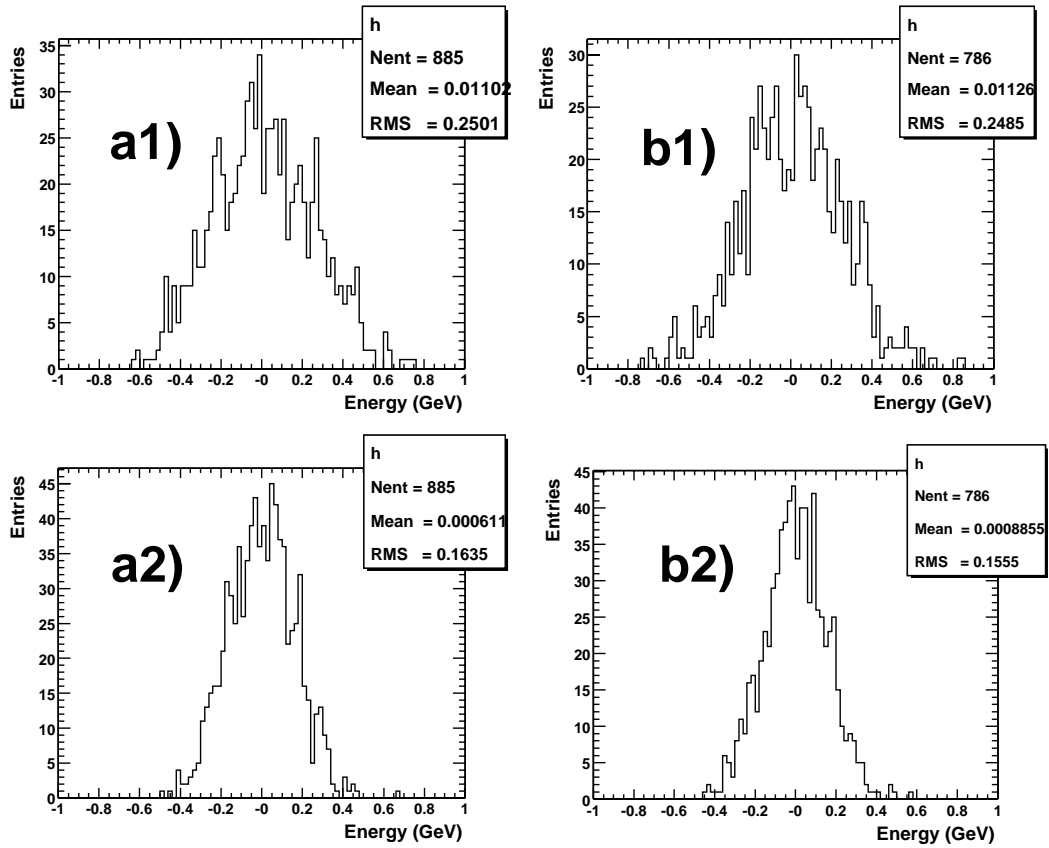


FIG. 4.29 – Distribution de la réponse aux événements aléatoires pour deux amas 3×3 pour deux positions dans le calorimètre (a et b) en gain moyen. Les distributions du haut (a1, b1) utilisent la méthode de la parabole. Celles du bas (a2, b2) utilisent le filtrage optimal.

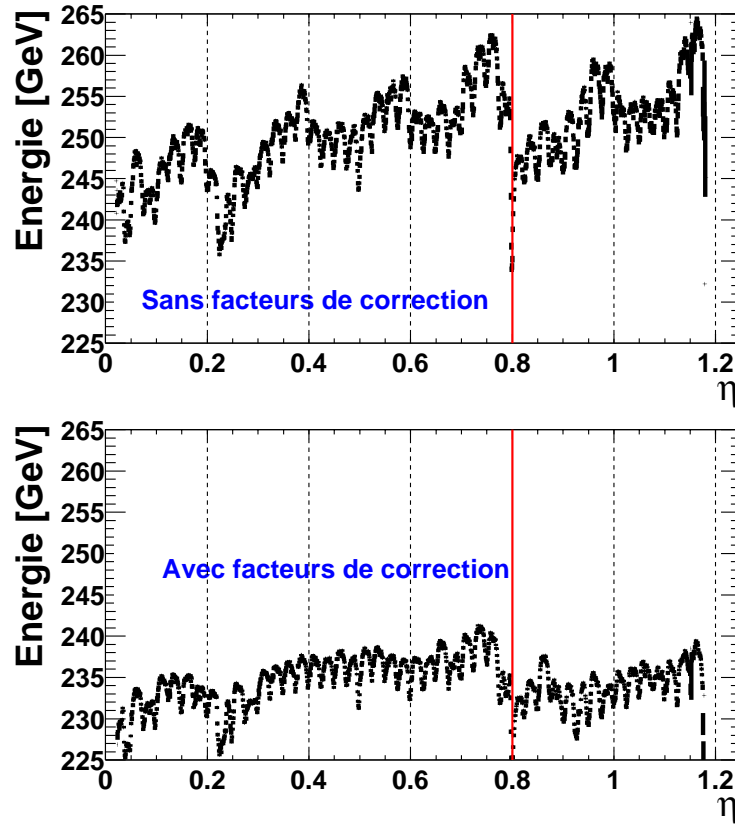


FIG. 4.30 – Réponse du calorimètre à un faisceau de 245 GeV en fonction du barycentre de l'énergie en η , pour une ligne en ϕ ($\phi_{nb} = 10$). La figure du haut correspond à la méthode de la parabole. La figure du bas correspond à la méthode d'étalonnage basée sur le filtrage optimal avec la calibration absolue. Les lignes verticales définissent la transition entre deux cartes mères.

Méthode	20 GeV	245 GeV
Parabole	1.1%	1.7%
OF simple	1.1%	1.4%
OF + correction des gains	0.8%	1.1%

TAB. 4.4 – Dispersion de la réponse pour la ligne $\phi_{nb} = 10$ (46 cellules).

la parabole montre un effet systématique reproduit toutes les 8 cellules, correspondant à une carte mère arrière ($\Delta\eta = 0.2$). Cette structure montre des grandes variations entre chaque cellule compatible avec un effet d'inductance par comparaison avec la figure 4.28. La dernière cellule de la carte a une réponse supérieure à celle attendue de quelques pourcent. Le retour de masse manquant pour cette cellule explique cet effet. L'application de l'étalonnage absolu permet d'améliorer grandement l'uniformité de la réponse.

Comparaison des différentes méthodes de reconstruction

Afin d'estimer quantitativement cette amélioration, la réponse du détecteur a été estimée pour chaque position du faisceau. Pour cela, on construit la distribution d'énergie pour chaque zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ (en unité de cellule) située au centre de la cellule touchée. Cette condition permet d'éliminer les biais dus à une mauvaise correction des effets de bords (qui seront présentés dans le chapitre suivant). Les poids affectés aux différents compartiments sont tous fixés à 1 car leur valeur dépend a priori de la méthode d'étalonnage. Un ajustement gaussien sur l'intervalle $[-1.5\sigma, +4\sigma]$ de cette distribution donne la réponse du détecteur $\langle E_{\eta\phi} \rangle$ en un point du calorimètre (η, ϕ) . On définit la dispersion de la réponse comme le rapport de l'écart quadratique moyen sur la moyenne de la distribution des $\langle E_{\eta\phi} \rangle$.

L'écart entre les valeurs moyennes entre la région de petite rapidité ($\eta < 0.8$) et de grande rapidité (de fractions d'échantillonnage différentes) est dû à une mauvaise estimation du facteur calorimétrique de conversion I_0/E . Il est ajusté lors des tests en faisceau en demandant que $\langle E \rangle_A = \langle E \rangle_B$ où $\langle E \rangle_{A,B}$ sont les valeurs moyennes de la réponse dans les régions A et B . Le tableau 4.4 donne la dispersion de la réponse sur 46 cellules ($\eta : 0. \rightarrow 1.2, \phi_{nb} = 10$) pour deux énergies de faisceau et trois méthodes de reconstruction de l'énergie [55]:

- La méthode de la parabole + gains donnés par la procédure de rampes.
- Une méthode de filtrage optimal simple: Les courbes $g(t)$ sont calculées par la méthode de la convolution mais les gains sont donnés par la procédure de rampes.
- La méthode d'étalonnage absolu (filtrage optimal + correction du rapport $R = M_{phy}/M_{cal}$).

Comme attendu, la méthode de filtrage optimal simple n'améliore pas la dispersion à 20 GeV. A 245 GeV, cette dispersion est réduite d'un facteur 1.2. Ceci s'explique par le fait que la non-uniformité est essentiellement due au compartiment du milieu où un électron de 245 GeV dépose plus de 80% de son énergie. Dans un nonet, l'énergie déposée dans le compartiment milieu s'écrit: $E = E_c + E_8$, où E_c est l'énergie déposée

dans la cellule centrale et E_8 est l'énergie déposée dans les cellules complémentaires de l'amas. Ainsi E_8 donne une estimation de la diaphonie relative entre les cellules. Il apparaît que la structure *par 8* de la figure 4.30 est essentiellement due à la diaphonie. Ceci est compatible avec une diaphonie inductive importante due au retour de masse asymétrique. Le filtrage optimal intégrant le signal, il minimise au premier ordre la diaphonie, expliquant l'amélioration de l'uniformité.

L'application de l'étalonnage absolu, corrige de l'effet d'inductance. Il permet de réduire cette non-uniformité d'un facteur ~ 1.4 à 20 GeV et ~ 1.5 à 245 GeV .

La pente résiduelle de la réponse en fonction de η correspond à l'énergie perdue à l'arrière. Elle sera corrigée en appliquant des poids aux différents compartiments.

4.5 Discussion

Dans les parties précédentes, il a été montré que la méthode de la convolution fournit une forme du signal de physique $g(t)$ pour le calcul des coefficients de filtrage optimal et permet de réaliser un étalonnage absolu qui améliore grandement l'uniformité de la réponse en énergie. Cependant, il subsiste des points où des problèmes sont non résolus. Ils sont passés en revue dans cette section.

4.5.1 Dépendance avec le temps t_{tdc}

Par construction, la valeur moyenne de l'estimateur de l'énergie calculé par la méthode de filtrage ne dépend pas du temps d'arrivée de la particule par rapport à l'horloge 40 MHz . La figure 4.31 montre la réponse en un point du calorimètre en fonction de la phase t_{tdc} . La dépendance avec la phase s'explique par le fait que la forme du signal utilisée pour calculer les poids n'est pas la vraie réponse. Ceci induit une erreur sur la mesure de l'énergie d'environ 0.5% . Cependant, dans ATLAS, l'échantillonnage se fera de façon synchrone; cette erreur sera fortement diminuée. En pratique, dans l'analyse des tests en faisceau, on ajuste un polynôme de troisième degré sur cette distribution pour corriger de ce biais. L'erreur induite par une mauvaise forme $g(t)$ utilisée dans le calcul des coefficients sera discutée dans la partie suivante.

4.5.2 Erreur sur la forme du signal $g(t)$

Dans cette section, le biais introduit sur la mesure de l'énergie provenant d'une erreur sur la forme $g(t)$ est évalué. Dans ce but, les données des tests en faisceau du module de série *M10* (testé en octobre 2001) ont été utilisées. Afin de rendre négligeables les fluctuations de la valeur moyenne des *ADC* pour chaque valeur de t_{reco} devant les effets que l'on veut estimer, un grand nombre d'événements ont été accumulés à une position du calorimètre (320000). Un lissage simple permet d'obtenir la réponse $g_{el}(t)$ du détecteur à un signal d'ionisation initié par le dépôt d'une gerbe électromagnétique. La figure 4.7 montre la réponse obtenue, normalisée à 1, pour une cellule du compartiment milieu. L'introduction d'une déformation artificielle de cette réponse permet d'évaluer la précision requise pour la prédiction de $g(t)$. Il a déjà été mentionné que les résidus

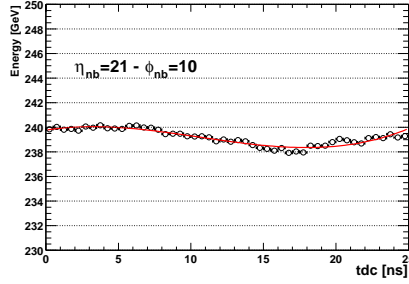


FIG. 4.31 – *Energie reconstruite en fonction du temps t_{tdc} dans la cellule ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$).*

des formes ajustées par la méthode de convolution montrent tous la même forme. On choisit donc la déformation $r(t)$ pour simuler ces résidus. Les échantillons S_i n'ayant pas le même poids, différents cas doivent être envisagés. Dans le premier cas, l'erreur sur $g(t)$ n'affecte pas le maximum du signal; on peut définir une fonction $A(t)$ nulle au maximum du signal et dont l'amplitude varie de 0.5% à 4%. Dans le second cas, l'erreur affecte le maximum du signal; on définit une composante $B(t)$ non nulle au maximum du signal et dont l'amplitude varie de 0.% à 2%. La figure 4.33 représente les déformations $A(t)$ et $B(t)$. La réponse s'écrit alors: $g_b(t) = g_{el}(t) + r(t)$, où $r(t)$ est la somme des deux composantes. Le calcul des poids de filtrage optimal à partir des courbes $g_b(t)$ et la reconstruction de l'énergie d'électrons de 245 GeV permet d'évaluer les effets de la déformation.

Dans le cas où les résidus au maximum sont nuls ($B(t) = 0$), le biais introduit sur la mesure de l'énergie et de la résolution est représenté sur la figure 4.34, où l'énergie reconstruite E et la résolution $\sigma(E)/E$ sont normalisées à 1 pour la reconstruction utilisant la forme $g_{el}(t)$. Des déformations de $\sim 2\%$ introduisent une variation de l'énergie de $\delta E/E \sim 0.3\%$ et $\delta\sigma(E)/\sigma(E) \sim 1\%$.

Le cas où le maximum de $g(t)$ est mal reconstruit ($B(t) \neq 0$ et $|A| = 2\%$), introduit un biais plus important sur l'énergie ($\delta E/E \sim 0.6\%$ pour une déformation sur le maximum de 1%) alors que la résolution n'est pas affectée (figure 4.35).

Ainsi, pour garder une contribution provenant de la reconstruction du signal de physique inférieure à 0.3% sur le terme constant, il est important de prédire ce signal avec des résidus inférieurs à 1% et une erreur au maximum du signal inférieure à 0.5%. Néanmoins, il est important de noter que dans le cas où l'erreur sur $g(t)$ présente la même forme d'un canal à l'autre (au moins dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$), la tolérance sur la prédiction de $g(t)$ est plus importante.

4.5.3 Résultat sur les modules de série

Deux modules de série (nommés $M13$ et $M10$) ont été soumis en faisceau test en juillet et octobre 2001. Contrairement au module 0, ces modules disposent d'un retour

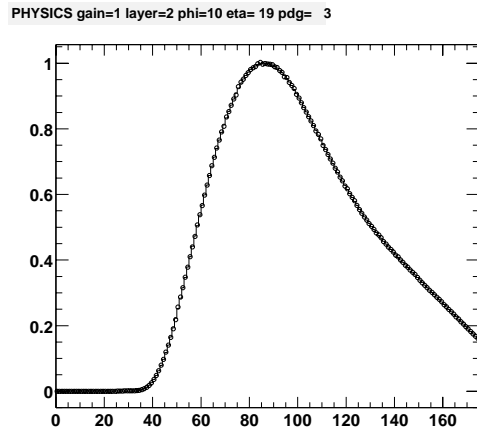


FIG. 4.32 – Réponse normalisée d’une cellule du compartiment milieu à une signal d’ionisation avant (cercles) et après lissage (trait).

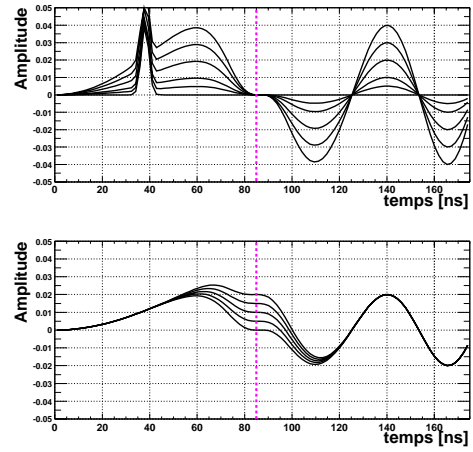


FIG. 4.33 – Déformations appliquées à la forme $g(t)$. La figure du haut représente une déformation d’amplitude A , nulle au pic. La figure du bas représente une déformation d’amplitude A moyenne et d’amplitude au pic B .

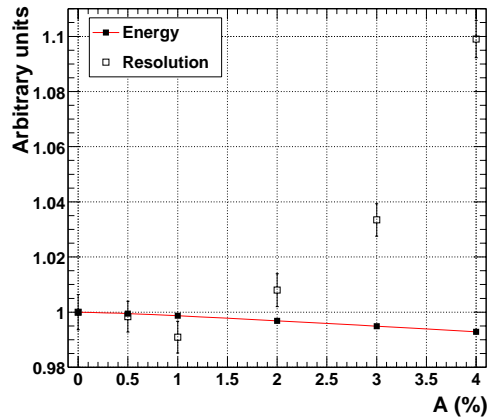


FIG. 4.34 – Variations de l’énergie reconstruite (carrés noirs) et de la résolution (carrés ouverts) avec A . Les résultats de la forme $g_{el}(t)$ ont été normalisés à 1.

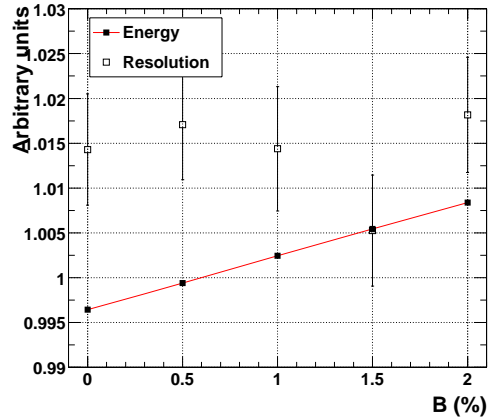


FIG. 4.35 – Variations de l’énergie reconstruite (carrés noirs) et de la résolution (carrés ouverts) avec B ($A = 2\%$). Les résultats de la forme $g_{el}(t)$ ont été normalisés à 1.

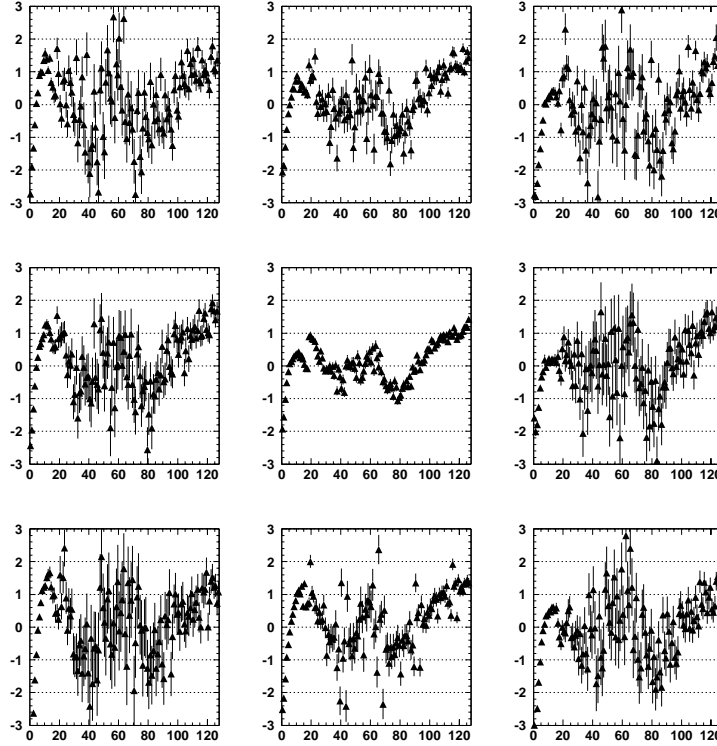


FIG. 4.36 – Résidus (en % du maximum) de l’ajustement de la forme prédite avec la méthode de la convolution sur un groupe de cellule du compartiment milieu autour de la cellule $\eta_{nb} = 19$, $\phi_{nb} = 10$ avec les données des tests en faisceau du module M10. L’axe horizontal est le temps en ns.

à la masse supplémentaire au niveau des électrodes.

Erreur sur la mesure de l’énergie

L’application de la méthode de la convolution sur ces modules donnent des résultats bien meilleurs en terme de prédiction du signal. La figure 4.36 montre des résidus typiques pour un groupe de cellule du compartiment milieu. Leur amplitude est de l’ordre de 1%, avec une erreur inférieure à 0.5% au pic du signal, alors qu’ils étaient de 2% pour le module 0. Les formes prédites satisfont donc les critères définis dans la section précédente. Ces résidus présentent des formes similaires pour chaque cellule. Le biais introduit sur la mesure de l’énergie a été estimé en un point du calorimètre en comparant avec la réponse aux électrons de la figure 4.32. Il est localement inférieur à 0.2% sur la reconstruction de l’énergie et apporte une amélioration de 2% sur la résolution.

Erreur sur le rapport R

Les inductances et les capacitances équivalentes à l’ensemble “cellule + carte sommatrice” ont été mesurées de façon indépendante pour tous les canaux du compartiment

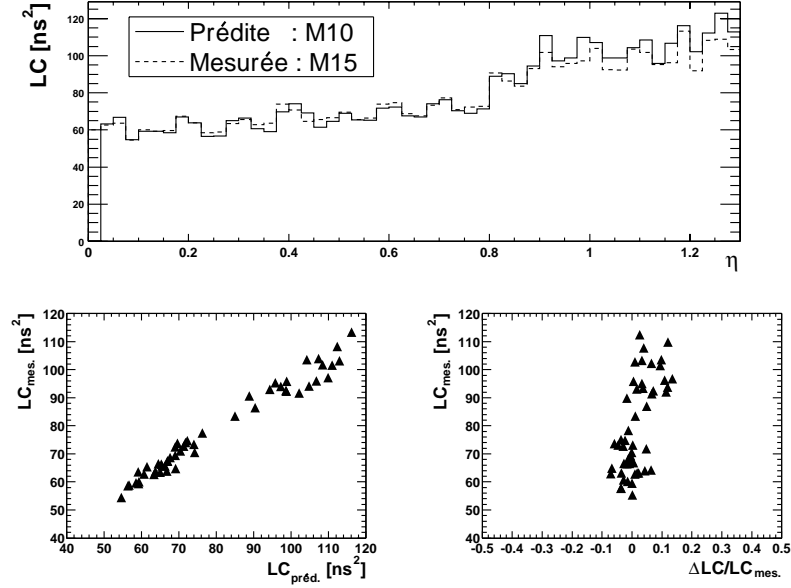


FIG. 4.37 – Comparaison du produit LC prédit sur le module $M10$ et des mesures effectuées sur le module $M13$. La figure du haut représente les valeurs mesurées (trait pointillé) et les valeurs ajustées (trait plein) en fonction de η pour la ligne $\phi_{nb} = 10$. Les figures du bas représentent la corrélation et la valeur mesurée en fonction de la quantité $(LC_{mes} - LC_{pred})/LC_{mes}$.

milieu du module de série $M15$ [53]. Pour cela, on mesure l'impédance complexe $Z(\omega)$ pour différentes fréquences $\omega/2\pi$, ce qui permet de prédire les paramètres L_d et C_d en modélisant simplement le circuit électrique comme dans la figure 4.1. Bien que les mesures n'aient pas été faites sur les modules testés en faisceau, les valeurs prédites lors des ajustements du produit $L_d C_d$ pour le module $M10$ sont comparées aux valeurs mesurées sur la figure 4.37. Plusieurs remarques peuvent être faites:

- Il existe une très bonne corrélation entre les valeurs mesurées et les valeurs prédites.
- Il n'y a pratiquement pas d'effet systématique selon η .
- L'accord est cependant moins bon pour l'électrode B ($\eta > 0.8$).
- Sur une ligne en ϕ l'accord est de $(0.1 \pm 2)\%$, soit une dispersion sur le rapport R d'environ $(0.01 \pm 0.15)\%$. Sur l'ensemble du module l'accord est de $(0.2 \pm 5.8)\%$, soit une dispersion sur le rapport R d'environ $(0.01 \pm 0.4)\%$.
- La dispersion selon ϕ est plus importante que selon η . Ceci est surprenant a priori, car le calorimètre a été construit pour être aussi invariant en ϕ que possible. Cette non-uniformité apparente des paramètres prédits reste à comprendre.

Afin de mieux comprendre ces effets, des mesures seront effectuées sur le prochain module testé en faisceau. Cela permettra de tester l'uniformité des modules en terme

des paramètres mesurés et d'estimer la reproductibilité des résultats pour l'étalonnage des modules non testés en faisceau. Enfin, il sera possible d'estimer la contribution de la prédiction du signal de physique sur le terme constant en combinant l'erreur faite sur la reconstruction en un point du calorimètre avec l'erreur sur le rapport R sur une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$. Une contribution inférieure aux 0.3% attendus semble ainsi réalisable.

4.5.4 Diaphonie en physique

Dans tout le travail présenté précédemment, la diaphonie n'a pas été considérée. Des études réalisées sur ce sujet [41, 43] ont cependant montré les imperfections de notre appareillage et ont conduit à une modification des cartes électriques afin de minimiser la diaphonie inductive au niveau des pistes de lecture. Les mesures réalisées lors des tests en faisceau [44] ont mis en évidence le fait que celle-ci pouvait affecter la reconstruction de l'énergie. Jusqu'à maintenant, aucune étude quantitative sur la diaphonie affectant le signal de physique n'a été réalisée, la raison principale est qu'il est difficile d'isoler expérimentalement le signal induit. Dans cette partie, les erreurs sur la mesure de l'énergie provenant de la diaphonie dans le signal de physique sont évaluées.

Estimation de la composante de diaphonie $x(t)$

Une estimation de la diaphonie affectant le signal de physique peut être faite en utilisant les prises de données d'étalonnage (voir section 3.4). La figure 4.5 représente le schéma d'étalonnage pour un nonet du compartiment milieu. Soit $S_k(t)$ le signal reçu dans la cellule centrale lorsque le ligne d'étalonnage k est utilisée. Si ω_k est la fraction moyenne d'énergie déposée dans les cellules de la configuration k par un électron de 245 GeV pointant vers le centre du nonet. Le signal de diaphonie $x(t)$ dans la cellule centrale peut s'écrire

$$x(t) = \sum_k \omega_k S_k(t) \quad (4.28)$$

Cette estimation de la diaphonie en physique est limitée pour les raisons suivantes:

- Les sources de diaphonie, représentées sur la figure 4.5 provenant des autres compartiments n'ont pas été considérées. Les contributions attendues sont cependant très petite car 80% de l'énergie est déposée dans le compartiment milieu.
- Dans le compartiment milieu, la diaphonie est essentiellement d'origine inductive (au niveau des cartes électriques et des pistes). Les chemins suivis par le signal d'étalonnage ou de physique n'étant pas les mêmes, les diaphonies sont légèrement différentes.

La figure 4.38 représente la réponse $g_{el}(t)$ du signal de type *électron* de la figure 4.32 auquel on a soustrait la composante $x(t)$. Cette composante est de l'ordre de 0.4% au maximum de $g(t)$ et peut atteindre jusqu'à 3%. Il est aussi important de noter que la diaphonie décale la position en temps du maximum de ~ 1 ns.

Estimation du biais sur l'énergie reconstruite

Afin d'estimer le biais introduit par la diaphonie sur la mesure de l'énergie, plusieurs jeux

4	0.75%	6	7%	5	0.75%
5	7.%	7	69.%	4	7.%
4	0.75%	6	7.%	5	0.75%

TAB. 4.5 – Distribution du signal d'étalonnage dans un nonet autour de la cellule $\eta_{nb} = 19$, $\phi_{nb} = 10$. Les nombres en gras sont les numéros des lignes d'étalonnage. Les nombres en italique sont la fraction moyenne d'énergie déposée par une gerbe initiée par un électron de 250 GeV pointant au centre du nonet.

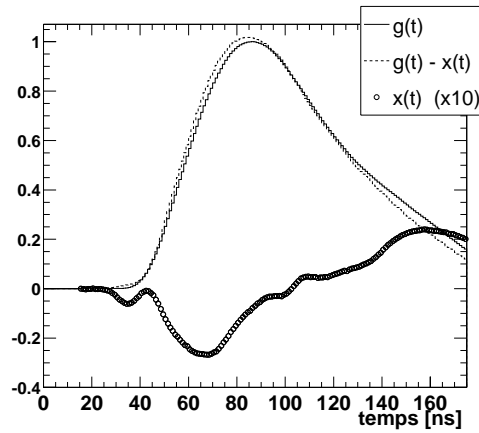


FIG. 4.38 – Réponse électronique normalisée $g(t)$ du détecteur à des électrons pour une cellule du compartiment milieu (ligne continue). Les cercles sont la composante de diaphonie $x(t)$ entrant dans la cellule ($\times 10$). La différence $g_{el}(t) - x(t)$ est représentée en tirets.

de coefficients ont été produits à partir de formes différentes de la réponse électronique. Pour séparer l'effet dû à la forme du signal utilisé dans le calcul des poids de l'effet de l'étalonnage absolu de la cellule, le rapport R a été fixé à 1. Les différentes réponses utilisées sont:

- (1) La réponse électronique $g_{el}(t)$ à des électrons.
- (2) La réponse électronique $g_{el}(t)$ à des électrons à laquelle on soustrait la composante de diaphonie $x(t)$.
- (3) La forme prédite par la méthode de la convolution, où les paramètres ajustés sont LC et le temps t_0^{phy} .
- (4) La forme prédite par la méthode de la convolution, où le paramètre LC est fixé à sa valeur mesurée et le temps t_0^{phy} est ajusté.
- (5) La forme prédite par la méthode de la convolution, où le paramètre LC est fixé à sa valeur mesurée et le temps t_0^{phy} avancé de 1 ns par rapport à la valeur ajustée.

La figure 4.39 donne les résultats en termes de reconstruction de l'énergie et de résolution pour les différentes fonctions $g(t)$ utilisées. La résolution et l'énergie reconstruite ont été normalisées à 1 pour la méthode de référence (1). On voit que la soustraction de la composante $x(t)$ permet d'améliorer la résolution sur l'énergie de 9%. L'effet sur la mesure de l'énergie est de 0.2%. L'utilisation des formes prédites par la méthode de la convolution apportent un biais inférieur à 0.2% sur la mesure de l'énergie et améliore de $\sim 2\%$ la résolution. Deux remarques importantes peuvent être faites:

- L'utilisation des valeurs mesurées de LC pour la prédiction ne dégrade pas la mesure de l'énergie.
- La forme prédite ne contient pas de composante de diaphonie. En effet, elle est construite par convolution du signal d'étalonnage avec une fonction sans diaphonie. On attend donc une meilleure résolution que celle mesurée dans le cas (4).

Ce dernier point peut s'expliquer par le fait que la diaphonie déplace le maximum du signal de $\sim 1ns$. Or, l'ajustement du paramètre t_0^{phy} tend à faire coïncider en temps la réponse prédite sur la forme mesurée. La figure 4.40 montre les résidus de l'ajustement dans le cas standard (t_0^{phy} ajusté) et dans le cas où la courbe prédite est avancée de 1 ns. Les résidus sont alors similaires à la composante de diaphonie de la figure 4.38. La reconstruction de l'énergie avec cette méthode permet d'améliorer de 4% la résolution.

En conclusion, le biais introduit par la diaphonie a été estimé comme étant inférieur à 0.2% sur l'énergie, et d'environ 9% sur la résolution. Par construction, la méthode de la convolution diminue cet effet. Cependant, son élimination nécessitera un traitement spécifique.

4.6 Conclusions et perspectives

Durant ces trois dernières années, beaucoup d'efforts ont été réalisés dans la communauté argon liquide d'ATLAS pour comprendre la forme des signaux d'étalonnage et de physique.

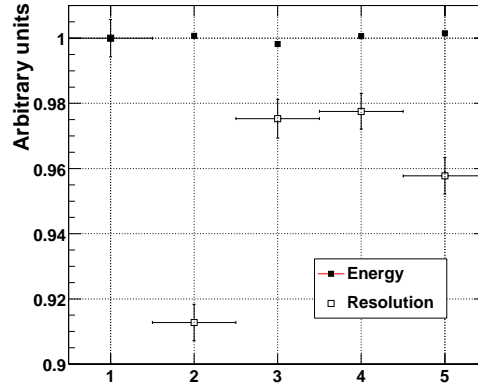


FIG. 4.39 – *Energie et résolution du détecteur pour cinq méthodes différentes de reconstruction du signal utilisant: La réponse $g(t)$ à des électrons (1), $g(t) - x(t)$ (2), la forme prédite par la méthode de la convolution où LC est ajustée (3) (fixée à la valeur mesurée (4)), la forme prédite par la méthode de la convolution (LC fixé) avancée de 1 ns (5). L'énergie et la résolution ont été normalisées à 1 pour la première méthode.*

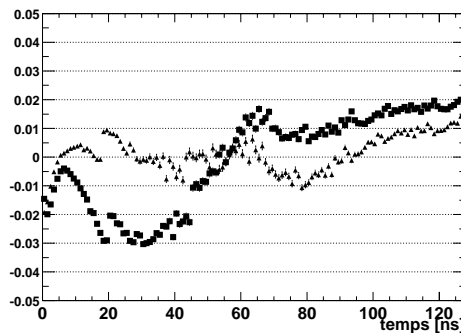


FIG. 4.40 – *Résidus de l'ajustement de la forme prédite (valeur de LC fixées par les mesures) avec la méthode de la convolution pour la cellule $\eta_{nb} = 19$, $\phi_{nb} = 10$ avec les données des tests en faisceau du module M10 dans le cas où le temps t_0^{phy} est ajusté (triangles) ou en avance de 1 ns sur la valeur ajustée (carrés).*

Une première approche consistant à expliquer analytiquement la réponse de l'électronique s'est révélée complexe et peu prédictive. Ceci est essentiellement dû aux réflexions dans les lignes de transfert et aux phénomènes de distorsion du signal.

Une alternative consistant en une méthode semi-analytique, utilisant les mesures de réflectométrie faites sur toutes les lignes, est en cours de développement.

Si une méthode trop complexe est à exclure pour le calcul des coefficients de filtrage optimal, il est important de continuer les efforts pour une meilleure compréhension du signal. Ce type de méthode permettrait de contrôler différents paramètres comme le temps de décroissance de l'exponentielle, le temps de dérive des électrons, ...

Une approche numérique utilisant la forme du signal d'étalonnage a été développée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique [56, 57]. Ce type de méthode permet de s'affranchir de tous les effets systématiques provenant de l'électronique de lecture et a permis d'améliorer grandement les performances du calorimètre prototype [42]. Cependant, il a été montré que la précision atteinte est du même ordre de grandeur que les effets de diaphonie entre canaux. La compréhension et la correction de cet effet est à présent un des enjeux majeurs pour une meilleure reconstruction du signal dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

L'étude qui a été présentée ici permet également de pressentir une série de mesures utiles à réaliser lors du montage du calorimètre:

- Possibilité de mesures de réflectométrie.
- Compréhension du temps d'arrivée des signaux.
- Mesures directes des inductances et capacitances.
- Mesures des paramètres des cartes d'étalonnage.

Chapitre 5

Analyse des données de faisceau test

La mise au point d'une procédure d'étalonnage basée sur la méthode de la convolution et présentée dans le chapitre 4, permet une reconstruction de l'énergie avec des performances satisfaisantes. Ces performances peuvent être à présent plus précisément étudiées en corrigeant de certains effets fins. Ce travail d'analyse est présenté dans ce chapitre.

5.1 Production des coefficients de filtrage optimal

Le temps d'arrivée des particules étant asynchrone par rapport à l'horloge 40 MHz, 25 jeux de coefficients correspondant à un pas de 1 ns ont été produits. Ce pas est justifié par le fait que les formes de physiques sont prédites numériquement avec un pas de 1 ns (correspondant au pas du système de retard de la carte d'étalonnage). Or la valeur des coefficients est donnée principalement par la valeur de $g(t)$ (la matrice d'auto-corrélation R est diagonale au premier ordre); l'apport d'un pas plus fin n'est pas justifié. Pour reconstruire l'énergie, le jeu de coefficients est choisi par rapport à la phase t_{tdc} .

Dans la présente étude, on a fait l'hypothèse que la forme de la réponse en gain haut est identique à la réponse en gain moyen (si ce n'est un décalage en temps de 2 ns entre les voies haut gain et bas gain de l'électronique). Ainsi les formes $g(t)$ utilisées pour le calcul des coefficients en gain haut utilisent les formes prédites en gain moyen. Ceci est justifié par:

- Le fait que les effets d'injection de charge et de clock-feedthrough sont relativement plus importants en haut gain; la forme prédite $g(t)$ est affectée par cet effet.
- Le fait que les signaux de physique sont davantage affectés par la diaphonie en gain haut; ceci introduit une erreur dans la prédiction lors de l'ajustement.

Ce dernier point concerne uniquement le module 0, où les valeurs de $L_d C_d$ n'étaient pas mesurées, mais ajustées. L'étude du paragraphe 4.5.3 a montré que l'utilisation des valeurs mesurées sur les modules de série ne dégradait pas la mesure de l'énergie.

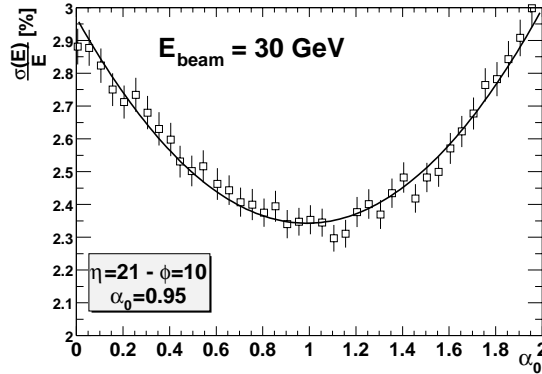


FIG. 5.1 – Résolution en fonction du poids affecté au pré-échantillonneur pour la position ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$) pour un faisceau de 30 GeV.

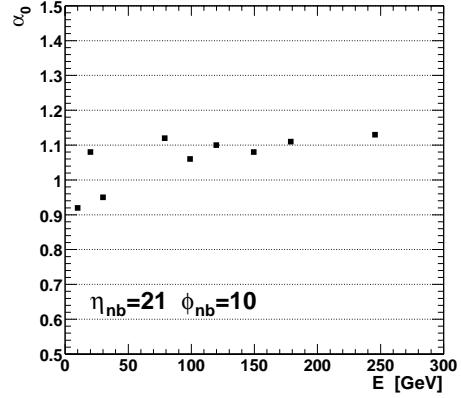


FIG. 5.2 – Poids affecté au pré-échantillonneur en fonction de l'énergie pour la cellule ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$). Un poids $\alpha_3 = 1$ est affecté au compartiment arrière pour $E > 50$ GeV.

Ainsi, pour les modules de série, les formes $g(t)$ sont prédites pour chaque gain avec le paramètre $L_d C_d$ fixé à sa valeur mesurée.

5.2 Reconstruction de l'énergie d'un électron

Cette section présente les aspects liés à la reconstruction d'un événement à partir de l'énergie mesurée dans chaque cellule du détecteur.

5.2.1 Corrections du développement longitudinal de la gerbe

L'énergie totale déposée E_{tot} est estimée comme dans l'équation (3.11). Pour des électrons d'énergie inférieure à 50 GeV, l'énergie dans le compartiment arrière est négligeable devant le bruit et la diaphonie; on choisit $\alpha_3 = 0$. Dans le cas où elle n'est pas négligeable, α_0 et α_3 doivent être optimisés simultanément. Les figure 5.1 et 5.2 montrent des valeurs typiques des poids affectés au pré-échantillonneur en un point du calorimètre.

5.2.2 Corrections géométriques

La gerbe n'étant pas totalement contenue dans le nonet utilisé pour la reconstruction, les pertes latérales, qui dépendent du point d'impact, sont paramétrées par une parabole centrée au milieu de la cellule recevant le plus d'énergie. La figure 5.3 représente la réponse en fonction du barycentre $\bar{\eta}$ et la parabole ajustée. Cette correction permet d'améliorer, en moyenne, la résolution de 5%. Le creux au centre de la distribution a été identifié comme étant dû à la présence de matériel sur la ligne de faisceau. Ceci affecte

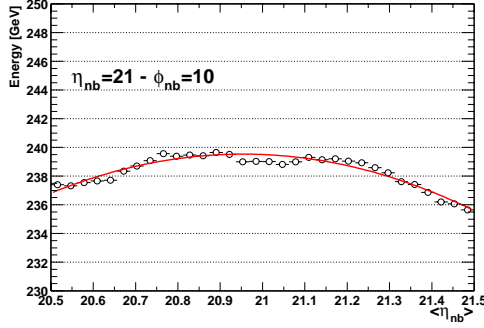


FIG. 5.3 – *Energie reconstruite en fonction du barycentre $\bar{\eta}$ dans la cellule ($\eta_{nb} = 21, \phi = 10_{nb}$).*

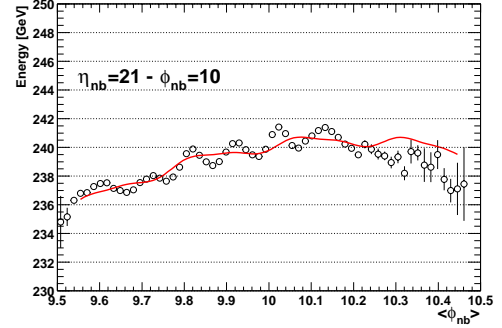


FIG. 5.4 – *Energie reconstruite en fonction du barycentre $\bar{\phi}$ dans la cellule ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$).*

la résolution en énergie, particulièrement pour les électrons de grande énergie par la présence d'une queue radiative dans la distribution de l'énergie.

La structure en accordéon du calorimètre module la réponse en fonction du barycentre $\bar{\phi}$. Ceci est dû à deux effets:

- La fraction d'échantillonnage varie légèrement en fonction de ϕ .
- Le champ électrique n'est pas uniforme dans les zones de pliage des absorbeurs et des électrodes.

Cette modulation en ϕ peut s'exprimer par deux fonctions sinusoïdales.

La fonction de correction géométrique f définie par $E_{corr} = f.E_{rec}$ s'écrit alors:

$$\begin{aligned}
 f = & \{1 - A_1(\bar{\eta} - int(\bar{\eta} + 0.5))^2\} \\
 & \times \{1 - B_1(\bar{\phi} - int(\bar{\phi} + 0.5))^2\} \\
 & \times \{1 + C_1 sin(8\pi\bar{\phi} + C_2) + C_3 sin(16\pi\bar{\phi} + C_4)\} \\
 & \times \{1 - A_1(\bar{\phi} - int(\bar{\phi} + 0.5))\}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

où la fonction $int(x)$ retourne la partie entière de x . Les deux premiers termes expriment les corrections des fuites latérales en η et ϕ . Le troisième terme corrige des modulations en ϕ . La modulation par 8 correspond aux 4 absorbeurs par cellules du compartiment milieu. On observe 8 périodes pour une cellule (voir figure 5.4). La modulation en 16 correspond au fait que la contribution des électrodes n'est pas la même que celle des absorbeurs.

La figure 5.4 représente la réponse en fonction du barycentre $\bar{\phi}$. Cette distribution comporte des effets systématiques dont l'origine est encore mal comprise:

- Les périodes des oscillations ne sont pas exactement $1/8$ et $1/16$.
- La distribution n'est pas symétrique. Pour cela, un terme linéaire a été rajouté dans la fonction de correction géométrique. Il est important de noter que cette pente, due à une non-uniformité dans la réponse en ϕ est différente selon la position. La figure 5.5 montre la réponse relative pour différents points en fonction de

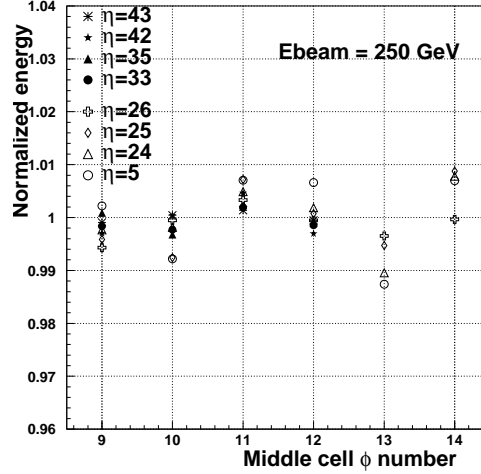


FIG. 5.5 – Réponse normalisée du calorimètre à un faisceau de 245 GeV en fonction de la position de l’impact selon ϕ pour différentes positions en η .

la position ϕ_{nb} . Il apparaît une structure correspondant à 4 cellules du compartiment milieu.

L’application de cette correction améliore en moyenne la résolution d’un facteur 0.91.

5.3 Linéarité et résolution en énergie

La linéarité de la réponse et la résolution en énergie ont été estimées pour la cellule ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$) en utilisant différentes énergies du faisceau (10 GeV \rightarrow 245 GeV). Les corrections précédentes ont été appliquées. Un poids $\alpha_3 = 1$ a été appliqué au compartiment arrière. L’énergie reconstruite est déterminée par un ajustement gaussien sur l’intervalle $[-1.5\sigma, +4\sigma]$.

Linéarité de la réponse

La figure 5.6 montre le rapport de l’énergie reconstruite sur l’énergie du faisceau. Un facteur de normalisation arbitraire de 1.03 a été appliqué. D’autre part, l’incertitude sur l’impulsion du faisceau est donnée par la relation:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{25\%}{P \text{ (GeV/c)}} \oplus 0.5\% \quad (5.2)$$

où le premier terme rend compte des effets d’hystérésis des aimants et le second terme est lié à l’étalonnage et à la géométrie de l’optique du faisceau. La linéarité de la réponse se trouve être dans la limite de l’incertitude liée au faisceau, soit une linéarité de la réponse du calorimètre meilleure que $\pm 1\%$ entre 20 et 245 GeV.

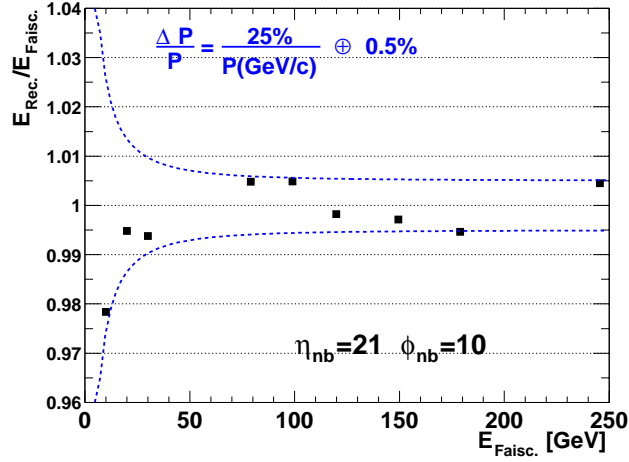


FIG. 5.6 – Linéarité de la réponse du calorimètre à la position ($\eta_{\text{nb}} = 21, \phi_{\text{nb}} = 10$) en fonction de l'énergie du faisceau incident. La normalisation est arbitraire. La courbe en pointillée représente l'incertitude sur l'impulsion des électrons.

Résolution en énergie

La résolution du calorimètre est donnée par l'équation (3.8). Le terme de bruit est estimé avec les événements de déclenchement aléatoire et soustrait quadratiquement à la résolution. La dispersion sur l'énergie du faisceau a également été soustraite. La figure 5.7 montre les résultats pour un point du calorimètre. Les termes d'échantillonnage $a = (9.54 \pm 0.09)\%$ et constant local $c_l = (0.34 \pm 0.02)\%$ sont compatibles avec les valeurs attendues pour le calorimètre testé en faisceau [42]. Les erreurs sur les paramètres correspondent aux erreurs statistiques uniquement. Dans cette étude, les fluctuations statistiques sur la perte d'énergie à l'arrière n'ont pas été prises en compte; le terme constant local est alors surestimé.

5.4 Etude de l'uniformité de la réponse

Cette section décrit l'étude réalisée sur l'uniformité de la réponse. Ce type d'étude est particulièrement important car l'uniformité de la réponse est directement liée au terme constant sur la résolution en énergie. Les différentes sources d'inhomogénéité ont été recensées dans la partie 3.5. Afin d'évaluer quantitativement leur impact, la réponse en énergie en fonction de la position du faisceau a été étudiée. La méthode de reconstruction de l'énergie et les différentes corrections décrites dans la partie 5.2 sont appliquées. Les paramètres des fonctions de corrections ont été ajustés par blocs de taille $\Delta\eta = 0.2$ pour chaque ligne en ϕ .

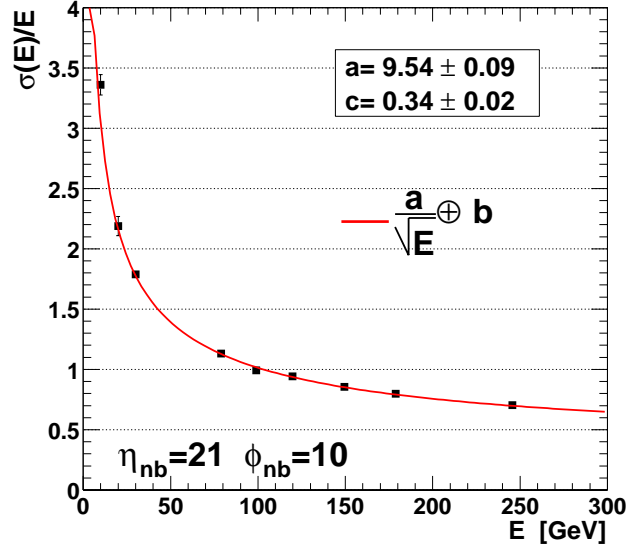


FIG. 5.7 – Résolution de l'énergie au point ($\eta_{nb} = 21, \phi_{nb} = 10$). Le bruit électronique et l'incertitude sur l'impulsion du faisceau ont été soustraits pour chaque énergie.

5.4.1 Uniformité

La figure 5.8 représente la dispersion de la réponse pour deux énergies incidentes: 20 GeV et 245 GeV pour une ligne en ϕ . Chaque point représente un point d'impact du faisceau (correspondant à une cellule du compartiment milieu). Seuls les événements dont le barycentre de l'énergie est au centre de la cellule sur une surface correspondant à 4% de la taille d'une cellule sont considérés. L'ajustement d'une distribution gaussienne sur la distribution de l'énergie permet d'évaluer la réponse au point d'impact considéré. La réponse est ensuite normalisée par rapport à la moyenne sur tous les points. Après avoir exclu les points correspondant à des cellules mortes (2 sur 48), la dispersion de la réponse sur 46 cellules à la position $\phi_{nb} = 10$ est 0.64%. Ce chiffre est à comparer avec les 0.8% trouvés dans la section 4.4.2. L'amélioration est due à la correction des fuites longitudinales vers l'arrière. La dispersion de la réponse à 20 GeV est de 0.62%, compatible avec le résultat à 245 GeV. Les points montrent la même structure aux deux énergies. Ces résultats montrent que les sources possibles de non uniformité provenant des fuites vers l'arrière ou des pertes d'énergie à l'avant sont bien corrigées.

L'étude a été étendue sur une zone correspondant à 3 cellules en ϕ , soit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.075$. Comme il a été signalé plus haut, la réponse selon l'angle azimutal montre une structure par groupe de 4 cellules encore mal comprise (voir figure 5.5). La figure 5.9 montre les résultats pour les 3 positions en ϕ . La dispersion obtenue est de 0.74% (voir figure 5.10).

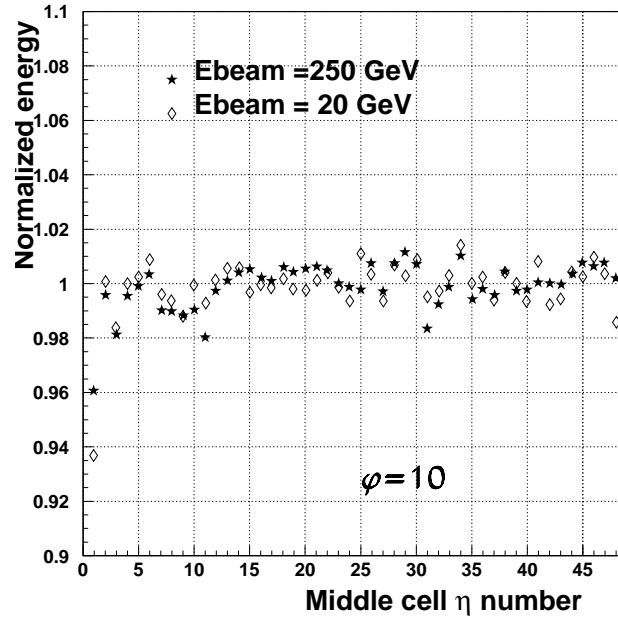


FIG. 5.8 – Réponse normalisée du calorimètre à un faisceau de 20 GeV (losanges) et 245 GeV (étoiles) en fonction de la position de l'impact pour la ligne $\phi_{nb} = 10$.

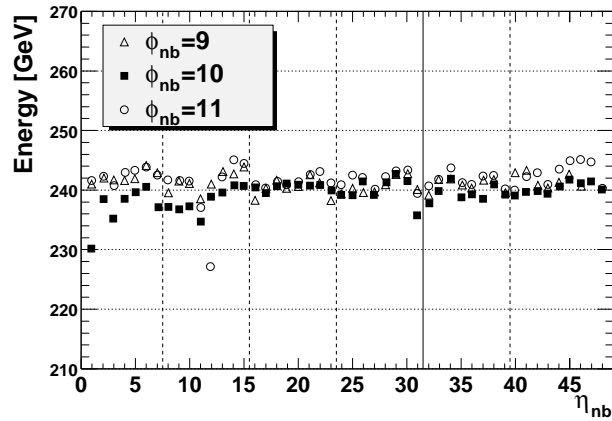


FIG. 5.9 – Réponse du calorimètre à un faisceau de 245 GeV en fonction de la position de l'impact pour les lignes $\phi_{nb} = 9$ (triangles), $\phi_{nb} = 10$ (carrés) et $\phi_{nb} = 11$ (cercles).

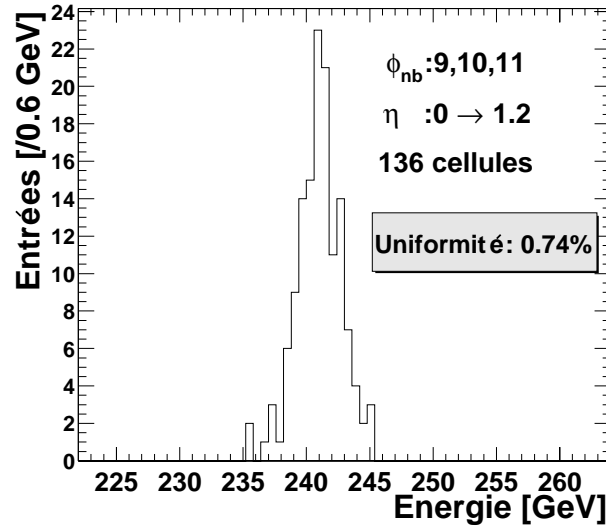


FIG. 5.10 – Dispersion de la réponse du calorimètre à un faisceau de 245 GeV les ligne $\phi_{nb} = 9,10,11$.

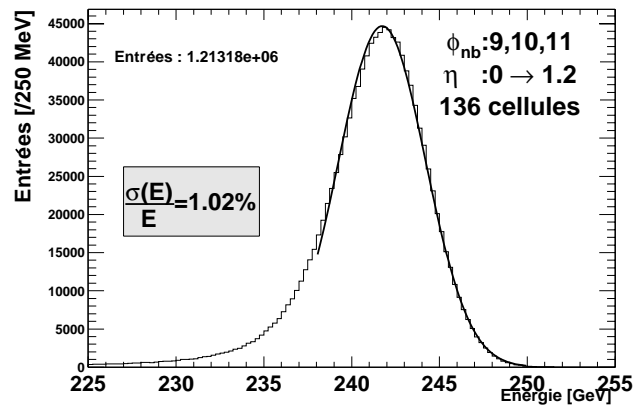


FIG. 5.11 – Réponse en énergie du calorimètre à un faisceau de 245 GeV pour les lignes $\phi_{nb} = 9,10,11$.

5.4.2 Etalonnage et terme constant global

Le terme constant pour une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.075$ peut être calculé en ajoutant de manière quadratique le terme constant local moyen sur l'ensemble de cette zone $\langle c_l \rangle = 0.3\%$ à la dispersion de la réponse entre les cellules (0.74%). Ainsi le terme constant global est $c = 0.8\%$.

La figure 5.11 montre la distribution en énergie pour tous les événements, soit plus de $1.2 \cdot 10^6$. Un ajustement gaussien sur l'intervalle $[-1.5\sigma, +4\sigma]$ donne une résolution en énergie $\sigma(E)/E = (1.02 \pm 0.02)\%$. Après soustraction de la dispersion sur l'énergie du faisceau, le terme constant total peut être déduit de la formule (3.8) où $a = 9.3 \pm 0.1\%$ et $b = 240 \text{ MeV}$. Le résultat est $c = 0.78 \pm 0.03$ compatible avec le résultat trouvé précédemment.

Cependant, ce résultat n'est pas directement comparable avec les 0.5% attendus dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$ car la région testée ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.075$) est nettement plus importante en η . Et c'est précisément selon l'axe η que les non-uniformités les plus importantes sont attendues (dessin de l'électrode, matière inactive, longueurs des câbles, ...)

5.5 Conclusions

5.5.1 Module 0

Le module 0 a été testé en faisceau. Ces tests ont permis de mieux comprendre la réponse et le comportement du calorimètre. Ils ont permis de mettre au point une méthode d'étalonnage absolu. Ces tests ont conduit à une modification des cartes électriques pour une réduction de la diaphonie. Ils ont également abouti à une modification des électrodes pour une meilleure uniformité de la réponse. Finalement, ce module a permis d'obtenir les performances attendues en termes de résolution, de linéarité et en partie sur l'uniformité.

5.5.2 Modules de série

Au total, 4 modules de série du tonneau seront testés en faisceau. Ces tests sont l'occasion d'étudier plus précisément la réponse du calorimètre à plus grande échelle, et en parallèle, la comparaison avec les tests électriques effectués en station cryogénique sur tous les modules lors de la phase d'assemblage permettront de vérifier la reproductibilité des résultats sur les modules non testés en faisceau. Enfin, ces tests serviront à développer les algorithmes de reconstruction du calorimètre d'ATLAS.

Chapitre 6

Recherche d'un Higgs invisible au LHC

6.1 Désintégration du Higgs en invisible

Comme il a été vu dans l'introduction, si la brisure de symétrie électrofaible se manifeste par la présence d'un boson de Higgs standard, sa détection ne devrait pas échapper au LHC. Néanmoins, il convient de considérer les déviations au modèle standard de la brisure de symétrie électrofaible où les couplages du (des) Higgs aux particules pourraient être modifiés. Ce couplage est particulièrement faible pour un Higgs léger, par exemple, le couplage au quark b $\lambda_b^2 = 2m_b^2/v^2$ est de l'ordre de 10^{-3} . Ainsi, les rapports de branchements $Br(H \rightarrow b\bar{b}) \sim 68\%$ (pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$) et $Br(H \rightarrow \gamma\gamma) \sim 0.2\%$ sont très sensibles à un couplage supplémentaire du Higgs. La figure 6.1 montre le rapport de branchement $Br(h \rightarrow \gamma\gamma)$ du Higgs léger dans un modèle supersymétrique en fonction du rapport des masses des jauginos M_1/M_2 menant à des suppressions allant jusqu'à 80% [58]. Ces suppressions pourraient avoir des conséquences importantes pour la recherche d'un Higgs léger au LHC. Pour un Higgs plus lourd ($m_H > 140 \text{ GeV}/c^2$), c'est la région des couplages forts au W et au Z . Un nouveau couplage ne devrait pas avoir de conséquences pour la découverte au LHC (pour une largeur équivalente). Dans cette partie, certains scénarii pouvant amener le Higgs à se désintégrer en modes invisibles sont considérés. Les limites posées par LEP et les recherches envisagées dans les futurs collisionneurs hadroniques sont présentées. Enfin le potentiel de découverte d'ATLAS pour de telles désintégrations du Higgs sera estimé.

6.1.1 Motivations

Une revue (non exhaustive) des nombreux modèles théoriques impliquant des particules scalaires se désintégrant en modes invisibles est faite dans la référence [59]. Parmi ceux-ci, les modèles de Majorons [60], proposés afin de rendre compte de la masse des neutrinos par la brisure d'une symétrie globale supplémentaire $U(1)$ (correspondant au nombre leptonique) par un singlet scalaire η . Le couplage de ce champ au neutrino permet de leur donner une masse. Le boson de Goldstone $J = \mathcal{I}m(\eta)$ associé à la bri-

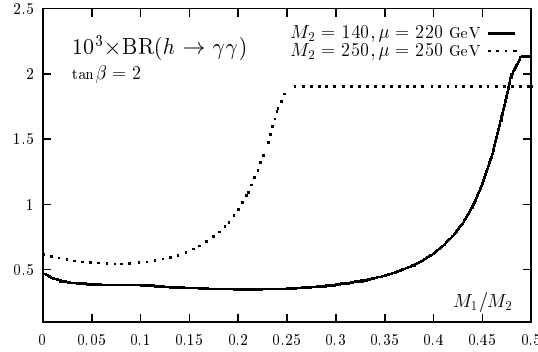


FIG. 6.1 – Rapport de branchement du Higgs en deux photons en fonction du rapport M_1/M_2 pour deux couples (μ, M_2) et $\tan\beta = 2$ [58]

sure, sans masse et interagissant faiblement, est le Majoron. Les états propres de masses de $\text{Re}(\eta)$ et du doublet de Higgs standard ϕ sont deux bosons scalaires massifs H et S qui peuvent se désintégrer majoritairement en Majorons.

Il existe d'autres modèles qui tentent de répondre au problème de hiérarchie en ajoutant des dimensions supplémentaires (ayant pour conséquence de ramener l'échelle de gravité à l'ordre du TeV). Dans ces modèles, les champs du modèle standard se propagent dans un espace à 4 dimensions et des gravitons scalaires se propagent dans un espace relié aux dimensions supplémentaires. Les champs de Higgs sont autorisés à osciller avec les gravitons, ceci se traduit à l'échelle de temps des accélérateurs par des désintégrations invisibles du Higgs avec des rapports de branchements équivalents pouvant atteindre 100% pour des Higgs légers dans le cas d'un nombre de dimensions supplémentaires réduit ($\delta = 2$) [61].

6.1.2 Désintégration en invisible dans le MSSM

Les études déjà menées [58, 62, 63] sur les désintégrations d'un Higgs léger en particules supersymétriques ont montré que les suppressions des modes de désintégrations photoniques et en quarks b pouvaient atteindre 80% dans des modèles où l'unification des masses des jauginos M_1 et M_2 est requise à M_{GUT} . Si cela rend la recherche du Higgs au LHC plus difficile dans ces modes, l'ouverture de nouveaux canaux permet d'assurer sa découverte. Cependant, si la condition d'unification des masses M_1 et M_2 est relâchée, les conséquences pour cette recherche peuvent être plus dramatiques. Cette partie décrit l'espace des paramètres du MSSM favorable à la désintégration du Higgs en neutralinos.

Couplages des Higgs neutres

Les couplages des Higgs h et H aux bosons vecteurs se déduisent des termes cinétiques du lagrangien et s'expriment en fonction de $\tan\beta$ et de l'angle de mélange des composantes

des Higgs neutres α :

$$\begin{aligned} g_{hVV}^2 &= \sin^2(\alpha - \beta) g_{hVV}^2|_{SM} \\ g_{HVV}^2 &= \cos^2(\alpha - \beta) g_{HVV}^2|_{SM} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Il est important de noter que les couplages aux bosons vecteurs $g_{h,HVV}$ seront toujours supprimés par rapport au couplages du modèle standard $g_{h,HVV}|_{SM}$.

Les couplages des Higgs aux fermions sont déterminés par l'invariance de jauge du super-potentiel W et dépendent, à l'ordre le plus bas, uniquement des paramètres $\tan\beta$ et M_A (ou α):

$$\begin{aligned} g_{huu} &= \cos\alpha/\sin\beta g_{huu}|_{SM} & g_{hdd} &= -\sin\alpha/\cos\beta g_{hdd}|_{SM} \\ g_{Huu} &= \sin\alpha/\sin\beta g_{Huu}|_{SM} & g_{Hdd} &= \cos\alpha/\cos\beta g_{Hdd}|_{SM} \end{aligned} \quad (6.2)$$

où u (d) représentent les fermions de type haut (bas). Pour $\tan\beta > 1$, le couplage aux quarks b sera renforcé. A la limite de découplage ($\sin\alpha \rightarrow \cos\beta$), h se couple comme un Higgs standard.

Secteur des jauginos-higgsinos

Puisque la symétrie électrofaible est brisée, les composantes des champs jauginos et higgsinos peuvent se mélanger pour donner des états propres de masses: les charginos et les neutralinos.

Les partenaires fermioniques des bosons Higgs chargés se mélangent avec les jauginos pour former les charginos. Dans le secteur neutre des fermions, les partenaires des bosons B et W^3 (\tilde{b} , $\tilde{\omega}_3$) peuvent se mélanger avec les partenaires des Higgs neutres (\tilde{h}_1^0 , \tilde{h}_2^0) dont les états propres de masse sont les neutralinos χ_i^0 ($i = 1,2,3,4$). Le neutralino le plus léger, χ_1^0 , est la LSP.

La largeur partielle de désintégration du Higgs léger en neutralinos est donnée par[58]:

$$\Gamma(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0) = \frac{G_F M_W^2 m_h}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 - 4m_{\chi_1^0}^2/m_h^2\right)^{3/2} g_{h\chi_1^0\chi_1^0}^2 \quad (6.3)$$

le couplage $g_{h\chi_1^0\chi_1^0}$ est relié à la matrice de diagonalisation de masse des neutralinos Z par la relation: $g_{h\chi_1^0\chi_1^0} = (Z_{12} - \tan\theta_W Z_{11})(\sin\beta Z_{14} - \cos\beta Z_{13})$.

La recherche de neutralinos effectuée à LEP donne une limite sur la masse du neutralino le plus léger $m_{\chi_1^0} > 46 \text{ GeV}/c^2$ [64]. Cette limite est posée en supposant l'unification des masses des jauginos $M_1 = 5/3 \tan^2\theta_W M_2 \simeq M_2/2$ et en incluant les résultats sur les recherches directes du Higgs et des charginos. On peut trouver une borne supérieure pour $m_{\chi_1^0}$ avec la limite actuelle sur le Higgs léger se désintégrant totalement en mode invisible fixée par LEP, qui est $m_h > 114.1 \text{ GeV}/c^2$ [65]. Associée aux contraintes théoriques sur la masse du Higgs le plus léger ($m_H \lesssim 135 \text{ GeV}/c^2$), la masse de la LSP doit être inférieure à $55 - 65 \text{ GeV}/c^2$ pour ne pas fermer cinématiquement le canal. Cependant, on peut ouvrir l'espace des phases en relâchant la condition d'universalité des masses des jauginos pour des valeurs de M_1/M_2 plus petites. En effet, une valeur trop importante de M_1/M_2 impose au neutralino d'avoir une masse $m_{\chi_1^0} > M_Z$. De plus un mélange maximal $A_t \simeq \sqrt{6} M_{SUSY}$ est privilégié pour une grande masse du Higgs. Une grande valeur de $\tan\beta$ privilégie un Higgs lourd. Cependant, la masse du neutralino

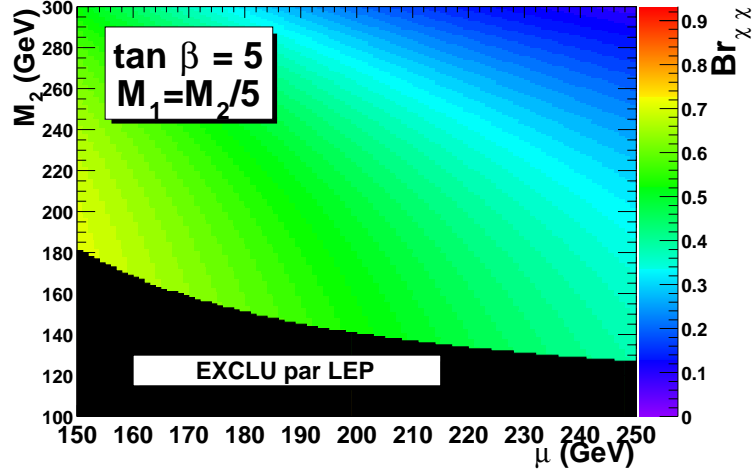


FIG. 6.2 – Rapport de branchement du Higgs léger en neutralinos dans le plan μ, M_2 pour $\tan\beta = 5$, $M_1 = M_2/5$ et $A_t = 2.4 \text{ TeV}$ ($m_h = 125 \text{ GeV}/c^2$) obtenu avec le programme HDECAY [66]. Les masses des sfermions ont été fixées à 1 TeV , les couplage A_b et A_τ sont nuls. La zone d'exclusion correspond à la limite posée par LEP sur la masse des charginos $m_{\chi^\pm} > 103.5 \text{ GeV}/c^2$ [67].

augmente aussi avec $\tan\beta$. Une valeur moyenne de $\tan\beta \sim 5$ réalise un bon compromis. Pour maximiser le rapport de branchement en neutralinos, on considère des valeurs moyennes de μ et M_2 , avec une préférence pour $\mu > 0$ [63]. Une discussion plus approfondie sur la dépendance du rapport de branchement en fonction des paramètres M_1/M_2 , $\tan\beta$ et μ peut être trouvée dans [63].

En se plaçant à la limite de découplage et en supposant une masse commune pour les sfermions $M_0 = 1 \text{ TeV}$, le Higgs le plus léger a une masse de $125 \text{ GeV}/c^2$, compatible avec les limites actuelles. La figure 6.2 montre le rapport de branchement $Br(h \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0)$ dans le plan (μ, M_2) . Dans cette région, le Higgs peut se désintégrer jusqu'à 70% en neutralinos, ce qui rend la découverte impossible au LHC avec une recherche dans les modes standards.

6.1.3 Perspectives pour les collisionneurs

Différentes prospectives ont été menées au niveau partonique pour la recherche d'un Higgs invisible avec les collisionneurs hadroniques futurs. Les résultats donnés ci-dessous ont été obtenus en supposant aucune suppression à la production par rapport au modèle standard et des taux de branchement en invisible de 100%. Une simulation comprenant les détecteurs est nécessaire pour confirmer ces potentiels.

Recherche au TeVatron

Au TeVatron, l'ouverture d'un mode de désintégration invisible pourrait être drama-

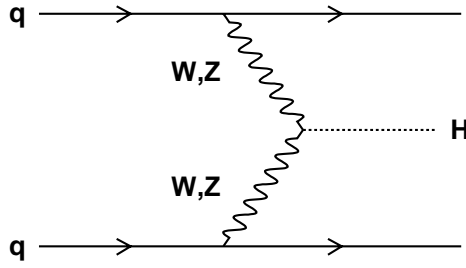


FIG. 6.3 – Diagramme contribuant à $qq \rightarrow qqV^*V^* \rightarrow qqH$ à l'ordre le plus bas.

tique. La recherche se fera dans le mode $ZH_{inv} \rightarrow l^+l^- + \cancel{E}_T$. Avec 30 fb^{-1} , le TeVatron pourra faire une observation à 3σ (resp. exclure à 95% de niveau de confiance) un Higgs pour des masses allant jusqu'à $120 \text{ GeV}/c^2$ (resp. $140 \text{ GeV}/c^2$) [59].

Recherche au LHC

Le canal de production associée WH , (resp. ZH) avec une désintégration leptonique du W (resp. Z) a été étudié dans [68] [69]. Le fond dominant provient des événements $qq \rightarrow WZ$ (resp. $qq \rightarrow ZZ$) où le Z se désintègre en neutrinos. Une coupure à \cancel{E}_T suffisamment haute permettrait, en accumulant 10 fb^{-1} , une découverte pour des masses allant jusqu'à $150 \text{ GeV}/c^2$.

La production associée $t\bar{t}H$ est intéressante dans le cas d'une suppression du couplage aux bosons vecteurs. De plus, il permet d'étendre la découverte jusqu'à des masses de $200 \text{ GeV}/c^2$ avec 60 fb^{-1} [70].

Le mode de production par fusion de bosons vecteurs (WBF) permet d'étendre la recherche à des Higgs lourds pour des masses allant jusqu'à $480 \text{ GeV}/c^2$ (pour seulement 10 fb^{-1}) [71]. Ce mode de production sera décrit en détail dans ce chapitre pour la recherche avec le détecteur ATLAS.

6.2 Cinématique et reconstruction du signal

6.2.1 Fusion de bosons vecteurs: $qq \rightarrow qq(VV) \rightarrow qqH$

Ce processus est, après la production par fusion de gluons, le processus dominant au LHC. La section efficace est de $3.59 \cdot 10^3 \text{ fb}$ pour un Higgs de masse $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$. Le diagramme de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas est représenté sur la figure 6.3. Dans ce processus, deux quarks radient des bosons vecteurs qui fusionnent pour produire un boson de Higgs. Le transfert d'impulsion pour l'émission des bosons vecteurs virtuels implique de petites énergies (les bosons vecteurs ont une énergie de l'ordre de $m_H/2$ afin de produire le Higgs). Ainsi, les jets finals auront une énergie importante de l'ordre du TeV (voir figure 6.4). De plus l'impulsion transverse transférée au bosons est de l'ordre de $p_T^h \simeq M_W/c$ (voir figure 6.5). Cet ordre de grandeur est fixé par le propagateur du

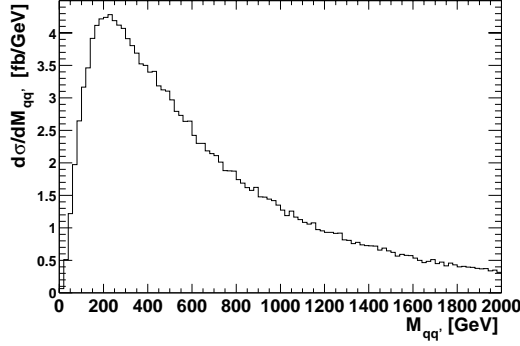


FIG. 6.4 – Sections efficaces différentielles du Higgs produit par fusion de bosons vecteurs émis des quarks q et q' en fonction de la masse invariante des deux quarks au niveau partonique. Les événements sont générés avec le programme PYTHIA où $m_H = 130\text{GeV}/c^2$.

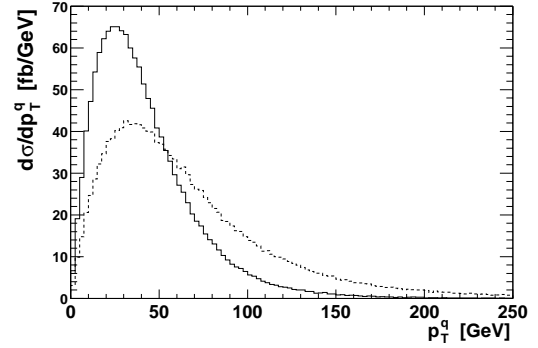


FIG. 6.5 – Sections efficaces différentielles du Higgs produit par fusion de bosons vecteurs émis des quarks q et q' en fonction de l'impulsion transverse au niveau partonique. La courbe en pointillés (resp. continue) correspond au quark avec la plus grande (resp. petite) impulsion transverse. Les événements sont générés avec le programme PYTHIA où $m_H = 130\text{GeV}/c^2$.

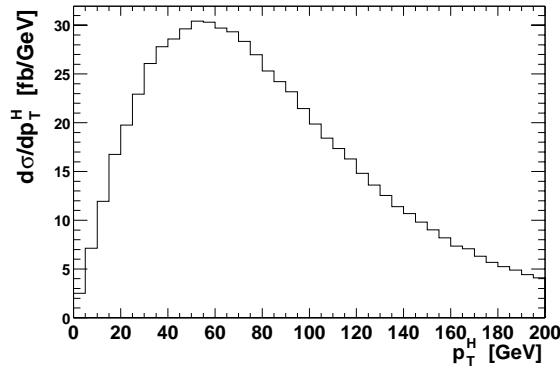


FIG. 6.6 – Sections efficaces différentielles de production du Higgs par WBF en fonction de l'impulsion transverse du Higgs. Les événements sont générés avec le programme PYTHIA où $m_H = 130\text{GeV}/c^2$.

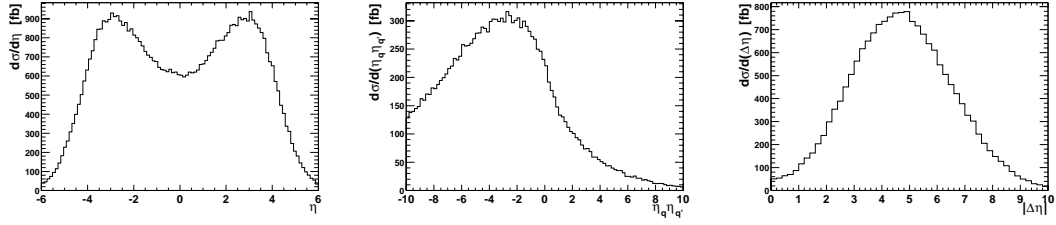


FIG. 6.7 – Sections efficaces différentielles de production du Higgs par fusion de bosons vecteurs émis des quarks q et q' en fonction de la pseudo-rapidité des quarks $\eta_{q,q'}$ (gauche), du produit $\eta_q \times \eta_{q'}$ (centre), de $|\eta_q - \eta_{q'}|$ (droite). Les événements sont générés avec le programme *PYTHIA* où $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$.

boson vecteur qui introduit un facteur [72]

$$\frac{-1}{q^2 - M_V^2} \sim \frac{1}{p_T^2 + M_V^2} \quad (6.4)$$

dans la section efficace différentielle de production et supprime le processus pour des impulsions $p_T^h \gg M_V$ (voir figure 6.6). Ainsi les jets issus des quarks auront un petit angle de diffusion et seront émis dans les régions de grande rapidité (voir figures 6.7). Une caractéristique importante est l'absence d'activité hadronique dans la région centrale. La réaction entre les deux quarks se fait par l'échange d'un singlet de couleur. Ainsi le quark ayant interagi et les partons spectateurs du faisceau forment un singlet de couleur. La radiation de gluons se fera dans des régions vers l'avant, entre le jet émis et l'axe du faisceau [73, 74]. Une analogie peut être faite avec la radiation de photon lors d'une diffusion Rutherford. Si deux quarks diffusent par l'intermédiaire d'un singlet de couleur, avec un angle de diffusion θ_{diff} , l'angle d'émission d'un gluon par le quark diffusé est $\theta_{rad} < \theta_{diff}$. Au contraire, en cas d'échange de couleur, la radiation peut se faire dans toutes les directions. La figure 6.8 montre le rapport du carré des éléments de matrices des processus $qq' \rightarrow qq'g$ en fonction de la pseudo-rapidité du gluon radié, pour un échange de photon ou de gluon. Au second ordre, une activité hadronique dans la région centrale subsiste par l'émission de jets de basse énergie provenant des interactions multiples entre les partons des protons.

6.2.2 Signature et bruits de fond

La signature d'un événement $qq \rightarrow qq(VV) \rightarrow qqH$, où les produits de désintégration du Higgs sont invisibles dans le détecteur, est deux jets vers l'avant associés à de l'énergie manquante. La recherche d'une telle signature demande aux détecteurs des performances en termes de calorimétrie pour les jets, de mesure de l'énergie transverse manquante et de la capacité à déclencher sur de tels événements. Les différentes coupures appliquées pour la sélection du signal seront présentées dans la partie 6.2.3

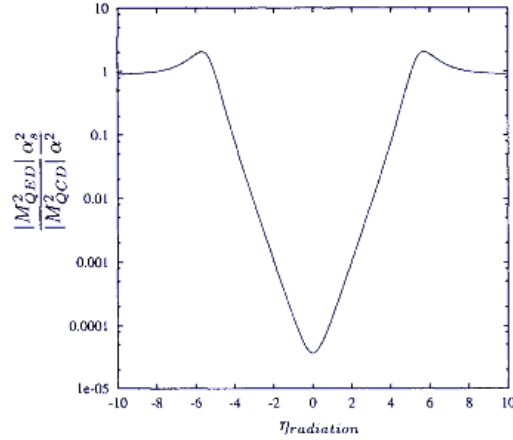


FIG. 6.8 – Rapport du carré des éléments de matrices, pour le processus $qq' \rightarrow qq'g$ en fonction de la pseudo-rapacité du gluon radié et pour des quarks diffusés à $\eta = \pm 5$, pour un échange de photon et gluon [74].

Les bruits de fond dominants seront décrits dans la partie 6.3. Il s'agit de:

- La production d'un Z associé à deux jets (Zjj), où le Z se désintègre majoritairement en neutrinos.
- La production d'un W associé à deux jets (Wjj), avec $W \rightarrow l\nu$ et où le lepton n'est pas détecté.
- La production de jets par processus purement QCD ($QCDjj$). L'énergie transverse manquante est due aux particules échappant à la détection ou aux désintégrations semi-leptoniques à l'intérieur des jets.

Actuellement, la stratégie d'ATLAS ne prévoit pas de déclencher sur deux jets dans les régions avant associées à de l'énergie manquante. Cette possibilité sera discutée en termes de besoin et de faisabilité dans la partie 6.6. Le potentiel de découverte d'ATLAS sera discuté dans la partie 6.5.

Le signal et les bruits de fond ont été produits avec le générateur PYTHIA-6.158 [75]. Les processus de fragmentation et de radiations initiales et finales (ISR et FSR) de PYTHIA ont été utilisés afin de générer l'activité hadronique dans la région entre les deux jets. Le paramétrage des fonctions de structures CTEQ5L [76] a été utilisé pour la génération du signal et des fonds. Une luminosité de $\mathcal{L} = 2.10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ (régime de basse luminosité) a été considérée. Le bruit d'empilement n'a pas été simulé. Cependant, l'efficacité de sélection est fortement reliée à ce type d'événement qui produit des jets de basse énergie dans la région centrale. Des corrections ont ainsi été appliquées pour tenir compte de l'empilement au niveau de la reconstruction.

6.2.3 Cinématique et sélections des événements

Dans cette section, on définit formellement les coupures à partir de la cinématique du signal. Celles-ci seront commentées lors de l'étude du bruit de fond.

Les deux quarks interagissants sont diffusés avec une impulsion transverse moyenne $p_T^h \sim M_W/2c$; ils ont un petit angle de diffusion et forment un système de grande masse invariante. Ces caractéristiques permettent de définir des critères sur les jets j_1 et j_2 issus de ces quarks pour l'identification de ce processus:

(c0) Les deux jets de plus grand p_T sont sélectionnés comme candidats pour j_1 et j_2 .

(c1) $p_T^{j_1}, p_T^{j_2} > 40 \text{ GeV}/c$, $|\eta_j| < 5$, $|\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| > 4.4$, $\eta_{j_1}\eta_{j_2} < 0$

où p_T^j et η_j sont respectivement l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité du jet j . La condition sur l'impulsion transverse des jets permet de réduire le fond QCD comme représenté sur la figure 6.9. Au LHC, la production de jet par processus purement QCD produit des systèmes de petite masse invariante par rapport aux processus électrofaibles comme représenté sur la figure 6.9. Ceci est dû à l'importance des gluons de petit x dans le proton. Une sélection sur la masse invariante M_{jj} des deux jets est demandée:

(c2) $M_{jj} > 1200 \text{ GeV}/c^2$

Un Higgs produit avec une impulsion transverse $p_T^h \sim M_W/c$, se désintégrant en particules invisibles, laisse une impulsion transverse manquante importante. Aussi, seuls les événements ayant une grande énergie transverse manquante sont considérés; soit

(c3) $\cancel{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$

Cette condition permet de supprimer fortement le fond QCD comme représenté sur la figure 6.9. La suppression de la radiation de gluons dans la région centrale pour un échange de singlet de couleur constitue un filtre puissant pour la réjection du fond QCD en utilisant des techniques de veto sur la production hadronique centrale [77]. Le veto imposé est

(c4) pas de jet avec $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ entre les jets j_1 et j_2 .

La réduction des fonds Wjj et Zjj est réalisée en rejetant les événements contenant un lepton identifié. Cette coupure est efficace dans le domaine où l'acceptance d'identification des leptons est considérée comme possible ($|\eta| < 2.5$). De plus, on utilise le fait que l'émission du boson vecteur se fait par Bremsstrahlung avec un petit angle d'émission. Ainsi, le boson sera proche d'un des deux jets dans le plan azimuthal forçant le deuxième jet à être émis dans la direction opposée. Dans le cas de la production d'un Higgs par fusion de bosons vecteurs, la distribution de l'angle entre les deux jets est plate. Cependant, la condition sur une impulsion transverse manquante importante privilégie la configuration où le Higgs a un recul important par rapport au système formé par les deux jets et favorise la région où ceux-ci sont rapprochés dans le plan azimuthal. On définit ainsi les coupures pour la réduction du fond Vjj :

(c5) Pas de lepton identifié avec $p_T^{e,\mu,\tau} = 5,6,20 \text{ GeV}/c$

(c6) $\Delta\phi_{jj} = |\phi(j_1) - \phi(j_2)| < 1 \text{ rad}$

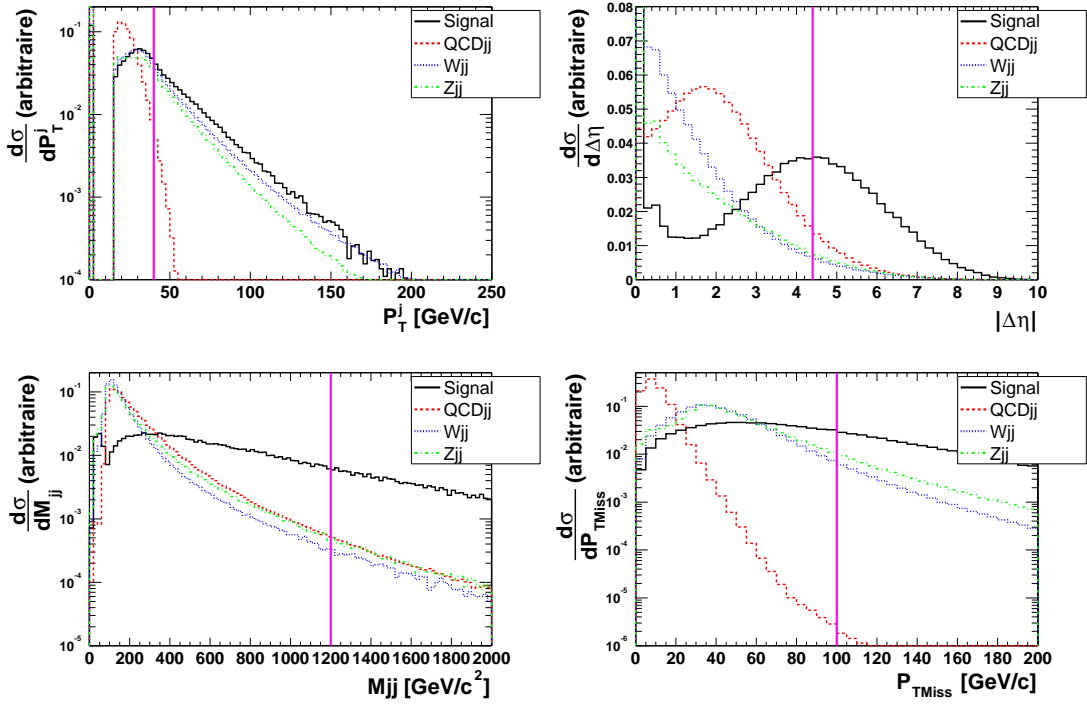


FIG. 6.9 – Sections efficaces différentielles du signal et des bruits de fond en fonction de p_T^j minimum (en haut à gauche), de $|\eta_{j1} - \eta_{j2}|$ (en haut à droite), de M_{jj} (en bas à gauche) et de l'impulsion transverse manquante (en bas à droite). Les distributions sont normalisées à la valeur de leur intégrale.

6.2.4 Simulation et reconstruction

La reconstruction des événements générés par PYTHIA a été réalisée à l'aide du programme de simulation *rapide* du détecteur ATLAS ATLFast [78]. Ce programme utilise un paramétrage des performances des différents sous-détecteurs qui provient d'une simulation détaillée ou des résultats de tests en faisceau. Il permet de simuler les dépôts d'énergie dans les différents calorimètres, d'identifier les leptons, photons et les jets, et estime l'énergie transverse manquante. Il utilise un algorithme qui modifie le quadricteur énergie-impulsion des particules en tenant compte de la résolution des détecteurs. Il tient aussi compte du champ magnétique pour la reconstruction des jets. Un étalonnage des jets, réalisé par un ajustement sur l'énergie moyenne du parton initial, a été appliqué.

L'efficacité d'étiquetage des deux jets dépend fortement des performances et de la granularité des calorimètres vers l'avant. Une simulation complète du détecteur basée sur GEANT en présence de bruit d'empilement a montré que la simulation rapide reproduisait bien l'efficacité du détecteur pour l'identification des deux jets [79], excepté dans les régions séparant les calorimètres bouchons et avant ($|\eta| = 3.2$) et à très grande rapidité. Une correction de l'efficacité en fonction de η et de l'impulsion transverse des jets a été appliquée.

La présence de bruit d'empilement augmente aussi la probabilité de production d'un jet dans la région centrale. Pour le seuil choisi de $20 \text{ GeV}/c$, cette probabilité varie de 1.2% à 1.4% en fonction de η à basse luminosité [79]. Cette probabilité a été prise en compte pour la réjection de l'activité hadronique centrale.

6.3 Etude des bruits de fond

6.3.1 Fond QCDjj

C'est de loin le fond le plus important. Avec une section efficace de l'ordre de $2 \cdot 10^{10} \text{ fb}$, il domine de 7 ordres de grandeur le signal. Cette production est réalisée par la diffusion $2 \rightarrow 2$ de partons. La figure 6.10 représente les différents processus utilisés dans PYTHIA pour simuler ce fond. Dans PYTHIA, aucune correction d'ordre supérieur n'est prise en compte dans le calcul de l'amplitude de diffusion de ces processus. La production multi-jets se fait à partir des radiations QCD des états finals et initiaux du processus $2 \rightarrow 2$; une incertitude importante est associée à ce type de production.

La section efficace domine pour des basses impulsions transverses. Néanmoins, seuls les événements de grande impulsion transverse donnent lieu à une grande énergie transverse manquante; on considère que les événements avec une impulsion transverse échangée lors de la diffusion $p_T^h < 50 \text{ GeV}/c$ ne contribuent pas. Afin d'adapter le nombre d'événements produits au nombre d'événements passant les sélections, la génération a été faite par tranches en p_T^h . Une présélection à $\cancel{p}_T \geq 70 \text{ GeV}/c$ a été faite au niveau de la reconstruction. Le tableau 6.1 donne pour chaque échantillon la section efficace associée avant et après coupure sur \cancel{p}_T . Au total, 1.25×10^8 événements ont été générés. La fi-

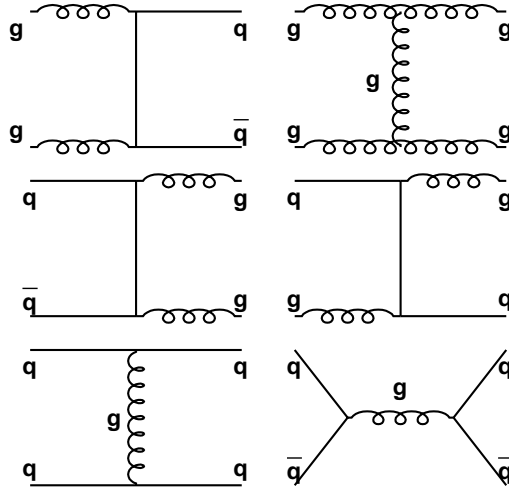


FIG. 6.10 – Diagrammes contribuant à l'ordre le plus bas à la production multi-jets par des processus purement QCD.

gure 6.11 représente la distribution d'énergie transverse manquante pour le signal et les différents échantillons de bruit de fond produits après coupure sur \cancel{p}_T . Il apparaît que le nombre d'événements générés pour les basses valeurs de p_T^h ne permet pas de sonder le signal. Une réjection totale de ce fond nécessiterait une production d'événements à bas p_T^h mille fois supérieure. Cependant, les coupures (c1) et (c2) suppriment fortement ces événements. Il ne reste plus d'événements produits dans les tranches $p_T^h < 100 \text{ GeV}/c$ après ces coupures. Pour la suite, on considèrera que le nombre d'événements produits est suffisant pour estimer la contribution de ce bruit de fond.

Dans les événements QCDjj, l'énergie manquante peut être due à une mauvaise mesure de l'énergie du jet ou à des désintégrations impliquant des neutrinos. La figure 6.12 représente la fraction d'événements contenant au moins un jet de b en fonction de l'impulsion transverse manquante. Plus de 40% des événements QCDjj dont l'impulsion transverse manquante est supérieure à $100 \text{ GeV}/c$ contiennent au moins un jet de b ; ces événements sont caractérisés par la présence d'un neutrino dans le jet. Cette fraction augmente avec \cancel{p}_T ; l'énergie manquante mesurée est essentiellement due à la présence d'énergie invisible dans le jet plutôt qu'à l'acceptance limitée du détecteur. Ainsi, le nombre d'événements attendu pourrait être extrapolé à partir des mesures inclusives de production de jets au LHC. De plus, cette propriété peut être utilisée pour rejeter ce type d'événement en définissant une variable d'isolation de l'énergie manquante:

$$I = \min [\phi(\cancel{p}_T) - \phi(j_{1,2})] \quad (6.5)$$

Les figures 6.13 représentent l'angle azimuthal ϕ_{jj} entre les deux jets en fonction de I pour le signal et les différents bruits de fond. Une coupure à $I > 1 \text{ rad}$ permet de rejeter 97% du fond QCDjj pour une réduction de 25% du signal: l'émission du Higgs se fait

Echantillon	Total		$\cancel{p}_T > 70 \text{ GeV}/c$	
	N (10^6)	σ (fb)	N	σ (fb)
20-50	5.2	1.075×10^9	0	0.
50-100	3.4	1.462×10^{10}	31	1.333×10^5
100-150	1.8	8.804×10^8	494	2.416×10^5
150-200	34.4	1.475×10^8	52337	2.244×10^5
200-250	26.6	3.753×10^7	104512	1.474×10^5
250-300	27.4	1.251×10^7	193854	8.851×10^4
300- x	26.6	9.455×10^6	179442	6.378×10^4
Total		1.677×10^{10}		8.990×10^5

TABLE 6.1 – Section efficace et nombre d'événements générés pour chaque échantillon en p_T^h avant et après coupure $\cancel{p}_T > 70 \text{ GeV}/c$.

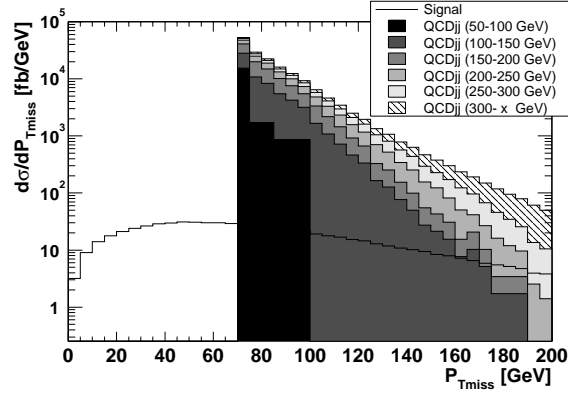


FIG. 6.11 – Distribution de l'impulsion transverse manquante pour le signal et le fond $QCDjj$ (après la coupure de présélection). Les différentes contributions ont été superposées et sont normalisées à la section efficace totale du processus $QCDjj$.

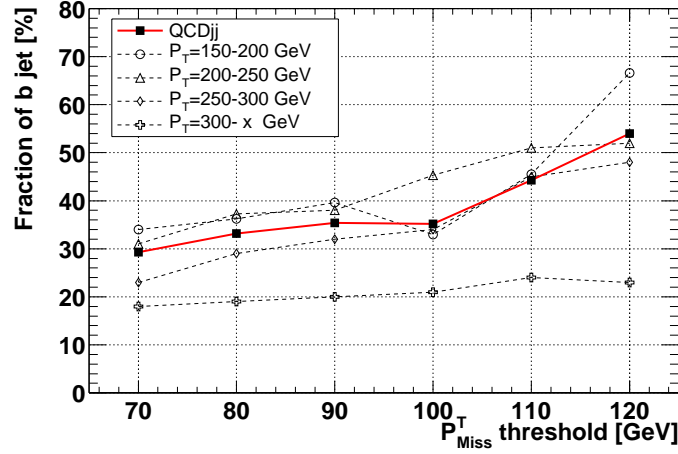


FIG. 6.12 – Fraction des événements $QCDjj$ contenant au moins un jet issu d'un b en fonction du seuil sur p_T^{Miss} . Les différentes contributions ainsi que la somme pondérée sont représentées.

dans une direction opposée à celle des jets. Bien que la section efficace de production multi-jets par les processus QCD soit très mal connue, on estime que l'efficacité de cette coupure est peu affectée par l'incertitude sur la cinématique des événements. Enfin, il est important de noter que le potentiel de découverte n'est pas affecté puisque le comptage final se fait dans la région $\phi_{jj} < 1$. L'application de cette coupure permet de contrôler le fond $QCDjj$ comme indiqué sur la figure 6.14.

6.3.2 Fonds Wjj et Zjj

Cinématique

Les bruits de fond Vjj ($V = W, Z$) ont été générés en utilisant les processus $gq \rightarrow V+q$ et $qq' \rightarrow V+g$ implémentés dans PYTHIA. Les diagrammes de Feynman de ces processus sont représentés sur la figure 6.15. Les deux jets sont ensuite produits lors de l'étape de fragmentation à partir du parton final. Il est à noter que PYTHIA sous-estime la section efficace de production Vjj par rapport à l'utilisation d'éléments de matrices $2 \rightarrow V+2$ partons d'environ 20–30%. Ce point est discuté dans [80]. De plus, il existe des contributions supplémentaires aux diagrammes de la figure 6.15 qui représentent uniquement la diffusion QCD entre deux partons. Elle peut aussi se faire par échange d'un boson vecteur [81]. Bien que supprimé d'un ordre $\sim (\alpha/2\sin\theta_W)^2/(\alpha_s)^2 \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ par rapport à la diffusion QCD, ce processus a la même structure de couleur que le signal; il peut constituer un bruit de fond non négligeable après toutes les coupures. Ce processus n'existe pas dans PYTHIA et n'a pas été généré. Cependant, les analyses faites dans [71] ont montré qu'il représente 15% (resp. 20%) des événements Wjj (resp.

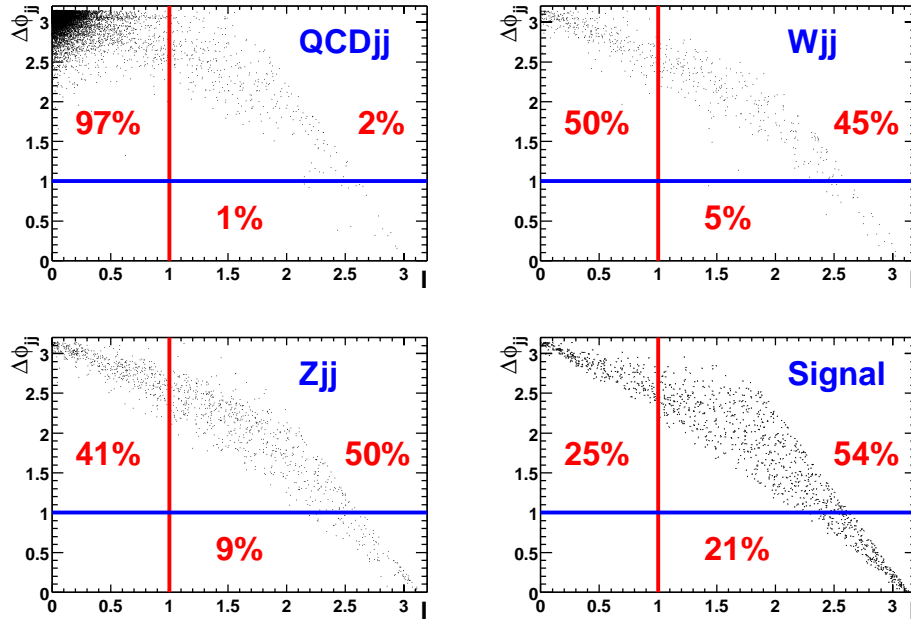


FIG. 6.13 – Distribution des événements dans le plan $(\Delta\phi_{jj}, I)$ pour le signal et les différents bruits de fond.

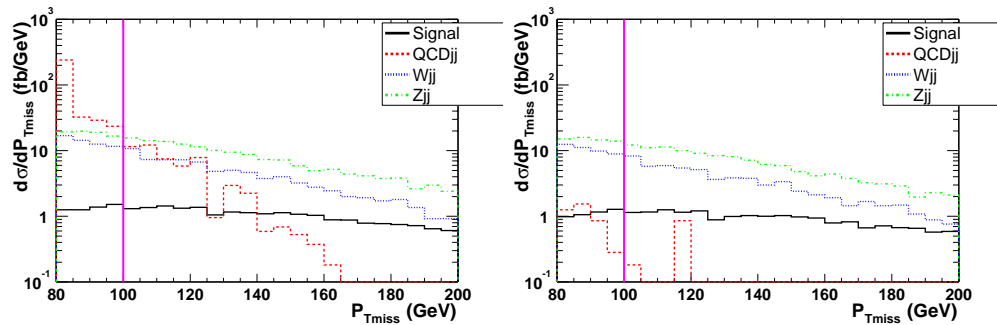


FIG. 6.14 – Distribution de l'impulsion transverse manquante pour le signal et les différents bruits de fond après les coupures (c1) et (c3)-(c5). La figure de gauche (droite) est sans (avec) l'isolation de l'impulsion manquante. On voit bien l'impact de cette coupure sur les processus QCDjj.

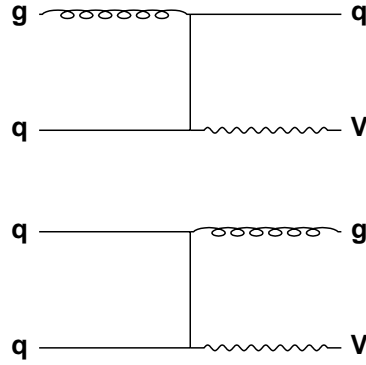


FIG. 6.15 – Diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas à la production du fond Vjj par le générateur PYTHIA. Le second jet est produit par émission de gluons ou désintégration d'un gluon en 2 quarks.

Processus	Total		$\cancel{p}_T > 80 \text{ GeV}/c$	
	N (10^6)	σ (fb)	N	σ (fb)
Zjj ($p_T^h > 30 \text{ GeV}/c$)	31.6	2.731×10^6	3145391	2.718×10^5
Wjj ($p_T^h > 30 \text{ GeV}/c$)	33.4	6.700×10^6	2593605	5.203×10^5

TAB. 6.2 – Section efficace et nombre d'événements générés pour les événements Wjj et Zjj avant et après coupure $\cancel{p}_T > 80 \text{ GeV}/c$.

Zjj) produits par échange de couleur après toutes les coupures. Pour tenir compte de cette production *électrofaible* du fond Vjj , le nombre d'événements final sera multiplié par un facteur 1.2.

L'énergie transverse manquante est due au boson vecteur qui n'est pas reconstruit; un seuil de $p_T^h = 30 \text{ GeV}/c$ est demandé lors de la génération, et les sections efficaces de ces processus données par PYTHIA sont $\sigma(Zjj) \simeq 2.6 \times 10^5 \text{ fb}$ et $\sigma(Wjj) \simeq 6.7 \times 10^6 \text{ fb}$. Enfin, une préselection est faite au niveau de la reconstruction où seuls les événements ayant une impulsion transverse manquante $\cancel{p}_T > 80 \text{ GeV}/c$ sont gardés. Le tableau 6.2 donne les sections efficaces pour les événements $W(\rightarrow l\nu)jj$ et $Z(\rightarrow \nu\nu, ll)jj$ ($l = e, \nu, \tau$) avant et après préselection.

Résultats

Le tableau 6.3 donne les sections efficaces après les différentes coupures pour les fonds Vjj et pour un Higgs de masse $130 \text{ GeV}/c^2$. Le nombre d'événements attendu pour le signal est $N_S = 591$ pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Le nombre d'événement attendu pour les fonds générés par PYTHIA est 1230 pour le fond Zjj et 1291 pour le fond Wjj . En considérant une contribution supplémentaire de 20% de la production électrofaible au fond Vjj , le nombre total d'événements fond attendu après coupure est $N_B = 3030$.

Le fond Zjj est fortement dominé par la désintégration du Z en neutrinos ($\sim 95\%$).

Coupures	H $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$	Wjj	Zjj
(c1)-(c3)	187	1567	845
+ veto sur les leptons (c5)	187	899	817
+ veto sur les jets (c4)	149	451	457
+ $I > 1$	130.4	356.2	371.3
+ $\phi_{jj} < 1$ (c6)	61.1	125.6	132.3
+ efficacités	59.1	129.1	123.0

TABLE 6.3 – Sections efficaces (en fb) pour le signal ($m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$) et les bruits de fond Zjj et Wjj pour différentes étapes de l'analyse. La dernière ligne montre les résultats lorsque les efficacités de reconstruction sont prises en compte.

La coupure $\cancel{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$ assure une bonne réjection des événements $Z \rightarrow ll$ où les leptons ne sont pas identifiés. Les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ non identifiés sont rejetés par la coupure sur les jets de basse énergie. Ils ne représentent plus que 2% après les coupures (c1)-(c5). Les événements $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$, où les 2 leptons ne sont pas reconstruits, constituent 3% des événements après ces mêmes coupures.

Le fond Wjj est fortement supprimé par le veto sur les leptons. La contribution des τ dans la distribution finale constituent $f_\tau = 44.5\%$ des événements; un veto sur les τ pourrait être envisagé pour réduire cette contribution.

L'efficacité du veto sur l'activité hadronique centrale est de 0.85 pour le signal et de 53% pour les processus Vjj de type QCD. L'application de ce veto dans la procédure de reconstruction rejette moins d'événements Vjj que par rapport à un calcul analytique à partir des éléments de matrice avec 2 partons dans l'état final. Une telle étude a été réalisée à l'ordre le plus bas [82] et donne une efficacité de 0.87 pour le signal, en accord avec les résultats donnés par PYTHIA, et 0.28 pour les processus Vjj purement QCD. L'incertitude sur l'efficacité de la coupure sur les jets centraux représente actuellement la source d'erreur la plus importante pour la recherche d'un Higgs produit par WBF . Ceci est dû au fait que le moment transverse de ces jets centraux est relativement bas pour les calculs de QCD perturbative des processus au LHC. Néanmoins, les résultats donnés par cette analyse ont été gardés afin de ne pas sous-estimer les bruits de fond. La figure 6.16 représente la distribution de l'angle azimuthal ϕ_{jj} entre les deux jets. La coupure permet de rejeter 65% des événements Vjj contre 53% des événements de type signal. Elle permet en plus de s'assurer que le fond QCDjj est bien supprimé (voir figure 6.13).

6.4 Détermination expérimentale des bruits de fond

La mise en évidence d'un excédent d'événements dans la distribution de la figure 6.16 est fortement liée à la connaissance des bruits de fond. Si on appelle α l'erreur systématique sur le nombre d'événements de fond N_B attendu, l'erreur αN_B s'ajoute en quadrature avec une fluctuation statistique de N_B . L'estimateur statistique usuel $N_S/\sqrt{N_B}$

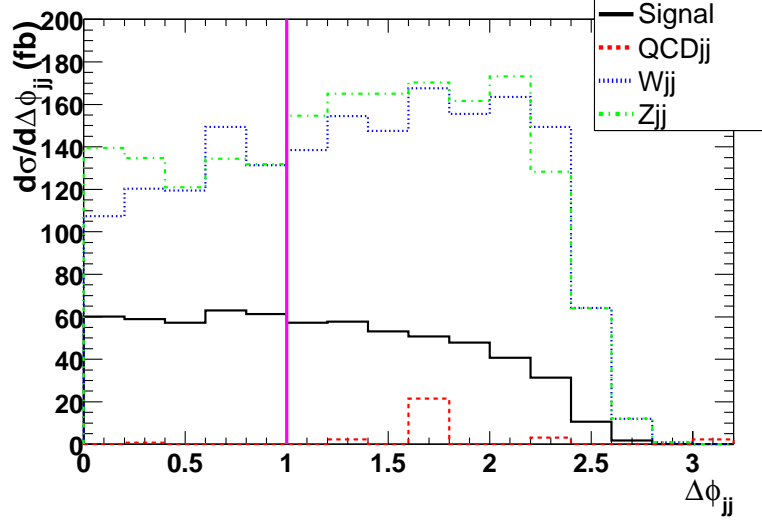


FIG. 6.16 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\phi_{jj}$ attendue pour le signal et les différents bruits de fond.

devient alors

$$K = \frac{N_S}{\sqrt{N_B} \sqrt{1 + \alpha^2 N_B}} \quad (6.6)$$

Dès que le terme $\alpha^2 N_B > 1$, l'erreur systématique sur le fond est dominante. Dans ce cas, K atteint une valeur asymptotique en fonction de la luminosité intégrée. Avec les résultats obtenus dans la section précédente et en supposant que le nombre d'événements attendu suit une distribution gaussienne, le bruit de fond doit être connu avec une précision meilleure que $\alpha = 9.7\%$ (resp. 9.8%) pour exclure à 95% de niveau de confiance un Higgs de $130 \text{ GeV}/c^2$ se désintégrant totalement en invisible avec 10 fb^{-1} (resp. 30 fb^{-1}).

La figure 6.18 montre que les calculs à une boucle des processus Wjj et Zjj donnent une incertitude de 300% sur les sections efficaces de production en fonction de l'échelle de renormalisation. Néanmoins, le nombre d'événements fond Vjj attendu peut être directement prédit à partir de la mesure des événements $Z \rightarrow ll$ et $W \rightarrow l\nu$ avec une précision bien meilleure.

6.4.1 Estimation expérimentale du fond Zjj

Pour réaliser cette estimation, on utilise des événements Zjj pour lesquels le Z se désintègre en leptons (e^\pm, μ^\pm). Les coupures en pseudo-rapidité sont les mêmes que pour le signal. La coupure sur l'impulsion transverse manquante est équivalente à une coupure sur l'impulsion transverse du Z reconstruite avec les deux leptons: $p_T(l^+) + p_T(l^-) > 100 \text{ GeV}/c$. La coupure d'isolation est équivalente à couper sur l'angle minimum entre le Z reconstruit et un des deux jets. Pour réaliser cette étude, $28.7 \cdot 10^6$ événements Zjj

Processus	Total		$N_l > 1$ et $p_T(Z) > 80 \text{ GeV}/c$	
	N (10^6)	σ (fb)	N	σ (fb)
$Z \rightarrow ee$ ($p_T^h > 30 \text{ GeV}/c$)	28.7	3.121×10^5	2591346	2.818×10^4

TAB. 6.4 – Section efficace et nombre d'événements générés pour les événements $Z(\rightarrow ee)jj$ avant et après coupure $p_T(Z) > 80 \text{ GeV}/c$.

ont été générés avec une désintégration du Z en e^\pm . On suppose que les efficacités sont les mêmes pour les électrons et les muons. Ceci est justifié par le fait qu'on utilise une simulation rapide [78]. Une préselection a été réalisée au niveau de la reconstruction où seuls les événements qui satisfont $p_T(Z) > 80 \text{ GeV}/c$ sont conservés. Le tableau 6.4 résume la production faite pour cette étude. Après toutes les coupures, la section efficace du processus $Z(\rightarrow ee)jj$ attendu est 7.9 fb dans la région $\phi_{jj} < 1 \text{ rad}$ et 25.5 fb dans la région $0 < \phi_{jj} < \pi$. On peut alors déduire la section efficace du fond $Z(\rightarrow Inv.)jj$ par la formule:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{pred} = R \left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{rec} = \frac{1}{\epsilon_{2e}} \frac{\text{Br}(Z \rightarrow \nu\nu)}{\text{Br}(Z \rightarrow ee)} (1 + f) \left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{rec} \quad (6.7)$$

où R est le facteur de normalisation du bruit de fond à partir des événements $Z(\rightarrow ee)jj$, $\epsilon_{2e} = 0.34$ est la probabilité que les deux électrons soient dans l'acceptance du détecteur pour la reconstruction des électrons ($|\eta| < 2.5$). Cette efficacité est déterminée au niveau partonique à partir de la pseudo-rapacité des produits de désintégration du Z . Elle pourra être mesurée dans ATLAS à partir de la production inclusive des événements Zjj . Enfin, $f = 5\%$ est la fraction des événements $Z \rightarrow Inv.$ qui ne sont pas des désintégrations en neutrinos mais en leptons chargés non reconstruits.

A partir de cette relation, on estime l'erreur sur le nombre d'événements de fond attendu N_B à partir de l'erreur sur le facteur de normalisation R et de l'incertitude statistique liée au nombre d'événements $Z \rightarrow ll$ mesurés. La figure 6.17 montre la prédiction de la distribution $d\sigma/d\phi_{jj}$ pour les événements $Z(\rightarrow ee)jj$ comparée au fond attendu. Afin de limiter les erreurs statistiques dues au nombre d'événements générés pour le calcul de l'erreur sur R , certaines contraintes ont été relâchées ($p_T^j > 30 \text{ GeV}/c$, $p_T(Z) > 85 \text{ GeV}/c$, $M_{jj} > 800 \text{ GeV}/c^2$). Ainsi, on peut remarquer que le nombre d'événements attendu est prédit avec une très bonne précision. Il apparait cependant une différence dans la forme des deux distributions, particulièrement pour des basses valeurs de ϕ_{jj} , où la distribution prédite a une plus grande pente. Ceci est expliqué par le fait que l'acceptance en η pour les produits de désintégration n'est pas la même dans les deux cas. En effet, la distribution $d\sigma/d\phi_{jj}$ dépend de l'angle θ de production du Z . De plus, le seuil de reconstruction est de $5 \text{ GeV}/c$ pour les électrons. Il existe également une dépendance de la forme de la distribution avec l'énergie des produits de désintégration du Z . On peut estimer l'erreur sur le facteur de normalisation R du bruit de fond par l'écart quadratique moyen de la somme des résidus définis sur la figure 6.17. Dans ce cas, elle vaut $\sigma(R) = 0.3 \pm 2.4\%$. Cette erreur sera réduite avec les calculs au second ordre [71] et elle sera négligée dans la suite devant l'erreur statistique provenant

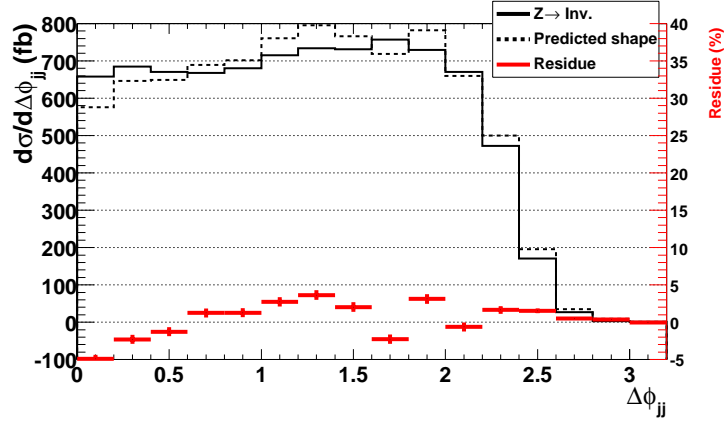


FIG. 6.17 – Section efficace différentielle (échelle de gauche) $d\sigma/d\phi_{jj}$ pour le bruit de fond attendu Zjj (trait plein) et pour l'extrapolation à partir des événements $Z \rightarrow ll$ reconstruits (trait pointillé). Les résidus (échelle de droite) sont définis comme la différence $N_{\text{attendu}} - N_{\text{prédit}}$ normalisée au nombre total d'événements attendu.

du nombre d'événements $Z \rightarrow ll$ attendu.

En combinant les électrons et les muons, le nombre d'événement $Z \rightarrow ll$ attendu avec 10 fb^{-1} est de 158 (resp. 352) dans la région $\phi_{jj} < 1$ (resp. $\phi_{jj} > 1$), soit une incertitude de 7.9% (resp. 5.3%). Afin de réduire cette erreur, il est possible d'utiliser la forme de la distribution $d\sigma/d\phi_{jj}$. On estime que les calculs QCD à une boucle permettront de connaître le rapport $(d\sigma/d\phi_{jj})_{\phi_{jj} < 1} / (d\sigma/d\phi_{jj})_{\phi_{jj} < \pi}$ avec une erreur de 5% [71]. La figure 6.18 montre ce rapport pour différentes échelles de renormalisation. Les deux lots d'événements des régions ($\phi_{jj} < 1 \text{ rad}$) et ($\phi_{jj} > 1 \text{ rad}$) sont statistiquement indépendants. Il est donc possible d'extrapoler l'erreur faite sur la région ($\phi_{jj} < 1 \text{ rad}$) à partir des données de la région ($\phi_{jj} > 1 \text{ rad}$). Le nombre d'événements attendu peut alors être prédit avec une erreur totale de 5.6% (resp. 4.3%) avec 10 fb^{-1} (resp. 30 fb^{-1}) de luminosité intégrée.

6.4.2 Estimation expérimentale du fond Wjj

Le fond Wjj peut être prédit en étudiant les événements $W(\rightarrow l\nu)jj$ où le lepton (e^\pm, μ^\pm) est identifié. Pour cette étude, $6.2 \cdot 10^6$ événements ont été générés par PYTHIA avec un moment transféré de $p_T^h > 60 \text{ GeV}/c$ et une section efficace totale de $1.3 \cdot 10^6 \text{ fb}$. Pour ce processus, on identifie l'impulsion transverse du W à la somme $p_T(l) + \cancel{p}_T$, où l est le lepton identifié. La section efficace attendue s'écrit simplement:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{\text{pred}} = R \left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{\text{rec}} = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_1} \frac{1}{1 - f_\tau} \left[\frac{d\sigma}{d\phi_{jj}} \right]_{\text{rec}} \quad (6.8)$$

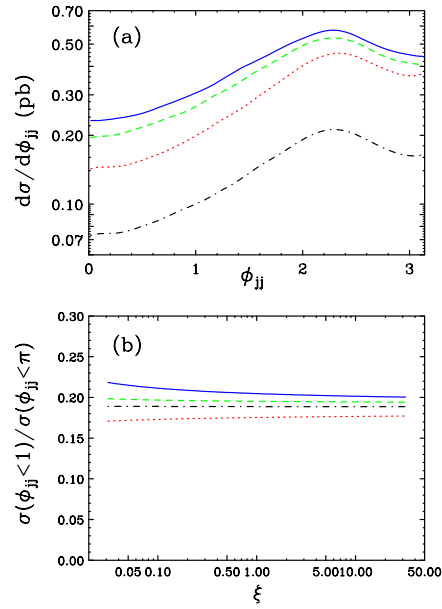


FIG. 6.18 – Dépendance d'échelle de la distribution ϕ_{jj} pour le processus $Z(\rightarrow \nu\nu)jj$ à l'ordre de l'ordre le plus bas du calcul QCD. Les résultats sont donnés pour différentes échelles de renormalisation μ_R^0 : $\alpha_s^2(\mu_R^0) = \alpha_s(P_T(j_1))\alpha_s(P_T(j_2))$ (ligne continue), $\mu_R^0 = \sqrt{\hat{s}/4}$ (ligne en tirets-points), $\mu_R^0 = \sqrt{(E_T^2(Z) + p_T^2(j_1) + p_T^2(j_2))/3}$ (ligne en tirets) et $\mu_R^0 = E_T(Z)$ (ligne en pointillé). La figure du bas représente la fraction d'événements dans la région dans la région $\phi_{jj} < 1$ rad en fonction de $\mu_R = \xi\mu_R^0$ ($0.1 < \xi < 10$) [71].

où $\epsilon_0/\epsilon_1 = 0.39$ ($\epsilon_0 = 28\%$) est le rapport des probabilités que le lepton soit hors de l'acceptance du détecteur ϵ_0 ou dedans ϵ_1 . Les événements $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ ne sont pas utilisés pour la prédiction. Il est nécessaire de corriger par un facteur qui tient compte de la fraction d'événements τ passant toutes les coupures f_τ . L'application de ces coupures donne une section efficace $[d\sigma/d\phi_{jj}]_{rec} = 177.3 \text{ fb}$ dans la région $\phi_{jj} < 1$. Ainsi l'erreur relative sur le facteur de normalisation dans la région $\phi_{jj} < 1$. est $\sigma(R)/R \simeq 3.4\%$. Comme précédemment, on considèrera uniquement la contribution statistique pour le calcul de α . Ainsi, l'erreur faite sur la prédiction du fond Wjj est estimée à 2.4% (resp. 1.4%) pour 10 fb^{-1} (resp. 30 fb^{-1}) de luminosité intégrée.

En combinant quadratiquement les erreurs sur la normalisation des événements Wjj et Zjj , l'erreur totale est $\alpha = 3.1\%$ (resp. 2.3%) pour 10 fb^{-1} (resp. 30 fb^{-1}) de luminosité intégrée. Celle-ci pourrait être réduite en ne considérant pas la coupure d'isolation $I > 1$. Cependant, il est plus satisfaisant de réaliser cette mesure de l'estimation des processus fond en absence d'événements $QCDjj$.

6.5 Potentiel de découverte

Si la manifestation de la brisure de la symétrie électrofaible se manifeste par la présence d'un Higgs qui se désintègre en particules interagissant faiblement, ce sera l'évidence d'une physique au delà du modèle standard. Cette nouvelle physique peut s'accompagner d'une réduction de la section efficace de production du Higgs par WBF. De plus, il a été vu que le rapport de branchement du Higgs en invisible n'est pas forcément égal à 1. Afin d'estimer le potentiel du détecteur ATLAS d'observer un Higgs se désintégrant partiellement en invisible, on définit la variable ξ^2 dépendante des paramètres du modèle :

$$\xi^2 = Br(H \rightarrow Inv.) \frac{\sigma_{qq \rightarrow qqH}}{\sigma_{qq \rightarrow qqH}|_{SM}} \quad (6.9)$$

où $Br(H \rightarrow Inv.)$ est le taux de branchement du Higgs en invisible et $\sigma_{qq \rightarrow qqH}|_{SM}$ est la section efficace de production du Higgs par fusion de bosons vecteurs donnée par le modèle standard. Le tableau 6.5 donne les sections efficaces attendues après les coupures finales ainsi que les valeurs de ξ^2 en fonction de la masse du Higgs pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (30 fb^{-1}) correspondant à un (trois) an(s) de prise de données à basse luminosité. Avec une année de prise de données, il est possible de sonder des valeurs de ξ^2 allant jusqu'à 35% pour un Higgs léger et $\sim 70\%$ pour un Higgs de $400 \text{ GeV}/c^2$ avec un niveau de confiance de 95%. La figure 6.19 représente dans le plan (m_H, ξ^2) le potentiel d'ATLAS pour ces deux luminosités intégrées. La partie supérieure de la figure correspond aux valeurs accessibles par ATLAS.

	m_H (GeV/c ²)	110	120	130	140	150	200	250	300	400
	$\sigma(\phi_{jj} < 1)$ (fb)	55.4	60.0	59.1	63.5	63.1	57.8	50.1	41.8	30.5
10 fb ⁻¹	ξ^2 (%)(stat.)	19.4	18.0	18.3	17.0	17.1	18.7	21.5	25.8	35.4
	ξ^2 (%)(stat.+syst.)	38.5	35.6	36.1	33.6	33.8	36.9	42.6	51.0	70.0
30 fb ⁻¹	ξ^2 (%)(stat.)	11.2	10.4	10.5	9.8	9.9	10.8	12.4	14.9	20.4
	ξ^2 (%)(stat.+syst.)	27.1	25.0	25.4	23.6	23.8	26.0	30.0	35.9	49.2

TAB. 6.5 – Potentiel de découverte d'ATLAS en fonction de la masse du Higgs. La première ligne donne la section efficace attendue pour le signal après coupures. Les lignes suivantes sont la valeur de ξ^2 pour 10 fb⁻¹ et 30 fb⁻¹ en tenant compte ou non des incertitudes systématiques sur les fonds.

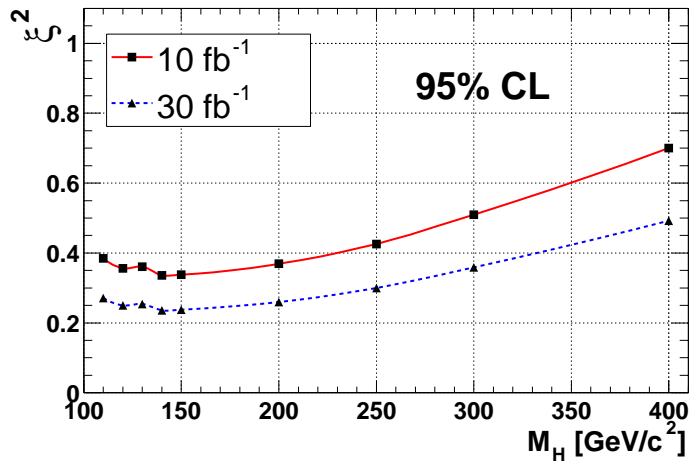


FIG. 6.19 – Valeur de ξ^2 en fonction de la masse du Higgs pour 10 fb⁻¹ (carrés) et 30 fb⁻¹ (triangles)

6.6 Implémentation d'un déclenchement de niveau 1 spécifique

Actuellement, la stratégie de déclenchement de premier niveau d'ATLAS [30] n'inclut pas les événements "2 jets + \cancel{E}_T " dans les régions avant. Cependant, une telle sélection est techniquement réalisable. Cette section évalue les besoins d'un tel déclenchement pour la recherche du Higgs invisible et l'impact sur le taux de déclenchement du LVL1. L'électronique de déclenchement dans le FCAL présente les caractéristiques suivantes:

- Pas de segmentation en η .
- Séparation des hémisphères $\eta > 0$ et $\eta < 0$.
- Segmentation en ϕ ($\Delta\phi = 0.4$)
- Une pondération des signaux analogiques de chaque cellule permet d'obtenir directement les énergies transverses.

On peut évaluer le taux de déclenchement sur le signal et les événements $QCDjj$ en associant le FCAL aux calorimètres centraux et en définissant les seuils de niveau 1 suivants:

$$\begin{aligned}
 & 2 \text{ jets identifiés} \\
 & p_T^j > 40 \text{ GeV}/c \\
 & \eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0 \\
 & \cancel{E}_T > 85 \text{ GeV}/c
 \end{aligned} \tag{6.10}$$

On définit l'efficacité sur le déclenchement de niveau 1, $\epsilon(\eta)$, comme étant le rapport du nombre d'événements subsistant avec une couverture au niveau 1 jusqu'à η sur le nombre d'événements acceptés pour une acceptation totale. La figure 6.20 montre l'effet d'une réduction de l'acceptation en pseudo-rapidité LVL1. L'effet est bien plus important sur le signal que sur les fonds $QCDjj$, Wjj et Zjj . Le tableau 6.6 donne le taux et le nombre d'événements attendu après les coupures de niveau 1 pour le signal et le bruit de fond à basse luminosité et pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Ainsi, le taux d'événements attendus passant cette sélection est de l'ordre de 0.2 Hz . Ce chiffre particulièrement bas est très encourageant, même en considérant une incertitude sur le bruit de fond QCD vers l'avant d'un facteur 10. De plus, un filtre d'événements pourrait être fait à un niveau plus élevé, où l'information sur la granularité complète est disponible.

La signification statistique définie comme S/\sqrt{B} (qui tient compte uniquement des fluctuations statistiques du bruit) est réduite d'un facteur ~ 2.5 en ne considérant pas le calorimètre avant pour LVL1.

Ainsi, un déclenchement au niveau 1 spécifique est nécessaire pour la recherche d'un Higgs invisible au LHC, et une sélection qui consisterait à un dépôt d'énergie supérieur à un seuil dans chaque hémisphère associé à demander de l'énergie transverse manquerait un taux de déclenchement suffisamment bas. Cependant, l'efficacité d'un tel déclenchement doit être évaluée. Pour cela, une simulation complète du détecteur dans la région avant est nécessaire.

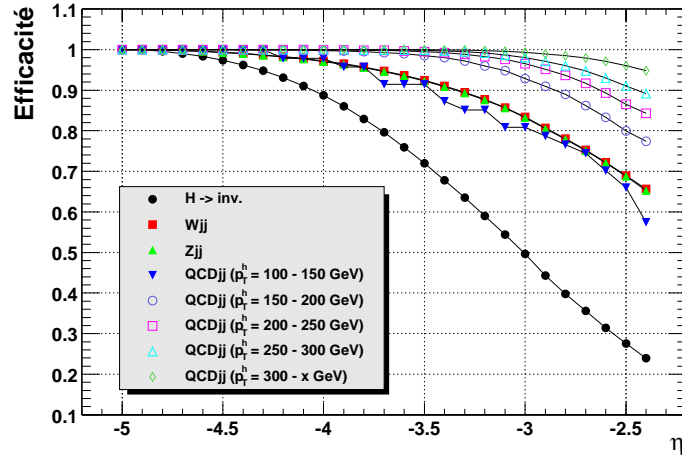


FIG. 6.20 – Efficacité sur le déclenchement de niveau 1 $\epsilon(\eta)$ en fonction de la couverture en pseudo-rapidité du déclenchement de niveau 1 pour différents processus.

Processus	Taux(Hz)	N (10^3)
$H \rightarrow Inv.$ ($120\text{GeV}/c^2$)	$6.1 \cdot 10^{-4}$	6.1
Wjj	$4.0 \cdot 10^{-2}$	400
Zjj	$2.1 \cdot 10^{-2}$	210
QCDjj (100-150 GeV/c)	$1.9 \cdot 10^{-4}$	190
QCDjj (150-200 GeV/c)	$3.3 \cdot 10^{-4}$	330
QCDjj (200-250 GeV/c)	$3.5 \cdot 10^{-4}$	350
QCDjj (250-300 GeV/c)	$2.4 \cdot 10^{-4}$	240
QCDjj (300- x GeV/c)	$4.5 \cdot 10^{-4}$	450

TAB. 6.6 – Taux de production et nombre d'événements attendu pour le signal et les différents fonds après une année de fonctionnement du LHC à basse luminosité après les coupures de premier niveau définies dans (6.10).

6.7 Discussion et perspectives

Ces résultats très encourageants ont été obtenus à partir d'une simulation rapide du détecteur ATLAS. Il faudrait les confirmer en utilisant la simulation complète du détecteur. Une optimisation des coupures devrait permettre d'augmenter le potentiel de mise en évidence.

Une attention particulière doit être portée au fond $QCDjj$ de très grande section efficace; une estimation des erreurs systématiques sur la production de jets dans les régions avant doit être faite pour pouvoir conclure sur la suppression totale de ce fond.

Il a été mentionné que la production des jets de basse énergie dans la région centrale souffrait d'une grande incertitude provenant des calculs QCD. Cette incertitude n'affectera pas la mesure car cette production et l'efficacité d'un tel veto seront directement mesurés à partir des données. Cependant, le potentiel de découverte doit être estimé avec une meilleure connaissance de ce veto. En attendant, il a été évalué dans le cas le plus défavorable.

Dans un modèle supersymétrique, il a été vu qu'une partie de l'espace des paramètres favorise la désintégration du Higgs léger en neutralinos. Dans le cas d'un mélange maximal et à la limite de découplage, le Higgs le plus léger est produit de façon standard. ξ^2 est alors égal au rapport de branchement du Higgs en invisible, et l'espace des paramètres accessible à ATLAS est donné sur la figure 6.19. Pour le Higgs pseudo-scalaire, le couplage aux vecteurs est fortement supprimé (voir équation (6.1)); ξ^2 tend vers 0. C'est pourquoi, il est nécessaire de considérer les scénarii où le mode de production ne fait pas intervenir un couplage aux bosons vecteurs. Pour cela, le canal de production associé $t\bar{t}H$ doit être étudié [70] dans ATLAS. Enfin, l'analyse réalisée considère uniquement les processus de fond de type modèle standard. Une étude des fonds dans un modèle supersymétrique doit également être réalisée.

Conclusion

La recherche du boson de Higgs, comme témoin de la brisure de la symétrie électrofaible, est le but principal du détecteur ATLAS au LHC, et celui-ci pourra couvrir tout le spectre de masse prédit par le modèle standard. Les mesures électrofaibles effectuées à LEP sont favorables à un Higgs léger, et dans ce cas, la calorimétrie électromagnétique jouera un rôle prépondérant pour la mise en évidence d'un signal provenant de la désintégration d'un Higgs.

Dans la première partie de cette thèse, une stratégie pour l'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été développée. Ce travail a été réalisé dans le cadre des campagnes de tests en faisceau d'un module prototype à l'échelle 1, ainsi que de tests électriques sur une maquette du détecteur. Pour la compréhension de la réponse électronique, une description détaillée du détecteur, du système d'injection du signal d'étalonnage et de la chaîne de lecture a été réalisée. Elle a permis de mettre en évidence et d'évaluer les effets de distorsion du signal électrique pour la reconstruction de l'énergie. Une méthode originale de prédiction de la réponse qui utilise une convolution du signal d'étalonnage a été développée. Elle permet de s'affranchir au premier ordre de tous les effets de distorsion et de prédire la forme du signal au niveau de précision requis pour la contribution attendue au terme constant (0.3%). Enfin, une procédure d'étalonnage de l'ensemble du détecteur a été développée pour l'analyse des tests en faisceau du module prototype et des modules de série. Ce travail a permis de mettre en évidence certains problèmes liés à la reconstruction des signaux. Des études systématiques ont montré que l'erreur faite sur la mesure de l'énergie est inférieure à 0.2% en un point du calorimètre. Ce travail a également conduit à une modification des électrodes pour une meilleure uniformité de la réponse. L'analyse des tests en faisceau du module prototype a montré que le calorimètre atteint les performances locales attendues en termes de résolution et de linéarité de la réponse. Une étude de la réponse du module prototype sur une zone étendue a permis d'identifier différentes sources de non-uniformité et de mesurer une dispersion de la réponse de 0.74% sur une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.75$. Si l'outil de reconstruction qui a été développé lors de cette thèse permet d'étudier des effets fins, il subsiste des points qui seront l'objet d'études dans les années à venir. La compréhension de la diaphonie dans le signal de physique permettra d'évaluer précisément les performances de la méthode de reconstruction du signal. L'étude de la dépendance de la forme du signal avec la charge injectée, particulièrement de petite valeur, permettra d'étudier de façon précise la linéarité de la réponse. Enfin, la mesure

des paramètres électriques des cartes d'étalonnage et du détecteur pour les prochains modules de série testés en faisceau permettra d'évaluer de façon précise la contribution au terme constant de la forme du signal.

Dans une seconde partie, des extensions du modèle standard de la brisure de la symétrie électrofaibles ont été envisagées, et il a été montré que la recherche du boson de Higgs au LHC doit considérer des modes de désintégrations en particules interagissant faiblement. Les modes de productions par fusion de bosons vecteurs procurent une signature très claire pour la mise en évidence d'une telle désintégration invisible. Ce type d'événement nécessite un déclenchement spécial et une connaissance du bruit de fond attendu avec une bonne précision. Une étude sur les possibilités de déclenchement a montré que le taux de déclenchement est de l'ordre de 0.3 Hz, prouvant ainsi la faisabilité d'une telle étude. Une méthode de prédiction du bruit de fond à partir d'événements de physique a été développée. La précision ainsi atteinte sur le nombre d'événements fond attendu est de 3% avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Le potentiel de découverte a été évalué indépendamment du modèle pour un an de fonctionnement à basse luminosité. Dans ce cadre, le détecteur ATLAS peut exclure un boson de Higgs se désintégrant partiellement en invisible avec des rapports de branchement supérieurs à 35% (resp. 70%) pour une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ (resp. $400 \text{ GeV}/c^2$). Ainsi, dans un modèle supersymétrique, où l'espace des paramètres laissé libre par LEP permet des désintégrations importantes en neutralinos, le higgs le plus léger ne devrait pas échapper à une détection au LHC. Toute cette étude a été réalisée avec une simulation rapide du détecteur. L'efficacité de déclenchement a été supposée totale; elle doit être évaluée avec une simulation complète du détecteur. Enfin, bien que le cas le plus défavorable ait été considéré, l'efficacité de la coupure sur l'activité hadronique centrale doit être évaluée à l'aide d'un monte-carlo spécifique.

Annexe A

Filtrage optimal

L'algorithme utilisé pour la reconstruction de l'énergie est basée sur une méthode de filtrage optimal [83, 84, 85]. Bien qu'un échantillon soit pris sur la crête du signal, cette méthode est préférable à l'utilisation de l'échantillon maximal pour différentes raisons:

- l'intégration des 5 échantillons permet de minimiser le bruit incohérent (électronique + empilement).
- il permet de corriger d'un temps de mise en forme non optimal pour la cellule.
- il permet de corriger d'un décalage possible entre le temps correspondant au maximum du signal et le temps d'échantillonnage.

L'amplitude A du signal est donnée par une combinaison linéaire des N échantillons (5 dans le cas d'ATLAS) de façon à minimiser les effets ci-dessus. On définit les coefficients a_i et on forme les combinaisons des N échantillons S_i :

$$u = \sum_{i=1}^N a_i S_i \quad (\text{A.1})$$

où u est l'estimateur de l'amplitude A . Si on considère la forme du signal $g(t)$ connue et que l'on néglige la dispersion sur le temps d'échantillonnage $\sigma(\tau)$, les échantillons S_i s'expriment sous la forme:

$$S_i = Ag(t_i) + n(t_i) = Ag_i + n_i \quad (\text{A.2})$$

où n_i est la valeur du bruit au temps t_i . On fait l'hypothèse que le bruit a une valeur moyenne nulle ($\langle n_i \rangle = 0$). L'amplitude est alors donnée par la valeur moyenne de l'estimateur:

$$A = \langle u \rangle = \sum_i (Aa_i g_i + \langle n_i \rangle) \quad (\text{A.3})$$

Une condition primordiale est que l'estimateur de l'énergie ne soit pas biaisé. Cette condition s'écrit alors:

$$\sum_i a_i g_i = 1 \quad (\text{A.4})$$

On définit le bruit σ_u affectant l'amplitude du signal par la variance de l'estimateur u :

$$\sigma_u^2 = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_n n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (\text{A.5})$$

où R_{ij} sont les éléments de la matrice de covariance du bruit ($R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$). On calcule alors les coefficients a_i qui minimisent le bruit σ_u en réalisant la contrainte de l'équation (A.4). Pour cela, on utilise la technique des multiplicateurs de Lagrange en cherchant le minimum de la fonction

$$I_u(\lambda) = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) \quad (\text{A.6})$$

Les coefficients a_i qui minimisent cette fonction (ils sont appelés optimaux) s'écrivent sous forme vectorielle:

$$\vec{a} = \frac{\lambda}{2} R^{-1} \vec{g} = \frac{R^{-1} \vec{g}}{\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}} \quad (\text{A.7})$$

et dans la limite où le bruit est faiblement corrélé (R est quasiment diagonale), $\vec{a} \sim \frac{\vec{1}}{g}$.

Si on considère maintenant que la mesure du temps d'échantillonnage est entachée d'un certain aléa en temps τ par rapport au temps t_i mesuré par l'horloge 40 MHz, l'équation (A.2) s'écrit:

$$S_i = Ag(t_i + \tau) \simeq Ag_i + A\tau g'_i + n_i \quad (\text{A.8})$$

où $g'_i = dg(t_i)/dt$. Cette approximation reste valable dans la limite où τ est petit devant la période d'échantillonnage.

Comme précédemment, on définit les coefficients b_i et on forme la combinaison linéaire:

$$v = \sum_i b_i S_i \quad (\text{A.9})$$

où v est l'estimateur de la quantité $A\tau$. On peut optimiser le filtrage en imposant que l'estimateur de l'amplitude dépende peu de l'aléa τ . Avec cette deuxième condition, les coefficients s'écrivent:

$$\vec{a} = \frac{(\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}) R^{-1} \vec{g} - (\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}}{(\vec{g}^t R^{-1} \vec{g})(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{b} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g} - (\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')(\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}) - (\vec{g}^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (\text{A.11})$$

Les coefficients a_i et b_i sont alors complètement déterminés par la connaissance de la réponse $g(t)$ et R . Dans le cas d'ATLAS, les éléments de la matrice R pourront être directement mesurés en utilisant des déclenchements aléatoires hors faisceau (bruit électronique) ou en faisceau (bruit électronique + empilement).

Bibliographie

- [1] F. HALZEN, A.D. MARTIN. *Quarks & Leptons*. J. Wiley, 1984.
- [2] H. SPIESBERGER, M. SPIRA, P.M. ZERWAS. *The Standard Model: Physical basis and scattering experiment*. hep-ph/0011255.
- [3] B.W. LEE, C. QUIGG, H.B. THACKER. *Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass*. *Phys. Rev.* **D 16** (1977) 1519.
- [4] K. RIESELMANN. *Limitations of a standard model Higgs boson*. DESY 97-222.
- [5] The LEP Collab., the LEP Electroweak Working Group, the SLD Heavy flavours and Electroweak Working Group. *A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. CERN-EP/2001-098.
- [6] H. GEORGI, S.L. GLASHOW. *Unity of All Elementary-Particle Forces*. *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438.
- [7] D.I. KAZAKOV. *Beyond the Standard Model (in search of Supersymmetry)*. In *Lectures given at the European School of High-Energy Physics*, Caramulo (Portugal), August 21 - September 2, 2001.
- [8] P. LANGACKER, M. LUO. *Implications of precision electroweak experiments for m_t , ρ_0 , $\sin^2\theta_W$, and grand unification*. *Phys. Rev.* **D 44** (1991) 817.
- [9] C. CARLSON, P. ROY, M. SHER. *New bounds on R-parity violating couplings*. *Phys. Lett.* **B 357** (1995) 99.
- [10] J. WELLS G. KANE, C. KOLDA. *Calculable upper limit on the mass of the lightest Higgs boson in any perturbatively valid supersymmetric theory*. *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2686.
- [11] F. ABE & al. *Observation of Top Quark production in $\bar{p}p$ Collisions with the CDF Detector at Fermilab*. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.
- [12] S. ABACHI & al. *Observation of the top quark*. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632.
- [13] D.E. GROOM & al. *Review of Particle Physics*. *Eur. Phys. J.* **C 15** (2000) 1-878.
- [14] The LEP Collab., the LEP Working group for Higgs bosons searches. *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. CERN-EP/2001-055.
- [15] P.M ZERWAS M. SPIRA. *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*. hep-ph/9803257.
- [16] M. SPIRA. *QCD effects in Higgs Physics*. *Fortschr. Phys.* **46** (1998) 203-284.
- [17] R.N. CAHN, S. DAWSON. *Production of Very massive Higgs Bosons*. *Phys. Lett.* **B 136** (1984) 196.

- [18] M. CARENA & al. *Report of the Higgs Working Group of the Tevatron Run 2 SUSY/Higgs Workshop*. hep-ph/0010338.
- [19] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report II*. CERN/LHCC/99-15.
- [20] The CMS Collab. *CMS Technical Proposal*. CERN/LHCC/94-38.
- [21] The LHC study group. *The Large Hadron Collider, Conceptual Design Report*. CERN/AC/95-05.
- [22] O. SCHNEIDER. *Overview of the LHCb experiment*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A446** (2000) 213.
- [23] A. MORSH, H.H. GUTBROD. *The Future Heavy Ion Experiment ALICE at the LHC at CERN*. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **42** (1999) 345.
- [24] The ATLAS Collab. *ATLAS Technical Proposal*. CERN/LHCC/94-43.
- [25] N. ELLIS, T.S. VIRDEE. *Experimental challenges in high-luminosity collider physics*. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44** (1994) 609.
- [26] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report I*. CERN/LHCC/99-14.
- [27] V. TISSERAND. *The Higgs to two photons decay with the ATLAS detector*. *ATLAS Internal Note, ATLAS-PHYS-96-090*, (1996).
- [28] D. CAVALLI, M. SAPINSKI. *Full and fast simulation and reconstruction of Higgs decay channels with multi-b-jets final states*. *ATLAS Internal Note, ATLAS-PHYS-00-033*, (2000).
- [29] G. EYNARD. *Etude de la production associée du boson de Higgs HW , $Ht\bar{t}$, $HZ \rightarrow \gamma\gamma + e^\pm\mu^\pm + X$ avec le détecteur ATLAS, auprès du LHC*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Sciences et géographie, Grenoble I, (1998).
- [30] The ATLAS Level 1 Trigger Group. *ATLAS First-Level Trigger Technical Design Report*. CERN/LHCC/98-14.
- [31] D. GREEN. *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2000.
- [32] The ATLAS Collab. *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-40.
- [33] The ATLAS Collab. *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-41.
- [34] RD3 Collab. *Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordion' geometry*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A309** (1991) 438.
- [35] R.L. CHASE, C. de La TAILLE, J.P. RICHER, N. SEGUIN-MOREAU. *A fast monolithic shaper for the ATLAS E.M. calorimeter*. *ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-95-010*, (1995).
- [36] Y. JACQUIER, C. de La TAILLE, I. NIKOLIC, L. SERIN. *Strengths and weaknesses of digital filtering*. *ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-97-080*, (1997).
- [37] J.COLAS & al. *The LARG Calorimeter Calibration Board*. *ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-2000-006*, (2000).

- [38] W. BONIVENTO, E. COLLET, C. de La TAILLE, P. IMBERT. *Cold cables for the EM calorimeters: specifications and measurements of the electrical properties. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-98-106*, (1998).
- [39] W. BONIVENTO & al. *Radiation hard micro-coaxial cables for the ATLAS liquid argon calorimeters. Nucl. Instrum. Meth. A451 (2000) 492-505*.
- [40] L. SERIN. *Calibration of the ATLAS liquid argon calorimeter*. In VIIIth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Lisbon (Portugal), June 13-19, 1999.
- [41] N. MASSOL. *Conception et mise au point de la procédure de qualification du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, Université de Savoie - Physique expérimentale et instrumentation, (2000).
- [42] D. GINGRICH & al. (ATLAS Accordion Collab.). *Performance of the barrel module 0 of the ATLAS electromagnetic calorimeter. to be submitted to Nucl. Instrum. Meth.*
- [43] J. COLAS & al. *Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2000-004*, (2001).
- [44] F. HUBAUT, B. LAFORGE, D. LACOUR, F. ORSINI. *Test beam measurement of the Crosstalk in the EM barrel Module 0. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2000-007*, (2000).
- [45] F. HUBAUT. *Crosstalk measurements summary in EMB M10*. can be found on http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/EM_Calo/TestBeam/.
- [46] S. GEFFROY. *Etude du système d'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS*. Diplôme d'étude approfondie, Ecole doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon, Lyon I, (2001).
- [47] S. WOLFRAM. *MATHEMATICA*®.
- [48] J. COLAS, R. LAFAYE, P. PERRODO. *Last cabling specifications. ATLAS Internal Note, ATL-AB-EN-0030*, (1998).
- [49] R.E. MATICK. *Transmission lines for digital and communication networks*. McGraw-Hill, 1969.
- [50] W.E. CLELAND. Private communication.
- [51] L. NEUKERMANS, P. PERRODO, R. ZITOUN. *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2001-008*, (2001).
- [52] E.O. BRIGHAM. *The Fast Fourier Transform and its applications*. Prentice Hall, 1988.
- [53] L. SERIN. LC measurement on module 15. Test-beam meeting (CERN), (24/04/01).
- [54] M. ABOUELOUFA, B. CLELAND, M. GOUANÈRE, P. PERRODO, H. TAKAI. *Trigger setup in the H8 test-beam area. ATLAS Internal Note, ATC-TT-EN-0001*, (1998).

- [55] L. di CIACCIO, L. NEUKERMANS, P. PERRODO, R. ZITOUN. *Uniformity of the 2000 test beam module with the new optimal filtering coefficients. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2001-009*, (2001).
- [56] L. KURCHANINOV. *Modelling of the HEC electronics Chain. ATLAS Internal Note, HEC-Note-109*, (2001).
- [57] A. KIRYUNIN, L. KURCHANINOV, P. STAVINA. *Reconstruction of signal parameters in the HEC Readout Drivers. ATLAS Internal Note, HEC-Note-110*, (2001).
- [58] A. DJOUADI. *Impact of the SUSY decays on the search for the MSSM Higgs bosons at the LHC. Mod. Phys. Lett. A 14 (1999) 359-368*.
- [59] S.P. MARTIN, J.D. WELLS. *Motivation and detectability of an invisibly-decaying Higgs boson at the Fermilab Tevatron. Phys. Rev. D 60 (1999) 035006*.
- [60] J.C. ROMAO. *Invisible Higgs bosons at present and future colliders. Nucl. Phys. B 37C (1995) 135-143*.
- [61] G.F. GIUDICE, R. RATTAZI, J.D. WELLS. *Graviscalars from higher-dimensional metrics and curvature-Higgs mixing. Nucl. Phys. B 559 (1999) 27-47*.
- [62] A. DJOUADI & al. *SUSY Decays of Higgs Particles. Phys. Lett. B 376 (1996) 220-226*.
- [63] G. BELANGER & al. *SUSY Higgs at the LHC: Effects of light charginos and neutralinos. Nucl. Phys. B 581 (2000) 3-33*.
- [64] ALEPH Collab. *Search for supersymmetric particles in e^+e^- collisions at $s^{**}(1/2)$ up to 202-GeV and mass limit for the lightest neutralino. Phys. Lett. B 499 (2001) 67-84*.
- [65] LEP Higgs Working Goup. *Searches for Invisible Higgs. hep-ph/0107032*.
- [66] A. DJOUADI, J. KALINOWSKI, M. SPIRA. *HDECAY: a program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extensions. Comput. Phys. Commun. 108 (1998) 56-74*.
- [67] The LEP Collab., the LEP2 SUSY Working Group. *Combined LEP Charginos results, up to 208 GeV for large m_0 . LEPSUSYWG/01-03.1*.
- [68] D.P. ROY D. CHOUDHURY. *Signatures of an invisibly decaying Higgs particle at LHC. Phys. Lett. B 322 (1994) 368*.
- [69] S.G. FREDERIKSEN & al. *Detecting invisible Higgs bosons at the CERN Large Hadron Collider. Phys. Rev. D 50 (1994) R4244*.
- [70] J. GUNION. *Detecting an invisibly decaying Higgs boson at a hadron supercollider. Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 199*.
- [71] O.J.P. ÉBOLI, D. ZEPPENFELD. *Observing an invisible Higgs boson. Phys. Lett. B 495 (2000) 147-154*.
- [72] R.N. CAHN & al. *Transverse momentum signatures for heavy Higgs bosons. Phys. Rev. D 35 (1987) 1626*.
- [73] J.D BJORKEN. *Rapidity gaps and jets as a new physics signature in very high-energy hadron-hadron collisions. Phys. Rev. D 47 (1993) 101*.
- [74] R.S. FLETCHER, T. STELZER. *Rapidity gap signals in Higgs production at the SSC. Phys. Rev. D 48 (1993) 5162*.

- [75] T. SJÖSTRAND & al. *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. Comput. Phys. Commun.* **135** (2001) 238-259.
- [76] H.L. LAI & al. *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. Eur. Phys. J. C* **12** (2000) 375-392.
- [77] D. ZEPPENFELD V. BARGER, R.J.N. PHILLIPS. *Minijet veto: A tool for the heavy Higgs search at LHC. Phys. Lett. B* **346** (1995) 106-114.
- [78] E. RICHTER-WAS, D. FROIDEVAUX, L. POGGIOLI. *ATLFAST 2.0: A fast simulation package for ATLAS. ATLAS Internal Note, ATLAS-PHYS-98-131.*
- [79] V. CASINI, D. COSTANZO, I. VIVARELLI. *Forward tagging and jet veto studies for Higgs events produced via vector boson fusion. ATLAS Internal Note, ATLAS-COM-PHYS-2002-003*, (2002).
- [80] E. RICHTER-WAS. *Prospect for the observability of the WH and ZH, $H \rightarrow b\bar{b}$ channels in 14 TeV pp and 2 TeV pbarp collisions. ATLAS Internal Note, ATLAS-PHYS-2000-023*, (2000).
- [81] D. RAINWATER, R. SZALAPSKI, D. ZEPPENFELD. *Probing color-singlet exchange in Z + 2-jet events at the LHC. Phys. Rev. D* **54** (1996) 6680-6689.
- [82] D.L RAINWATER. *Intermediate-Mass Higgs searches in Weak Boson Fusion. PhD thesis, Univ. of Wisconsin, Madison - hep-ph/9908378*, (1999).
- [83] W.E. CLELAND, E.G. STERN. *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters. Nucl. Instrum. Meth. A* **338** (1994) 467-497.
- [84] I. WINGERTER-SEEZ. *Study of energy reconstruction using the optimal filtering coefficients with the LAr electromagnetic calorimeter. ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-95-019*, (1995).
- [85] R. ZITOUN. *Using optimal filtering with 1999 testbeam data. ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-2001-003*, (2001).

Résumé: Les modes de désintégrations leptoniques et photoniques représentent les canaux les plus prometteurs pour la recherche d'un boson de Higgs de masse intermédiaire au LHC. Une bonne uniformité de la réponse du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est nécessaire pour atteindre le terme constant sur la résolution en énergie de 0.7% requis pour une telle étude. La première partie de cette thèse porte sur l'étalonnage électronique absolu du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Une étude détaillée du système d'étalonnage, du détecteur et de la chaîne de lecture a été réalisée pour améliorer la compréhension de la réponse du détecteur. Une méthode originale de prédiction de la réponse à un signal d'ionisation, basée sur une convolution du signal d'étalonnage a été développée permettant d'atteindre la précision requise sur la description du signal pour la contribution au terme constant (0.3%). L'analyse des tests en faisceau du module prototype a montré que le calorimètre atteint les performances requises en termes de résolution locale et de linéarité. Une étude sur l'uniformité de la réponse a montré une dispersion inférieure à 0.8% sur une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.75$. Dans une seconde partie, le potentiel du détecteur ATLAS pour la découverte d'un Higgs produit par fusion de bosons vecteurs se désintégrant en modes invisibles a été évalué. Une méthode de mesure des bruits de fond à partir d'événements de physique a été développée. De plus, la possibilité de déclencher sur de tels événements est discutée, montrant la faisabilité d'une telle étude. Une limite inférieure sur le rapport de branchement du Higgs en invisible de 25% à 95% de niveau de confiance, pour 30 fb⁻¹ de données et une masse $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ pourrait être atteinte.

Mots-clé : ATLAS, Calorimétrie électromagnétique, Etalonnage, Filtrage optimal, Higgs, Supersymétrie

Calibration of the ATLAS electromagnetic calorimeter. Invisibly decaying Higgs boson search.

Abstract: The most promising channels for an intermediate mass Higgs boson discovery at LHC are leptonic and photonic decays. Therefore, a good uniformity of response of the electromagnetic calorimeter is required to reach the 0.7% constant term needed. This thesis deals with the absolute calibration of this detector. An electrical description of the calibration system, the detector and its read-out chain has been made for a better comprehension of the signal pulse shapes. A method, using a convolution of the calibration waveforms, has been developed to predict physics response, leading to absolute calibration. The level of accuracy obtained allows to reach the 0.3% contribution to the constant term required. Test beam analysis of a prototype module showed the performance of the electromagnetic calorimeter in terms of local resolution and linearity. A uniformity study has been made, leading to a 0.8% dispersion on a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.2 \times 0.75$ area.

In a second part, the observability of an invisible Higgs boson produced via weak boson fusion at the LHC is presented. A level 1 trigger strategy for this purely jet and missing E_T final states is discussed. A method to measure the level of background using physics events is presented. This analysis shows that an invisible branching ratio of 25% could be reached at 95% CL with only 30 fb⁻¹ for a Higgs boson mass of 120 GeV/c².

Keywords : ATLAS, Electromagnetic calorimetry, Calibration, Optimal filtering, Higgs, Supersymetry
